

# **Kontaktierung Ionen-implantierter Boremitter in n-Typ Silizium-Solarzellen mittels Silber/Aluminium-Pasten**

Von der Fakultät für Elektrotechnik und Informatik  
der  
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften  
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

**Dipl.-Phys. Fabian Kiefer**

geboren am 29.01.1983 in Merzig

2016

Referent: Prof. Dr. H. Jörg Osten  
Korreferent: Prof. Dr. Giso Hahn  
Tag der Prüfung: 04.07.2016

## Kurzzusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Bor-dotierten Ionen-implantierten  $p^+$ -Emittlern für Solarzellen auf  $n$ -Typ Silizium und deren Kontaktierung mittels Metallpasten-Druck. Üblicherweise werden dafür Silber-Pasten eingesetzt, denen ein geringer Anteil Aluminium beigemischt wird. Dadurch können zur  $p^+$ -Schicht spezifische Kontaktwiderstände kleiner  $5\text{ m}\Omega\text{cm}^2$  erreicht werden. Ein Ziel der Arbeit ist, die Kontaktausbildung zwischen Ag/Al-Paste und Silizium zu verstehen und damit die elektrischen Eigenschaften des Kontaktes zu erklären. Desweiteren sollen die gewonnenen Erkenntnisse dazu benutzt werden, den Wirkungsgrad von  $n$ -Typ PERT (passivated emitter, rear totally diffused) Solarzellen zu verbessern.

In strukturellen Untersuchungen der Silizium-Pasten-Grenzfläche ist zu beobachten, dass sich die Kontaktausbildung zwischen Paste und Si durch das Al ändert. Das Aluminium tritt im Pastenvolumen lokal begrenzt auf. Diese Al-reichen Felder erfüllen zwei Funktionen: Durch das Aluminium wird das in der Paste vorhandene Bleioxid reduziert und nicht durch das Silizium. Somit wird das Wachstum einer Bleiglasschicht an der Silizium-Pasten-Grenzfläche nahe der Al-reichen Felder gehemmt. Außerdem kann das Silber der Paste zusammen mit dem Aluminium eine Legierung eingehen, welche bei den hohen Temperaturen im Feuerprozess flüssig ist. Das Ag wird für die Kontaktbildung verfügbar gemacht. Kommt das Si mit der flüssigen Ag/Al-Legierung in Kontakt, tritt dieses ebenfalls in das flüssige System ein und wird aus dem Kristall gelöst. In diesen Hohlraum wächst ein Kontaktpunkt hinein, welcher zum größten Teil aus Ag besteht. Diese Kontaktpunkte stellen den elektrischen Kontakt zwischen Silizium und Paste her.

Die Kontaktpunkte verursachen allerdings auch eine starke Erhöhung der Ladungsträgerrekombination am Kontakt. In der Arbeit werden Emitterrekombinationsstromdichten  $J_{0,emet}$  unter den gedruckten Kontakten für zwei verschiedene Pasten und jeweils vier Emitter bestimmt. Mit Werten von bis zu  $3400\text{ fA/cm}^2$  liegen diese bis 3,5-fach höher, als es theoretisch für eine intakte metallisierte Si-Oberfläche erwartet wird. Diese Vergrößerung der Emitterrekombination ist umso stärker, je schwächer der Emitter dotiert ist und je geringer die Tiefe des Emitters ist. In Simulationen kann in dieser Arbeit gezeigt werden, dass die Kontaktpunkte für diesen Anstieg in der Rekombination verantwortlich sind und dass sich in der Simulation mit einem Parametersatz für die Kontaktpunkte pro Paste  $J_{0,emet}$  für alle Messungen beschreiben lässt. Als Ziel für die Weiterentwicklung von Ag/Al-Pasten lässt sich formulieren, dass Anzahl und Tiefe der Kontaktpunkte möglichst reduziert werden sollen.

Zur Optimierung der Ionen-implantierten  $n$ -PERT-Solarzellen werden dreidimensionale Bauteilsimulationen durchgeführt. Die zuvor in der Arbeit bestimmten  $J_{0,emet}$ -Werte dienen hierbei als wichtige Eingabeparameter für die Simulationen. Mittels Analyse der Freie-Energie-Verluste kann die Ladungsträgerrekombination im Emitter als Haupt-Verlustmechanismus in der Solarzelle identifiziert werden. Die Verluste durch Rekombination im Emitter können mit mehreren Maßnahmen reduziert werden: Die Einführung des Schablonendrucks statt Siebdruck, ein selektiver Emitter mit stärkerer Dotierung unter den Kontakten und die Verwendung einer aktuelleren Ag/Al-Paste mit niedrigeren  $J_{0,emet}$ -Werten. Alle Maßnahmen werden sowohl in Simulationen als auch experimentell bewertet. Insgesamt kann durch Gewinne in Kurzschlussstrom und offener Klemmspannung eine Wirkungsgradsteigerung von 0,6 % erzielt werden. Die Analyse der Freie-Energie-Verluste zeigt, dass in diesem Stadium die Rekombination im Emitter nicht mehr der dominierende Verlustmechanismus ist.

Zum Abschluss der Arbeit wird mit einer hierarchischen Textur ein neuer Ansatz zur Verbesserung der Vorderseiten-Reflexion untersucht. Durch den Einsatz einer solchen Textur kann in der

Generationsstromdichte ein potentieller Gewinn von  $0,4 \text{ mA/cm}^2$  gegenüber einer üblicherweise eingesetzten Random-Pyramid Textur erzielt werden.

### **Schlagwörter**

*n*-Typ Silizium, PERT-Solarzelle, Silber/Aluminium-Paste, Siebdruck, Schablonendruck, Emitter-sättigungsstrom

# Abstract

This work focuses on boron doped ion implanted  $p^+$  emitters for use in  $n$ -type silicon solar cells and contacting of those emitters with a thick-film metal paste. Usually silver pastes with a small amount of aluminum are used for this purpose. The use of such pastes enables specific contact resistivities of less than  $5 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  to  $p^+$  layers.

One aim of this work is the understanding of contact formation between Ag/Al paste and silicon and the explanation of the electrical properties of the contact. In addition the findings are used to improve the efficiency of  $n$ -type PERT (passivated emitter, rear totally diffused) solar cells.

Structural investigations of the silicon-paste-interface reveal that the contact formation between paste and Si is fundamentally changed by the presence of Al. The aluminum is strictly localized in the paste bulk. Those Al rich fields have two functions: The aluminum reduces the lead oxide in the paste and not at the silicon surface. Thus, the growth of a lead glass layer at the silicon-paste-interface is suppressed in the surrounding of the Al rich fields. As a second function, the silver from the paste alloys with the aluminum, which is molten at the high temperatures during the firing process. The Ag can be transported to the interface. When the liquid Ag/Al alloy is in contact to the Si, the silicon becomes a third part of the alloy and is removed locally from the crystal. This void will be filled by a contact point which consists mainly of silver. The contact points establish the electrical contact between silicon and paste.

The contact points cause a strong enhancement of recombination underneath the contact. In this work, emitter recombination current densities  $J_{0,emet}$  beneath the printed contacts are measured for two Ag/Al pastes and four emitters each. The measured values of up to  $3400 \text{ fA/cm}^2$  are up to 3.5 times higher than the theoretical expectation for an unharmed metallized silicon surface. The enlargement of emitter recombination is stronger for lower emitter doping densities and for shallower emitters. The simulations conducted in this work show, that the contact points are responsible for the enlargement of recombination and that one set of parameters for the contact points enables the description of all measured  $J_{0,emet}$  in the simulation. As a result, the development target for Ag/Al pastes should be a reduction of number and depth of the contact points.

Three-dimensional device simulations are conducted to optimize the ion implanted  $n$ -PERT solar cells. The  $J_{0,emet}$  values measured in this work are important input parameters for this simulations. The analysis of the free energy losses reveals that recombination in the emitter is the main loss mechanism in the solar cell. The emitter recombination can be reduced using several strategies: stencil print instead of screen print, a selective emitter with higher doping of the emitter beneath the contacts and the replacement of the Ag/Al paste by a newer sample with lower  $J_{0,emet}$  values. All strategies are evaluated with simulations and experimentally. The best option leads to a gain in efficiency of 0.6 %, realized by a higher short circuit current and a higher open circuit voltage, respectively. The free energy loss analysis shows that in this state, the emitter recombination is not the main loss mechanism.

The work closes with the introduction of a novel hierarchical texture which potentially enhances the front side reflectivity. This texture potentially increases the generation current density by  $0.4 \text{ mA/cm}^2$  compared to a usual random pyramid texture.

## Keywords

$n$ -type silicon, PERT solar cell, silver/aluminum paste, screen print, stencil print, emitter recombination current



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Ionen-Implantation in der Photovoltaik</b>	<b>13</b>
2.1	Ionen-Implantation im Vergleich zur Diffusion . . . . .	13
2.2	Ausheilprozesse für die Photovoltaik . . . . .	16
2.3	Anwendungsmöglichkeiten der Ionen-Implantation . . . . .	20
2.3.1	Ionen-Implantation für verschiedene Solarzellentypen . . . . .	20
2.3.2	Die <i>n</i> -Typ PERT Solarzelle . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Beschreibung und Charakterisierung von Solarzellen</b>	<b>25</b>
3.1	Kenmlinien von Solarzellen . . . . .	25
3.2	Reflexion und Quanteneffizienz . . . . .	29
3.3	Rekombination und Lebensdauer . . . . .	31
3.4	Sonstige Messverfahren . . . . .	34
3.4.1	Dotierprofile und Schichtwiderstand . . . . .	34
3.4.2	Kontaktwiderstand . . . . .	36
3.4.3	REM und EDX . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Aluminium-dotierte Silberpasten</b>	<b>39</b>
4.1	Vergleich der Serienwiderstände . . . . .	39
4.2	Die Theorie des Metall-Halbleiter-Kontakts . . . . .	40
4.3	Strukturelle Untersuchungen am Kontakt und Diskussion . . . . .	43
4.3.1	Materialverteilung im Pastenvolumen . . . . .	44
4.3.2	Bleiglasschicht an der Silizium-Pasten-Grenzfläche . . . . .	45
4.3.3	Modell der Kontaktbildung von Ag/Al-Pasten . . . . .	47
4.3.4	Flächenanteil der Kontaktpunkte . . . . .	48
4.3.5	Tiefe von Kontaktpunkten und Emitter . . . . .	49
4.4	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	51
<b>5</b>	<b>Emittersättigungsströme von Siebdruck-kontaktierten Boremittern</b>	<b>53</b>
5.1	Offene Klemmspannung von <i>n</i> -Typ Solarzellen mit Ag/Al-Paste als Emitterkontakt	53
5.2	Messung der Emittersättigungsstromdichte unter dem Metallkontakt . . . . .	55
5.2.1	Theorie zur Messung . . . . .	55
5.2.2	Probenpräparation und Messung . . . . .	56
5.2.3	Bestimmung der Unsicherheit der Messmethode . . . . .	57
5.2.4	Ergebnisse für Paste "Heraeus" . . . . .	60
5.2.5	Ergebnisse für Paste "Dupont" . . . . .	61
5.3	Simulation der Emittersättigungsströme von Boremittern unter einem Kontakt mit Ag/Al-Pasten . . . . .	62
5.4	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	68
<b>6</b>	<b>Entwicklung von <i>n</i>-Typ PERT Solarzellen mit gedrucktem Vorderseiten-Kontakt</b>	<b>71</b>
6.1	Ausgangslage . . . . .	71
6.2	Simulationen der Solarzellen mittels Quokka . . . . .	72

6.3	Maßnahmen zur Verbesserung der Zelleffizienz . . . . .	78
6.3.1	Einführung des Schablonendrucks . . . . .	79
6.3.2	Selektiver Emitter . . . . .	82
6.3.3	Einsatz der neuen Ag/Al-Paste mit niedrigerem Sättigungsstrom am Kontakt	86
6.4	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	90
<b>7</b>	<b>Vergrößerung der Lichteinkopplung durch Feintextur</b>	<b>93</b>
7.1	Herstellung einer hierarchischen Textur . . . . .	93
7.2	Optische Eigenschaften der Feintextur . . . . .	95
7.3	Anwendung der hierarchischen Textur auf Solarzellen . . . . .	102
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>107</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>111</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>123</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>129</b>
	<b>Nomenklatur</b>	<b>131</b>

# 1 Einleitung

In den letzten Jahren sind die Preise für Solarzellen-Module so stark gefallen, dass die Kosten für die Peripherie einer Photovoltaik-Anlage mittlerweile nahezu genauso hoch sind wie die Kosten der Module selbst [1]. Daher muss bei der Weiterentwicklung von Solarzellen insbesondere der Wirkungsgrad im Vordergrund stehen, wenn eine weitere deutliche Reduzierung der Gestehungskosten von Strom aus Photovoltaik (PV) erreicht werden soll. In den vergangenen eineinhalb Jahren konnte der zuvor seit 1999 bestehende Wirkungsgrad-Weltrekord für Silizium-Solarzellen [2] mehrere Male überwunden werden, aktuell liegt er bei 25,6% [3–6]. Für alle diese Solarzellen wird *n*-Typ Silizium als Basismaterial verwendet. Dennoch besitzen derzeit noch über 90% der weltweit hergestellten Silizium-Solarzellen eine *p*-Typ Basis [1]. Der Anteil an *n*-Typ Si soll in den kommenden Jahren jedoch stetig steigen, da allgemein davon ausgegangen wird, dass dieses Material bei gleichen Herstellungsbedingungen höhere Minoritätsladungsträgerlebensdauern und daraus resultierend größere Diffusionslängen erzielen kann als *p*-Typ Silizium und somit ein größeres Wirkungsgradpotential besitzt [1, 7]. Daher ist es wichtig, geeignete Prozesse für die Herstellung von Solarzellen aus *n*-Typ Silizium zu entwickeln. Dabei können zwei Ansätze verfolgt werden: Entweder eine evolutionäre Weiterentwicklung nahe am bisher industrietypischen Prozess, oder eine revolutionäre Entwicklung, d. h. eine deutlich andersartige Zellstruktur mit entsprechend höherem Aufwand, bei der der potentiell erreichbare Wirkungsgrad höher liegt.

Aus Kostengründen werden nicht alle Technologien der Rekord-Solarzellen Eingang in die Massenproduktion finden können. Aufgrund der geringen Wertschöpfung des einzelnen Wafers darf die maximale Anzahl an Prozessschritten in der industriellen Fertigung nicht zu hoch sein. Auch müssen die einzelnen Prozesse einen Durchsatz von mehreren Tausend Wafern pro Stunde erlauben. Daher hat sich beispielsweise die Ionen-Implantation als Dotiertechnik gegen die Rohofen-Diffusion in der PV bisher nicht durchsetzen können, obwohl die Ionen-Implantation in der Mikroelektronik seit den 1970er Jahren eine Standard-Technologie ist [8]. Seit einigen Jahren sind nun Ionen-Implanter mit ausreichend hohem Waferdurchsatz für die Photovoltaik verfügbar. Dies schlägt sich auch in der technologischen Bewertung der Ionen-Implantation für den Einsatz in der Photovoltaik nieder: Laut International Technological Roadmap for PV könnte die Ionen-Implantation in 10 Jahren bei der Herstellung von *n*-Typ Solarzellen einen Marktanteil von 40% erreichen [1].

Gerade für höchst effiziente Zellkonzepte ist es wichtig, lokal definiert unterschiedlich starke Dotierungen in den Wafer einzubringen. Dort bietet sich die Ionen-Implantation dadurch an, dass sie ein einseitig wirkender Prozess ist und es unter gewissen Voraussetzungen erlaubt, in-situ strukturierte Dotiergebiete zu erzeugen.

In dieser Arbeit werden *n*-Typ Silizium-Solarzellen mit hochdotierten Schichten entwickelt, die unter Einsatz von Ionen-Implantation erzeugt werden. Dabei wird der evolutionäre Entwicklungsansatz gewählt, bei dem möglichst viele bereits in der Industrie etablierte Prozesse verwendet werden. Bei dem Blick auf die Anforderungen an einen potentiell industriell umsetzbaren Zellprozess ist zu erkennen, dass gerade die Ionen-Implantation die Möglichkeit bietet, einen Herstellungsprozess für Solarzellen auf *n*-Typ Silizium mit wenigen Schritten zu realisieren. Einen solchen Prozess mit 12 Haupt-Arbeitsschritten wird in dieser Arbeit vorgestellt. In einer Variante der Solarzelle mit einer Metallisierung aus gedruckten Metallpasten auf beiden Seiten ist ein Prozess mit 10 Schritten darstellbar, welcher unter dem Gesichtspunkt der Industrierelevanz sicher der attraktivere ist.

Die Ionen-Implantation kann insbesondere bei der Neu- und Weiterentwicklung eines Solarzellenprozesses eine nützliche Technik sein, da das Dotierprofil einfach an die gewünschten

Anforderungen angepasst werden kann. Die Dosis an implantierten Ionen bestimmt die Höhe, der anschließende Hochtemperaturschritt die Tiefe des Profils. Zur Veränderung der Implantdosis können der Ionenstrom verändert oder auch die Verweildauer des Wafers im Ionenstrahl variiert werden. Anschließend müssen die durch die Ionen eingebrachten Schäden im Kristallgitter in einem Hochtemperaturschritt wieder ausgeheilt werden. Eine wichtige Voraussetzung dafür ist ein ausreichend großes Temperaturbudget, damit keine durch diese Schäden hervorgerufene zusätzliche Rekombination von freien Ladungsträgern stattfindet [9].

Die in dieser Arbeit untersuchten Solarzellen werden mit einer Metallisierung aus gedruckter Metallpaste versehen. In der Massenproduktion werden Solarzellen derzeit nahezu ausschließlich mittels Siebdruck kontaktiert [1]. Die Siebdruck-Technologie hat sich über viele Jahre bewährt und wird von einem großen Teil der Zellhersteller auch zukünftig als dominierende Technologie angesehen [1]. Auch der langfristig zweitgrößte Marktanteil wird für eine Pastendruck-Technologie, nämlich für den Schablonendruck vorausgesagt [1].

Dafür spricht auch, dass in den letzten Jahren die Wirkungsgrade von beidseitig kontaktierten, siebgedruckten  $p$ -Typ Silizium-Solarzellen immer weiter gesteigert werden konnten; der aktuell höchste Wert liegt bei 22,1% [10]. Im Vergleich mit dem Rekord-Wirkungsgrad für Silizium-Solarzellen, der in den letzten Jahren nicht sehr stark gestiegen ist, liegt diese gedruckte Solarzelle derzeit bei 86,3% des technologisch demonstrierten Maximums. Dieser Quotient lag im Jahr 2011 noch bei 77,6% [11, 12]. Der Wirkungsgradrückstand der gedruckten Metallisierung gegenüber anderen Methoden (wie z. B. Aufdampfen, Sputtern oder galvanischer Abscheidung) ist also insbesondere in den vergangenen 4 Jahren deutlich gesunken.

Dies bedeutet, dass es bei wachsendem Anteil an  $n$ -Typ Silizium als Basismaterial weiterhin möglich bleiben muss, die Solarzelle mittels Pastendruck zu metallisieren. Diese Technologie kann allerdings nicht ohne Veränderungen von  $p$ -Typ auf  $n$ -Typ Silizium übertragen werden. Für die Kontaktierung der  $n^+$ -Seite der Solarzelle wird bei der industriellen Fertigung eine Silber-Paste verwendet. Dies kann für Solarzellen auf  $n$ -Typ Silizium ebenfalls so durchgeführt werden und wird am ISFH auch angewandt [13]. Da in dieser Arbeit aber die Untersuchung des  $p^+$ -Emitters im Fokus liegt, wird die  $n^+$ -Seite mittels aufgedampftem Aluminium kontaktiert, um in dieser Polarität stets identische Kontaktbedingungen zu erzielen.

Der Kontakt zur  $p$ -Seite der Solarzelle wird bei  $p$ -Typ Solarzellen mit gedruckter Metallisierung üblicherweise mit einer Al-Paste hergestellt, welche mit dem Silizium legiert und einen mehrere Mikrometer tiefen  $p^+$ -Bereich erzeugt [14]. In diesem Fall ist es somit gar nicht notwendig, vor dem Metallisierungsprozess eine  $p^+$ -Schicht zu erzeugen. Es ist möglich, dieses Al- $p^+$ -Gebiet auch als Emitter für  $n$ -Typ Solarzellen zu nutzen, allerdings ist ein solcher Emitter nur sehr schwer ausreichend kontrolliert herstellbar [14–16]. Zur Kontaktierung eines separat hergestellten  $p^+$ -Emitters mittels Pastendruck muss somit auf Pasten aus anderen Metallen ausgewichen werden. Die naheliegendste Lösung wäre der Einsatz einer Silber-Paste auch auf der  $p$ -Seite der Solarzelle. Theoretisch sollten Silber und Aluminium zu Silizium einen vergleichbaren Kontaktwiderstand besitzen [17]. Zu Beginn dieser Arbeit war mit den zu der Zeit verfügbaren Ag-Pasten zu einem  $p^+$ -Emitter allerdings kein ausreichend niedriger Kontaktwiderstand erzielbar. Es war aber bekannt, dass er sich durch Zugabe von Aluminium deutlich verringern lässt [18]. Dieses Ergebnis wird in der vorliegenden Arbeit nochmals überprüft. Neben diesem positiven Aspekt hat die Verwendung der Ag/Al-Paste allerdings auch eine negative Eigenschaft: Die Zugabe von Aluminium kann für einen deutlichen Anstieg der Rekombination von freien Ladungsträgern im Emitter in Nähe des Kontaktes sorgen, welcher wiederum die Spannung und den generierten Strom der Solarzellen verringert [19, 20]. Beide Effekte können zwar auf die Anwesenheit des Al in der Paste zurückgeführt werden, allerdings stand vor Beginn dieser Arbeit eine physikalische Erklärung der Funktion des Aluminiums noch aus.

Die vorliegende Arbeit liefert einen Erklärungsansatz für beide Beobachtungen. Dazu wird in den Kapiteln 4 und 5 der Kontakt zwischen Silizium und Ag/Al-Paste sowohl strukturell als auch

elektrisch charakterisiert. Aus den gewonnenen Erkenntnissen wird ein Modell der Vorgänge in der Paste während des Kontaktbildungsprozesses und der schließlich vorliegenden Gestalt des Kontaktes erstellt. Dieses Modell ist in der Lage, sowohl die Unterschiede im elektrischen Kontaktierungsverhalten zwischen Ag und Ag/Al-Paste während des Feuerprozesses zu erklären, als auch die deutlich erhöhte Rekombination zu beschreiben, die durch die Silber/Aluminium-Pasten verursacht wird.

Die strukturelle Charakterisierung der Pasten-Silizium-Grenzfläche wird an Querschliffen des Kontaktes und an der Oberfläche des Si nach Entfernen der Paste vorgenommen. Dazu kommen mikroskopische Untersuchungen mittels Rasterelektronenmikroskop (REM) zum Einsatz. Zusätzlich wird die Elementverteilung in der gefeuerten Paste mittels energiedispersiver Röntgenspektroskopie (EDX) analysiert. Die für diese Arbeit wichtigste elektrische Eigenschaft betrifft nicht den Kontakt selbst, sondern das Emittergebiet unterhalb des Kontaktes. Die Messung der Rekombination an freien Ladungsträgern kann allerdings nicht direkt erfolgen, sondern muss indirekt erfolgen. Dazu wird die Strom-Spannungs-Charakteristik von Solarzellen mit dem zu untersuchendem Vorderseiten-Kontakt, welcher in variierendem Flächenanteil aufgebracht wird, benutzt. Die elektrische Charakterisierung der Rekombinationsstromdichten am Kontakt wird für zwei Ag/Al-Pasten und mehrere unterschiedliche Emitter durchgeführt. Dadurch können sowohl der Einfluss des Emitterprofils als auch die Wahl der Paste auf die Rekombination bestimmt werden. Finite-Elemente-Simulationen bilden die gemessenen Rekombinationsstromdichten nach und sollen das aufgestellte Modell verifizieren. Anhand der Messungen und der Simulationen lässt sich feststellen, dass die später entwickelte Ag/Al-Paste bereits eine deutlich reduzierte Rekombination im Emitter unter dem Kontakt aufweist.

Die gewonnenen Erkenntnisse zu Rekombinationsströmen im  $p^+$ -Gebiet werden im anschließenden Kapitel 6 zur Entwicklung von  $n$ -Typ Solarzellen eingesetzt. Vor Beginn dieser Arbeit lag der höchste veröffentlichte, allerdings nicht unabhängig bestätigte, Wirkungsgrad dieses Zelltyps bei 20,5% [21]. Begleitend werden dreidimensionale Device-Simulationen eingesetzt, mit deren Hilfe die Haupt-Verlustmechanismen und -gebiete ermittelt werden, sodass die Verluste anschließend gezielt reduziert werden können. Im größten Teil der untersuchten Solarzellen ist die Ladungsträgerrekombination im  $p^+$ -Emitter bzw. an dessen Oberfläche (im nicht-kontaktierten und im kontaktierten Bereich) der dominante Verlustmechanismus. Die Ionen-Implantation ermöglicht eine flexible Gestaltung der Emitterdotierprofile, womit diese Rekombination reduziert werden kann. Der so im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Emitter wird in einer Solarzelle eingesetzt, die mit unabhängig gemessenen 21,8% den höchsten bekannten Wirkungsgrad einer beidseitig mit gedruckter Metallisierung hergestellten  $n$ -Typ Solarzelle erreicht [22]. Der Bifacialitätsfaktor (Quotient aus Vorderseiten- und Rückseitenwirkungsgrad) dieser Solarzellen erreicht Werte von über 0,99 [22].

Zum Abschluss der Arbeit wird in Kapitel 7 eine hierarchische Textur eingeführt und untersucht. Ziel ist dabei, auf der üblicherweise auf monokristallinem Silizium verwendeten Random Pyramid Textur Strukturen mit Größe kleiner  $1\ \mu\text{m}$  herzustellen. Dadurch wird eine nochmals verringerte Reflexion von Licht an der Silizium-Oberfläche und somit eine bessere Lichteinkopplung in den Halbleiter ermöglicht. Die hergestellten Oberflächen werden sowohl optisch anhand ihrer Reflexion, als auch elektrisch über ihre Rekombinationseigenschaften charakterisiert.



## 2 Ionen-Implantation in der Photovoltaik

### 2.1 Ionen-Implantation im Vergleich zur Diffusion

Die Ionen-Implantation hat als Technologie in der Photovoltaik noch keine nennenswerte Verbreitung gefunden, obwohl sie in der Mikroelektronik bereits seit Jahrzehnten eine Standard-Technologie zur Dotierung von Wafern darstellt [8]. Dies hat mehrere Gründe: In der Photovoltaik sind viel weniger Prozessierungsschritte üblich, als in der Mikroelektronik. Dies führt dazu, dass die Kosten jedes einzelnen Schrittes viel stärker in die Gesamtkosten des fertigen Bauteils fließen. Dabei spielt auch die Tatsache eine Rolle, dass jeder Wafer zu einer einzigen Solarzelle prozessiert wird, während beispielsweise bei der Herstellung von Prozessorchips hunderte Chips auf einem Wafer realisiert werden können und ein einzelner Prozessor einen höheren Preis erzielen kann als eine Solarzelle. Dadurch muss in der PV ein entsprechend hoher Durchsatz gewährleistet werden, welcher derzeit mit 3200 Wafern pro Stunde, also fast einem Wafer pro Sekunde projiziert wird [1]. Ein solcher Durchsatz ist mit Ionen-Implantern erst in den letzten Jahren technologisch umsetzbar geworden. In der aktuellen Version der International Technological Roadmap for PV wird der Ionen-Implantation insbesondere zur Herstellung von Bor-dotierten  $p^+$ -Schichten<sup>1</sup> bis zum Jahr 2025 ein Marktanteil von über 40 % vorausgesagt. Auch zur Herstellung von Phosphor-dotierten Schichten soll bis dahin ein Marktanteil von fast 20 % vorhanden sein [1].

In der PV ist die derzeit übliche Dotiertechnik zur Herstellung des Emitters die Diffusion im Horizontalrohrföfen [23, 24]. Dies ist ein Batch-Prozess, es können in industrieüblichen Anlagen bis zu 1000 Wafer pro Rohr prozessiert werden. In einem Ofensystem mit mehreren Röhren kann so der geforderte Durchsatz erreicht werden. Zudem ist nach dem Ofenprozess bereits das endgültige Dotierprofil erreicht.

Im Zellprozess einer industrietypischen Aluminium-Back Surface Field (BSF) Solarzelle wird der Emitter in einem Phosphordiffusions-Schritt hergestellt. Eine parasitäre Diffusion auf der späteren Rückseite der Solarzelle wird durch das Aluminium, welches während der Backend-Prozessierung auf den Wafer auf- und in ihn eingebracht wird, wieder überkompensiert. Im Falle der Ionen-Implantation als Dotiertechnik ist nach dem Implant immer ein weiterer Hochtemperaturschritt notwendig, sodass im Falle der Al-BSF Solarzelle nur ein zusätzlicher Schritt im Prozess eingefügt würde. Anders sieht es bei alternativen Zellarchitekturen aus, insbesondere wenn eine einseitige Einbringung der Dotierung essentiell ist. In diesem Fall kann die Anzahl der Prozessschritte reduziert werden. Darauf wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels eingegangen. Auch für die Herstellung einer Bor-dotierten  $p^+$ -Schicht kann die Ionen-Implantation gegenüber der Ofendiffusion einen Vorteil bieten. Das Prozessfenster, mit dem eine über den Wafer homogene Diffusion erzeugt werden kann, ist bei einer Bordiffusion sehr eng [25]. Zudem bildet sich bei zu hoher Prozesstemperatur oder zu hoher Bordotierung eine Schicht aus  $\text{SiB}_6$  an der Oberfläche, welche eine effektive Passivierung der Si-Oberfläche verhindert [26].

Das Dotierprofil wird sowohl bei der Rohrföfen-Diffusion als auch bei der Ionen-Implantation durch eine Diffusion des Dotierstoffes in das Silizium bestimmt. Dennoch gibt es im Detail sowohl technologisch, als auch daraus resultierend in den Randbedingungen Unterschiede in beiden Prozessen, welche im Folgenden dargestellt werden.

---

<sup>1</sup> In der PV ist es üblich, hoch  $p$ -dotierte Schichten mit  $p^+$  und entsprechend hoch  $n$ -dotierte Schichten mit  $n^+$  zu bezeichnen. Für besonders starke Dotierungen hat sich ein doppeltes Plus ( $p^{++}$ ) eingebürgert.

In der Rohrfen-Diffusion findet vor dem eigentlichen Eindiffusionsprozess eine Belegephase statt, in welcher ein stark dotiertes Silikatglas auf der Silizium-Oberfläche gewachsen wird [27]. Durch das Einleiten von Sauerstoff wird das Silizium an der Oberfläche oxidiert, zudem wird, je nach gewünschter Dotierung ein phosphor- oder borhaltiges Gas in das Rohr geleitet. Heutzutage wird üblicherweise Stickstoff in einem Bubbler entweder in Phosphoroxychlorid ( $\text{POCl}_3$ ) oder in Bortribromid ( $\text{BBr}_3$ ) eingeleitet. Das Phosphor oder das Bor reagieren mit dem Siliziumdioxid und erzeugen so die Dotierquelle auf der Oberfläche des Wafers, aus der bei den hohen Temperaturen des Prozesses die Dotierstoffe in das Silizium diffundieren.

Bei der Ionen-Implantation wird der Wafer direkt mit dem Dotierstoff beschossen. Dazu werden Atome im Hochvakuum ionisiert und in einem elektrischen Feld auf den Wafer beschleunigt. Als Quellgase zur Dotierung des Siliziums werden z. B. Monophosphan ( $\text{PH}_3$ ) und Bortrifluorid ( $\text{BF}_3$ ) benutzt. Die Beschleunigungsspannung  $U_{acc}$  kann je nach Anwendung von einigen hundert V bis in den Bereich von MV reichen. Für die Anwendung in dieser Arbeit werden  $U_{acc}$  zwischen 5 keV und 20 keV benutzt. Nach dem Implant erfolgt ein Hochtemperaturprozess, Annealing- oder auch Ausheilprozess genannt. Dieser hat zwei Funktionen: Die Dotieratome befinden sich direkt nach dem Implant noch zum größten Teil auf Zwischengitterplätzen im Kristallgitter, sodass sie im folgenden Annealingprozess auf Gitterpositionen rücken und damit elektrisch aktiviert werden. Außerdem führen während der Implantation inelastische Stöße der Ionen mit den Atomen des Kristalls zu Schäden im Kristallgitter, die je nach Beschleunigungsspannung und Masse der implantierten Ionen sowie der Masse der Atome im Target von einfachen Schäden im Kristallgitter (Leerstellen oder Zwischengitteratome, auch Frenkeldefekte genannt) bis zur vollständigen Amorphisierung des Kristalls reichen können [28]. Dabei ist zu beachten, dass die Ausheilung der Schäden bei völliger Amorphisierung des Targets ein deutlich geringeres Temperaturbudget erfordern, als eine Ausheilung von Frenkeldefekten [27]. Auf die Ausheilung wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen.

Der physikalische Prozess der Diffusion des Dotierstoffes durch das Silizium ist sowohl bei der Rohrfendiffusion als auch beim Ausheilprozess nach Ionen-Implantation identisch, beide Technologien führen aber zu unterschiedlichen Randbedingungen und damit unterschiedlichen resultierenden Profilen. Allgemein gilt, dass die Diffusion von Fremdstoffen in einen Festkörper dem 2. Fick'schen Gesetz folgt [24]:

$$\frac{dN(x,t)}{dt} = D \frac{d^2N(x,t)}{dx^2} \quad . \quad (2.1)$$

Hier bezeichnet  $N(x,t)$  die Konzentration des Fremdstoffes an der Stelle  $x$  zur Zeit  $t$ , der Vorfaktor  $D$  ist dessen Diffusionskoeffizient. Bei der Lösung dieser Differentialgleichung für Diffusion von Dotierstoffen sind zwei verschiedene Randbedingungen zu unterscheiden:

- Unerschöpfliche Dotierstoffquelle

In diesem Fall ist die Konzentration des Dotierstoffs an der Oberfläche  $N_s$  während des gesamten Diffusionsprozesses konstant, dies entspricht beispielsweise einer Diffusion aus der Gasphase, bei der kontinuierlich Dotierstoff zugeführt wird. Auch bei der Rohrfen-Diffusion kann das Bor- oder Phosphorsilikatglas an der Oberfläche als unerschöpfliche Dotierquelle angenommen werden. Die Lösung der Differentialgleichung 2.1 lautet:

$$N(x,t) = N_s \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{Dt}}} e^{-x'^2} dx' \right) \quad . \quad (2.2)$$

Der Ausdruck in der Klammer ist die komplementäre Fehlerfunktion (erfc):

$$N(x,t) = N_s \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \quad . \quad (2.3)$$

Im zeitlichen Verlauf führt diese Randbedingung dazu, dass die Oberflächenkonzentration stets konstant bleibt, das Dotierprofil wird mit steigender Diffusionsdauer tiefer.

- Erschöpfliche Dotierstoffquelle

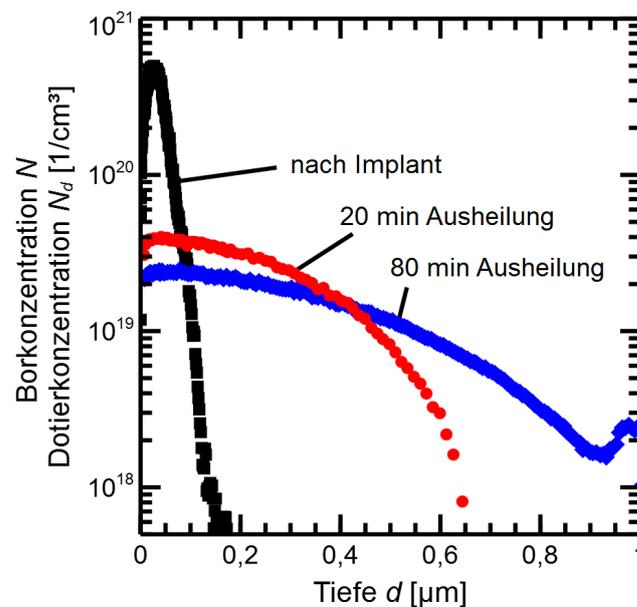
In diesem Fall findet die Diffusion aus einem Reservoir mit gegebener Dotierstoffmenge statt. Dies ist beispielsweise bei dem Annealing-Prozess nach Ionen-Implantation der Fall, wobei beachtet werden muss, dass sich der Dotierstoff nicht an der Oberfläche, sondern bereits innerhalb des Kristalls befindet - bei den in dieser Arbeit üblichen Beschleunigungsspannungen jedoch noch sehr oberflächennah. Hat der Dotierstoff in dieser Dotierquelle die Konzentration  $N_{start}$ , so ist die Lösung von Gleichung 2.1 eine Gaußfunktion:

$$N(x,t) = \frac{N_{start}}{\sqrt{\pi Dt}} e^{-\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right)^2} \quad . \quad (2.4)$$

Die Oberflächenkonzentration ist hier nun von Diffusionszeit und -koeffizient abhängig:

$$N_s = \frac{N_{start}}{\sqrt{\pi Dt}} \quad . \quad (2.5)$$

In diesem Fall steigt die Profiltiefe mit längerer Diffusionsdauer ebenfalls an, zusätzlich nimmt die Oberflächenkonzentration ab. In Abbildung 2.1 sind die resultierenden Dotierprofile eines identischen Implants dargestellt, welche einen Ausheilprozess von 20 min und von 80 min bei einer Temperatur von 1050 °C durchlaufen haben. Bei dem Dotierprofil nach längerer Ausheilung ist eine deutlich tiefere Eindiffusion des Bors in das Silizium, gleichzeitig auch eine verringerte Oberflächen-Borkonzentration zu erkennen.



**Abbildung 2.1:** Mittels ECV (s. Abschnitt 3.4.1) gemessene Dotierprofile eines Implants mit Bordosis von  $2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  und Implantenergie von 10 keV und unterschiedlichen Ausheilprozessen. Die implantierten Proben wurden bei einer Temperatur von 1050 °C für Plateaudauern von 20 min (rot) bzw. 80 min (blau) ausgeheilt. In schwarz ist ein simuliertes Borprofil direkt nach Implant eingetragen.

Es sei noch angemerkt, dass der Diffusionskoeffizient eines Fremdstoffes sehr stark von dem jeweiligen Stoff und auch exponentiell von der Temperatur abhängig ist. Da viele Metalle weit höhere Diffusionskoeffizienten als die Dotierstoffe besitzen, und diese im Silizium als Rekombinationszentrum wirken können, muss bereits bei der Kristallisation des Siliziums und anschließend insbesondere bei Hochtemperaturprozessen auf die Reinheit während der Prozessierung geachtet werden.

## 2.2 Ausheilprozesse für die Photovoltaik

Die Anforderungen an den Ausheilprozess nach Ionen-Implantation unterscheiden sich fundamental zwischen der Photovoltaik und der Mikroelektronik. In der Mikroelektronik wird hoher Wert auf die genaue Definition des Profils Wert gelegt, insbesondere muss die Tiefe der dotierten Schicht genau kontrolliert werden, da sie mit der Strukturgröße skaliert und mittlerweile eine maximale Tiefe von  $\sim 10$  nm nötig ist [29, 30]. Häufig wird daher ein Rapid Thermal Anneal (RTA) angewandt, bei dem der Wafer nur für einige Sekunden bei der eigentlichen Ausheil-Temperatur verbleibt, und durch die Heizung mit Halogenlampen die Aufheizrampen bis zu mehrere hundert K/s betragen können [31]. Auch die Abkühlung erfolgt im Zeitraum von wenigen Sekunden. Dies bewirkt, dass fast nur die elektrische Aktivierung des Dotierstoffs stattfindet. Eine Diffusion durch den Kristall findet nur sehr begrenzt statt, die Dotieratome bleiben größtenteils in der Tiefe, die durch die Implantation vorgegeben wurde.

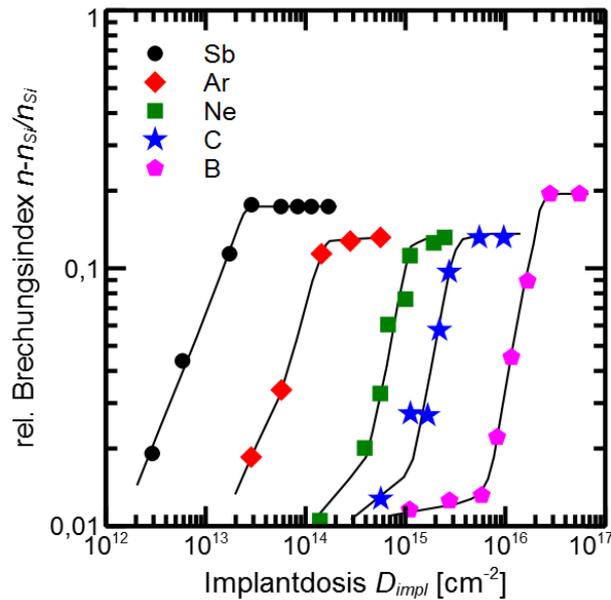
Demgegenüber ist in der Photovoltaik besonders wichtig, dass die durch die Ionen verursachten Kristallschäden nach dem Implant möglichst vollständig ausgeheilt werden, da die Kristallschäden einerseits als Rekombinationszentrum für die Minoritätsladungsträger wirken können, andererseits aber auch Metalle einfangen können, an welchen dann wiederum verstärkte Rekombination stattfinden kann [32, 33]. Daher ist für die Anwendung in der Photovoltaik eine Ausheilung mit einem deutlich größeren Temperaturbudget notwendig. Der Schichtwiderstand  $R_{sheet}$  der hochdotierten Schicht spielt zwar in der späteren Anwendung in der Solarzelle eine Rolle, wird aber hauptsächlich über die implantierte Dosis bestimmt. Tiefer eingetriebene Emitterprofile können für die elektrischen Eigenschaften der Solarzelle unter gewissen Umständen sogar von Vorteil sein, wie im weiteren Verlauf der Arbeit gezeigt wird.

Die Messung der effektiven Minoritätsladungsträger-Lebensdauer  $\tau_{eff}$  ist eine in der Photovoltaik häufig eingesetzte Methode, da gerade diese Lebensdauer einen wichtigen Parameter zur Optimierung der Solarzelle darstellt. Auf die Messung von  $\tau_{eff}$  mittels Änderung der Photoleitfähigkeit wird im folgenden Kapitel näher eingegangen. Das  $\tau_{eff}$  kann in einen Anteil des Volumens  $\tau_{bulk}$  und einen Anteil  $\tau_{surface}$ , der durch die Oberflächenrekombination begrenzt wird, aufgeteilt werden [34]:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{bulk}} + \frac{1}{\tau_{surface}} \quad (2.6)$$

Somit ist  $\tau_{eff}$  bereits ein sensibles Maß für die Rekombination von Ladungsträgern der Waferoberfläche. Die Messung der Photoleitfähigkeit erlaubt es, an einem einseitig oder beidseitig hochdotierten Wafer die Minoritätsladungsträger-Lebensdauer in Abhängigkeit von der Überschussdichte an Minoritätsladungsträgern zu messen. Aus dieser Messung kann - unter gewissen Annahmen - die Sättigungsstromdichte an der Waferoberfläche  $J_{0,surface}$  berechnet werden, die einen Wert unabhängig von der Volumenlebensdauer liefert. Für eine nähere Beschreibung der Auswertung sei ebenfalls auf das folgende Kapitel verwiesen.

Wie bereits im vorigen Abschnitt beschrieben, können nach dem Implant je nach Energie und Masse des implantierten Ions zwei grundsätzliche Arten von Schädigung des Siliziums unterschieden werden: Bei niedriger Energie und/oder Masse der zu implantierenden Ionen treten



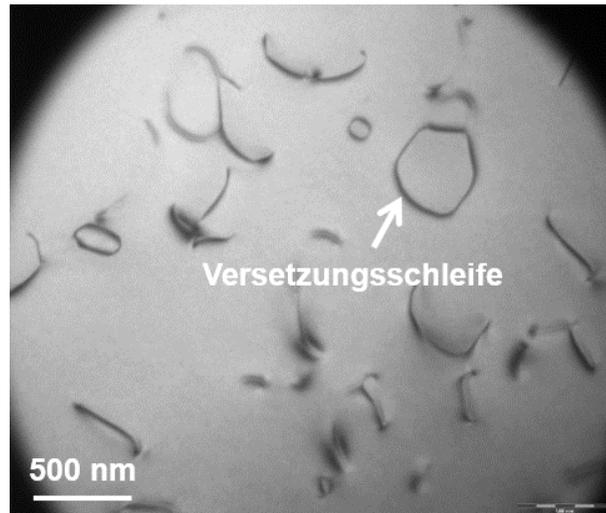
**Abbildung 2.2:** Änderung des relativen Brechungsindex  $n - n_{Si}/n_{Si}$  von Silizium nach Implantation mit unterschiedlichen Spezies bei steigenden Ionenenergien für eine Ionenenergie von 80 keV. Die Sättigung zeigt an, dass die oberflächennahe Schicht vollständig ionisiert ist. Die Werte stammen aus [35]

Frenkeldefekte auf, da die Atome durch einen Stoß mit dem implantierten Ion ihre Plätze im Kristallgitter verlassen. Zu beachten ist, dass die Tiefe der Schädigung durch die Eindringtiefe der Ionen in das Target begrenzt wird. Da diese Tiefe sich für die Implantbedingungen in dieser Arbeit im Bereich von unter hundert Nanometern bewegt, konzentrieren sich die Schäden auf eine oberflächennahe Schicht [27].

Steigt der Impuls der implantierten Ionen an, so steigt auch die Schädigung des Kristalls an, bis hin zur Amorphisierung. In Abbildung 2.2 wird dieser Übergang von geschädigtem Kristall zum amorphen Festkörper an der Oberfläche für verschiedene Implantspezies deutlich (Die Werte der Abbildung stammen aus [35]). Der relative Brechungsindex  $n - n_{Si}/n_{Si}$  steigt mit zunehmender Amorphisierung an, bis er einen Sättigungswert erreicht, welcher einer vollständigen Amorphisierung der oberflächennahen Schicht entspricht. Diese Unterschiede in der Schädigung des Targets haben bedeutende Auswirkung auf den Ausheilprozess.

Vollständig amorphisierte Schichten können mit deutlich niedrigerem Temperaturbudget ausgeheilt werden. In diesen Schichten findet die Reorganisation der Schäden mittels Festphasen-Epitaxie von der Grenzfläche zum ungeschädigten Kristall aus statt. Diese setzt bereits bei Temperaturen von 500 °C ein [27]. Die in dieser Arbeit verwendeten Phosphor-implantierten Schichten wurden mit Dosen zwischen  $7,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  und  $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  durchgeführt. Bei diesen Implant-Dosen ist das Silizium nach Phosphor-Implantation oberflächennah vollständig amorphisiert [28].

Deutlich aufwendiger wird die Ausheilung, wenn es noch zu keiner Amorphisierung des Targetkristalls gekommen ist. Dies ist beispielsweise bei der Implantation von Bor in Silizium bei Beschleunigungsspannungen von weniger als 80 keV und Implantdosen  $D_{impl}$  von unter  $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  der Fall [35]. Dieser Fall gilt für alle in dieser Arbeit verwendeten Parameter zur Bor-Implantation. Das Bor wird in Dosen zwischen  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  und  $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  bei Beschleunigungsspannungen von 5 keV bis 20 keV implantiert. Durch die Implantation entstehen zumeist einfache Kristalldefekte, die bei höherer Temperatur erst zu Versetzungslinien zusammenwachsen. Unter mechanischer Spannung im geschädigten Kristallgitter können aus diesen Linien dann Versetzungsschleifen (DL, nach dem englischen Begriff: Dislocation Loops) entstehen, an deren Rändern sich die rekombinationsaktiven Störungen im Kristallgitter befinden [28]. Diese Dislocation Loops



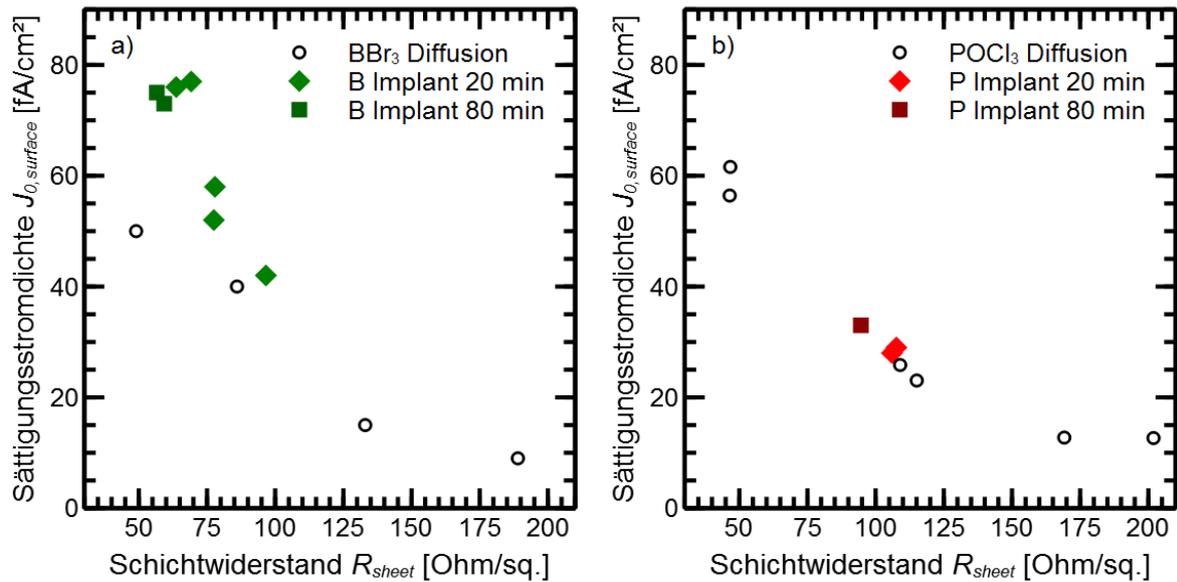
**Abbildung 2.3:** TEM-Aufnahme der Oberfläche eines Bor-implantierten und nicht vollständig ausgeheilten Silizium-Wafers. Es sind mehrere Defekte auf der Oberfläche des Wafers zu erkennen, unter anderem vollständige und unvollständige Versetzungsschleifen. Das Bild wurde am LNQE der Universität Hannover aufgenommen.

bilden nach einer Ausheilung bei Temperaturen von über  $1000^\circ\text{C}$  die noch dominierende Art von Defekten im Silizium [9, 36]. Abbildung 2.3 zeigt solche Versetzungsschleifen in einem Bild der Oberfläche eines Silizium-Wafers, welches mit einem Transmissions-Elektronenmikroskop (TEM) am Laboratorium für Nano- und Quantenengineering (LNQE) der Leibniz Universität Hannover aufgenommen wurde. Diese DL werden nur sehr langsam ausgeheilt: Sie lösen sich auf, indem sie einzelne Si-Atome emittieren, welche bis zur Silizium-Oberfläche wandern müssen und sich dort erst im Kristallgitter einordnen können [37, 38]. Von Krügener *et al.* wurde gezeigt, dass es eine qualitative Abhängigkeit zwischen dem gesamten Umfang aller Defekte im Defektvolumen pro Fläche  $\bar{\rho}_L$  und dem  $J_{0,surface}$  gibt [9]. Es konnte ein maximales  $\bar{\rho}_L$  von etwa  $2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$  identifiziert werden, welches keinen negativen Einfluss mehr auf die Oberflächen-Rekombinationsstromdichte hat. Dieser Wert kann mit einem kurzen Ausheilprozess von einigen Sekunden bei  $1200^\circ\text{C}$  erreicht werden, oder auch bei der niedrigeren Temperatur von  $1050^\circ\text{C}$  und dementsprechend längerer Ausheildauer von einigen Minuten [9].

Neben den Versetzungsschleifen treten als zweiter wichtiger Defekt in Bor-implantiertem Silizium interstitielle Bor-Cluster (BIC) auf, wie von Caturla *et al.* in Simulationen gezeigt wurde [39]. Unter bestimmten Ausheilbedingungen lösen sich diese aber vollständig auf. In Bor-implantierten Schichten, die mit Temperaturen von unter  $1000^\circ\text{C}$  ausgeheilt wurden, wurde noch eine bedeutende Zahl dieser BIC gefunden [40]. Es scheint sehr wohl möglich, dass diese ebenfalls einen Einfluss auf die Oberflächen-Rekombination haben.

Für die Anwendung in Hinblick auf die Herstellung von Solarzellen kommt ein RTA-Prozess als Einzelwaferprozess wegen des geringen Waferdurchsatzes nicht in Frage. Daher werden alle Wafer in dieser Arbeit in einem Ofenprozess ausgeheilt. Die Ausheilprozesse finden in einem Rohr statt, welches üblicherweise für die thermische Oxidation von Siliziumwafern benutzt wird. Dadurch sind einige Einschränkungen an den Ausheilprozess gegeben. So können in einem solchen Ofen keine so schnellen Aufheiz- und Abkühlrampen gefahren werden, wie es in einem RTA-Gerät möglich ist.

In Hinblick auf eine industrielle Anwendbarkeit sollte ebenfalls ein Ziel sein, möglichst nur einen Hochtemperatur-Prozess einzusetzen und somit die Ausheilung sowohl der Bor- als auch der Phosphor-implantierten Schicht in demselben Prozess durchzuführen. Da die Implantation von Phosphor in Silizium mit den in dieser Arbeit verwendeten Parametern jeweils zu einer Amorphi-



**Abbildung 2.4:** Oberflächen-Sättigungsstromdichten von im Rahmen dieser Arbeit hergestellten (a) Bor- und (b) Phosphor-dotierten Schichten in Abhängigkeit des Schichtwiderstands. Die B-dotierten Schichten wurden mit ALD- $Al_2O_3$  passiviert, die P-dotierten Schichten mit PECVD- $SiN_x$  im Falle der Implantation und thermisch gewachsenem  $SiO_2$  im Falle der Diffusion. Die leeren Symbole entsprechen Literaturwerten für Bor-Diffusion (aus [41]) und Phosphor-Diffusion (aus [42]).

sierung des Siliziums führt, werden die Parameter des Ausheilprozesses durch die Bor-dotierte Schicht bestimmt.

Die Oberflächen-Sättigungsstromdichten der implantierten und ausgeheilten Dotierschichten werden mit solchen verglichen, die per Rohrofen-Diffusion hergestellt wurden. Bei den diffundierten Schichten kann davon ausgegangen werden, dass durch den Prozess keine zusätzlichen Schäden im Kristall hervorgerufen werden. Diese stellen somit den Referenzwert dar, der mit einer Ionen-implantierten Schicht ebenfalls erreicht werden sollte. In Abbildung 2.4 sind die gemessenen Oberflächen-Sättigungsstromdichten von Bor- und Phosphor-dotierten Schichten in Abhängigkeit des Schichtwiderstands dargestellt. In den leeren kreisförmigen Symbolen sind Literaturwerte für diffundierte Schichten eingetragen [41, 42]. Die Ionen-implantierten Schichten sind mit farbigen Symbolen dargestellt. Diese wurden in einem Prozess mit Peak-Temperatur von  $1050\text{ }^\circ\text{C}$  und einer Dauer von 20 min bzw. 80 min ausgeheilt. Die Bor-dotierten Schichten wurden mit Aluminiumoxid ( $Al_2O_3$ ) passiviert, welche in einem thermisch aktivierten Atomlagenabscheidungs-Prozess (Atomic Layer Deposition, ALD) aufgebracht wurden. Als Passivierung für die Phosphor-dotierten Schichten fungiert im Falle der Implantation ein amorphes hydriertes Siliziumnitrid ( $a\text{-}SiN_x\text{:H}$ , im weiteren Verlauf der Arbeit auch mit  $SiN_x$  abgekürzt), welches mittels plasmaunterstützter Gasphasenabscheidung (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition, PECVD) hergestellt wurde. Die als Referenz eingetragenen diffundierten Phosphor-Schichten wurden mit einem thermisch gewachsenen Siliziumdioxid ( $SiO_2$ ) passiviert. Sowohl im Falle der Bor-Dotierung als auch im Fall der Phosphor-Dotierung sind die resultierenden  $J_{0,surface}$  der Ionen-implantierten Schichten vergleichbar zu den im Rohrofen diffundierten Schichten. Dies bedeutet, dass die Strahlenschäden soweit ausgeheilt wurden, dass sie nicht mehr dominierend für die Rekombination in der hochdotierten Schicht verantwortlich sind und die Ionen-implantierten Schichten sich elektrisch genauso verhalten wie diffundierte Schichten.

## 2.3 Anwendungsmöglichkeiten der Ionen-Implantation

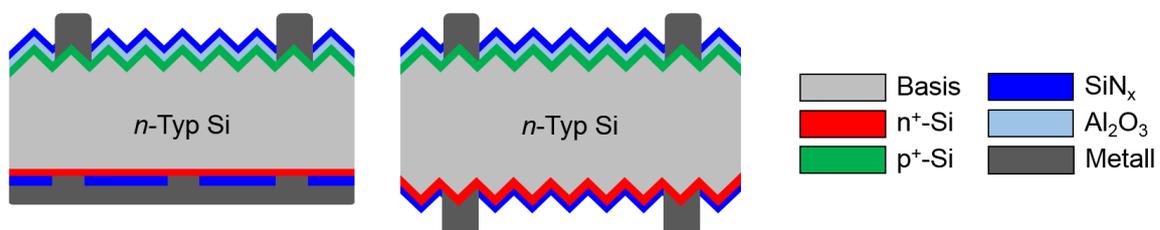
### 2.3.1 Ionen-Implantation für verschiedene Solarzellentypen

Es wurde bereits erwähnt, dass der Einsatz der Ionen-Implantation in der Photovoltaik nicht für jede Zelltechnologie sinnvoll ist. So würde die Ionen-Implantation im Herstellungsprozess einer Standard-Siebdruck-Solarzelle aus  $p$ -Typ Silizium mit Aluminium-BSF lediglich zu einer Erhöhung der Anzahl der Prozessschritte führen. Dort ist nämlich die besondere Eigenschaft der Ionen-Implantation, ein einseitig wirkender Prozess zu sein, gar nicht notwendig. Um in diesem Zelltyp die nicht gewünschte Diffusion auf der Rückseite zu unterdrücken, werden die Wafer back-to-back diffundiert, es werden also jeweils zwei Wafer mit den Rückseiten aneinander prozessiert. Zudem sorgt der Feuerprozess mit der Aluminium-Paste auf der Rückseite dafür, dass eine eventuell vorhandene schwach dotierte  $n$ -Schicht überkompensiert wird [14].

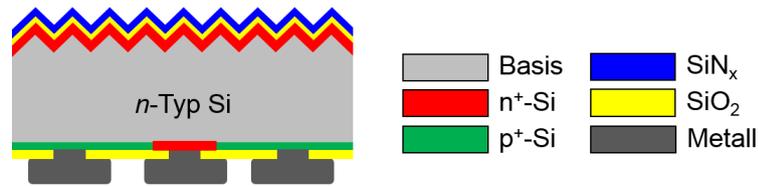
Demgegenüber gibt es aber sehr wohl Zellstrukturen, bei denen die Eigenschaften der Ionen-Implantation sinnvoll im Solarzellenprozess verwendet werden können. Ein Beispiel hierfür ist ein Zelltyp, bei dem sowohl der Emitter, als auch das vollflächige BSF mit einer hochdotierten Schicht erzeugt werden und das BSF gerade nicht während der Kontaktformierung erzeugt wird. Dieser Typ wird häufig als PERT-Solarzelle (nach der englischen Bezeichnung: passivated emitter, rear totally diffused) bezeichnet [2]. Eine schematische Darstellung dieses Solarzelltyps auf  $n$ -Typ Silizium in der monofacialen und in der bifacialen Variante ist in Abbildung 2.5 gezeigt. Dieser Typ kann ohne größere Änderungen ebenfalls auf  $p$ -Typ Silizium realisiert werden. Eine PERT-Solarzelle mit Diffusionen herzustellen, ist recht aufwendig, da z.B. bei der Diffusion für die Vorderseite (VS) der Solarzelle die Rückseite (RS) entweder während der Diffusion geschützt werden muss, oder die ungewünschte hochdotierte Schicht auf der Rückseite nachträglich wieder entfernt werden muss. Beides erfordert zusätzlichen Prozessaufwand, entweder durch das Aufbringen und spätere Abätzen der Schutzschicht, oder durch einseitiges Ätzen des Wafers. Für die BSF-Diffusion auf der Rückseite gilt ähnliches, außer dass nun die Vorderseite vor parasitärer Diffusion geschützt werden muss.

Es sei erwähnt, dass es auch Ansätze gibt, die Diffusion von Phosphor auf der einen und von Bor auf der anderen Seite in einem Prozess realisieren zu können. Dies kann beispielsweise durch das einseitige Aufbringen einer Bor-dotierten Siliziumoxidschicht in einem PECVD-Prozess und einer darauffolgenden Ko-Diffusion während eines Phosphor-Diffusionsprozesses geschehen [43–45].

Eine weitere Eigenschaft der Ionen-Implantation kann zur Herstellung lokaler Dotierungen, beispielsweise für lokale Back Surface Fields oder für selektive Emitter genutzt werden. Hierbei werden starke Dotierungen nur lokal aufgebracht, nämlich dort, wo sich später die Metallkontakte



**Abbildung 2.5:** Schematischer Querschnitt durch eine PERT-Solarzelle auf  $n$ -Typ Silizium in der monofacialen (links) und der bifacialen Variante (rechts). Auf der Vorderseite befindet sich der  $p^+$ -Emitter, auf dem eine Passivier- und Antireflexschicht aus  $\text{Al}_2\text{O}_3$  und  $\text{SiN}_x$  aufgebracht wurde. Das BSF wird ebenfalls von einer Passivierschicht bedeckt. In der monofacialen Solarzelle wird diese lokal geöffnet, um den Kontakt zur aufgedampften Rückseiten-Metallisierung herzustellen. Für die bifaciale Zelle wird auf beiden Seiten eine Pastenmetallisierung aufgebracht.



**Abbildung 2.6:** Schematischer Querschnitt durch eine beispielhafte Rückkontakt-Solarzelle auf  $n$ -Typ Silizium. Auf der Vorderseite befindet sich eine  $n^+$ -Schicht, Emitter und BSF sind beide auf der Rückseite realisiert durch getrennte Kontakte kontaktiert. Als Passivierschicht wird hier beidseitig  $\text{SiO}_2$  benutzt. Auf der Vorderseite befindet sich zusätzlich  $\text{SiN}_x$  als Antireflexschicht.

befinden werden [24]. Mittels Maskierungstechnologien können solche lokalen Strukturen auch per Diffusion erzeugt werden. Dies erfordert allerdings ähnlich zu Schutzschichten für einseitige Diffusionen das Aufbringen, Strukturieren und spätere Entfernen der Schutzschicht. Bei der Ionen-Implantation kann eine lokale Dotierung auch recht unkompliziert durch Einbringen einer Maske in den Ionenstrahl realisiert werden [46].

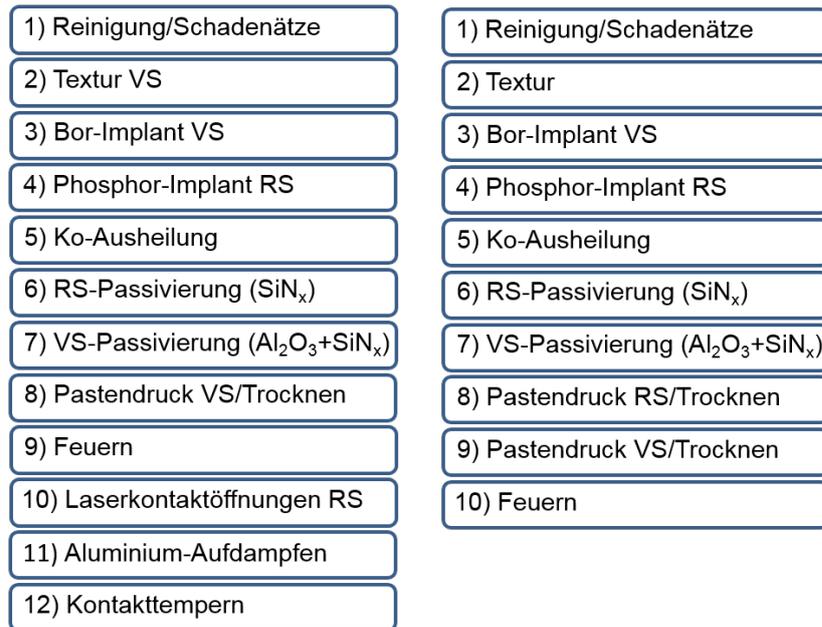
Eine einfach zu realisierende lokale Dotierung kann auch den Herstellungsprozess von Rückkontakt-Solarzellen vereinfachen. Diese Solarzellen zeichnen sich insbesondere durch sehr hohe erreichbare Ströme aus, da auf einen Metallkontakt auf der Vorderseite verzichtet werden kann, der einen Teil des einfallenden Lichtes für den Halbleiter abschattet. Ein beispielhaftes Schema einer solchen Solarzelle ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Bei diesem Zelltyp werden sowohl Emitter- als auch BSF-Gebiet auf der Rückseite realisiert und auch dementsprechend kontaktiert. Eine besondere Herausforderung ist insbesondere die strukturierte Herstellung der  $p$ - und  $n$ -dotierten Bereiche auf der Rückseite [47]. Dies kann durch den Einsatz von maskierter Ionen-Implantation deutlich erleichtert werden. Zudem besitzen solche Rückkontakt-Solarzellen häufig noch eine schwach höher dotierte Schicht auf der Vorderseite, welche ebenfalls mittels Ionen-Implantation unkompliziert realisiert werden kann.

### 2.3.2 Die $n$ -Typ PERT Solarzelle

Da im Rahmen dieser Arbeit beidseitig kontaktierte PERT Solarzellen auf  $n$ -Typ Silizium hergestellt werden, soll dieser Zelltyp noch etwas näher erläutert werden. Zum einen wird der Prozess zur Herstellung beschrieben, zum anderen wird zusätzlich eine ausführlichere Beschreibung des Pastendruck-Prozesses gegeben, da die Untersuchung dieser gedruckten Metallisierung ein zentrales Thema dieser Dissertation ist.

Dem  $n$ -Typ Silizium werden einige Vorteile gegenüber dem  $p$ -Typ Silizium zugesprochen. So ist  $n$ -Typ Silizium weniger anfällig auf Störstellenrekombination durch Eisen, eine der am häufigsten auftretenden Verunreinigung in Silizium [23]. Zudem leiden mit Bor dotierte  $p$ -Typ Wafer unter Licht-induzierter Degradation (LID) der Minoritätsladungsträger-Lebensdauer im Volumen, wenn im Kristallisationsprozess Sauerstoff in das Silizium eingebaut wurde<sup>1</sup> [49]. Die Herstellung einer PERT-Solarzelle mittels Ionen-Implantation stellt für  $n$ -Typ Silizium einen der kürzest möglichen Solarzellen-Prozesse dar. Daher könnte dieser Zelltyp einen Zwischenschritt darstellen von heute in der Industrie überwiegend hergestellten beidseitig kontaktierten  $p$ -Typ Solarzellen zu der Art, welche die höchsten Effizienzen hervorgebracht hat: auf der Rückseite kontaktierte Solarzellen auf

<sup>1</sup> Dazu reicht auch der Sauerstoff aus dem Quarztiegel beim Kristallwachstum. Daher müsste zur Vermeidung der LID Float Zone (FZ) Silizium verwendet werden. Dieses ist allerdings zu teuer für die großvolumige Anwendung in der PV. Es sei an dieser Stelle ebenfalls erwähnt, dass es die Möglichkeit gibt, die LID wieder rückgängig zu machen und dass derzeit daran gearbeitet wird, diese Deaktivierung der LID in einem wenige Sekunden dauernden Prozess zu erreichen und dauerhaft zu erhalten [48].



**Abbildung 2.7:** Schematischer Prozessfluss zur Herstellung einer PERT-Solarzelle. Links ist der Prozessfluss einer monofacialen Solarzelle dargestellt, wie sie in dieser Arbeit zur Untersuchung der Boremitter und der Vorderseite eingesetzt wurde. Rechts ist zum Vergleich der kürzere Prozessfluss der bifacialen Variante mit beidseitiger Pastenmetallisierung dargestellt. Einige weniger relevante Prozessschritte (wie z.B. das Beschriften der Wafer) sind der Übersicht halber nicht aufgeführt. Die Erläuterung der einzelnen Schritte erfolgt im Text.

*n*-Typ Silizium. Das Flussdiagramm des am ISFH verwendeten PERT-Solarzellenprozesses ist in Abbildung 2.7 sowohl in der monofacialen Variante (links) als auch in der bifacialen Variante (rechts) dargestellt.

Zur Herstellung der Solarzellen werden monokristalline *n*-Typ Wafer mit  $\langle 100 \rangle$ -Orientierung an der Oberfläche verwendet, welche im Czochralski (Cz)-Verfahren kristallisiert wurden. Die Wafer haben eine Größe von  $15,6 \times 15,6 \text{ cm}^2$ . Zu Beginn des Prozesses wird der Wafer in einer alkalischen Reinigungslösung von eventuellen Rückständen durch das Wafering befreit. Danach folgt ein Ätzschritt in Kaliumhydroxid-Lösung (KOH), um die durch das Sägen geschädigten Bereiche zu entfernen. Dazu werden auf beiden Seiten des Wafers mehrere Mikrometer des Siliziums abgenommen. Anschließend folgt das Herstellen einer Textur auf der Oberfläche des Wafers, welche zusammen mit der Antireflexschicht die Lichteinkopplung in das Silizium deutlich verbessert<sup>1</sup>. In einer anisotrop ätzenden Lösung wirken die  $\langle 111 \rangle$ -Kristallebenen als Ätzstopp-Ebenen. Der Ätzprozess startet zufällig verteilt über die gesamte Waferoberfläche. Daher sind die am Ende des Prozesses stehenbleibenden Pyramiden zufällig über die Oberfläche verteilt. Diese Textur wird daher auch als Random Pyramid (rp) Textur bezeichnet.

Vor den Dotierprozessen erfolgt im Laborprozess am ISFH noch eine nasschemische Reinigung der Wafer. Dazu wird häufig die als "RCA-Reinigung" bezeichnete Prozessfolge verwendet. Die beiden wichtigsten Schritte dabei sind ein Ätzschritt in  $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$  (als "SC1" - "Standard Clean 1" bezeichnet) und in  $\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$  ("SC2"), beide gefolgt von einem Dip in 1%-iger HF-Lösung [50]. Statt des SC1-Schrittes wird gelegentlich auch ein Ätzschritt in einer  $(\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2)$

<sup>1</sup> In der vorliegenden Arbeit werden die Wafer nur einseitig texturiert. Dies wird mittels einer einseitig aufgetragenen Schutzschicht realisiert (welche im Anschluss wieder entfernt werden muss). Die Solarzellen können aber auch auf beidseitig texturierten Wafers hergestellt werden. Wird auch die Rückseite der Solarzelle mittels gedruckter Paste kontaktiert, ist dies sogar die vorzuziehende Alternative.

Lösung durchgeführt, welche als "Piranha"-Ätzlösung bezeichnet wird. Die Piranha-Lösung trägt verglichen mit der SC1 das Silizium weniger stark ab, was für manche Anwendungen vorteilhaft sein kann.

Im Anschluss erfolgt die Implantation von Bor und Phosphor in die Vorder- bzw. Rückseite des Wafers. Während des darauffolgenden Ausheilprozesses, auf den im vorigen Abschnitt bereits näher eingegangen wurde, werden die Dotierstoffe elektrisch aktiviert. Die Oberflächen des Wafers werden anschließend mit den jeweils geeigneten Passivierschichten beschichtet, also einer 75 bzw. 100 nm dicken  $a\text{-SiN}_x\text{:H}$  auf der P-dotierten Rückseite und einem Schichtstapel aus 10 nm  $\text{Al}_2\text{O}_3$  und 65 nm  $a\text{-SiN}_x\text{:H}$  auf der B-dotierten Vorderseite, welcher gleichzeitig als Antireflexschicht fungiert.

Am Ende des Prozesses erfolgt die Kontaktierung der Solarzelle. Die Vorderseite wird mit einem Pastendruck-Prozess metallisiert. In diesem Prozess wird eine viskose metallhaltige Paste verwendet. Der Hauptbestandteil der Paste ist das Metall, welches in Form von Pulver oder Flocken mit Partikelgrößen im Bereich einiger Mikrometer vorliegt. Zur Kontaktierung von  $n^+$ -dotierten Schichten wird eine Silber-Paste verwendet,  $p^+$ -dotierte Schichten werden mit einer Silber/Aluminium-Paste kontaktiert. Die Pasten enthalten neben den Metallen organische Komponenten, z.B. ein Bindemittel für die Metallpartikel und Lösungsmittel. Als dritte wichtige Komponente sind Bleiglaspulver, häufig auch Glasfritte genannt, in den Pasten enthalten.

Da die Untersuchung der gedruckten Pasten ein zentrales Thema der vorliegenden Dissertation ist, soll der Druckprozess an dieser Stelle genauer beschrieben werden. In dieser Arbeit werden dazu zwei Verfahren benutzt, welche sich sehr ähnlich sind: Das Siebdruck-Verfahren und das Schablonendruck-Verfahren.

Bei beiden Verfahren wird die Metallpaste strukturiert auf den Wafer aufgebracht. Dies geschieht beim Siebdruck durch ein feines Metallsieb, auf welchem sich eine Polymerschicht mit Dicke zwischen üblicherweise 15 und 25  $\mu\text{m}$  befindet. Diese Schicht ist an den Stellen geöffnet, an denen die Paste auf den Wafer aufgebracht werden soll. Zu Beginn des Druckprozesses wird die Paste auf das Sieb aufgetragen, welches sich noch in geringer Distanz über dem Wafer befindet. Diese Distanz wird Absprung genannt. Ein Flutrakel fährt drucklos über das Sieb und verteilt die Paste gleichmäßig in die Öffnungen. Das eigentliche Druckrakel aus Polyurethan (PU) wird im nächsten Schritt mit Druck senkrecht auf der Waferoberfläche über das Sieb gezogen; dieser Druck muss dabei hoch genug sein, um die Siebspannung zu überwinden und das Sieb in Kontakt mit dem Wafer zu bringen. Hinter dem Druckrakel geht das Sieb wieder in seine Ursprungsposition mit der Absprungsdistanz zurück. Dabei bleibt die Paste aufgrund von Adhäsion an der Waferoberfläche zurück. Danach wird das Sieb wieder geflutet und der nächste Wafer kann bedruckt werden.

Der Druck durch eine Schablone funktioniert grundsätzlich sehr ähnlich und auf denselben Maschinen. Fundamentaler Unterschied ist hierbei, dass statt eines Siebes ein dünnes Nickelblech benutzt wird, welches lokal geöffnet wurde. Dadurch kann eine geöffnete Fläche von 100 % ausgenutzt werden statt je nach Gewebeparameter 40 bis 60 % beim Sieb [51, 52]. Zudem kann beim Schablonendruck ein Rakel aus Edelstahl statt des PU-Rakels zum Drucken genutzt werden. Diese beiden Eigenschaften sorgen dafür, dass mit Schablonendruck im Vergleich zum Siebdruck eine homogenere Topografie der gedruckten Struktur und ein besseres Aspektverhältnis erreicht werden können [53]. Ein Nachteil dieser Technologie ist, dass im Design der Schablone aufgrund der 100 % offenen Flächen Einschränkungen in Kauf genommen werden müssen. So muss das für Solarzellen typische Grid, das H-förmige Muster der Kontakte, in zwei getrennten Druckschritten erzeugt werden. In dem einem Schritt werden die feinen sogenannten Finger gedruckt, welche den Strom über die gesamte Fläche der Solarzelle einsammeln und zu den senkrecht dazu stehenden Busbars transportieren. Diese Busbars dienen zur temporären Kontaktierung bei der Messung der Solarzellen oder zum Lötten der Verbinderbänder beim Einbau der Solarzellen in das Modul. Die Busbars müssen beim Schablonendruck in einem zweiten, gesonderten Druckschritt hergestellt werden.

Nach dem Druck der Kontakte wird die Paste getrocknet und anschließend gefeuert. Dies bezeichnet einen kurzen Hochtemperaturprozess. Dabei wird der Wafer in einem Durchlaufofen durch ein spezifisches Temperaturprofil gefahren. In einem ersten Schritt bei bis zu 300 °C verdampfen die Lösungsmittel, anschließend verbrennen die organischen Bestandteile der Paste; dies geschieht üblicherweise bei Temperaturen zwischen 400 und 600 °C. Bei der Peak-Feuertemperatur  $T_{peak}$  von 750 bis 900 °C findet innerhalb weniger Sekunden die eigentliche Kontaktbildung statt. Die bei diesen Temperaturen flüssige Glasfritte hat dabei einerseits die Aufgabe, die Passivierschicht zu ätzen, damit ein elektrischer Kontakt hergestellt werden kann; andererseits hat sie in Silber-Pasten die Funktion, das Silber zu oxidieren. Das Silberoxid löst sich in der Glasschmelze, dadurch wird ein Transport des Silbers zur Silizium-Pasten-Grenzfläche hin ermöglicht [54]. An der Grenzfläche findet eine Redox-Reaktion statt, das Ag wird reduziert und kontaktiert schließlich das Silizium, ein Teil des Siliziums wird an der Oberfläche oxidiert. Zudem bildet sich ein kompaktes Metallvolumen im Finger mit spezifischem Widerstand  $< 3,2 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}$ , was lediglich dem doppelten Wert von kristallinem Silber entspricht [55].

Die Metallisierung der Rückseite unterscheidet sich in der monofacialen und der bifacialen Variante. Die monofacialen Solarzellen, welche hauptsächlich für die Untersuchungen in dieser Arbeit verwendet werden, sind auf der Rückseite mit aufgedampftem Aluminium kontaktiert. Auch hier muss ein Kontakt durch die Passivierschicht hergestellt werden. Dazu werden mittels Laser punktförmige Kontaktöffnungen eingebracht [56, 57]. In einer Hochraten-Aufdampfanlage wird Aluminium auf die Rückseite der Solarzelle ganzflächig aufgedampft. Ein elektrischer Kontakt zum Silizium wird nur im Bereich der Laserkontaktöffnungen hergestellt, welche einen Flächenanteil von weniger als 1 % besitzen. Der Kontaktwiderstand von Aluminium zu Silizium und außerdem die Passivierung der  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schicht werden durch einen Temperschnitt bei 425 °C verbessert.

Die Rückseite der bifacialen PERT-Solarzelle wird ebenso wie die Vorderseite mit Pastendruck kontaktiert. Statt des vollflächigen Drucks einer Al-Paste, der auf der Rückseite einer  $p$ -Typ Solarzellen üblich ist, wird eine Finger-Busbar-Struktur mit Ag-Paste gedruckt. Dies spart den separaten Laserprozess zum lokalen Öffnen der Rückseiten-Passivierschicht ein, der bei dem vollflächigen Druck der Paste auf die Rückseite von  $p$ -Typ Solarzellen durchgeführt wird. Die PERT-Solarzelle kann dadurch sowohl mit Beleuchtung von der Vorder- als auch von der Rückseite betrieben werden. Bifaciale Solarzellen sind in den letzten Jahren wieder stärker in das Interesse der PV-Industrie gerückt. Laut International PV Roadmap könnten sie bis 2025 einen Marktanteil von 20 % erreichen [1].

### 3 Beschreibung und Charakterisierung von Solarzellen

#### 3.1 Kennlinien von Solarzellen

Wird die Solarzelle als einfaches Halbleiter-Bauelement betrachtet, so entspricht sie einer großflächigen  $pn$ -Diode. Daher ist die einfache Diodenkennlinie, die aus den Grundgleichungen der Halbleiter-Physik folgt, in erster Näherung bereits eine gute Beschreibung des Bauelements Solarzelle [24]:

$$I(U) = I_0(e^{qU/k_bT} - 1) \quad . \quad (3.1)$$

Hierbei bezeichnet  $I(U)$  den Strom in Abhängigkeit der Spannung  $U$ ,  $I_0$  ist der Sperrsättigungsstrom der Diode,  $k_b$  ist die Boltzmann-Konstante und  $T$  die absolute Temperatur der Diode.

Wird nun noch die Generation von Elektron-Loch-Paaren mit der Generationsrate  $G$  in einem beleuchteten  $pn$ -Übergang berücksichtigt, so ergibt sich

$$I(U) = I_0(e^{qU/k_bT} - 1) - qG(L_n + L_p + W_{RLZ}) \quad (3.2)$$

mit den Diffusionslängen  $L_n$  für die Elektronen und  $L_p$  für die Löcher sowie der Breite  $W_{RLZ}$  der Raumladungszone (RLZ). Der hintere Term in 3.2 wird üblicherweise mit dem gesamten durch das Licht generierten Photostrom  $I_{ph}$  gleichgesetzt:

$$I(U) = I_0(e^{qU/k_bT} - 1) - I_{ph} \quad . \quad (3.3)$$

Der Sättigungsstrom  $I_0$  einer Solarzelle setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen, nämlich den Sättigungsstromdichten des Emitters  $I_{0,e}$ , des Volumens  $I_{0,vol}$  und der Oberfläche der Rückseite oder des BSF  $I_{0,BSF}$ .

Für die näherungsweise Beschreibung einer realen Solarzelle hat sich das sogenannte *Zwei-Dioden-Modell* durchgesetzt, welches entsprechend dem Ersatzschaltbild in Abbildung 3.1 beschrieben wird [23, 24]. Zur eigentlichen Diode  $D_1$  und der gedachten Stromquelle mit Strom  $I_{ph}$  wird eine weitere gedachte Diode  $D_2$  parallel geschaltet, die einen Idealitätsfaktor  $n_2$  besitzt. Dieser Term wird häufig mit der Rekombination von Elektron-Loch-Paaren in der Raumladungszone gleichgesetzt, welche in der Tat einen Idealitätsfaktor von 2 besitzt. In diesem Term können aber auch alle anderen Arten von Nicht-Idealitäten der realen Solarzelle zusammengefasst werden wie z.B. inhomogene Stromflüsse, die ebenfalls eine Abweichung von der idealen Diodenkennlinie hervorrufen. Das Modell berücksichtigt auch einen Parallel- und einen Serienwiderstand  $R_p$  und  $R_s$ , welche in einem

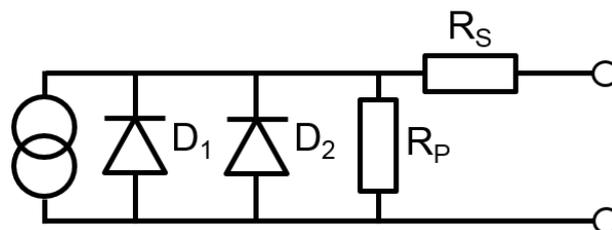


Abbildung 3.1: Ersatzschaltbild einer Solarzelle im 2-Dioden-Modell.

realen Bauteil nicht vermeidbar sind. Die beiden Parameter fassen diverse Teilwiderstände in jeweils einem Wert zusammen. So werden viele kleine über die Zellfläche verteilte Kurzschlüsse zu einem Gesamt-Kurzschluss der Solarzelle zusammengefasst. Der Widerstand  $R_p$  sollte möglichst hoch sein. Ebenso setzt sich der Wert  $R_s$  aus vielen einzelnen Widerstandsbeiträgen zusammen, wie z.B. den Widerständen der Majoritätsladungsträger in Basis und Emitter, den Kontaktwiderständen zwischen Silizium und Metallisierung oder den Widerständen der Metallisierung selbst. Die vollständige Kennlinie einer beleuchteten Solarzelle im Zwei-Dioden-Modell lautet:

$$I(U) = I_{01} \left( e^{\frac{q(U-IR_s)}{n_1 k_b T}} - 1 \right) + I_{02} \left( e^{\frac{q(U-IR_s)}{n_2 k_b T}} - 1 \right) + \frac{U - IR_s}{R_p} - I_{ph} \quad (3.4)$$

Hier bezeichnen  $I_{01}$  und  $I_{02}$  die Sperrsättigungsströme der ersten und zweiten Diode,  $n_1$  und  $n_2$  sind die Idealitätsfaktoren der beiden Dioden, wobei üblicherweise  $n_1 = 1$  und  $n_2 = 2$  gesetzt wird.

Es ist weit verbreitet, die Ströme und Widerstände der Solarzelle mit der Fläche  $A_{Zelle}$  der Solarzelle zu skalieren, um die Kennlinien von Solarzellen mit unterschiedlichen Flächen einfacher miteinander vergleichen zu können. Statt der Ströme  $I(U)$ ,  $I_{ph}$ ,  $I_{01}$  und  $I_{02}$  werden die entsprechenden Stromdichten  $J(U) = I(U)/A_{Zelle}$ ,  $J_{ph} = I_{ph}/A_{Zelle}$ ,  $J_{01} = I_{01}/A_{Zelle}$  und  $J_{02} = I_{02}/A_{Zelle}$  benutzt. Statt der Widerstände  $R_p$  und  $R_s$  treten die spezifischen Widerstände  $r_p = R_p A_{Zelle}$  und  $r_s = R_s A_{Zelle}$  auf. Dies wird auch in dieser Arbeit im weiteren Verlauf überwiegend so gehandhabt. Gleichung 3.4 lautet somit:

$$J(U) = J_{01} \left( e^{\frac{q(U-Jr_s)}{n_1 k_b T}} - 1 \right) + J_{02} \left( e^{\frac{q(U-Jr_s)}{n_2 k_b T}} - 1 \right) + \frac{U - Jr_s}{r_p} - J_{ph} \quad (3.5)$$

Um Vergleichbarkeit unterschiedlicher Messungen herzustellen, wird die Hellkennlinie unter definierten Standard-Testbedingungen nach IEC 60904-1 gemessen [58]. Die wichtigsten dieser Bedingungen sind eine senkrecht eingestrahlte Bestrahlungsstärke  $E_{Licht}$  von  $1000 \text{ W/m}^2$  mit einem AM1,5G Lichtspektrum<sup>1</sup> und eine Zelltemperatur von  $25 \text{ }^\circ\text{C}$ . Aus der Hellkennlinie lassen sich die wichtigsten Messgrößen einer Solarzelle bestimmen:

- Die Stromdichte bei  $U = 0$  wird als Kurzschlussstromdichte (engl.: short circuit current density)  $J_{SC}$  bezeichnet. Der Fall  $U = 0$  würde auch im Schaltbild einer Solarzelle dem Fall kurzgeschlossener äußerer Kontakte entsprechen. Sie kann bei Solarzellen mit großem  $r_p$  und kleinem  $r_s$  als Näherungswert für die Photostromdichte  $J_{ph}$  betrachtet werden.
- Der dazu komplementäre Fall tritt ein, wenn  $J = 0$  ist, also wenn z.B. die Solarzelle nach außen nicht kontaktiert ist. Die sich dann einstellende Spannung wird offene Klemmspannung (engl.: open circuit voltage)  $V_{OC}$  genannt<sup>2</sup>. Dies entspricht der maximalen Spannung, die von der Solarzelle bei Standard-Testbedingungen erzeugt werden kann.
- Die Leistung  $P$  ist das Produkt aus Strom und Spannung. Das bedeutet, dass die Solarzelle sowohl bei  $J_{SC}$  als auch bei  $V_{OC}$  keine Leistung abgibt. Daher wird versucht, die Solarzelle am Punkt der maximalen Leistungsabgabe MPP (aus dem englischen: maximum power point) zu betreiben. Die dort anliegenden Stromdichte und Spannung werden mit  $J_{MPP}$

1 AM (aus engl. Air Mass) bezeichnet das Spektrum des Sonnenlichts in Erdentfernung unter Berücksichtigung der durchstrahlten Luftmasse: AM0 ist das Spektrum extraterrestrischer Strahlung im Erdorbit; AM1 gilt bei senkrechter Einstrahlung; AM1,5 entspricht einem gegenüber AM1 um das 1,5-fache verlängerten Weg durch die Atmosphäre. Dies entspricht einem Einstrahlwinkel von  $41,8^\circ$  über dem Horizont. Das G steht für Globalstrahlung, also die Summe aus direkter und indirekter Strahlung.

2 Es hat sich in der Photovoltaik auch im Deutschen die aus dem englischen stammende Bezeichnung  $V_{OC}$  statt  $U_{OC}$  eingebürgert.

und  $V_{MPP}$  bezeichnet. Der Füllfaktor  $FF$  gibt das Verhältnis von  $J_{MPP}$  und  $V_{MPP}$  zu  $J_{SC}$  und  $V_{OC}$  wieder, ist also ein Maß dafür, wieviel Prozent der idealen Leistung aus  $J_{SC}$  und  $V_{OC}$  die Solarzelle als Leistung abzugeben in stande ist:

$$FF = \frac{J_{MPP} V_{MPP}}{J_{SC} V_{OC}} \quad . \quad (3.6)$$

- Der wichtigste Parameter einer Solarzelle ist der Wirkungsgrad  $\eta$ , also das Verhältnis aus maximaler Leistung der Solarzelle  $P_{Zelle}$  zu eingestrahelter Leistung des Lichts  $P_{Licht}$ . Der Wirkungsgrad kann mithilfe der drei zuvor eingeführten Parameter beschrieben werden:

$$\eta = \frac{P_{Zelle}}{P_{Licht}} = \frac{J_{MPP} V_{MPP}}{P_{Licht}} = \frac{FF J_{SC} V_{OC}}{P_{Licht}} \quad . \quad (3.7)$$

Die in Gleichung 3.5 verwendeten Parameter ließen sich alle aus einem Fit an die gemessene Hellkennlinie bestimmen. Es kann jedoch hilfreich sein, zusätzlich andere Kennlinien zu messen und einzelne Parameter aus diesen zu bestimmen, um die Anzahl an freien Parametern in jedem einzelnen Fit zu reduzieren.

Zum einen ist dies die Dunkelkennlinie. Wie der Name bereits sagt, wird diese Kennlinie im Dunkeln gemessen, dadurch gibt es keinen Photostrom und Gleichung 3.5 reduziert sich zu:

$$J(U) = J_{01} \left( e^{\frac{q(U-Jr_s)}{n_1 k_b T}} - 1 \right) + J_{02} \left( e^{\frac{q(U-Jr_s)}{n_2 k_b T}} - 1 \right) + \frac{U - Jr_s}{r_p} \quad . \quad (3.8)$$

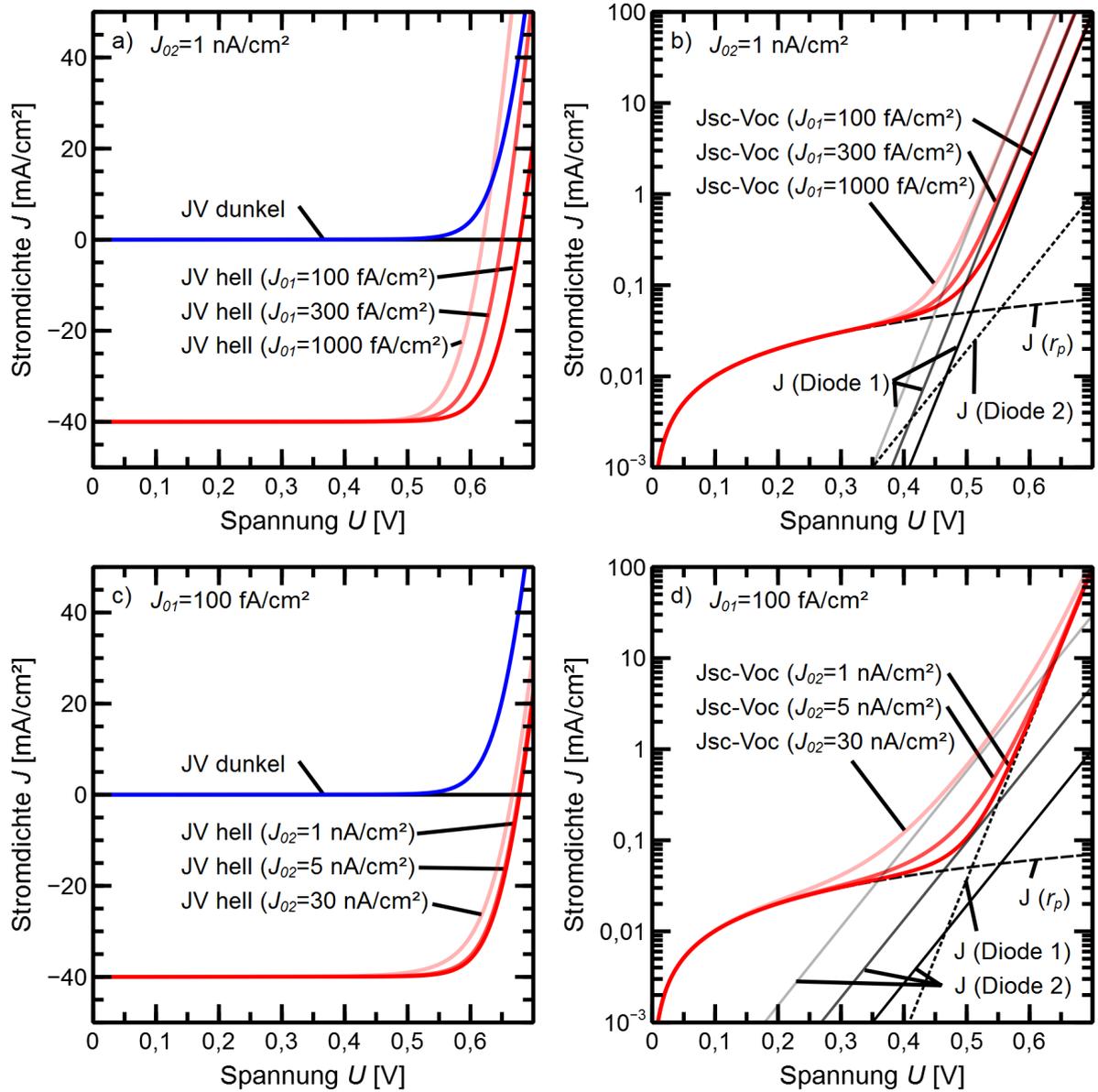
Aus der Dunkelkennlinie kann bei ausreichend hoher in Sperrrichtung angelegter Spannung ( $U \approx -0,5 \text{ V}$ ) der spezifische Parallelwiderstand bestimmt werden, da dann die Diodenströme sehr klein gegenüber dem Strom durch den Parallelwiderstand sind und auch  $(Jr_s)/r_p$  klein gegenüber  $U/r_p$  ist.

Eine weitere Kennlinie ist die  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie. Zur Messung der  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie wird zuerst die offene Klemmspannung in Abhängigkeit der eingestrahnten Leistung gemessen. Da die Messung am offenen Stromkreis stattfindet, gilt zu jeder Zeit  $J(V_{OC}) = 0$ . Damit sind in Gleichung 3.5 alle Terme  $(Jr_s)$  gleich Null und der Einfluss des Serienwiderstandes ist in dieser Kennlinie ausgeschaltet. Dies wird auch im Ersatzschaltbild 3.1 deutlich: Da kein Strom zu den äußeren Kontakten der Solarzelle fließt, wird auch der Serienwiderstand nicht durchflossen. Die Generation und damit auch die Photostromdichte sind ebenfalls abhängig von der eingestrahnten Leistung. Daher wird in einem zweiten Schritt die Kurzschlussstromdichte als Näherungswert für  $J_{ph}$  ebenfalls in Abhängigkeit der Einstrahlung gemessen. Nach Umstellen ergibt sich so die Gleichung der  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie:

$$J_{ph}(V_{OC}) = J_{01} \left( e^{\frac{qV_{OC}}{n_1 k_b T}} - 1 \right) + J_{02} \left( e^{\frac{qV_{OC}}{n_2 k_b T}} - 1 \right) + \frac{V_{OC}}{r_p} \quad . \quad (3.9)$$

Zu beachten ist, dass das  $V_{OC}$  hier nicht konstant, sondern abhängig von der eingestrahnten Leistung ist:  $V_{OC} = V_{OC}(P_{Licht})$ . Da der Serienwiderstand in der Hellkennlinie insbesondere bei hohen Spannungen einen Einfluss auf die Form der Kennlinie hat, eignet sich die  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie besonders, um die Dioden-Parameter  $J_{01}$  und  $J_{02}$  (und eventuell die Idealitätsfaktoren) im Fit zu bestimmen.

Es ist auch möglich, nur den ersten Teil der Messung durchzuführen und das  $V_{OC}$  gegen die Beleuchtung aufzutragen. Die Beleuchtung wird dabei üblicherweise in Vielfachen der Intensität bei Standardbedingungen angegeben. Die Leistungsdichte von  $1000 \text{ W/m}^2$  wird in der PV üblicherweise als  $1 \text{ suns}$  bezeichnet, andere Leistungsdichten folglich als Vielfaches von  $\text{suns}$ . Daher wird die gemessene Kurve  $\text{suns}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie genannt. Der Vorteil dieser Kennlinie ist,



**Abbildung 3.2:** Berechnete Hell-, Dunkel- und  $J_{SC}-V_{OC}$ -Kennlinien für eine Solarzelle mit  $J_{ph} = 40 \text{ mA}/\text{cm}^2$ ,  $r_p = 10000 \text{ } \Omega\text{cm}^2$  und  $r_s = 0,5 \text{ } \Omega\text{cm}^2$ . Die Werte von  $J_{01}$  (in (a) und (b)) und  $J_{02}$  (in (c) und (d)) gingen mit den entsprechend eingetragenen Werten in die Rechnung ein. Die Dunkelkennlinien ändern sich analog wie die Hellkennlinien, daher ist in (a) nur die Dunkelkennlinie mit  $J_{01} = 100 \text{ fA}/\text{cm}^2$  und in (c) nur die Dunkelkennlinie mit  $J_{02} = 1 \text{ nA}/\text{cm}^2$  eingetragen. In den Teilabbildungen (b) und (d) sind zusätzlich die drei Summanden der  $J_{SC}-V_{OC}$ -Kennlinien abgebildet.

dass nur eine Spannungsmessung durchgeführt wird. Dies ist bereits durchführbar, bevor die Metallkontakte auf der Solarzelle aufgebracht werden. Somit ist ein Vergleich von Kennlinien vor und nach Metallisierung möglich, wodurch der Einfluss der Metallkontakte quantifiziert werden kann.

In Abbildung 3.2 sind die drei Kennlinien dargestellt, welche sich aus den Gleichungen des Zwei-Dioden-Modells berechnen lassen. In den Teilgrafiken (a) und (c) sind Hell- und Dunkelkennlinie linear, in (b) und (d) die  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie logarithmisch dargestellt. In (b) und (d) sind außerdem die einzelnen Strombestandteile des Parallelwiderstands und der beiden Dioden, aus denen sich die Kennlinie zusammensetzt, eingezeichnet. Für die Hell- und die  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinien wurde zudem eingetragen, welche Auswirkungen eine erhöhte Sperrsättigungsstromdichte hat. Die Dunkelkennlinie verändert sich analog wie die Hellkennlinie, daher wird in der Abbildung darauf verzichtet. In (a) und (b) ist dies das  $J_{01}$ , welches Werte von 100, 300 und 1000 fA/cm<sup>2</sup> annimmt,  $J_{02}$  ist jeweils konstant bei 1 nA/cm<sup>2</sup>; in (c) und (d) wurden für  $J_{02}$  Werte von 1, 5 und 30 nA/cm<sup>2</sup> gewählt, hier ist jeweils  $J_{01} = 100$  fA/cm<sup>2</sup>.

Steigende Werte von  $J_{01}$  wirken sich negativ in der offenen Klemmspannung aus. Zusätzlich reduziert ein höheres  $J_{01}$  den Füllfaktor der Solarzelle. Durch Umstellen der Diodengleichung 3.3 kann z. B. für die ideale Diode die logarithmische Abhängigkeit des  $V_{OC}$  von der Sättigungsstromdichte  $J_0$  sofort nachvollzogen werden:

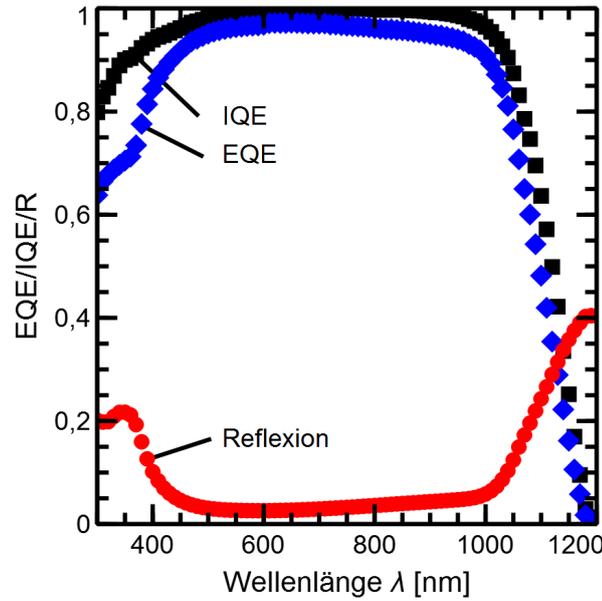
$$V_{OC} = \frac{k_b T}{q} \ln \left( \frac{J_{ph}}{J_0} - 1 \right) . \quad (3.10)$$

Ein vergrößertes  $J_{02}$  wirkt sich in erster Linie im niedrigeren  $FF$  aus, der Einfluss auf das  $V_{OC}$  der Solarzelle ist nicht so deutlich ausgeprägt. Erst wenn die Rekombinationsstromdichte der Diode 2 so hoch ist, dass sie bei  $V_{OC}$  in derselben Größenordnung liegt wie die der Diode 1, wird die offene Klemmspannung durch Diode 2 merklich beeinflusst. Demgegenüber bleibt  $J_{SC}$  nahezu unbeeinflusst von den Sättigungsströmen, da diese üblicherweise um viele Größenordnungen kleiner sind.

## 3.2 Reflexion und Quanteneffizienz

In der Solarzelle soll ein möglichst hoher Photostrom erzielt werden. Daher ist es besonders wichtig, von den auftreffenden Photonen möglichst viele in die Solarzelle einzukoppeln und im Silizium zu absorbieren. Dies bedeutet im Umkehrschluss, dass die Reflexion von Licht an der Oberfläche so stark wie möglich reduziert werden sollte. Die Reflexion an der Silizium-Oberfläche lässt sich mit einer Ulbricht-Kugel messen. Mit monochromatischer Einstrahlung kann die Reflexion auch wellenlängenabhängig gemessen werden. Interessant ist hierbei der Wellenlängenbereich, der relevant für die Solarzelle ist. Messungen werden üblicherweise zwischen 300 nm, dem Beginn des AM1,5G-Spektrums, und 1200 nm, der größten Wellenlänge, bei welcher ein Photon noch genügend Energie trägt, um ein Elektron über die Bandlückenenergie des Siliziums anzuregen, durchgeführt. Eine typische Reflexionsmesskurve einer Solarzelle mit Textur und Antireflexschicht auf der Vorderseite ist in Abbildung 3.3 in rot dargestellt. Bei einer Solarzelle mit Kontakten auf der Vorderseite wird die gemessene Reflexion  $R_{mess}$  durch die Reflexion des Metalls vergrößert. Um Solarzellen mit unterschiedlicher Metallisierung auf der Vorderseite vergleichen zu können, wird zur Modellierung die Reflexion  $R$  ohne Metall auf der Vorderseite herangezogen. Dieses  $R$  kann bei bekannter Reflexion des Metalls  $R_{met}$  und bekanntem Flächenanteil der Metallisierung  $f_{met}$  berechnet werden:

$$R = \frac{R_{mess} - f_{met} R_{met}}{1 - f_{met}} . \quad (3.11)$$



**Abbildung 3.3:** Beispiel für die Messung von Reflexion (rot) und externer Quanteneffizienz (blau) einer Solarzelle. Die daraus berechnete interne Quanteneffizienz-Kurve ist in schwarz ebenfalls dargestellt.

Die elektrischen Eigenschaften einer Solarzelle können ebenfalls in Abhängigkeit von der eingestrahlten Wellenlänge  $\lambda$  gemessen werden. Besonders verbreitet ist die Messung der Quanteneffizienz QE. Diese ist definiert als das Verhältnis von generierten Elektronen-Loch-Paaren und eingestrahlten Photonen [59]. Messtechnisch zugänglich ist die externe Quanteneffizienz EQE. Hierbei wird wellenlängenabhängig die Kurzschlussstromdichte gemessen und in das Verhältnis zum eingestrahlten Photonenfluss  $\Phi$  gesetzt:

$$EQE(\lambda) = \frac{J_{SC}(\lambda)}{q\Phi(\lambda)} \quad . \quad (3.12)$$

Zur Analyse und Modellierung der Solarzelle wird allerdings die Interne Quanteneffizienz IQE verwendet, welche das Verhältnis aus Kurzschlussstromdichte und in das Silizium tretenden Photonen ist. IQE und EQE sind verknüpft über die wellenlängenabhängige Reflexion. Außerdem muss die gemessene EQE ebenfalls um den Metallisierungsgrad korrigiert werden:

$$IQE(\lambda) = \frac{EQE(\lambda)}{(1 - R(\lambda))(1 - f_{met})} \quad . \quad (3.13)$$

Die IQE entspricht also der EQE, die um die Reflexion korrigiert wurde. Für eine detaillierte Beschreibung der Messtechnik, die Unterscheidung zwischen absoluter und differentieller Quanteneffizienz und die Analyse der Quanteneffizienz von Solarzellen sei auf [59] verwiesen.

Die beiden Quanteneffizienz-Kurven sind zusammen mit der Reflexion für eine beispielhafte Messung in Abbildung 3.3 dargestellt. An der internen Quanteneffizienz können sowohl qualitativ als auch quantitativ Aussagen zu den verschiedenen Bereichen der Solarzelle getroffen werden. Da die Absorptionslänge der Photonen im Silizium stark von der Wellenlänge abhängt [24, 60], können die Beiträge von Emitter, Raumladungszone und Basis zur IQE unterschieden werden, da diese in unterschiedlichen Tiefen unter der Oberfläche liegen. Ebenso lassen sich Aussagen zur Oberflächenrekombination oder zur Diffusionslänge  $L$  der Minoritätsträger in der Basis treffen.

### 3.3 Rekombination und Lebensdauer

Eine Solarzelle soll die durch Absorption eines Photons generierten Elektron-Loch-Paare trennen und diese zu den äußeren Kontakten am jeweiligen  $p$ - oder  $n$ -dotierten Gebiet zuführen, damit ein Stromfluss im äußeren Stromkreis generiert wird. Dies bedeutet, dass eine Rekombination dieser Überschussladungsträger bereits im Halbleiter soweit wie möglich verhindert werden muss. Hier sollen die verschiedenen Arten von Rekombination kurz zusammengefasst werden.

Werden, beispielsweise durch Lichteinstrahlung, zusätzliche Ladungsträger generiert, wird das im thermischen Gleichgewicht bestehende Ladungsträgerverhältnis  $n_0 p_0 = n_i^2$  gestört [61]. Hier bezeichnen  $n_0$  und  $p_0$  die Gleichgewichts-Ladungsträgerkonzentrationen von Elektronen und Löchern,  $n_i$  ist die intrinsische Ladungsträgerkonzentration. Durch Generation und Rekombination stellt sich ein neues Gleichgewicht der Ladungsträgerkonzentrationen  $n = n_0 + \Delta n$  und  $p = p_0 + \Delta p$  von Elektronen und Löchern ein.  $\Delta n$  bezeichnet die Überschusskonzentration an Elektronen,  $\Delta p$  die Überschusskonzentration der Löcher. Wird die Generation abgestellt, z. B. durch Ausschalten der Lichtquelle, sorgt die Rekombination dafür, dass der Überschuss an Ladungsträgern exponentiell abnimmt. Die Zeitkonstante  $\tau$  dieses exponentiellen Abfalls wird Ladungsträgerlebensdauer genannt. Beispielsweise gilt für die Rekombination  $R$  bei Elektronen:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = R = \frac{\Delta n}{\tau} \quad . \quad (3.14)$$

Es gibt drei voneinander unabhängige Arten von Rekombination, die im Volumen des Halbleiters auftreten können:

- Die **strahlende Rekombination**, bei der ein Elektron aus dem Leitungsband unter Aussendung eines Photons zurück in das Valenzband fällt. Dies ist der umgekehrte Prozess zur Absorption des Lichts. Da im Silizium als indirektem Halbleiter in diesem Prozess zusätzlich ein Phonon beteiligt sein muss, spielt die strahlende Rekombination im Si nur eine untergeordnete Rolle.
- Die **Auger-Rekombination**, bei der ein Elektron die Energie beim Übergang in das Valenzband an ein anderes Elektron abgibt, welches anschließend thermalisiert. Zusätzlich kann Auger-Rekombination auch durch Loch-Loch-Wechselwirkung stattfinden. Die Rekombinationsrate ist proportional zum Quadrat der Ladungsträgerkonzentrationen  $n$  und  $p$  von Elektronen und Löchern; die Auger-Rekombination dominiert daher in Hochinjektion oder bei starker Dotierung.
- Die **Störstellenrekombination**, die nach ihren Entdeckern auch Shockley-Read-Hall (SRH)-Rekombination genannt wird [62, 63]. Durch Verunreinigungen im Kristall oder Störungen der Gitterperiodizität (Schäden im Kristall oder auch die Oberfläche) befinden sich Energieniveaus innerhalb der Bandlücke. Über diese sog. Defektniveaus findet dann eine Rekombination in zwei Schritten statt [23]. Die Rekombinationsrate  $R_{SRH}$  ist abhängig vom Produkt  $(np - n_i^2)$ , also der Abweichung des Produkts  $np$  vom Gleichgewichtszustand, der durch das Quadrat der intrinsischen Ladungsträgerdichte  $n_i$  gegeben ist. Zudem gehen in die Rekombinationsrate die Defektdichte  $N_t$  und die Defektenergie  $E_t$ , die Einfangquerschnitte  $\sigma_n$  und  $\sigma_p$  und die thermische Geschwindigkeit der Elektronen  $v_{th}$  ein.

Die Rekombinationsraten dieser drei Mechanismen können addiert werden, sodass die gesamte Ladungsträgerlebensdauer  $\tau$  aus den Kehrwerten der Lebensdauern der einzelnen Prozesse berechnet werden kann. Für die Rekombination im Volumen des Bauelements gilt also:

$$R_{vol} = R_{strahlend} + R_{Auger} + R_{SRH} \quad . \quad (3.15)$$

Mit Gleichung 3.14 folgt daraus:

$$\frac{1}{\tau_{vol}} = \frac{1}{\tau_{strahlend}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} + \frac{1}{\tau_{SRH}} \quad . \quad (3.16)$$

Bei Material mit wenigen Störstellen und somit hohen Lebensdauern im Volumen ist die Rekombination an den Oberflächen des Kristalls die dominierende Art der Rekombination. Die Oberfläche stellt eine starke Störung der Kristallstruktur dar; der Rekombinationsmechanismus lässt sich vergleichbar zur Störstellenrekombination beschreiben mit der Ausnahme, dass hier ein Kontinuum von Energieniveaus statt einzelner Defektniveaus vorliegt. Damit muss der SRH-Formalismus auf ein Integral über alle Energieniveaus innerhalb der Bandlücke erweitert werden. Zur Beschreibung der Rekombination wird statt der Oberflächenrekombinationsrate  $R_{Oberfl}$  häufig die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (ORG)  $S$  herangezogen, welche  $R_{Oberfl}$  mit der Überschussladungsträgerdichte in Relation setzt, als Beispiel gilt dann für Elektronen<sup>1</sup>:

$$S := \frac{R_{Oberfl}}{\Delta n} \quad . \quad (3.17)$$

Bei unpassivierten Oberflächen ist der Rekombinationsprozess durch den Transport der Ladungsträger zur Oberfläche begrenzt, in dem Fall entspricht  $S$  dem Wert der thermischen Geschwindigkeit  $v_{th}$  der Elektronen.

Durch eine hochdotierte Schicht oder eine Passivierschicht auf dem Silizium werden Leitungs- und Valenzband zur Oberfläche hin verbogen. Dies verkompliziert die Berechnung der Rekombinationsrate, sodass häufig gedanklich eine virtuelle Oberfläche vor dieser Bandverbiegung eingefügt wird, bis zu der die Bänder noch konstant sind. Statt  $R_{Oberfl}$  wird dann eine effektive Rekombinationsrate  $R_{Oberfl,eff}$  und statt  $S$  eine effektive ORG  $S_{eff}$  angenommen. Jede Rekombination, ob an der eigentlichen Si-Oberfläche oder im Zwischenbereich zwischen realer und virtueller Oberfläche, wird in diesem effektiven Wert zusammengefasst [47]. Dadurch können auch die Rekombinationsverluste in Emitter und BSF einer Solarzelle mit einem einfachen Formalismus beschrieben werden.

Da in einem realen Wafer immer Volumen- und Oberflächenrekombination gemeinsam auftreten, müssen bei Messungen der Ladungsträgerlebensdauer auch beide berücksichtigt werden. An einem Wafer mit Dicke  $W$  wird eine effektive Lebensdauer  $\tau_{eff}$  gemessen, die sich aus Anteilen des Volumens und auch der Vorder- und Rückseite zusammensetzt [57]:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} \int_0^W \Delta n \, dx = \frac{1}{\tau_{vol}} \int_0^W \Delta n \, dx + S_{eff,VS} \Delta n(0) + S_{eff,RS} \Delta n(W) \quad . \quad (3.18)$$

Hier bezeichnen  $S_{eff,VS}$  und  $S_{eff,RS}$  die effektiven ORG von Vorder- und Rückseite und  $\Delta n(0)$  die Überschussladungsträgerdichte an der Vorderseite bzw.  $\Delta n(W)$  an der Rückseite. Für einen symmetrischen Wafer (ein Wafer mit identischer hochdotierter Schicht auf VS und RS) mit guter Passivierung, d. h. nicht zu hohen Werten für die ORG, gilt  $S_{eff,VS} = S_{eff,RS} = S_{eff}$  und  $\Delta n(0) = \Delta n(W) = \Delta n$ , damit vereinfacht sich 3.18 zu [34]:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{vol}} + \frac{2S_{eff}}{W} \quad . \quad (3.19)$$

1 Im weiteren Verlauf dieses Abschnitts werden die Formeln für Elektronen als Minoritätsladungsträger in  $p$ -Typ Silizium dargestellt, sie gelten aber analog für die Löcher in  $n$ -Typ Silizium.

In dieser Arbeit wird statt der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit die Rekombinationsstromdichte an der Oberfläche, zum Beispiel der des Emitters  $J_{0,e}$  betrachtet. Beide Werte sind miteinander verknüpft, so gilt für den Emitter eines  $p$ -Typ Wafers mit Dotierstoffkonzentration  $N_A$  [47, 64]:

$$S_{eff} = \frac{J_{0,e}}{qn_i^2} (N_A + \Delta n) \quad . \quad (3.20)$$

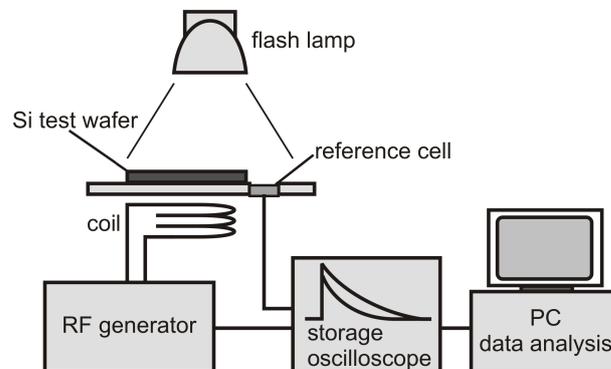
In einem indirekten Halbleiter wie Silizium ist die strahlende Rekombination neben den beiden anderen Rekombinationsmechanismen vernachlässigbar klein. Mit  $\frac{1}{\tau_{strahlend}} \ll (\frac{1}{\tau_{Auger}} + \frac{1}{\tau_{SRH}})$  folgt somit aus Gleichungen 3.16 und 3.19:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} - \frac{1}{\tau_{Auger}} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{2J_{0,e}}{Wqn_i^2} (N_A + \Delta n) \quad . \quad (3.21)$$

Dies bedeutet, dass mit einer injektionsabhängigen Messung der effektiven Lebensdauer das  $J_{0,e}$  eines symmetrischen Wafers bestimmt werden kann, sofern die Überschussladungsträgerdichte größer ist als die Dotierkonzentration des Wafers, der Wafer sich also in Hochinjektion befindet. In diesem Fall kann die Proportionalität zwischen  $1/\tau_{eff}$  und  $\Delta n$  ausgenutzt werden [64].

Als Standard-Methode zur Messung der injektionsabhängigen Lebensdauer von Wafern hat sich die Messung über die Änderung der Photoleitfähigkeit im transienten oder quasi-statischen Fall etabliert [64, 66, 67]. Die Methoden werden üblicherweise mit PCD (photoconductance decay) und QSSPC (quasi steady state photoconductance) abgekürzt. Der Messaufbau ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Im Messtisch unterhalb des zu messenden Wafers liegt eine Spule als Teil eines Hochfrequenz-Schwingkreises. Durch die Spule werden Wirbelströme im Wafer induziert, welche wiederum eine Spannung in der Spule induzieren; bei Änderung der Leitfähigkeit des Wafers ändert sich diese induzierte Spannung in der Spule proportional zur Leitfähigkeit. Mit einer über der Probe angebrachten Blitzlampe werden freie Ladungsträger generiert und somit die Leitfähigkeit des Wafers verändert. Vor der Blitzlampe ist ein Langpassfilter angebracht, damit eine über die Tiefe des Wafers möglichst homogene Generation erfolgt. Die Beleuchtungsintensität wird mit einer Referenz-Solarzelle gemessen. Aus den zeitaufgelösten Messungen von Leitfähigkeit und Beleuchtung können die Überschussladungsträgerdichte und die effektive Lebensdauer des Wafers berechnet werden. Eine ausführliche Beschreibung zur Bestimmung der injektionsabhängigen Lebensdauer aus der Photoleitfähigkeit findet sich in [68].

Da die vom beleuchteten  $pn$ -Übergang erzeugte Spannung genauso wie die Photoleitfähigkeit abhängig von der Überschussladungsträgerdichte ist [69], kann mit dieser Messmethode auch eine implizite offene Klemmspannung  $V_{OC,impl}$  bestimmt werden. Diese Messung kann ebenfalls bereits



**Abbildung 3.4:** Schemazeichnung des Messaufbaus zur Bestimmung der Photoleitfähigkeit. Aus [65].

vor Aufbringen der Kontakte durchgeführt werden. In [69] findet sich zusätzlich eine Auflistung der Voraussetzungen an die Probe, die erfüllt sein müssen, um einen möglichst verlässlichen Wert für  $V_{OC,impl}$  zu messen.

### 3.4 Sonstige Messverfahren

In dieser Arbeit werden einige andere Messverfahren verwendet, die an dieser Stelle ebenfalls erwähnt werden sollen.

#### 3.4.1 Dotierprofile und Schichtwiderstand

Zum Messen des Dotierprofils einer hochdotierten Schicht gibt es mehrere Möglichkeiten. Aufgrund der Verfügbarkeit sollen hier insbesondere die Messmethoden Sekundärionen-Massenspektroskopie (SIMS) und elektrochemische CV (Electrochemical Capacitance-Voltage, ECV) vorgestellt werden. Bei der SIMS werden mit einem Ionenstrahl Atome von der Oberfläche der zu untersuchenden Probe gesputtert. Einige davon werden ionisiert und können dann in einem Massenspektrometer analysiert werden. Die SIMS erreicht eine Tiefenauflösung von 1 – 5 nm, die niedrigste messbare Elementkonzentration ist  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  [70]. Es muss beachtet werden, dass bei SIMS die gesamte Konzentration des Dotierstoffs gemessen wird. Daher eignet sich die Methode zur Messung von Profilen nach Implantation, wenn der Dotierstoff noch nicht elektrisch aktiviert ist. Auch kann ein Vergleich zwischen SIMS und einer Messung des Profil der elektrisch aktiven Dotierstoffe zeigen, ob die Aktivierung vollständig war.

Zur Messung dieser elektrisch aktiven Dotierstoffkonzentration steht am ISFH ein ECV-Gerät zur Verfügung. Bei der ECV-Methode wird der Halbleiter über einen Dichtring mit definierter Fläche mit einer elektrochemischen Zelle in Kontakt gebracht, die anschließend mit einem Elektrolyten gefüllt wird. Der Elektrolyt muss zwei Voraussetzungen erfüllen: Einerseits muss er eine ausreichend hohe Ladungsträgerkonzentration besitzen, damit er zum Halbleiter einen Schottky-Kontakt bildet, was die eigentliche Messung der Dotierkonzentration erst ermöglicht; andererseits muss es mit ihm möglich sein, den Halbleiter in kleinen Schritten zu ätzen, um die Dotierkonzentration tiefenabhängig bestimmen zu können. Daher muss der Elektrolyt an den zu messenden Halbleiter angepasst werden. Für Silizium eignet sich eine Lösung von 0,1 mol/l Ammoniumhydrogendifluorid ( $\text{NH}_4\text{HF}_2$ ) in Wasser. Eine Herleitung der wichtigsten Formeln zur ECV-Messung findet sich in [71]. Die Bestimmung der Dotierkonzentration  $N$  erfolgt, indem eine Spannung in Sperrrichtung angelegt wird und die Kapazität  $C$  der Raumladungszone des Schottky-Kontakts in Abhängigkeit der Spannung gemessen wird:

$$N = \frac{C^3}{q\varepsilon_0\varepsilon_r A^2 \frac{dC}{dV}} = \frac{2}{q\varepsilon_0\varepsilon_r A^2 \frac{d(1/C^2)}{dV}} \quad . \quad (3.22)$$

$\varepsilon_0$  und  $\varepsilon_r$  bezeichnen die Permittivität des Vakuums und die relative Permittivität des gemessenen Halbleiters. Die Kontaktfläche  $A$  zwischen Halbleiter und Elektrolyt ist eine kritische Größe bei der ECV-Messung, da sie quadratisch in die bestimmte Dotierkonzentration eingeht. Die Dicke der Raumladungszone  $W_{RLZ}$  ist:

$$W_{RLZ} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_r A}{C} \quad . \quad (3.23)$$

Da immer die Dotierkonzentration auf der dem zu messenden Wafer zugewandten Seite der RLZ gemessen wird, muss  $W_{RLZ}$  auf die geätzte Tiefe  $x_{\text{ätz}}$  aufsummiert werden. Diese wird aus dem

Strom  $I_{\ddot{A}tz}$ , der während des Ätzprozesses gemessen wird, bestimmt:

$$x_{\ddot{A}tz} = \frac{\int_0^t I_{\ddot{A}tz} dt'}{q z} \frac{m_{mol}}{N_{Av} \rho A} \quad (3.24)$$

Hier bezeichnen  $m_{mol}$  die molare Masse des Halbleiters,  $N_{Av}$  die Avogadro-Zahl,  $\rho$  die Dichte des Halbleiters und  $z$  die Valenzzahl, also die Anzahl an Elektronen, die nötig ist, um ein Atom bzw. Molekül aus dem Kristall zu lösen. Bei der ECV-Messung ist es möglich, den Halbleiter in Nanometer-Schritten zu ätzen und somit auch in dieser Schrittweite das Dotierprofil aufzuzeichnen. Der Vergleich eines beispielhaften mit ECV und SIMS gemessenen Arsen-Dotierprofils ist in Abb 3.5 dargestellt. Die Grafik wurde nach den Werten aus [72] nachgezeichnet. Mit SIMS wurde eine deutlich höhere Konzentration von Arsen gemessen als mit ECV. Die maximale mit ECV gemessene Konzentration liegt an der Löslichkeitsgrenze für As in Si [72]. Das bedeutet, dass die zusätzlich vorhandene Konzentration von As an dieser Stelle nicht elektrisch aktiviert werden kann.

Eine wichtige Eigenschaft einer hochdotierten Schicht ist ihr Schichtwiderstand  $R_{sheet}$  mit der Einheit  $[\Omega/\text{sq}]$ . Für eine homogen dotierte Schicht ist  $R_{sheet}$  einfach der Quotient aus spezifischem Widerstand  $\rho$  und Dicke  $W$  der Schicht:

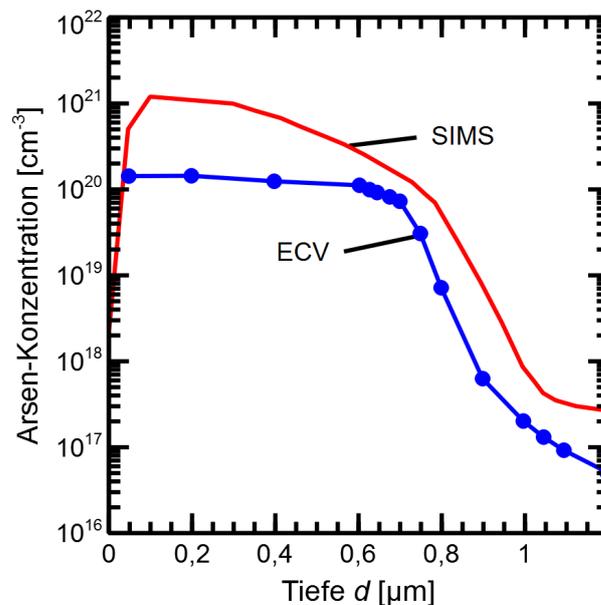
$$R_{sheet} = \frac{\rho}{W} \quad (3.25)$$

Bei einem Dotierprofil muss über die Dicke der Schicht integriert werden [70]:

$$R_{sheet} = \frac{1}{\int_0^W [1/\rho(x)] dx} = \frac{1}{\int_0^W [n(x) \mu_n(x) + p(x) \mu_p(x)] dx} \quad (3.26)$$

Hier bezeichnen  $\mu_n$  und  $\mu_p$  die Mobilitäten von Elektronen und Löchern im Halbleiter. Die Mobilitäten sind ihrerseits von der Dotierkonzentration abhängig [73, 74].

Der Schichtwiderstand kann aber auch über andere Messmethoden direkt bestimmt werden. Die Vier-Spitzen-Messung ist dabei die am häufigsten verwendete Methode. Vier äquidistante



**Abbildung 3.5:** Vergleich der Messungen mit SIMS und ECV an einem Arsen-Dotierprofil. Nachgezeichnet mit Werten aus [72].

Messspitzen werden auf den Halbleiter aufgesetzt. Durch die äußeren Nadeln wird ein definierter Strom eingepreßt, die beiden mittleren Messspitzen messen einen Spannungsabfall. Durch die Vier-Spitzen-Anordnung spielen interne Widerstände der Nadeln oder der Kontaktwiderstand zum Halbleiter keine Rolle. Eine ausführliche Betrachtung der Vier-Spitzen-Messung findet sich in [70]. Für den Fall einer im Vergleich zum Abstand der Messspitzen dünnen Schicht gilt der Zusammenhang:

$$R_{sheet} = \frac{\pi}{\ln(2)} \frac{U}{I} \quad . \quad (3.27)$$

Mit der Vier-Spitzen-Methode kann auch der spezifische Widerstand eines Wafers gemessen werden, sofern die Dicke des Wafers bekannt ist.

Der Messtisch der QSSPC (s. voriger Abschnitt) kann bei bekannter Waferdicke ebenfalls den spezifischen Widerstand messen. Sind sowohl  $\rho$  als auch die Probendicke bekannt, so kann aus der Gesamt-Leitfähigkeit des Wafers ohne Beleuchtung der Schichtwiderstand einer einseitig oder beidseitig hochdotierten Schicht (sofern sich auf beiden Seiten identische Schichten befinden) berechnet werden.

### 3.4.2 Kontaktwiderstand

Der Kontaktwiderstand ist ein wichtiger Bestandteil des Serienwiderstands einer Solarzelle und kann somit einen bedeutenden Einfluss auf den Wirkungsgrad der Solarzelle haben. Zum Messen des Kontaktwiderstands wird die Transferlängen-Methode (engl.: Transfer Length Method, auch als Transmission Line Method bekannt, TLM) verwendet [70, 75]. Hier wird ebenfalls eine Messung des Spannungsabfalls bei bekanntem eingepreßtem Strom benutzt. Auf zwei Kontakte mit definierter Breite und bekanntem Abstand werden vier Messspitzen aufgesetzt, je zwei pro Kontakt. Durch ein Nadelpaar wird ein Strom eingepreßt, das andere Nadelpaar misst den Spannungsabfall. Im einfachsten Fall besteht der gemessene Widerstand aus den Anteilen Substratwiderstand  $R_S$  und Kontaktwiderstand  $R_C$ :

$$R = R_S + 2R_C = R_{sheet} \frac{s}{w} + 2R_C \quad . \quad (3.28)$$

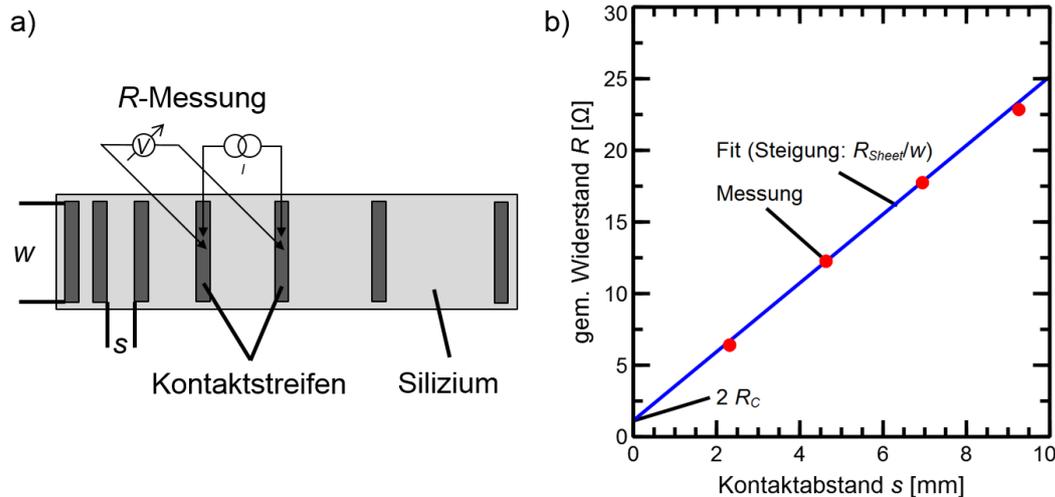
$s$  bezeichnet den Abstand zwischen beiden Kontakten,  $w$  ist die Breite der Kontakte, wie in Abb. 3.6 links abgebildet. Wird der Abstand zwischen zwei Kontakten variiert, so wird für jede Kontaktlücke  $i$  mit Abstand  $s_i$  den Widerstand  $R_i$  gemessen:

$$R_i = R_{sheet} \frac{s_i}{w} + 2R_C \quad . \quad (3.29)$$

Werden nun mehrere  $R_i$  gegen die Abstände  $s_i$  aufgetragen, ergibt sich eine Gerade mit Steigung  $R_{sheet}/w$  und y-Achsenabschnitt  $2R_C$ . Dies ist beispielhaft in Abbildung 3.6 rechts dargestellt. Auch hier ist es üblich, durch Multiplikation mit Breite  $w$  und Länge  $l$  des Kontaktes einen spezifischen Kontaktwiderstand  $r_C$  anzugeben:

$$r_C = R_C w l \quad . \quad (3.30)$$

Die Messung kann entweder mit eigens angefertigten Messstrukturen mit wachsendem Abstand zwischen den Kontakten durchgeführt werden, wie es in Abb. 3.6 (a) dargestellt ist, oder am Solarzellengrid. Dort kann durch Messung immer weiter voneinander entfernter Finger der Abstand der Kontakte ebenfalls variiert werden. Allerdings muss dazu eine Solarzelle zerstört werden: Um eine bekannte Kontaktbreite  $w$  herzustellen, muss ein Streifen senkrecht zu den Fingern aus der Zelle herausgeschnitten werden.



**Abbildung 3.6:** (a) Schematische Zeichnung der Teststruktur zur Messung des Kontaktwiderstands. (b) Die gemessenen Widerstände werden gegen den Fingerabstand aufgetragen, aus einem linearen Fit kann der Kontaktwiderstand als y-Achsenabschnitt bestimmt werden. Nach [55].

Mit dieser Methode können neben dem Kontaktwiderstand auch beispielsweise aus der Steigung der Schichtwiderstand im Emitter zwischen oder unter den Kontakten oder die Transferlänge  $L_t$  bestimmt werden [75]:

$$L_t = \sqrt{R_C / R_{Sheet}} \quad . \quad (3.31)$$

Die Transferlänge beschreibt die Länge, über die ein Strom vom Halbleiter bis auf  $1/e$  in den Kontakt geflossen ist. Diese kann für Siebdruckkontakte bereits im Bereich der Fingerbreite liegen, weshalb die Transferlänge dann bei der TLM-Messung berücksichtigt werden muss [75].

### 3.4.3 REM und EDX

Zur strukturellen Analyse der Siebdruckpasten wird ein Rasterelektronenmikroskop (REM) mit angeschlossenen energiedispersivem Röntgenspektrometer (EDX) verwendet. Beim REM werden Elektronen zur Abbildung der Oberfläche einer Probe verwendet, die mit einer Spannung von üblicherweise 1 - 30 keV beschleunigt wurden. Durch die im Vergleich zu sichtbarem Licht deutlich kleinere De-Broglie-Wellenlänge der Elektronen können höhere Auflösungen als im Lichtmikroskop bis in den Nanometer-Bereich erreicht werden. Der fokussierte Elektronenstrahl im REM fährt die Probenoberfläche in x- und y-Richtung ab und detektiert die von der Probe ausgesandten Elektronen. Im einfachsten Modus werden Sekundärelektronen (SE) detektiert, die aufgrund inelastischer Stöße aus der Probe treten. Sie enthalten Tiefeninformationen aus den oberen 5 bis 50 nm der Probe [70]. Die rückgestreuten Elektronen können ebenfalls detektiert werden, sie treten aus größerer Tiefe aus der Probe.

Der Elektronenstrahl regt bei genügend hoher Beschleunigungsspannung das Atom auch zur Aussendung von Röntgenstrahlung an. Da diese Strahlung der Übergänge von Elektronen zwischen den Elektronenschalen für jedes Element charakteristisch sind, kann das Spektrum mit einem Detektor aufgenommen werden und so die chemische Zusammensetzung der Probe bestimmt werden. Dabei muss beachtet werden, dass das Volumen, in dem Atome durch die Elektronen angeregt werden, deutlich breiter ist als der fokussierte Elektronenstrahl. Dadurch ist die laterale Auflösung von EDX deutlich schlechter als die eines Sekundärelektronen-Bildes. Die Nachweisgrenze liegt im Bereich von  $10^3$  ppm bei den Elementen mit Kernladungszahl  $Z < 22$  [70].



## 4 Aluminium-dotierte Silberpasten

### 4.1 Vergleich der Serienwiderstände

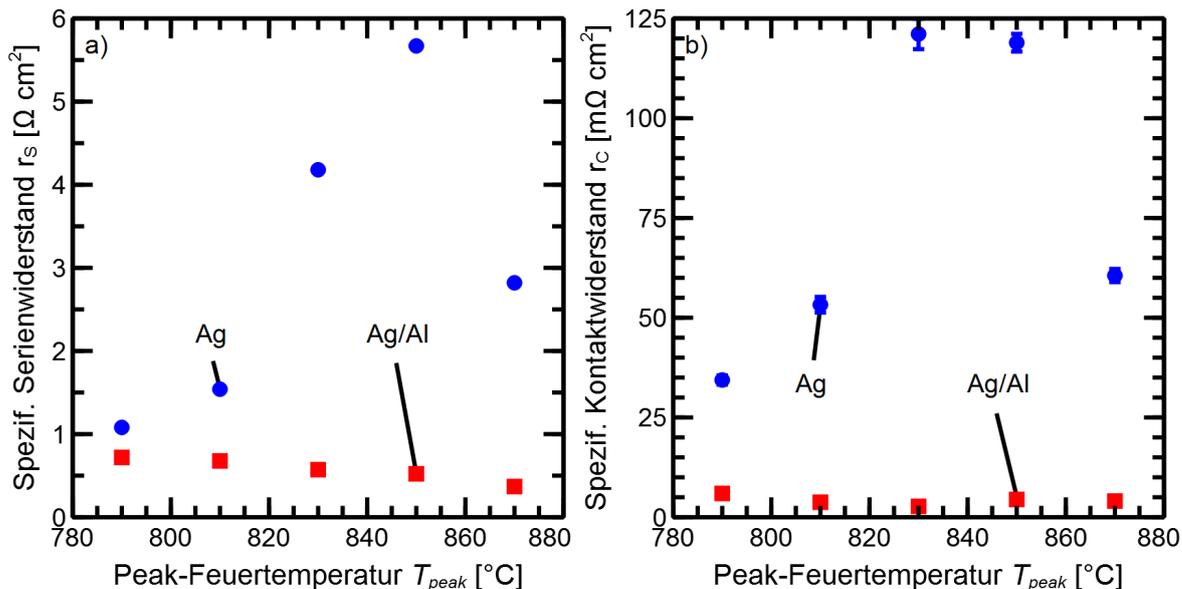
Das Aufbringen der Metallkontakte mittels Siebdruck von Metallpasten ist in der Photovoltaik-Industrie die dominierende Technologie. Auch langfristig sollen Sieb- und Schablonendruck einen Marktanteil von über 60 % behalten [1]. Zur Kontaktierung des  $n^+$ -Emitters einer  $p$ -Typ Solarzelle werden Silberpasten verwendet. Diese erreichen auf diffundierten Phosphor-dotierten Emittern spezifische Kontaktwiderstände von etwa  $1 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  [53]. Zu Beginn dieser Arbeit war allgemein anerkannt, dass diese Pasten zur Kontaktierung von  $p^+$ -Emittern nur bedingt geeignet sind, gemessene  $r_C$  liegen um einen Faktor 10 und mehr höher<sup>1</sup>. Es wurde empirisch herausgefunden, dass die Beimischung von Aluminium zu der Paste den Kontaktwiderstand zu einem  $p^+$ -Emitter deutlich senken kann [18, 76]. Riegel *et al.* berichten Kontaktwiderstandswerte von ebenfalls weniger als  $1 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  [77].

Zu Beginn der Arbeit wird ein Vergleich zwischen Silber/Aluminium-Paste und Silber-Paste zur Kontaktierung der Vorderseite einer  $n$ -PERT Solarzelle mit Bor-dotiertem Emitter durchgeführt. Abbildung 4.1 (a) zeigt den spezifischen Gesamt-Serienwiderstand von  $n$ -PERT Solarzellen mit einer Ag-Paste von Ferro und mit einer Ag/Al-Paste von Heraeus in Abhängigkeit von der eingestellten Peak-Feuertemperatur. Beide Pasten waren zu Beginn der Arbeiten im Jahr 2012 kommerziell erhältlich. Anschließend wird an genau diesen Solarzellen der spezifische Kontaktwiderstand zwischen Emitter und Vorderseiten-Metallisierung gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.1 (b) dargestellt. Da die Solarzellen bis auf die verwendete Paste und die Peak-Feuertemperatur identisch sind, müssen Unterschiede im Serienwiderstand allein durch die Vorderseitenmetallisierung hervorgerufen werden. Dies kann entweder der Kontaktwiderstand zwischen Emitter und Metall oder der Widerstand des Metalls selbst in Fingern und Busbars sein. Bei niedrigem  $T_{peak}$  ist die Differenz im spezifischen Serienwiderstand der beiden Solarzellen mit unterschiedlichen Pasten mit  $0,36 \text{ }\Omega\text{cm}^2$  noch nicht sehr groß. Der spezif. Kontaktwiderstand mit Ag-Paste ist mit einem Wert von  $34 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  allerdings mehr als 5-mal so hoch wie mit Ag/Al-Paste. Bei höheren Feuertemperaturen steigen die spezifischen Serien- und Kontaktwiderstände der Zellen mit Ag-Paste deutlich an. Das  $r_C$  für die Solarzellen mit Ag-Paste ist bei einer Set-Peak-Feuertemperatur von über  $800^\circ\text{C}$  stets größer als  $50 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ , während  $r_C$  für die Solarzellen mit Ag/Al-Paste stets kleiner als  $6 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  ist.

Für diese spezif. Kontaktwiderstände kann ein Anteil am spezifischen Gesamt-Serienwiderstand  $r_{S,VS-Kont}$  der Solarzelle berechnet werden [55]. Für die hier vorliegenden Solarzellen liegt dieser im Falle der Ag/Al-Metallisierung, also mit einem  $r_C$  kleiner  $6 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ , bei  $r_{S,VS-Kont} < 0,17 \text{ }\Omega\text{cm}^2$ . Für die Silberpasten sind die Anteile am Gesamt-Serienwiderstand deutlich höher. Für alle Solarzellen mit Ag-Paste wird ein spezifischer Serienwiderstand von größer als  $1 \text{ }\Omega\text{cm}^2$  gemessen. Für die mit Ag-Paste metallisierten Solarzellen kann ebenfalls der Anteil des Kontaktwiderstands berechnet werden. Mit  $r_C = 34 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  ergibt sich ein  $r_{S,VS-Kont}$  von  $0,93 \text{ }\Omega\text{cm}^2$ . Ist der spezif. Kontaktwiderstand größer als  $50 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ , steigt dieser Wert auf  $1,4 \text{ }\Omega\text{cm}^2$ , bei  $r_C = 120 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  führt der Kontaktwiderstand zu einen  $r_{S,VS-Kont}$  von  $3,2 \text{ }\Omega\text{cm}^2$ . Der Serienwiderstand der mit

---

<sup>1</sup> Aktuelle Arbeiten von Engelhardt *et al.* zeigen, dass zwischen hochdotierten Boremittern mit Bor-Oberflächenkonzentration im Bereich von  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  und aktuellen Ag-Pasten ebenfalls ein spezifischer Kontaktwiderstand unter  $2 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  erreicht werden kann [45].



**Abbildung 4.1:** (a) Spezifischer Serienwiderstand und (b) spezifischer Kontaktwiderstand von identisch prozessierten  $n$ -PERT Solarzellen mit Ag-Paste (blau) und Ag/Al-Paste (rot) in Abhängigkeit von der Set-Peak-Feuertemperatur. Die Fehlerbalken in (b) bezeichnen die Standardabweichung bei Messung des  $r_c$  über 80 Finger.

Ag-Paste bedruckten Solarzellen ist also durch den Kontaktwiderstand dominiert. Die spezifischen Serienwiderstände der Solarzellen mit Ag/Al-Paste bleiben alle bei Werten unter  $0,8 \Omega \text{ cm}^2$ , wobei die Werte mit steigender Peak-Feuertemperatur leicht sinken. Bei eingestellten Feuertemperaturen von  $850^{\circ}\text{C}$  und höher sorgt vermutlich eine höhere Fingerleitfähigkeit für die noch niedrigeren  $r_s$ . Hier nicht dargestellt sind die offenen Klemmspannungen der Solarzellen, die mit steigender Feuertemperatur sinken, sodass sich ein Gewinn durch den niedrigeren Serienwiderstand wieder relativiert. Das Maximum in der Effizienz liegt bei einer Set-Peak-Feuertemperatur von  $810^{\circ}\text{C}$ . Der Füllfaktor und damit der erreichbare Wirkungsgrad der Solarzellen wird durch solch hohe Kontaktwiderstände, wie sie für die Ag-Paste auf  $p^+$ -Emitter gemessen werden, limitiert. Es gibt durch die Zugabe des Aluminiums eine fundamentale Änderung im Kontaktierungsverhalten der Metallpasten, der diese Unterschiede im resultierenden Kontaktwiderstand erzeugt. Dazu werden in den folgenden Abschnitten die resultierenden Metall-Halbleiter-Kontakte sowohl physikalisch als auch anhand von Querschliffen strukturell betrachtet.

## 4.2 Die Theorie des Metall-Halbleiter-Kontakts

Die ersten Metall-Halbleiter-Kontakte wiesen ein gleichrichtendes Verhalten auf. Eine Erklärung hierfür wurde von Schottky unter Berücksichtigung der Arbeiten von Mott Ende der 1930er Jahre entwickelt [78, 79]. Tritt ein Halbleiter mit einem Metall mit einer nicht-angepassten Austrittsarbeit  $q\phi_m$  in Kontakt, so bildet sich eine sog. Schottky-Barriere dadurch, dass die Fermi-Energie  $E_f$  am Übergang zwischen Metall und Halbleiter konstant bleibt. Die Zusammenfassung der wichtigsten Formeln eines Metall-Halbleiter-Kontakts sind aus [8] entnommen. Im idealen Fall, also ohne Berücksichtigung von Oberflächenzuständen oder anderen Störungen, berechnet sich die Barrierenhöhe  $q\phi_{b,n}$  für den Kontakt zu einem  $n$ -Typ Halbleiter bzw.  $q\phi_{b,p}$  zu einem  $p$ -Typ Halbleiter wie folgt:

$$q\phi_{b,n} = q(\phi_m - \chi_s) \quad \text{bzw.} \quad q\phi_{b,p} = E_g - q(\phi_m - \chi_s) \quad . \quad (4.1)$$

$q\chi_s$  bezeichnet die Elektronenaffinität des Halbleiters, d. h. die Potentialdifferenz zwischen Leitungsbandkante und Vakuumenergie.  $E_g$  ist die Energie der Bandlücke, also die Differenz der Energien von Leitungsbandkante  $E_c$  und Valenzbandkante  $E_v$ . Das Banddiagramm mit allen hier eingeführten Energien für einen  $n$ -Typ Halbleiter ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Grafik stammt aus [55]. Im Halbleiter bildet sich eine Potentialbarriere, die zugehörige Spannung wird nach dem englischen Begriff "build-in potential" mit  $V_{bi}$  bezeichnet:

$$qV_{bi} = q(\phi_{b,n} - V_n) \quad . \quad (4.2)$$

$qV_n$  ist die Differenz zwischen Energie der Leitungsbandkante und Fermienergie.

Aufgrund der von  $V_{bi}$  hervorgerufenen Bandverbiegung bildet sich im Halbleiter eine Raumladungszone aus, identisch zu der in einem  $pn$ -Übergang. Unter der Annahme einer konstanten Dotierung des Halbleiters im Bereich der RLZ beträgt ihre Dicke  $W_{RLZ}$  z. B. in einem  $n$ -Typ Halbleiter:

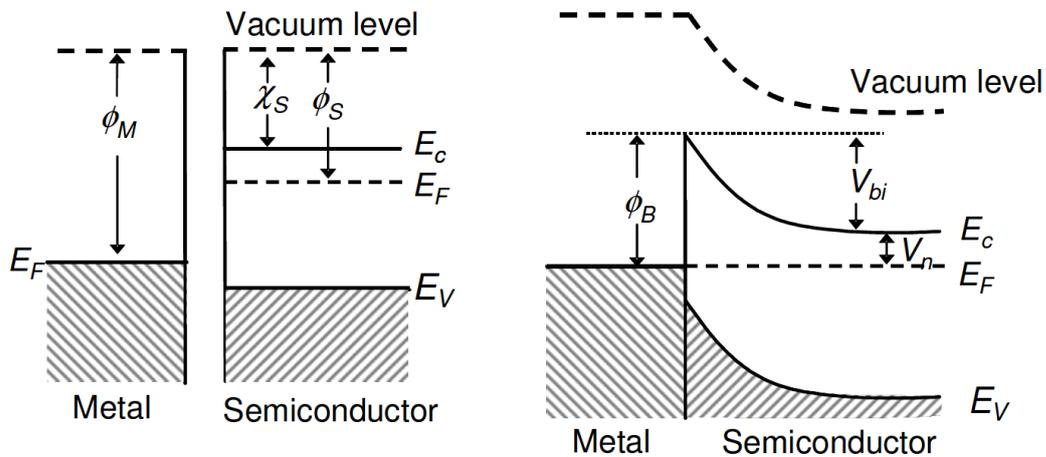
$$W_{RLZ} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{r,s}}{qN_D} \left( V_{bi} - V - \frac{kT}{q} \right)} \quad . \quad (4.3)$$

$V$  ist die von außen angelegte Spannung und  $\varepsilon_{r,s}$  die relative Permittivität des Halbleiters.

Im Experiment zeigt sich aber, dass die Höhe der Schottky-Barriere nicht nur der Differenz von Austrittsarbeit und Elektronenaffinität entspricht [8, 17]. Der Zusammenhang ist schwächer, als es laut Gleichung 4.1 der Fall wäre. Bardeen hat beschrieben, dass Energiezustände an der Oberfläche des Halbleiters die Barrierenhöhe deutlich beeinflussen können [80]. Außerdem lässt sich eine dünne Zwischenschicht wie das native Oxid auf dem Silizium technologisch kaum verhindern.

Es wird nun eine dünne Zwischenschicht zwischen Metall und Halbleiter mit Dicke  $\delta$  und relativer Permittivität  $\varepsilon_{r,i}$  angenommen. An der Oberfläche des Halbleiters befinden sich Energiezustände mit der Zustandsdichte  $D_{it}$  und dem Energieniveau  $q\phi_0$ , welches als neutrales Energieniveau bezeichnet wird. Die Herleitung der Barrierenhöhe  $\phi_{b,n0}$  kann in [8] nachvollzogen werden. Es folgt:

$$\phi_m - \chi_s - \phi_{b,n0} = \sqrt{\frac{2q\varepsilon_{r,s}N_D\delta^2}{\varepsilon_0\varepsilon_{r,i}^2} \left( \phi_{b,n0} - V_n - \frac{kT}{q} \right)} - \frac{qD_{it}\delta}{\varepsilon_0\varepsilon_{r,i}}(E_g - q\phi_0 - q\phi_{b,n0}) \quad . \quad (4.4)$$



**Abbildung 4.2:** Banddiagramm eines Metall-Halbleiter-Kontakts vor und nach Zusammenbringen für einen  $n$ -Typ Halbleiter. Die Schottky-Barrierenhöhe  $\Phi_b$  und das build-in potential  $V_{bi}$  sind eingezeichnet. Abbildung aus [55]

Für eine dünne Zwischenschicht mit einer Dicke im Bereich bis  $\delta < 5 \text{ \AA}$  kann für die Permittivität  $\varepsilon_{r,i} = 1$  angenommen werden [8]. Unter den weiteren Annahmen  $\varepsilon_{r,s} \geq 10$  und  $N_D < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  reduziert sich Gleichung 4.4 zu:

$$\phi_{b,n0} = c(\phi_m - \chi_s) + (1 - c)\left(\frac{E_g}{q} - \phi_0\right) \quad (4.5)$$

mit dem Faktor

$$c = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{r,i}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{r,i} + q^2 \delta D_{it}} \quad .$$

In Gleichung 4.5 können zwei Grenzwerte betrachtet werden:

1. Für  $D_{it} \rightarrow 0$  geht  $c \rightarrow 1$  und aus 4.5 folgt wieder die Formel für die ideale Schottky-Barriere aus Gleichung 4.1:

$$q\phi_{b,n0} = q(\phi_m - \chi_s) \quad . \quad (4.6)$$

2. Im Falle  $D_{it} \rightarrow \infty$  folgt  $c \rightarrow 0$  und es gilt:

$$q\phi_{b,n0} = E_g - q\phi_0 \quad . \quad (4.7)$$

In diesem Fall ist das Fermi-Niveau durch die Oberflächenzustände am Wert  $\phi_0$  *gepinnt*. Die Barrierenhöhe ist damit nur noch von diesen abhängig und nicht mehr von der Austrittsarbeit des Metalls.

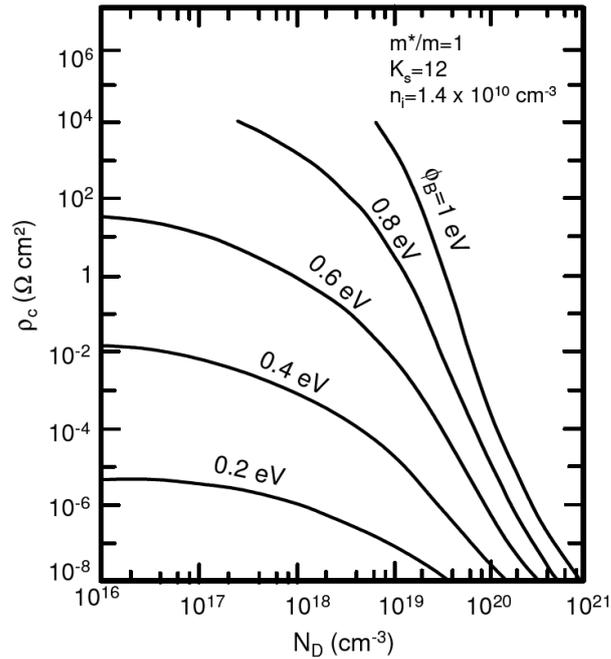
Die wahren gemessenen Barrierenhöhen bewegen sich zwischen diesen beiden Extremwerten. Ein weiterer Grund für die Verringerung der Barrierenhöhe sind Spiegelladungen im Metall. Dringt ein außen angelegtes elektrisches Feld in einen Leiter, so verändert sich das elektrische Feld in der Gestalt, dass die Feldlinien senkrecht auf der Oberfläche des Leiters stehen. Das Feld wird dabei verändert, zur mathematischen Beschreibung wird das Konzept der Spiegelladung verwendet. Dieser Schottky-Effekt genannte Mechanismus führt ebenfalls zu einer Verringerung der Barrierenhöhe um  $\Delta\phi$  (siehe [8]):

$$\Delta\phi = \left( \frac{q^3 N_D (V_{bi} - V - \frac{kT}{q})}{8\pi^2 \varepsilon_s^3} \right)^{1/4} \quad . \quad (4.8)$$

An Gleichung 4.8 ist zu erkennen, dass  $\Delta\phi$  abhängig von der Dotierung des Halbleiters und auch von der außen angelegten Spannung ist. Bei Spannung in Vorwärtsrichtung wird  $\Delta\phi$  kleiner, in Rückwärtsrichtung wird es größer.

Der Stromtransport zwischen Metall und Halbleiter findet vorwiegend durch die Majoritäten statt und kann über unterschiedliche Transportprozesse stattfinden. Charakteristisch für den Schottky-Kontakt sind dabei drei Prozesse: Die thermionische Emission, die Feldemission und als Mischform die thermionische Feldemission [8, 17].

- **Thermionische Emission:** Bei nicht allzu großen Barrierenhöhen reicht die thermische Energie der Elektronen aus, um die Potentialbarriere zu überschreiten. Das Fermi-Niveau in der RLZ ist konstant und der Stromfluss und damit auch der Kontaktwiderstand sind nur zur Barrierenhöhe proportional [8].
- **Feldemission:** Mit steigender Dotierkonzentration wird die RLZ sehr schmal und für die Elektronen steigt die Wahrscheinlichkeit, die Potentialbarriere zu durchtunneln [81]. Bei



**Abbildung 4.3:** Spezifischer Kontaktwiderstand eines Metall-Halbleiter-Kontakts in Abhängigkeit von der Dotierkonzentration des Halbleiters und der Barrierenhöhe. Aus [55], dort nachgezeichnet aus [17], hier bezeichnet  $\rho_c$  den spezifischen Kontaktwiderstand.

Ohm'schen Kontakten zwischen Metall und Halbleiter ist dies der dominierende Transportprozess [8]. In diesem Fall gibt es eine Proportionalität zwischen  $\ln R_C$  und  $1/\sqrt{N_D}$  [81].

- **Thermionische Feldemission:** Im Bereich zwischen beiden Prozessen findet die thermionische Feldemission statt. Die Elektronen müssen eine gewisse thermische Energie tragen, um die energetisch höher liegende, aber dann schmalere Barriere durchtunneln zu können [8].

In Abbildung 4.3 ist der spezifische Kontaktwiderstand in Abhängigkeit von Dotierkonzentration und Barrierenhöhe dargestellt. Bei niedrigen Dotierkonzentrationen ist der Kontaktwiderstand für niedrige Barrierenhöhen weitgehend konstant, dies entspricht der Domäne der thermionischen Emission. Bei hohen Dotierkonzentrationen ist  $r_C$  von  $N_D$  abhängig, dies ist der Bereich der Feldemission. Im Übergangsbereich zwischen beiden Gebieten findet die thermionische Feldemission statt.

### 4.3 Strukturelle Untersuchungen am Kontakt und Diskussion

Vor Beginn dieser Arbeit war der Unterschied zwischen Silber- und Silber/Aluminium-Pasten im Kontaktwiderstand zu  $p^+$ -dotiertem Silizium zwar bereits bekannt [18], jedoch gab es noch keine vollständige Erklärung für den Grund dieser Differenz. Die Austrittsarbeit  $q\phi_m$  von Silber ist 4,52 eV und die von Aluminium 4,06 eV [82]. Dieser Unterschied ist nicht ausreichend, um den signifikant höheren in dieser Arbeit und auch von anderen Gruppen gemessenen Kontaktwiderstand der Ag-Paste nach der einfachen Schottky-Theorie zu erklären, zumal der Al-Anteil in der Paste bei nur wenigen Prozent liegt [76].

Ziel dieses Kapitels ist ein Verständnis des Mechanismus der Kontaktformierung. Mehrere andere Arbeitsgruppen haben sich ebenfalls in den vergangenen Jahren mit diesem Thema beschäftigt

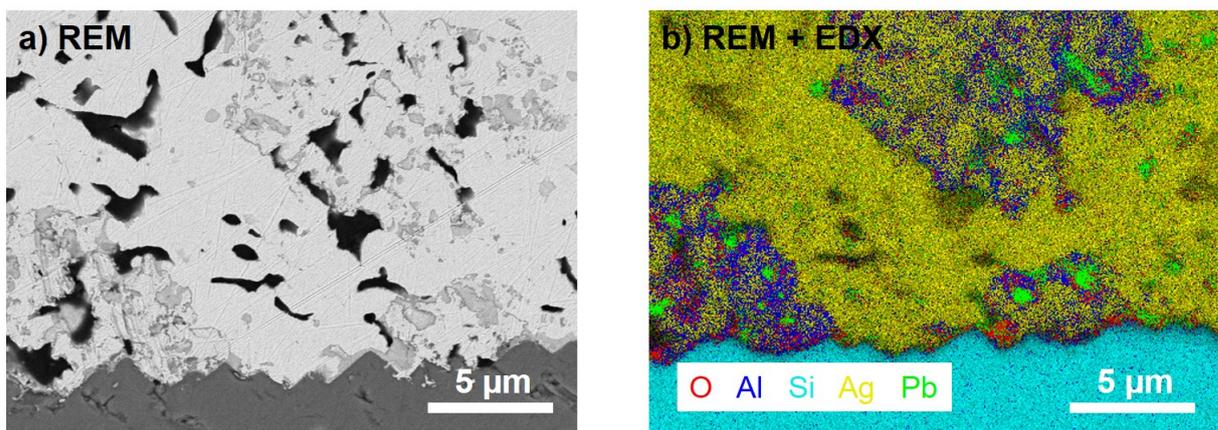
[83–86]. Daher sollen die hier vorgestellten Ergebnisse im Verlauf dieses Kapitels auch in den wissenschaftlichen Kontext eingeordnet werden.

Für den größten Teil der Untersuchungen werden Querschliffe der gedruckten und gefeuerten Kontakte hergestellt und mit dem REM betrachtet. Zum Herstellen eines Querschliffes wird aus einer Probe ein Stück von etwa 2 cm x 1 cm ausgeschnitten, welches anschließend senkrecht stehend in einem Epoxydharz eingebettet wird. Das Harz stabilisiert die Probe bei dem danach folgenden Schleifprozess. Dort wird die Probe sukzessive mit immer feinerem Siliziumcarbid (SiC)-Schleifpapier geschliffen. Zum Abschluss wird mit einer Poliermatte poliert, auf der sich eine Emulsion mit SiC-Partikeln mit einer Größe unter 1 µm befindet. Anschließendes Aufdampfen von einigen Atomlagen Kohlenstoff verhindert eine Aufladung des Epoxydharzes unter dem Elektronenbeschuss im REM.

Es werden mehrere Pasten untersucht: Zum einen kommerziell erhältliche Ag/Al-Pasten der Hersteller Heraeus<sup>1</sup> und Dupont, zum anderen Pasten, welche vom Fraunhofer Institut für Keramische Technologien und Systeme (IKTS) im Rahmen eines gemeinsamen Experiments hergestellt wurden. Diese Pasten basieren auf einer rudimentären Ag-Paste ohne Additive, in die ein Al-Anteil von 2,5 % und 7,5 % eingebracht wurde. Mit diesen Pasten sollten grundsätzliche Effekte, frei vom Einfluss sonstiger Additive, beobachtet werden. An den vom Fraunhofer IKTS hergestellten Pasten wird zusätzlich die Elementverteilung in der Paste mittels EDX aufgenommen.

#### 4.3.1 Materialverteilung im Pastenvolumen

Eine REM-Aufnahme eines Querschliffs der vom IKTS hergestellten Paste mit 2,5 % Aluminium-Gehalt ist in Abbildung 4.4 (a) dargestellt. Die Probe in dieser Abbildung wurde bei einer Peak-Temperatur von 780 °C gefeuert. Im Pastenvolumen sind einige schwarze Gebiete zu erkennen, dies sind leere Bereiche. Diese Leerstellen weisen auf eine der niedrigeren Peak-Feuertemperaturen hin; bei 30 °C höherer Feuertemperatur ist das Pastenvolumen bereits deutlich stärker verdichtet (vgl. dazu das Pastenvolumen in Abb. 4.5). Im REM-Bild in Abb. 4.4 (a) sind im Pastenvolumen abgesehen von den Leerstellen Bereiche auszumachen, in denen zwei unterschiedliche Grauwerte erkennbar sind. Die Paste ist dort aus anderen Bestandteilen zusammengesetzt, was die EDX-Aufnahme in (b) bestätigt. Die dunkler grauen Bereiche im REM-Bild können mit Blei identifiziert



**Abbildung 4.4:** (a) REM-Aufnahme des Querschliffs an einer Ag/Al-Paste mit 2,5 % Al-Gehalt. (b) Überlagerung des EDX-Signal der Elementverteilung von Sauerstoff (rot), Aluminium (dunkelblau), Silizium (hellblau), Silber (gelb) und Blei (grün) mit der REM-Aufnahme.

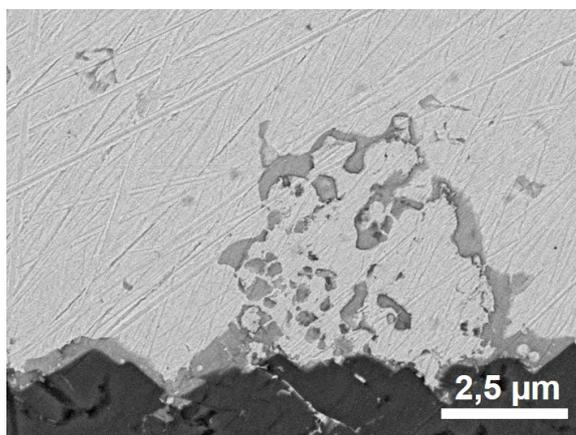
<sup>1</sup> Diese Paste wurde bereits in Abschnitt 4.1 für den Vergleich der Kontaktwiderstände zwischen Ag- und Ag/Al-Paste verwendet.

werden. Das dunkelblaue Aluminium-Signal tritt ebenfalls nicht homogen verteilt im Pastenvolumen auf, sondern beschränkt sich auf diese Bereiche mit Anteilen von Blei. Dies bedeutet, dass das Al sich nach dem Feuern nicht gleichmäßig im Pastenvolumen verteilt hat, sondern vornehmlich in Feldern von mehreren Mikrometern Größe auftritt. Diese Bildung von Al-haltigen Feldern konnte in den Querschliffaufnahmen aller Pasten beobachtet werden. Die Felder treten sowohl im Pastenvolumen fernab des Siliziums auf, als auch im Bereich der Silizium-Pasten-Grenzfläche. Es kann davon ausgegangen werden, dass in diesen Bereichen das Aluminium bereits in der ungefeuerten Paste vorlag, und dass das Al sich in dem kurzen Feuerprozess nicht im gesamten Pastenvolumen verteilen konnte.

### 4.3.2 Bleiglasschicht an der Silizium-Pasten-Grenzfläche

Eine zweite Beobachtung betrifft die Bleiglasschicht, die sich an der Silizium-Pasten-Grenzfläche befindet. In herkömmlichen Ag-Pasten ist das Bleiglas für mehrere Prozesse zuständig: Zum einen ermöglicht es die Bildung einer AgPb-Legierung, die einen niedrigeren Schmelzpunkt als reines Silber hat. Das Ag liegt somit bereits bei niedrigeren Temperaturen als  $961,8\text{ °C}$  in flüssiger Phase vor und kann somit zur Pasten-Silizium-Grenzfläche transportiert werden. Zum anderen ätzt das Bleiglas die Passivierschicht und ermöglicht somit erst die Kontaktbildung zum Silizium [87, 88]. Dabei wird das Si angeätzt bzw. es findet eine Redox-Reaktion statt, bei der Silizium oxidiert und Blei reduziert wird. Es bildet sich eine mit elementarem Blei durchsetzte Glasschicht auf der Siliziumoberfläche und in das Silizium wachsen Silberkristallite mit Größe von 100 bis 300 nm und der Form einer invertierten Pyramide [87].

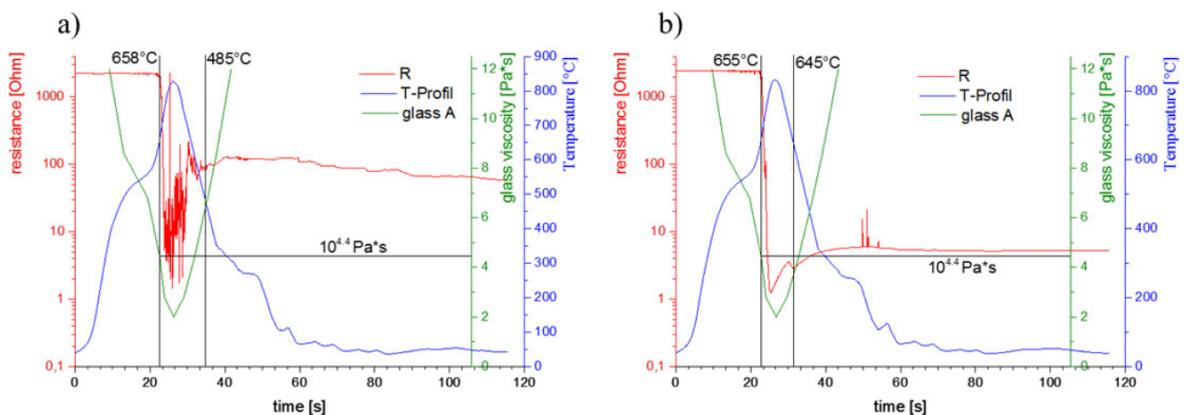
Die Anwesenheit von Aluminium in der Paste ändert den Mechanismus der Kontaktbildung und die Rolle des Bleiglasses. Abbildung 4.5 zeigt ein Al-reiches Feld an der Si-Pasten-Grenzfläche nach Feuern der Paste mit 2,5% Al-Anteil bei einer Peak-Feuertemperatur von  $830\text{ °C}$ . Abseits des Al-haltigen Feldes bildet das Glas eine Schicht von bis zu mehreren hundert Nanometern Dicke. Diese Schichtdicke ist im Bereich des Al-haltigen Feldes deutlich reduziert. Es scheint, dass die Anwesenheit des Al ein Wachstum der Glasschicht unterdrückt. Daraus kann folgender Ablauf während des Feuerprozesses gefolgert werden: Das Aluminium reduziert aufgrund seines niedrigeren elektrochemischen Standardpotentials das Pb-Glas bereits im Pastenvolumen, deswegen wird die Reaktion des Bleiglasses mit dem Silizium lokal unterbunden. Die Vermutung wird auch durch die EDX-Messung in Abbildung 4.4 (b) gestützt. Im Bereich der Al-reichen Felder ist deutlich mehr Blei nachweisbar als im übrigen Pastenvolumen.



**Abbildung 4.5:** REM-Aufnahme des Querschliffs an einer Ag/Al-Paste mit 2,5% Al-Gehalt im Bereich eines Al-reichen Felder an der Si-Pasten-Grenzfläche. Unter dem Al-Feld wurde die Ausbildung der Bleiglasschicht an der Grenzfläche gehemmt.

Auch in-situ-Messungen des Kontaktwiderstands der Paste während des Feuerprozesses weisen darauf hin, dass das Wachstum der Glasschicht gehemmt wird. Diese Messungen wurden am Fraunhofer IKTS an für das gemeinsame Experiment hergestellten Proben durchgeführt [89]. Bei dieser Messung werden mit einem Datenlogger beim Durchfahren des Feuerofens ständig Messungen an einer TLM-Struktur durchgeführt. Gleichzeitig wird die Temperatur der Probe gemessen. Die Widerstands- und Temperaturwerte können anschließend auf derselben Zeitachse aufgetragen und somit zueinander korreliert werden. Abbildung 4.6 zeigt den in-situ gemessenen Kontaktwiderstand (rot) gegen das Temperaturprofil des Feuerprozesses (blau) für eine reine Ag-Paste (a) und eine Ag/Al-Paste mit 2,5 % Al-Anteil (b).

Im Bereich von Feuertemperaturen über  $660\text{ }^{\circ}\text{C}$  sinkt der gemessene in-situ-Kontaktwiderstand für beide Pasten stark ab. Hier setzt der Kontaktbildungsprozess ein. Ist in der Paste kein Aluminium vorhanden (Abb. 4.6 (a)), schwankt der gemessene Widerstand, steigt zum Ende des Feuerprozesses nochmals deutlich an und erreicht seinen Endwert. Dieses Schwanken und der Anstieg des Widerstands kann mit dem Wachstum der Glasschicht auf der Silizium-Oberfläche während des Feuerprozesses erklärt werden. Ist Al in der Paste vorhanden (Abb. 4.6 (b)), so ist das Schwanken des Kontaktwiderstands bei hohen Temperaturen im Feuerofen unterdrückt, und der Widerstand erreicht einen um den Faktor 10 niedrigeren Endwert. Diese Messungen bilden einen weiteren Hinweis auf das durch das Aluminium unterdrückte Wachstum der Glasschicht. Diese Glasschicht an der Silizium-Pasten-Grenzfläche bietet ebenfalls eine Erklärung für den mit höheren Peak-Feuertemperaturen stark wachsenden Kontaktwiderstand der Ag-Paste. Bei höherer Peak-Feuertemperatur bildet sich eine dickere Glasschicht aus [87]. Bei niedrigem  $T_{peak}$  ist die Glasschicht noch sehr dünn ausgebildet. Die am häufigsten in der Literatur vertretene Theorie zum Stromtransport am Kontakt geht davon aus, dass die Stromleitung durch diese Glasschicht über ein Tunneln der Ladungsträger zwischen im Glas eingebauten Metallclustern stattfindet [87, 90]. Somit bestünde bei einer dünnen Glasschicht noch eine höhere Wahrscheinlichkeit für einen Stromfluss durch das Glas, als bei einer dickeren Glasschicht. Dies würde sich makroskopisch in einem niedrigeren Kontaktwiderstand bemerkbar machen. Sollte die Wahrscheinlichkeit für diesen Tunnelprozess für Löcher im Vergleich zu Elektronen reduziert sein, z. B. durch eine höhere Potentialbarriere, könnte dies auch erklären, warum eine dickere Glasschicht beim Kontakt einer Ag-Paste zu einem  $n^+$ -Emitter nicht zu einem solch starken Anstieg des Kontaktwiderstand zwischen Silizium und Pastenvolumen führt, wie bei einem  $p^+$ -Emitter.



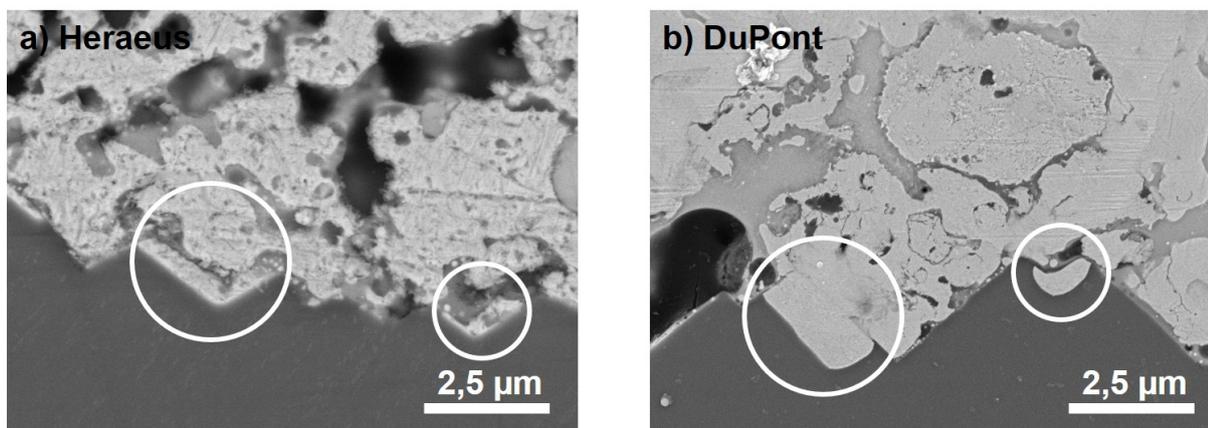
**Abbildung 4.6:** Kontaktwiderstand als Funktion der Zeit während des Feuerprozesses bei einem Prozess mit  $T_{peak} = 840\text{ }^{\circ}\text{C}$ , (a) für eine Paste ohne Al (b) für eine Paste mit 7,5 % Al im Pastenvolumen. Die rote Kurve beschreibt den Kontaktwiderstand, die blaue Kurve das Temperaturprofil während des Feuerns und die grüne die Viskosität des Glases, berechnet aus der Temperatur. Abbildung aus [89].

### 4.3.3 Modell der Kontaktbildung von Ag/Al-Pasten

In den letzten Jahren wurden von verschiedenen Arbeitsgruppen Modelle aufgestellt, welche den Mechanismus der Kontaktbildung von Ag/Al-Paste zu Silizium erklären sollen [83–85, 91]. Die Hypothese von Liang *et al.* ist, dass der Kontakt über Silber-Nano-Kolloide stattfindet, und es keine Bildung von Kristalliten oder Spikes im Silizium geben soll, d. h. die Kontaktbildung solle vergleichbar zu der von Ag-Pasten ablaufen [91].

Ein anderes Modell zur Kontaktbildung wurde zuerst von König *et al.* vorgestellt [83]. Dem Aluminium in der Paste wird dort eine weitere Funktion zugesprochen: Bei Temperaturen über 660 °C schmilzt das Aluminium, dadurch kann das Silber, wenn es in Kontakt zu diesem flüssigen Al kommt, ebenfalls in die flüssige Phase übergehen. Laut Phasendiagramm des Ag-Al-Systems kann bei den verwendeten Feuertemperaturen eine Konzentration von bis zu 95 wt.% Silber in der flüssigen Legierung vorliegen [92]. Im weiteren Verlauf des Feuerprozesses kann diese Ag/Al-Legierung, wenn sie z. B. durch eine Öffnung in der Passivierschicht Kontakt zum Si erhält, eine ternäre Legierung aus Silber, Aluminium und Silizium eingehen. Es löst sich Si aus dem Kristall, und es bildet sich im entstandenen Hohlraum ein Kontaktpunkt aus einer Ag/Al-Legierung mit Einschlüssen von Si [85]. Dabei ist es für diesen Prozess auch von Vorteil, dass die Pb-Glasschicht auf der Si-Oberfläche durch das Al reduziert ist.

Solche Kontaktpunkte können für die kommerziell erhältlichen Ag/Al-Pasten der beiden Hersteller Dupont und Heraeus beobachtet werden. Abbildung 4.7 zeigt REM-Bilder dieser Kontaktpunkte. Fritz *et al.* berichten, dass diese Kontaktpunkte zum größten Teil aus Silber bestehen, der Aluminiumanteil beträgt bis zu 5 % [93], was auch in Einklang mit den bereits erwähnten Metallanteilen aus dem Phasendiagramm des Ag-Al-Systems ist. Es fällt auf, dass für das Ätzen des Siliziums durch das Metall die  $\langle 111 \rangle$ -Ebenen als Ätzstopp-Ebene wirken, da die Kontaktpunkte durch diese Ebenen begrenzt sind und die Kontaktfläche zwischen Silizium und Metall somit parallel zu der texturierten ehemaligen Si-Oberfläche liegt. In Abbildung 4.7 wird ebenfalls deutlich, dass diese Kontaktpunkte im Silizium eine inhomogene Tiefenverteilung aufweisen. Als Tiefe gilt jeweils der Abstand zur nächstliegenden ehemaligen Si-Oberfläche, da dieser Wert auch im Vergleich zur Tiefe des Emitters relevant ist. Bei einer mit optimalem  $T_{peak}$  gefeuerten Paste können die Kontaktpunkte eine maximale Tiefe von etwa 2  $\mu\text{m}$  erreichen. Dies deckt sich mit den Beobachtungen von Heinz *et al.* und Lohmüller *et al.* [84, 94]. Die meisten Kontaktpunkte besitzen eine Tiefe zwischen 0,5 und 1  $\mu\text{m}$ . Lohmüller *et al.* berichten, dass sie eine große Anzahl



**Abbildung 4.7:** REM-Aufnahmen von Querschliffen an der Silizium-Pasten-Grenze für zwei kommerziell erhältliche Ag/Al-Pasten. In beiden Aufnahmen sind die Ag/Al-Kontaktpunkte zu erkennen, die in das Silizium hineingewachsen sind (mit Kreis markiert) und auch die ehemalige Si-Oberfläche. (a) Heraeus, (b) Dupont.

von Kontaktpunkten mit etwa  $1,5\ \mu\text{m}$  Tiefe bestimmen [94]. Allerdings muss beachtet werden, dass dort die Tiefe der Kontaktpunkte aus der mittels Aufsicht bestimmten Fläche berechnet wurde. Auf einer Random-Pyramid texturierten Oberfläche muss diese Korrelation zwischen Fläche und Tiefe eines Kontaktpunktes nicht bestehen. Beispielsweise ist in Abbildung 4.7 (a) zu erkennen, dass der linke Kontaktpunkt im Querschnitt eine Ausdehnung von über  $2\ \mu\text{m}$  besitzt, aber dennoch nur ca.  $500\ \text{nm}$  tief ist.

Eine Auswertung der Tiefe von Kontaktpunkten im Querschnitt kann allerdings ebenfalls fehlerbehaftet sein, da im Querschnitt nicht zwangsläufig die maximale Tiefe zu sehen sein muss. Auch ist die Anzahl der Kontaktpunkte, die im Querschnitt sichtbar sind, sehr gering: In einer ideal gefeuerten Paste lässt sich im Querschnitt auf  $2\ \text{cm}$  Länge nur eine einstellige Zahl von Kontaktpunkten finden. Daher soll an dieser Stelle keine quantitative Aussage zu einer mittleren Tiefe der Kontaktpunkte getroffen werden. Es kann jedoch festgehalten werden, dass durch das Feuern mit höherem  $T_{peak}$  Anzahl und mittlere Tiefe der Kontaktpunkte ansteigen.

#### 4.3.4 Flächenanteil der Kontaktpunkte

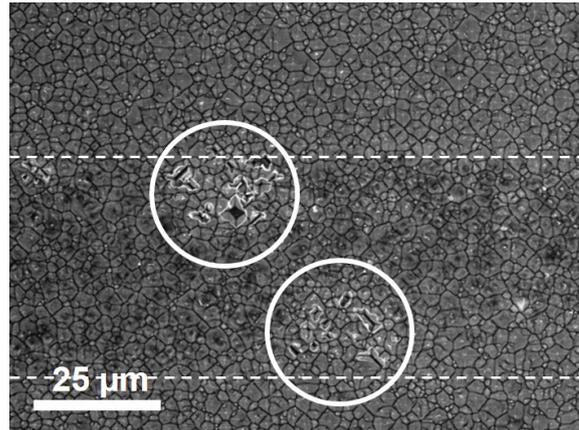
Obwohl die Kontaktpunkte mit großer Wahrscheinlichkeit für den gesamten elektrischen Kontakt zwischen Paste und Silizium verantwortlich sind [94], belegen sie nur einen geringen Prozentsatz der Oberfläche. Abbildung 4.8 zeigt das REM-Bild der Silizium-Oberfläche, nachdem die gedruckte und gefeuerte Ag/Al-Paste wieder entfernt wurde. Dazu wird die Probe mehrere Male abwechselnd in  $\text{HNO}_3$  und HF geätzt. So können abwechselnd die metallischen Bestandteile der Paste von der Salpetersäure und die Glasbestandteile von der Flusssäure entfernt werden.

Auf der Silizium-Oberfläche in Abbildung 4.8 sind die Abdrücke der Kontaktpunkte deutlich auszumachen. Diese Abdrücke sind unregelmäßig geformt. Hier zeigt sich ebenfalls, dass eine Auswertung der Tiefe aus der Fläche der Kontaktpunkte, wie sie von Lohmüller *et al.* vorgestellt wurde [94], nur als Schätzung der wahren Tiefe der Kontaktpunkte möglich ist. Es fällt ebenfalls auf, dass die Kontakte nicht gleichmäßig auf der Oberfläche verteilt sind, sondern zumeist gehäuft auftreten, und das Silizium zwischen diesen Häufungen nicht angegriffen wurde. Dies korreliert mit der Beobachtung aus Abbildung 4.4, dass das Aluminium im Pastenvolumen lokal in Feldern auftritt. Die Kontaktpunkte können sich nur dort bilden, wo auch Aluminium in der Paste nah an der Silizium-Pasten-Grenzfläche vorhanden ist.

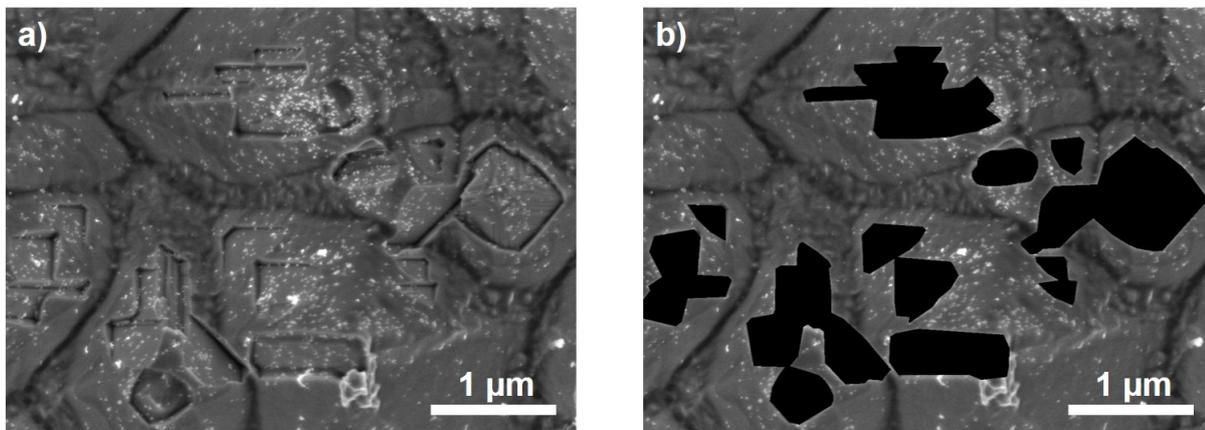
Durch das Messen der Flächen dieser Abdrücke kann der Flächenanteil der Kontaktpunkte an der gesamten Fläche des Silizium-Pasten-Kontakts  $f_{cont}$  bestimmt werden. Zur Bestimmung von  $f_{cont}$  werden pro Paste sieben zusammenhängende REM-Aufnahmen der Oberflächen untersucht. Diese Aufnahmen bilden etwa  $1\ \text{mm}$  entlang des Fingers ab. Abbildung 4.9 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt im Bereich einer Anhäufung von Kontaktpunkten. Im rechten Teil der Abbildung ist die Fläche markiert, welche für die Bestimmung von  $f_{cont}$  herangezogen wurde. Im linken Teil der Abbildung ist nochmals zu erkennen, dass das Ätzen des Siliziums im Kontaktpunkt überwiegend parallel zu den  $\langle 111 \rangle$ -Ebenen der rp-Textur stattgefunden hat. Das Ergebnis der Bestimmung von  $f_{cont}$  ist in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Zur Auswertung sind die Pasten beim jeweils optimalen  $T_{peak}$  gefeuert worden. Als Unsicherheit ist hier die Standardabweichung aus den bestimmten  $f_{cont}$  jedes einzelnen ausgewerteten Bildes berechnet.

**Tabelle 4.1:** Auswertung des Flächenanteils der Kontaktpunkte an der Gesamt-Fläche des gedruckten Kontaktes für ideale Feuerbedingungen. Als Unsicherheit ist die Standardabweichung der ausgewerteten  $f_{cont}$  der einzelnen Bilder angegeben.

Paste	$f_{cont}$
Heraeus	$1,2 \pm 0,8\ \%$
Dupont	$1,0 \pm 0,2\ \%$



**Abbildung 4.8:** REM-Aufnahme der Silizium-Oberfläche unter einem Kontaktfinger aus Ag/Al-Paste, nachdem die Paste wieder weggeätzt wurde. Die ehemalige Fläche des Fingers ist durch die gestrichelten Linien angedeutet. Die Abdrücke der Kontaktpunkte sind mit den Kreisen markiert.



**Abbildung 4.9:** (a) REM-Aufnahme der Abdrücke von Kontaktpunkten auf einer Silizium-Oberfläche nach Abnahme der Paste. (b) hier sind die Flächen in schwarz markiert, welche für die Auswertung von  $f_{cont}$  verwendet wurden.

Dieses Ergebnis mit Werten von etwa 1% deckt sich mit den von Lohmüller *et al.* bestimmten Werten [94]. Dort wurde auch beschrieben, dass ein  $f_{cont}$  in dieser Größenordnung ausreichend für einen spezifischen Kontaktwiderstand von  $2 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  ist.

#### 4.3.5 Tiefe von Kontaktpunkten und Emitter

Es stellt sich die Frage, wie ein Durch-Spiken des Emitters, also ein Kontaktieren des Basisgebiets durch die Emitter-Metallisierung, verhindert wird, da die Kontaktpunkte eine Tiefe bis zu  $2 \mu\text{m}$  erreichen können. Damit dringen sie deutlich tiefer in das Silizium ein, als die Emitter- $p^+$ -Schicht dick ist und sollten somit einen lokalen Kurzschluss verursachen. Solarzellenergebnisse zeigen aber, dass die gemessenen spezifischen Parallelwiderstände über  $10^4 \Omega\text{cm}^2$  liegen. Vergleichbare Werte werden auch mit anderen Metallisierungsmethoden erreicht und der Wirkungsgrad einer Solarzelle wird durch ein solches  $r_P$  nicht negativ beeinflusst. Diese Frage der Verhinderung eines Kurzschlusses wurde auch von Heinz *et al.* aufgeworfen [84]. Es gibt zwei mögliche Erklärungsansätze:

1. Da der Kontaktpunkt einen kleinen Anteil an Aluminium enthält, besteht die Möglichkeit, dass Aluminium in das Silizium um den Kontaktpunkt eindiffundiert. Damit würde sich um das eingedrungene Metall eine dünne  $p$ -dotierte Schicht bilden, welche verhindert, dass es zu einem direkten Kontakt zwischen Metall und  $n$ -dotiertem Basisgebiet kommt. Jedoch konnte solch eine Schicht bisher nicht nachgewiesen werden, da bekannte Methoden wie EDX eine zu grobe Auflösung und zu geringe Nachweisgrenzen besitzen, um einen schmalen Bereich direkt unter dem Kontaktpunkt auf Al zu untersuchen. Zu demselben Schluss sind auch Heinz *et al.* gekommen [84]. Daher kann die Existenz einer dünnen Al-dotierten Schicht nach derzeitigem Wissen weder bestätigt noch ausgeschlossen werden.
2. Eine andere Möglichkeit der selektiven Kontaktierung besteht darin, dass die Bandstruktur derart ausgestaltet ist, dass es nur zwischen Metall und  $p^+$ -Gebiet eine durchdringbare Potentialbarriere gibt. Nach der einfachen Schottky-Mott-Theorie werden Näherungswerte für die Potentialbarriere berechnet. Wie bereits zu Beginn des Abschnittes beschrieben, besitzen Ag und Al Austrittsarbeiten  $q\Phi_m$  von 4,52 eV und 4,06 eV [82]. Auch als Legierung sollte der Wert sich zwischen diesen beiden Grenzen bewegen. Die Kontaktpunkte bestehen weitgehend aus Silber, daher wird in der Rechnung für  $q\Phi_m$  ein Wert von 4,5 eV angenommen. Für den Kontakt zu einem  $p^+$ -Gebiet mit einer Dotierung von  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ergeben sich aus Gleichungen 4.1 und 4.3 eine Barrierenhöhe  $q\Phi_{b,p}$  von 0,67 eV und eine Raumladungszonendicke  $W_{RLZ}$  von 4 nm. Hier findet der Stromtransport durch Feldemission statt und es bildet sich ein Ohm'scher Kontakt mit  $r_c < 10^{-5} \Omega \text{ cm}^2$ . Demgegenüber bildet sich zu einem  $n$ -Gebiet mit Dotierung  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  eine Barriere mit  $q\Phi_{b,n} = 0,45 \text{ eV}$ , die RLZ-Dicke beträgt allerdings  $W_{RLZ} = 600 \text{ nm}$ . Die Tunnelwahrscheinlichkeit für die Elektronen ist stark reduziert, nur durch thermionische Emission kann ein nennenswerter Stromtransport stattfinden, welcher einen höheren Kontaktwiderstand impliziert. Der spezifische Kontaktwiderstand im Kontaktpunkt erreicht einen Wert in der Größe von  $10^0 \Omega \text{ cm}^2$ , kann aber bezogen auf die Fläche der gesamten Solarzelle nochmals um mehrere Größenordnungen steigen, da die Kontaktpunkte nur einen Flächenanteil von  $f_{cont} \cdot f_{met} \approx 10^{-4}$  der gesamten Solarzelle belegen. Erst wenn Anzahl und Tiefe der Kontaktpunkte deutlich zunehmen, kann ein messbarer Einfluss auf den Parallelwiderstand der Solarzelle auftreten.

Es ist also durchaus möglich, dass mit einem tiefen Kontaktpunkt ein Ohm'scher Kontakt nur zum  $p^+$ -Gebiet des Emitters erzeugt wird, obwohl das Metall den Emitter durchdrungen hat. Trotz des tiefen Eindringens der Kontaktpunkte ist der Parallelwiderstand der Solarzellen ausreichend groß, sodass der Füllfaktor und damit der Wirkungsgrad nicht negativ beeinflusst werden.

Insgesamt sprechen viele Hinweise dafür, dass bei Verwendung der Ag/Al-Paste der von König *et al.* vorgeschlagene Mechanismus auftritt und sich Kontaktpunkte aus einer Silber-Aluminium-Legierung bilden, die in das Silizium hineinwachsen [83]. Das Modell von Liang *et al.* hingegen ist weniger plausibel [86]. Das Aluminium spielt während der Kontaktaufbildung eine wichtige Rolle sowohl bei der Verflüssigung des Silbers, als auch bei der Eindämmung des Dickenwachstums der Glasschicht auf der Silizium-Oberfläche.

Um eine bessere Abschätzung des Kontaktwiderstands und eine Überprüfung der obigen Überlegungen durchführen zu können, wäre es wünschenswert, die Potentialbarriere zu vermessen. Einige Messmethoden werden in [70] erwähnt, nämlich die Messung des Stroms in Abhängigkeit von angelegter Spannung, von der Beleuchtung oder von der Temperatur. Im Rahmen dieser Arbeit war es jedoch nicht möglich, eine verwertbare Messung der Schottky-Barriere durchzuführen.

## 4.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Kontaktausbildung zwischen  $p^+$ -Emitter und Ag/Al-Paste während des Feuerprozesses ist fundamental anders, als die Kontaktausbildung mit einer Ag-Paste. Dies lässt sich durch einen Vergleich der Kontaktwiderstände auf Proben zeigen, die bis auf die verwendete Paste identisch sind. Empirisch wurde von Kerp *et al.* bereits 2006 gezeigt, dass eine Beimischung von Aluminium den Kontaktwiderstand zwischen  $p^+$ -Silizium und Metallisierung deutlich verringern kann [18]. Die Unterschiede im gemessenen Kontaktwiderstand lassen sich nicht durch ein unterschiedliches physikalisches Verhalten von Ag und Al nach der Theorie des Schottky-Kontakts erklären, außerdem liegt der Anteil von Al in der Paste bei nur wenigen Prozent [76]. Mit den strukturellen Untersuchungen der Kontakte wurde geklärt, wie die Kontaktbildung zwischen Ag/Al-Paste und Silizium abläuft und welche Aufgabe dem Aluminium in diesem Prozess zukommt.

Anhand von REM-Bildern von Querschliffen gefeuerter Kontakte kann festgestellt werden, dass das Wachstum der Glasschicht auf der Silizium-Oberfläche, die üblicherweise während des Feuerprozesses eintritt, durch das Aluminium stark unterdrückt wird. Grund dafür ist eine Reduktion des Bleiglasses durch das Aluminium, sodass nach dem Ätzen der Passivierschicht das Silizium nicht mehr oder nicht mehr so stark oxidiert werden kann. In EDX-Bildern der Querschliffe ist zu sehen, dass das Aluminium in Feldern im Pastenvolumen vorliegt, vermutlich an den Stellen, an denen vorher Aluminium-Partikel in der Paste zu finden waren. Ebenfalls findet eine Anhäufung von Blei in diesen Al-reichen Feldern statt. Dies deutet ebenfalls darauf hin, dass eine Redox-Reaktion zwischen Bleioxid und Aluminium stattfindet. Ein dritter Hinweis auf die Unterdrückung der Ausbildung einer Glasschicht liefern in-situ-Messungen des Kontaktwiderstands. Beim Vergleich von Pasten mit und ohne Al-Beigabe zeigt sich, dass die Aluminium-freie Paste im Temperaturmaximum des Feuerprozesses einen stark schwankenden Kontaktwiderstand besitzt, und der Widerstand zu Beginn der Abkühlphase wieder deutlich ansteigt. Dies kann mit einem Wachstum der Glasschicht erklärt werden, welche den Stromtransport im Vergleich zum direkten Kontakt deutlich behindert. In Gegensatz dazu zeigen sich bei der Paste mit Aluminium-Beimischung ein konstanter und im Mittel um etwa einen Faktor 5 niedrigerer Kontaktwiderstand im Temperaturmaximum und ein deutlich schwächerer Anstieg des Widerstands in der Abkühlphase bis zu einem Endwert, der 10-mal niedriger liegt, als für die Al-freie Paste. Dies weist auf eine geringere Dicke der Glasschicht in dieser Paste hin.

Eine zweite Funktion des Aluminiums in der Paste besteht in der Bereitstellung des Silbers für die Bildung des eigentlichen physikalischen Kontakts zwischen Silizium und Metallpaste. Das Al schmilzt bei Temperaturen über  $660^\circ\text{C}$  und kann dann das Ag ebenfalls in die flüssige Phase überführen. Dieser Prozess kann sich bis zu sehr hohen Ag-Konzentrationen in der Legierung fortsetzen. Laut Phasendiagramm des Ag-Al-Systems sind bei den üblicherweise verwendeten Peak-Feuertemperaturen Ag-Al-Legierungen bis zu einem Gewichtsanteil von 95 % Ag flüssig, d. h. Aluminium kann eine deutlich größere Menge Silber verflüssigen. Diese flüssige Ag-Al-Legierung bildet, wenn sie in Kontakt zu Silizium kommt, ein ternäres System, welches Si aus dem Kristall löst. Es kommt zur Bildung von Kontaktpunkten, welche in das freie Volumen im Si hineinwachsen und durch  $\langle 111 \rangle$ -Ebenen des Siliziums begrenzt werden. Bei einer Random Pyramid Textur bilden sich diese Punkte parallel zur ehemaligen Pyramidenoberfläche des Siliziums. Diese Kontaktpunkte stellen den elektrischen Kontakt zwischen Silizium und Metallisierung her. Sie können Tiefen von bis zu  $2\ \mu\text{m}$  und Flächen von einigen Quadratmikrometern erreichen. Die Tiefe der Kontaktpunkte ist nicht einheitlich, liegt in der Mehrzahl bei Werten zwischen  $0,5$  und  $1\ \mu\text{m}$ . Die Abdrücke der Kontaktpunkte auf der Silizium-Oberfläche sind nach Wegätzen der Metallpaste mit dem REM sichtbar. Sie lassen erkennen, dass die Kontaktpunkte lokal gehäuft auftreten. Die Kontaktpunkte entstehen bevorzugt dort, wo die Al-reichen Felder in Kontakt mit der Si-Oberfläche sind. Aus den Abdrücken der Kontaktpunkte lässt sich ebenfalls der Flächenanteil an der gesamten durch die Paste bedeckten Fläche bestimmen. Er liegt für die beiden im Rahmen

dieser Arbeit untersuchten Pasten bei 1 und 1,2%. In [94] wurde gezeigt, dass dies ausreichend ist, um einen spezifischen Kontaktwiderstand von  $2\text{ m}\Omega\text{cm}^2$  zu erzielen und damit die Anforderungen für die Kontaktierung von Solarzellen zu erfüllen.

Es ist wichtig, dass die Kontaktpunkte nur zum  $p^+$ -Gebiet einen Ohm'schen Kontakt herstellen und nicht auch zur  $n$ -Typ Basis. Eine Kontaktierung der Basis würde bedeuten, dass es einen niedrigen Widerstand parallel zum  $pn$ -Übergang gibt, der den Füllfaktor und damit den Wirkungsgrad einer Solarzelle senken kann. Eine einfache Abschätzung über die Schottky-Mott-Theorie zeigt, dass die Potentialbarriere von Metall zu  $n$ -Gebiet für die Elektronen sehr breit ist, und daher dort kein nennenswerter Strom fließen kann. Es kann allerdings auch möglich sein, dass aus dem Kontaktpunkt eine Ausdiffusion von Al stattfindet und sich somit um den tief eingedrungenen Kontaktpunkt ein schmales  $p$ -Gebiet bildet, das ein Kurzschließen des Emitters verhindert. Bisher konnte eine solche dünne Al-dotierte Schicht jedoch nicht nachgewiesen werden.

## 5 Emittersättigungsströme von Siebdruck-kontaktierten Boremittern

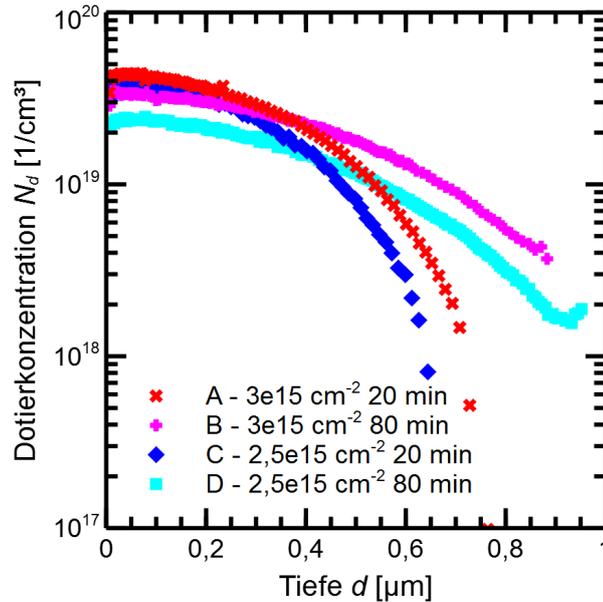
### 5.1 Offene Klemmspannung von $n$ -Typ Solarzellen mit Ag/Al-Paste als Emittterkontakt

Die Metallkontakte üben nicht nur über Serien- und Parallelwiderstand einen Einfluss auf die Kennlinie von Solarzellen aus. Auch direkt unter den Kontakten kommt es, neben dem gewünschten Übertritt von Majoritätsladungsträgern in das Metall, zu einer Rekombination von Überschussladungsträgern noch im Halbleiter. Diese Rekombination am Kontakt hat üblicherweise einen spürbaren Beitrag am Gesamt-Rekombinationsstrom der Solarzelle, da die lokale Rekombinationsstromdichte an den Kontakten häufig um den Faktor 10 oder mehr größer ist, als in den übrigen Bereichen der Solarzelle. In Kapitel 3 wurde gezeigt, dass insbesondere die offene Klemmspannung sensitiv auf das  $J_{01}$  ist (siehe Gleichung 3.10). Mit der Messung dieser Spannung kann der Einfluss der Metallisierung quantifiziert werden.

Es ist möglich, die offene Klemmspannung einer Solarzelle bereits vor Aufbringen der Metallisierung zu bestimmen und eine nur durch die Metallisierung verursachte  $V_{OC}$ -Änderung zu bestimmen. Zwei Messmethoden kommen dafür in Frage: Die *suns*- $V_{OC}$ -Messung und die Messung der injektionsabhängigen Photoleitfähigkeit. Da aus QSSPC bzw. PCD zusätzlich die Emittersättigungsstromdichte  $J_{0,e}$  bestimmt werden kann und auch die Streuung der gemessenen Werte niedriger ist als mit der *suns*- $V_{OC}$ -Messung, wird im Folgenden die Bestimmung mittels Photoleitfähigkeit verwendet.

Die Ag/Al-Pasten können zwar einen niedrigen Kontaktwiderstand zum  $p^+$ -Emitter herstellen, allerdings können sie auch einen deutlichen Verlust in der offenen Klemmspannung verursachen [95]. Dieser Verlust war zu Beginn dieser Arbeit mit Ag/Al-Paste als Metallisierung etwa doppelt so hoch, wie mit einer aufgedampften Metallisierung. So wurden von Koduvelikulathu *et al.* an Solarzellen mit diffundierten Boremittern (Schichtwiderstände waren 67 und 110  $\Omega/\text{sq.}$ ) Differenzen von 28 und 30 mV zwischen dem  $V_{OC,impl}$  von Zellprecursoren (Solarzellenvorläufer vor Aufbringen der Metallisierung) und dem  $V_{OC}$  der fertigen Zellen berichtet [19].

An monofacialen Ionen-implantierten  $n$ -PERT Solarzellen wird in dieser Arbeit ebenfalls die Differenz zwischen  $V_{OC,impl}$  aus der PCD-Messung an Zellprecursoren und dem  $V_{OC}$  der fertigen Solarzellen gemessen. Der Herstellungsprozess und die wichtigsten Eigenschaften der Solarzellen sind in Abschnitt 2.3.2 bereits genannt worden. Der spezifische Widerstand der Wafer beträgt 6  $\Omega\text{cm}$ . Es werden Solarzellen mit 4 verschiedenen Emitttern hergestellt. Für die vier Emittter wird elementares Bor in Dosen von  $2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  und  $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  mit einer Ionenenergie von 10 keV in den Wafer eingebracht. Die Ausheilung findet in Prozessen mit einer Plateaudauer von 20 min oder 80 min bei einer Temperatur von 1050 °C statt, sodass vier Dotierprofile resultieren. Diese Profile sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Zur Kontaktierung des Emitters wird eine Paste verwendet, die denselben Entwicklungsstand wie Paste "Heraeus" darstellt, sich somit vergleichbar zu dieser verhalten sollte. Die Paste wird mit einem Sieb mit Metallisierungsanteil  $f_{met}$  von 7,2% gedruckt. In Tabelle 5.1 sind neben den Schichtwiderständen der Emittter die implizite offene Klemmspannung vor Metallisierung und der Mittelwert der  $V_{OC}$  der fertigen Solarzellen gegenübergestellt. Für die Messung von  $V_{OC,impl}$  wird pro Emittter ein Wafer gemessen, die in der Tabelle dargestellten  $V_{OC}$  sind Mittelwerte von jeweils 8 Solarzellen. Je nach Emittter beträgt der Verlust in der offenen



**Abbildung 5.1:** ECV-Messung unterschiedlicher in diesem Kapitel untersuchter Bordotierprofile. Der Implant wurde mit Bordosis von  $2,5$  oder  $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  und Implantenergie von  $10 \text{ keV}$  durchgeführt. Die Implant Schäden wurden bei einer Temperatur von  $1050^\circ \text{C}$  für  $20$  min oder  $80$  min Plateaudauer ausgeheilt.

**Tabelle 5.1:** Vergleich des  $V_{OC,impl}$  vor Metallisierung und  $V_{OC}$  nach Metallisierung für  $n$ -PERT Solarzellen mit vier verschiedenen Emittlern.

Emitter	Implantdosis & -ausheildauer	$R_{sheet}$ [ $\Omega/\text{sq.}$ ]	$V_{OC,impl}$ [mV]	$V_{OC}$ [mV]	$\Delta V_{OC}$ [mV]
A	$3,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	63	671	$657 \pm 1,2$	14
B	$3,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 80 min	59	678	$660 \pm 0,6$	18
C	$2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	78	675	$661 \pm 1,0$	14
D	$2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 80 min	76	683	$666 \pm 1,1$	17

Klemmspannung zwischen  $14$  und  $18 \text{ mV}$  (weitere Kennlinienparameter der Zellen finden sich in Kapitel 6 dieser Arbeit und in [96]). Die gemessenen  $V_{OC}$  bzw.  $V_{OC,impl}$  können mittels Gleichung 3.10 in Werte von  $J_{01}$  umgerechnet werden. Allein durch das Aufbringen der Metallisierung wird die Rekombinationsstromdichte der gesamten Solarzelle nahezu verdoppelt, und dies obwohl die Kontaktfläche auf der Rückseite weniger als  $0,5\%$  und auf der Vorderseite weniger als  $7,5\%$  beträgt. Dies wird zum Beispiel beim Vergleich der  $J_{01}$  der Emittler A und D deutlich: Für den Emittler A mit Schichtwiderstand  $63 \Omega/\text{sq.}$  steigt das  $J_{01}$  durch die Metallisierung von  $175 \text{ fA}/\text{cm}^2$  auf  $300 \text{ fA}/\text{cm}^2$  und für den Emittler D mit  $R_{sheet} = 76 \Omega/\text{sq.}$  wächst die Sättigungsstromdichte von  $110 \text{ fA}/\text{cm}^2$  auf  $210 \text{ fA}/\text{cm}^2$ . Der Anteil der Emittler-Metallisierung am  $J_{01}$  der Solarzelle soll im Folgenden genauer quantifiziert werden.

## 5.2 Messung der Emittersättigungsstromdichte unter dem Metallkontakt

### 5.2.1 Theorie zur Messung

Der Wert der Emittersättigungsstromdichte unter dem Metallkontakt  $J_{0,e\,met}$  ist nicht so einfach messbar wie das  $J_{0,e}$  an einer passivierten Silizium-Oberfläche. Beispielsweise würde die Messung der Photoleitfähigkeit sehr stark von der deutlich höheren elektrischen Leitfähigkeit des Metalls dominiert werden. Auch setzt die Auswertung des  $J_{0,e}$  nach der Methode von Kane & Swanson eine homogene Überschussladungsträgerverteilung im gesamten Wafer voraus [64], welche bei einer starken Rekombination an einer der beiden Oberflächen nicht mehr gegeben ist. Daher wird zur Bestimmung des  $J_{0,e\,met}$  unter den Ag/Al-Pasten eine Methode verwendet, die erstmals von Fellmeth *et al.* an Kontakten aus Ag-Pasten angewandt wurde [97].

Der gesamte Rekombinationsstrom  $I_{01}$  einer Solarzelle setzt sich zusammen aus der Summe der Rekombinationsströme der einzelnen Zellgebiete, im Fall der PERT-Solarzelle also Emitter auf der Vorderseite, Basis und BSF auf der Rückseite ( $I_{0,e}$ ,  $I_{0,vol}$  und  $I_{0,BSF}$ ):

$$I_{01} = I_{0,e} + I_{0,vol} + I_{0,BSF} \quad . \quad (5.1)$$

Dasselbe gilt für die Rekombinationsstromdichten:

$$J_{01} = J_{0,e} + J_{0,vol} + J_{0,BSF} \quad . \quad (5.2)$$

Das  $J_{0,e}$  setzt sich wiederum aus zwei Bestandteilen zusammen, der Rekombinationsstromdichte im passivierten Gebiet  $J_{0,e\,pass}$  und der Rekombinationsstromdichte im metallisierten Bereich  $J_{0,e\,met}$ :

$$J_{0,e} = (1 - f_{met}) J_{0,e\,pass} + f_{met} J_{0,e\,met} \quad . \quad (5.3)$$

Hier bezeichnet  $f_{met}$  den Flächenanteil der Metallisierung auf dem Emitter. Wird dies in Gleichung 5.2 eingesetzt, so folgt, dass die gesamte Rekombinationsstromdichte einer Solarzelle proportional zu  $f_{met}$  ist:

$$\begin{aligned} J_{01} &= (1 - f_{met}) J_{0,e\,pass} + f_{met} J_{0,e\,met} + J_{0,vol} + J_{0,BSF} \\ &= f_{met} (J_{0,e\,met} - J_{0,e\,pass}) + J_{0,Rest} \quad . \end{aligned} \quad (5.4)$$

Mit  $J_{0,Rest}$  werden die übrigen Rekombinationsstromdichten zusammengefasst. Wird für verschiedene Metallisierungsflächenanteile jeweils  $J_{01}$  gegen  $f_{met}$  aufgetragen, so kann in einem linearen Fit die Steigung  $(J_{0,e\,met} - J_{0,e\,pass})$  bestimmt werden. Die Rekombinationsstromdichte an der passivierten Oberfläche lässt sich sehr zuverlässig mittels PCD messen. Die Bestimmung des  $J_{01}$  ist durch einen Fit von Gleichung 3.9 an die gemessene  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie möglich. Abweichend zu [97] werden die Werte von  $J_{01}$  durch den Fit an die  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie statt an die  $suns$ - $V_{OC}$ -Kennlinie bestimmt. Unterschiedliche Fingerbreiten und -abstände führen zu deutlich voneinander abweichenden Serienwiderständen der Solarzellen, welche sich in der Hellkennlinie gerade bei hohen Spannungen am deutlichsten bemerkbar machen. Da der Serienwiderstand aber auf die  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie keinen Einfluss hat, können die daraus ausgewerteten  $J_{01}$  direkt miteinander verglichen werden.

Weiter unten im Kapitel wird der lokale Idealitätsfaktor der Kennlinie an einer bestimmten Spannung bestimmt. Dieser kann aus den Strom- und Spannungswerten zweier benachbarter Punkte abgeschätzt werden. Dazu wird angenommen, dass im Intervall zwischen diesen beiden Punkten die Diodengleichung 3.1 mit dem Idealitätsfaktor als freiem Parameter  $n$  gilt. Durch

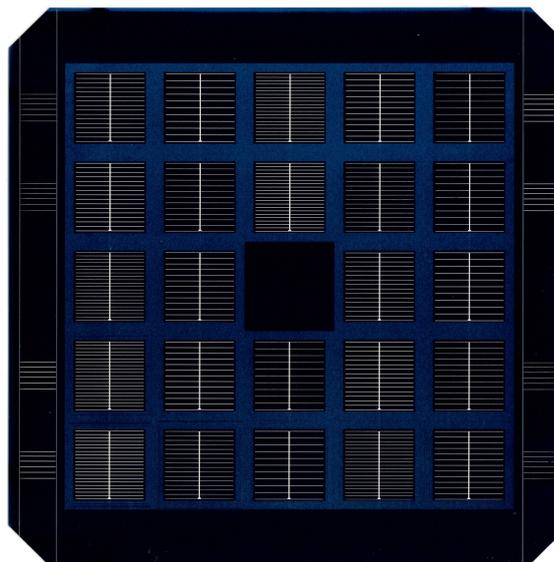
Division folgt:

$$n \approx \frac{q(U_2 - U_1)}{k_b T \ln(J_2/J_1)} \quad (5.5)$$

### 5.2.2 Probenpräparation und Messung

Die Bestimmung des  $J_{0,emet}$  wird für die Pasten ‘‘Heraeus‘‘ und ‘‘Dupont‘‘ durchgeführt. Im Weiteren werden die Gruppen auch mit ‘‘H‘‘ und ‘‘D‘‘ bezeichnet. Die Paste ‘‘Heraeus‘‘ ist etwa 1 1/2 Jahre älter und spiegelt damit einen früheren Entwicklungsstand wider. Um eine größere Anzahl an Solarzellen zu erhalten und damit auch die Variation in  $f_{met}$  zu erhöhen, werden auf einem Wafer der Größe  $15,6 \times 15,6 \text{ cm}^2$  jeweils 24 kleine Solarzellen mit einer Fläche von  $2,1 \times 2,1 \text{ cm}^2$  hergestellt. Damit kann garantiert werden, dass der Herstellungsprozess der Solarzellen absolut identisch ist. Für die Vorderseiten-Metallisierung wird ein Sieb benutzt, auf welchem die Anzahl der Finger pro  $2,1 \times 2,1 \text{ cm}^2$ -Solarzelle zwischen 11, 13, 16 und 21 variiert. Daraus resultieren Fingerabstände zwischen 1,9 mm und 0,95 mm. Außerdem besitzt das Sieb drei Fingeröffnungsbreiten: 60, 80 und 110  $\mu\text{m}$ . Die daraus resultierenden 12 Varianten sind jeweils doppelt auf einem großen Wafer vorhanden. Abbildung 5.2 zeigt einen fertiggestellten Wafer mit den 24 kleinen Solarzellen. Am rechten und linken Waferrand befinden sich zusätzlich TLM-Messstrukturen zur Bestimmung des Kontaktwiderstands. Nominell (d. h. theoretisch durch die Öffnungen im Sieb definiert) sollten für  $f_{met}$  mit den 12 Mustern Werte zwischen 4,3 % und 11,6 % erreicht werden. Da die gedruckten Finger durch Verlaufen der Paste auf beiden Seiten um einige Mikrometer breiter sind als die Öffnungen im Sieb, werden die wahren Fingerbreiten mit dem Mikroskop an mehreren zufällig ausgewählten Stellen (10 pro Wafer) bestimmt. Mit einer durchschnittlichen Verbreiterung von 4  $\mu\text{m}$  ergeben sich für die fertigen Solarzellen  $f_{met}$  von 4,5 % bis 11,9 %.

Die Messung der einzelnen Solarzellen wird auf dem ganzen Wafer durchgeführt. Dazu wird durch eine Maske mit einer Fläche von  $4,25 \text{ cm}^2$  jeweils eine einzelne Solarzelle beleuchtet. Die anderen Solarzellen sind währenddessen abgedeckt. Die Kennlinienmessungen werden mit einem LOANA-Messsystem der Firma pv-tools durchgeführt.



**Abbildung 5.2:** Abbildung der Vorderseite eines  $156 \times 156 \text{ cm}^2$  großen Wafers mit den 24 kleinen  $2,1 \times 2,1 \text{ cm}^2$ -Solarzellen mit variiertem  $f_{met}$ , welche für die Auswertung des  $J_{0,emet}$  benutzt wurden.

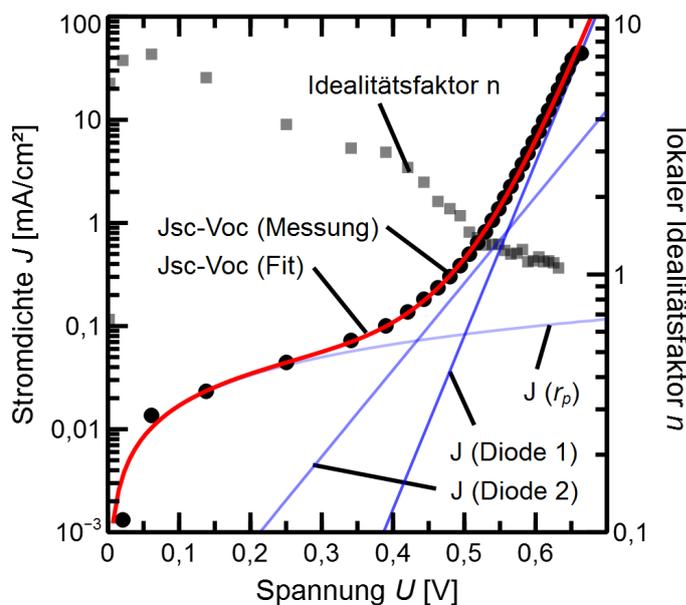
### 5.2.3 Bestimmung der Unsicherheit der Messmethode

In Abbildung 5.3 sind die gemessene  $J_{SC}-V_{OC}$ -Kennlinie einer solchen Solarzelle und der zugehörige Fit exemplarisch dargestellt. Zur Veranschaulichung sind ebenfalls die Stromdichten der drei Summanden aus Gleichung 3.9 dargestellt. Bei hohen Spannungen ab 0,6 V dominiert der Anteil der Diode 1 die gesamte Kennlinie. Dies wird durch die ebenfalls in der Abbildung eingetragene lokale Idealität der  $J_{SC}-V_{OC}$ -Kennlinie bestätigt, die nach Gleichung 5.5 berechnet wird. Im Beispiel aus Abbildung 5.3 ist der lokale Idealitätsfaktor bei einer Spannung von über 0,6 V kleiner als 1,1. Damit kann davon ausgegangen werden, dass überwiegend die Diode mit  $n = 1$  in diesem Spannungsbereich den Verlauf der Kennlinie der Solarzelle beschreibt und selbst eine ungenaue Bestimmung von  $J_{02}$  die Auswertung gemäß Gleichung 5.4 nicht beeinflusst.

Um die Unsicherheit für die Steigung bestimmen zu können, müssen die Unsicherheiten von  $f_{met}$  und  $J_{01}$  bekannt sein. Der Aufwand zur Bestimmung für jede einzelne Zelle ist bei mehreren hundert Solarzellen sehr groß, daher sollen prozentuale Werte benutzt werden. Für  $f_{met}$  wird eine Standardabweichung von 0,03 angenommen. Dieser Wert errechnet sich aus einer Messungengenauigkeit bei der Bestimmung der Fingerbreite von etwa  $2\ \mu\text{m}$  zu jeder Seite. Dies entspricht der Ableseungenauigkeit für die Fingerbreite im Mikroskop, da der Rand eines siebgedruckten Fingers auf der texturierten Silizium-Oberfläche nicht scharf definiert ist.

Die Unsicherheit des zweiten Eingabewerts  $J_{01}$  wird aus dem Fit der  $J_{SC}-V_{OC}$ -Kennlinie bestimmt, in dem  $J_{01}$  einer der Fitparameter ist. Dazu wird ein numerisches Verfahren verwendet, welches eine Monte-Carlo-Simulation beinhaltet. Die Eingabewerte werden in den Grenzen ihrer Unsicherheit zufällig variiert, anschließend wird daraus jeweils ein neues Ergebnis berechnet. Dieses Variieren der Eingabewerte mit Neuberechnung wird mehrfach wiederholt, bei einer entsprechend hohen Anzahl an einzelnen Ergebniswerten können ein Erwartungswert und eine Standardabweichung angegeben werden.

Im vorliegenden Fall werden als Eingabeparameter die Spannungs- und Stromwerte der gemessenen  $J_{SC}-V_{OC}$ -Kennlinie zufällig variiert. Als Messunsicherheit für die Punkte der Kennlinie sind 3 mV in der Spannung und 5%<sub>rel</sub> in der Stromdichte mit jeweils rechteckförmiger Verteilung ange-

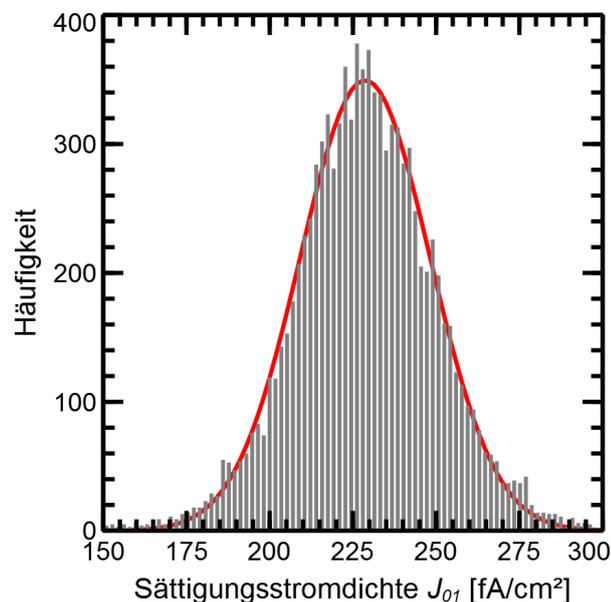


**Abbildung 5.3:** Beispiel einer gemessenen  $J_{SC}-V_{OC}$ -Kennlinie mit dem zugehörigen Fit mittels Gleichung 3.9. Es sind ebenfalls die Stromdichten der Bestandteile Diode 1, Diode 2 und Parallelwiderstand sowie der lokale Idealitätsfaktor  $n$  der gemessenen Kennlinie eingetragen.

nommen. Diese Werte ergeben sich aus den von pv-tools angegebenen Messunsicherheiten für die Kennlinienmessung im LOANA-System. Für die Strommessung wird ein Wert  $< 8 \text{ mA}$  angegeben. Das  $I_{SC}$  einer solchen  $2,1 \times 2,1 \text{ cm}^2$  großen Solarzelle bei Beleuchtung mit  $1000 \text{ W/m}^2$  liegt bei einem Wert von ungefähr  $160 \text{ mA}$ , woraus sich die  $5\%_{rel}$  berechnen. Für die Spannungsmessung gibt pv-tools eine Messunsicherheit von  $0,3 \text{ mV}$  an. Da die Spannung einer Solarzelle auch linear von der Temperatur abhängig ist (siehe Gl. 3.10), ist die Temperaturänderung der Solarzelle von etwa  $1 \text{ }^\circ\text{C}$  durch die schnelle Beleuchtungsänderung während der Messung der  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie der größere Unsicherheitsbeitrag in der Spannungsmessung, daraus folgt der verwendete Wert für die Messunsicherheit der Spannung von  $3 \text{ mV}$ .

Ist eine "neue"  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie erstellt, wird anschließend der Fit zur Bestimmung der Parameter  $J_{01}$  und  $J_{02}$  durchgeführt. Für den Parallelwiderstand wird der aus der Dunkelkennlinie bestimmte Wert fest angenommen. Als Ergebnis wird ein neuer Wert für das  $J_{01}$  bestimmt. Danach wird wiederum eine neue Kennlinie erstellt und die Prozedur wiederholt. Diese Simulation wird für jeweils 20 zufällig ausgewählte Solarzellen pro Gruppe mit jeweils 10000 Durchgängen durchgeführt und somit genauso oft ein  $J_{01}$  berechnet<sup>1</sup>. Das Histogramm der  $J_{01}$  einer solchen Simulation mit 10000 Durchläufen ist exemplarisch in Abbildung 5.4 dargestellt. Als Unsicherheit für  $J_{01}$  wird die Standardabweichung der das Histogramm beschreibenden Normalverteilung verwendet.

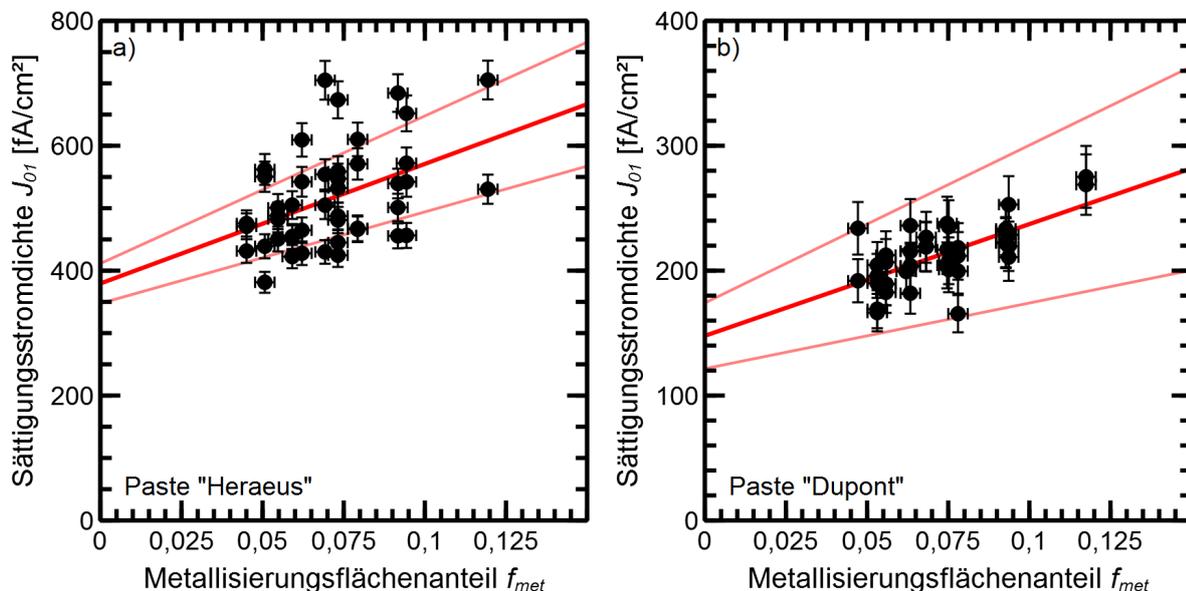
Es zeigt sich, dass die Standardabweichungen für Solarzellen der Gruppen "H" und "D" verschieden sind. Für die mit der Paste "Heraeus" kontaktierten Solarzellen beträgt die Standardabweichung zwischen  $16,1$  und  $39,0 \text{ fA/cm}^2$ . Da die absoluten Werte der  $J_{01}$  der verschiedenen Zellen so unterschiedlich sind, ist es sinnvoll, die Werte relativ zur jeweils bestimmten Sättigungsstromdichte zu betrachten. Damit ergeben sich Werte für die Standardabweichung zwischen  $3,9$  und  $4,6\%_{rel}$ .



**Abbildung 5.4:** Beispiel für das Histogramm zur Bestimmung der Unsicherheit des Erwartungswerts von  $J_{01}$  aus dem Fit an eine  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie mittels Monte-Carlo-Simulation. In Rot ist die Kurve der Normalverteilung dargestellt, die dieses Histogramm beschreibt.

<sup>1</sup> Für eine Solarzelle wird zum Vergleich auch eine Simulation mit 50000 Durchgängen durchgeführt. Es zeigt sich, dass die relative Abweichung in Erwartungswert und Standardabweichung zwischen der Rechnung mit 10000 und der Rechnung mit 50000 Durchgängen bei  $0,4\%$  liegt und somit bereits mit 10000 Punkten eine ausreichende Datengrundlage vorliegt.

Im Weiteren wird der Median von  $4,4\%_{rel}$  als Unsicherheit für die bestimmten Werte von  $J_{01}$  für alle Solarzellen der Gruppe "H" angenommen. Die Standardabweichung bei den Solarzellen der Gruppe "D" liegt im Absolutwert mit  $9,7$  bis  $19,5 \text{ fA/cm}^2$  zwar niedriger, aber da auch die bestimmten  $J_{01}$  der Solarzellen aus dieser Gruppe niedriger sind, liegen die relative Werte für die Standardabweichung in dieser Gruppe zwischen  $5,8$  und  $11,0\%_{rel}$  des  $J_{01}$ . Für die Solarzellen der Gruppe "D" wird als Unsicherheit wiederum der Median von in diesem Fall  $9,0\%_{rel}$  benutzt. Anschließend kann der lineare Fit im  $f_{met}$ - $J_{01}$ -Plot durchgeführt werden. Zur Berechnung der Unsicherheit in der Bestimmung von Steigung und y-Achsenabschnitt wird wiederum eine Monte-Carlo-Simulation angewandt. In diesem Fall können aufgrund der simpleren Fitfunktion 50000 Durchgänge simuliert werden. Als normalverteilte Unsicherheiten gehen die bereits bestimmten  $0,03$  in  $f_{met}$  und  $4,4$  bzw.  $9,0\%_{rel}$  in  $J_{01}$  in die Simulation ein. Nun kann ebenfalls aus dem Histogramm eine Unsicherheit für die Steigung ( $J_{0,emet} - J_{0,epass}$ ) und damit auch für  $J_{0,emet}$  angegeben werden. In Abbildung 5.5 sind als Beispiel die  $f_{met}$ - $J_{01}$ -Plots für alle Solarzellen mit dem Emitter C mit Schichtwiderstand von  $78 \Omega/\text{sq}$ . dargestellt. In Teil (a) der Abbildung finden sich die Solarzellen der Gruppe "H" und in Teil (b) die Zellen der Gruppe "D". Ebenfalls ist in roter Farbe jeweils die Gerade der linearen Regression eingetragen. Die hellroten Linien begrenzen den zugehörigen Vertrauensbereich mit  $\pm 2\sigma$  in y-Achsenabschnitt und Steigung. In beiden Graphen ist der Anstieg von  $J_{01}$  mit höherem Metallisierungsflächenanteil zu erkennen. Für die Gruppe "D" liegen alle bestimmten  $J_{01}$ -Werte innerhalb des Vertrauensbereichs. Es fällt auf, dass auch der y-Achsenabschnitt, der die Rekombination ohne Vorderseiten-Kontakte darstellt, in beiden Gruppen trotz identischen Aufbaus der Solarzellen deutlich unterschiedlich ist. Dies könnte seine Ursache im Prozessablauf haben, da die Wafer der Gruppe "H" einigen zusätzlichen Ätz-, Laserbearbeitungs- und Beschichtungsprozessen unterzogen wurden. Innerhalb der Gruppen "H" und "D" liegen die y-Achsenabschnitte bis auf einen Ausreißer jeweils innerhalb von  $2\sigma$ : In Gruppe "H" zwischen  $380$  und  $422 \text{ fA/cm}^2$  und in Gruppe "D" zwischen  $117$  und  $148 \text{ fA/cm}^2$ .



**Abbildung 5.5:** Plot der Werte von  $J_{01}$  gegen  $f_{met}$  für die Solarzellen mit dem Emitter mit Schichtwiderstand  $R_{sheet} = 78 \Omega/\text{sq}$ . (a) Darstellung für die Solarzellen, die mit der Paste "Heraeus" bedruckt wurden, (b) Darstellung der Solarzellen mit der Paste "Dupont". In Rot ist jeweils die Fitgerade der linearen Regression eingezeichnet. Mit den hellen roten Geraden ist der Vertrauensbereich von  $\pm 2\sigma$  markiert.

### 5.2.4 Ergebnisse für Paste “Heraeus“

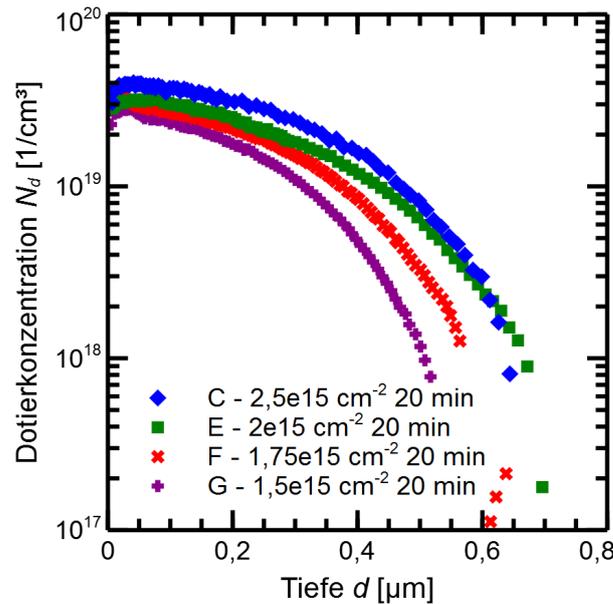
Zuerst sollen die Ergebnisse für die  $J_{0,e\,met}$  der Solarzellen mit der Paste “Heraeus“ betrachtet werden. Es wurden Wafer mit vier verschiedenen Emittlern hergestellt, drei davon sind bereits aus Abschnitt 5.1 bekannt. Zusätzlich wird ein schwächer dotierter Emitter mit Bor-Implantdosis von  $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , der mit einem 20 min dauernden Prozess ausgeheilt wurde, untersucht. Dieser Emitter hat einen Schichtwiderstand von  $R_{sheet} = 92 \Omega/\text{sq.}$ . Dies entspricht auch dem Trend in der PV-Industrie, immer höhere Emitterschichtwiderstände einzusetzen. Aktuell wird in der Produktion im Mittel ein Schichtwiderstand von  $95 \Omega/\text{sq.}$  eingesetzt [1]. Das mit ECV gemessene Dotierprofil dieses Emitters ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Dieser Emitter wird im Folgenden als Emitter E bezeichnet. Zusätzlich werden die ebenfalls 20 min lang ausgeheilten Emitterprofile mit Implantdosen von  $2,5 \cdot 10^{15}$  und  $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  (Emitter A und C) untersucht. Der vierte Emitter, für den eine Auswertung des  $J_{0,e\,met}$  durchgeführt wird, besitzt ein tief eingetriebenes Dotierprofil. Dies ist Emitter B mit Dosis  $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  und 80 min Ausheildauer. Das Ergebnis der Auswertung nach Gleichung 5.4 ist in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Zur Unterscheidung der beiden Pasten erhalten die hier vorgestellten Gruppen die Bezeichnung mit -H. Die Sättigungsstromdichte im passivierten Bereich wird an gleichzeitig prozessierten, beidseitig mit der Bor-Implantation versehenen Referenzwafern mittels PCD bestimmt.

Die Rekombinationsstromdichten unter dem Kontakt steigen mit größer werdendem Schichtwiderstand stark an, von  $707 \pm 177 \text{ fA/cm}^2$  für den stark dotierten und tief eingetriebenen Emitter B bis zu  $3420 \pm 340 \text{ fA/cm}^2$  für den Emitter E. Ein Ansteigen der Oberflächenrekombinationsstromdichte an metallisierten Oberflächen mit wachsendem Schichtwiderstand ist sowohl für hochdotierte  $p^+$ - als auch  $n^+$ -Schichten bekannt [42, 64]. Allerdings berichten Kane & Swanson ein maximales  $J_{0,e\,met}$  von  $1100 \text{ fA/cm}^2$  für diffundierte  $p^+$ -Schichten mit aufgedampfter Metallisierung im Schichtwiderstandsbereich von 63 bis  $463 \Omega/\text{sq.}$ . Die Bewertung und Einordnung der im Experiment bestimmten Werte von  $J_{0,e\,met}$  erfolgt im nachfolgenden Abschnitt 5.3. Edler *et al.* haben für  $p^+$ -Gebiete mit Ag/Al-Pasten-Metallisierung noch höhere Sättigungsstromdichten unter den Kontakten von  $4270 \text{ fA/cm}^2$  für einen Emitter mit  $R_{sheet} = 68 \Omega/\text{sq.}$  und  $13700 \text{ fA/cm}^2$  für einen Emitter mit  $R_{sheet} = 110 \Omega/\text{sq.}$  berichtet [98].

Die Rekombinationsstromdichte unter der Metallisierung beim tiefer diffundierten Emitter B ist mit  $707 \pm 177 \text{ fA/cm}^2$  deutlich geringer, als das  $J_{0,e\,met} = 1522 \pm 221 \text{ fA/cm}^2$  bei dem weniger tief eingetriebenen Emitter A, obwohl die Bordosis identisch ist und auch die elektrischen Eigenschaften (d. h. der Schichtwiderstand und der Emittersättigungsstrom im passivierten Fall) sich kaum unterscheiden. Somit hat auch das Dotierprofil selbst einen Einfluss auf diesen Rekombinationsstrom. Darauf wird im nachfolgenden Abschnitt 5.3 ebenfalls eingegangen.

**Tabelle 5.2:** Auswertung der Emittersättigungsstromdichten im passivierten und im metallisierten Bereich für vier verschiedene Ionen-implantierte Emittler bei Kontaktierung mit der Paste “Heraeus“. Unter den vier Dotierprofilen befindet sich ein tief eingetriebenes Profil (Gruppe B-H:  $R_{sheet} = 59 \Omega/\text{sq.}$ ) mit Tiefe  $> 1 \mu\text{m}$ . Die Gruppen sind nach Schichtwiderstand sortiert.

Gruppe	Implantdosis & -ausheildauer	$R_{sheet}$ [ $\Omega/\text{sq.}$ ]	$J_{0,e\,pass}$ [ $\text{fA/cm}^2$ ]	$J_{0,e\,met}$ [ $\text{fA/cm}^2$ ]
B-H	$3,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 80 min	59	74	$707 \pm 177$
A-H	$3,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	63	76	$1522 \pm 221$
C-H	$2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	78	55	$1860 \pm 224$
E-H	$2,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	92	42	$3420 \pm 340$



**Abbildung 5.6:** ECV-Messung unterschiedlicher in diesem Kapitel untersuchter Bordotierprofile. Der Implant wurde mit Bordosis von 2,5, 2, 1,75 und  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  und Implantenergie von 10 keV durchgeführt. Für alle Implantprofile wurde ein Ausheilprozess mit 20 min Plateaudauer bei einer Temperatur von  $1050 \text{ }^\circ\text{C}$  verwendet.

### 5.2.5 Ergebnisse für Paste “Dupont“

Die Solarzellen der Gruppe “D“ weisen insgesamt niedrigere Werte im  $J_{01}$  auf. Dies liegt zum einen am niedrigeren y-Achsenabschnitt, d. h. einem geringeren  $J_{0,Rest}$ . Wie in Tabelle 5.3 zu sehen ist, sind zum anderen auch die Rekombinationsstromdichten unter den Kontakten im Vergleich zu Gruppe “H“ deutlich geringer. In Gruppe “D“ wird eine etwas andere Zusammenstellung an Emitttern evaluiert. Die am stärksten dotierten Emittter A und B sind nicht mehr Teil der Untersuchung, dafür werden niedrigere Bor-Implantdosen von 1,75 und  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  mit aufgenommen, welche in einem Schichtwiderstand von 110 bzw.  $137 \Omega/\text{sq}$ . resultieren (Emittter F und G). Wie bereits erwähnt werden auch von Seiten der Industrie immer höhere Emitterschichtwiderstände eingesetzt, voraussichtlich ab 2017 bereits von über  $100 \Omega/\text{sq}$ . [1]. Zusammen mit der Paste “Dupont“ werden nur 20 min ausgeheilte Dotierprofile untersucht.

Auch bei dieser Paste ist zu erkennen, dass bei höherem Schichtwiderstand größere Rekombinationsstromdichten ausgewertet werden, wenn auch der Anstieg von  $839 \pm 184 \text{ fA/cm}^2$  auf  $1399 \pm 168 \text{ fA/cm}^2$  nicht mehr so deutlich ist, wie es in Gruppe “H“ der Fall ist. Zwischen den Gruppen F-D und G-D kann innerhalb der bestimmten Unsicherheit sogar kein Unterschied

**Tabelle 5.3:** Auswertung der Emittersättigungsstromdichten im passivierten und im metallisierten Bereich für vier verschiedene Ionen-implantierte Emittter bei Kontaktierung mit der Paste “Dupont“. Alle Profile wurden bei  $1050 \text{ }^\circ\text{C}$  für 20 min ausgeheilt und decken einen Schichtwiderstandsbereich von 78 bis  $137 \Omega/\text{sq}$ . ab.

Gruppe	Implantdosis & -ausheildauer	$R_{sheet}$ [ $\Omega/\text{sq}$ .]	$J_{0,e pass}$ [ $\text{fA/cm}^2$ ]	$J_{0,e met}$ [ $\text{fA/cm}^2$ ]
C-D	$2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	78	55	$839 \pm 184$
E-D	$2,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	92	42	$1014 \pm 152$
F-D	$1,75 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	110	30	$1329 \pm 171$
G-D	$1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	137	24	$1399 \pm 168$

bestimmt werden. Für alle mit 20 min ausgeheilten Emittter liegen die ermittelten Werte von  $J_{0,emet}$  unter denen der Gruppe “H“, auch unter dem Wert des am stärksten dotierten Emitters A in Gruppe A-H mit  $R_{sheet} = 63 \Omega/\text{sq.}$ .

Im Vergleich zu reinen Silber-Pasten sind diese Werte weiterhin erhöht. Für das  $J_{0,emet}$  einer Ag-Paste auf  $n^+$ -Emitter mit einem Schichtwiderstand von  $R_{sheet} = 110 \Omega/\text{sq.}$  finden sich in der Literatur Werte von  $450 \text{ fA}/\text{cm}^2$  [99] bis  $917 \text{ fA}/\text{cm}^2$  [97]. Die Silber-Aluminium-Pasten verursachen eine erhöhte Ladungsträgerrekombination, welche den Gesamt-Rekombinationsstrom der Solarzelle vergrößert und damit die maximal erreichbare Spannung verringert. Im Vergleich zur Paste “Heraeus“ ist aber bereits eine deutliche Reduktion des  $J_{0,emet}$  erzielt worden.

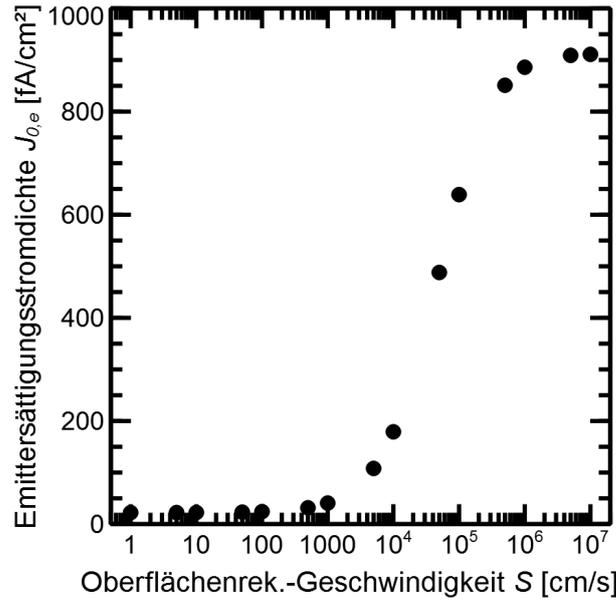
### 5.3 Simulation der Emittersättigungsströme von Boremittern unter einem Kontakt mit Ag/Al-Pasten

Die Sättigungsströme von Boremittern unter dem Kontakt mit Ag/Al-Pasten werden in diesem Abschnitt mittels Simulationen untersucht. Die Simulationen werden mit der Software Setaurus Device von Synopsis durchgeführt, welche die Halbleitergleichungen numerisch löst [23, 100]. Zur Bedienung der Simulationssoftware wird eine in Matlab geschriebene grafische Benutzeroberfläche verwendet [101]. Die Simulationsdomäne beschreibt einen Ausschnitt aus einem Wafer mit einer Dicke von  $150 \mu\text{m}$  und mit planparallelen Oberflächen. Der simulierte Wafer hat eine Phosphor-Dotierung von  $7,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , was einer Basisleitfähigkeit von  $6 \Omega\text{cm}$  entspricht. Dies ist ein typisches Basismaterial für  $n$ -PERT-Solarzellen.

Für die Beschreibung der Ladungsträgerverteilung wird die Fermi-Dirac-Statistik verwendet. Als Temperatur des Halbleiters werden  $300 \text{ K}$  verwendet, die intrinsische Ladungsträgerdichte ist somit  $n_i = 9,65 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  [102]. Zur Beschreibung des Band-Gap-Narrowing, also der dotierabhängigen Verkleinerung der Bandlücke, wird das Modell von Schenk [103] und für die Mobilitäten der Ladungsträger das Modell von Klaasen [73, 74] benutzt. Die Shockley-Read-Hall-Rekombination im Halbleitervolumen soll in dieser Simulation keinen Einfluss haben, daher wird die SRH-Lebensdauer injektionsunabhängig zu  $10 \text{ ms}$  gesetzt. Für die Auger-Rekombination wird das Modell von Dziejwior und Schmid [104] mit den temperaturabhängigen Koeffizienten aus [105] benutzt, das Modell für die Dotier- und Injektionsabhängigkeit der strahlenden Rekombination findet sich in [106]. Die zur Beschreibung des Halbleiters relevanten und in der Simulation verwendeten physikalischen Modelle und Parameter sind in [107] zusammengefasst.

Die Generation von Ladungsträgern durch Beleuchtung wird mittels eines tiefenabhängigen Generationsprofils  $G(z)$  in die Simulation aufgenommen. Das Generationsprofil wurde mit dem Raytracing-Programm Sunrays erzeugt [108]. Das genaue Generationsprofil ist für die Simulation der Rekombinationsströme allerdings unerheblich, da die Generation nur zu Beginn der Simulation Überschussladungsträger erzeugen soll und danach abgeschaltet wird. Durch die hohe SRH-Lebensdauer stellt sich eine homogene Ladungsträgerverteilung im Wafer ein. In der Simulation wird danach nur noch der zeitliche Verlauf der Ladungsträger-Rekombination betrachtet.

An den Waferoberflächen werden jeweils die mittels ECV gemessenen Bor-Dotierprofile in die Simulationsdomäne eingesetzt. Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S$  wird je nach Oberflächenbeschichtung gewählt. In Abbildung 5.7 ist das simulierte  $J_{0,e}$  in Abhängigkeit der gewählten ORG für den Emittter E mit  $R_{sheet} = 92 \Omega/\text{sq.}$  als Beispiel dargestellt. Das  $J_{0,e}$  geht bei niedrigem  $S$  in einen konstanten Wert über, auch bei hoher Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit erreicht es einen Sättigungswert. Dies bedeutet einerseits, dass sich für eine Passivierschicht die Rekombinationsstromdichte für Werte der ORG unter  $100 \text{ cm/s}$  kaum noch ändert, und dass andererseits eine metallisierte oder auch eine nicht passivierte Oberfläche mit einem  $S$  in Höhe von  $v_{th} = 10^7 \text{ cm/s}$  simuliert werden können, eine noch höhere Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit hat keinen Einfluss auf  $J_{0,e}$  mehr. Eine vergleichbare Abhängigkeit des  $J_{0,e}$  von  $S$



**Abbildung 5.7:** Mittels Simulation bestimmte Emittersättigungsstromdichte  $J_{0,e}$  in Abhängigkeit von der angenommenen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S$  für den Emitter E mit  $R_{sheet} = 92 \Omega/\text{sq.}$ . Die Werte von  $J_{0,e}$  nähern sich bei niedrigen und sehr hohen Werten der ORG jeweils einem Sättigungswert.

mit anderen Sättigungswerten zu großen ORG bis  $10^7 \text{ cm/s}$  wird auch für die anderen Emitter simuliert.

Zuerst wird die Gruppe “H“ aus dem vorigen Abschnitt mit  $S = 10^7 \text{ cm/s}$  für die vier Emitter A, B, C und E simuliert. Das Ergebnis ist in Tabelle 5.4 mit den in Abschnitt 5.2 gemessenen Werten verglichen. Für alle untersuchten Emitter ist der simulierte Wert der Emittersättigungsstromdichte deutlich niedriger als der aus der Messung bestimmte Wert. Lediglich beim tief eingetriebenen Emitter B sind Messung und Simulation innerhalb der Messunsicherheit gleich, wobei der simulierte Wert ebenfalls niedriger als der Erwartungswert aus der Messung ist. Insbesondere für die kurz ausgeheilten und damit weniger tief eingetriebenen Emitter ist die Diskrepanz zwischen Simulation und Messung sehr groß und kann nicht mehr mit der Messunsicherheit erklärt werden. Für die Gruppen A-H und C-H sind die gemessenen  $J_{0,e \text{ met}}$  über einen Faktor 2, bei Gruppe E-H um einen Faktor 3,5 größer als die simulierten  $J_{0,e \text{ met}}$ . Da mit einer ORG von  $10^7 \text{ cm/s}$  die maximale Rekombinationsstromdichte für den gegebenen Emitter erreicht wird, kann mit dieser Simulation die Messung nicht nachgebildet werden.

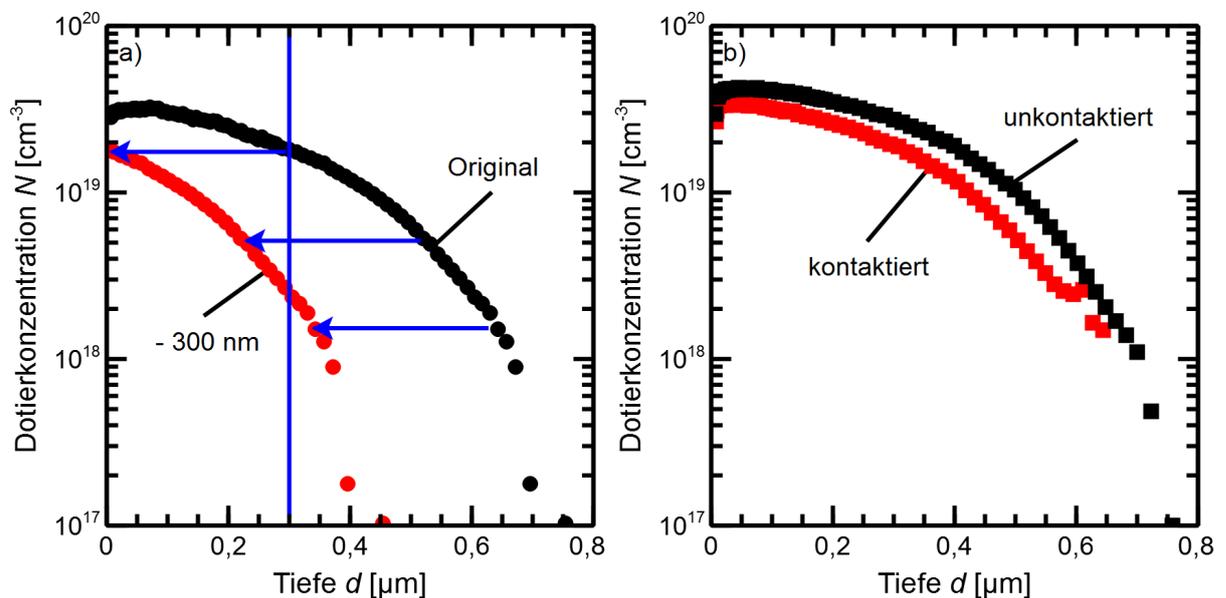
Eine Erklärung liefern die strukturellen Untersuchungen aus Kapitel 4: Die Ag/Al-Paste sorgt zusätzlich zum Auflösen der Passiverschicht auch für ein lokales Wegätzen des Siliziums und ein

**Tabelle 5.4:** Vergleich von Messung und Simulation der Emittersättigungsstromdichten im metallisierten Bereich für die vier Emitter der Gruppe “H“. In der Simulation werden  $J_{0,e \text{ met}}$  der gemessenen Emitterprofile mit  $S = 10^7 \text{ cm/s}$  berechnet.

Gruppe	Implantdosis & -ausheildauer	$R_{sheet}$ [ $\Omega/\text{sq.}$ ]	$J_{0,e \text{ met}}$ (gem.) [fA/cm <sup>2</sup> ]	$J_{0,e \text{ met}}$ (sim.) [fA/cm <sup>2</sup> ]
A-H	$3,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	63	$1522 \pm 221$	666
B-H	$3,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 80 min	59	$707 \pm 177$	606
C-H	$2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	78	$1860 \pm 224$	793
E-H	$2,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	92	$3420 \pm 340$	911

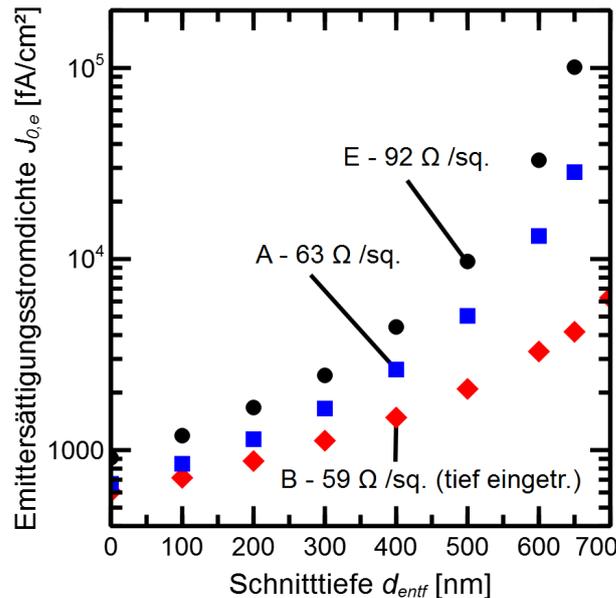
Eindringen vom Metall in den so erzeugten Leerraum. Koduvelikulathu *et al.* konnten zeigen, dass das Eindringen von Metall in den Emitter zu einem deutlichen Ansteigen der Emittersättigungsstromdichte führt [19]. Dies wird in den hier durchgeführten Simulationen nachgebildet, indem vom Dotierprofil von der Silizium-Oberfläche ausgehend eine gewisse Anzahl von Nanometern abgeschnitten wird. Schematisch ist das Vorgehen in Abbildung 5.8 (a) dargestellt. Hier wird als Beispiel vom Emitter mit  $R_{sheet} = 92 \Omega/\text{sq.}$  eine Schicht mit Dicke von 300 nm abgeschnitten, wodurch sich aus dem schwarzen Dotierprofil das rote ergibt. Einen Hinweis darauf, dass dieses Vorgehen berechtigt ist, gibt die ECV-Messung eines Emitters in Abbildung 5.8 (b). Auf einem Wafer wurde dort das Dotierprofil nach Abätzen der Metallpaste im nicht-metallisierten und im ehemals metallisierten Gebiet durchgeführt. Die beiden Dotierprofile unterscheiden sich in der Tiefe und der Oberflächendotierkonzentration. Das Dotierprofil unter dem Kontakt ist weniger tief und nicht ganz so stark dotiert. Im Kapitel 4 wurde gezeigt, dass das Ätzen des Siliziums nur lokal stattfindet, dort aber zumeist tiefer. Das in Abbildung 5.8 (b) rot dargestellte Dotierprofil kann somit eine Mittelung aus intaktem und tief geätztem Emitter darstellen.

Das  $J_{0,e}$  wird für verschiedene Schnitttiefen  $d_{entf}$  von 100 nm bis kurz vor der Tiefe des Emitters simuliert, im Fall der kurz ausgeheilten Emitter bis 650 nm. Noch größere Werte von  $d_{entf}$  können nicht verwendet werden, die Simulation bricht ab, sobald die Schnitttiefe den  $pn$ -Übergang erreicht. Das Resultat dieser Simulation ist für die Emitter A, B und E in Abbildung 5.9 dargestellt. Zur besseren Veranschaulichung ist die y-Achse logarithmisch aufgetragen. Das  $J_{0,e}$  steigt insbesondere bei sehr großen Schnitttiefen, d.h. bei sehr dünnem verbleibenden Emitter, stark an. Bei dem Emitterprofil E mit ursprünglich  $92 \Omega/\text{sq.}$  Schichtwiderstand erreicht die Sättigungsstromdichte  $J_{01}$  bei einer entfernten Emitterschicht von 650 nm Dicke einen Wert über  $10^5 \text{ fA}/\text{cm}^2$ . Die in das Silizium hineingewachsenen Kontaktpunkte haben also einen entscheidenden Anteil daran, dass der Rekombinationsstrom des Emitters bei Kontaktierung mit einer Ag/Al-Paste so stark ansteigt.



**Abbildung 5.8:** (a) Beispiel für die Änderung des Dotierprofils eines Emitters durch Abschneiden der vorderen Nanometer. Hier wurden 300 nm vom Emitter mit  $R_{sheet} = 92 \Omega/\text{sq.}$  abgeschnitten. Das ursprüngliche Dotierprofil ist schwarz, das resultierende Profil rot dargestellt.

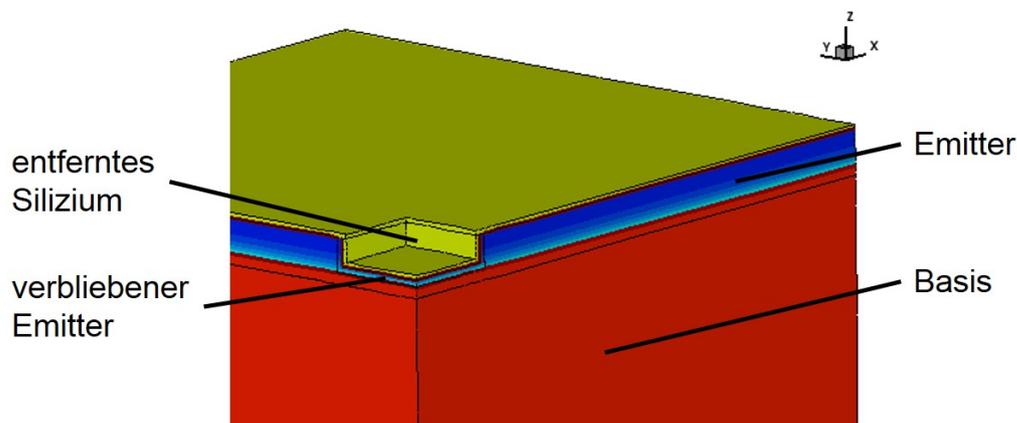
(b) ECV-Messung des Dotierprofils eines Emitters nach Abätzen der Metallierung. In Schwarz ist die Messung am unkontaktierten Emitter, in Rot die Messung am ehemals kontaktierten Bereich des Emitters dargestellt.



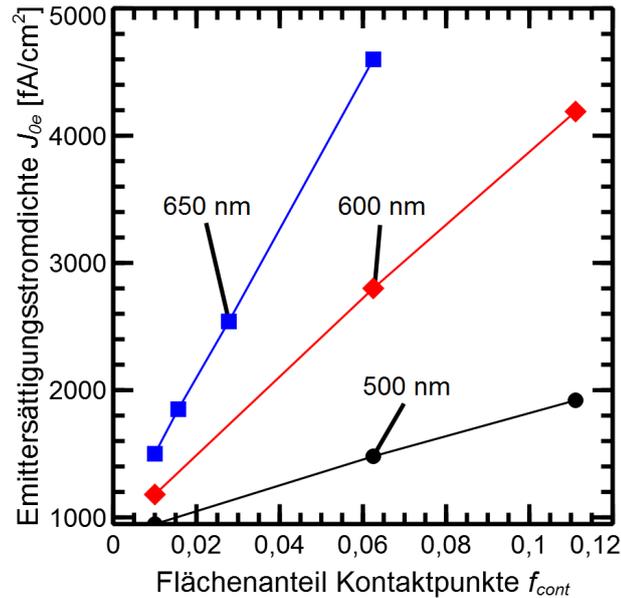
**Abbildung 5.9:** Emittersättigungsstromdichte  $J_{0,e}$  in Abhängigkeit von der Tiefe  $d_{entf}$  des abgeschnittenen Bereichs für die drei Emittter A, B und E. Darunter befindet sich mit den roten Rauten auch der tief eingetriebene Emittter B mit Emitttertiefe  $> 1 \mu m$ .

Die REM-Aufnahmen aus Kapitel 4 zeigen, dass die in das Silizium gewachsenen Kontaktpunkte nur einen kleinen Teil der Fläche unter der Metallpaste einnehmen und dass die Kontaktpunkte bei Random Pyramid texturierten Oberflächen parallel zur bisherigen Silizium-Oberfläche gebildet werden. Diese Form der Kontaktpunkte wird in der Simulation nachgebildet. Dazu wird in der Simulationsdomäne das Silizium auf einer Fläche von  $0,5 \times 0,5 \mu m^2$  bis zu einer Tiefe von maximal  $650 \text{ nm}$  entfernt. Wegen der Symmetrieebenen der Simluationsdomäne in x- und y-Richtung entspricht dies einem Kontaktpunkt mit einer Fläche von  $1 \mu m^2$ . Der Flächenanteil  $f_{cont}$  kann durch die Größe der Domäne selbst variiert werden. Abbildung 5.10 zeigt den Ausschnitt aus einer solchen Domäne mit dem entfernten Stück des Siliziums. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, ist die Simulation weiterhin auf planparallele Oberflächen beschränkt.

Für diese Simulationen wird weiterhin davon ausgegangen, dass die Passivierschicht im gesamten Bereich der Metallpaste weggeätzt worden ist, daher wird für die Oberflächenrekombinationsge-



**Abbildung 5.10:** Ausschnitt aus der Simulationsdomäne für die Simulation der Oberflächenrekombinationsstromdichten unter einen Kontakt mit Ag/Al-Paste.



**Abbildung 5.11:** Emittersättigungsstromdichte in Abhängigkeit des Flächenanteils der Kontaktpunkte unter der Metallisierung für Emittter E. Die Farben bezeichnen drei Tiefen  $d_{entf}$  von entferntem Silizium. Die Linien verbinden die Punkte mit gleichem  $d_{entf}$ .

schwindigkeit sowohl im Bereich des Kontaktpunktes als auch an der übrigen Si-Oberfläche unter dem Finger  $S = 10^7$  cm/s gewählt. Sowohl durch die Wahl der Tiefe  $d_{entf}$  des entfernten Siliziums als auch von  $f_{cont}$  kann die resultierende Emittersättigungsstromdichte deutlich beeinflusst werden. In Abbildung 5.11 sind die simulierten  $J_{0,e}$  für den Emittter E mit  $R_{sheet} = 92 \Omega/\text{sq.}$  für 500, 600 und 650 nm entferntes Silizium in Abhängigkeit von  $f_{cont}$  dargestellt. Mehrere unterschiedliche Paare von  $d_{entf}$  und  $f_{cont}$  führen im Ergebnis zu derselben Emittersättigungsstromdichte unter dem Kontakt.

In den hier durchgeführten Simulationen kann maximal ein  $d_{entf}$  von 650 nm angenommen werden. Tabelle 5.5 vergleicht das Ergebnis der Messung von  $J_{0,e,met}$  für die Gruppe “H” mit den Simulationen für das Parameter-Paar  $d_{entf} = 650$  nm und  $f_{cont} = 0,04$ . Mit diesem Parametersatz wird eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation der Emittersättigungsstromdichte erreicht, für drei der vier betrachteten Emittter liegen beide Werte deutlich weniger als  $1\sigma$  auseinander, für Gruppe C-H ist der Abstand innerhalb von  $2\sigma$ . Durch die Beschränkung in  $d_{entf}$  kann kein kleinerer Flächenanteil des Kontaktpunktes in der Simulation verwendet werden. Trotz der Übereinstimmung in den Emittersättigungsstromdichten gibt es somit eine Diskrepanz zwischen dem in Kapitel 4 aus den REM-Bildern bestimmten  $f_{cont}$  von 1,2% und dem in der Simulation angenommenen  $f_{cont} = 4\%$ .

**Tabelle 5.5:** Vergleich von Messung und Simulation der Emittersättigungsstromdichten im metallisierten Bereich für die vier Emittter der Gruppe “H” unter Annahme eines Kontaktpunktes mit Tiefe  $d_{entf}$  von 650 nm, der einen Flächenanteil von  $f_{cont}$  von 4% einnimmt.

Gruppe	Implantdosis & -ausheildauer	$R_{sheet}$ [ $\Omega/\text{sq.}$ ]	$J_{0,e,met}$ (gem.) [ $\text{fA}/\text{cm}^2$ ]	$J_{0,e,met}$ (sim. neu) [ $\text{fA}/\text{cm}^2$ ]
A-H	$3,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	63	$1522 \pm 221$	1430
B-H	$3,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 80 min	59	$707 \pm 177$	760
C-H	$2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	78	$1860 \pm 224$	2240
E-H	$2,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	92	$3420 \pm 340$	3260

**Tabelle 5.6:** Vergleich von Messung und Simulation der Emittersättigungsstromdichten im metallisierten Bereich für die vier Emittter der Gruppe “D“ unter Annahme eines Kontaktpunktes mit Tiefe  $d_{entf}$  von 500 nm, der einen Flächenanteil von  $f_{cont}$  von 1 % einnimmt.

Gruppe	Implantdosis & -ausheildauer	$R_{sheet}$ [ $\Omega/sq.$ ]	$J_{0,emet}$ (gem.) [ $fA/cm^2$ ]	$J_{0,emet}$ (sim) [ $fA/cm^2$ ]
C-D	$2,5 \cdot 10^{15} cm^{-2}$ ; 20 min	78	$839 \pm 184$	869
E-D	$2,0 \cdot 10^{15} cm^{-2}$ ; 20 min	92	$1014 \pm 152$	987
F-D	$1,75 \cdot 10^{15} cm^{-2}$ ; 20 min	110	$1329 \pm 171$	1250
G-D	$1,5 \cdot 10^{15} cm^{-2}$ ; 20 min	137	$1399 \pm 168$	1890

In der Gruppe “D“ sind die in Abschnitt 5.2 ausgewerteten  $J_{0,emet}$  unter dem Kontakt deutlich niedriger als bei Gruppe “H“. Dafür können mehrere Erklärungen in Frage kommen: Entweder ist die Anzahl oder die Tiefe der Kontaktpunkte im Vergleich zur Paste “Heraeus“ deutlich reduziert, oder bei dieser Paste gelingt es, dass die Passivierschicht an den Stellen ohne Kontaktpunkte zum Teil erhalten bleibt. Für den Erhalt der Passivierschicht konnten allerdings keine Anhaltspunkte gefunden werden. Eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation findet sich für eine Silizium-Oberfläche, bei der im Bereich des Kontaktpunktes und im Bereich des Emitters unter dem Finger eine ORG von  $10^7 cm/s$  angenommen wird. Für die Simulationen der Gruppe “D“ belegt der Kontaktpunkt einen Flächenanteil  $f_{cont}$  von 1 % mit einer Eindringtiefe von 500 nm. Mit diesen Simulationsparametern ergibt sich nur für den schwächsten Emittter G eine Abweichung von  $3\sigma$ , für alle anderen Gruppen C-D, E-D und F-D befindet sich die simulierte Emittersättigungsstromdichte innerhalb einer Standardabweichung der gemessenen. Die Ergebnisse von Messung und Simulation von  $J_{0,emet}$  für Gruppe “D“ sind in Tabelle 5.6 zusammengefasst. In diesem Fall kann der in Kapitel 4 bestimmte Flächenanteil der Kontaktpunkte bestätigt werden, die für die Simulation angenommene Eindringtiefe der Kontaktpunkte ist ebenfalls plausibel.

In den Simulationen wurden vereinfachende Annahmen verwendet: Der Kontaktpunkt wurde mit nur einer Größe, d. h. einer Tiefe und einer Fläche angenommen; demgegenüber stehen in der Realität eine Verteilung von tieferen und flacheren Kontaktpunkten, die auch im Flächeninhalt variieren. All dies ist in den Simulationen nicht darstellbar. Es gibt eine leichte Variation in den bestimmten  $J_{0,emet}$  bei konstantem  $f_{cont}$ , wenn die Fläche der Kontaktpunkte - und damit auch der Simulationsdomäne - variiert wird. Ein Beispiel für den Emittter E mit  $R_{sheet} = 92 \Omega/sq.$  und Kontaktpunktflächen von  $0,04 \mu m^2$  bis  $25 \mu m^2$  ist in Tabelle 5.7 aufgeführt. Eine weitere Eigenschaft der Kontaktpunkte kann in der Simulation ebenfalls nicht berücksichtigt werden: In Kapitel 4 wurde gezeigt, dass die Kontaktpunkte im Silizium in Clustern auftreten, nämlich dort, wo in der Paste ein großes Angebot von Aluminium vorhanden ist. Demgegenüber führt die Definition der Simulationsdomäne zu regelmäßig auf der Silizium-Oberfläche verteilten Kontaktpunkten mit maximalem Abstand zwischen zwei Punkten.

**Tabelle 5.7:** Simulierte Emittersättigungsstromdichten unter dem Kontakt für Emittter E mit einem konstanten  $f_{cont} = 4\%$  und  $d_{entf} = 650 nm$  bei verschiedenen Größen des Kontaktpunktes und damit auch der Simulationsdomäne.

A (Kontaktp.) [ $\mu m^2$ ]	A (Sim.-Domäne) [ $\mu m^2$ ]	$J_{0,emet}$ [ $fA/cm^2$ ]
0,04	1	3260
0,25	6,25	3260
4	100	2900
25	625	2790

Als Ergebnis der Simulationen kann festgehalten werden, dass es für beide Ag/Al-Pasten jeweils mindestens ein Wertepaar für Eindringtiefe  $d_{entf}$  und Flächenanteil  $f_{cont}$  der Kontaktpunkte gibt, mit dem das experimentell bestimmte  $J_{0,e\,met}$  für alle untersuchten Emitter mittels Simulation beschrieben werden kann. Für Gruppe “D“ kann dabei eine Übereinstimmung des experimentell bestimmten  $f_{cont}$  mit dem in der Simulation verwendeten erzielt werden. Auch das angenommene  $d_{entf}$  ist plausibel. Demgegenüber ist der Flächenanteil des Kontaktpunktes in der Simulation der Gruppe “H“ im Vergleich zur experimentellen Bestimmung überhöht. Ein Wertepaar mit einem niedrigeren  $f_{cont}$  kann in der Simulation nicht bestimmt werden, da für Gruppe “H“ bereits die maximal mögliche Eindringtiefe des Kontaktpunktes in das Silizium verwendet wird.

## 5.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Ag/Al-Pasten haben neben der positiven Eigenschaft des im Vergleich zu Ag-Pasten deutlich niedrigeren Kontaktwiderstands zu Bor-dotierten  $n^+$ -Emittlern auch einen negativen Einfluss auf die Solarzelle: Die Differenz zwischen der impliziten offenen Klemmspannung eines Solarzellenprecursors vor Aufbringen der Metallisierung und der offenen Klemmspannung der fertigen Solarzelle ist recht hoch und entspricht nahezu einer Verdoppelung des Rekombinationsstroms der Solarzelle. Eine Quantifizierung des Emittersättigungsstroms unter dem Kontakt in Abhängigkeit vom verwendeten Emitter ist daher hilfreich für die Entwicklung von Solarzellen mit dieser Art von Vorderseiten-Kontakt. Das  $J_{0,e}$  im passivierten Bereich wird mit einer Messung der Abnahme der Photoleitfähigkeit bestimmt. Für metallisierte Halbleiter ist dies nicht anwendbar. Daher wird eine Methode verwendet, welche erstmals von Fellmeth *et al.* vorgestellt wurde [97]. Die Rekombinationsstromdichte am Kontakt ist proportional zum Metallisierungsanteil  $f_{met}$ . Dies bedeutet, dass eine größere Anzahl identischer Solarzellen mit unterschiedlichem Metallisierungsanteil an der Oberfläche gebraucht wird. In dieser Arbeit werden mehrere hundert kleine Solarzellen von  $2,1 \times 2,1 \text{ cm}^2$  Fläche verwendet, von denen sich jeweils 24 Zellen gemeinsam auf einem Wafer befinden. Damit kann garantiert werden, dass diese Solarzellen auf jeden Fall identisch prozessiert worden sind. Aus der  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie kann das  $J_{01}$  einer Solarzelle bestimmt werden, das proportional zum gesuchten  $J_{0,e\,met}$  ist. Da die bestimmten  $J_{01}$ -Werte der einzelnen Zellen teilweise nicht unerheblich von der Fitgeraden abweichen, wird eine umfangreiche Bestimmung der Unsicherheit des aus dem Fit erhaltenen  $J_{0,e\,met}$  durchgeführt. Dazu werden ausgehend von der Messunsicherheit von Strom und Spannung in der Solarzellen-Kennlinie eine obere Grenze für die Unsicherheit des  $J_{01}$  berechnet, welches aus dem Fit an die  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie bestimmt wird. Dazu wird eine Monte-Carlo-Simulation verwendet, welche den Fit mehrere tausend Mal für die zufällig im Rahmen der Messunsicherheit variierte Kennlinie durchführt. Aus dem Histogramm der Monte-Carlo-Simulation kann danach die Standardabweichung  $\sigma$  berechnet werden. In einem zweiten Schritt kann dieses  $\sigma$  von  $J_{01}$  dann für die Bestimmung der Unsicherheit von  $J_{0,e\,met}$  herangezogen werden, welche ebenfalls mittels Monte-Carlo-Simulation bestimmt wird. Die Unsicherheit von  $J_{0,e\,met}$  erreicht Werte bis zu  $340 \text{ fA/cm}^2$ .

Die gemessenen  $J_{0,e\,met}$  für die Paste “Heraeus“ liegen deutlich höher als theoretisch für die hier untersuchten Emitterprofile unter Annahme der maximal möglichen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit erwartet. Insbesondere für die kürzer ausgeheilten und somit weniger tief eingetriebenen Emitter mit Tiefen von maximal  $0,7 \mu\text{m}$  sind die bestimmten Emittersättigungsströme unter dem Metallkontakt mit  $1522$  bis  $3420 \text{ fA/cm}^2$  um Faktoren von  $2$  bis  $3,5$  höher als die simulierten Werte unter Annahme eines intakten Emitters unter dem Kontakt. Lediglich der durch den längeren Ausheilprozess tiefer eingetriebene Emitter hat mit einem  $J_{0,e\,met}$  von  $707 \text{ fA/cm}^2$  einen Wert, der innerhalb der Unsicherheit noch der theoretischen Erwartung entsprechen könnte. Der Grund für diese deutlich erhöhte Rekombination sind die Kontaktpunkte, die aus dem Ag/Al-Pastenvolumen in das Silizium hineinwachsen. Durch die lokale Verringerung von Tiefe

und Dotierkonzentration des Emitters an der Stelle eines solchen Kontaktpunktes kann dort das  $J_{0,e}$  stark ansteigen. In der Simulation an einem solchen in das Silizium hineingewachsenen Kontaktpunkt kann eine Emitter-Rekombinationsstromdichte von über  $10^5 \text{ fA/cm}^2$  erreicht werden.

Diese starke lokale Rekombination an den Kontaktpunkten kann die gesamte Rekombination unter dem Metallkontakt dominieren, obwohl die Kontaktpunkte nur einen geringen Flächenanteil der mit Paste bedeckten Oberfläche einnehmen, der im niedrigen einstelligen Prozentbereich liegt. Durch Variation der Eindringtiefe  $d_{entf}$  und des Flächenanteils  $f_{cont}$  der Kontaktpunkte kann so auch die deutlich erhöhte Rekombinationsstromdichte unter der Ag/Al-Paste simuliert werden. In der Simulation wird  $d_{entf}$  durch die Tiefe des Emitters begrenzt, da mit einem durch den Emitter hindurchtretenden Kontaktpunkt keine Simulation möglich ist. Für die maximal mögliche Eindringtiefe  $d_{entf} = 650 \text{ nm}$  und ein  $f_{cont}$  von 0,04 können die im Experiment bestimmten Werte für  $J_{0,emet}$  der Paste "Heraeus" für drei der vier Emitter innerhalb  $1\sigma$  simuliert werden. Ein Parametersatz beschreibt somit die erhöhte Rekombination an der Ag/Al-Paste von Heraeus für alle untersuchten Emitter im Rahmen der Messungenauigkeit. Damit kann auch das deutlich niedrigere  $J_{0,emet}$  des tiefer eingetriebenen Emitters erklärt werden: Bei diesem ist trotz des in das Silizium hineingewachsenen Kontaktpunktes noch ein ausreichend tiefer Emitter vorhanden, sodass der Anstieg der Rekombination durch den Kontaktpunkt noch moderat ist. Der stärkste Anstieg in der Rekombinationsstromdichte ist bei einer verbleibenden Emitterdicke von weniger als  $200 \text{ nm}$  zu verzeichnen.

Der mittels REM-Aufnahmen ermittelte Wert von  $f_{cont}$  liegt bei  $1,2 \pm 0,8 \%$ , im Gegensatz zu  $4 \%$  in der Simulation. An Querschliffen der Silizium-Pasten-Grenzfläche ist ersichtlich, dass die Tiefe der Kontaktpunkte nicht konstant ist. Die Kontaktpunkte können nur einige wenige Nanometer Tiefe erreichen, aber auch deutlich tiefer als  $1,5 \mu\text{m}$  in das Silizium hineinwachsen. Neben der unregelmäßigen Tiefe ist auch die Fläche der Kontaktpunkte nicht konstant. Beides ist in einer Simulationen mit nur einem Kontaktpunkt in der Simulationsdomäne nicht darstellbar, ebenso die Anhäufung von Kontaktpunkten an einzelnen Stellen der gesamten gedruckten Fläche.

Die Gruppe "D" der Solarzellen, die mit der Paste von Dupont kontaktiert sind, zeigen ebenfalls eine Abhängigkeit der Rekombinationsstromdichte von der Emitterdotierung. Die Werte sind allerdings bereits deutlich niedriger, so wird für den am schwächsten dotierten Emitter dieser Gruppe mit  $R_{sheet} = 137 \Omega/\text{sq.}$  ein  $J_{0,emet}$  von  $1399 \text{ fA/cm}^2$  gemessen. Die Werte sind im Vergleich zu einem intakten Emitter ohne Kontaktpunkte unter Annahme einer ORG von  $S = 10^7 \text{ cm/s}$  um maximal  $260 \text{ fA/cm}^2$  erhöht. Auch für diese Gruppe "D" kann ein Parametersatz für die Kontaktpunktgeometrie die experimentell bestimmten Werte für alle Emitter beschreiben. Dabei wird für  $f_{cont}$  der Wert von  $1 \%$  angenommen, der bereits in Kapitel 4 mittels REM-Aufnahmen bestimmt wurde.

Diese Parametersätze stellen nur eine Beschreibung der Si-Oberfläche unter der Ag/Al-Paste dar, auch mit anderen Parametersätzen können in der Simulation ähnliche Ergebnisse erreicht werden. Insbesondere wird hier angenommen, dass die Passivierung im gesamten Bereich der Paste vollständig entfernt wurde und daher alle Oberflächen die maximale ORG von  $10^7 \text{ cm/s}$  besitzen. Die Simulationen können als eine Näherung an die realen Verhältnisse angesehen werden. Dennoch kann mit den Simulationen gezeigt werden, dass diese deutlich erhöhte Rekombination mit den in Kapitel 4 beobachteten Kontaktpunkten, die in das Silizium wachsen, erklärt werden kann.



## 6 Entwicklung von $n$ -Typ PERT Solarzellen mit gedrucktem Vorderseiten-Kontakt

### 6.1 Ausgangslage

Die bisher in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse sollen in diesem Kapitel für die Entwicklung und Optimierung von Ionen-implantierten  $n$ -PERT Solarzellen genutzt werden. Der genaue Aufbau der Solarzelle mit Ionen-implantierten hochdotierten Schichten auf beiden Seiten ist bereits in Abschnitt 2.3.2 dargestellt worden. Die Metallisierung der Rückseite wird mit aufgedampftem Aluminium realisiert, für die Vorderseite wird eine gedruckte Ag/Al-Paste verwendet.

Ausgangspunkt sind die bereits in Abschnitt 5.1 vorgestellten Solarzellen, welche mit einer älteren Paste vergleichbar der Paste "Heraeus" kontaktiert wurden. Sowohl die Solarzellen selbst werden charakterisiert, als auch die einzelnen Bestandteile wie Basis, Emitter und BSF. Ebenso werden alle geometrischen Parameter der Metallisierung gemessen. Dies alles fließt anschließend in eine Simulation mit Quokka ein [109], dazu wird eine Solarzellenstruktur auf Basis des CoBo-Modells modelliert [110]. Mittels Freie-Energie-Verlustanalyse (free energy loss analysis, FELA) können aus der Simulation die Verluste in der Solarzelle in Rekombinations- und Widerstandsverluste aufgeteilt und zusätzlich den Zellbereichen zugeordnet werden [111]. Auf die FELA aufbauend werden dann Möglichkeiten zur Steigerung des Wirkungsgrades von  $n$ -PERT Solarzellen diskutiert. Die Reduzierung der Emitter-Rekombination auf der Vorderseite ist hierbei vorrangiges Ziel der Zellentwicklung. Zur Optimierung am Emitter werden drei Variationen im Zellprozess betrachtet: Schablonendruck der Metallisierung auf der Vorderseite, selektiver Emitter und die aktuellere Paste "Dupont" mit der Möglichkeit einer Reduzierung der Emitterdotierung. Diese Optimierungsansätze werden mittels Simulationen verglichen und bewertet und abschließend experimentell durch die Herstellung von Solarzellen überprüft.

Um das optimale Design des Emitters mit dem Startdesign bestimmen zu können, werden vier verschiedene Emitter auf der Vorderseite eingesetzt. Diese liegen im Schichtwiderstandsbereich von 59 bis 78  $\Omega/\text{sq.}$ , wie in Tabelle 6.1 gezeigt ist. Dazu wird elementares Bor mit einer Dosis von  $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  (Gruppen A und B) oder  $2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  (Gruppen C und D) und einer Ionenenergie von 10 keV in die Vorderseite der späteren Solarzelle implantiert und mit einer Plateau-Temperatur von 1050  $^{\circ}\text{C}$  für jeweils entweder 20 min (A und C) oder 80 min (B und D) ausgeheilt. Die Implantdosis für Phosphor auf der Rückseite ist für alle vier Gruppen mit  $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  identisch, die resultierenden Schichtwiderstände weichen aufgrund der unterschiedlich langen Ausheilprozesse voneinander ab, für die Gruppen A und C ist  $R_{sheet} = 105 \Omega/\text{sq.}$ , für die Gruppen B und D 94  $\Omega/\text{sq.}$ .

In Tabelle 6.1 sind die Hellkennlinienparameter aller vier Gruppen zusammengefasst. Zwischen den Gruppen gibt es sowohl Unterschiede in der offenen Klemmspannung als auch in der Kurzschlussstromdichte der Solarzellen. Das höchste  $J_{SC}$  erzielen die Solarzellen mit dem flacheren schwächer dotierten Emitter aus Gruppe C ( $R_{sheet} = 78 \Omega/\text{sq.}$ ), wohingegen  $V_{OC}$  bei der Gruppe D mit dem tiefer eingetriebenen Emitter ( $R_{sheet} = 76 \Omega/\text{sq.}$ ) am höchsten ist. Sowohl  $J_{SC}$  als auch  $V_{OC}$  sind für die Solarzellen mit der höheren implantierten Bordosis, also für die Gruppen A und B, niedriger. Für beide Implantdosen gilt, dass  $J_{SC}$  für den flacheren (A und C) und  $V_{OC}$  für den tieferen (B und D) Emitter höher sind. Im Füllfaktor gibt es kaum relevante Unterschiede zwischen den Gruppen. Die höhere Kurzschlussstromdichte für den flacheren Emitter und die größere offener Klemmspannung mit tieferem Emitter gleichen sich für die Gruppen mit jeweils

**Tabelle 6.1:** Parameter der Hellkennlinien für *n*-PERT Solarzellen mit vier verschiedenen Emittlern. Angegeben sind pro Gruppe jeweils die Mittelwerte (bestimmt aus 8 Zellen pro Gruppe) und die beste Zelle jeder Gruppe. Aus Gründen der besseren Lesbarkeit der Tabelle wurde auf die Angabe der Standardabweichung verzichtet.

Gruppe	Implantdosis & -ausheildauer	$R_{sheet}$ [ $\Omega/\text{sq.}$ ]	$J_{SC}$ [ $\text{mA}/\text{cm}^2$ ]	$V_{OC}$ [mV]	$FF$ [%]	$\eta$ [%]	
A	$3,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	63					
			Mittelwert	37,7	657	80,2	19,9
			beste Zelle	37,8	658	80,2	19,9
B	$3,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 80 min	59					
			Mittelwert	37,3	660	80,0	19,7
			beste Zelle	37,4	661	80,2	19,8
C	$2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 20 min	78					
			Mittelwert	38,1	661	80,1	20,2
			beste Zelle	38,1	663	80,2	20,3
D	$2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 80 min	76					
			Mittelwert	37,9	666	79,8	20,1
			beste Zelle	38,0	668	80,1	20,3

identischer Bor-Implantdosis nahezu aus, sodass schließlich im Wirkungsgrad kein signifikanter Unterschied ausgemacht werden kann. Es folgt nur, dass die Solarzellen der beiden Gruppen A und B eine um 0,3 bzw. 0,4 % niedrigere Effizienz im Vergleich zu den Solarzellen der Gruppen C und D aufweisen.

## 6.2 Simulationen der Solarzellen mittels Quokka

Die Simulationen der Solarzellen werden mit der Simulationssoftware Quokka durchgeführt [112, 113], welche an der Australian National University (ANU) entwickelt wurde. Quokka benutzt das von Brendel entwickelte Conductive Boundary (CoBo) Modell [110], bei dem die hochdotierten Schichten an der Oberfläche statt durch ihr Dotierprofil und die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit durch ihren Schichtwiderstand und die effektive Rekombinationsstromdichte charakterisiert werden. Somit wird nur noch der Basisbereich der Solarzelle simuliert, die Komplexität der zu simulierenden Domäne ist deutlich reduziert, was die notwendige Rechenleistung senkt. Die Simulation einer 3-dimensionalen Struktur lässt sich so in einigen Minuten mit einem gewöhnlichen PC durchführen.

Ein Nachteil des CoBo-Modells im Vergleich zu einer vollständigen Beschreibung der hochdotierten Schichten ist, dass es die Generationsverluste insbesondere in der dem Licht zugewandten Schicht nicht berücksichtigt, in der hier untersuchten Zellstruktur also im Emitter [110]. In Quokka kann dies mit einem “collection efficiency“ Faktor in der Simulation berücksichtigt werden. Als “collection efficiency“ wird die Emitter-Quanteneffizienz  $\text{IQE}_e$  benutzt, die mit der Online-Version des Programmes EDNA für die in diesem Kapitel untersuchten hochdotierten Schichten berechnet wird [114, 115]. Zur Berechnung wird in EDNA das Dotierprofil des Emitters oder des BSF benötigt, welches aus ECV-Messungen bekannt ist. Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit wird für jeden Emitter so gewählt, dass die mittels PCD an Referenzen bestimmten Werte von  $J_{0,e}$  in EDNA nachgebildet werden. Als Konsistenzcheck wird aus den so bestimmten ORG für die Emitter jeweils ein  $J_{0,e}$  mit dem Modell von Black *et al.* berechnet [116, 117]. Innerhalb der Messunsicherheit stimmen beide Werte von  $J_{0,e}$  überein. Desweiteren werden in EDNA für die strahlende Rekombination das Modell von Altermatt *et al.* [106] und für die Auger-Rekombination

die Parametrisierung von Richter *et al.* [118] benutzt. In identischer Weise wird die collection efficiency des Back Surface Field auf der Rückseite der Solarzelle berechnet.

Zur Simulation der Solarzellen müssen verschiedene weitere Eingabeparameter bekannt sein, die teilweise an den Solarzellen selbst gemessen werden können, in manchen Fällen auch mittels separater Referenzen bestimmt werden müssen. Dazu gehören elektrische Parameter wie die Schichtwiderstände und die Rekombinationsstromdichten von Emitter und BSF (jeweils im passivierten und im kontaktierten Bereich), die elektrische Leitfähigkeit  $\rho_{bulk}$  und die SRH-Ladungsträgerlebensdauer im Basismaterial. Auch geometrische Parameter wie Größe und Abstand der Kontakte auf Vorder- und Rückseite oder auch die Dicke der Solarzelle gehen in die Simulation ein. Eine Auflistung der relevanten Simulationsparameter findet sich in Tabelle 6.2.

Die elektrischen Eigenschaften des Emitters, insbesondere auch die Rekombinationsstromdichte unter dem Kontakt wurden bereits ausführlich im vorherigen Kapitel bestimmt. Die Rekombinationsstromdichte im passivierten Bereich des  $n^+$ -Gebiets auf der Rückseite  $J_{0,BSF\,pass}$  wird mit separaten Wafern, auf denen der Phosphor-Implant auf beiden Seiten durchgeführt wurde, mittels PCD gemessen. Für die  $J_{0,BSF\,met}$  des BSF am Kontakt finden sich Werte in der Literatur [42, 64]. Dort ist eine Sättigungsstromdichte von  $1000\text{ fA/cm}^2$  für eine metallisierte Phosphor-dotierte  $n^+$ -Oberfläche mit Schichtwiderstand von  $100\text{ }\Omega/\text{sq}$ . angegeben. Zur Bestimmung von Waferleitfähigkeit  $\rho_{bulk}$  und Minoritätsladungsträger-Lebensdauer werden Nachbarwafer der für die Solarzellen benutzten Wafer einem Hochtemperaturschritt unterzogen. Danach wird in einer 4-Spitzen-Messung der Wert von  $\rho_{bulk}$  bestimmt. Nach Aufbringen einer Passivierschicht aus  $\text{Al}_2\text{O}_3$  wird mittels PCD auch die SRH-Lebensdauer gemessen.

Die geometrischen Parameter der Solarzelle können ebenfalls recht einfach gemessen werden. Die Abstände der Finger auf der Vorderseite sind durch das Siebdesign, die Abstände der Kontaktpunkte auf der Rückseite durch das Laserprogramm vorgegeben. Beides wird im Mikroskop nochmals verifiziert. Ebenfalls im Mikroskop kann der Radius der Laser-Kontaktöffnungen auf der Rückseite gemessen werden. Eine Messung der Breite der gedruckten Finger ist ebenfalls notwendig, da es im Druckprozess zu einer Verbreiterung der Finger gegenüber der Öffnung in Sieb oder Schablone kommt. Durch die texturierte Oberfläche sind die Ränder der Finger zudem nicht scharf definiert, was zu Schwankungen in der Fingerbreite führt. Daher werden mehrere Messungen an verschiedenen Stellen der Solarzelle durchgeführt und daraus ein Mittelwert gebildet.

Es ist zu beachten, dass eine Domäne aus dem Bereich der Metallfinger simuliert wird, d. h. ohne den Einfluss der Busbars, sodass systematische Unterschiede zwischen simulierter und gemessener IV-Charakteristik zu erwarten sind: Als Beispiel wird eine üblichen Konfiguration von 3 Busbars mit je  $1,5\text{ mm}$  Breite betrachtet. Diese Busbars bedecken einen Flächenanteil von  $2,9\%$  auf einem Wafer der Größe  $15,6 \times 15,6\text{ cm}^2$ . Dies sorgt für eine zusätzliche Abschattung und damit einen niedrigeren Photostrom  $I_{ph}$ , und zusätzlich bei hohem  $J_{0,e\,met}$  für einen nicht vernachlässigbaren Beitrag zur Gesamt-Rekombination. Somit werden die in der Simulation berechneten  $V_{OC}$  über den an der realen Solarzelle gemessenen Werten liegen. Es ist also zu erwarten, dass der Wirkungsgrad durch die Simulation überschätzt wird.

Der Serienwiderstand der realen Solarzelle kann in der Simulation der Einheitszelle ebenfalls nicht korrekt dargestellt werden, da die Widerstandsverluste von Fingern und Busbars des Vorderseiten-Kontaktgrids nicht in der Simulation enthalten sind. Diese tragen allerdings einen signifikanten Teil des Serienwiderstands [24], sodass die Simulation der Einheitszelle den Füllfaktor überschätzen würde. Außerdem ist der Parallelwiderstand einer realen Solarzelle z. B. durch Stromleitung über den Rand meist nicht so perfekt wie in der Simulation angenommen. Daher werden externe  $r_S$  und  $r_P$  wie in Tabelle 6.2 angegeben in die Simulation mit aufgenommen. Für den spezifischen Parallelwiderstand wird ein Wert von  $10^6\text{ }\Omega\text{cm}^2$  benutzt, welches dem niedrigsten in der Dunkelkennlinie der Solarzellen gemessenen Wert entspricht. Der Widerstand des Vorderseiten-Grids kann bei bekannter Geometrie mit Hilfe der Formeln aus der Dissertation von Mette berechnet werden [55], welche sich wiederum aus den Formeln von Serreze ableiten [119]. Breite und Höhe

**Tabelle 6.2:** Eingangsparameter für die Simulation der vier Gruppen von *n*-PERT Solarzellen, sortiert nach den relevanten Zellbestandteilen.

Gruppe	A	B	C	D
VS-Finger				
Breite [ $\mu\text{m}$ ]	80	80	80	80
Abstand [ $\mu\text{m}$ ]	2000	2000	2000	2000
RS-Kontakte				
Durchmesser [ $\mu\text{m}$ ]	30	30	30	30
Abstand [ $\mu\text{m}$ ]	250	250	250	250
Emitter				
$R_{sheet}$ [ $\Omega/\text{sq.}$ ]	63	59	78	76
$J_{0,e\ pass}$ [ $\text{fA}/\text{cm}^2$ ]	76	74	55	45
$J_{0,e\ met}$ [ $\text{fA}/\text{cm}^2$ ]	1520	710	1860	900
$r_C$ [ $\text{m}\Omega\text{cm}^2$ ]	3,8	3,1	4,9	5,4
$\text{IQE}_e$	0,912	0,908	0,949	0,958
BSF				
$R_{sheet}$ [ $\Omega/\text{sq.}$ ]	105	94	105	94
$J_{0,e\ pass}$ [ $\text{fA}/\text{cm}^2$ ]	36	40	36	40
$J_{0,e\ met}$ [ $\text{fA}/\text{cm}^2$ ]	1000	1000	1000	1000
$\text{IQE}_e$	0,971	0,971	0,971	0,971
Basis				
Dicke [ $\mu\text{m}$ ]	155	155	155	155
$\rho_{bulk}$ [ $\Omega\text{cm}$ ]	3	3	3	3
$\tau_{SRH}$ [ $\mu\text{s}$ ]	1500	1500	1500	1500
Zelle (extern)				
$r_S$ [ $\Omega\text{cm}^2$ ]	0,35	0,35	0,35	0,35
$r_P$ [ $\Omega\text{cm}^2$ ]	$10^6$	$10^6$	$10^6$	$10^6$

von Fingern und Busbars sind bekannt, für den spezifischen Widerstand der gefeuerten Paste wird als obere Abschätzung ein Wert von  $5 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}$  verwendet [120]. Der Kontaktwiderstand zwischen Metall und Halbleiter wird in die Simulation als Eingabewert aufgenommen. Mittels TLM werden die spezifischen Kontaktwiderstände  $r_C$  zwischen den verschiedenen Emittlern und Pasten gemessen. Die jeweiligen Werte von  $r_C$  sind ebenfalls in Tabelle 6.2 eingetragen.

Das Generationsprofil wird mit einem Modell von Brendel *et al.* direkt aus der gemessenen Reflexion der realen Solarzelle berechnet [121]. Dazu wird die Reflexion zunächst gefittet und anschließend mit den Werten der Lambert-Faktoren auf Vorder- und Rückseite, der internen Reflexion der Rückseite und des Transmissionsgrades von Silizium das tiefenabhängige Generationsprofil errechnet.

Für das Volumen können in Quokka Modelle für die Auger-Rekombination und die Ladungsträger-Mobilitäten ausgewählt werden. Hier werden die in Quokka als Standard eingestellten Modelle von Richter *et al.* [118] und Klaassen [73, 74] benutzt.

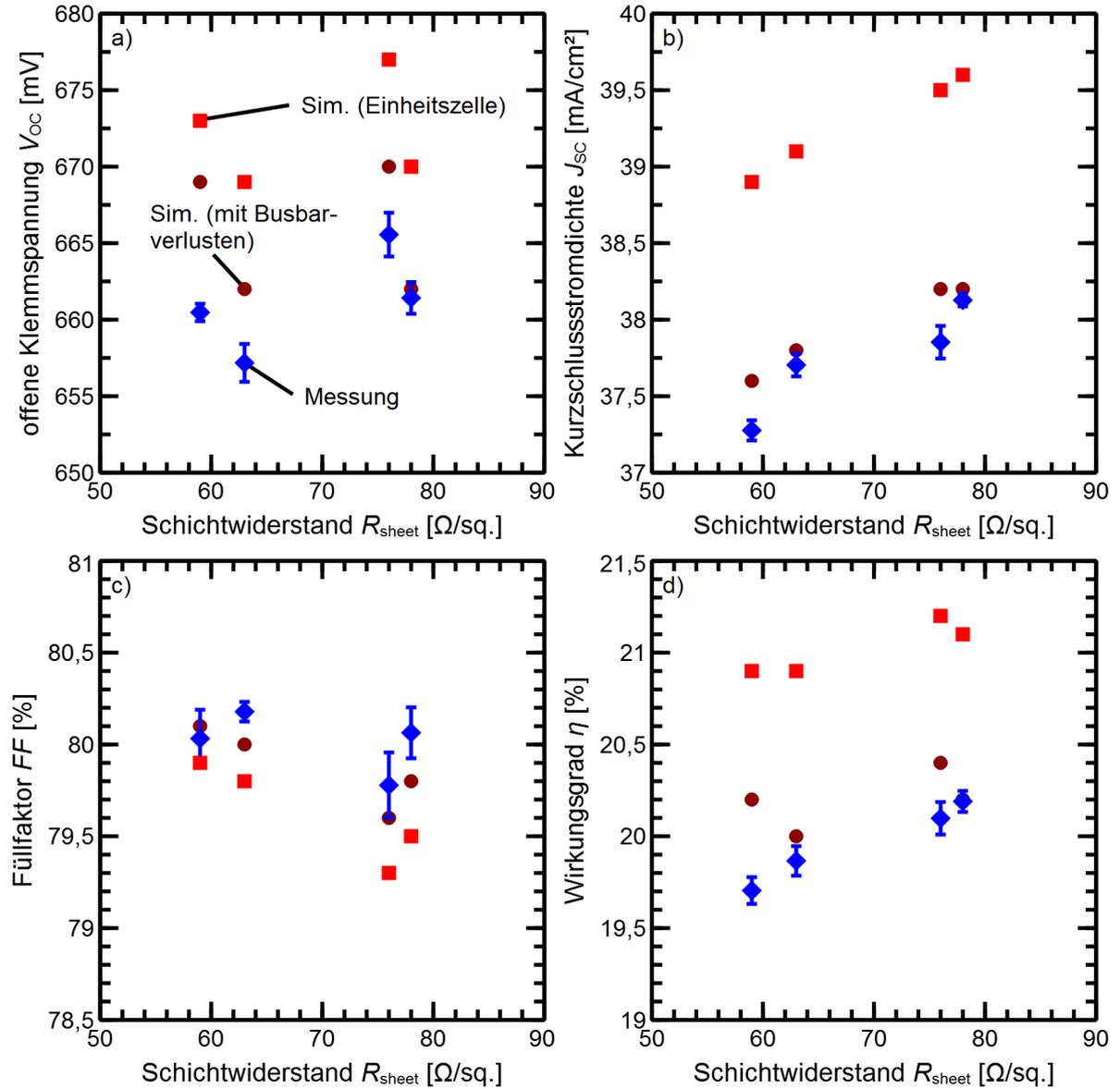
Zuerst wird die Strom-Spannungs-Kennlinie unter Beleuchtung bei Standard-Bedingungen berechnet. Anschließend führt Quokka am Maximum Power Point eine Berechnung der Verluste durch die einzelnen Bestandteile der Solarzelle durch. Um verschiedene Verlustmechanismen direkt miteinander vergleichen zu können, wird in Quokka die von Brendel *et al.* eingeführte Methode zur Berechnung der Verluste in der freien Energie verwendet (free energy loss analysis, FELA) [109, 111]. Somit lassen sich sowohl Rekombinationsverluste als auch Widerstandsverluste in der Form einer Energiedichte mit Einheit [ $\text{W}/\text{m}^2$ ] bzw. [ $\text{mW}/\text{cm}^2$ ] angeben. Eine Berechnung der

optischen Freie-Energie-Verluste (z. B. durch Absorption in der Antireflexschicht oder Reflexion an der Oberfläche) ist ebenfalls in Form einer FELA möglich [122], wird von Quokka aber nicht durchgeführt. Die FELA kann Einflüsse auf den Generationsstrom allerdings nicht darstellen. Dies ist alleine anhand der simulierten  $J_{SC}$  möglich, welche eng mit dem in der Simulation als Parameter vorgegebenen “emitter collection efficiency“ verknüpft ist.

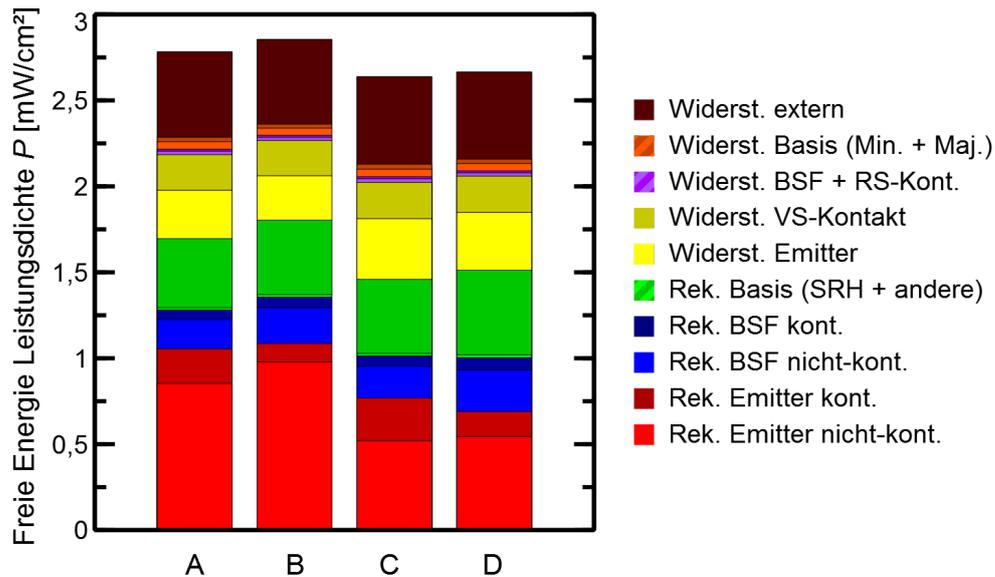
Da alle in diesem Kapitel untersuchten Solarzellen sowohl eine identische Textur, als auch den identischen Schichtstapel als Antireflexschicht auf der Vorderseite besitzen und der Schwerpunkt dieser Arbeit die elektrischen Eigenschaften des Emitters sind, ist eine Bestimmung der optischen Freie-Energie-Verluste allerdings zweitrangig. Die Verluste durch Rekombination im Emitter werden sowohl für den metallisierten als auch den passivierten Teil des Emitters angegeben. Wie bereits beschrieben, ist der Widerstand von Fingern und Busbars auf der Vorderseite der Solarzelle in der Simulation einer Einheitszelle nicht enthalten, sondern wird als zusätzlicher externer Widerstand in die Simulation aufgenommen. Für diesen externen Serienwiderstand kann ebenfalls eine freie Energiedichte berechnet werden.

Zuerst werden die Hellkennlinien-Parameter der simulierten Einheitszellen mit gemessenen Werten an realen Solarzellen verglichen. Diese sind als rote Quadrate und als blaue Rauten in Abbildung 6.1 dargestellt. Wie bereits diskutiert, weichen die absoluten Werte aus der Simulation zwar von den gemessenen Werten ab, die Tendenzen in  $J_{SC}$  und  $V_{OC}$  sind aber korrekt wiedergegeben. Das höchste  $J_{SC}$  ist in Simulation und Messung in Gruppe C, das niedrigste in Gruppe B mit einer Differenz von jeweils  $1,6 \text{ mA/cm}^2$  zwischen Simulation und Messung. Im  $V_{OC}$  ist in beiden Fällen in Gruppe D das höchste  $V_{OC}$  zu finden, der niedrigste Wert ist in Gruppe A. In allen vier Gruppen liegt die Differenz zwischen Messung und Simulation bei 9 bis 13 mV. Im Wirkungsgrad liegt die Differenz zwischen Simulation und Messung für alle Gruppen zwischen 1,0 und 1,2 %.

Der zusätzliche Einfluss der Busbars kann in der Simulationsdomäne näherungsweise abgeschätzt werden, indem in der Simulation die Abschattung durch den Finger so vergrößert wird, dass sie dem  $f_{met}$  der gesamten Vorderseiten-Metallisierung entspricht, und indem die Rekombination unter dem Kontakt um den Anteil der Busbars vergrößert wird. Die so simulierten Hellkennlinienparameter sind mit dunkelroten Punkten ebenfalls in Abbildung 6.1 dargestellt. Durch diese Variation lässt sich die Abweichung in der Kurzschlussstromdichte durch die Simulation auf  $0,1$  bis  $0,3 \text{ mA/cm}^2$  reduzieren, auch die Abweichung in offener Klemmspannung wird verringert, sie beträgt nun 1 bis 9 mV. Die verbleibende Abweichung in  $V_{OC}$  kann damit erklärt werden, dass die  $J_{0,emet}$  der für die Solarzellen verwendeten Paste von den Sättigungsstromdichten der Paste “Heraeus“ im Detail abweichen kann. Die Füllfaktoren aus der Simulation sind um  $0,2 \%_{abs}$  niedriger, als es an den Solarzellen gemessen wird. Dies liegt daran, dass der theoretisch berechnete Widerstand des Vorderseiten-Grids durch die Wahl einer oberen Grenze im spezifischen Widerstand der Paste überschätzt wird. Der durch die Simulation ausgegebene Serienwiderstand ist je nach gewählter Auswertemethode um  $0,1$  bis  $0,15 \Omega \text{cm}^2$  größer als in den realen Solarzellen ( $r_S$  nicht in der Abbildung dargestellt). Der Einfluss des Emitters auf den Füllfaktor ist klein: Die Differenz zwischen höchstem und niedrigstem Wert ist in der Simulation  $0,6 \%_{abs}$  und im Experiment  $0,4 \%_{abs}$ . Insgesamt lässt sich feststellen, dass unter Berücksichtigung der Busbars nach der hier vorgestellten Methode die Hellkennlinien-Parameter alle mit Abweichungen kleiner als  $2,5 \%_{rel}$ , in den meisten Fällen mit weniger als  $1 \%_{rel}$ , simuliert werden. Somit kann das Simulationsmodell als ausreichend exakte Beschreibung der realen Solarzellen angesehen werden. In Abbildung 6.2 sind die einzelnen Freie-Energie-Verluste für alle vier Gruppen übereinander dargestellt. Die Ergebnisse stammen aus den Simulationen ohne Berücksichtigung der Busbars. Die dominierenden Verlustanteile sind deutlich zu erkennen: Die beiden roten Balken bezeichnen den Rekombinationsverlust im Emitter, in hellerem Rot im nicht-kontaktierten Bereich und in dunklerem Rot am Kontakt. Dies bedeutet, dass trotz der deutlich höheren Rekombinationsstromdichte unter dem Kontakt die Rekombination im nicht-kontaktierten Bereich wegen des höheren Flächenanteils dominiert. Dies ist in allen vier Gruppen der dominierende Verlustmechanismus.



**Abbildung 6.1:** Vergleich von gemessenen und simulierten Hellkennlinienparameter für *n*-PERT Solarzellen der Gruppen A - D mit vier verschiedenen Emittieren. Die Messungen sind in blauen Rauten dargestellt, die Simulationen in roten Quadraten (nur Einheitszelle) und in dunkelroten Punkten (mit Berücksichtigung von Busbarabschattung und -rekombination). Oben in der Abbildung sind links  $V_{OC}$  (a) und rechts  $J_{SC}$  (b) dargestellt, unten links findet sich der  $FF$  (c) und unten rechts der Wirkungsgrad  $\eta$  (d).



**Abbildung 6.2:** Darstellung der Freien-Energie-Verlustleistungsdichten der einzelnen Verlustpfade in der simulierten Einheitszelle für die vier Gruppen A - D.

Im Vergleich der Gruppen B + D gegenüber A + C ist die verringerte Rekombinationsstromdichte am Kontakt (dunkelrot) bei den tiefer eingetriebenen Emittoren zu erkennen. Die Shockley-Read-Hall-Rekombination in der Basis in dunklerem Grün ist bei der in der Simulation verwendeten Minoritätsladungsträgerlebensdauer von 1,5 ms ebenfalls als ein bedeutender Verlustmechanismus auszumachen. Basisrekombination durch strahlende oder Auger-Rekombination (hellgrün) kann dagegen für diese Solarzellen vernachlässigt werden. Die Rekombinationsverluste an der Rückseite im BSF (blau) sind verglichen mit denen in Emitter und Basis die niedrigsten. Im BSF ist genauso wie im Emitter die Verlustleistung im passivierten Bereich im Vergleich zum kontaktierten Bereich deutlich höher.

Den höchsten Energieverlust durch Widerstand erzeugt der extern in die Simulation eingebrachte Serienwiderstand, also der Finger- und Busbarwiderstand der Vorderseiten-Metallisierung. Die Widerstandsverluste durch Stromleitung im Emitter haben den zweithöchsten Anteil, der dritthöchste Verlustanteil ist der Verlust durch Kontaktwiderstand. Die Emitter mit niedrigerem Schichtwiderstand (Gruppen A + B) weisen einen geringeren Widerstandsverlust auf, was aufgrund des identischen Fingerabstands zu erwarten ist. Somit resultiert ein niedrigerer Schichtwiderstand direkt in einer niedrigeren Verlustleistung. Alle Widerstandsverluste in Basis und BSF sind vernachlässigbar gering. In Summe haben die Gruppen C und D, also diejenigen, die mit der niedrigeren Bordosis implantiert werden, geringere Freie-Energie-Verluste und einen höheren Wirkungsgrad.

Aus dem Ergebnis der Simulation folgt, dass eine Reduktion der Freie-Energie-Verluste vorrangig durch Reduzierung der Rekombinationsverluste im Emitter zu erreichen ist. Die Verluste durch die Rekombination an den Emitterkontakten sind in der Simulation zwei- bis neunmal niedriger als die Verluste im passivierten Teil des Emitters. Im passivierten Bereich ist eine Reduktion der Rekombination entweder über eine schwächer dotierten Emitter oder mittels einer Passivierschicht mit niedrigerer Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit für den identischen Emitter möglich. Da die für die Solarzellen in dieser Arbeit verwendete Kombination aus  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$  bereits eine sehr gute Passivierschicht für  $p^+$ -dotierte Gebiete darstellt [123], lassen sich die Verluste durch Reduktion des  $J_{0,e\text{ pass}}$  durch eine schwächere Emitterdotierung stärker verringern. Dabei muss beachtet werden, dass ein schwächer dotierter Emitter einen geringeren Abstand der Kontaktfinger

**Tabelle 6.3:** Verlustleistungsdichte am kontaktierten und am nicht-kontaktierten Emitter für die Solarzellen der Gruppen A bis D. Vergleich für jeweils die Simulation nur des Fingerbereichs und der Näherung zur Berücksichtigung von Finger und Busbars.

Gruppe		$P_{Em,kont.}$ [mW/cm <sup>2</sup> ]	$P_{Em,nicht-kont.}$ [mW/cm <sup>2</sup> ]	$\Sigma P_{Em}$ [mW/cm <sup>2</sup> ]
A	nur Finger	0,20	0,85	1,05
	Finger + Busbars	0,31	0,76	1,08
B	nur Finger	0,10	0,97	1,07
	Finger + Busbars	0,18	0,90	1,08
C	nur Finger	0,25	0,52	0,77
	Finger + Busbars	0,37	0,45	0,82
D	nur Finger	0,15	0,54	0,69
	Finger + Busbars	0,24	0,49	0,73

benötigt, da sonst die Widerstandsverluste, die quadratisch mit dem Fingerabstand skalieren, einen Gewinn in der Effizienz wieder zunichte machen würden. Außerdem darf der Kontaktwiderstand zwischen Emitter und Metallisierung nicht deutlich über  $5 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  ansteigen, da dieser sonst zum dominierenden Widerstands-Verlustanteil wird.

Die gezeigten Simulationen berücksichtigen nur die geringere Finger-Kontaktfläche. Die Busbars belegen allerdings einen annähernd genauso großen Flächenanteil. Daher ist in der realen Solarzelle der Anteil des kontaktierten Emitters an der Verlustleistung deutlich höher. Mit dem bereits beschriebenen Verfahren kann durch eine Vergrößerung von Abschattung und Kontaktrekombination in der Simulation den Einfluss des Busbars näherungsweise miteinbezogen werden. In Tabelle 6.3 sind die Verlust-Energiedichten des Emitters im kontaktierten Bereich  $P_{Em,kont.}$  und im nicht-kontaktierten Bereich  $P_{Em,nicht-kont.}$  für alle vier Gruppen für den Fall “nur Finger“ und für den Fall “Finger + Busbars“ verglichen. Die Verlustleistung im passivierten Bereich des Emitters sinkt durch Berücksichtigung der Busbars je nach Emitter um 0,05 bis  $0,09 \text{ mW/cm}^2$ , ist aber immer noch für alle Gruppen höher als im kontaktierten Bereich. Die  $P_{Em,kont.}$  steigen durch die zusätzliche Rekombination unter dem Busbar je nach Emitter um  $0,08$  bis  $0,12 \text{ mW/cm}^2$ . Die Summe aus beiden Verlust-Energiedichten verändert sich durch die Berücksichtigung der Busbars nicht stark.

Da die Simulation nur mit Einbeziehung der Finger die korrektere physikalische Beschreibung der Solarzelle darstellt und da die Abhängigkeiten vom Emitter in beiden Varianten nahezu gleich simuliert werden, wird im weiteren Verlauf des Kapitels darauf verzichtet, die Busbars in der Simulation miteinzubeziehen.

### 6.3 Maßnahmen zur Verbesserung der Zelleffizienz

Die im Folgenden in diesem Kapitel beschriebenen Maßnahmen zielen auf eine Verringerung der Emitterrekombination sowohl im passivierten als auch im metallisierten Bereich ab. Eine Verringerung der Rekombination wird sich insbesondere in der offenen Klemmspannung der Solarzellen positiv auswirken. Eine andere Möglichkeit zur Verbesserung der Effizienz einer Solarzelle ist die Erhöhung der Kurzschlussstromdichte, als Folge einer höheren Generation von Überschussladungsträgern im Silizium. Die Verbesserung dieses Parameters soll der zweite Fokus der nachfolgend beschriebenen Zellprozess-Entwicklung sein.

Zwei Technologien werden hierfür untersucht, die beide nur geringfügige Änderungen im Vergleich zum ursprünglichen Prozess bedeuten: Die Einführung eines selektiven Emitters und der Feinlinien-Druck mittels Schablone. Zudem werden die beiden Pasten “Heraeus“ und “Dupont“

**Tabelle 6.4:** Auflistung aller Simulationsgruppen, die in diesem Kapitel betrachtet werden, sortiert nach den Emitter-Parametern Implanttdosis und Ausheildauer.

Implanttdosis & -ausheildauer	$R_{sheet}$ [ $\Omega/sq.$ ]	Sieb- druck	Schablonen- druck	sel. Emitter	Paste “Dupont“
$3,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}; 20 \text{ min}$	63	A	A'	As'	
$3,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}; 80 \text{ min}$	59	B			
$2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}; 20 \text{ min}$	78	C	C'	Cs'	CD'
$2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}; 80 \text{ min}$	76	D			
$2,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}; 20 \text{ min}$	92		E'	Es'	ED'
$1,75 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}; 20 \text{ min}$	110				FD'
$1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}; 20 \text{ min}$	137			Gs'	GD'
$1,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}; 20 \text{ min}$	150			Hs'	
$7,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}; 20 \text{ min}$	180			Is'	
$5,0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}; 20 \text{ min}$	200			Js'	

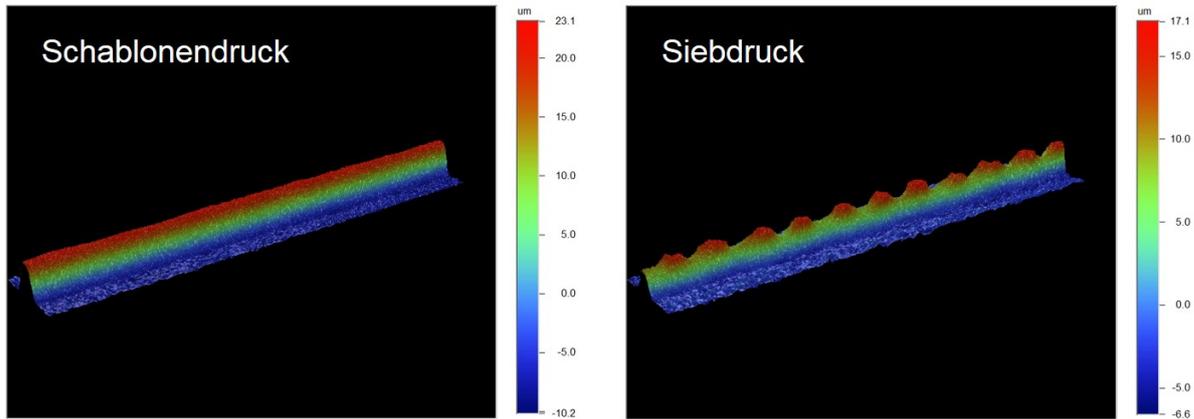
eingesetzt, um den Einfluss des verringerten  $J_{0,emet}$  zu verdeutlichen. Alle weiteren Untersuchungen werden ausschließlich an den mit 20 min Dauer ausgeheilten Emitttern durchgeführt, da ein solch kurzer Prozess für die Anwendung relevanter ist. Außerdem hat die FELA im vorigen Abschnitt gezeigt, dass die dominante Emitter-Rekombination im nicht-kontaktierten Bereich bei den kürzer ausgeheilten Emitttern geringer ist.

Zur besseren Unterscheidung der Gruppen werden die Bezeichnungen je nach verwendeter Technologie ergänzt: Mit einem ' für Solarzellen, die mit Schablone gedruckt wurden, mit einem s für Solarzellen mit selektivem Emitter und mit einem D für Solarzellen, die mit der später entwickelten Paste “Dupont“ gedruckt wurden. Als Übersicht stellt Tabelle 6.4 alle im Folgenden verwendeten Emitter in Kombination mit den jeweiligen Maßnahmen und die resultierenden Bezeichnungen der untersuchten Solarzellengruppen zusammenfassend dar.

### 6.3.1 Einführung des Schablonendrucks

In den vergangenen Jahren ist die Fingerbreite der Vorderseiten-Metallisierung von 100  $\mu\text{m}$  im Jahr 2010 auf 50  $\mu\text{m}$  im Jahr 2015 deutlich reduziert worden [1]. Mit der aktuellen Siebdruck-Technologie scheint allerdings eine weitere deutliche Reduzierung der Fingerbreite technologisch immer aufwendiger zu werden. Der Schablonendruck hat gegenüber dem Siebdruck den Vorteil, die Fingerleitfähigkeit durch eine größere Querschnittsfläche zu erhöhen. Mit der Schablone lässt sich im Vergleich zum Sieb ein besseres Aspektverhältnis des Fingers erzielen, da das Blech üblicherweise dicker ist als die Emulsion auf dem Sieb. Die Schablone ermöglicht zudem höhere gedruckte Finger durch die Verwendung von Metallrakeln, welche sich im Vergleich zum PU-Rakel nicht in die Fingeröffnungen hineindrücken [53]. Zudem ist das Höhenprofil des Fingers deutlich gleichmäßiger, da die Strukturen in der Schablone zu 100 % geöffnet sind. Der Öffnungsgrad eines Siebes beträgt je nach Gewebegeometrie nur 40 bis 60 % und ist bei feinerem Gewebe tendenziell niedriger [52]. An der Stelle der Drähte kann keine Paste direkt durch das Sieb gedruckt werden. So sind die Finger dort niedriger, diese Stellen mit geringerer Querschnittsfläche begrenzen die Leitfähigkeit des gesamten Fingers [51]. Der Unterschied zwischen Schablonen- und Siebdruck im resultierenden Fingerprofil ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Dort sind Aufnahmen von zwei Fingern mit einem optischen Profilometer abgebildet, links ein mit Schablonendruck hergestellter und rechts ein durch ein Sieb gedruckter Finger.

Der Schablonendruck erfordert gegenüber dem Siebdruck zusätzliche Arbeitsschritte: Da in der Schablone keine freistehenden Strukturen hergestellt werden können, sind nur die Fingeröffnungen vorhanden. Die Busbars müssen in einem separaten Druckschritt aufgebracht werden, was somit



**Abbildung 6.3:** Mit einem optischen Profilometer gemessene Fingerprofile eines durch Schablone (links) und eines durch ein Sieb (rechts) gedruckten Fingers.

neben dem zusätzlichen Druck- auch einen zusätzlichen Trockenschritt nach sich zieht. Dieser zweistufige Druck kann wiederum einen Vorteil für die Zelleffizienz bedeuten, da für die Busbars eine andere Paste verwendet werden kann. Diese kann dann so gewählt werden, dass im Feuerprozess die Passivierschicht möglichst nicht geätzt wird und somit unter den Busbars im Idealfall die niedrige Rekombinationsstromdichte des passivierten Emitters erhalten bleibt.

In der Simulationsdomäne ist allerdings nur der Fingerbereich berücksichtigt, daher wird sich in dieser Simulation ausschließlich der schmalere Finger in der Effizienz auswirken. Zusätzlich zu den Emittern A und C wird noch der Emitter E mit Borimplantdosis von  $2,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  aufgenommen, für den ebenfalls aus der Untersuchung der Paste ‘‘Heraeus‘‘ die Emittersättigungsstromdichten bekannt sind. Außerdem wird im Vergleich zum vorigen Abschnitt 6.2 ein schwächer dotiertes BSF mit  $R_{sheet} = 120 \Omega/\text{sq.}$  und  $J_{0,e\text{ pass}} = 35 \text{ fA}/\text{cm}^2$  eingesetzt. Da die Fingerleitfähigkeit sich durch das bessere Aspektverhältnis verbessert, ist der Gridwiderstand im Vergleich zur Siebdruck-Metallisierung aus dem vorigen Abschnitt verringert, für die Simulation wird ein externer Serienwiderstand von  $0,23 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$  angenommen. In Tabelle 6.5 sind die Eingabeparameter der Simulation mit Feinlinien-Schablonendruck aufgeführt.

Die simulierten Hellkennlinienparameter sind in Tabelle 6.6 zusammengefasst. Das  $J_{SC}$  ist durch die schmalere Finger um  $0,3 \text{ mA}/\text{cm}^2$  für Gruppe C’ gegenüber C und um  $0,4 \text{ mA}/\text{cm}^2$  für Gruppe A’ gegenüber A erhöht. Durch die nochmals höhere Emitter-Quanteneffizienz des schwächer dotierten Emitters mit  $R_{sheet} = 92 \Omega/\text{sq.}$  ist das simulierte  $J_{SC}$  von Gruppe E’ mit  $40,0 \text{ mA}/\text{cm}^2$  noch höher. Die offene Klemmspannung steigt dagegen für die Gruppen A’ und C’ gegenüber A und C nur um 2 mV an. Aus den Berechnungen von Quokka folgt für die Solarzelle aus Gruppe E’ das niedrigste  $V_{OC}$ . In E’ zeigt sich somit ein Einfluss des gegenüber den Emittern von A’ und C’ deutlich gestiegenen  $J_{0,e\text{ met}}$ , das die geringere Rekombination im passivierten Bereich des Emitters überkompensiert. Die höheren  $J_{SC}$  und  $V_{OC}$  von A’ und C’ gegenüber A und C lassen sich durch die schmalere Finger erklären: Die Abschattung ist geringer, dadurch ist eine höhere Generation von Überschussladungsträgern zu erwarten. Außerdem ergibt sich ein geringerer Flächenanteil des Emitters mit dem hohen  $J_{0,e\text{ met}}$ . Durch den reduzierten Gridwiderstand steigen die Füllfaktoren gegenüber den Gruppen A und C um 0,2 % an. Durch die Verbesserungen in allen drei Hellkennlinienparametern steigen die simulierten Wirkungsgrade um bis zu 0,3 %.

Das Balkendiagramm der FELA findet sich in Abbildung 6.4 links. In der Analyse der Freie-Energie-Verluste zeigen sich für die Gruppen A’ und C’ gegenüber A und C keine bedeutenden Änderungen im Verhältnis der Verluste zueinander. In Gruppe E’ ist der Rekombinationsverlust im nicht-kontaktierten Emitterbereich mit einem Wert von  $0,34 \text{ mW}/\text{cm}^2$  im Vergleich zu den Gruppen A’ und C’ weiter reduziert. Dagegen ist der Verlust durch Rekombination am Kontakt

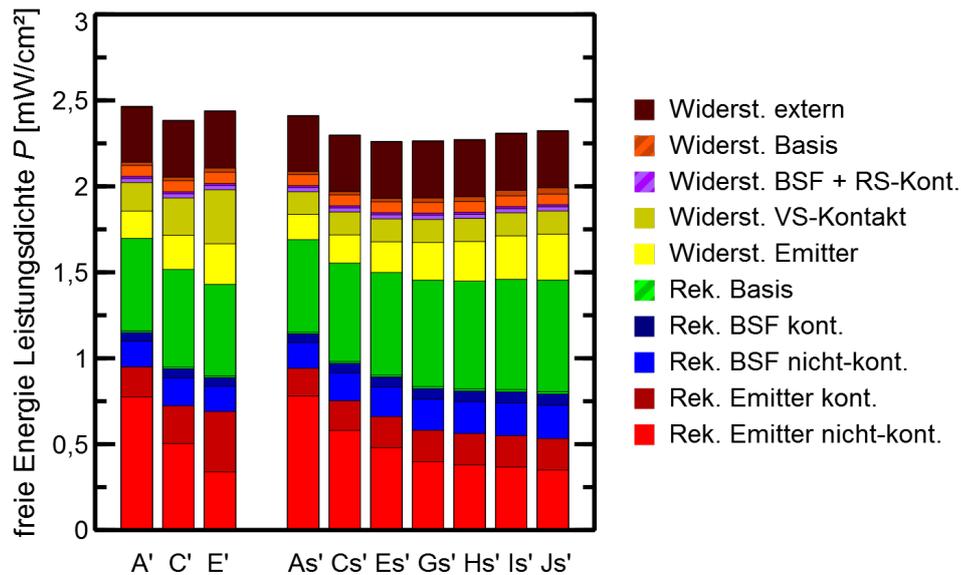
**Tabelle 6.5:** Eingangsparameter für die Simulation von Solarzellen der Gruppen A, C und E mit Schablonendruck.

Gruppe	A'	C'	E'
VS-Finger			
Breite [ $\mu\text{m}$ ]	50	50	50
Abstand [ $\mu\text{m}$ ]	1500	1500	1500
RS-Kontakte			
Durchmesser [ $\mu\text{m}$ ]	30	30	30
Abstand [ $\mu\text{m}$ ]	250	250	250
Emitter			
$R_{sheet}$ [ $\Omega/\text{sq.}$ ]	63	78	92
$J_{0,e\,pass}$ [ $\text{fA}/\text{cm}^2$ ]	76	55	42
$J_{0,e\,met}$ [ $\text{fA}/\text{cm}^2$ ]	1520	1860	3420
$r_C$ [ $\text{m}\Omega\text{cm}^2$ ]	3,8	4,9	7,0
$\text{IQE}_e$	0,912	0,949	0,967
BSF			
$R_{sheet}$ [ $\Omega/\text{sq.}$ ]	120	120	120
$J_{0,e\,pass}$ [ $\text{fA}/\text{cm}^2$ ]	35	35	35
$J_{0,e\,met}$ [ $\text{fA}/\text{cm}^2$ ]	1000	1000	1000
$\text{IQE}_e$	0,975	0,975	0,975
Basis			
Dicke [ $\mu\text{m}$ ]	155	155	155
$\rho_{bulk}$ [ $\Omega\text{cm}$ ]	6	6	6
$\tau_{SRH}$ [ $\mu\text{s}$ ]	1500	1500	1500
Zelle (extern)			
$r_S$ [ $\Omega\text{cm}^2$ ]	0,23	0,23	0,23
$r_P$ [ $\Omega\text{cm}^2$ ]	$10^5$	$10^5$	$10^5$

**Tabelle 6.6:** Vergleich der simulierten Hellkennlinienparameter für die Fingerbereiche der  $n$ -PERT Solarzellen der Gruppen A', C' und E' mit Schablonendruck. Die Ergebnisse sind auch in Abbildung 6.5 in rot eingetragen.

Gruppe	A'	C'	E'
$J_{SC}$ [ $\text{mA}/\text{cm}^2$ ]	39,5	39,9	40,0
$V_{OC}$ [mV]	671	673	669
$FF$ [%]	80,1	79,8	79,4
$\eta$ [%]	21,2	21,4	21,2

deutlich vergrößert und ist mit einem Wert von  $0,35 \text{ mW}/\text{cm}^2$  höher als der Freie-Energie-Verlust im nicht-kontaktierten Bereich. Die übrigen Freie-Energie-Verluste für die Gruppen A' und C' sind nahezu identisch zu A und C, bis auf die Widerstandsverluste an der Vorderseite. In Gruppe E' ist der Widerstand im Emitter durch den höheren Schichtwiderstand vergrößert, ebenso wie der Kontaktwiderstand auf der Vorderseite. Dies bedeutet, dass sich durch den schwächer dotierten Emitter eine Verringerung des großen Freie-Energie-Verlustes im passivierten Emitter erzielen kann, allerdings auf Kosten eines erhöhten Verlustes im kontaktierten Bereich. Dieses Problem soll im weiteren Verlauf des Kapitels betrachtet werden. Der Gewinn in Kurzschlussstromdichte und Füllfaktor durch den Schablonendruck ist davon allerdings unabhängig, daher wird für die folgenden Variationen der Solarzellen in diesem Kapitel der Schablonendruck als Methode zur Herstellung der Vorderseiten-Metallisierung beibehalten.



**Abbildung 6.4:** Freie-Energie-Verlustanalyse der Solarzellen mit selektivem Emitter (Gruppen As' bis Js') und von vergleichbar kontaktierten Solarzellen mit homogen dotiertem Emitter (Gruppen A', C, und E').

### 6.3.2 Selektiver Emitter

In Gruppe E' im vorigen Abschnitt ist die Emitterrekombination im passivierten Bereich durch die Erhöhung des Schichtwiderstands auf  $92 \Omega/\text{sq}$ . zwar weiter reduziert, die Rekombination am Emitterkontakt steigt durch den schwächer dotierten Emitter allerdings an. Ein selektiver Emitter (SE) besteht aus unterschiedlich stark dotierten Bereichen: im Zwischenfingerbereich ist der Emitter schwächer dotiert, um ein möglichst hohes  $\text{IQE}_e$ , und damit einen hohen Photostrom zu erzielen, unter den Kontakten ist der Emitter stärker dotiert [124, 125]. Die stärkere Dotierung wird zum einen eingeführt, um den Kontaktwiderstand zum Metall zu verbessern; zum anderen ist bekannt, dass die Rekombinationsstromdichte am Kontakt niedriger ist, wenn der Emitter eine höhere Dotierung aufweist [64]. Gerade im Fall der Ag/Al-Pasten-Kontaktierung, wo ein außerordentlich starkes Ansteigen des  $J_{0,emet}$  zu schwächerer Emitterdotierung zu beobachten ist, kann dieser SE besonders wirkungsvoll sein.

Die lokal unterschiedlich stark dotierten Gebiete des selektiven Emitters können auf verschiedene Arten hergestellt werden: Eine häufig angewandte Methode ist die Herstellung einer selektiven Emitterstruktur mit zwei getrennten Diffusionen, wobei die stärkere Diffusion durch eine geeignete Maske lokal begrenzt werden muss [126]. Dies erfordert allerdings einen aufwendigen Prozess mit Aufbringen und Strukturierung einer Maskierschicht vor der Diffusion und anschließender Entfernung dieser Schicht. Andere Vorschläge zur Herstellung des selektiven Emitters sind z.B. Rückätzen des ursprünglich ganzflächig stark diffundierten Emitters in den Zwischenfingerbereichen [127, 128] oder ein Nach-Dotieren mittels Laser aus dem PSG bzw. BSG vor Abnahme des Silikatglases [129]. Eine weitere Alternative bietet die Ionen-Implantation. Hier treffen die Ionen bereits gerichtet aus der Quelle in einem Strahl auf den Wafer und somit kann eine Strukturierung des Emitters einfach mittels Einbringen einer Maske in den Strahlengang erfolgen. Dadurch kann eine strukturierte hochdotierte Schicht ohne zusätzliche Arbeitsschritte hergestellt werden. In dem für diese Arbeit verwendeten Ionen-Implanter ist eine in-situ Herstellung von stark und schwach dotiertem Emitter in einem Prozess zwar nicht möglich, dies kann mit einer zweiten Ionen-Implantation durch eine auf den Wafer aufgelegte Graphit-Maske aber nachgestellt werden.

Um selektiven und planaren Emittter zu vergleichen, werden wiederum Quokka-Simulationen herangezogen. Dabei werden im Zwischenfingerbereich neben den Emitttern A, C und E zusätzliche Emittter mit Schichtwiderständen von 130 bis 200  $\Omega/\text{sq.}$  angenommen. Tabelle 6.7 beinhaltet die in der Simulation verwendeten Emittter-Parameter. Alle übrigen Parameter sind im Vergleich zu Tabelle 6.5 unverändert. Zur Herstellung der Vorderseiten-Metallisierung wird Schablonen-Druck angenommen. Da zur Herstellung eines selektiven Emittters für die Versuche in dieser Arbeit nur eine Maske für die zweite selektive Implantation zur Verfügung steht, sind alle Gruppen mit identischem Fingerabstand modelliert. Die Gruppen mit selektivem Emittter werden zur Unterscheidung mit einem “s“ bezeichnet, also As’, Cs’ und Es’: die vier Gruppen mit den zusätzlichen Emitttern sind mit Gs’ bis Js’ benannt.

Die Emittersättigungsstromdichten der Emittter H bis J im passivierten Bereich werden aus gemessenen Werten an bekannten Emitttern extrapoliert. Der Emittter unter den Kontakten hat ein  $R_{sheet}$  von 55  $\Omega/\text{sq.}$ .

Die Simulation des selektiven Emittters wird für zwei Fälle durchgeführt: Zum einen wird ein idealer Fall abgebildet. Dies bedeutet, dass die hochdotierte Schicht unter den Fingern lediglich eine Breite von 60  $\mu\text{m}$  unter dem 50  $\mu\text{m}$  breiten Finger einnimmt. Allerdings kann mit der zur Verfügung stehenden Graphitmaske keine solch feine Fingerstruktur hergestellt werden. Die Fingeröffnungen in der Maske und somit auch die hoch dotierte Bereiche unter den Fingern sind 400  $\mu\text{m}$  breit. Technisch realisierbare Masken können aktuell mit Öffnungsbreiten von 300  $\mu\text{m}$  hergestellt werden [130]. Daher wird zum anderen eine real herstellbare Zellstruktur mit 300  $\mu\text{m}$  breiten hochdotierten Bereichen simuliert. Die Ergebnisse werden mit denen für einen homogen dotierten Emittter aus dem vorigen Abschnitt 6.3.1 verglichen. Daher werden die geometrischen und elektrischen Parameter für die Vorderseiten-Metallisierung konstant belassen.

In Tabelle 6.8 sind die Hellkennlinienparameter für die beiden Fälle idealer und realisierbarer selektiver Emittter dargestellt. Unterschiede zwischen beiden Fällen können nur im Detail ausgemacht werden. In  $J_{SC}$  und  $V_{OC}$  werden im idealen Fall höhere Werte erreicht, die Differenzen betragen max. 0,16  $\text{mA}/\text{cm}^2$  bzw. 2 mV in der Gruppe Js’. Der Füllfaktor profitiert von dem größeren Bereich mit höherer Leitfähigkeit beim realisierbaren Fall, er steigt um bis zu 0,58 % $_{abs}$  ebenfalls in Gruppe Js’. Im Wirkungsgrad folgt somit eine geringe Differenz zwischen beiden Fällen, der ideale Fall hat eine maximal 0,06 % $_{abs}$  höhere Effizienz (Gruppe Es’). Im weiteren Verlauf wird nur noch die Simulation des realisierbaren Falls betrachtet. Für diesen Fall wird ein Vergleich zu den simulierten Hellkennlinienwerten mit ganzflächigem Emittter aus Tabelle 6.6 gezogen.

**Tabelle 6.7:** Emittterparameter für die Simulation von Solarzellen mit selektivem Emittter. Die Parameter des Emittters unter dem Kontakt sind für alle Gruppen identisch. Die übrigen Parameter stimmen mit Tabelle 6.5 überein.

Gruppe	As’	Cs’	Es’	Gs’	Hs’	Is’	Js’
Emittter (Zwischenfingerber.)							
$R_{sheet}[\Omega/\text{sq.}]$	63	78	92	137	150	180	200
$J_{0,e\,pass}[\text{fA}/\text{cm}^2]$	76	55	42	35	32	30	27
$\text{IQE}_e$	0,912	0,949	0,967	0,982	0,985	0,988	0,99
Emittter (unter Kontakt)							
$R_{sheet}[\Omega/\text{sq.}]$				55			
$J_{0,e\,pass}[\text{fA}/\text{cm}^2]$				80			
$J_{0,e\,met}[\text{fA}/\text{cm}^2]$				1400			
$r_C[\text{m}\Omega\text{cm}^2]$				3,0			
$\text{IQE}_e$				0,912			

**Tabelle 6.8:** Vergleich der simulierten Hellkennlinienparameter für die Fingerbereiche der *n*-PERT Solarzellen mit selektivem Emittter. Der Emitterschichtwiderstand im Zwischenfingerbereich ist variiert, während der Emittter unter den Kontakten konstant belassen wird.

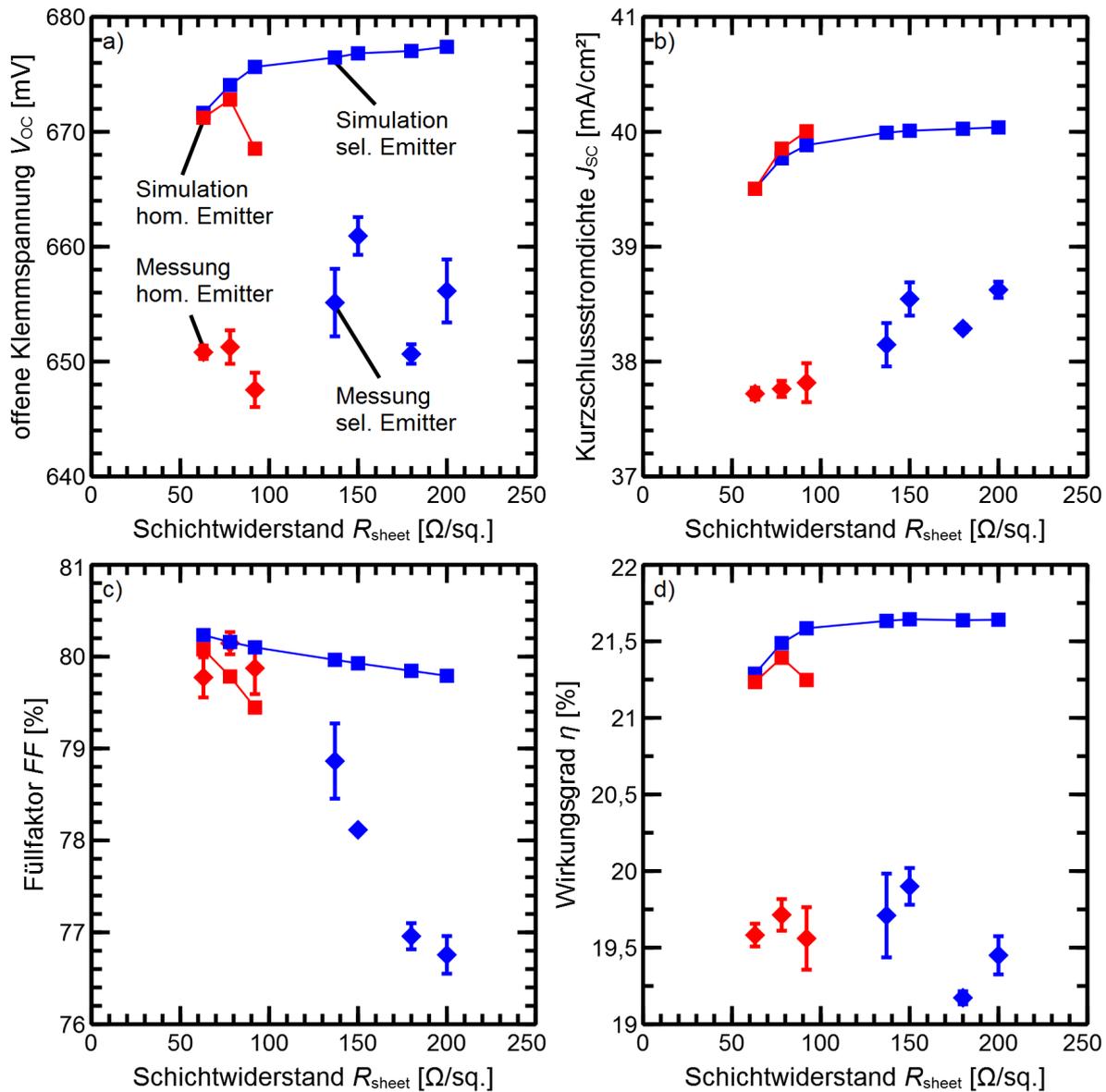
Gruppe	As'	Cs'	Es'	Gs'	Hs'	Is'	Js'
<i>J<sub>SC</sub></i> [mA/cm <sup>2</sup> ]							
idealer Fall	39,5	39,9	40,0	40,1	40,2	40,2	40,2
realisierbarer Fall	39,5	39,8	39,9	40,0	40,0	40,0	40,0
<i>V<sub>OC</sub></i> [mV]							
idealer Fall	672	675	677	678	679	679	679
realisierbarer Fall	672	674	676	676	677	677	677
<i>FF</i> [%]							
idealer Fall	80,2	80,0	79,9	79,6	79,5	79,3	79,2
realisierbarer Fall	80,2	80,2	80,1	80,0	79,9	79,8	79,8
<i>η</i> [%]							
idealer Fall	21,3	21,5	21,6	21,7	21,7	21,6	21,6
realisierbarer Fall	21,3	21,5	21,6	21,6	21,6	21,6	21,6

In den Gruppen As', Cs' und Es' ist die Kurzschlussstromdichte im Vergleich zu A', C' und E' um 0,1 mA/cm<sup>2</sup> niedriger. Das maximale *J<sub>SC</sub>* mit SE liegt bei 40 mA/cm<sup>2</sup>. Von Gruppe Gs' nach Js' ändert sich das *J<sub>SC</sub>* nur um 0,05 mA/cm<sup>2</sup>. Die offene Klemmspannung ist für As' und Cs' um 1 mV höher als für A' und C', für Emittter E kann die offene Klemmspannung durch den SE um 7 mV gesteigert werden. Von Gruppe Es' zu Js' steigt das *V<sub>OC</sub>* nur noch um 1 mV. Ein besserer Kontaktwiderstand erhöht den Füllfaktor für die Gruppen As', Cs' und Es' gegenüber den Gruppen A', C', und E', mit SE liegt der *FF* für alle Gruppen um 80 %, der höchste Wert ist in Gruppe As' und sinkt mit steigendem Emitterschichtwiderstand bis auf 79,8 % in Js'. Auf den Wirkungsgrad hat die Wahl des Emitters im Zwischenfingerbereich ab Gruppe Es' so gut wie keinen Einfluss mehr, es ändert sich nur noch die zweite Nachkommastelle, alle Gruppen haben ein *η* von 21,6 %.

Die Analyse der Freie-Energie-Verluste in Abbildung 6.4 zeigt ebenfalls, dass eine zu starke Reduzierung des Emitterschichtwiderstands im Zwischenfingerbereich kontraproduktiv ist. Zwar sinkt die Verlustleistung durch Rekombination im Emittter (rot) bei höherem *R<sub>sheet</sub>*, gleichzeitig steigen aber durch die höhere Generation im Halbleiter nun die Rekombination im BSF (blau) und in der Basis (grün) und kompensieren den Gewinn in der freien Energie durch den Emittter. In den Gruppen Es' bis Js' ist die Rekombination in der Basis gegenüber derjenigen im Emittter dominierend. Somit muss für eine weitere Optimierung der Solarzellen besonders die Shockley-Read-Hall-Minoritätsladungsträgerlebensdauer im Ausgangszustand hoch sein und sollte nach Prozessierung möglichst erhalten bleiben.

Die FELA zeigt, dass in den Gruppen Gs', Hs', Is' und Js' die Summe der Rekombinationsverluste nahezu identisch ist, dass zusätzlich aber der Verlust durch den höheren Widerstand im Emittter (hellgelb) gestiegen ist und in den Gruppen Cs' bis Js' den Verlust durch den Kontaktwiderstand zur Vorderseiten-Metallisierung sogar übertrifft. Dies zeigt sich auch in den Kennlinienparametern in Tabelle 6.8. Während das *V<sub>OC</sub>* in diesen Gruppen mit steigendem *R<sub>sheet</sub>* kaum noch ansteigt, sinkt der Füllfaktor und sorgt in den Gruppen Hs', Is' und Js' für eine niedrigere Effizienz im Vergleich zu Gruppe Gs'.

In Abbildung 6.5 werden die simulierten Hellkennlinienparameter mit an Solarzellen gemessenen Werten verglichen. In Rot sind Solarzellen mit ganzflächigem Emittter eingetragen, in Blau mit SE. Pro Gruppe sind 3 bzw. 4 Solarzellen vorhanden. Die eingezeichneten Fehlerbalken bezeichnen die mittlere Abweichung der gemessenen Werte vom Mittelwert. Durch die fehlende Busbar-Abschattung liegen die simulierten *J<sub>SC</sub>* um etwa 1,2 mA/cm<sup>2</sup> höher als die gemessenen. In den



**Abbildung 6.5:** Vergleich von Messung (Rauten) und Simulation mit Quokka (Quadrate) in  $V_{OC}$  (a),  $J_{SC}$  (b), Füllfaktor (c) und Wirkungsgrad (d). In Rot sind die Ergebnisse für ganzflächige, in Blau für selektive Emittoren dargestellt. Die Fehlerbalken bezeichnen die mittlere Abweichung der gemessenen Punkte vom Mittelwert.

realen Solarzellen wird ein Gewinn im  $J_{SC}$  durch den SE von bis zu  $0,7 \text{ mA}/\text{cm}^2$  gemessen, in der Simulation wird gegenüber Gruppe E' kein höheres  $J_{SC}$  durch das Einbringen des selektiven Emitters vorhergesagt. Der Verlust in  $V_{OC}$  in Gruppe E' gegenüber A' und C' stimmt mit der Simulation überein. Durch den Einsatz des selektiven Emitters steigt das  $V_{OC}$  um 8 mV, in der Simulation werden 4 mV berechnet. Die experimentell gemessenen offenen Klemmspannungen der Solarzellen sind bis zu 20 mV niedriger, als die der Simulationen und liegen auch um durchschnittlich 10 mV niedriger als Solarzellen aus anderen, mitunter vergleichbaren Chargen. Dies lässt sich direkt mit den Rekombinationsstromdichten  $J_{01}$  der Solarzellen in Zusammenhang bringen. In der hier betrachteten Charge werden Werte zwischen 300 und  $420 \text{ fA}/\text{cm}^2$  gemessen, in anderen Solarzellenchargen sind Werte unter  $200 \text{ fA}/\text{cm}^2$  üblich. Die Solarzellen mit selektivem Emitter leiden zudem an einer erhöhten Rekombination mit  $n = 2$ . Durch diesen vergrößerten  $J_{02}$ -Beitrag

liegen die Füllfaktoren nahezu aller Solarzellen mit SE zwischen 76,5 und 79 % und sind somit niedriger als erwartet. In  $J_{SC}$  und  $V_{OC}$  ist in dieser Charge durch den Einsatz des selektiven Emitters ein Gewinn zu beobachten, allerdings nicht in der von der Simulation vorhergesagten Höhe. Die erreichten Wirkungsgrade liegen mit  $< 20\%$  unter bereits in anderen Chargen ohne SE erzielten Werten.

Zudem haben mehrere Solarzellen mit selektivem Emitter stark verringerte  $V_{OC}$ - und  $FF$ -Werte von  $< 640\text{ mV}$  und  $< 50\%$ . Es muss davon ausgegangen werden, dass auf diesen Zellen die stark dotierten Bereiche trotz der großen Breite nicht von den Kontaktfingern getroffen wurden. Eine optische Kontrolle während des Druckprozesses ist nicht möglich. Die hochdotierten Gebiete sind nach dem Ausheilprozess in der Regel nicht mehr sichtbar. Die betreffenden Solarzellen wurden daher nicht in die Auswertung einbezogen. Dennoch streuen die Werte von  $V_{OC}$  für die Solarzellen mit selektivem Emitter so stark, dass keine Abhängigkeit vom Emitterschichtwiderstand zu erkennen ist. Für die Gruppen Gs' bis Js' mit selektivem Emitter ist der Wirkungsgrad in der Simulation nahezu unverändert (s. Tabelle 6.8), in den Solarzellenergebnissen schwankt  $\eta$  von Emitter zu Emitter sehr stark (s. Abbildung 6.5 (d)) und eine systematische Abhängigkeit vom Emitterschichtwiderstand ist nicht erkennbar.

Werden nur die jeweils besten Werte von  $V_{OC}$  und  $J_{SC}$  mit homogenem und selektivem Emitter verglichen, so zeigt sich, dass der Gewinn durch den SE in dieser Charge höher ausfällt, als es die Simulationen vorhersagen. Allerdings wird bei homogen dotiertem Emitter durch den Anstieg des Emitterschichtwiderstands von 63 auf 92  $\Omega/\text{sq.}$  in der Simulation ein stärkerer Gewinn im  $J_{SC}$  vorhergesagt, als es an den realen Solarzellen gemessen wurde. Dies widerspricht dem Ergebnis aus Abschnitt 6.2, in dem die Abhängigkeit des  $J_{SC}$  vom Emitter in der Simulation korrekt wiedergegeben wurde.

Da in anderen Solarzellenchargen mit homogen dotiertem Emitter bessere Ergebnisse in allen Hellkennlinienparametern erzielt werden konnten (auch mit zu den Gruppen A', C' und E' identisch hergestellten Solarzellen), muss letztlich festgestellt werden, dass gerade diese Charge mit selektivem Emitter keine eindeutige Aussage bezüglich der Eignung eines SE auf Zellniveau zulässt. Eine besondere Herausforderung bei der Herstellung von Solarzellen mit selektivem Emitter im Labor ist die Kontaktierung der hochdotierten Emitterbereiche mittels Siebdruck. Selbst wenn die selektive Struktur des Emitters sichtbar ist oder sichtbar gemacht wird (z. B. mittels Lasermarkierungen), verdecken die Metallpaste oder die aus der Paste auslaufenden organischen Bestandteile diese Markierungen. Somit ist während des Druckprozesses eine Kontrolle der richtigen Fingerposition nicht möglich und kann erst im Nachhinein an den fertigen Solarzellen erfolgen. Zu diesem Zeitpunkt ist ein Nachbessern des Druckprozesses bei der im Labor üblichen Chargengröße nicht mehr möglich.

Die genannten Probleme stellen kein prinzipielles Hindernis für den Einsatz des selektiven Emitters auf *n*-PERT Solarzellen dar. Mit einer schnelleren Rückmeldung durch Zellcharakterisierung und einigem zusätzlichen Aufwand lässt sich das Problem der korrekten Positionierung der Finger sicher lösen. Da mit den neuen Pasten (s. folgender Abschnitt) aber ein weiteres Instrument zur Verringerung der Rekombination im Emitter unter dem Kontakt zur Verfügung steht, wird der weitere Fokus der Zelloptimierung auf den Einsatz dieser neueren Paste gelegt.

### 6.3.3 Einsatz der neuen Ag/Al-Paste mit niedrigerem Sättigungsstrom am Kontakt

In Kapitel 5 wurde gezeigt, dass die aktuellere Ag/Al-Paste "Dupont" keine solch hohen Werte von  $J_{0,emet}$  mehr hat wie Paste "Heraeus", und dies sogar für noch schwächer dotierte Emitter mit Schichtwiderstand bis zu 137  $\Omega/\text{sq.}$ . Der Kontaktwiderstand zu diesen schwächer dotierten Emittlern ist ebenfalls niedrig genug, um den Serienwiderstand nicht zu stark zu dominieren. Diese neuen Pasten ermöglichen somit die Verwendung von niedriger dotierten Emittlern, welche durch eine höhere  $\text{IQE}_e$  einen höheren Photostrom und mit einer niedrigeren Sättigungsstromdichte im

passivierten Bereich einen nochmaligen Gewinn in  $V_{OC}$  ermöglichen. Dies sind dieselben Vorteile, die auch bei einem selektiven Emitter erzielt werden. Es entfallen in diesem Fall die Herstellung des hochdotierten Bereichs und die Notwendigkeit, die Finger genau auf diesen Bereichen zu platzieren.

Die Paste ‘‘Dupont’’ soll auf Zellebene an den Emittern untersucht werden, an denen bereits in Kapitel 5 das  $J_{0,emet}$  mit dieser Paste gemessen wurde. Dazu werden wiederum sowohl Quokka-Simulationen durchgeführt, als auch Solarzellen hergestellt und gemessen. Anschließend werden beide Ergebnisse miteinander verglichen.

Für die Simulationen können viele bereits in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse verwendet werden. Die Schichtwiderstände der Emitter und die Emittersättigungsstromdichten im passivierten Bereich und unter dem Kontakt mit der Ag/Al-Paste ‘‘Dupont’’ wurden bereits in Kapitel 5 bestimmt (s. Tabelle 5.3). Die Parameter für die Vorderseitenmetallisierung und für die Rückseite der Solarzelle werden im Vergleich zu den obigen Abschnitten nicht verändert und finden sich in Tabelle 6.5. Die für die Emitter in den Simulationen verwendeten Parameter sind in Tabelle 6.9 aufgelistet.

Das Ergebnis der Simulation zeigt, dass mit der neuen Paste mit homogen dotiertem Emitter vergleichbar hohe Kurzschlussstromdichten und offene Klemmspannungen erreicht werden, wie mit der alten Paste ‘‘Heraeus’’ und selektivem Emitter. In den Gruppen FD’ und GD’ kann ein maximales  $J_{SC}$  von  $40,1 \text{ mA/cm}^2$  erzielt werden. Die offene Klemmspannung ist mit 678 bzw. 679 mV nochmals höher als bei der Simulation von selektivem Emitter mit Paste ‘‘Heraeus’’. In Gruppe CD’ wird ein Füllfaktor von 80,0% simuliert, mit steigendem Emitterschichtwiderstand nimmt dieser ab bis auf 78,9% in Gruppe GD’. Für Gruppe FD’ wird der höchste Wirkungsgrad von 21,7% simuliert. In Tabelle 6.10 sind alle simulierten Hellkennlinienparameter zusammengefasst.

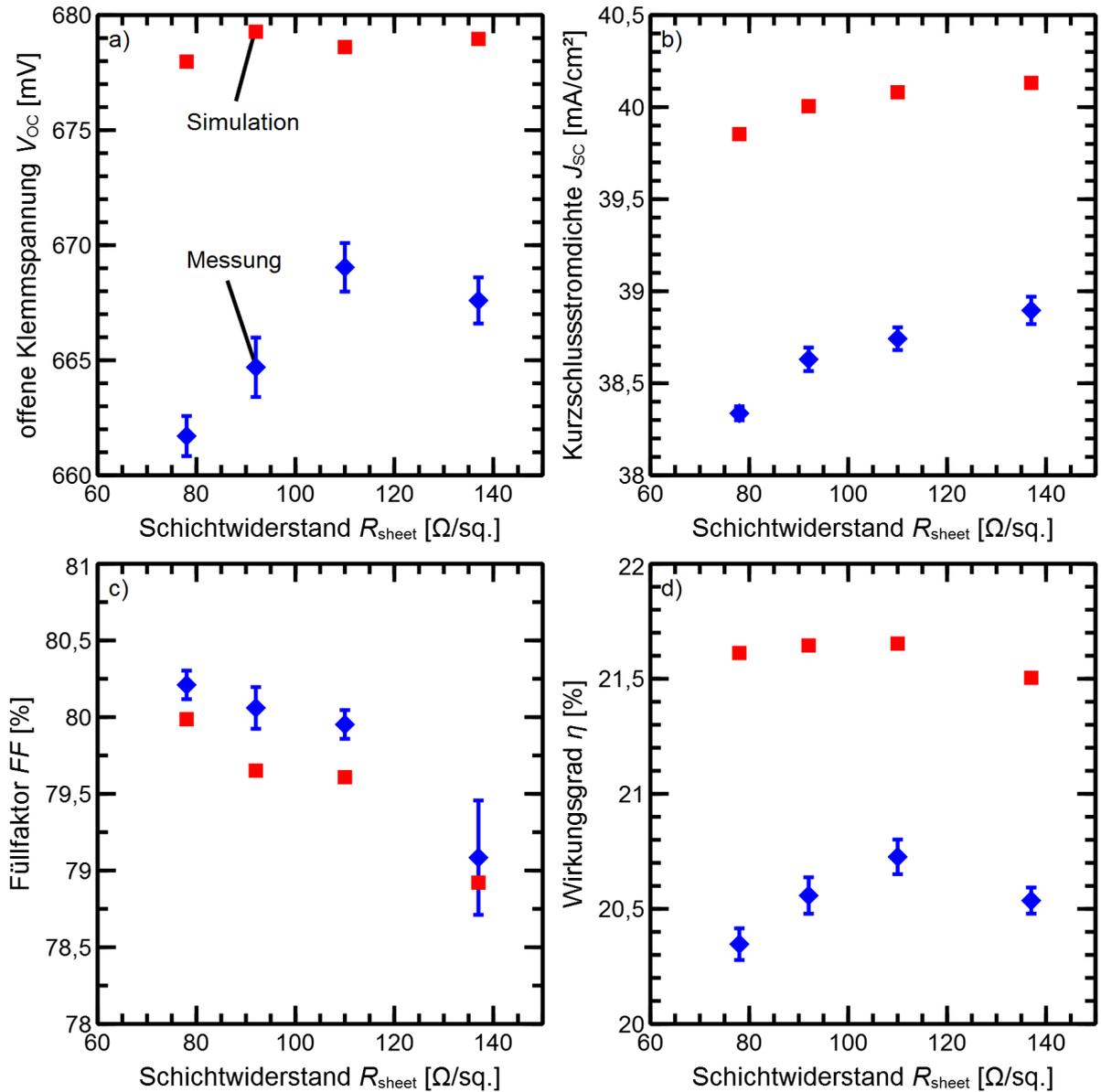
Zur Überprüfung dieser Simulationen werden Solarzellen hergestellt. In den Gruppen ED’, FD’ und GD’ sind jeweils 5 Solarzellen vorhanden, in Gruppe CD’ nur 3 Solarzellen. Im Vergleich der Kennlinienparameter ist zu erkennen, dass die Zellen die in der Simulation berechneten Abhängigkeiten vom Emitterschichtwiderstand vor allem im  $FF$  bestätigen (siehe Abbildung 6.6 (b) und (c)). Von Gruppe CD’ bis Gruppe GD’ steigt das gemessene  $J_{SC}$  um  $0,56 \text{ mA/cm}^2$

**Tabelle 6.9:** Emitter-Eingangsparameter für die Simulation von  $n$ -PERT Solarzellen mit der Paste ‘‘Dupont’’.

Gruppe	CD’	ED’	FD’	GD’
<b>Emitter</b>				
$R_{sheet}[\Omega/\text{sq.}]$	78	92	110	137
$J_{0,epass}[\text{fA/cm}^2]$	55	42	35	30
$J_{0,emet}[\text{fA/cm}^2]$	840	1014	1330	1400
$r_C[\text{m}\Omega\text{cm}^2]$	2,7	4,1	3,9	7,0
$\text{IQE}_e$	0,949	0,967	0,976	0,982

**Tabelle 6.10:** Simulierte Hellkennlinienparameter für den Fingerbereich von  $n$ -PERT Solarzellen mit Emittern im Schichtwiderstandsbereich zwischen 78 und  $137 \Omega/\text{sq.}$ . Der Vorderseitenkontakt wurde mit der Ag/Al-Paste ‘‘Dupont’’ hergestellt.

Gruppe	CD’	ED’	FD’	GD’
$J_{SC} [\text{mA/cm}^2]$	39,9	40,0	40,1	40,1
$V_{OC} [\text{mV}]$	678	679	679	679
$FF [\%]$	80,0	79,7	79,6	78,9
$\eta [\%]$	21,6	21,6	21,7	21,5

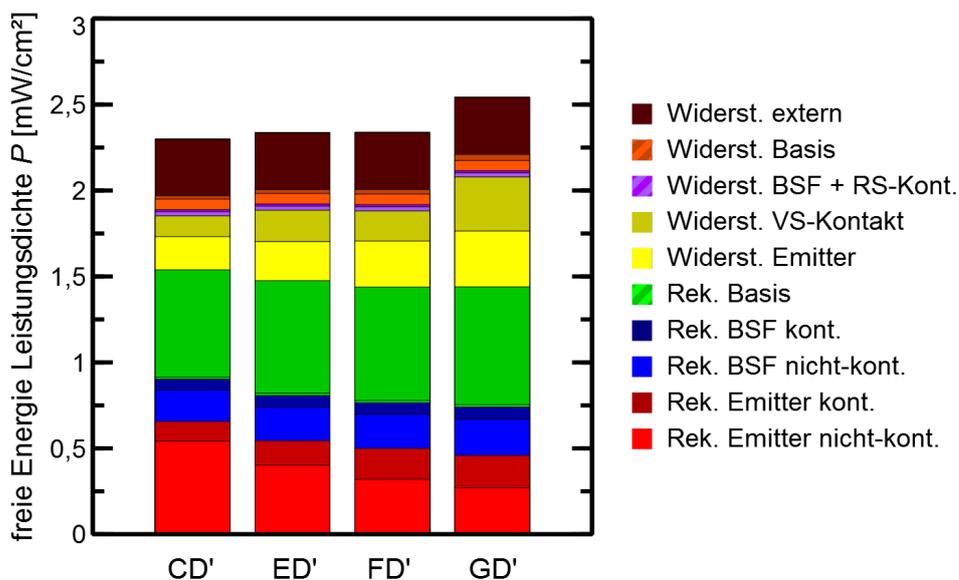


**Abbildung 6.6:** Vergleich von Messung (Rauten) und Simulation mit Quokka (Quadrate) in allen vier relevanten Hellkennlinienparametern. Oben in der Abbildung sind  $V_{OC}$  links und  $J_{SC}$  rechts dargestellt, unten links findet sich der  $FF$  und unten rechts  $\eta$ .

an, in der Simulation sind  $0,28 \text{ mA/cm}^2$  vorausgesagt. Die Differenz in  $J_{SC}$  zwischen den gemessenen und simulierten Werten ist auch hier der fehlenden Busbar-Abschattung geschuldet. Im Füllfaktor beträgt der Abstand zwischen Gruppe CD' und GD' gemessen 1,1% und simuliert 1,0%. Die Füllfaktoren werden durch die Simulationen um 0,2 bis 0,4% zu niedrig bestimmt, was wiederum an der verwendeten oberen Grenze für den Fingerwiderstand der Ag/Al-Paste liegt. Die Unterschiede in der offenen Klemmspannung zwischen den verschiedenen Emittergruppen sind in den gemessenen Solarzellen größer als von Quokka berechnet. Ob dies ein signifikanter Unterschied zwischen Simulation und Realität ist, oder ob dies nur der kleinen Gruppe an realen Solarzellen geschuldet ist, kann mit der vorliegenden Anzahl an Solarzellen leider nicht beantwortet werden. Es würde aber bedeuten, dass zumindest ein Rekombinationsbeitrag in der Simulation der Gruppen CD' und ED' nicht korrekt enthalten wäre.

Abbildung 6.7 zeigt die Freie-Energie-Verluste für die Gruppen CD' bis GD'. Diese Verluste werden mit denen aus Abschnitt 6.2 vor Beginn der Zelloptimierung verglichen (Abbildung 6.2). Die Summe aller Freie-Energie-Verluste konnte von Leistungsdichten zwischen 2,59 und 2,74 mW/cm<sup>2</sup> für die Gruppen A - D mit Siebdruck und Paste "Heraeus" auf 2,30 bis 2,54 mW/cm<sup>2</sup> für CD' bis GD' mit Schablonendruck und Paste "Dupont" gesenkt werden, ohne Änderungen in der Prozessfolge durchzuführen. Der Freie-Energie-Verlust durch Rekombination unter dem Emittterkontakt ist weniger als halb so hoch wie der Verlust durch Rekombination im passivierten Teil des Emitters. Die Basisrekombination ist deutlich dominierend und ihr Freie-Energie-Verlust, abgesehen von Gruppe CD', höher als der gesamte Rekombinationsverlust im Emittter. Dies bedeutet, dass nun nicht mehr der Emittter im Fokus weiterer Optimierung steht, sondern die Basis mit der SRH-Rekombination. Außerdem ist der Widerstandsverlust im Emittter in der FELA ebenfalls einer der großen Verlustpfade. Für einen schwächer dotierten Emittter ist es vorteilhaft, den Fingerabstand zu reduzieren. Daraus folgt eine größere Anzahl Finger. Um einen daraus folgenden Verlust im Generationsstrom zu verhindern, kann die Fingerbreite weiter reduziert werden.

Für die in diesem Kapitel vorgestellten und charakterisierten Solarzellen wird Schablonendruck mit 40 µm breiten Fingeröffnungen benutzt. Öffnungsbreiten von 30 und 25 µm sind am ISFH mit Ag/Al-Pasten ebenfalls bereits evaluiert worden und werden erfolgreich eingesetzt. Um die geringere Leitfähigkeit eines schmaler gedruckten Fingers auszugleichen, wird auch die Anzahl der Busbars von 3 auf 5 erhöht. Durch den geringeren Abstand zwischen den Busbars wird der Widerstandsverlust in den Fingern begrenzt, der quadratisch mit dem Abstand der Busbars ansteigt [55]. Mit einer solchen *n*-PERT Solarzelle mit 5 Busbars und 30 µm Fingeröffnung in der Schablone wird ein Solarzellen-Wirkungsgrad von 21,0% erreicht. Das  $J_{SC}$  dieser Solarzelle ist 39,6 mA/cm<sup>2</sup>, das  $V_{OC}$  beträgt 670 mV und der  $FF$  79,2%. Die Solarzelle wurde am Kalibrierlabor der Fraunhofer Instituts für Solare Energiesysteme (Fraunhofer ISE CalLab) kalibriert. Den gleichen Wirkungsgrad von 21,0% erzielt eine beidseitig gedruckte bifaciale *n*-PERT Solarzelle mit identischem Emittter und denselben Gridparametern für den Druck der Ag-Paste auf der Rückseite. Diese bifaciale Solarzelle wurde ebenfalls am Fraunhofer ISE CalLab auf einem Messingtisch



**Abbildung 6.7:** Freie-Energie-Verlustanalyse von Solarzellen mit Emitttern im Schichtwiderstandsbereich zwischen 78 und 137 Ω/sq. und Schablonen-gedrucktem Vorderseiten-Kontakt mit der Paste "Dupont".

gemessen. Sie besitzt ein noch höheres  $J_{SC}$  von  $39,8 \text{ mA/cm}^2$ , ein  $V_{OC}$  von  $665 \text{ mV}$  und einen  $FF$  von  $79,3 \%$ . Diese Solarzelle besitzt zusätzlich einen Bifacialitätsfaktor (den Quotienten aus den gemessenen Wirkungsgraden bei Beleuchtung der Solarzelle von der Rückseite und von der Vorderseite) von  $0,973$ . Der vor Beginn dieser Arbeit höchste von einer anderen Arbeitsgruppe veröffentlichte Bifacialitätsfaktor beträgt  $0,951$  [131].

Diese Ergebnisse stellen noch nicht den höchsten am ISFH erreichten Wirkungsgrad für Ionen-implantierte *n*-PERT Solarzellen dar. Diesen erreicht eine bifaciale Zelle mit 5-Busbars und Schablonendruck mit Fingeröffnung von  $25 \mu\text{m}$  auf beiden Seiten. Für diese Solarzelle wurden separate Ausheilprozesse für die Bor- und für die Phosphor-implantierte hochdotierte Schicht durchgeführt. Neben einer Verringerung des  $J_{01}$  durch die angepassten Ausheilprozesse wird aus bisher noch nicht bekanntem Grund auch das  $J_{02}$  der Solarzelle reduziert [22, 132]. Zur Verbesserung der Reflexion wird zusätzlich eine Siliziumoxidschicht auf den Schichtstapel der Vorderseite aufgebracht, mit dieser dreilagigen Antireflexschicht lässt sich die Generationsstromdichte nochmals um  $0,2 \text{ mA/cm}^2$  erhöhen. Auf Messingtisch gemessen erreicht diese Solarzelle einen Wirkungsgrad von  $21,8 \%$ . Die Solarzelle hat eine Kurzschlussstromdichte von  $40,3 \text{ mA/cm}^2$ , die offene Klemmspannung beträgt  $673 \text{ mV}$  und der Füllfaktor  $80,3 \%$ . Die Messung wurde ebenfalls am Fraunhofer ISE CalLab durchgeführt. Die Zelle besitzt somit einen der derzeit höchsten Wirkungsgrade für Solarzellen mit ausschließlich gedruckter Metallisierung [22]. Mit den separat ausgeheilten Solarzellen lässt sich zudem der Bifacialitätsfaktor nochmals steigern auf über  $0,99$  [22]. Gemeinsam mit den von Schiele *et al.* veröffentlichten Werten sind dies die höchsten bekannten Bifacialitätsfaktoren [133].

## 6.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

In diesem Kapitel wird die Entwicklung und Optimierung von Ionen-implantierten *n*-Typ PERT Solarzellen beschrieben. Als Startpunkt wird eine Charge von Solarzellen mit Bor-implantierten Emitttern in einem Schichtwiderstandsbereich von  $59$  bis  $78 \Omega/\text{sq.}$  vorgestellt. Über die verwendeten Emittter werden die Solarzellen in vier Gruppen A bis D eingeteilt. Diese Solarzellencharge wird umfangreich charakterisiert.

Mit den gesammelten Informationen über die Solarzellen können Simulationen durchgeführt werden, um weitere, nicht direkt messbare Parameter quantifizieren zu können. Für die Simulationen wird das Programm Quokka benutzt [109]. Um mit den Simulationen ein möglichst passendes Abbild der realen Solarzellen zu erhalten, werden die mit Quokka bestimmten Hellkennlinienparameter mit der Messung verglichen. Dabei zeigt sich, dass die Simulationen die Unterschiede zwischen den Solarzellengruppen nachstellen können, wenn auch die absoluten simulierten Werte von den Messungen abweichen. Dies liegt daran, dass nur ein Ausschnitt der Solarzelle im Fingerbereich simuliert wird. Wenn dies in der Simulation berücksichtigt wird, werden alle gemessenen Solarzellenparameter mit einer Abweichung von weniger als  $2,5 \%$ <sub>rel</sub> simuliert, der größte Teil sogar mit Abweichung  $< 1 \%$ <sub>rel</sub>.

Das Simulationsprogramm führt eine Analyse der Freie-Energie-Verluste durch Rekombination und durch Widerstände in der Solarzelle durch [111]. Dadurch können der oder die Haupt-Verlustmechanismen in der Solarzelle identifiziert werden. Die größten Verluste werden durch Rekombination im Emitter verursacht, und dort der überwiegende Teil im nicht-kontaktierten Bereich des Emitters (s. Abbildung 6.2). Diese Rekombination ist besonders dominierend in den beiden am stärksten dotierten Emitttern. Danach folgen in etwa gleicher Größe die Verluste durch SRH-Rekombination in der Basis und durch Widerstandsverluste an der Vorderseite der Solarzelle (Emitter- und VS-Kontaktwiderstand).

Die Reduzierung der Emitter-Rekombination auf der Vorderseite als vorrangiges Ziel der Zellentwicklung wird mit drei Variationen im Zellprozess untersucht: Metallisierung mittels Schablonen-

druck auf der Vorderseite, selektiver Emitter und Einsatz der aktuelleren Paste “Dupont“ mit der Möglichkeit einer Reduzierung der Emitterdotierung. Die Effekte dieser drei Maßnahmen werden mithilfe der Entwicklung der FELA und im Vergleich der Hellkennlinienparameter quantifiziert. Die Einführung des Schablonendrucks geht einher mit einer Erhöhung der Anzahl der Finger. Damit sinkt der Abstand zwischen den Fingern und der Widerstandsverlust im Emitter wird kleiner. Zusätzlich reduziert sich durch die verringerte Kontaktfläche der Verlust durch Rekombination am VS-Kontakt. Der Freie-Energie-Verlust durch den Kontaktwiderstand steigt allerdings an. Dennoch ist die Gesamtsumme der Freie-Energie-Verluste deutlich reduziert. Dies ist auch in den in allen Werten verbesserten Hellkennlinienparametern in Tabelle 6.11 (Zeile 2 ggü. 1) ersichtlich. Die Einführung des selektiven Emitters bringt bei gleichbleibendem Emitter keinen Vorteil in den Rekombinationsverlusten. Nur der Kontaktwiderstand lässt sich reduzieren. Wird gleichzeitig mit Einführung des SE eine niedrigere Emitterdotierung im Zwischenfingerbereich eingeführt, so lässt sich der Freie-Energie-Verlust im Emitter reduzieren. Es zeigt sich eine um 4 mV gestiegene offene Klemmspannung in der Simulation. Bei der Herstellung der Solarzellen hat sich aber auch herausgestellt, dass die Kontaktierung des selektiven Emitters im Labor nicht so einfach durchzuführen ist. Während des Pastendrucks kann nicht entschieden werden, ob die Finger auf dem hochdotierten Bereich liegen, dies kann erst durch die Messung der fertigen Solarzelle erfolgen.

Eine Reduzierung des Verlustes durch Rekombination am Vorderseiten-Kontakt lässt sich auch durch den Einsatz der Paste “Dupont“ erzielen. Er sinkt unter den Wert mit selektivem Emitter und Paste “Heraeus“. Im Vergleich der  $V_{OC}$  in Tabelle 6.11, Zeile 3 und 4, zeigt sich ein Anstieg um 2 mV, wenn die Paste “Dupont“ verwendet wird.

Die Ergebnisse der Simulationen sollen mittels Solarzellen verifiziert werden. Hier muss leider davon ausgegangen werden, dass der Herstellungsprozess der Solarzellen zur Überprüfung des Schablonendrucks und des selektiven Emitters nicht optimal verlaufen ist, sodass die Ergebnisse dieser Solarzellen nur bedingt belastbar sind. Bei den Solarzellen mit Paste “Dupont“ zeigen Simulation und Messung für  $J_{SC}$  und  $FF$  identische Abhängigkeiten vom Emitter. Nur für  $V_{OC}$  ist die Abhängigkeit vom Emitter für die realen Solarzellen stärker als in der Simulation.

Werden jeweils Messung und Simulation der beste Zelle mit Siebdruck und Paste “Heraeus“ und der besten Zelle mit Schablonendruck + Paste “Dupont“ verglichen, so sagt die Simulation den Gewinn in  $J_{SC}$  und  $V_{OC}$  und den nahezu konstanten  $FF$  korrekt voraus. Tabelle 6.12 zeigt dies nochmal in Zahlenwerten.

In der FELA lässt sich der nun für diesen Entwicklungsstand zu verbessernde Zellbestandteil identifizieren: Eine Minoritätsladungsträgerlebensdauer von 1,5 ms führt zum aktuell höchsten Verlustmechanismus durch Rekombination in der Basis. Material und Prozess müssen also künftig so gewählt werden, dass in der fertigen Solarzelle eine höhere Lebensdauer vorhanden ist.

Darüber hinaus können andere Konzepte als nur die Verringerung der Rekombination verfolgt werden, um die Wirkungsgrade der Solarzellen zu verbessern. Beispielsweise kann auch versucht werden, die Generation in der Solarzelle weiter zu erhöhen, entweder durch eine weitere Verrin-

**Tabelle 6.11:** Simulierte Hellkennlinienparameter der jeweils besten Gruppe für  $n$ -PERT Solarzellen am Ausgangspunkt der Zellentwicklung und nach Einführung jeder Prozessänderung.

Variation	Gruppe	$J_{SC}$ [mA/cm <sup>2</sup> ]	$V_{OC}$ [mV]	$FF$ [%]	$\eta$ [%]
Siebdruck	C	39,6	670	79,5	21,1
Schablonendruck	C'	39,9	673	79,8	21,4
sel. Emitter + Schablonendruck	Gs'	40,0	676	80,0	21,6
Schablonendruck + Paste “Dupont“	FD'	40,1	679	79,6	21,7

**Tabelle 6.12:** Simulierte und gemessene Hellkennlinienparameter für *n*-PERT Solarzellen am Ausgangspunkt dieses Kapitels und nach Prozessverbesserung mittels Schablonendruck und aktueller Ag/Al-Paste "Dupont".

Gruppe	$J_{SC}$ [mA/cm <sup>2</sup> ]	$J_{SC}$ ohne BB [mA/cm <sup>2</sup> ]	$V_{OC}$ [mV]	$FF$ [%]	$\eta$ [%]
Simulation					
Siebdruck + Paste "Heraeus"		39,6	670	79,5	21,1
Schablonendruck + Paste "Dupont"		40,1	679	79,6	21,7
$\Delta$ (beide Prozessoptionen)		0,5	9	0,1	0,6
Messung					
Siebdruck + Paste "Heraeus"	38,2	39,7	662	80,1	20,2
Schablonendruck + Paste "Dupont"	38,8	40,0	670	80,1	20,8
$\Delta$ (beide Prozessoptionen)	0,6	0,3	8	0	0,6

gerung der Abschattung durch die Vorderseitenmetallisierung, oder durch alternative Konzepte. Eine dreilagige Antireflexschicht steigert die Kurzschlussstromdichte um bis zu 0,2 mA/cm<sup>2</sup>. Eine solche Schicht trägt die aktuell beste am ISFH hergestellte *n*-PERT Solarzelle, welche einen Wirkungsgrad von 21,8% erreicht. An Solarzellen aus der identischen Charge können zudem Bifacialitätsfaktoren von über 0.99 gemessen werden.

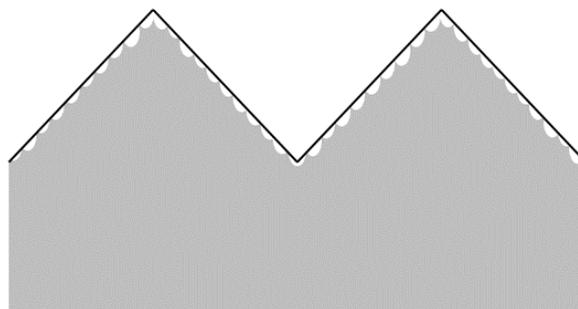
## 7 Vergrößerung der Lichteinkopplung durch Feintextur

### 7.1 Herstellung einer hierarchischen Textur

In den vorherigen Kapiteln dieser Arbeit wurden elektrische Eigenschaften der  $n$ -Typ Solarzelle analysiert und optimiert. In diesem Kapitel wird die Optik der Solarzelle betrachtet. Da die bekannten Passivier- und Antireflexschichten hinsichtlich der Einkopplung von Photonen bereits optimale Schichtdicken aufweisen, muss versucht werden, die Lichteinkopplung in das Silizium über andere Verfahren zu erhöhen. Idealerweise könnten solche Verfahren nicht nur für  $n$ -PERT-Solarzellen, sondern für alle Arten von Solarzellen eine Erhöhung des generierten Photostroms bewirken.

In diesem Kapitel soll eine hierarchische Vorderseiten-Textur auf ihre Eignung für Solarzellen untersucht werden. Hierfür wird auf den Pyramidenflanken einer bereits bestehenden Random Pyramid Textur in einem Trockenätzprozess eine zweite Textur mit kleineren Strukturgrößen aufgebracht. Während die Pyramiden eine Größe von mehreren Mikrometern besitzen, sollen die Strukturen des zweiten Texturschrittes eine Größe von einigen hundert Nanometern erreichen [134].

Es ist bekannt, dass mittels feiner nadelförmiger Strukturen mit großem Aperturverhältnis die Reflexion des Siliziums auf sehr niedrige Werte reduziert werden kann [135, 136]. Allerdings können solche Strukturen nicht mittels Rohrofendiffusion dotiert werden [137]. Zu hohe Silizium-Nadeln können außerdem beim Siebdruckprozess brechen [138]. Daher soll für die Anwendung auf Solarzellen eine Oberflächenmorphologie gesucht werden, die sowohl die Lichteinkopplung gegenüber der üblicherweise verwendeten Textur verbessert, die sich aber auch weiterhin problemlos in den Solarzellenprozess integrieren lässt. Schematisch ist die Idee für diese hierarchische Textur in Abbildung 7.1 dargestellt. Eine Kombination dieser Textur gerade mit Ionen-implantierten Boremittern ist vorteilhaft. Durch die Ionen-Implantation wird die Silizium-Oberfläche nicht verändert, wie es z. B. bei der Diffusion aus einem im Ofen gewachsenen Silikatglas der Fall ist. Dort würde ein Großteil der zu Beginn des Solarzellenprozesses hergestellten Sub-Mikrometer-Struktur während der Belegephase oxidiert und somit bei Abätzen des BSG nach dem Diffusionsprozess entfernt. Mittels ALD kann eine homogene  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schicht auch auf Textur mit großem Aspektverhältnis aufgebracht werden, die eine  $p^+$ -Dotierschicht sehr gut passiviert [139].



**Abbildung 7.1:** Schematische Darstellung der hierarchischen Textur aus einer Random Pyramid Textur mit anschließendem Trockenätzschritt. Die ehemalige Oberfläche nach dem ersten Texturschritt ist in schwarz eingezeichnet.

Perspektivisch sollte der zweite Texturierungsschritt nasschemisch direkt im Anschluss an die Random Pyramid Textur erfolgen. In dieser Arbeit wird die zweite Textur in einem Parallelplattenreaktor mittels Plasmaätzen hergestellt. Die zu ätzenden Wafer werden elektrisch kontaktiert auf die geerdete untere Elektrode gelegt. Die Kammer wird evakuiert, danach werden mit einem definierten Fluss die Ätzgase eingeleitet und mittels Mikrowellenantennen wird in den Ätzgasen ein Plasma erzeugt. Aus dem Plasma treffen zu Beginn des Prozesses erst die Elektronen auf die Elektroden und laden diese auf. Das so entstehende elektrische Feld zieht die geladenen Radikale aus dem Plasma elektrisch an, sodass sie ebenfalls auf die Elektroden treffen [27]. Diese reagieren chemisch mit dem Silizium, wodurch zusätzlich zum physikalischen Abtrag durch Ionenbeschuss ein chemischer Abtrag des Si durch Ätzen erfolgt [138]. Eine ausführlichere Beschreibung des Reaktoraufbaus und des Prozesses findet sich in [27] und in [138].

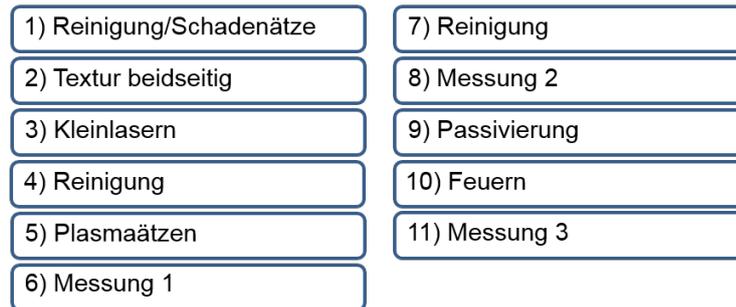
In dieser Arbeit wird ein Prozess verwendet, bei dem als Reaktionspartner  $\text{SF}_6$  und  $\text{O}_2$  zusammen mit Ar als Trägergas in die Reaktorkammer eingeleitet werden. Das eigentliche Ätzen des Siliziums durch Fluor-Radikale wird durch einen Adsorbatfilm aus  $\text{S}_x\text{O}_y\text{F}_z$  bzw.  $\text{Si}_x\text{O}_y\text{F}_z$  gehemmt [138]. Dessen Dicke kann durch die Wahl der Prozessparameter variiert werden. Der Adsorbatfilm beeinflusst auch die Anisotropie der Ätzung, da die Ionen überwiegend senkrecht auf die Waferoberfläche eintreffen. Bei nicht-waagerechter Oberfläche ist die effektive Dicke des Films somit größer. Den Ätzprozess entscheidend beeinflussende Parameter sind z. B. der Druck in der Reaktorkammer, das Gasverhältnis von Schwefelhexafluorid und Sauerstoff und die Prozesstemperatur [138].

Für die Versuche in dieser Arbeit wird auf vier bereits am ISFH auf planarer Si-Oberfläche evaluierte Rezepte zum Plasmaätzen zurückgegriffen [140, 141]. Somit ist bereits bekannt, dass jeder dieser vier Ätzprozesse Strukturen im gewünschten Größenbereich erzeugt. Die variierten Parameter sind in Tabelle 7.1 aufgeführt. Die Wafer werden in einem Einzelprozess-Reaktor mit einer Plattenfläche von  $50 \times 50 \text{ cm}^2$  geätzt (Roth & Rau AK 800).

Die Experimente werden auf monokristallinen  $n$ -Typ Cz Wafern mit  $\langle 100 \rangle$ -Orientierung durchgeführt. Das identische Material wird auch für die  $n$ -PERT Solarzellen verwendet. Nach der üblichen Sägeschadenätze wird zuerst die Random Pyramid Textur mit Pyramidengröße von  $4 \mu\text{m}$  beidseitig hergestellt. Für die optische Charakterisierung werden die  $15,6 \times 15,6 \text{ cm}^2$  großen Wafer in kleinere  $2,5 \times 2,5 \text{ cm}^2$  große Stücke gelasert. Im Anschluss wird die Feintextur im Plasmaätzprozess eingebracht. Da die Wafer im Solarzellenprozess vor dem Einbringen in Ionen-Implanter und Rohrofen nochmals einem Reinigungsschritt unterzogen werden, wird dieser ebenfalls an den in diesem Experiment untersuchten Wafern durchgeführt. Zum Abschluss wird auf die Wafer analog zur Solarzelle eine Passivier- und Antireflexschicht aufgebracht, da diese die optischen Eigenschaften maßgeblich mitbestimmt. Auf der Vorderseite wird ein Schichtstapel von  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiN}_x$  und auf der Rückseite eine  $\text{SiN}_x$ -Schicht aufgebracht (siehe auch Kapitel 2). Da der Feuerprozess für die Metallisierung auch die Passivierschichten beeinflusst, wird dieser Prozessschritt ebenfalls wie bei den Solarzellen durchgeführt. Zu bestimmten Zeitpunkten im Prozess werden sowohl die Oberfläche der Wafer mit dem REM betrachtet, als auch eine wellenlängenabhängige Messung der Reflexion mit einem UV-VIS-NIR-Spektrometer durchgeführt. Ein Flussdiagramm

**Tabelle 7.1:** Vergleich der benutzten Rezepte für den Plasmaätzprozess. Bei Prozess 1 wurde vor dem Einleiten der Ätzgase noch ein Ar-Konditionierungsschritt benutzt.

Parameter	Rezept 1	Rezept 2	Rezept 3	Rezept 4
Prozessdruck	$p_1$	$2 \cdot p_1$	$2 \cdot p_1$	$3 \cdot p_1$
Prozessdauer [min]	10	5	10	10
Gasfluss Ar	$Q_{\text{Ar},1}$	$4,5 \cdot Q_{\text{Ar},1}$	$2,25 \cdot Q_{\text{Ar},1}$	$4,5 \cdot Q_{\text{Ar},1}$
Gasfluss $\text{O}_2$	$Q_{\text{O}_2,1}$	$1,2 \cdot Q_{\text{O}_2,1}$	$0,6 \cdot Q_{\text{O}_2,1}$	$1,2 \cdot Q_{\text{O}_2,1}$
Gasfluss $\text{SF}_6$	$Q_{\text{SF}_6,1}$	$1,6 \cdot Q_{\text{SF}_6,1}$	$0,8 \cdot Q_{\text{SF}_6,1}$	$1,6 \cdot Q_{\text{SF}_6,1}$

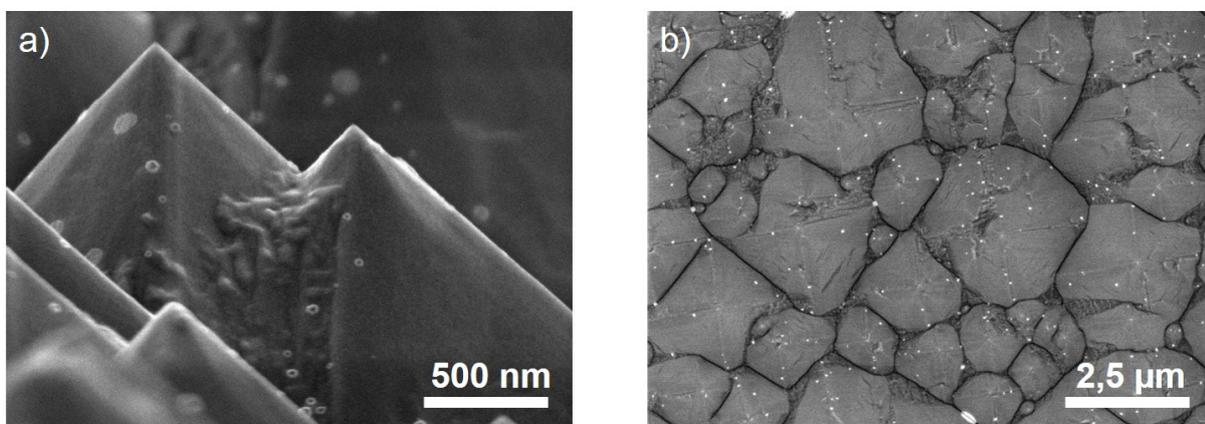


**Abbildung 7.2:** Ablauf der Prozesse zur Untersuchung der hierarchischen Textur. Die Messschritte beinhalten jeweils Bildaufnahmen im REM und Messung der Reflexion.

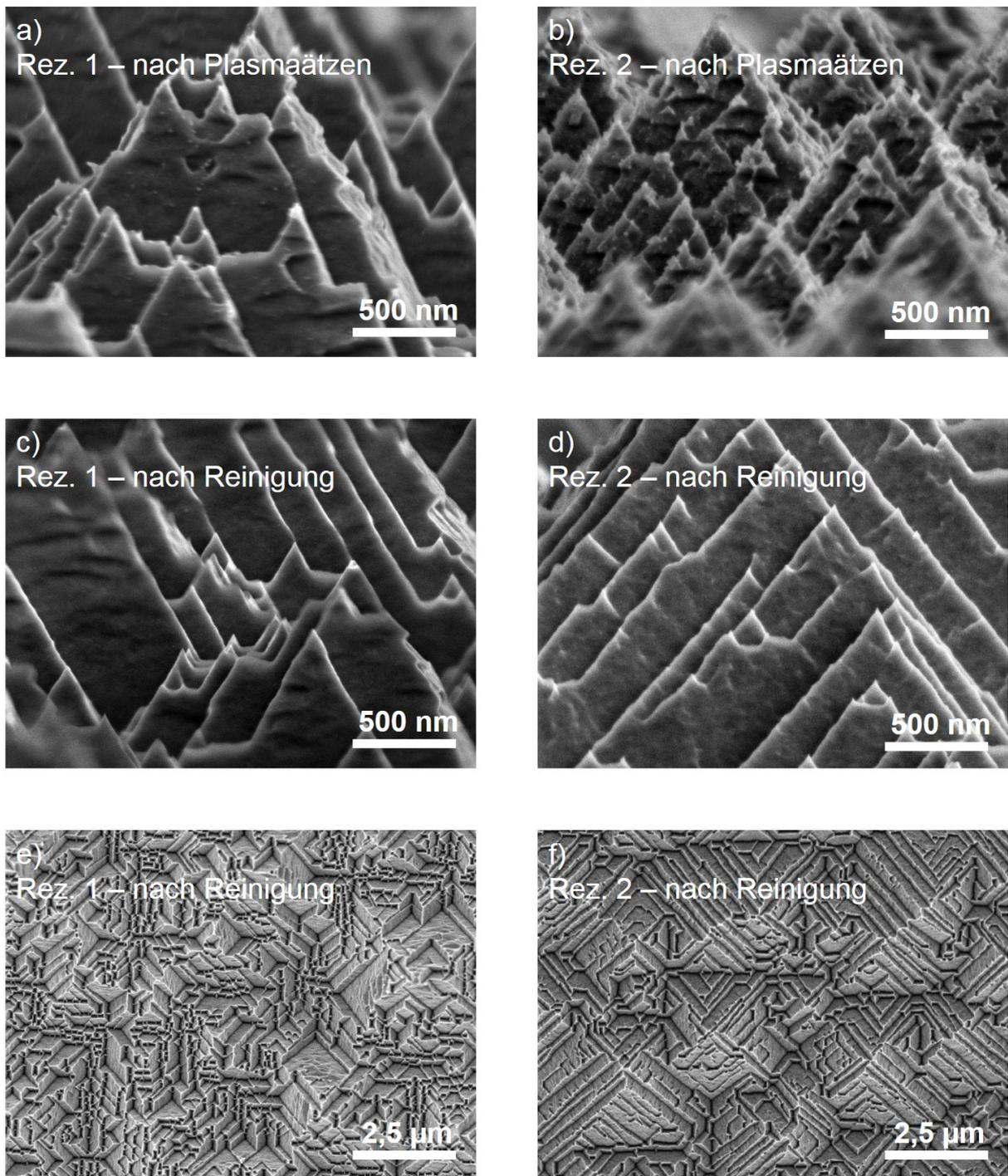
der Prozesse ist in Abbildung 7.2 dargestellt. In den mit “Messung“ bezeichneten Schritten werden REM-Bilder der Silizium-Oberfläche aufgenommen und es wird die Reflexion der Wafer gemessen. Der Trockenätzprozess wird sowohl einseitig nur auf der Vorderseite, als auch auf beiden Seiten durchgeführt. In den Reflexionsmessungen kann allerdings für alle Lichtwellenlängen kein Unterschied zwischen einseitiger und beidseitiger hierarchischer Textur beobachtet werden. Daher werden im Folgenden die Ergebnisse der beidseitig hierarchisch texturierten Wafer vorgestellt.

## 7.2 Optische Eigenschaften der Feintextur

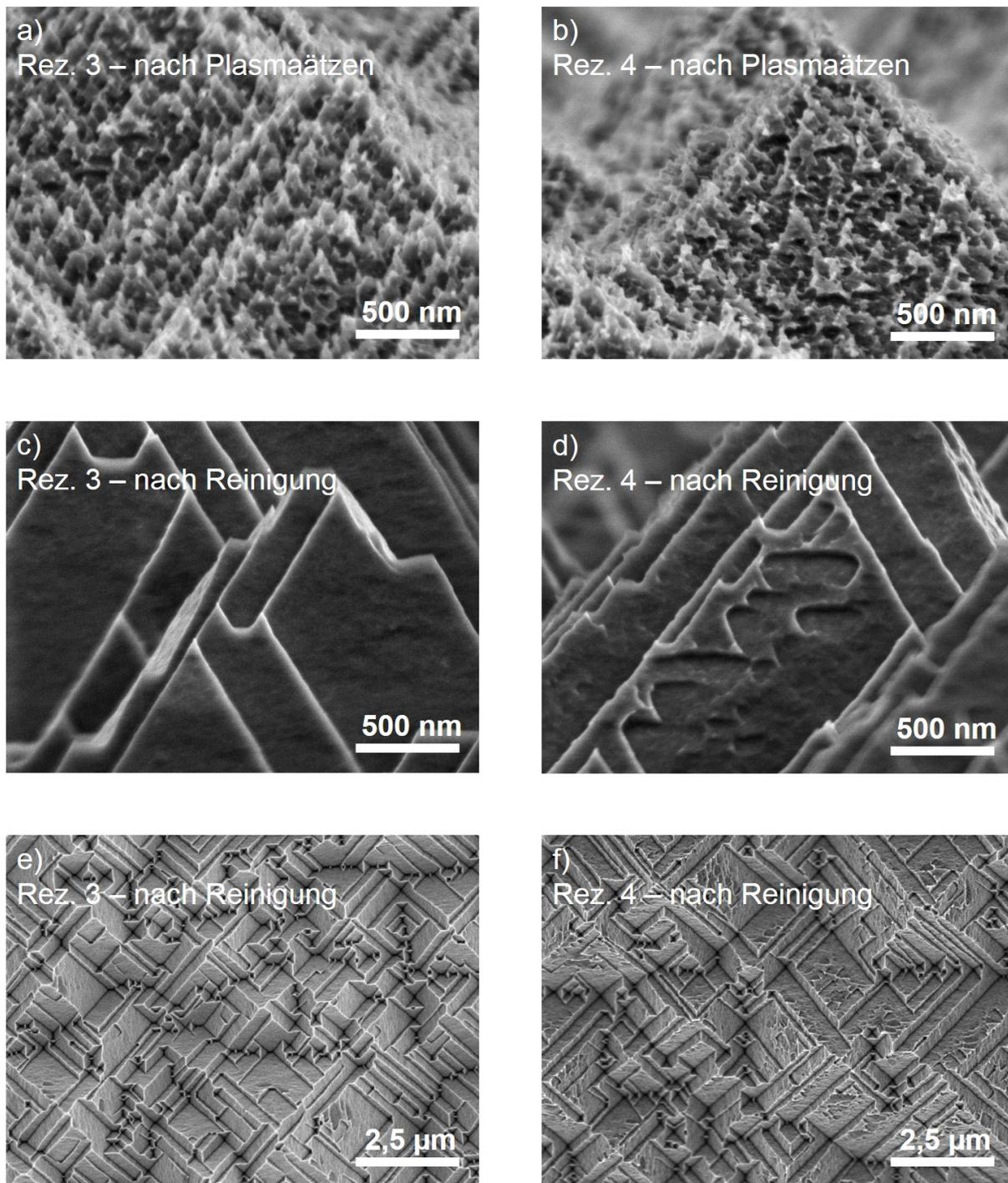
Zuerst wird die Veränderung der Silizium-Oberflächen durch die hierarchische Textur im REM betrachtet. Damit lässt sich bereits eine erste Bewertung der unterschiedlichen Rezepte treffen, auch wenn diese Bewertung nur qualitativ ist. Anhand der REM-Bilder können die anschließend durchgeführten Reflexionsmessungen interpretiert werden. Abbildung 7.3 zeigt als Referenz die Random Pyramid Textur vor dem Plasmaätzprozess. Sowohl bei der Seitenansicht in (a) als auch in der Aufsicht in (b) sind sehr glatte Pyramidenflanken sichtbar. In den REM-Aufnahmen der Oberfläche direkt nach dem Plasmaätzen (Messung 1) in der oberen Zeile der Abbildungen 7.4 und 7.5 können bereits Unterschiede in der Oberflächenmorphologie beobachtet werden. Bei Rezept 1 (Abb. 7.4 (a)) sind noch recht glatte, terrassierte Pyramidenflanken zu erkennen. Bei den Rezepten 3 und 4 in Abbildung 7.5 (a) und (b) sind dagegen sehr feine spitze Strukturen auf den Mantelflächen der Pyramiden mit Größen unter 100 nm sichtbar. Nach einem Reinigungsprozess mit Piranha + SC2 stellt sich ein etwas anderes Bild dar (Messung 2; mittlere und untere Zeile).



**Abbildung 7.3:** REM-Aufnahmen der Random Pyramid Textur vor dem Plasmaätzschritt. (a) mit Blickrichtung auf die Pyramiden von der Seite, (b) mit Blickrichtung von oben.



**Abbildung 7.4:** REM-Aufnahmen der Si-Oberflächen nach dem Plasmaätzen mit den Rezepten 1 (linke Spalte: (a),(c),(e)) und 2 (rechte Spalte: (b),(d),(f)). Oben jeweils die Morphologie direkt nach dem Trockenätzen (Messung 1; (a),(b)), in der Mitte ((c),(d)) in Seitenansicht und unten ((e),(f)) in Aufsicht die Oberflächen nach dem Reinigungsschritt (Messung 2).



**Abbildung 7.5:** REM-Aufnahmen der Si-Oberflächen nach dem Plasmaätzen mit den Rezepten 3 (linke Spalte: (a),(c),(e)) und 4 (rechte Spalte: (b),(d),(f)). Oben jeweils die Morphologie direkt nach dem Trockenätzen (Messung 1; (a),(b)), in der Mitte ((c),(d)) in Seitenansicht und unten ((e),(f)) in Aufsicht die Oberflächen nach dem Reinigungsschritt (Messung 2).

Die Oberfläche der mit Rezept 1 geätzten Wafer hat sich durch den Nasschemie-Schritt nur wenig verändert, in der Aufsicht Abb. 7.4 (e) sind viele invertierte Pyramidenstrukturen sowohl in den Tälern als auch an den Pyramidenspitzen der rp-Textur und raue Stellen an den Mantelflächen der Pyramiden zu sehen. Die Wafer mit Rezept 2 haben nach dem Nasschemie-Prozess deutlich weniger feine Strukturen als in Messung 1, die Mantelflächen der Pyramiden wirken recht rau. In der Aufsicht (Abb. 7.4 (f)) ist eine recht große Anzahl an Terrassen zu erkennen. Die sehr feinen Strukturen, die bei Messung 1 der Rezepte 3 und 4 in Abbildung 7.5 zu sehen sind, werden durch den Reinigungsprozess entfernt. Insbesondere bei Rezept 3 sind die Mantelflächen der Pyramiden wieder sehr glatt, die Aufsicht (Abb. 7.5 (e)) zeigt weiterhin eine Terrassierung der Pyramidenflanken und einige wenige invertierte Pyramidenstrukturen in den Tälern. Die Aufsicht der Probe mit Rezept 4 (Abb. 7.5 (f)) sieht ähnlich zu der von Rezept 3 aus, allerdings sind die Pyramidenflanken ähnlich rau wie bei Rezept 1.

Eine quantitative Bewertung der Rezepte erfolgt mittels Messung der Reflexion. Diese Messungen sind in Abbildung 7.6 und 7.7 dargestellt. Alle hierarchischen Texturen weisen im gesamten Wellenlängenbereich zwischen 300 und 1000 nm eine niedrigere Reflexion auf als die Referenz einer nur Random Pyramid texturierten Oberfläche. Eine Ausnahme bildet die Textur mit Rezept 2 direkt nach dem Ätzprozess, welche bei Wellenlängen  $> 600$  nm eine höhere Reflexion aufweist als die Referenz. Vor der nasschemischen Reinigung (Abb. 7.6 (a)) können für die Reflexionswerte bei Wellenlängen  $< 450$  nm noch Unterschiede zwischen den Rezepten ausgemacht werden. Die niedrigste Reflexion erreicht der Wafer mit Rezept 1, die höchste der Wafer mit Rezept 2. Die Wafer mit den Rezepten 3 und 4 haben fast identische Reflexionswerte im gesamten gemessenen Wellenlängenintervall. Bei  $300 \text{ nm} < \lambda < 1000 \text{ nm}$  besitzt der Wafer mit Rezept 2 eine um etwa 4 % höhere Reflexion als alle anderen hierarchisch texturierten Wafer. Dieser Unterschied verringert sich auf 2 %, nachdem die Wafer einer nasschemischen Reinigung unterzogen wurden (s. Abb. 7.6 (b)). Die größten Abweichungen zwischen den Rezepten 1, 3 und 4 finden sich bei kurzen Wellenlängen  $< 400$  nm.

Durch Integration kann aus wellenlängenabhängiger Reflexion  $R(\lambda)$ , spektraler Bestrahlungsstärke  $S(\lambda)$  (im AM1,5G-Spektrum) und Interner Quanteneffizienz einer Si-Solarzelle ein gewichteter Reflexionswert  $\bar{R}$  berechnet werden [142]:

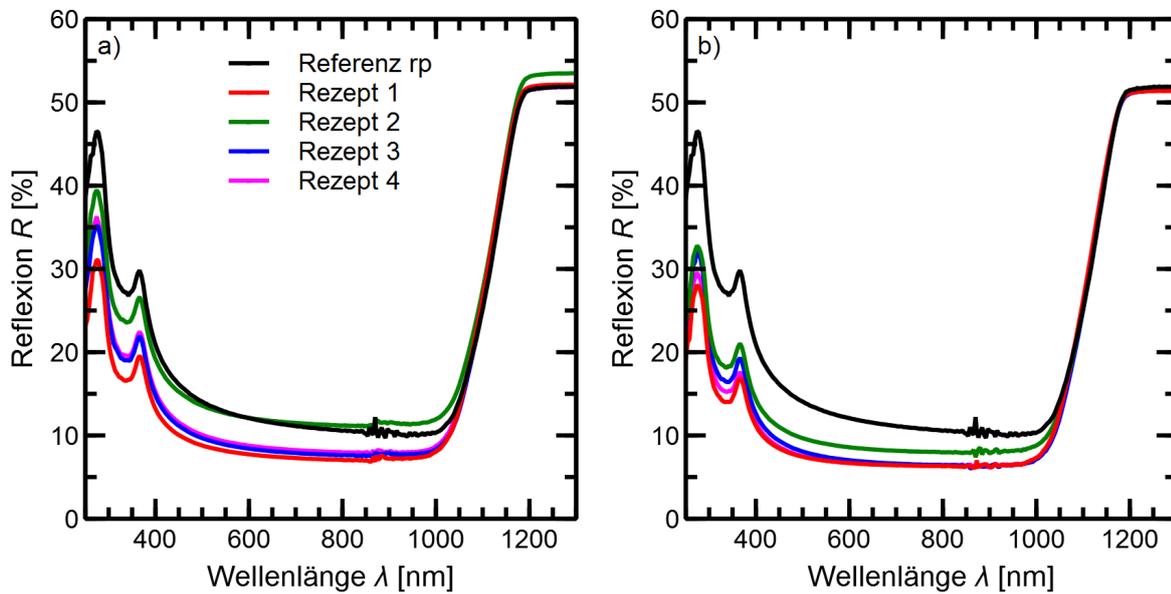
$$\bar{R} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda) \frac{S(\lambda)}{hc/\lambda} IQE(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{S(\lambda)}{hc/\lambda} IQE(\lambda) d\lambda} \quad . \quad (7.1)$$

Für  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  werden die Grenzen des für Si-Solarzellen verwertbaren Wellenlängenbereichs von 300 nm und 1200 nm angesetzt. Durch Multiplikation von  $\bar{R}$  mit der maximalen theoretisch für Silizium erreichbaren Generationsstromdichte  $J_{Gen,max}$  von  $44 \text{ mA/cm}^2$  (siehe [24]) kann die Stromdichte  $J_{Gen,Refl}$  berechnet werden, die durch Reflexion für eine Solarzelle verloren gehen würde:

$$J_{Gen,Refl} = \bar{R} \cdot J_{Gen,max} \quad (7.2)$$

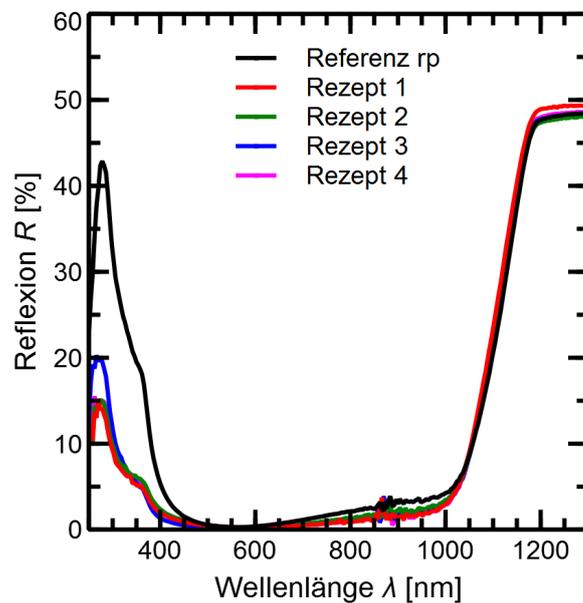
Ein Vergleich der Stromdichteverluste von rp texturierten und hierarchisch texturierten Wafern erlaubt es, den Gewinn in der Generationsstromdichte vorherzusagen, der durch die hierarchische Textur zu erwarten ist. Die zu erwartenden Stromdichteverluste  $J_{Gen,Refl}$  für die verschiedenen Texturvariationen sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst.

Die Werte in den drei oberen Zeilen gelten für eine Vorderseite ohne Antireflexschicht. Hier kann für die direkt nach dem Plasmaätzprozess gemessenen Wafer mit Rezept 3 eine maximale Differenz - und somit ein maximaler Gewinn in der Generationsstromdichte - von  $2,6 \text{ mA/cm}^2$  gegenüber der rp Textur gemessen werden. Nach dem Reinigungsschritt erhöht sich die Verluststromdichte der mit Rezept 1, 3 und 4 plasmageätzten Wafer. Im Vergleich mit der rp Textur kann nun noch ein



**Abbildung 7.6:** Vergleich der wellenlängenabhängigen Reflexion der vier Rezepte. In Schwarz ist zusätzlich die Reflexionskurve eines Random Pyramid texturierten Wafers eingezeichnet.

(a) Reflexionsmessung direkt nach dem Plasmaätzprozess. (b) Reflexion nach Reinigung der Wafer mit der Sequenz Piranha + SC2.



**Abbildung 7.7:** Wellenlängenabhängige Reflexion nach Aufbringen einer Antireflexschicht aus  $\text{SiN}_x$ . In Schwarz ist wieder als Referenz die Reflexion eines mit Random Pyramid texturierten Wafers eingetragen, dazu die hierarchisch texturierten Wafer mit Plasmaätzen nach Rezept 1 bis 4.

**Tabelle 7.2:** Vergleich der zu erwartenden Verlust-Stromdichte  $J_{Gen,Refl}$  in  $\text{mA}/\text{cm}^2$  durch die unterschiedlich texturierten Oberflächen. Die oberen drei Zeilen gelten für unbeschichtete Wafer, die unterste Zeile für Wafer mit einer  $\text{SiN}_x$ -Antireflexschicht.

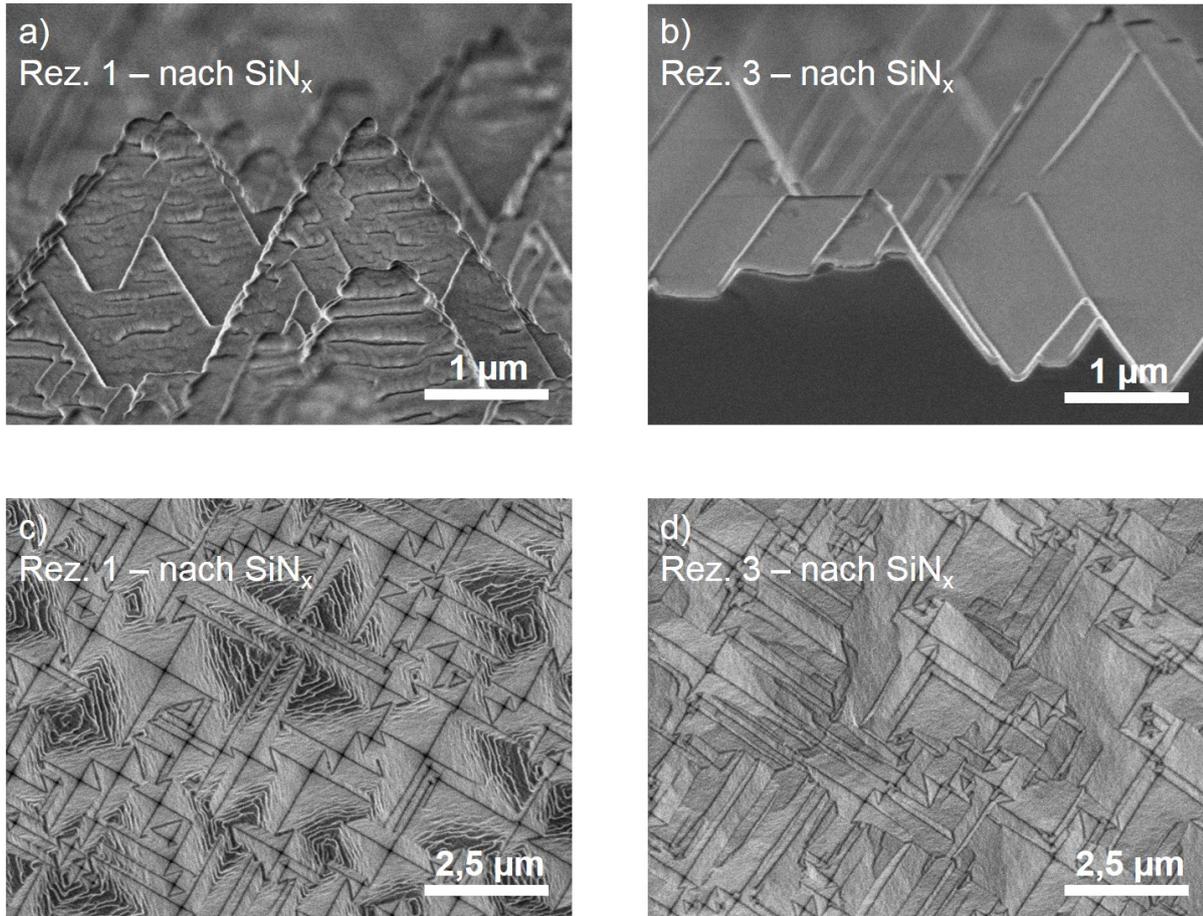
	Referenz	Rezept 1	Rezept 2	Rezept 3	Rezept 4
$J_{Gen,Refl}$ [ $\text{mA}/\text{cm}^2$ ]					
nach rp Textur	5,5				
nach Plasmaätzen		2,9	4,4	2,8	4,5
nach Reinigung		3,3	4,1	3,4	3,4
nach $\text{SiN}_x$	1,2	0,8	0,9	0,8	0,8

maximaler Gewinn in der Generationsstromdichte von  $2,2 \text{ mA}/\text{cm}^2$  (für Rezept 1) erwartet werden. Wie bereits aus den Reflexionskurven erkennbar, ist dabei der Stromdichteverlust bei Plasmaätzen mit den Rezepten 1, 3 und 4 nahezu identisch, und dies obwohl in den REM-Aufnahmen sichtbar ist, dass die Oberflächenstruktur durchaus unterschiedlich ist. Lediglich die hierarchische Textur mit Rezept 2 bedingt im Vergleich zu den anderen Prozessen eine höhere Reflexion und zeigt somit einen höheren Verlust in der Rekombinationsstromdichte. Die Verlust-Stromdichte ist aber dennoch niedriger als mit rp Textur. In den REM-Bildern (Abb. 7.4) kann für dieses abweichende Verhalten der hierarchischen Textur mit Rezept 2 allerdings kein konkreter Grund identifiziert werden.

Durch das Aufbringen einer Siliziumnitrid-Schicht auf der Vorderseite verringert sich die Gesamt-Reflexion für alle Proben signifikant, insbesondere für die Wellenlängen  $< 1050 \text{ nm}$ . Dies ist in Abbildung 7.7 zu erkennen. Für den Referenzwafer mit Random Pyramid Textur ist der hohe Reflexionswert bei  $300 \text{ nm}$  nur um weniger als 5 % gesunken, ab einer Wellenlänge von  $350 \text{ nm}$  bis etwa  $1000 \text{ nm}$  ist die Reflexion aber deutlich niedriger, mit Minimum nahe Null bei  $\lambda = 560 \text{ nm}$ . Die Wafer mit hierarchischer Textur haben weiterhin niedrigere Reflexionswerte als die Referenz, wenn auch bei Wellenlängen über  $500 \text{ nm}$  der Abstand maximal 1,5 % beträgt. Bei kleinen Wellenlängen  $< 400 \text{ nm}$  ist die Differenz zur Referenz deutlich größer. Nach Berechnung des Verlustes in der Generationsstromdichte zeigt sich, dass  $J_{Gen,Refl}$  sowohl für die rp texturierten als auch für die plasmageätzten Wafer um mehr als einen Faktor 4 verringert wurde. In absoluten Zahlen ist der Gewinn durch die Antireflexschicht für die Random-Pyramid texturierte Probe am höchsten. Die Differenz in  $J_{Gen,Refl}$  zwischen rp Textur und hierarchischer Textur verringert sich somit auch. Der mögliche Gewinn im Photostrom durch die hierarchische Textur beträgt  $0,4 \text{ mA}/\text{cm}^2$  für Oberflächen mit Antireflexschicht. Wird für die Kurzschlussstromdichte ein Wert von  $40 \text{ mA}/\text{cm}^2$  angenommen, so kann durch die hierarchische Textur mit einem relativen Effizienzgewinn von 1 % gerechnet werden, wenn die übrigen Solarzellenparameter unverändert bleiben. Aufgrund der vergleichbaren Ergebnisse aller 4 bisher untersuchten Plasmaätzprozesse wird deren Anzahl für die folgenden Untersuchungen auf zwei reduziert, nämlich auf die Rezepte 1 und 3, da diese in allen drei Messungen die niedrigsten  $J_{Gen,Refl}$  aufweisen.

Neben den reinen optischen Eigenschaften muss die hierarchische Textur auch geeignet sein, sich ohne weiteres in den Solarzellenprozess einzufügen. Es muss also gewährleistet sein, dass weitere Prozessierungsschritte unverändert oder nur mit sehr geringen Anpassungen weiter angewandt werden können. Als besonders kritisch werden dabei zwei Prozesse identifiziert, die sehr sensitiv auf die Morphologie der Oberfläche reagieren. Dies ist zum einen der Dotierprozess, in dieser Arbeit also die Ionen-Implantation, zum anderen die Passivier- und Antireflexschicht. Die elektrischen Eigenschaften werden im nachfolgenden Abschnitt 7.3 untersucht.

Zum Abschluss dieses Abschnittes wird die Antireflexschicht betrachtet. Die obigen Ergebnisse zeigen, dass die Schicht offenbar die gewünschten Antireflexeigenschaften besitzt und die Verlust-Stromdichte der Wafer deutlich verringert. Dies soll mittels REM-Aufnahmen überprüft werden.



**Abbildung 7.8:** REM-Aufnahmen der Waferoberflächen mit  $\text{SiN}_x$ -Schicht auf den Feintexturen mit den Rezepten 1 (linke Spalte: (a),(c)) und 3 (rechte Spalte: (b),(d)). Jeweils oben ((a),(b)) ist die Seitenansicht auf die Oberfläche abgebildet, unten ((c),(d)) die Aufsicht.

Seitenansicht und Aufsicht auf Wafer mit hierarchischer Textur nach den Ätzprozessen 1 und 3 sind in Abbildung 7.8 dargestellt. Trotz der nahezu identischen Reflexionsmessungen von Rezept 1 und 3 gibt es einen Unterschied im Auftrag der  $\text{SiN}_x$ -Schicht. Bei Rezept 1 ist vor allem auf den Pyramidenspitzen eine unregelmäßige Abscheidung der  $\text{SiN}_x$ -Schicht mit sich wiederholenden Wülsten auszumachen (s. Abb. 7.8 (a)). In der Aufsicht (c) ist zu erkennen, dass die Schicht in den Pyramidentälern deutlich glatter abgeschieden wurde. Im Gegensatz dazu ist bei der Feintextur mit Prozess 3 die  $\text{SiN}_x$ -Schicht auf der gesamten Mantelfläche der Pyramide glatt und gleichmäßig (Abb. 7.8 (b),(d)). Die Siliziumnitrid-Schicht bildet somit die Pyramidenoberflächen nach Reinigung (vgl. dazu Abb. 7.4 (c),(e) und 7.5 (c),(e)) ab. Hier hatte Rezept 3 zur glattesten Pyramidenoberfläche geführt, bei Rezept 1 war noch eine Rauigkeit an den Pyramidenspitzen zu erkennen.

Zusammenfassend kann konstatiert werden, dass alle untersuchten Rezepte, die zu einer hierarchischen Textur führen, im Vergleich zur Random Pyramid Textur eine niedrigere Reflexion aufweisen. Insbesondere mit Rezept 3 konnte eine Textur erzeugt werden, die weiterhin aus  $\langle 111 \rangle$ -Oberflächen besteht und verglichen mit der normalen rp Textur zusätzlich eine Terrassierung der Pyramiden aufweist. Die Abscheidung einer  $\text{SiN}_x$ -Schicht auf dieser Textur erweist sich als sehr homogen. Sind die Mantelflächen der Pyramiden rau, können optisch nahezu identische Eigenschaften gemessen werden. Die beiden Feintexturen mit Rezept 1 und 3 werden im folgenden Abschnitt in einen Solarzellenprozess integriert.

### 7.3 Anwendung der hierarchischen Textur auf Solarzellen

Für die Solarzellen wird die bereits in Kapitel 2 vorgestellte Prozessfolge verwendet, mit der Variation, dass zwischen rp Textur und Reinigung vor der Ionen-Implantation der Plasmaätzprozess mit den Rezepten 1 und 3 durchgeführt wird. Zusätzlich werden Referenzwafer hergestellt, die auf beiden Seiten des Wafers identisch texturiert und implantiert werden, um den Einfluss der hierarchischen Textur auf den Einbau der Dotierstoffe mittels Implantation und um die Passivierung der hierarchisch texturierten Oberfläche zu untersuchen. Beide Fragestellungen können mittels PCD-Messung beantwortet werden. Zur Beantwortung der ersten Frage werden die Schichtwiderstände von Referenzwafern mit rp Textur und Feintextur miteinander verglichen, zur Beantwortung der zweiten Frage die Rekombinationsstromdichten der passivierten Oberflächen. Die Ionen-Implantation wird sowohl mit Bor (Dosis:  $1,75 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , Energie: 10 keV) als auch mit Phosphor (Dosis:  $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , Energie: 35 keV) durchgeführt. Das Ergebnis der Messungen an den Referenzwafern ist in Tabelle 7.3 zusammengefasst. Die Schichtwiderstände sind sowohl für die Bor-implantierten, als auch für die Phosphor-implantierten Schichten nahezu gleich. Dies bedeutet, dass sich eine mit Feintextur versehene Oberfläche mittels Ionen-Implantation so dotieren lässt wie eine Random Pyramid texturierte Oberfläche. Die Passivierung ist allerdings nicht unabhängig von der hierarchischen Textur. Für beide Varianten der hierarchischen Textur steigt  $J_{0,surface}$  gegenüber der Referenz. Die Wafer mit Plasmaätzprozess 3 weisen eine um 10 bzw. 14 fA/cm<sup>2</sup> gestiegene Oberflächensättigungsstromdichte auf, für Rezept 1 steigen die  $J_{0,surface}$  bei Bor um 43 und bei Phosphor um 54 fA/cm<sup>2</sup>.

Tabelle 7.4 fasst die wichtigsten Kennlinienparameter der *n*-PERT-Solarzellen zusammen. Die Referenzgruppe mit rp Textur besteht aus 6 Zellen, die Gruppe "Rezept 1" aus 8 und die Gruppe "Rezept 3" aus 5 Solarzellen. In der Tabelle ist jeweils der Mittelwert mit Standardabweichung für jede Gruppe angegeben, für die Parameter  $\eta$  und  $J_{SC}$  zusätzlich die Bestwerte jeder Gruppe. In dieser Solarzellencharge kann durch die hierarchische Textur kein Gewinn im Kurzschlussstrom und somit auch nicht im Generationsstrom erzielt werden, obwohl dies nach den im vorigen Abschnitt vorgestellten Ergebnissen zu erwarten wäre. In der offenen Klemmspannung ist der Mittelwert der Gruppe "Rezept 3" niedriger als die Mittelwerte der Gruppe "rp Textur" und der Gruppe "Rezept 1". Dieses Ergebnis ist auch mit den gemessenen Werten von  $J_{01}$  korreliert, auch wenn die Standardabweichung in  $V_{OC}$  und  $J_{01}$  bei den Solarzellen aus Gruppe "Rezept 3" deutlich höher liegt als die Standardabweichung der Zellen aus den beiden anderen Gruppen. Die Füllfaktoren weisen innerhalb der Unsicherheiten keine Unterschiede auf. Da die Differenzen in  $V_{OC}$  zwischen den Gruppen ebenfalls nicht sehr groß sind, bestimmen die Differenzen in der Kurzschlussstromdichte maßgeblich die Unterschiede in der Effizienz.

Um zu klären, warum die hierarchisch texturierten Solarzellen eine niedrigere Kurzschlussstromdichte aufweisen als die rp texturierten Solarzellen, werden die Reflexionskurven der jeweils besten Solarzelle jeder Gruppe miteinander verglichen. Die gemessenen Reflexionskurven sind in Abbil-

**Tabelle 7.3:** Messung von Schichtwiderstand und Oberflächensättigungsstromdichte von Referenzwafern mit rp Textur und Feintextur. Es sind Messungen für B und für P implantierte Wafer dargestellt.

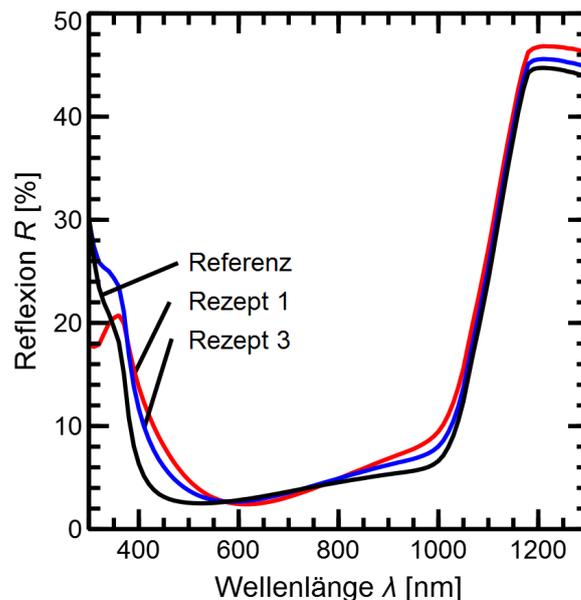
	Referenz	Rezept 1	Rezept 3
Bor			
$R_{sheet}$ [ $\Omega/\text{sq.}$ ]	82	81	81
$J_{0,surface}$ [fA/cm <sup>2</sup> ]	26	69	36
Phosphor			
$R_{sheet}$ [ $\Omega/\text{sq.}$ ]	53	47	50
$J_{0,surface}$ [fA/cm <sup>2</sup> ]	79	133	93

**Tabelle 7.4:** Parameter der Hellkennlinie von  $n$ -PERT-Solarzellen mit rp Textur (als Referenz) und hierarchischer Textur mit den Rezepten 1 und 3. Für  $\eta$  und  $J_{SC}$  sind jeweils die Bestwerte jeder Gruppe und der Mittelwert mit Standardabweichung angegeben, für die übrigen Parameter der Mittelwert.

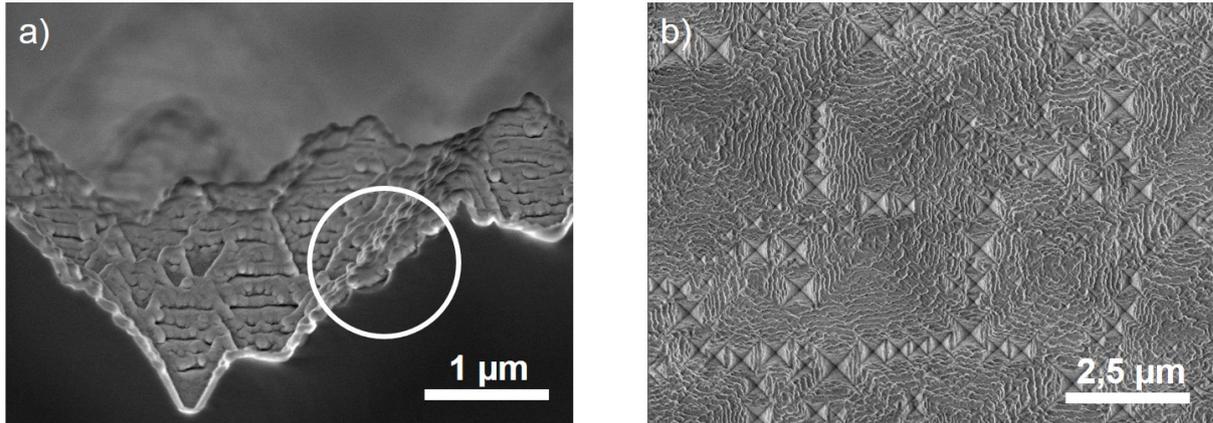
	rp Textur	Rezept 1	Rezept 3
$\eta$ [%]			
Bestwert	20,3	19,9	20,1
Mittelwert	$19,9 \pm 0,2$	$19,61 \pm 0,19$	$19,8 \pm 0,3$
$J_{SC}$ [mA/cm <sup>2</sup> ]			
Bestwert	38,5	38,2	38,4
Mittelwert	$38,35 \pm 0,14$	$37,7 \pm 0,3$	$38,1 \pm 0,4$
$V_{OC}$ [mV]			
Mittelwert	$660 \pm 3$	$660 \pm 3$	$657 \pm 8$
$FF$ [%]			
Mittelwert	$78,8 \pm 0,3$	$78,87 \pm 0,15$	$79,2 \pm 0,3$
$J_{01}$ [fA/cm <sup>2</sup> ]			
Mittelwert	$256 \pm 42$	$257 \pm 35$	$286 \pm 98$

dung 7.9 dargestellt. Die Messung beginnt hier bei einer Wellenlänge von 300 nm, daher ist die hohe Reflexion der rp Textur bei  $\lambda < 300$  nm von bis zu 40 % in dieser Abbildung nicht dargestellt. Die Reflexion der Random Pyramid texturierten Solarzelle ist im größten Teil des relevanten Wellenlängenbereich niedriger als die Reflexionen der hierarchisch texturierten Solarzellen. Die im Vergleich zu Abbildung 7.7 höhere Reflexion zwischen 400 und 1000 nm, die in diesem Fall im Minimum nicht nahe null liegt, resultiert aus der Reflexion durch die Metallfinger auf der Vorderseite. Die Differenzen zwischen den hier verglichenen Messkurven werden dadurch aber nicht beeinflusst.

Zur Erklärung dieser Ergebnisse in der Reflexion werden REM-Aufnahmen der Oberflächen der Solarzellen angefertigt. In Abbildung 7.10 ist die SiN<sub>x</sub>-beschichtete Oberfläche einer Solarzelle, die mit Rezept 1 prozessiert wurde, im Querbruch zu sehen. Die Wulstbildung der Antireflexschicht



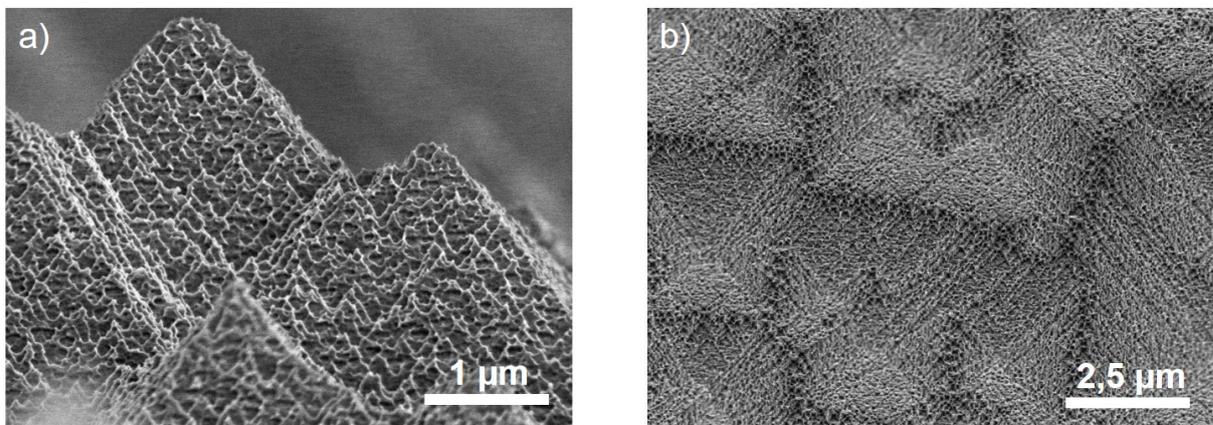
**Abbildung 7.9:** Wellenlängenabhängige Reflexion der jeweils besten Solarzelle aus den Gruppe "Random Pyramid Textur" (Referenz), "Rezept 1" und "Rezept 3".



**Abbildung 7.10:** Silizium-Oberfläche eines hierarchisch texturierten Wafers mit Plasmaätzprozess 1 nach Abscheidung der Antireflexschicht. (a) in Seitenansicht, (b) in Aufsicht auf die Oberfläche dargestellt.

ist hier viel stärker als bei den Vorversuchen aus dem vorigen Abschnitt (vgl. Abb. 7.8 (a) und (c)). In Abb. 7.10 (b) ist zu erkennen, dass sich diese Wülste nun bis in die Pyramidentäler fortsetzen. An der Bruchkante in Abbildung 7.10 (a) ist außerdem zu erkennen, dass die Siliziumnitridschicht sich nicht homogen auf der Aluminiumoxid-Schicht abgeschieden hat. Zwischen  $\text{SiN}_x$  und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  sind Hohlräume (mit dem Kreis markiert) zu erkennen. Diese Wülste und die Hohlräume verschlechtern die Antireflexeigenschaft der Beschichtung. Die Schichtdicke ist nicht mehr homogen und somit ist die gewollte destruktive Interferenz der Lichtstrahlen nicht mehr auf 500 nm optimiert. Durch die Zwischenräume befindet sich optisch eine Schicht mit Brechungsindex  $n = 1$  unter der Siliziumnitridschicht. Durch Totalreflexion kann somit ein Teil des Lichtes die  $\text{SiN}_x$ -Schicht nicht in Richtung  $\text{Al}_2\text{O}_3$  und Si verlassen.

In Abbildung 7.11 ist die Oberfläche eines mit Rezept 3 plasmageätzten Wafers nach Reinigung zu sehen. Im Vergleich mit der Oberfläche der plasmageätzten und gereinigten Textur aus dem vorigen Abschnitt (Abbildung 7.5 (c),(e)) ist deutlich zu erkennen, dass nun der Großteil der feinen Strukturen aus dem Trockenätzprozess nicht durch die Reinigung entfernt wurde. Die Oberfläche ähnelt eher dem Fall vor Reinigung (Abb. 7.5 (a)). Auf einer solchen Oberfläche kann sich zwar das mittels ALD abgeschiedene Aluminiumoxid konform abscheiden und somit die Silizium-Oberfläche passivieren, allerdings kann ein Siliziumnitrid, welches mittels PECVD abgeschieden wird, an den



**Abbildung 7.11:** Silizium-Oberfläche eines hierarchisch texturierten Wafers mit Plasmaätzprozess 3 nach der Reinigung in der Nassbank. (a) in Seitenansicht, (b) in Aufsicht auf die Oberfläche dargestellt.

feinen Strukturen durch Abschattung nicht mehr konform die Oberfläche bedecken. Dies würde die Bildung von Wülsten auf und Hohlräumen unterhalb der  $\text{SiN}_x$ -Schicht erklären.

Der Grund für die abweichende Oberflächenmorphologie ist nicht bekannt. Eine unterschiedliche Temperatur der Nasschemiebäder bei der Waferreinigung, die auf den Plasmaätzprozess folgt, könnte eine mögliche Erklärung bieten. In den Versuchen im vorigen Abschnitt wurden kleinere Wafer verwendet. Die Reinigung wurde im Becherglas mit neu angesetzter Piranha-Lösung durchgeführt, Somit haben im Ätzbad durch exotherme Reaktion Temperaturen um  $100^\circ\text{C}$  geherrscht. Die Wafer für die Solarzellen wurden dagegen in der Nassbank am ISFH gereinigt. Dort wurde schon vorhandene Ätzlösung verwendet, die vor dem Prozess aufgeheizt wird. Die Temperatur in der Nassbank ist durch die Heizung auf  $82^\circ\text{C}$  begrenzt. Dieser Unterschied in der Badtemperatur könnte einen entscheidenden Einfluss auf das Ätzverhalten der Piranha-Lösung haben. Daher wurden zusätzlich Versuche mit hierarchisch texturierten Wafern in der Nassbank am LNQE der Universität Hannover durchgeführt, die eine Piranha-Lösung auf bis zu  $120^\circ\text{C}$  aufheizen kann. Allerdings war es auch dort nicht möglich, die Oberflächen mit den niedrigen Reflexionswerten herzustellen. Solange diese Oberflächen nicht reproduzierbar hergestellt werden können, ist eine Anwendung der hierarchischen Textur auf Solarzellen am ISFH nicht durchführbar. Allerdings sollte es mit Kenntnis der richtigen Parameter möglich sein, die gewünschte Textur auch auf großen Wafern zu reproduzieren.



## 8 Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, gedruckte Metallkontakte auf Ionen-implantiertem Boremitter in Hinblick auf den Einsatz in  $n$ -Typ Silizium-Solarzellen zu untersuchen. Die Arbeiten wurden an PERT-Solarzellen vorgenommen. Dies ist ein beidseitig kontaktierter Solarzellentyp mit ganzflächig hochdotierten Schichten auf der Vorder- und auf der Rückseite. Sowohl  $p^+$  als auch  $n^+$ -Schichten wurden mittels Ionen-Implantation hergestellt. Diese eignet sich besonders für diesen Zelltyp, da die Ionen-Implantation ein einseitiger Prozess ist und somit keine Maskierungsschichten oder einseitigen Ätzprozesse notwendig sind. Zudem bietet sie die Möglichkeit, unkompliziert das Dotierprofil auch nur für einige Wafer zu modifizieren.

In Anlehnung an den derzeit als Metallisierungstechnologie in der Photovoltaik-Industrie vorherrschenden Siebdruckprozess wurde in dieser Arbeit ebenfalls die Kontaktierung der Solarzellen mittels Pastendruck realisiert. Für den  $p^+$ -Boremitter kann dafür allerdings keine reine Silberpaste verwendet werden. Um einen hinreichend niedrigen spezifischen Kontaktwiderstand von  $5\text{ m}\Omega\text{cm}^2$  oder weniger auf einem Boremitter erzielen zu können, muss der Paste ein geringer Prozentsatz an Aluminium zugegeben werden. Die Rolle des Aluminiums im Prozess der Kontaktbildung war zu Beginn der Arbeit noch unverstanden.

In strukturellen Untersuchungen an unterschiedlichen Ag/Al-Pasten konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, dass durch die Zugabe des Al in der Paste die Kontaktausbildung während des Feuerprozesses verändert wird und sich die finalen Kontakte, die sich bei Verwendung einer Ag/Al-Paste ergeben, von denen aus einer Ag-Paste signifikant unterscheiden. Im Querschliff ist zu erkennen, dass sich das Al nicht gleichmäßig im Pastenvolumen verteilt, sondern in Al-reichen Feldern konzentriert ist. EDX-Aufnahmen zeigen, dass das Blei aus der Glasfritte ebenfalls in diesen Feldern angesammelt wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurde folgendes Modell zur Funktion des Aluminiums aufgestellt: Das Bleiglas wird während des Feuerprozesses durch das Aluminium reduziert, und nicht, wie in einer reinen Silberpaste üblich, erst durch das Silizium. Dadurch bildet sich in der Nähe der Al-reichen Felder keine dicke Bleiglassschicht an der Silizium-Pasten-Grenzfläche, welche offenbar für den höheren Kontaktwiderstand in Al-freien Pasten verantwortlich ist. Zusätzlich wird durch das Aluminium flüssiges Silber für die Kontaktbildung zur Verfügung gestellt, indem das Al während des Feuerprozesses schmilzt und dann das umgebende Ag ebenfalls in die flüssige Phase überführt werden kann. Kommt dieses flüssige Ag/Al-System mit Si in Kontakt, wird auch Silizium darin gelöst. Es kommt zu einem Massenaustausch, dadurch bildet sich ein in das Si hineingewachsener Kontaktpunkt. Diese Kontaktpunkte sind maßgeblich zum Herstellen des elektrischen Kontaktes verantwortlich. Sie kommen nur unter den Aluminium-Feldern im Pastenvolumen vor und nehmen einen Anteil von etwa 1 % der mit Paste bedeckten Fläche ein. Diese Kontaktpunkte können einige Mikrometer in das Silizium hineinragen. Dennoch wird kein für die Solarzelle schädlicher Parallelwiderstand gemessen. Mögliche Erklärungen dafür wurden ebenfalls in der Arbeit diskutiert.

Mithilfe dieser Kontaktpunkte kann auch eine zweite Eigenschaft der Ag/Al-Pasten erklärt werden, die vor Beginn dieser Arbeit noch nicht verstanden war: die mitunter sehr starke Emitter-Rekombinationsstromdichte unter den Kontakten  $J_{0,e\text{met}}$ . Diese ist deutlich stärker, als es für einen intakten metallisierten Emitter zu erwarten ist. Mittels Herstellung und Messung von Solarzellen mit unterschiedlichem Metallisierungsgrad konnte das  $J_{0,e\text{met}}$  für verschiedene Pasten und unterschiedliche Emitter bestimmt werden. Es konnte beobachtet werden, dass  $J_{0,e\text{met}}$  mit schwächerer Emitterdotierung deutlich ansteigt und bis zu 3,5-fach höher liegt, als theoretisch vorhergesagt. Im Vergleich der Emitterprofile konnte ebenfalls gezeigt werden, dass der Anstieg der

Rekombinationsstromdichte umso stärker ausfällt, je flacher das Emitterprofil ist. Für einen tief eingetriebenen Emitter mit Tiefe  $> 1 \mu\text{m}$  ist das gemessene  $J_{0,emet}$  gegenüber der theoretischen Erwartung nur um den Faktor 1,2 erhöht. Es konnte auch ein Unterschied zwischen beiden untersuchten Ag/Al-Pasten bestimmt werden, die aktuellere Paste zeigt eine weniger starke Erhöhung der Rekombinationsstromdichte als die früher entwickelte Paste. Für einen Emitter mit Schichtwiderstand von  $R_{sheet} = 137 \Omega/\text{sq.}$  beträgt das  $J_{0,emet}$  bei der aktuelleren Paste  $1399 \text{ fA}/\text{cm}^2$ . Dies bedeutet, dass die Ag/Al-Paste die maximal erreichbare Spannung in der Solarzelle nicht mehr so stark limitiert wie noch zu Beginn dieser Arbeit, als die Paste noch als ein wesentlicher limitierender Faktor für hohe Effizienzen von  $n$ -Typ-Solarzellen mit Boremitter und gedruckter Metallisierung angesehen wurde.

In Simulationen konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, dass diese Vergrößerung des  $J_{0,emet}$  mit den beobachteten Kontaktpunkten im Silizium erklärt werden kann. Dabei sind sowohl Tiefe der Kontaktpunkte als auch Flächenanteil an der Kontaktfläche wichtige Parameter zur Charakterisierung einer Paste. Für jede Paste konnte ein Parameterpaar zur Beschreibung der Abhängigkeit des  $J_{0,emet}$  vom Emitter bestimmt werden. Für die Paste "D" kann das experimentell bestimmte  $f_{cont}$  bestätigt werden, für Paste "H" ist der Flächenanteil des Kontaktpunktes aufgrund der Begrenzung der Eindringtiefe  $d_{entf}$  in der Simulation überschätzt. Aus den Simulationen können somit auch Entwicklungsziele für Ag/Al-Pasten abgeleitet werden: Die Kontaktpunkte sollten nach Möglichkeit nicht zu tief in das Silizium eindringen, da insbesondere bei einer verbleibenden Emitterdicke von weniger als  $200 \mu\text{m}$  unter dem Kontaktpunkt das  $J_{0,emet}$  sehr stark ansteigt. Lokal können an diesen dünnen verbleibenden Emittlern Werte von über  $10^5 \text{ fA}/\text{cm}^2$  erreicht werden. Zusätzlich ist es vorteilhafter, wenn die Kontaktpunkte eine große Fläche und großen Abstand voneinander besitzen anstatt dass es mehr Kontaktpunkte mit kleinerer Fläche und kleinerem Abstand gibt. Dies ist durch die Ansammlung der Kontaktpunkte in Clustern bereits näherungsweise gegeben. Diese bilden sich nur an Stellen unterhalb der Al-reichen Felder. Das Auftreten von Aluminium nur in Al-reichen Feldern im Pastenvolumen ist somit positiv zu bewerten, da dies zur Bildung der Kontaktpunkte nur in lokalen Anhäufungen führt.

Mit den Erkenntnissen zur Rekombination unter den Pasten kann eine gezielte Weiterentwicklung der  $n$ -PERT Solarzellen erfolgen. Zur Bestimmung der Entwicklungsziele wurden ausgehend von einem Basis-Zellprozess mit Emitterschichtwiderständen zwischen  $60$  und  $80 \Omega/\text{sq.}$  und Siebdruck-Vorderseitenmetallisierung eine umfangreiche Charakterisierung der Solarzellen und eine darauf aufbauende Simulation der Solarzellen mittels Quokka durchgeführt. In der Simulation wird nach dem Berechnen der Strom-Spannungs-Kennlinie am Maximum Power Point eine Analyse der Freie-Energie-Verluste durchgeführt. Diese Verlustanalyse zeigt, dass Rekombination im Emitter im Basisprozess der Haupt-Verlustmechanismus ist. Ausgehend von diesem Ergebnis wurden mehrere Strategien vorgestellt, die durch Veränderungen im Zellprozess diesen Verlust minimieren sollen. Die Einführung des Schablonendrucks resultiert vor allem in einem geringeren Verlust durch Rekombination am Emitterkontakt. Durch den Einsatz des Schablonendrucks können in allen maßgeblichen Hellkennlinien-Parametern  $J_{SC}$ ,  $V_{OC}$  und  $FF$  Gewinne gegenüber dem Basisprozess erzielt werden, folglich steigt der Wirkungsgrad.

Allerdings ist weiterhin die Rekombination im Emitter der dominierende Verlustmechanismus. Daher wurden zwei weitere Prozessvariationen untersucht: Der Einsatz eines selektiven Emitters und der Einsatz der aktuelleren Ag/Al-Paste. Der selektive Emitter kann gerade mit Ionen-Implantation sehr einfach durch die Verwendung einer Maske realisiert werden. Die Simulationen sagen voraus, dass der Wirkungsgrad mit selektivem Emitter hauptsächlich durch eine Verbesserung des  $V_{OC}$  steigt. Der Emitter im Zwischenfingerbereich darf allerdings nicht zu schwach dotiert werden, da sonst ein zu hoher Serienwiderstand den Gewinn im Wirkungsgrad wieder zunichte macht.

Einen vergleichbaren Effizienzgewinn kann der Einsatz der neueren Ag/Al-Paste erzielen. Durch das niedrigere  $J_{0,emet}$  wird ebenfalls insbesondere das  $V_{OC}$  der Solarzelle gesteigert. Mit einer

geringeren Emitterdotierung kann außerdem ein höherer Generationsstrom und somit ein höheres  $J_{SC}$  erzielt werden. Durch den Vergleich zwischen realen Solarzellen konnte das Ergebnis der Simulation für die aktuellere Ag/Al-Paste in allen Hellkennlinien-Parametern auch im Experiment bestätigt werden. Insgesamt konnte im Verlauf der Arbeit eine Wirkungsgradsteigerung von 0,6 % erzielt werden. Diese teilt sich nahezu hälftig auf Verbesserungen in  $J_{SC}$  und  $V_{OC}$  auf.

Durch den Einsatz der neuen Paste wird ein identischer Gewinn im Wirkungsgrad der Solarzelle erreicht wie durch den selektiven Emitter. Aufgrund dieser Tatsache und aufgrund der schwierigeren technologischen Umsetzbarkeit von Solarzellen mit selektivem Emitter könnte eine  $n$ -PERT Solarzelle mit ganzflächigem Emitter die präferierte Entwicklungsrichtung darstellen. Sollte die nächste Generation von Ag/Al-Pasten noch niedrigere  $J_{0,emet}$ -Werte aufweisen, dürfte ein möglicher Wirkungsgradvorteil des selektiven Emitters noch geringer ausfallen.

Die mit den Simulationen einhergehende Verlustanalyse konnte ebenfalls zeigen, dass im Stadium, in dem sich die Solarzellen zu Ende dieser Arbeit befinden, die Rekombination im Emitter nicht mehr den Haupt-Verlustmechanismus darstellt. Vielmehr ist nun die Rekombination von freien Ladungsträgern in der Basis der größte Verlustmechanismus. Der Einsatz von Ausgangsmaterial mit höherer Minoritätsladungsträger-Lebensdauer und auch das Beibehalten einer möglichst hohen Lebensdauer durch den Zellprozess stellen nun neben dem Serienwiderstand den größten Hebel für eine Effizienzsteigerung dar.

Das Potential für hocheffiziente gedruckte Solarzellen ist mit dem  $n$ -PERT Ansatz vorhanden: Eine Solarzelle auf einem  $15,6 \times 15,6 \text{ cm}^2$  großen Cz-Wafer, in der der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Emitter eingesetzt wird, erreicht einen Wirkungsgrad von 21,8 %. Dies ist zum jetzigen Zeitpunkt der höchste unabhängig bestätigte veröffentlichte Wirkungsgrad für beidseitig mittels Pastendruck metallisierte  $n$ -Typ PERT Solarzellen. Außerdem weisen diese bifacialen Solarzellen außerordentlich hohe Bifacialitätsfaktoren von über 0,99 auf.

Zum Abschluss der Arbeit wurde mit der hierarchischen Textur ein neuartiger Ansatz zur weiteren Verbesserung der Reflexion von Solarzellen vorgestellt. Dazu wird auf einer konventionellen Random-Pyramid Textur ein zusätzlicher Ätzschritt durchgeführt, der Strukturen mit Größe unter 1 Mikrometer auf den Pyramiden erzeugen soll. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieser Ätzschritt mittels Plasmaätzen durchgeführt. Eine Evaluation auf Testwafern konnte eine niedrigere Reflexion für diesen Ansatz gegenüber der Random Pyramid Textur als Referenz sowohl vor als auch nach Aufbringen der Antireflexschicht nachweisen. Aus den Reflexionsmessungen lässt sich ein potentieller Gewinn von  $0,4 \text{ mA/cm}^2$  in der Generationsstromdichte durch den Einsatz der hierarchischen Textur berechnen. Die Evaluation der hierarchischen Textur auf Solarzellen konnte die Ergebnisse der Testwafer leider nicht bestätigen, da auf den Zellwafern nach Reinigung eine andere Oberflächenbeschaffenheit aufgetreten ist, als auf den Testwafern. Dies bedeutet, dass der Prozess im jetzigen Stadium stabilisiert werden muss. Die hierarchische Textur muss also in der gewünschten Morphologie reproduzierbar herstellbar sein. Dies ist im Rahmen dieser Arbeit leider nicht mehr möglich gewesen. Da die Textur in der gewünschten Form bereits hergestellt werden konnte, sollte dies mit Kenntnis der richtigen Parameter bei der Reinigung der Wafer möglich sein. Perspektivisch sollte der Herstellung einer hierarchischen Textur mittels nasschemischem Ätzen die größere Chance zum Eingang in die Fertigung von Solarzellen haben.



## Literaturverzeichnis

- [1] SEMI PV Group, International Technology Roadmap for Photovoltaics (ITRPV) Results 2014, <http://www.itrpv.net> [Online; abgerufen 5. August 2015].
- [2] J. Zhao, A. Wang und M. A. Green, 24.5% efficiency silicon PERT cells on MCZ substrates and 24.7% efficiency PERL cells on FZ substrates, in: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, **7**(6), S. 471–474 (1999), doi:10.1002/(SICI)1099-159X(199911/12)7:6<471::AID-PIP298>3.0.CO;2-7.
- [3] K. Masuko, M. Shigematsu, T. Hashiguchi, D. Fujishima, M. Kai, N. Yoshimura, T. Yamaguchi, Y. Ichihashi, T. Mishima, N. Matsubara *et al.*, Achievement of more than 25% conversion efficiency with crystalline silicon heterojunction solar cell, in: *IEEE Journal of Photovoltaics*, **4**(6), S. 1433–1435 (2014), doi:10.1109/JPHOTOV.2014.2352151.
- [4] J. Nakamura, N. Asano, T. Hieda, C. Okamoto, H. Katayama und K. Nakamura, Development of heterojunction back contact Si solar cells, in: *IEEE Journal of Photovoltaics*, **4**(6), S. 1491–1495 (2014), doi:10.1109/JPHOTOV.2014.2358377.
- [5] S. W. Glunz, F. Feldmann, A. Richter, M. Bivour, C. Reichel, H. Steinkemper, J. Benick und M. Hermle, The irresistible charm of a simple current flow pattern - 25% with a solar cell featuring a full-area back contact, in: *Proc. 31st European PV Solar Energy Conference and Exhibition*, S. 259–263 (2015).
- [6] D. Adachi, J. L. Hernández und K. Yamamoto, Impact of carrier recombination on fill factor for large area heterojunction crystalline silicon solar cell with 25.1% efficiency, in: *Applied Physics Letters*, **107**(23), S. 233.506 (2015), doi:10.1063/1.4937224.
- [7] S. W. Glunz, High-efficiency crystalline silicon solar cells, in: *Advances in OptoElectronics*, **2007**, S. 97.370 (2007), doi:10.1155/2007/97370.
- [8] S. M. Sze und K. K. Ng, *Physics of semiconductor devices* (John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 2006), ISBN 978-0-471-14323-9.
- [9] J. Krügener, R. Peibst, F. A. Wolf, E. Bugiel, T. Ohrdes, F. Kiefer, C. Schöllhorn, A. Grohe, R. Brendel und H. J. Osten, Electrical and structural analysis of crystal defects after high-temperature rapid thermal annealing of highly boron ion-implanted emitters, in: *IEEE Journal of Photovoltaics*, **5**(1), S. 166–173 (2015), doi:10.1109/JPHOTOV.2014.2365468.
- [10] Trina Solar Limited, Pressemitteilung: Trina Solar announces new efficiency record of 22.13% for mono-crystalline silicon solar cell (2015), <http://ir.trinasolar.com/phoenix.zhtml?c=206405&p=irol-newsArticle&ID=2122938> [Online; abgerufen 16. Dezember 2015].
- [11] M. A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa und W. Warta, Solar cell efficiency tables (version 37), in: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, **19**(1), S. 84–92 (2011), doi:10.1002/pip.1088.

- [12] S. Gatz, H. Hannebauer, R. Hesse, F. Werner, A. Schmidt, T. Dullweber, J. Schmidt, K. Bothe und R. Brendel, 19.4%-efficient large-area fully screen-printed silicon solar cells, in: *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters*, **5**(4), S. 147–149 (2011), doi:10.1002/pssr.201105045.
- [13] F. Kiefer, J. Krügener, F. Heinemeyer, H. J. Osten, R. Brendel und R. Peibst, Structural investigation of printed Ag/Al contacts on silicon and numerical modeling of their contact recombination, in: *IEEE Journal of Photovoltaics*, **6**(5), S. 1175–1182 (2016), doi:10.1109/JPHOTOV.2016.2591318.
- [14] R. Bock, *Screen-printed aluminum-doped  $p^+$  emitters for the application to n-type silicon solar cells*, Dissertation, Universität Hannover (2011).
- [15] V. Mertens, T. Ballmann, J. Y. Lee, M. Junghänel, F. Stenzel, L. Brandt, A. Schulze, P. Engelhart, J. W. Müller, P. Wawer und K. H. Küsters, Influence of base resistivity on solar cell parameters of double-side contacted rear junction solar cells, in: *Energy Procedia*, **27**, S. 53–58 (2012), doi:10.1016/j.egypro.2012.07.028.
- [16] M. Rauer, *Alloying from Screen-printed Aluminum Pastes for Silicon Solar Cell Applications*, Dissertation, Universität Konstanz (2014).
- [17] D. K. Schroder und D. L. Meier, Solar cell contact resistance - a review, in: *IEEE Transactions on Electron Devices*, **31**(5), S. 637–647 (1984), doi:10.1109/T-ED.1984.21583.
- [18] H. Kerp, S. Kim, R. Lago, F. Recart, I. Freire, L. Pérez, K. Albertsen, J. C. Jiménez und A. Shaikh, Development of screen printable contacts for  $p^+$  emitters in bifacial solar cells, in: *Proc. 21st European PV Solar Energy Conference and Exhibition*, S. 892–894 (2006).
- [19] L. J. Koduvelikulathu, A. Edler, V. Mihailetschi, C. Comparotto, A. Halm, R. Kopecek und K. Peter, Metallization and firing process impact on Voc - a simulation study, in: *Proc. 27th European PV Solar Energy Conference and Exhibition*, S. 1432–1434 (2012).
- [20] F. Kiefer, R. Peibst, T. Ohrdes, J. Krugener, H. J. Osten und R. Brendel, Emitter recombination current densities of boron emitters with silver/aluminum pastes, in: *40th IEEE Photovoltaic Specialist Conference (PVSC)*, S. 2808–2812 (2014), doi:10.1109/PVSC.2014.6925514.
- [21] T. S. Böске, D. Kania, C. Schöllhorn, D. Stichtenoth, A. Helbig, P. Sadler, M. Braun, M. Dupke, M. Weis, A. Grohe, J. Lossen und H. J. Krokoszinski, Fully ion implanted and coactivated industrial n-type cells with 20.5% efficiency, in: *IEEE Journal of Photovoltaics*, **4**(1), S. 48–51 (2014), doi:10.1109/JPHOTOV.2013.2287760.
- [22] F. Kiefer, J. Krügener, F. Heinemeyer, H. J. Osten, R. Brendel und R. Peibst, Bifacial, fully screen-printed n-PERT solar cells with BF<sub>2</sub> and B implanted emitters, in: *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **157**, S. 326–330 (2016), doi:10.1016/j.solmat.2016.05.028.
- [23] M. A. Green, *Solar Cells - Operating Principles, Technology and System Applications* (University of New South Wales, Sydney, 1998).
- [24] A. Goetzberger, B. Voß und J. Knobloch, *Sonnenenergie: Photovoltaik - Physik und Technologie der Solarzelle* (B. G. Teubner, Stuttgart, 1997).
- [25] Y. Schiele, S. Fahr, S. Joos, G. Hahn und B. Terheiden, Study on boron emitter formation by BBr<sub>3</sub> diffusion for n-type Si solar cell applications, in: *Proc. 28th European PV Solar Energy Conference and Exhibition*, S. 1242–1247 (2013).

- [26] M. A. Kessler, T. Ohrdes, B. Wolpensinger und N.-P. Harder, Charge carrier lifetime degradation in Cz silicon through the formation of a boron-rich layer during BBr<sub>3</sub> diffusion processes, in: *Semiconductor Science and Technology*, **25**(5), S. 055.001 (2010), doi:10.1088/0268-1242/25/5/055001.
- [27] I. Ruge und H. Mader, *Halbleiter-Technologie* (Springer Verlag, Heidelberg, 1991), ISBN 978-3-642-58235-6.
- [28] H. Ryssel und I. Ruge, *Ionenimplantation* (Vieweg+Teubner Verlag, Stuttgart, 1978), ISBN 978-3-519-03206-9.
- [29] P. Kalra, *Advanced Source/Drain Technologies for Nanoscale CMOS*, Dissertation, University of California, Berkeley (2008).
- [30] ITRS, International Technology Roadmap for Semiconductors, 2013 Edition (2013), <http://www.itrs2.net/2013-itrs.html> [Online; abgerufen 6. Januar 2016].
- [31] A. Agarwal, H.-J. Gossmann und A. T. Fiory, Effect of ramp rates during rapid thermal annealing of ion implanted boron for formation of ultra-shallow junctions, in: *Journal of Electronic Materials*, **28**(12), S. 1333–1339 (1999), doi:10.1007/s11664-999-0118-7.
- [32] V. Kveder, M. Kittler und W. Schröter, Recombination activity of contaminated dislocations in silicon: A model describing electron-beam-induced current contrast behavior, in: *Physical Review B*, **63**, S. 115.208 (2001), doi:10.1103/PhysRevB.63.115208.
- [33] M. Seibt, V. Kveder, W. Schröter und O. Voß, Structural and electrical properties of metal impurities at dislocations in silicon, in: *physica status solidi (a)*, **202**(5), S. 911–920 (2005), doi:10.1002/pssa.200460515.
- [34] A. B. Sproul, Dimensionless solution of the equation describing the effect of surface recombination on carrier decay in semiconductors, in: *Journal of Applied Physics*, **76**(5), S. 2851–2854 (1994), doi:10.1063/1.357521.
- [35] E. C. Baranova, V. M. Gusev, W. V. Martynenko, C. V. Starinin und I. B. Haibullin, On silicon amorphization during different mass ion implantation, in: *Radiation Effects*, **18**(1-2), S. 21–26 (1973), doi:10.1080/00337577308234712.
- [36] A. Florakis, T. Janssens, E. Rosseel, B. Douhard, J. Delmotte, E. Cornagliotti, J. Poortmans und W. Vandervorst, Simulation of the anneal of ion implanted boron emitters and the impact on the saturation current density, in: *Energy Procedia*, **27**, S. 240–246 (2012), doi:10.1016/j.egypro.2012.07.058.
- [37] A. Agarwal, T. E. Haynes, D. J. Eaglesham, H.-J. Gossmann, D. C. Jacobson, J. M. Poate und Y. E. Erokhin, Interstitial defects in silicon from 1-5 keV Si<sup>+</sup> ion implantation, in: *Applied physics letters*, **70**(25), S. 3332–3334 (1997), doi:10.1063/1.119161.
- [38] F. Cristiano, J. Grisolia, B. Colombeau, M. Omri, B. de Mauduit, A. Claverie, L. F. Giles und N. E. B. Cowern, Formation energies and relative stability of perfect and faulted dislocation loops in silicon, in: *Journal of Applied Physics*, **87**(12), S. 8420–8428 (2000), doi:10.1063/1.373557.
- [39] M. J. Caturla, M. D. Johnson und T. D. de la Rubia, The fraction of substitutional boron in silicon during ion implantation and thermal annealing, in: *Applied physics letters*, **72**(21), S. 2736–2738 (1998), doi:10.1063/1.121075.

- [40] M. Raghuwanshi, A. Lanterne, J. Le Perchec, P. Pareige, E. Cadel, S. Gall und S. Duguay, Influence of boron clustering on the emitter quality of implanted silicon solar cells: an atom probe tomography study, in: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* (2015), doi:10.1002/pip.2607.
- [41] A. Richter, J. Benick und M. Hermle, Boron emitter passivation with  $Al_2O_3$  and  $Al_2O_3/SiN_x$  stacks using ALD  $Al_2O_3$ , in: *IEEE Journal of Photovoltaics*, **3**(1), S. 236–245 (2013), doi:10.1109/JPHOTOV.2012.2226145.
- [42] A. Cuevas, P. A. Basore, G. Giroult-Matlakowski und C. Dubois, Surface recombination velocity of highly doped n-type silicon, in: *Journal of Applied Physics*, **80**(6), S. 3370–3375 (1996), doi:10.1063/1.363250.
- [43] B. Bazer-Bachi, C. Oliver, B. Semmache, Y. Pellegrin, M. Gauthier, N. Le Quang und M. Lemiti, Co-diffusion from boron doped oxide and  $POCl_3$ , in: *Proc. 26th European PV Solar Energy Conference and Exhibition, Hamburg*, S. 1155–1159 (2011).
- [44] N. Wehmeier, G. Schrapf, H. Wagner, B. Lim, N.-P. Harder und P. P. Altermatt, Boron-doped PECVD silicon oxides as diffusion sources for simplified high-efficiency solar cell fabrication, in: *Proc. 28th European PV Solar Energy Conference and Exhibition*, S. 1980–1984 (2013).
- [45] J. Engelhardt, A. Frey, S. Fritz, G. Micard, S. Riegel, G. Hahn und B. Terheiden, Contact formation on boron doped silicon substrates from passivating PECV-deposited dielectric doping layers with anti-reflective properties by screen-printing Ag pastes for high-efficiency n-type silicon solar cells, in: *Proc. 31st European PV Solar Energy Conference and Exhibition, Hamburg*, S. 351–354 (2015).
- [46] R. Low, A. Gupta, N. Bateman, D. Ramappa, P. Sullivan, W. Skinner, J. Mullin, S. Peters und H. Weiss-Wallrath, High efficiency selective emitter enabled through patterned ion implantation, in: *35th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, S. 001.440–001.445 (2010), doi:10.1109/PVSC.2010.5614426.
- [47] P. Engelhart, *Lasermaterialbearbeitung als Schlüsseltechnologie zum Herstellen rückseitenkontaktierter Siliciumsolarzellen*, Dissertation, Universität Hannover (2007).
- [48] A. Herguth, G. Schubert, M. Kaes und G. Hahn, Avoiding boron-oxygen related degradation in highly boron doped Cz silicon, in: *Proc. 21st European PV Solar Energy Conference and Exhibition*, S. 530–537 (2006).
- [49] J. Schmidt, A. Aberle und R. Hezel, Investigation of carrier lifetime instabilities in Cz-grown silicon, in: *Conference Record of the Twenty-Sixth IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, S. 13–18 (1997), doi:10.1109/PVSC.1997.653914.
- [50] W. Kern, The Evolution of Silicon Wafer Cleaning Technology, in: *Journal of The Electrochemical Society*, **137**(6), S. 1887–1892 (1990), doi:10.1149/1.2086825.
- [51] H. Hannebauer, T. Dullweber, T. Falcon und R. Brendel, Fineline printing options for high efficiencies and low Ag paste consumption, in: *Energy Procedia*, **38**, S. 725 – 731 (2013), doi:10.1016/j.egypro.2013.07.339.
- [52] Koenen GmbH, Datenblatt: Edelstahldrahtgewebe (2015), <http://www.koenen.de/hauptmenue-links/produkte/koenen-siebdruckgewebe-und-rahmen/koenen-edelstahldraht-siebdruckgewebe.html> [Online; abgerufen 6. August 2015].

- [53] H. Hannebauer, S. Schimanke, T. Falcon, P. P. Altermatt und T. Dullweber, Optimized stencil print for low Ag paste consumption and high conversion efficiencies, in: *Energy Procedia*, **67**, S. 108 – 115 (2015), doi:10.1016/j.egypro.2015.03.294.
- [54] M. Eberstein, J. Schilm, K. Reinhardt und U. Partsch, Kinetic aspects of the contact formation by glass containing silver pastes, in: *Proc. 27th European PV Solar Energy Conference and Exhibition*, S. 840–844 (2012).
- [55] A. Mette, *New Concepts for Front Side Metallization of Industrial Silicon Solar Cells*, Dissertation, Universität Freiburg i. Br. (2007).
- [56] S. Glunz, R. Preu, S. Schaefer, E. Schneiderlochner, W. Pfleging, R. Ludemann und G. Willeke, New simplified methods for patterning the rear contact of RP-PERC high-efficiency solar cells, in: *Conference Record of the Twenty-Eighth IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, S. 168–171 (2000), doi:10.1109/PVSC.2000.915780.
- [57] S. Hermann, *Laserstrahlablation von SiO<sub>2</sub>-Passivierschichten mit Anwendung auf die RISE-EWT-Solarzelle*, Dissertation, Universität Hannover (2011).
- [58] IEC Standard 60904-1, Photovoltaic Devices, Part 1: Measurement of Photovoltaic Current–Voltage Characteristics, International Electrotechnical Commission, Geneva, Switzerland (2006).
- [59] B. Fischer, *Loss Analysis of Crystalline Silicon Solar Cells using Photoconductance and Quantum Efficiency Measurements*, Dissertation, Universität Konstanz (2003).
- [60] C. Schinke, *Uncertainty of the Coefficient of Band-to-Band Absorption of Crystalline Silicons*, Dissertation, Universität Hannover (2015).
- [61] S. Glunz, *Ladungsträgerrekombination in Silicium und Siliciumsolarzellen*, Dissertation, Universität Freiburg i. Br. (1995).
- [62] W. Shockley und W. T. Read, Statistics of the recombinations of holes and electrons, in: *Phys. Rev.*, **87**, S. 835–842 (1952), doi:10.1103/PhysRev.87.835.
- [63] R. N. Hall, Electron-hole recombination in germanium, in: *Phys. Rev.*, **87**, S. 387 (1952), doi:10.1103/PhysRev.87.387.
- [64] D. Kane und R. M. Swanson, Measurement of the emitter saturation current by a contactless photoconductivity decay method, in: *Conference Record of the Eighteenth IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, S. 578–583 (1985).
- [65] K. Bothe, *Oxygen-related trapping and recombination in boron-doped crystalline silicon*, Dissertation, Universität Hannover (2006).
- [66] R. A. Sinton, A. Cuevas und M. Stuckings, Quasi-steady-state photoconductance, a new method for solar cell material and device characterization, in: *Conference Record of the Twenty Fifth IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, S. 457–460 (1996), doi:10.1109/PVSC.1996.564042.
- [67] A. Cuevas, M. Stocks, D. Macdonald, R. Sinton *et al.*, Applications of the quasi-steady-state photoconductance technique, in: *Proc. 2nd World Conference and Exhibition on Photovoltaic Solar Energy Conversion*, S. 1236–1241 (European Commission, 1998).
- [68] B. Lim, *Boron-oxygen-related recombination centers in crystalline silicon and the effects of dopant-compensation*, Dissertation, Universität Hannover (2012).

- [69] A. Cuevas und R. A. Sinton, Prediction of the open-circuit voltage of solar cells from the steady-state photoconductance, in: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, **5**(2), S. 79–90 (1997), doi:10.1002/(SICI)1099-159X(199703/04)5:2<79::AID-PIP155>3.0.CO;2-J.
- [70] D. K. Schroder, *Semiconductor material and device characterization* (John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 2006).
- [71] P. Blood, Capacitance-voltage profiling and the characterisation of III-V semiconductors using electrolyte barriers, in: *Semiconductor Science and technology*, **1**(1), S. 7–27 (1986), doi:10.1088/0268-1242/1/1/002.
- [72] E. Peiner, A. Schlachetzki und D. Krüger, Doping profile analysis in Si by electrochemical capacitance-voltage measurements, in: *Journal of the Electrochemical Society*, **142**(2), S. 576–580 (1995), doi:10.1149/1.2044101.
- [73] D. Klaassen, A unified mobility model for device simulation - I. Model equations and concentration dependence, in: *Solid-State Electronics*, **35**(7), S. 953–959 (1992), doi:10.1016/0038-1101(92)90325-7.
- [74] D. Klaassen, A unified mobility model for device simulation - II. Temperature dependence of carrier mobility and lifetime, in: *Solid-State Electronics*, **35**(7), S. 961–967 (1992), doi:10.1016/0038-1101(92)90326-8.
- [75] D. L. Meier und D. K. Schroder, Contact resistance: Its measurement and relative importance to power loss in a solar cell, in: *IEEE Transactions on Electron Devices*, **31**(5), S. 647–653 (1984), doi:10.1109/T-ED.1984.21584.
- [76] R. Lago, L. Pérez, H. Kerp, I. Freire, I. Hoces, N. Azkona, F. Recart und J. C. Jimeno, Screen printing metallization of boron emitters, in: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, **18**(1), S. 20–27 (2010), doi:10.1002/pip.933.
- [77] S. Riegel, F. Mutter, G. Hahn und B. Terheiden, Contact formation in the silver/aluminium thick film firing process - a phenomenological approach, in: *Proc. 25th European PV Solar Energy Conference and Exhibition*, S. 2353–2356 (2010).
- [78] W. Schottky, Zur Halbleitertheorie der Sperrschicht- und Spitzengleichrichter, in: *Zeitschrift für Physik*, **113**(5-6), S. 367–414 (1939), doi:10.1007/BF01340116.
- [79] N. F. Mott, The theory of crystal rectifiers, in: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **171**(944), S. 27–38 (1939), doi:10.1098/rspa.1939.0051.
- [80] J. Bardeen, Surface states and rectification at a metal semi-conductor contact, in: *Phys. Rev.*, **71**, S. 717–727 (1947), doi:10.1103/PhysRev.71.717.
- [81] A. Yu, Electron tunneling and contact resistance of metal-silicon contact barriers, in: *Solid-State Electronics*, **13**(2), S. 239–247 (1970), doi:10.1016/0038-1101(70)90056-0.
- [82] D. R. Lide (Herausgeber), *CRC handbook of chemistry and physics* (CRC press, Boca Raton, FL, 2001).
- [83] M. König, A. Rudl, N. Georg und H. M., Advanced model for the contact formation of Al-containing Ag thick film paste on boron-doped emitter of Si solar cells (2013), präsentiert beim 3rd nPV Workshop, Chambery.

- [84] F. D. Heinz, M. Breitwieser, P. Gundel, M. König, M. Hörteis, W. Warta und M. C. Schubert, Microscopic origin of the aluminium assisted spiking effects in n-type silicon solar cells, in: *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **131**, S. 105–109 (2014), doi:10.1016/j.solmat.2014.05.036.
- [85] S. Fritz, M. König, S. Riegel, A. Herguth, M. Hörteis und G. Hahn, Formation of Ag/Al screen-printing contacts on B emitters, in: *IEEE Journal of Photovoltaics*, **5**(1), S. 145–151 (2015), doi:10.1109/JPHOTOV.2014.2364117.
- [86] L. Liang, Z. G. Li, L. K. Cheng, N. Takeda und A. F. Carroll, Microstructural characterization and current conduction mechanisms of front-side contact of n-type crystalline Si solar cells with Ag/Al pastes, in: *Journal of Applied Physics*, **117**(21), S. 215.102 (2015), doi:10.1063/1.4921544.
- [87] G. Schubert, *Thick Film Metallisation of Crystalline Silicon Solar Cells - Mechanisms, Models and Applications*, Dissertation, Universität Konstanz (2006).
- [88] M. Eberstein, H. Falk-Windisch, M. Peschel, J. Schilm, T. Seuthe, M. Wenzel, C. Kretzschmar und U. Partsch, Sintering and contact formation of glass containing silver pastes, in: *Energy Procedia*, **27**, S. 522–530 (2012), doi:10.1016/j.egypro.2012.07.104.
- [89] S. Körner, F. Kiefer, R. Peibst, F. Heinemeyer, J. Krügener und M. Eberstein, Basic study on the influence of glass composition and aluminum content on the Ag/Al paste contact formation to boron emitters, in: *Energy Procedia*, **67**, S. 20 – 30 (2015), doi:10.1016/j.egypro.2015.03.284.
- [90] O. Gzowski, L. Murawski und K. Trzebiatowski, The surface conductivity of lead glasses, in: *Journal of Physics D: Applied Physics*, **15**(6), S. 1097–1101 (1982), doi:10.1088/0022-3727/15/6/019.
- [91] L. Liang, Z. Li, L. K. Cheng, N. Takeda, R. Young und A. Carroll, Current conduction mechanism of front-side contact of n-type crystalline Si solar cells with Ag/Al pastes, in: *IEEE Journal of Photovoltaics*, **4**(2), S. 549–553 (2014), doi:10.1109/JPHOTOV.2013.2292350.
- [92] A. McAlister, The Ag-Al (silver-aluminum) system, in: *Bulletin of Alloy Phase Diagrams*, **8**(6), S. 526–533 (1987), doi:10.1007/BF02879428.
- [93] S. Fritz, S. Riegel, A. Hammud, H. Deniz und G. Hahn, Crystalline nature of metal spikes and silicon inclusions in Ag/Al screen-printing metallization, in: *IEEE Journal of Photovoltaics*, **6**(1), S. 79–85 (2016), doi:10.1109/JPHOTOV.2015.2493363.
- [94] E. Lohmüller, S. Werner, R. Hoenig, J. Greulich und F. Clement, Impact of boron doping profiles on the specific contact resistance of screen printed Ag–Al contacts on silicon, in: *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **142**, S. 2–11 (2015), doi:10.1016/j.solmat.2015.04.039.
- [95] A. Edler, V. Mihailetchi, R. Kopecek, R. Harney, T. Böske, D. Stichtenoth, J. Lossen, K. Meyer, R. Hellriegel, T. Aichele *et al.*, Improving screen printed metallization for large area industrial solar cells based on n-type material, in: *Energy Procedia*, **8**, S. 493–497 (2011), doi:10.1016/j.egypro.2011.06.171.
- [96] F. Kiefer, R. Peibst, T. Ohrdes, T. Dullweber, J. Krügener, H. J. Osten, C. Schöllhorn, A. Grohe und R. Brendel, Influence of the boron emitter profile on  $V_{OC}$  and  $J_{SC}$  losses in fully ion implanted n-type PERT solar cells, in: *physica status solidi (a)*, **212**(2), S. 291–297 (2015), doi:10.1002/pssa.201431118.

- [97] T. Fellmeth, A. Born, A. Kimmerle, F. Clement, D. Biro und R. Preu, Recombination at metal-emitter interfaces of front contact technologies for highly efficient silicon solar cells, in: *Energy Procedia*, **8**, S. 115–121 (2011), doi:10.1016/j.egypro.2011.06.111.
- [98] A. Edler, V. D. Mihailetchi, L. J. Koduvelikulathu, C. Comparotto, R. Kopecek und R. Harnay, Metallization-induced recombination losses of bifacial silicon solar cells, in: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, **23**(5), S. 620–627 (2015), doi:10.1002/pip.2479.
- [99] H. Hannebauer, M. Sommerfeld, J. Müller, T. Dullweber und R. Brendel, Analysis of the emitter saturation current density of industrial type silver screen-printed front contacts, in: *Proc. 27th European PV Solar Energy Conference and Exhibition*, S. 1360–1363 (2012).
- [100] Sentaurus Device, Synopsys Inc., Mountain View, CA, <http://www.synopsys.com/Tools/TCAD/DeviceSimulation/Pages/SentaurusDevice.aspx>.
- [101] MATLAB, The Mathworks Inc., Natick, MA, <http://www.mathworks.com/products/matlab/>.
- [102] P. P. Altermatt, A. Schenk, F. Geelhaar und G. Heiser, Reassessment of the intrinsic carrier density in crystalline silicon in view of band-gap narrowing, in: *Journal of Applied Physics*, **93**(3), S. 1598–1604 (2003), doi:10.1063/1.1529297.
- [103] A. Schenk, Finite-temperature full random-phase approximation model of band gap narrowing for silicon device simulation, in: *Journal of Applied Physics*, **84**(7), S. 3684–3695 (1998), doi:10.1063/1.368545.
- [104] J. Dziewior und W. Schmid, Auger coefficients for highly doped and highly excited silicon, in: *Applied Physics Letters*, **31**(5), S. 346–348 (1977), doi:10.1063/1.89694.
- [105] P. P. Altermatt, J. Schmidt, G. Heiser und A. G. Aberle, Assessment and parameterisation of Coulomb-enhanced Auger recombination coefficients in lowly injected crystalline silicon, in: *Journal of Applied Physics*, **82**(10), S. 4938–4944 (1997), doi:10.1063/1.366360.
- [106] P. P. Altermatt, F. Geelhaar, T. Trupke, X. Dai, A. Neisser und E. Daub, Injection dependence of spontaneous radiative recombination in crystalline silicon: Experimental verification and theoretical analysis, in: *Applied Physics Letters*, **88**(26), S. 261.901 (2006), doi:10.1063/1.2218041.
- [107] P. P. Altermatt, Models for numerical device simulations of crystalline silicon solar cells - a review, in: *Journal of Computational Electronics*, **10**(3), S. 314–330 (2011), doi:10.1007/s10825-011-0367-6.
- [108] R. Brendel, Coupling of light into mechanically textured silicon solar cells: A ray tracing study, in: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, **3**(1), S. 25–38 (1995), doi:10.1002/pip.4670030103.
- [109] Quokka 2 Manual, [https://www.pvlighthouse.com.au/Resources/Quokka2/QM2/Quokka\\_manual.htm](https://www.pvlighthouse.com.au/Resources/Quokka2/QM2/Quokka_manual.htm).
- [110] R. Brendel, Modeling solar cells with the dopant-diffused layers treated as conductive boundaries, in: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, **20**(1), S. 31–43 (2012), doi:10.1002/pip.954.
- [111] R. Brendel, S. Dreissigacker, N.-P. Harder und P. P. Altermatt, Theory of analyzing free energy losses in solar cells, in: *Applied Physics Letters*, **93**(17), S. 173.503 (2008), doi:10.1063/1.3006053.

- [112] A. Fell, A free and fast three-dimensional/two-dimensional solar cell simulator featuring conductive boundary and quasi-neutrality approximations, in: *IEEE Transactions on Electron Devices*, **60**(2), S. 733–738 (2013), doi:10.1109/TED.2012.2231415.
- [113] Quokka 2, [https://www.pvlighthouse.com.au/Resources/Quokka2/Quokka\\_2.aspx](https://www.pvlighthouse.com.au/Resources/Quokka2/Quokka_2.aspx).
- [114] K. R. McIntosh und P. P. Altermatt, A freeware 1D emitter model for silicon solar cells, in: *35th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, S. 002.188–002.193 (2010), doi:10.1109/PVSC.2010.5616124.
- [115] EDNA 2 online version, [https://www.pvlighthouse.com.au/calculators/EDNA\\_2/EDNA\\_2.aspx](https://www.pvlighthouse.com.au/calculators/EDNA_2/EDNA_2.aspx).
- [116] L. E. Black und K. R. McIntosh, Modeling recombination at the Si-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> interface, in: *IEEE Journal of Photovoltaics*, **3**(3), S. 936–943 (2013), doi:10.1109/JPHOTOV.2013.2247464.
- [117] L. E. Black, T. Allen, K. R. McIntosh und A. Cuevas, Effect of boron concentration on recombination at the p-Si-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> interface, in: *Journal of Applied Physics*, **115**(9), S. 093.707 (2014), doi:10.1063/1.4867643.
- [118] A. Richter, S. W. Glunz, F. Werner, J. Schmidt und A. Cuevas, Improved quantitative description of Auger recombination in crystalline silicon, in: *Phys. Rev. B*, **86**, S. 165.202 (2012), doi:10.1103/PhysRevB.86.165202.
- [119] H. B. Serreze, Optimizing solar cell performance by simultaneous consideration of grid pattern design and interconnect configuration, in: *Conference Record of the Thirteenth IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, S. 609–614 (1978).
- [120] DuPont Microcircuit Materials, Technical data sheet - DuPont Solamet PV3N2, <http://www.dupont.com/products-and-services/solar-photovoltaic-materials/photovoltaic-metallization-pastes/products/solamet-pv-n-type-frontside-silver-pastes.html> [Online; abgerufen 1. Oktober 2015].
- [121] R. Brendel, T. Dullweber, R. Peibst, C. Kranz, A. Merkle und D. Walter, Breakdown of the efficiency gap to 29% based on experimental input data and modeling, in: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* (2015), doi:10.1002/pip.2696.
- [122] J. Greulich, H. Höfler, U. Würfel und S. Rein, Numerical power balance and free energy loss analysis for solar cells including optical, thermodynamic, and electrical aspects, in: *Journal of Applied Physics*, **114**(20), S. 204.504 (2013), doi:10.1063/1.4832777.
- [123] J. Schmidt, A. Merkle, R. Bock, P. P. Altermatt, A. Cuevas, N.-P. Harder, B. Hoex, R. van de Sanden, E. Kessels und R. Brendel, Progress in the surface passivation of silicon solar cells, in: *Proc. 23rd European PV Solar Energy Conference and Exhibition*, S. 974–981 (2008).
- [124] M. A. Green, *Silicon Solar Cells - Advanced Principles & Practice* (University of New South Wales, Sydney, 1995).
- [125] M. A. Green, A. W. Blakers, S. R. Wenham, S. Narayanan, M. R. Willison, M. Taouk und T. Szpitalak, Improvements in silicon solar cell efficiency, in: *Conference Record of the Eighteenth IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, S. 39–42 (1985).
- [126] A. W. Blakers, A. Wang, A. M. Milne, J. Zhao und M. A. Green, 22.8% efficient silicon solar cell, in: *Applied Physics Letters*, **55**(13), S. 1363–1365 (1989), doi:10.1063/1.101596.

- [127] J. Szlufcik, H. E. Elgamel, M. Ghannam, J. Nijs und R. Mertens, Simple integral screen-printing process for selective emitter polycrystalline silicon solar cells, in: *Applied Physics Letters*, **59**(13), S. 1583–1584 (1991), doi:10.1063/1.106291.
- [128] H. Haverkamp, A. Dastgheib-Shirazi, B. Raabe, F. Book und G. Hahn, Minimizing the electrical losses on the front side: Development of a selective emitter process from a single diffusion, in: *33rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, S. 1–4 (2008), doi:10.1109/PVSC.2008.4922443.
- [129] T. C. Röder, S. J. Eisele, P. Grabitz, C. Wagner, G. Kulushich, J. R. Köhler und J. H. Werner, Add-on laser tailored selective emitter solar cells, in: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, **18**(7), S. 505–510 (2010), doi:10.1002/pip.1007.
- [130] Applied Materials, Applied Solion XP ion implanter - Technical brief, [http://www.appliedmaterials.com/files/pdf\\_documents/solion\\_implant\\_press\\_briefing.pdf](http://www.appliedmaterials.com/files/pdf_documents/solion_implant_press_briefing.pdf) [Online; abgerufen 7. Oktober 2015].
- [131] S. Gonsui, S. Goda, K. Sugibuchi, N. Ishikawa, K. Honda und H. Zama, N-type high efficiency bifacial silicon solar cell with the extremely high bifaciality of 96 % in average fabricated by using conventional diffusion method, in: *Proc. 28th European PV Solar Energy Conference and Exhibition*, S. 718–721 (2013).
- [132] A. Lanterne, J. Le Perchec, S. Gall, S. Manuel, M. Coig, A. Tauzin und Y. Veschetti, Understanding of the annealing temperature impact on ion implanted bifacial n-type solar cells to reach 20.3% efficiency, in: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, **23**(11), S. 1458–1465 (2015), doi:10.1002/pip.2574.
- [133] Y. Schiele, N. Brinkmann, G. Hahn und B. Terheiden, Comparison of bifacial and monofacial large-area n-type Si solar cells from 100  $\mu\text{m}$  thin wire-sawn wafers, in: *Proc. 31st European PV Solar Energy Conference and Exhibition*, S. 399–403 (2015).
- [134] M. Yi, K. Jeonghyo, S. Lee und T. Kwon, Method for manufacturing solar cell (2014), US Patent 8,889,464.
- [135] H. Jansen, M. de Boer, R. Legtenberg und M. Elwenspoek, The black silicon method: a universal method for determining the parameter setting of a fluorine-based reactive ion etcher in deep silicon trench etching with profile control, in: *Journal of Micromechanics and Microengineering*, **5**(2), S. 115–120 (1995), doi:10.1088/0960-1317/5/2/015.
- [136] M. Kroll, T. Käsebier, M. Otto, R. Salzer, R. Wehrspohn, E.-B. Kley, A. Tünnermann und T. Pertsch, Optical modeling of needle like silicon surfaces produced by an ICP-RIE process, in: *Proc. SPIE*, volume 7725, S. 772.505–772.505–10 (2010), doi:10.1117/12.854596.
- [137] M. Schnell, R. Ludemann und S. Schaefer, Plasma surface texturization for multicrystalline silicon solar cells, in: *Conference Record of the Twenty-Eighth IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, S. 367–370 (2000), doi:10.1109/PVSC.2000.915841.
- [138] J. Rentsch, *Trockentechnologien zur Herstellung von kristallinen Siliziumsolarzellen*, Dissertation, Universität Freiburg i. Br. (2006).
- [139] M. Otto, M. Kroll, T. Käsebier, R. Salzer, A. Tünnermann und R. B. Wehrspohn, Extremely low surface recombination velocities in black silicon passivated by atomic layer deposition, in: *Applied Physics Letters*, **100**(19), S. 191.603 (2012), doi:10.1063/1.4714546.

- 
- [140] V. Steckenreiter, *Texturierung von Siliziumoberflächen durch Plasmaätzen*, Diplomarbeit, Fachhochschule Bingen (2007).
- [141] F. Heinemeyer, V. Steckenreiter, F. Kiefer und R. Peibst, Hierarchical etching for improved optical front-side properties of monocrystalline Si solar cells, in: *Energy Procedia*, **77**, S. 810–815 (2015), doi:10.1016/j.egypro.2015.07.114.
- [142] J. Zhao und M. A. Green, Optimized antireflection coatings for high-efficiency silicon solar cells, in: *IEEE Transactions on Electron Devices*, **38**(8), S. 1925–1934 (1991), doi:10.1109/16.119035.



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Mittels ECV (s. Abschnitt 3.4.1) gemessene Dotierprofile eines Implants mit Bordosis von $2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ und Implantenergie von 10 keV und unterschiedlichen Ausheilprozessen. Die implantierten Proben wurden bei einer Temperatur von $1050 \text{ }^\circ\text{C}$ für Plateaudauern von 20 min (rot) bzw. 80 min (blau) ausgeheilt. In schwarz ist ein simuliertes Borprofil direkt nach Implant eingetragen. . . . .	15
2.2	Änderung des relativen Brechungsindex $n - n_{Si}/n_{Si}$ von Silizium nach Implantation mit unterschiedlichen Spezies bei steigenden Ionenenergien für eine Ionenenergie von 80 keV. Die Sättigung zeigt an, dass die Oberflächenschicht vollständig ionisiert ist. Die Werte stammen aus [35] . . . . .	17
2.3	TEM-Aufnahme der Oberfläche eines Bor-implantierten und nicht vollständig ausgeheilten Silizium-Wafers. Es sind mehrere Defekte auf der Oberfläche des Wafers zu erkennen, unter anderem vollständige und unvollständige Versetzungsschleifen. Das Bild wurde am LNQE der Universität Hannover aufgenommen. . . . .	18
2.4	Oberflächen-Sättigungsstromdichten von im Rahmen dieser Arbeit hergestellten (a) Bor- und (b) Phosphor-dotierten Schichten in Abhängigkeit des Schichtwiderstands. Die B-dotierten Schichten wurden mit ALD- $\text{Al}_2\text{O}_3$ passiviert, die P-dotierten Schichten mit PECVD- $\text{SiN}_x$ im Falle der Implantation und thermisch gewachsenem $\text{SiO}_2$ im Falle der Diffusion. Die leeren Symbole entsprechen Literaturwerten für Bor-Diffusion (aus [41]) und Phosphor-Diffusion (aus [42]). . . . .	19
2.5	Schematischer Querschnitt durch eine PERT-Solarzelle auf $n$ -Typ Silizium in der monofacialen (links) und der bifacialen Variante (rechts). Auf der Vorderseite befindet sich der $p^+$ -Emitter, auf dem eine Passivier- und Antireflexschicht aus $\text{Al}_2\text{O}_3$ und $\text{SiN}_x$ aufgebracht wurde. Das BSF wird ebenfalls von einer Passivierschicht bedeckt. In der monofacialen Solarzelle wird diese lokal geöffnet, um den Kontakt zur aufgedampften Rückseiten-Metallisierung herzustellen. Für die bifaciale Zelle wird auf beiden Seiten eine Pastenmetallisierung aufgebracht. . . . .	20
2.6	Schematischer Querschnitt durch eine beispielhafte Rückkontakt-Solarzelle auf $n$ -Typ Silizium. Auf der Vorderseite befindet sich eine $n^+$ -Schicht, Emitter und BSF sind beide auf der Rückseite realisiert durch getrennte Kontakte kontaktiert. Als Passivierschicht wird hier beidseitig $\text{SiO}_2$ benutzt. Auf der Vorderseite befindet sich zusätzlich $\text{SiN}_x$ als Antireflexschicht. . . . .	21
2.7	Schematischer Prozessfluss zur Herstellung einer PERT-Solarzelle. Links ist der Prozessfluss einer monofacialen Solarzelle dargestellt, wie sie in dieser Arbeit zur Untersuchung der Boremitter und der Vorderseite eingesetzt wurde. Rechts ist zum Vergleich der kürzere Prozessfluss der bifacialen Variante mit beidseitiger Pastenmetallisierung dargestellt. Einige weniger relevante Prozessschritte (wie z.B. das Beschriften der Wafer) sind der Übersicht halber nicht aufgeführt. Die Erläuterung der einzelnen Schritte erfolgt im Text. . . . .	22
3.1	Ersatzschaltbild einer Solarzelle im 2-Dioden-Modell. . . . .	25

3.2	Berechnete Hell-, Dunkel- und $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinien für eine Solarzelle mit $J_{ph} = 40 \text{ mA/cm}^2$ , $r_p = 10000 \text{ } \Omega\text{cm}^2$ und $r_s = 0,5 \text{ } \Omega\text{cm}^2$ . Die Werte von $J_{01}$ (in (a) und (b)) und $J_{02}$ (in (c) und (d)) gingen mit den entsprechend eingetragenen Werten in die Rechnung ein. Die Dunkelkennlinien ändern sich analog wie die Hellkennlinien, daher ist in (a) nur die Dunkelkennlinie mit $J_{01} = 100 \text{ fA/cm}^2$ und in (c) nur die Dunkelkennlinie mit $J_{02} = 1 \text{ nA/cm}^2$ eingetragen. In den Teilabbildungen (b) und (d) sind zusätzlich die drei Summanden der $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinien abgebildet. . . . .	28
3.3	Beispiel für die Messung von Reflexion (rot) und externer Quanteneffizienz (blau) einer Solarzelle. Die daraus berechnete interne Quanteneffizienz-Kurve ist in schwarz ebenfalls dargestellt. . . . .	30
3.4	Schemazeichnung des Messaufbaus zur Bestimmung der Photoleitfähigkeit. Aus [65].	33
3.5	Vergleich der Messungen mit SIMS und ECV an einem Arsen-Dotierprofil. Nachgezeichnet mit Werten aus [72]. . . . .	35
3.6	(a) Schematische Zeichnung der Teststruktur zur Messung des Kontaktwiderstands. (b) Die gemessenen Widerstände werden gegen den Fingerabstand aufgetragen, aus einem linearen Fit kann der Kontaktwiderstand als y-Achsenabschnitt bestimmt werden. Nach [55]. . . . .	37
4.1	(a) Spezifischer Serienwiderstand und (b) spezifischer Kontaktwiderstand von identisch prozessierten $n$ -PERT Solarzellen mit Ag-Paste (blau) und Ag/Al-Paste (rot) in Abhängigkeit von der Set-Peak-Feuertemperatur. Die Fehlerbalken in (b) bezeichnen die Standardabweichung bei Messung des $r_C$ über 80 Finger. . . . .	40
4.2	Banddiagramm eines Metall-Halbleiter-Kontakts vor und nach Zusammenbringen für einen $n$ -Typ Halbleiter. Die Schottky-Barrierenhöhe $\Phi_b$ und das build-in potential $V_{bi}$ sind eingezeichnet. Abbildung aus [55] . . . . .	41
4.3	Spezifischer Kontaktwiderstand eines Metall-Halbleiter-Kontakts in Abhängigkeit von der Dotierkonzentration des Halbleiters und der Barrierenhöhe. Aus [55], dort nachgezeichnet aus [17], hier bezeichnet $\rho_c$ den spezifischen Kontaktwiderstand. . . . .	43
4.4	(a) REM-Aufnahme des Querschliffs an einer Ag/Al-Paste mit 2,5 % Al-Gehalt. (b) Überlagerung des EDX-Signal der Elementverteilung von Sauerstoff (rot), Aluminium (dunkelblau), Silizium (hellblau), Silber (gelb) und Blei (grün) mit der REM-Aufnahme. . . . .	44
4.5	REM-Aufnahme des Querschliffs an einer Ag/Al-Paste mit 2,5 % Al-Gehalt im Bereich eines Al-reichen Felder an der Si-Pasten-Grenzfläche. Unter dem Al-Feld wurde die Ausbildung der Bleiglasschicht an der Grenzfläche gehemmt. . . . .	45
4.6	Kontaktwiderstand als Funktion der Zeit während des Feuerprozesses bei einem Prozess mit $T_{peak} = 840 \text{ } ^\circ\text{C}$ , (a) für eine Paste ohne Al (b) für eine Paste mit 7,5 % Al im Pastenvolumen. Die rote Kurve beschreibt den Kontaktwiderstand, die blaue Kurve das Temperaturprofil während des Feuerns und die grüne die Viskosität des Glases, berechnet aus der Temperatur. Abbildung aus [89]. . . . .	46
4.7	REM-Aufnahmen von Querschliffen an der Silizium-Pasten-Grenze für zwei kommerziell erhältliche Ag/Al-Pasten. In beiden Aufnahmen sind die Ag/Al-Kontaktpunkte zu erkennen, die in das Silizium hineingewachsen sind (mit Kreis markiert) und auch die ehemalige Si-Oberfläche. (a) Heraeus, (b) Dupont. . . . .	47
4.8	REM-Aufnahme der Silizium-Oberfläche unter einem Kontaktfinger aus Ag/Al-Paste, nachdem die Paste wieder weggeätzt wurde. Die ehemalige Fläche des Fingers ist durch die gestrichelten Linien angedeutet. Die Abdrücke der Kontaktpunkte sind mit den Kreisen markiert. . . . .	49

4.9	(a) REM-Aufnahme der Abdrücke von Kontaktpunkten auf einer Silizium-Oberfläche nach Abnahme der Paste. (b) hier sind die Flächen in schwarz markiert, welche für die Auswertung von $f_{cont}$ verwendet wurden. . . . .	49
5.1	ECV-Messung unterschiedlicher in diesem Kapitel untersuchter Bordotierprofile. Der Implant wurde mit Bordosis von 2,5 oder $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ und Implantenergie von 10 keV durchgeführt. Die Implant Schäden wurden bei einer Temperatur von $1050 \text{ }^\circ\text{C}$ für 20 min oder 80 min Plateaudauer ausgeheilt. . . . .	54
5.2	Abbildung der Vorderseite eines $156 \times 156 \text{ cm}^2$ großen Wafers mit den 24 kleinen $2,1 \times 2,1 \text{ cm}^2$ -Solarzellen mit variiertem $f_{met}$ , welche für die Auswertung des $J_{0,e met}$ benutzt wurden. . . . .	56
5.3	Beispiel einer gemessenen $J_{SC}-V_{OC}$ -Kennlinie mit dem zugehörigen Fit mittels Gleichung 3.9. Es sind ebenfalls die Stromdichten der Bestandteile Diode 1, Diode 2 und Parallelwiderstand sowie der lokale Idealitätsfaktor $n$ der gemessenen Kennlinie eingetragen. . . . .	57
5.4	Beispiel für das Histogramm zur Bestimmung der Unsicherheit des Erwartungswerts von $J_{01}$ aus dem Fit an eine $J_{SC}-V_{OC}$ -Kennlinie mittels Monte-Carlo-Simulation. In Rot ist die Kurve der Normalverteilung dargestellt, die dieses Histogramm beschreibt. . . . .	58
5.5	Plot der Werte von $J_{01}$ gegen $f_{met}$ für die Solarzellen mit dem Emitter mit Schichtwiderstand $R_{sheet} = 78 \Omega/\text{sq.}$ . (a) Darstellung für die Solarzellen, die mit der Paste "Heraeus" bedruckt wurden, (b) Darstellung der Solarzellen mit der Paste "Dupont". In Rot ist jeweils die Fitgerade der linearen Regression eingezeichnet. Mit den hellen roten Geraden ist der Vertrauensbereich von $\pm 2\sigma$ markiert. . . .	59
5.6	ECV-Messung unterschiedlicher in diesem Kapitel untersuchter Bordotierprofile. Der Implant wurde mit Bordosis von 2,5, 2, 1,75 und $1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ und Implantenergie von 10 keV durchgeführt. Für alle Implantprofile wurde ein Ausheilprozess mit 20 min Plateaudauer bei einer Temperatur von $1050 \text{ }^\circ\text{C}$ verwendet. . . . .	61
5.7	Mittels Simulation bestimmte Emittersättigungsstromdichte $J_{0,e}$ in Abhängigkeit von der angenommenen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit $S$ für den Emitter E mit $R_{sheet} = 92 \Omega/\text{sq.}$ . Die Werte von $J_{0,e}$ nähern sich bei niedrigen und sehr hohen Werten der ORG jeweils einem Sättigungswert. . . . .	63
5.8	(a) Beispiel für die Änderung des Dotierprofils eines Emitters durch Abschneiden der vorderen Nanometer. Hier wurden 300 nm vom Emitter mit $R_{sheet} = 92 \Omega/\text{sq.}$ abgeschnitten. Das ursprüngliche Dotierprofil ist schwarz, das resultierende Profil rot dargestellt. (b) ECV-Messung des Dotierprofils eines Emitters nach Abätzen der Metallisierung. In Schwarz ist die Messung am unkontaktierten Emitter, in Rot die Messung am ehemals kontaktierten Bereich des Emitters dargestellt. . .	64
5.9	Emittersättigungsstromdichte $J_{0,e}$ in Abhängigkeit von der Tiefe $d_{entf}$ des abgeschnittenen Bereichs für die drei Emitter A, B und E. Darunter befindet sich mit den roten Rauten auch der tief eingetriebene Emitter B mit Emittertiefe $> 1 \mu\text{m}$ . . . . .	65
5.10	Ausschnitt aus der Simulationsdomäne für die Simulation der Oberflächenrekombinationsstromdichten unter einen Kontakt mit Ag/Al-Paste. . . . .	65
5.11	Emittersättigungsstromdichte in Abhängigkeit des Flächenanteils der Kontaktpunkte unter der Metallisierung für Emitter E. Die Farben bezeichnen drei Tiefen $d_{entf}$ von entferntem Silizium. Die Linien verbinden die Punkte mit gleichem $d_{entf}$ . . . . .	66

6.1	Vergleich von gemessenen und simulierten Hellkennlinienparameter für $n$ -PERT Solarzellen der Gruppen A - D mit vier verschiedenen Emittlern. Die Messungen sind in blauen Rauten dargestellt, die Simulationen in roten Quadraten (nur Einheitszelle) und in dunkelroten Punkten (mit Berücksichtigung von Busbarabschattung und -rekombination). Oben in der Abbildung sind links $V_{OC}$ (a) und rechts $J_{SC}$ (b) dargestellt, unten links findet sich der $FF$ (c) und unten rechts der Wirkungsgrad $\eta$ (d). . . . .	76
6.2	Darstellung der Freien-Energie-Verlustleistungsdichten der einzelnen Verlustpfade in der simulierten Einheitszelle für die vier Gruppen A - D. . . . .	77
6.3	Mit einem optischen Profilometer gemessene Fingerprofile eines durch Schablone (links) und eines durch ein Sieb (rechts) gedruckten Fingers. . . . .	80
6.4	Freie-Energie-Verlustanalyse der Solarzellen mit selektivem Emitter (Gruppen A $'$ bis J $'$ ) und von vergleichbar kontaktierten Solarzellen mit homogen dotiertem Emitter (Gruppen A $'$ , C, und E $'$ ). . . . .	82
6.5	Vergleich von Messung (Rauten) und Simulation mit Quokka (Quadrate) in $V_{OC}$ (a), $J_{SC}$ (b), Füllfaktor (c) und Wirkungsgrad (d). In Rot sind die Ergebnisse für ganzflächige, in Blau für selektiven Emitter dargestellt. Die Fehlerbalken bezeichnen die mittlere Abweichung der gemessenen Punkte vom Mittelwert. . . . .	85
6.6	Vergleich von Messung (Rauten) und Simulation mit Quokka (Quadrate) in allen vier relevanten Hellkennlinienparametern. Oben in der Abbildung sind $V_{OC}$ links und $J_{SC}$ rechts dargestellt, unten links findet sich der $FF$ und unten rechts $\eta$ . . .	88
6.7	Freie-Energie-Verlustanalyse von Solarzellen mit Emittlern im Schichtwiderstandsbereich zwischen 78 und 137 $\Omega$ /sq. und Schablonen-gedrucktem Vorderseiten-Kontakt mit der Paste "Dupont". . . . .	89
7.1	Schematische Darstellung der hierarchischen Textur aus einer Random Pyramid Textur mit anschließendem Trockenätzschritt. Die ehemalige Oberfläche nach dem ersten Texturschritt ist in schwarz eingezeichnet. . . . .	93
7.2	Ablauf der Prozesse zur Untersuchung der hierarchischen Textur. Die Messschritte beinhalten jeweils Bildaufnahmen im REM und Messung der Reflexion. . . . .	95
7.3	REM-Aufnahmen der Random Pyramid Textur vor dem Plasmaätzschritt. (a) mit Blickrichtung auf die Pyramiden von der Seite, (b) mit Blickrichtung von oben. .	95
7.4	REM-Aufnahmen der Si-Oberflächen nach dem Plasmaätzen mit den Rezepten 1 (linke Spalte: (a),(c),(e)) und 2 (rechte Spalte: (b),(d),(f)). Oben jeweils die Morphologie direkt nach dem Trockenätzen (Messung 1; (a),(b)), in der Mitte ((c),(d)) in Seitenansicht und unten ((e),(f)) in Aufsicht die Oberflächen nach dem Reinigungsschritt (Messung 2). . . . .	96
7.5	REM-Aufnahmen der Si-Oberflächen nach dem Plasmaätzen mit den Rezepten 3 (linke Spalte: (a),(c),(e)) und 4 (rechte Spalte: (b),(d),(f)). Oben jeweils die Morphologie direkt nach dem Trockenätzen (Messung 1; (a),(b)), in der Mitte ((c),(d)) in Seitenansicht und unten ((e),(f)) in Aufsicht die Oberflächen nach dem Reinigungsschritt (Messung 2). . . . .	97
7.6	Vergleich der wellenlängenabhängigen Reflexion der vier Rezepte. In Schwarz ist zusätzlich die Reflexionskurve eines Random Pyramid texturierten Wafers eingezeichnet. (a) Reflexionsmessung direkt nach dem Plasmaätzprozess. (b) Reflexion nach Reinigung der Wafer mit der Sequenz Piranha + SC2. . . . .	99
7.7	Wellenlängenabhängige Reflexion nach Aufbringen einer Antireflexschicht aus SiN $_x$ . In Schwarz ist wieder als Referenz die Reflexion eines mit Random Pyramid texturierten Wafers eingetragen, dazu die hierarchisch texturierten Wafer mit Plasmaätzen nach Rezept 1 bis 4. . . . .	99

---

7.8	REM-Aufnahmen der Waferoberflächen mit $\text{SiN}_x$ -Schicht auf den Feintexturen mit den Rezepten 1 (linke Spalte: (a),(c)) und 3 (rechte Spalte: (b),(d)). Jeweils oben ((a),(b)) ist die Seitenansicht auf die Oberfläche abgebildet, unten ((c),(d)) die Aufsicht. . . . .	101
7.9	Wellenlängenabhängige Reflexion der jeweils besten Solarzelle aus den Gruppe "Random Pyramid Textur" (Referenz), "Rezept 1" und "Rezept 3". . . . .	103
7.10	Silizium-Oberfläche eines hierarchisch texturierten Wafers mit Plasmaätzprozess 1 nach Abscheidung der Antireflexschicht. (a) in Seitenansicht, (b) in Aufsicht auf die Oberfläche dargestellt. . . . .	104
7.11	Silizium-Oberfläche eines hierarchisch texturierten Wafers mit Plasmaätzprozess 3 nach der Reinigung in der Nassbank. (a) in Seitenansicht, (b) in Aufsicht auf die Oberfläche dargestellt. . . . .	104



## Tabellenverzeichnis

4.1	Auswertung des Flächenanteils der Kontaktpunkte an der Gesamt-Fläche des gedruckten Kontaktes für ideale Feuerbedingungen. Als Unsicherheit ist die Standardabweichung der ausgewerteten $f_{cont}$ der einzelnen Bilder angegeben. . . . .	48
5.1	Vergleich des $V_{OC,impl}$ vor Metallisierung und $V_{OC}$ nach Metallisierung für $n$ -PERT Solarzellen mit vier verschiedenen Emitttern. . . . .	54
5.2	Auswertung der Emittersättigungsstromdichten im passivierten und im metallisierten Bereich für vier verschiedene Ionen-implantierte Emittter bei Kontaktierung mit der Paste "Heraeus". Unter den vier Dotierprofilen befindet sich ein tief eingetriebenes Profil (Gruppe B-H: $R_{sheet} = 59 \Omega/sq.$ ) mit Tiefe $> 1 \mu m$ . Die Gruppen sind nach Schichtwiderstand sortiert. . . . .	60
5.3	Auswertung der Emittersättigungsstromdichten im passivierten und im metallisierten Bereich für vier verschiedene Ionen-implantierte Emittter bei Kontaktierung mit der Paste "Dupont". Alle Profile wurden bei $1050^\circ C$ für 20 min ausgeheilt und decken einen Schichtwiderstandsbereich von 78 bis $137 \Omega/sq.$ ab. . . . .	61
5.4	Vergleich von Messung und Simulation der Emittersättigungsstromdichten im metallisierten Bereich für die vier Emittter der Gruppe "H". In der Simulation werden $J_{0,e met}$ der gemessenen Emittterprofile mit $S = 10^7 cm/s$ berechnet. . . .	63
5.5	Vergleich von Messung und Simulation der Emittersättigungsstromdichten im metallisierten Bereich für die vier Emittter der Gruppe "H" unter Annahme eines Kontaktpunktes mit Tiefe $d_{entf}$ von 650 nm, der einen Flächenanteil von $f_{cont}$ von 4% einnimmt. . . . .	66
5.6	Vergleich von Messung und Simulation der Emittersättigungsstromdichten im metallisierten Bereich für die vier Emittter der Gruppe "D" unter Annahme eines Kontaktpunktes mit Tiefe $d_{entf}$ von 500 nm, der einen Flächenanteil von $f_{cont}$ von 1% einnimmt. . . . .	67
5.7	Simulierte Emittersättigungsstromdichten unter dem Kontakt für Emittter E mit einem konstanten $f_{cont} = 4%$ und $d_{entf} = 650 nm$ bei verschiedenen Größen des Kontaktpunktes und damit auch der Simulationsdomäne. . . . .	67
6.1	Parameter der Hellkenlinien für $n$ -PERT Solarzellen mit vier verschiedenen Emitttern. Angegeben sind pro Gruppe jeweils die Mittelwerte (bestimmt aus 8 Zellen pro Gruppe) und die beste Zelle jeder Gruppe. Aus Gründen der besseren Lesbarkeit der Tabelle wurde auf die Angabe der Standardabweichung verzichtet. . . . .	72
6.2	Eingangsparameter für die Simulation der vier Gruppen von $n$ -PERT Solarzellen, sortiert nach den relevanten Zellbestandteilen. . . . .	74
6.3	Verlustleistungsdichte am kontaktierten und am nicht-kontaktierten Emittter für die Solarzellen der Gruppen A bis D. Vergleich für jeweils die Simulation nur des Fingerbereichs und der Näherung zur Berücksichtigung von Finger und Busbars. . . . .	78
6.4	Auflistung aller Simulationsgruppen, die in diesem Kapitel betrachtet werden, sortiert nach den Emittter-Parametern Implantdosis und Ausheildauer. . . . .	79
6.5	Eingangsparameter für die Simulation von Solarzellen der Gruppen A, C und E mit Schablonendruck. . . . .	81

6.6	Vergleich der simulierten Hellkennlinienparameter für die Fingerbereiche der $n$ -PERT Solarzellen der Gruppen A', C' und E' mit Schablonendruck. Die Ergebnisse sind auch in Abbildung 6.5 in rot eingetragen. . . . .	81
6.7	Emitterparameter für die Simulation von Solarzellen mit selektivem Emitter. Die Parameter des Emitters unter dem Kontakt sind für alle Gruppen identisch. Die übrigen Parameter stimmen mit Tabelle 6.5 überein. . . . .	83
6.8	Vergleich der simulierten Hellkennlinienparameter für die Fingerbereiche der $n$ -PERT Solarzellen mit selektivem Emitter. Der Emitterschichtwiderstand im Zwischenfingerbereich ist variiert, während der Emitter unter den Kontakten konstant belassen wird. . . . .	84
6.9	Emitter-Eingangsparameter für die Simulation von $n$ -PERT Solarzellen mit der Paste "Dupont". . . . .	87
6.10	Simulierte Hellkennlinienparameter für den Fingerbereich von $n$ -PERT Solarzellen mit Emittlern im Schichtwiderstandsbereich zwischen 78 und 137 $\Omega/\text{sq.}$ . Der Vorderseitenkontakt wurde mit der Ag/Al-Paste "Dupont" hergestellt. . . . .	87
6.11	Simulierte Hellkennlinienparameter der jeweils besten Gruppe für $n$ -PERT Solarzellen am Ausgangspunkt der Zellentwicklung und nach Einführung jeder Prozessänderung. . . . .	91
6.12	Simulierte und gemessene Hellkennlinienparameter für $n$ -PERT Solarzellen am Ausgangspunkt dieses Kapitels und nach Prozessverbesserung mittels Schablonendruck und aktueller Ag/Al-Paste "Dupont". . . . .	92
7.1	Vergleich der benutzten Rezepte für den Plasmaätzprozess. Bei Prozess 1 wurde vor dem Einleiten der Ätzgase noch ein Ar-Konditionierungsschritt benutzt. . . .	94
7.2	Vergleich der zu erwartenden Verlust-Stromdichte $J_{Gen,Ref}$ in $\text{mA}/\text{cm}^2$ durch die unterschiedlich texturierten Oberflächen. Die oberen drei Zeilen gelten für unbeschichtete Wafer, die unterste Zeile für Wafer mit einer $\text{SiN}_x$ -Antireflexschicht.	100
7.3	Messung von Schichtwiderstand und Oberflächensättigungsstromdichte von Referenzwafern mit rp Textur und Feintextur. Es sind Messungen für B und für P implantierte Wafer dargestellt. . . . .	102
7.4	Parameter der Hellkennlinie von $n$ -PERT-Solarzellen mit rp Textur (als Referenz) und hierarchischer Textur mit den Rezepten 1 und 3. Für $\eta$ und $J_{SC}$ sind jeweils die Bestwerte jeder Gruppe und der Mittelwert mit Standardabweichung angegeben, für die übrigen Parameter der Mittelwert. . . . .	103

# Nomenklatur

## Abkürzungen

a-SiN <sub>x</sub> :H	amorphes hydriertes Siliziumnitrid
Ag	Silber
Al	Aluminium
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Aluminiumoxid
ALD	Atomic Layer Deposition
AM	Air Mass
As	Arsen
BBr <sub>3</sub>	Bortribromid
BF <sub>3</sub>	Bortrifluorid
BIC	interstitielle Bor-Cluster
BSF	Back Surface Field
BSG	Borsilikatglas
CoBo	conductive boundary
Cz-Si	Czochralski-Silizium
DL	Dislocation Loops
ECV	Elektrochemical Capacitance-Voltage
EDX	energie-dispersive Röntgenspektroskopie
EQE	externe Quanteneffizienz
FELA	freie-Energie-Verlustanalyse
H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	Wasserstoffperoxid
H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>	Schwefelsäure
HCl	Salzsäure
HF	Flusssäure
HNO <sub>3</sub>	Salpetersäure
IKTS	Institut für Keramische Technologien und Systeme
IQE	interne Quanteneffizienz
ISE	Institut für Solare Energiesysteme
ISFH	Institut für Solarenergieforschung Hameln
KOH	Kaliumhydroxid
LID	Licht-induzierte Degradation
MPP	maximum power point
NH <sub>3</sub>	Ammoniak
NH <sub>4</sub> HF <sub>2</sub>	Ammoniumhydrogendifluorid
O	Sauerstoff
ORG	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
Pb	Blei
PCD	Photoconductance decay
PECVD	Plasma enhanced chemical vapor deposition
PERT	Passivated Emitter, Rear Totally Diffused
PH <sub>3</sub>	Monophosphan
POCl <sub>3</sub>	Phosphoroxychlorid
PSG	Phosphorsilikatglas

PU	Polyurethan
PV	Photovoltaik
QE	Quanteneffizienz
QSSPC	quasi steady state photoconductance
RCA	Radio Corporation of America
REM	Rasterelektronenmikroskop
RLZ	Raumladungszone
rp	Random Pyramid
RTA	Rapid Thermal Anneal
SC1	Standard Clean 1
SC2	Standard Clean 2
SE	selektiver Emitter
SF <sub>6</sub>	Schwefelhexafluorid
Si	Silizium
SiC	Siliziumcarbid
SIMS	Sekundärionen-Massenspektroskopie
SiN <sub>x</sub>	Siliziumnitrid
SiO <sub>2</sub>	Siliziumdioxid
SRH	Shockley-Read-Hall
TEM	Transmissions-Elektronenmikroskop
TLM	Transfer length method/Transmission line method

### Lateinische Formelzeichen

$\Delta n$	Überschussladungsträgerdichte Elektronen	$m^{-3}$
$\Delta p$	Überschussladungsträgerdichte Löcher	$m^{-3}$
$A$	Fläche	$m^2$
$A_{Zelle}$	Fläche der Solarzelle	$m^2$
$C$	Kapazität	$F$
$D$	Diffusionskoeffizient	$m^2/s$
$d_{entf}$	Dicke der entfernten Emitterschicht	$m$
$D_{impl}$	Implantdosis	$m^{-2}$
$D_{it}$	Zustandsdichte	$J^{-1}m^{-3}$
$E_c$	Energie der Leitungsbandkante	$J$
$E_f$	Fermienergie	$J$
$E_g$	Bandlückenenergie	$J$
$E_{Licht}$	Bestrahlungsstärke	$W/m^2$
$E_t$	Defektenergie	$J$
$E_v$	Energie der Valenzbandkante	$J$
$f_{cont}$	Flächenanteil der Kontaktpunkte unter der Metallisierung	
$f_{met}$	Flächenanteil der Metallisierung	
$FF$	Füllfaktor	
$G$	Generationsrate	$m^{-3}s^{-1}$
$I$	Strom	$A$
$I_0$	Sperrsättigungsstrom	$A$
$I_{0,BSF}$	Sättigungsstrom im BSF	$A$
$I_{0,e\ met}$	Emittersättigungsstrom im metallisierten Bereich	$A$
$I_{0,e\ pass}$	Emittersättigungsstrom im passivierten Bereich	$A$
$I_{0,e}$	Sättigungsstrom im Emitter	$A$
$I_{0,Rest}$	Rekombinationsstrom der restlichen Zellbereiche	$A$
$I_{0,vol}$	Sättigungsstrom im Basisvolumen	$A$

$I_{01}$	Sperrsättigungsstrom Diode 1	A
$I_{02}$	Sperrsättigungsstrom Diode 2	A
$I_{\text{Ätz}}$	Ätzstrom	A
$I_{ph}$	Photostrom	A
$\text{IQE}_e$	Emitter-Quanteneffizienz	
$J$	Stromdichte	$A/m^2$
$J_{0,e,met}$	Emittersättigungsstromdichte im metallisierten Bereich	$A/m^2$
$J_{0,e,pass}$	Emittersättigungsstromdichte im passivierten Bereich	$A/m^2$
$J_{0,e}$	Emittersättigungsstromdichte	$A/m^2$
$J_{0,Rest}$	Rekombinationsstromdichte der restlichen Zellbereiche	$A/m^2$
$J_{0,surface}$	Sättigungsstromdichte an der Oberfläche	$A/m^2$
$J_{01}$	Sperrsättigungsstromdichte Diode 1	$A/m^2$
$J_{02}$	Sperrsättigungsstromdichte Diode 2	$A/m^2$
$J_{Gen,max}$	maximale Generationsstromdichte	$A/m^2$
$J_{Gen,Refl}$	Verlust-Stromdichte durch Reflexion	$A/m^2$
$J_{MPP}$	Stromdichte am MPP	$A/m^2$
$J_{ph}$	Photostromdichte	$A/m^2$
$J_{SC}$	Kurzschlussstromdichte	$A/m^2$
$l$	Kontaktlänge	m
$L_n$	Diffusionslänge Elektronen	m
$L_p$	Diffusionslänge Löcher	m
$L_t$	Transferlänge	m
$m_{mol}$	molare Masse	kg/mol
$N$	Dotierstoffkonzentration	$m^{-3}$
$n$	Brechungsindex	
$n$	Dioden-Idealitätsfaktor	
$n$	Elektronendichte	$m^{-3}$
$n_0$	Gleichgewichts-Ladungsträgerkonzentration Elektronen	$m^{-3}$
$n_1$	Idealitätsfaktor Diode 1	
$n_2$	Idealitätsfaktor Diode 2	
$N_A$	Dotierstoffkonzentration (Akzeptoren)	$m^{-3}$
$N_D$	Dotierstoffkonzentration (Donatoren)	$m^{-3}$
$n_i$	intrinsische Ladungsträgerkonzentration	$m^{-3}$
$N_s$	Oberflächen-Dotierstoffkonzentration	$m^{-3}$
$N_{start}$	Start-Dotierstoffkonzentration	$m^{-3}$
$N_t$	Defektdichte	$m^{-3}$
$p$	Löcherdichte	$m^{-3}$
$p_0$	Gleichgewichts-Ladungsträgerkonzentration Löcher	$m^{-3}$
$p_1$	Prozessdruck Rezept 1	Pa
$P_{em,kont.}$	Verlustleistungsdichte im kontaktierten Emitter	$W/m^2$
$P_{em,nicht-kont.}$	Verlustleistungsdichte im nicht-kontaktierten Emitter	$W/m^2$
$P_{Licht}$	Lichtleistung	W
$P_{Zelle}$	Zelleistung	W
$Q_{Ar,1}$	Argon-Gasfluss Rezept 1	$Pa\ m^3/s$
$Q_{O_2,1}$	Sauerstoff-Gasfluss Rezept 1	$Pa\ m^3/s$
$Q_{SF_6,1}$	Schwefelhexafluorid-Gasfluss Rezept 1	$Pa\ m^3/s$
$R$	Reflexionsgrad	
$R$	Rekombinationsrate	$m^{-3}s^{-1}$
$\bar{R}$	gewichteter Reflexionswert	
$R_{Auger}$	Rekombinationsrate der Auger-Rekombination	$m^{-3}s^{-1}$

$R_C$	Kontaktwiderstand	$\Omega$
$R_{mess}$	gemessene Reflexion	
$R_{met}$	Reflexionsgrad der Metallisierung	
$R_{Oberfl}$	Oberflächenrekombinationsrate	$m^{-3}s^{-1}$
$R_{Oberfl,eff}$	effektive Oberflächenrekombinationsrate	$m^{-3}s^{-1}$
$R_p$	Parallelwiderstand	$\Omega$
$r_p$	spezifischer Parallelwiderstand	$\Omega m^2$
$R_S$	Substratwiderstand	$\Omega$
$R_s$	Serienwiderstand	$\Omega$
$r_s$	spezifischer Serienwiderstand	$\Omega m^2$
$r_{s,VS-Kont}$	spezif. VS-Kontaktwiderstand	$\Omega m^2$
$R_{sheet}$	Schichtwiderstand	$\Omega/sq.$
$R_{SRH}$	Rekombinationsrate der SRH-Rekombination	$m^{-3}s^{-1}$
$R_{strahlend}$	Rekombinationsrate der strahlenden Rekombination	$m^{-3}s^{-1}$
$R_{vol}$	Rekombinationsrate im Volumen	$m^{-3}s^{-1}$
$S$	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit	$m/s$
$S$	spektrale Bestrahlungsstärke	$W/m^3$
$s$	Kontaktabstand	$m$
$S_{eff}$	effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit	$m/s$
$S_{eff,RS}$	effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (RS)	$m/s$
$S_{eff,VS}$	effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (VS)	$m/s$
$suns$	Leistungsdichte in Vielfachem von 1000 $W/m^2$	
$T$	Temperatur	$K$
$t$	Zeit	$s$
$T_{peak}$	Peak-Feuertemperatur	$K$
$U$	Spannung	$V$
$U_{acc}$	Beschleunigungsspannung	$V$
$V_{bi}$	build-in potential	$V$
$V_{MPP}$	Spannung am MPP	$V$
$V_n$	Potentialdifferenz zw. Leitungsbandkante und Fermienergie	$V$
$V_{OC,impl}$	implizite offene Klemmspannung	$V$
$V_{OC}$	offene Klemmspannung	$V$
$v_{th}$	thermische Geschwindigkeit der Elektronen	$m/s$
$W$	Waferdicke	$m$
$w$	Kontaktbreite	$m$
$W_{RLZ}$	Dicke der Raumladungszone	$m$
$x_{\ddot{a}tz}$	geätzte Tiefe	$m$
$Z$	Kernladungszahl	
$z$	Valenzzahl	

### Griechische Formelzeichen

$\Delta\Phi$	Reduktion der Barrierhöhe durch Spiegelladungen	$V$
$\delta$	Dicke der Zwischenschicht	$m$
$\varepsilon_r$	relative Permittivität	
$\eta$	Wirkungsgrad, Effizienz	
$\lambda$	Lichtwellenlänge	$m$
$\mu_n$	Elektronen-Mobilität	$m^2/Vs$
$\mu_p$	Löcher-Mobilität	$m^2/Vs$
$\phi$	Photonenfluss	$s^{-1}$
$\rho$	Dichte	$kg/m^3$

$\rho$	spezifischer Widerstand	$\Omega cm$
$\rho_C$	spezifischer Kontaktwiderstand	$\Omega cm^2$
$\bar{\rho}_L$	Umfang der Defekte pro Fläche	$m^{-2}$
$\sigma$	Standardabweichung	
$\sigma_n$	Einfangquerschnitt für Elektronen	$m^2$
$\sigma_p$	Einfangquerschnitt für Löcher	$m^2$
$\tau$	Ladungsträgerlebensdauer	$s$
$\tau_{Auger}$	Ladungsträgerlebensdauer für Auger-Rekombination	$s$
$\tau_{bulk}$	Volumen-Lebensdauer	$s$
$\tau_{eff}$	effektive Minoritätsladungsträgerlebensdauer	$s$
$\tau_{SRH}$	Ladungsträgerlebensdauer für SRH-Rekombination	$s$
$\tau_{strahlend}$	Ladungsträgerlebensdauer für strahlende Rekombination	$s$
$\tau_{surface}$	Oberflächen-Lebensdauer	$s$
$\tau_{vol}$	Ladungsträgerlebensdauer im Volumen	$s$
$q\chi_s$	Elektronenaffinität	$J$
$q\Phi_0$	neutrales Energieniveau	$J$
$q\Phi_{b,n0}$	Barrierehöhe eines Kontakts zu $n$ -Si bei verschwindendem el. Feld	$J$
$q\Phi_{b,n}$	Barrierehöhe eines Kontakts zu $n$ -typ Si	$J$
$q\Phi_{b,p}$	Barrierehöhe eines Kontakts zu $p$ -typ Si	$J$
$q\Phi_m$	Austrittsarbeit	$J$

### Konstanten

$\varepsilon_0$	Permittivität im Vakuum	$8,854 \cdot 10^{-12} A s/Vm$
$c$	Lichtgeschwindigkeit	$2,9979 \cdot 10^8 m/s$
$h$	Planck'sches Wirkungsquantum	$6,626 \cdot 10^{-34} Js$
$k_b$	Boltzmann-Konstante	$1,381 \cdot 10^{-23} J/K$
$N_{av}$	Avogadro-Konstante	$6,022 \cdot 10^{23} mol^{-1}$
$q$	Elementarladung	$1,602 \cdot 10^{19} A s$



# Publikationsliste

## Veröffentlichungen in peer-reviewed Fachzeitschriften

- F. Kiefer, J. Krügener, F. Heinemeyer, H. J. Osten, R. Brendel und R. Peibst, Bifacial, fully screen-printed n-PERT solar cells with BF<sub>2</sub> and B implanted emitters, in: *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **157**, S. 326–330 (2016), doi:10.1016/j.solmat.2016.05.028.
- F. Kiefer, J. Krügener, F. Heinemeyer, H. J. Osten, R. Brendel und R. Peibst, Structural investigation of printed Ag/Al contacts on silicon and numerical modeling of their contact recombination, in: *IEEE Journal of Photovoltaics*, **6**(5), S. 1175–1182 (2016), doi:10.1109/JPHOTOV.2016.2591318.
- F. Kiefer, R. Peibst, T. Ohrdes, T. Dullweber, J. Krügener, H. J. Osten, C. Schöllhorn, A. Grohe und R. Brendel, Influence of the boron emitter profile on  $V_{OC}$  and  $J_{SC}$  losses in fully ion implanted n-type PERT solar cells, in: *physica status solidi (a)*, **212**(2), S. 291–297 (2015), doi:10.1002/pssa.201431118.
- F. Kiefer, C. Ulzhöfer, T. Brendemühl, N.-P. Harder, R. Brendel, V. Mertens, S. Bordihn, C. Peters und J. W. Müller, High efficiency n-type emitter-wrap-through silicon solar cells, in: *IEEE Journal of Photovoltaics*, **1**(1), S. 49–53 (2011), doi:10.1109/JPHOTOV.2011.2164953.
- J. Krügener, R. Peibst, E. Bugiel, D. Tetzlaff, F. Kiefer, M. Jestremski, R. Brendel und H. J. Osten, Ion implantation of boric molecules for silicon solar cells, in: *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **142**, S. 12–17 (2015), doi:10.1016/j.solmat.2015.05.024.
- J. Krügener, R. Peibst, F. A. Wolf, E. Bugiel, T. Ohrdes, F. Kiefer, C. Schöllhorn, A. Grohe, R. Brendel und H. J. Osten, Electrical and structural analysis of crystal defects after high-temperature rapid thermal annealing of highly boron ion-implanted emitters, in: *IEEE Journal of Photovoltaics*, **5**(1), S. 166–173 (2015), doi:10.1109/JPHOTOV.2014.2365468.
- J. Krügener, E. Bugiel, R. Peibst, F. Kiefer, T. Ohrdes, R. Brendel und H. J. Osten, Structural analysis of textured silicon surfaces after ion implantation under tilted angle, in: *Semiconductor Science and Technology*, **29**(9), S. 095.004 (2014), doi:10.1088/0268-1242/29/9/095004.
- M. Meseth, B. C. Kunert, L. Bitzer, F. Kunze, S. Meyer, F. Kiefer, M. Dehnen, H. Orthner, N. Petermann, M. Kummer, H. Wiggers, N.-P. Harder, N. Benson und R. Schmechel, Excimer laser doping using highly doped silicon nanoparticles, in: *physica status solidi (a)*, **210**(11), S. 2456–2462 (2013), doi:10.1002/pssa.201329012.
- C. Schinke, F. Kiefer, M. Offer, D. Hinken, A. Schmidt, N.-P. Harder, R. Bock, T. Brendemühl, J. Schmidt, K. Bothe und R. Brendel, Contacting interdigitated back-contact solar cells with four busbars for precise current–voltage measurements under standard testing conditions, in: *IEEE Journal of Photovoltaics*, **2**(3), S. 247–255 (2012), doi:10.1109/JPHOTOV.2012.2195637.

## Veröffentlichungen auf internationalen Fachkonferenzen

- F. Kiefer, R. Peibst, T. Ohrdes, J. Krügener, H. J. Osten und R. Brendel, Emitter recombination current densities of boron emitters with silver/aluminum pastes, in: *40th IEEE Photovoltaic Specialist Conference (PVSC)*, S. 2808–2812 (2014), doi:10.1109/PVSC.2014.6925514.
- F. Kiefer, R. Peibst, T. Ohrdes, T. Dullweber, J. Krügener, H. J. Osten, C. Schöllhorn, A. Grohe und R. Brendel, Analyzing the recombination current densities in industrial like n-type PERT solar cells exceeding 20% efficiency, in: *Proc. 23rd Photovoltaic Science and Engineering Conference*, 1–P–7 (2013); ausgezeichnet mit dem **Best Poster Award**.
- F. Kiefer, T. Brendemühl, M. Berger, A. Lohse, S. Kirstein, N. Braun, M. Lehr, F. Heinemeyer, V. Jung, A. Morlier, S. Blankemeyer, I. Kunze, R. Winter, N.-P. Harder, T. Dullweber, M. Köntges und R. Brendel, Influence of solder pads to PERC solar cells for module integration, in: *Energy Procedia*, **38**, S. 368–374 (2013), doi:10.1016/j.egypro.2013.07.291.
- F. Kiefer, C. Schinke, T. Brendemühl, N.-P. Harder, R. Brendel, V. Mertens, S. Bordihn und J. W. Müller, Large-area emitter-wrap-through solar cells on n-type silicon (2012), präsentiert beim 2nd nPV Workshop, Amsterdam.
- H. Schulte-Huxel, F. Kiefer, S. Blankemeyer, R. Witteck, M. Vogt, M. Köntges, R. Brendel, J. Krügener und R. Peibst, Flip-Flop cell interconnection enabled by an extremely high bifaciality of screen-printed ion implanted n-PERT Si solar cells (2016), präsentiert bei der 32nd European PV Solar Energy Conference and Exhibition, München.
- F. Heinemeyer, V. Steckenreiter, F. Kiefer und R. Peibst, Hierarchical etching for improved optical front-side properties of monocrystalline Si solar cells, in: *Energy Procedia*, **77**, S. 810–815 (2015), doi:10.1016/j.egypro.2015.07.114.
- M. Eberstein, K. Reinhardt, S. Körner, F. Kiefer und R. Peibst, Glass phase alignment in front side pastes for p-and n-type solar cells, in: *Semiconductor Technology International Conference (CSTIC), 2015 China*, S. 1–5 (2015), doi:10.1109/CSTIC.2015.7153489.
- S. Körner, F. Kiefer, R. Peibst, F. Heinemeyer, J. Krügener und M. Eberstein, Basic study on the influence of glass composition and aluminum content on the Ag/Al paste contact formation to boron emitters in: *Energy Procedia*, **67**, S. 20–30 (2015), doi:10.1016/j.egypro.2015.03.284.
- J. Krügener, E. Bugiel, R. Peibst, F. Kiefer, T. Ohrdes, R. Brendel und H. J. Osten, Structural investigations of textured silicon after ion implantation, (2014), GMM Nutzergruppentreffen Ionenimplantation, Dresden.
- J. Krügener, E. Bugiel, H. J. Osten, R. Peibst, F. Kiefer, T. Ohrdes und R. Brendel, Structural investigation of ion implantation of boron on random pyramid textured Si(100) for photovoltaic applications, in: *20th International Conference on Ion Implantation Technology (IIT)*, S. 1–4 (2014), doi:10.1109/IIT.2014.6940060.
- J. Krügener, F. A. Wolf, R. Peibst, F. Kiefer, C. Schöllhorn, A. Grohe, R. Brendel und H. J. Osten, Correlation of dislocation line densities and emitter saturation current densities of ion implanted boron emitters, in: *Proc. 23rd Photovoltaic Science and Engineering Conference*, 1–O–31 (2013).
- M. Lehr, F. Heinemeyer, S. Eidelloth, T. Brendemühl, F. Kiefer, D. Münster, A. Lohse, M. Berger, N. Braun und R. Brendel, How to obtain solderable Al/Ni:V/Ag contacts, in: *Energy Procedia*, **38**, S. 375–379 (2013), doi:10.1016/j.egypro.2013.07.292.

- E. Schmich, F. Kiefer, M. Hörteis, M. Aleman, S. Glunz und S. Reber, Emitter epitaxy for crystalline silicon thin film solar cells with new contact methods, in: *Proc. 24th European PV Solar Energy Conference and Exhibition*, S. 2570–2574 (2009)
- E. Schmich, M. Driessen, F. Kiefer, J. Hampel und S. Reber, In-situ CVD processes for crystalline silicon thin-film solar cells, in: *34th IEEE Photovoltaic Specialist Conference (PVSC)*, S. 000175–000180 (2009), doi:10.1109/PVSC.2009.5411703.



# Danksagung

Diese Arbeit wäre nicht möglich gewesen ohne die Hilfe vieler anderer, denen ich hiermit meinen Dank ausdrücken möchte.

Bei Herrn Prof. H. Jörg Osten möchte ich mich bedanken für die Bereitschaft zur Betreuung dieser Doktorarbeit und die Diskussion der im Laufe der Zeit erzielten Ergebnisse.

Prof. Dr. Giso Hahn danke ich für die Übernahme des Korreferats der Arbeit.

Jun.-Prof. Dr. Robby Peibst danke ich für die großartige Betreuung und die vielen Diskussionen und Denkanstöße im Verlauf der gesamten Doktorarbeit, auch gerade wenn mal wieder statt einer Lösung zwei neue Probleme aufgetaucht sind. Außerdem danke ich ihm für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes und auch für schöne fünf gemeinsame Jahre im Büro.

Ein besonderer Dank geht auch an Henning Schulte-Huxel, Felix Haase, Verena Steckenreiter, Helge Hannebauer, Dominic Walter und Jan Krügener für das ausgiebige Korrekturlesen der Doktorarbeit und die hilfreichen Anmerkungen und Kommentare. Außerdem vielen Dank für die gute Zeit neben der Arbeit.

Ein großes Dankeschön an die weiteren Mitglieder des CHIP-Projektes: an Sabine Kirstein für die Herstellung vieler Proben und Solarzellen, gerade wenn im Projekt wieder eine Durststrecke war, und für die Aufheiterung der oft langen Stunden am Siebdrucker; an Frank Heinemeyer für die vielen Proben und die tollen REM-Bilder; an Peter Giesel für die Prozessarbeit und an Tobias Ohrdes für die Einführung in die Dessis-GUI und die Hilfe bei den Sentaurus-Simulationen.

Ebenfalls Dank gebührt den Kollegen am Institut für Materialien und Bauelemente der Elektronik der Leibniz Universität Hannover für die Durchführung vieler Ionen-Implants und diverse andere Messungen, z. B. der TEM-Aufnahmen: Jan Krügener, Andreas Klatt, Marcel Jestremski und Eberhard Bugiel.

Ich danke auch allen Kollegen, mit denen ich im Laufe der Zeit am ISFH in anderen Projekten zusammenarbeiten durfte und von denen ich vieles lernen konnte: Till Brendemühl, Christian Ulzhöfer, Miriam Berger, Anja Christ, Nadja Braun, Martin Lehr, Rafel Ferre und besonders auch Nils-Peter Harder, der mich ursprünglich in seiner Gruppe am ISFH aufgenommen und mir die Möglichkeit zur Promotion gegeben hat.

Außer an Robby geht auch ein Dank an Jan Petermann, Carsten Schinke, Nils Folchert, Sina Reiter und Manuel Stratmann für die tolle Atmosphäre im Büro und auch das eine oder andere interessante Gespräch abseits der Arbeitsthemen.

Zusätzlich danke ich Verena Steckenreiter, Bianca Lim, Dominic Walter, Henning Schulte-Huxel, Sarah Kajari-Schröder, Tobias Neubert, David Sylla, Arne Schmidt, Ingo Ahrens, Martin Wolf, Sandra Herlufsen, Jens Müller, und David Hinken für die Unterstützung bei der Durchführung mancher Experimente, für die Hilfe bei Messungen oder der Interpretation der Messungen.

Eigentlich muss ich dem gesamten ISFH danken. Alle Kollegen haben Anteil daran, dass das Institut und alle Geräte so gut funktionieren und dass hier eine so großartige Arbeitsatmosphäre herrscht und man jeden morgen gerne zur Arbeit geht.

Meinen Eltern und Geschwistern ein besonderer Dank, dass sie bei allem, was ich gemacht habe, immer voll hinter mir standen.

Der größte Dank geht an meine Frau Barbara und unsere kleine Maja, die mir Zeit und Gelegenheit zum Abschalten gegeben haben und auch Danke für die Geduld, wenn aus "komme gleich" wieder mal zwei Stunden geworden sind.

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

**Name** Fabian Karol Kiefer  
**Anschrift** Pfälzer Str. 36  
31789 Hameln  
**Geburtstag** 29. Januar 1983  
**Geburtsort** Merzig  
**Nationalität** deutsch, polnisch  
**Familienstand** verheiratet, eine Tochter

## Schulbildung

**Aug. 1989 - Jul. 1993** Grundschule Rehlingen  
**Aug. 1993 - Jun. 2002** Gymnasium am Stadtgarten, Saarlouis  
Allgemeine Hochschulreife im Juni 2002

## Wehrdienst

**Okt. 2002 - Jun. 2003** Grundwehrdienst im Fernmeldeaufklärungsregiment 940, Daun

## Studium

**Okt. 2003 - Dez. 2009** Albert-Ludwigs-Universität Freiburg  
Studium der Physik  
Diplomprüfung im Dezember 2009  
**Okt. 2005 - Jul. 2006** Universität Warschau (Polen)  
Aufenthalt im Rahmen des Erasmus-Programms

## Anstellung

**Jan. 2010 - Mai 2010** Fraunhofer-Institut für Solare Energiesysteme  
geprüfte wissenschaftliche Hilfskraft in der Gruppe "Si-Epitaxie"  
**seit Jun. 2010** Institut für Solarenergieforschung Hameln/Emmerthal (ISFH)  
Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Gruppe "Emergente  
Solarzellen-Technologien"