

# **Verbesserte Rückseitenpassivierung von siebgedruckten bifacialen Silizium-Solarzellen**

**Diplomarbeit**

**vorgelegt von  
Sebastian Gloger**

**am Fachbereich Physik  
der Universität Konstanz**

**Juni 2009**

**Erstgutachter: Prof. Dr. Giso Hahn**  
**Zweitgutachter: Prof. Dr. Thomas Dekorsy**

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen der Silizium-Solarzelle</b>	<b>3</b>
2.1	Aufbau und Funktion der Solarzelle . . . . .	3
2.1.1	Dotierung . . . . .	4
2.1.2	p-n-Übergang . . . . .	6
2.1.3	Back Surface Field . . . . .	9
2.1.4	Metall-Halbleiter-Kontakt . . . . .	10
2.2	Kenngrößen der Solarzelle . . . . .	10
2.2.1	Strom-Spannungs-Charakteristik der Solarzelle . . . . .	11
2.2.2	Spektrale Empfindlichkeit . . . . .	18
2.3	Verlustmechanismen . . . . .	20
2.3.1	Optische Verluste . . . . .	21
2.3.2	Verluste durch Rekombination . . . . .	23
2.3.3	Ohmsche Verluste . . . . .	26
2.4	Oberflächenrekombination und Passivierung . . . . .	27
2.4.1	Oberflächenpassivierung und Wirkungsgrad . . . . .	29
2.4.2	Oberflächenpassivierung durch Siliziumdioxid . . . . .	30
2.4.3	Oberflächenpassivierung durch Siliziumnitrid . . . . .	32
2.4.4	Einfluss des Back Surface Fields . . . . .	36
<b>3</b>	<b>Charakterisierung von Solarzellen</b>	<b>41</b>
3.1	Messung der Strom-Spannungs-Kennlinie (IV) . . . . .	41
3.2	Messung der spektralen Quantenausbeute (QE) . . . . .	42
3.2.1	Messaufbau . . . . .	42
3.2.2	Absolute und differentielle Quantenausbeute . . . . .	44
3.2.3	Modell zur Skalierung der internen Quantenausbeute . . . . .	44
3.3	Messung der orts aufgelösten Elektrolumineszenz (EL) . . . . .	45
3.3.1	Messaufbau . . . . .	46
3.3.2	Bestimmung der Elektrolumineszenz . . . . .	46
3.3.3	Spannungsdifferenzbild . . . . .	47
3.4	Messung der Oberflächenrekombinationsströme (QSSPC) . . . . .	48
3.4.1	Messaufbau . . . . .	49
3.4.2	Bestimmung des Emittersättigungsstromes . . . . .	51
3.5	Messung von Dotierprofilen (ECV) . . . . .	53
3.5.1	Elektrochemische Kapazitäts-Spannungs-Profilierung . . . . .	53
3.5.2	Ätzverfahren . . . . .	56
3.5.3	Messmethode . . . . .	56
3.5.4	Elektrochemische Zelle . . . . .	57

<b>4</b>	<b>Grundlagen der Solarzellenherstellung</b>	<b>61</b>
4.1	Standard-Siebdruck-Prozess . . . . .	61
4.1.1	Textur . . . . .	61
4.1.2	Emitter . . . . .	61
4.1.3	Antireflexionsschicht . . . . .	63
4.1.4	Metallischer Kontakt . . . . .	63
4.1.5	Kantenisolation . . . . .	64
4.2	Bifacialer Solarzellen-Prozess . . . . .	65
4.2.1	Back Surface Field . . . . .	66
4.2.2	Siliziumdioxidschicht . . . . .	67
4.2.3	Rückseitenantireflexionsschicht . . . . .	67
4.2.4	Weitere Prozessschritte . . . . .	68
4.2.5	Metallischer Kontakt . . . . .	69
4.2.6	Kantenisolation . . . . .	70
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>71</b>
5.1	Oxiddicken (Ellipsometrie) . . . . .	71
5.2	Emittersättigungsströme (QSSPC) . . . . .	74
5.3	Dotierprofile (ECV) . . . . .	78
5.3.1	Schichtwiderstände (Vierpunktmessung) . . . . .	78
5.3.2	Dotierprofile . . . . .	81
5.4	Prozessierte Solarzellen . . . . .	84
5.5	Strom-Spannungs-Kennlinien (IV) . . . . .	85
5.5.1	Vergleich der Kantenisolationmethoden . . . . .	87
5.5.2	Leerlaufspannungen . . . . .	88
5.5.3	Kurzschlussströme . . . . .	90
5.5.4	Füllfaktoren . . . . .	93
5.5.5	Wirkungsgrade . . . . .	95
5.6	Effektive Ladungsträgerdiffusionslängen (SR) . . . . .	96
5.7	Elektrolumineszenz-Messungen (EL) . . . . .	99
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>103</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>105</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>107</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>109</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>119</b>

# 1 Einleitung

Der weltweite Energiebedarf wird heute hauptsächlich durch den Verbrauch begrenzter fossiler Energieträger gedeckt [Wür00]. Auf Grund der Verknappung dieser Energieträger [Ben02] ist die Erschließung regenerativer Energiequellen unumgänglich. Dies ist auch deshalb notwendig, weil die Verwendung der fossilen Energieträger auf Grund des Treibhauseffekts zu einer Veränderung des Klimas der Erde führt [Pac07]. Um die Veränderung der Umweltbedingungen durch diesen Klimawandel gering zu halten, ist eine möglichst schnelle Abkehr vom Verbrauch der fossilen Energieträger notwendig.

Die Lösung dieser Herausforderungen liegt zum Einen in der Verbesserung der Energieeffizienz und zum Anderen in der Nutzung der auf die Erdoberfläche einfallenden Sonnenstrahlung als CO<sub>2</sub>-neutrale und nicht versiegender Energiequelle. Die von der Sonne auf die Erde eingestrahlte Energie liegt um fast vier Größenordnungen über dem weltweiten Primär-Energieverbrauch [Smi06]. Sie kann photovoltaisch, solarthermisch, sowie mittelbar durch Biomasse-Nutzung, Wind- und Wasserkraftwerke zur Energiegewinnung genutzt werden. Hierbei entstehen jedoch CO<sub>2</sub>-Emissionen, die von der verwendeten Technik abhängen.

Die Photovoltaik spielt bisher nur eine kleine Rolle für die weltweite Energieversorgung. Nichtsdestotrotz ist sie auf Grund der folgenden Vorteile eine der Schlüsseltechnologien für die Energieversorgung der Zukunft: Mit Solarzellen sind die physikalischen Grenzen für den Wirkungsgrad der Energieumwandlung der Sonnenstrahlung prinzipiell erreichbar [Gre03]. Solarzellen enthalten keine beweglichen Teile, weswegen sie keinen Verschleiß zeigen und einen äußerst geringen Wartungsaufwand haben [Goe97]. Photovoltaik-Anlagen lassen sich in in nahezu jeder Größe, von der Nano-Solarzelle [Tia07] bis zum MW-Kraftwerk [Arg07], einsetzen.

Bisher wird die Verbreitung der Photovoltaik durch ihre relativ hohen Kosten behindert. Solarzellen sind heute aus ökonomischen Gründen überwiegend kristalline Silizium-Solarzellen, die nur das Sonnenlicht, das auf ihre Vorderseite fällt, nutzen. Bifaciale Solarzellen nutzen sowohl das auf ihre Vorderseite als auch das auf ihre Rückseite fallende Licht. Bei entsprechender Aufstellung bifacialer Solarzellen werden daher 20 % höhere Wirkungsgrade gegenüber monofacialen Zellen erreicht [Krä07]. Somit stellen bifaciale Zellen ein elegantes Konzept zur Erhöhung des Wirkungsgrades dar. Zusätzlich kommt es bei bifacialen Solarzellen nicht zur Durchbiegung dünner Zellen auf Grund der Metallisierung [Hus05a]. So können dünnere Solarzellen hergestellt werden, was hochreines Silizium einspart, welches einen erheblichen Teil der Kosten der Solarzellen verursacht. Mit einem höheren Wirkungsgrad und einem niedrigeren Rohstoffverbrauch werden die Kosten pro Solarzellen-Leistung reduziert. Dies setzt jedoch voraus, dass sich die Kosten der Schritte zur Herstellung der Solarzelle aus dem Silizium-Ausgangsmaterial, dem Wafer, für eine bifaciale Solarzelle nicht stark erhöhen gegenüber dem konventionellen Zellprozess. Zur Herstellung bifacialer Solarzellen möglichst hoher Wirkungsgrade durch einen möglichst einfachen Solarzellenprozess und somit zu konkurrenzfähigen Kosten, ist

die Optimierung der gesamten Solarzelle notwendig. Einen großen Einfluss auf den Wirkungsgrad der bifacialen Solarzelle, vor allem unter rückseitiger Beleuchtung, hat die Passivierung der Zell-Rückseite.

Diese Passivierung der Solarzellenrückseite zu verbessern war das Ziel dieser Arbeit.

Die Passivierung der Halbleiter-Oberflächen der Silizium-Solarzelle vermindert die Rekombination der elektrischen Ladungsträger an den Oberflächen der Zelle. Der Verlust bei der Energieumwandlung innerhalb der Solarzelle, der durch die Rekombination der Ladungsträger entsteht, wird so verringert. Die Passivierung vermindert die Rekombination der Ladungsträger an der Silizium-Oberfläche zum Einen durch die Reduktion der von ihnen einnehmbaren Zustände und zum Anderen durch die Verringerung ihrer Konzentrationen an der Oberfläche. Eine gute Passivierung wird durch die Verringerung der Oberflächenzustände mit Hilfe dielektrischer Schichten und durch die Absenkung der Oberflächenkonzentrationen mit Hilfe einer Dotierung des Halbleiters und festen elektrischen Ladungen in einer Oberflächenschicht erreicht. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Passivierung der Solarzellen-Rückseiten bestand aus einer dünnen Bor-dotierten Siliziumschicht, einer Siliziumdioxid-Schicht und einer Siliziumnitrid-Schicht.

Die entscheidende Größe einer Oberflächenpassivierung ist die Menge der an der Oberfläche rekombinierenden Ladungsträger pro Zeit- und Flächeneinheit. Diese Oberflächenrekombinationsrate beeinflusst die Lebensdauer der Ladungsträger in der Solarzelle und somit ihre Diffusionslänge. Die Qualität der hergestellten Oberflächenpassivierungen wird an Hand der Ströme der rekombinierenden Ladungsträger (Emittersättigungsströme) und der Ladungsträgerlebensdauern der Solarzellen ermittelt.

Um die Rückseitenpassivierung von siebgedruckten bifacialen Solarzellen zu verbessern, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Qualität der Passivierungsschicht dieser Solarzellen in Abhängigkeit ihrer wesentlichen Eigenschaften charakterisiert. Weiter wurden verschiedene Rückseiten-Passivierungen bei der Herstellung von bifacialen Solarzellen realisiert und die hergestellten Solarzellen im Hinblick auf ihre Rückseitenpassivierung charakterisiert.

Die Arbeit ist nach dieser Einleitung in die folgenden Kapitel gegliedert.

Kapitel 2 erläutert die Grundlagen der Silizium-Solarzelle und geht auf den Aufbau, die Funktion und die Kenngrößen der Solarzelle ein. Weiter werden die Verlustmechanismen, welche den Solarzellen-Wirkungsgrad einschränken, und im Besonderen die Oberflächenrekombination und die Oberflächenpassivierung beschrieben.

Kapitel 3 stellt die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Messverfahren zur Charakterisierung von Solarzellen vor. Hierbei werden die Verfahren zur Charakterisierung sowohl der hergestellten Solarzellen als auch der verwendeten Oberflächenpassivierungen erklärt.

Kapitel 4 erläutert die Grundlagen der Solarzellenherstellung. Es wird einerseits auf den Standard-Siebdruck-Prozess und andererseits auf den in dieser Arbeit verwendeten Prozess zur Herstellung bifacialer Solarzellen eingegangen.

Kapitel 5 stellt die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente und die erarbeiteten Ergebnisse dar. Dabei werden die Ergebnisse der Charakterisierung der realisierten Oberflächenpassivierungen und der hergestellten Solarzellen präsentiert und diskutiert.

In der Zusammenfassung sind die Ergebnisse der verschiedenen Untersuchungen zusammengetragen. Möglichkeiten für weiterführende Untersuchungen werden aufgezeigt.

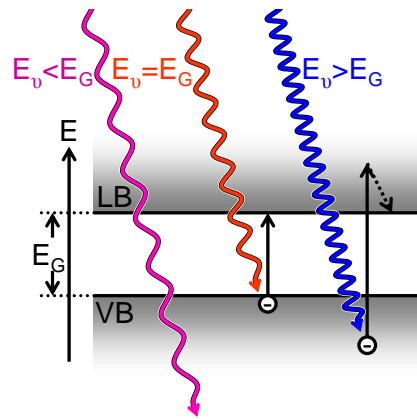
## 2 Grundlagen der Silizium-Solarzelle

Eine Solarzelle wandelt einfallendes Sonnenlicht in elektrische Energie um. Die physikalische Grundlage der Umwandlung ist der photovoltaische Effekt. Er ist ein Spezialfall des inneren photoelektrischen Effekts, welcher in Halbleitern auftritt. Hierbei nehmen Elektronen durch die Absorption einfallender Photonen deren Energie auf und können sich dadurch im Halbleitermaterial der Solarzelle frei bewegen. Auf Grund einer räumlich unterschiedlichen Konzentration von ortsfesten Ladungen innerhalb der Solarzelle stellt sich ein Konzentrationsunterschied der Elektronen ein. Dieser kann als elektrische Energie genutzt werden.

### 2.1 Aufbau und Funktion der Solarzelle

Die kristalline Silizium-Solarzelle besteht bis auf ihre Metallkontakte aus dem Halbleiter Silizium. Im perfekten Siliziumkristall sind die Siliziumatome periodisch angeordnet. Dadurch können ihre Elektronen nur bestimmte Energieniveaus in den Energiebändern einnehmen. Als Halbleiter sind bei Silizium das Leitungsband (conduction band) und das Valenzband (valence band) durch eine Bandlücke (band gap) der Energie  $E_G$  getrennt, in der es keine einnehmbaren Energieniveaus gibt. Diese beträgt für Silizium 1,11 eV bei einer Temperatur  $T$  von 300 K [Kit06]. Am Temperaturnullpunkt befinden sich alle Elektronen im vollen Valenzband. Das Leitungsband dagegen ist leer. Bei dieser Temperatur leitet der Halbleiter nicht. Werden die Elektronen jedoch energetisch angeregt, so können sie ins Leitungsband gelangen und es entstehen unbesetzte Zustände (Löcher) im Valenzband. Der Halbleiter leitet somit. Dies kann aufgrund einer Erhöhung der Temperatur geschehen: Durch die statistische Verteilung der Energie auf die Elektronen existieren somit Elektronen mit einer Energie, die ausreicht um die Bandlücke zu überwinden und Energieniveaus im Leitungsband einzunehmen. Im Fall der Solarzelle werden zusätzlich zu diesen noch weitere Elektronen im Leitungsband durch die Absorption einfallender Photonen generiert. Hierbei kann ein Photon mit einer Energie  $E_\nu$  von mindestens 1,11 eV, entsprechend einer Wellenlänge von maximal 1120 nm, absorbiert werden und seine Energie an ein Elektron abgeben. Dadurch wird das Elektron aus dem Valenzband ins Leitungsband gehoben. Im Valenzband entsteht hierbei ein Loch. Dieser innere photoelektrische Effekt wird in Abbildung 2.1 veranschaulicht.

Durch das Einbringen von Fremdatomen (Dotierung) kann man die Eigenschaften von Silizium verändern. Dies wird in Abschnitt 2.1.1 beschrieben. Der eine Teil der Solarzelle, die Basis, wird mit Elementen der dritten Hauptgruppe, wie zum Beispiel Bor, als Akzeptoren positiv dotiert. Hier liegt nun eine geringe Elektronendichte und eine hohe Lochdichte vor. Der andere Teil der Solarzelle, der Emitter, wird mit Elementen der fünften Hauptgruppe, wie beispielsweise Phosphor, als Donatoren negativ dotiert, so dass eine hohe Elektronendichte und eine geringe Lochdichte vorliegt. Die Elektronen und Löcher diffundieren jeweils in Richtung ihrer geringeren Konzentration. Dadurch entsteht am



**Abbildung 2.1:** Absorption von Photonen durch Elektronen in einem Halbleiter.

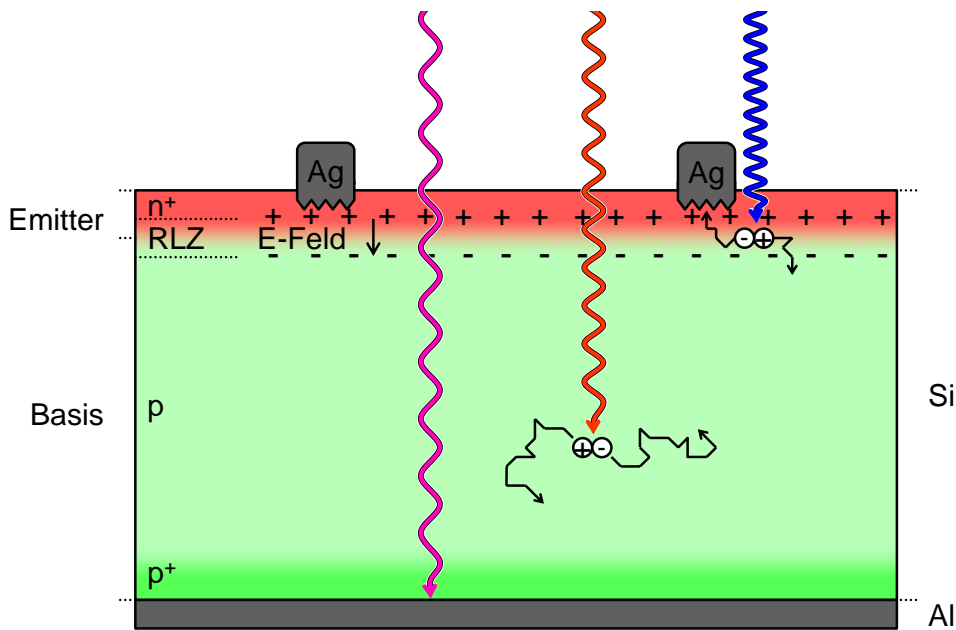
Übergang zwischen dem positiv (p-) und dem negativ (n-) dotierten Gebiet eine Raumladungszone. Dieser p-n-Übergang wird in Abschnitt 2.1.2 beschrieben. Gleichzeitig entsteht eine Potentialdifferenz zwischen Basis und Emitter durch die nun nicht mehr kompensierten ionisierten Akzeptoren und Donatoren, welche der Diffusion entgegen wirkt. Die Basis ist gegenüber dem Emitter positiv geladen. Um diese Spannung elektrisch zu nutzen, kontaktiert man die Basis und den Emitter der Solarzelle mit Silber- und Aluminiumkontakten. Schließt man nun den Stromkreis, indem man Basis- und Emitterkontakte durch einen Verbraucher verbindet, fließen die bei Lichteinfall generierten Ladungsträger als Strom durch den Verbraucher. Somit kann die Energie der einfallenden Photonen genutzt werden. In Abbildung 2.2 ist diese Solarzelle skizziert.

Um einen möglichst großen Anteil der einfallenden Energie zu nutzen, wird dieses grundlegende Solarzellenkonzept erweitert. Zum Einen wird durch eine Antireflexschicht und eine Oberflächenstruktur (Textur) der Anteil der von der Solarzelle absorbierten Photonen, wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, erhöht. Zum Anderen wird mit Hilfe einer erhöhten Dotierung der Basisrückseite die Anzahl der dort wieder rekombinierenden und somit für den Solarzellenstrom nicht zur Verfügung stehenden Elektronen-Loch-Paare verringert. Dieses Back Surface Field (BSF) wird in Abschnitt 2.1.3 beschrieben.

Durch nur teilweises Bedrucken der Rückseite mit Metall entsteht eine bifaciale Solarzelle. Diese kann auch das auf ihre Rückseite auftreffende Licht nutzen. Die Rückseite der bifacialen Solarzelle erhält eine Antireflexionsbeschichtung und eine Oberflächenpassivierung zur Verringerung der Ladungsträgerrekombination. Somit kann auch die rückseitig eingestrahelte Energie möglichst gut genutzt werden. Die bifaciale Solarzelle ist in Abbildung 2.3 skizziert. Die für die Solarzelle wichtigen Aspekte werden im Folgenden noch genauer beschrieben.

### 2.1.1 Dotierung

Silizium ist ein Element der vierten Hauptgruppe des Periodensystems. Jedes Siliziumatom hat vier Valenzelektronen. Im Kristall ist jedes Atom von vier weiteren Atomen umgeben, mit denen es jeweils eine kovalente Bindung eingeht. So entsteht ein tetraedrisches



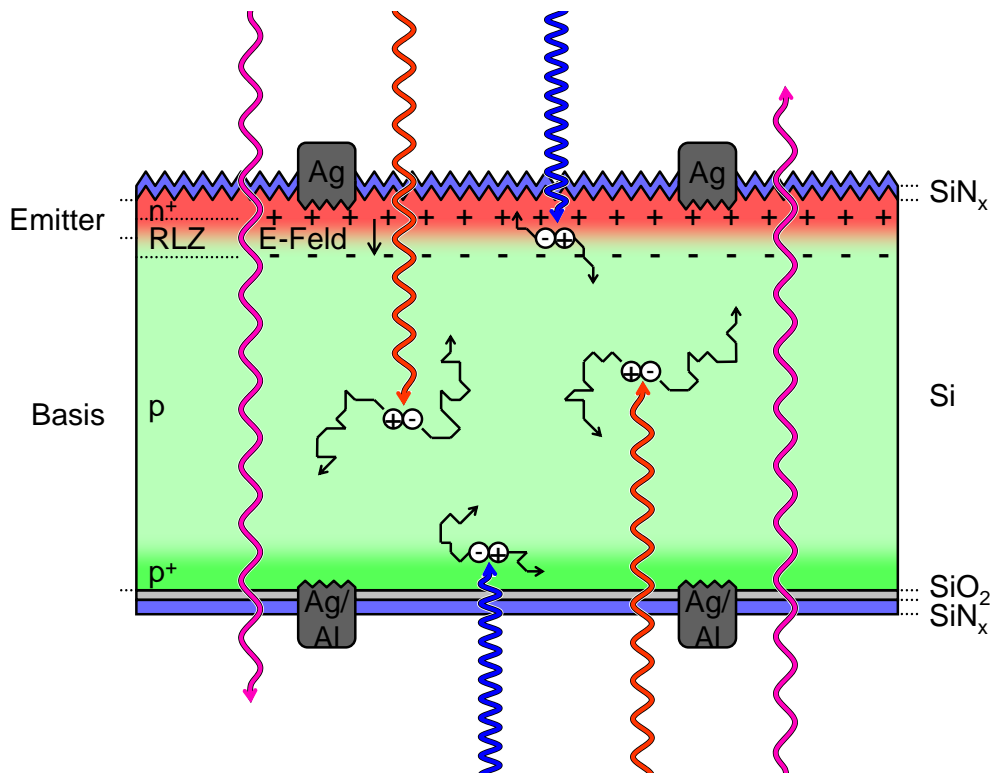
**Abbildung 2.2:** Skizze einer Silizium-Solarzelle. Die wesentlichen Bestandteile der Solarzelle sind die p-dotierte Basis, der  $n^+$ -dotierte Emitter und die Metallkontakte. Die  $p^+$ -dotierte Schicht entsteht während der Kontaktbildung der Silizium- und der Aluminium-Schicht (siehe Abschnitt 4.1.4). Photonen können nur von oben in die Zelle eindringen.

Kristallgitter, das der Diamantstruktur entspricht. Das Kristallgitter wird in Abbildung 2.4 gezeigt.

Reines Silizium ist ein intrinsischer Halbleiter mit der intrinsischen Ladungsträgerdichte  $n_i$ . Durch Dotierung, gezieltes Hinzufügen von Atomen anderer Elemente, lassen sich seine elektronischen Eigenschaften gezielt beeinflussen. Die eingebrachten Atome können sich sowohl auf Zwischengitterplätzen befinden als auch den Platz eines Siliziumatoms einnehmen, somit interstitiell oder substitutionell angeordnet sein. Im Falle der Dotierung mit Elementen der dritten und fünften Hauptgruppe, wie Bor und Phosphor, nehmen diese Atome Gitterplätze ein.

Im Fall der n-Dotierung mit Phosphor besteht die wesentliche Eigenschaft darin, dass das eingebrachte Phosphor-Atom ein überschüssiges Valenzelektron besitzt. Es verhält sich als Donator, da das überschüssige Valenzelektron deutlich schwächer gebunden ist als die weiteren Valenzelektronen. Somit ergibt sich mit jedem eingebrachten Atom ein Zustand direkt unterhalb der Leitungsbandkante. Die Ionisationsenergie  $E_D$  für diese Elektronenzustände beträgt nur 45 meV [Kit06].

Im Fall der p-Dotierung mit Bor besitzt das als Akzeptor eingebrachte Atom ein Valenzelektron zu wenig, somit entsteht ein Loch, das sich genau wie das überschüssige Elektron als Teilchen beschreiben lässt, wobei es die entgegengesetzte Ladung trägt. Durch die Akzeptor-Atome ergeben sich in diesem Fall freie Elektronenzustände, die direkt oberhalb der Valenzbandkante liegen. Auch hier beträgt die Akzeptor-Ionisationsenergie  $E_A$  gerade 45 meV [Kit06]. Die Fermi-Energie  $E_F$  ist die Energie, unterhalb der die für Elektronen erlaubten Zustände im Halbleiter überwiegend besetzt sind und oberhalb der diese



**Abbildung 2.3:** Skizze einer bifacialen Silizium-Solarzelle. Auf der Vorderseite der p-dotierten Basis, befindet sich der n<sup>+</sup>-dotierte Emitter, auf der Rückseite der Basis die p<sup>+</sup>-dotierte Silizium-Schicht. Auf dem texturierten Emitter befindet sich die Siliziumnitrid-Antireflexionschicht und die Silber-Kontakte der Vorderseiten-Metalisierung. Auf der Rückseite befinden sich die Silber-Aluminium-Kontakte die Siliziumdioxid-Schicht und auf dieser die Siliziumnitrid-Schicht. Photonen können von oben und von unten in die Zelle eindringen.

Zustände überwiegend unbesetzt sind. Sie liegt im Fall der n-Dotierung zwischen der Energie der Donatorzustände und der Leitungsbandkante, im Fall der p-Dotierung zwischen der Energie der Akzeptorzustände und der Valenzbandkante. In Abbildung 2.5 sind die Donator- und Akzeptorzustände und die Fermi-Energie für einen p-dotierten und für einen n-dotierten Halbleiter skizziert.

### 2.1.2 p-n-Übergang

Ein p-n-Übergang entsteht, wenn ein p-dotierter und ein n-dotierter Bereich innerhalb des Halbleiters aneinander angrenzen. Im n-Bereich herrscht ein Elektronenüberschuss, im p-Bereich ein Löcherüberschuss. Aufgrund dieser Konzentrationsunterschiede kommt es zum Diffusionsstrom: Elektronen diffundieren vom n- ins p-Gebiet und Löcher vom p- ins n-Gebiet. Die ionisierten Donatoren und Akzeptoren bleiben als ortsfeste Raumladungen zurück. Durch diese positiven Rumpfladungen im n- und negativen Rumpfladungen im p-Gebiet hat das n-Gebiet ein höheres elektrisches Potential als das p-Gebiet. Es entsteht ein Potentialunterschied am p-n-Übergang.

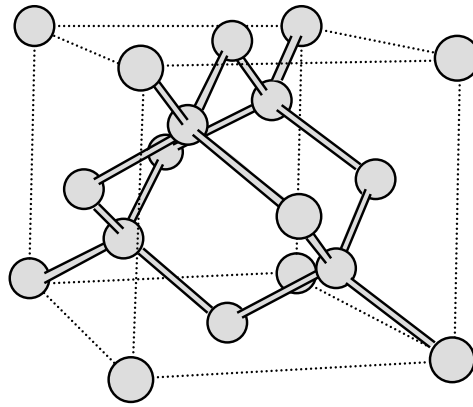


Abbildung 2.4: Skizze der Silizium-Kristallstruktur, nach [Gre98].

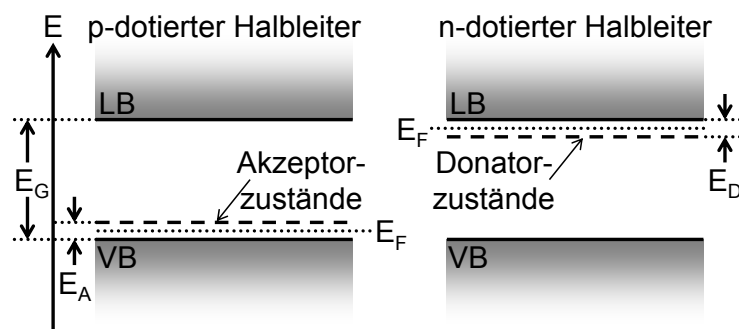


Abbildung 2.5: Skizze der Bandstruktur eines p- und eines n-dotierten Halbleiters. Die Energie  $E$  der Bandlücke des Halbleiters ist  $E_G$ .  $E_A$  bezeichnet den Abstand der Akzeptorzustände von der Valenzbandkante und  $E_D$  den Abstand der Donatorzustände von der Leitungsbandkante. Die Lage der Fermi-Energien ist für sehr geringe Temperaturen ( $T \ll T_{\text{Raumtemperatur}}$ ) eingezeichnet.

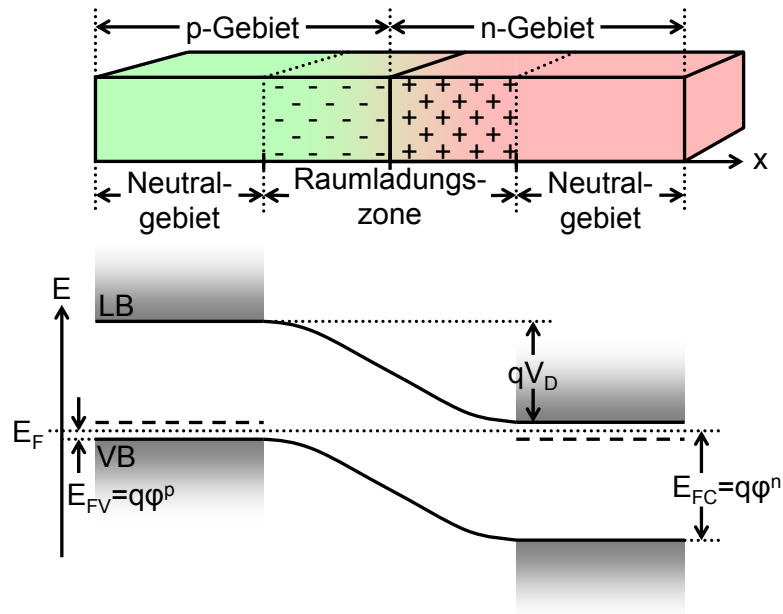
Dieser Potentialunterschied übt auf die in den p-n-Übergang diffundierenden Ladungsträger eine der Diffusion entgegengesetzte Kraft aus. Es entsteht ein Gleichgewichtszustand in welchem der Ladungsträgerstrom erlischt. Der Potentialunterschied zwischen p- und n-Gebiet wird als Diffusionsspannung  $V_D$  bezeichnet. In einem Halbleiter, der sich im thermischen Gleichgewicht befindet, liegt das Fermi-Niveau im p- und n-Gebiet auf gleicher Höhe. Daher kommt es zu einer Verbiegung der Bandstruktur. In Abbildung 2.6 ist der p-n-Übergang und die Bandstruktur in seiner Umgebung skizziert. Die folgende Herleitung der Diffusionsspannung des p-n-Übergangs orientiert sich an [Wür00].

### Herleitung der Diffusionsspannung des p-n-Übergangs

Für eine Solarzelle, die sich im Temperaturgleichgewicht mit ihrer Umgebung bei 300 K befindet, gelten die folgenden beiden Zusammenhänge:

- Ohne äußere Energiequelle darf im p-n-Übergang der Solarzelle kein Strom fließen. Daher gilt für den Gesamtladungsstrom  $J$

$$J = 0.$$



**Abbildung 2.6:** Skizze des unbeleuchteten p-n-Übergangs: Oben ist der Halbleiter mit p-n-Übergang skizziert, unten das Banddiagramm des p-n-Übergangs. Die Lage der Fermi-Energien ist für sehr geringe Temperaturen ( $T \ll T_{\text{Raumtemperatur}}$ ) eingezeichnet.

- Die Solarzelle befindet sich im chemischen Gleichgewicht mit der 300 K Wärmestrahlung der Umgebung. Die Summe der elektrochemischen Potentiale der Elektronen (electrons) und Löcher (holes)  $\eta_e + \eta_h$  gibt die Energie an, die zur Generation eines Elektrons im Leitungsband und eines Lochs im Valenzband benötigt wird. Das chemische Potential der Photonen der Umgebungsstrahlung  $\mu_\gamma$  gibt die Energie an, welche zur Erzeugung eines Photons notwendig ist. Auf Grund des chemischen Gleichgewichts nehmen diese beiden Größen den gleichen Wert an.

$$\eta_e + \eta_h = \mu_\gamma = 0. \quad (2.1)$$

Im Halbleiter kommen Elektronen und Elektronen und Löcher als Ladungsträger vor. Der Strom  $J$  ergibt sich daher mit der Leitfähigkeit  $\sigma_{e/h} = q n_{e/h} b_{e/h}$  [Wür00], der Konzentration  $n_{e/h}$  und der Beweglichkeit  $b_{e/h}$  der Elektronen und Löcher zu

$$J = \frac{\sigma_e}{q} \text{grad } \eta_e - \frac{\sigma_h}{q} \text{grad } \eta_h = 0.$$

Mit  $\eta_e = -\eta_h$  aus Gleichung (2.1) wird der Strom

$$J = \frac{\sigma_e + \sigma_h}{q} \text{grad } \eta_e = 0.$$

Da  $\sigma_e + \sigma_h \neq 0$  ist  $\text{grad } \eta_e = 0$ . Das elektrochemische Potential der Elektronen, wie auch das der Löcher, hat an jedem Ort des p-n-Übergangs im Dunkeln den selben Wert. Es

besteht ein elektrochemisches Gleichgewicht der Elektronen im n-Gebiet mit den Elektronen im p-Gebiet. Für die elektrochemischen Potentiale gilt daher

$$\eta_e^p = \mu_{e0}^p + k_B T \ln \frac{n_e^p}{N_C} - q\varphi^p = \eta_e^n = \mu_{e0}^n + k_B T \ln \frac{n_e^n}{N_C} - q\varphi^n.$$

Hierbei bezeichnet  $^p$  Größen im p-Gebiet,  $^n$  solche im n-Gebiet und  $N_C$  die effektive Zustandsdichte im Leitungsband. Zur Dotierung wird nur ein sehr kleiner Anteil der Atome des Halbleiters durch Fremdatome ersetzt. Die chemische Umgebung für ein freies Elektron oder Loch, welche den Wert von  $\mu_{e0}$  bestimmt, bleibt somit unverändert. Die Differenz der elektrischen Potentiale von n- und p-Gebiet ergibt sich deshalb mit  $\mu_{e0}^p = \mu_{e0}^n$  zu

$$\varphi^n - \varphi^p = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{n_e^n}{n_e^p}.$$

Die Konzentration der Elektronen im n-Gebiet entspricht im Dunkeln bei 300 K näherungsweise der Konzentration der Donatoratome  $n_e^n = N_D$ . Die Konzentration der Löcher im p-Gebiet entspricht näherungsweise der Konzentration der Akzeptoratome  $n_h^p = N_A$ , so dass sich hier die Konzentration der Elektronen wegen  $np = n_i^2$  zu  $n_e^p = n_i^2/N_A$  ergibt. Die Potentialdifferenz, welche auch als Diffusionsspannung  $V_D$  bezeichnet wird, lässt sich somit schreiben als

$$V_D = \varphi^n - \varphi^p = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2}. \quad (2.2)$$

Das Zustandekommen dieser Potentialdifferenz lässt sich folgendermaßen erklären: Räumlich getrennte und elektrisch neutrale p- und n-dotierte Halbleiter haben das selbe elektrische Potential. Die Elektronen haben im n-Leiter ein größeres chemische Potential als im p-Leiter, die Löcher im p-Leiter ein größeres als im n-Leiter. Beim Kontakt der beiden Halbleiter fließen Diffusionsströme der Elektronen vom n- in den p-Leiter und Diffusionsströme der Löcher vom p- in den n-Leiter. Die Diffusionsströme fließen so lange, bis sich eine elektrische Potentialdifferenz  $\varphi^n - \varphi^p$  einstellt, bei der das elektrochemische Potential der Elektronen in beiden Leitern gleich ist  $n_e^p = n_e^n$ . In dieser Situation gibt es keinen weiteren Antrieb für einen Ladungsstrom, da  $\text{grad } \eta_e = \text{grad } \eta_h = 0$  wird und der Strom kommt zum Stillstand. In diesem elektrochemischen Gleichgewicht wird der Gradient der elektrischen Energie durch den Gradient der chemischen Energie ausgeglichen: Auf die Elektronen und Löcher wirken zwei entgegen gerichtete Kräfte, die sich kompensieren. Die Bewegung, die die Ladungsträger in diesem Kräftegleichgewicht ausführen, entspricht der ungeordneten Brownschen Molekularbewegung [Bro28], [Ein05].

### 2.1.3 Back Surface Field

Im Siliziumkristall können Elektronen und Löcher rekombinieren. Die Rekombination ist der gegenteilige Vorgang der Generation dieser Ladungsträger. Hierbei fällt ein Elektron aus dem Leitungsband ins Valenzband zurück, wobei es ein Loch auslöscht. An der Siliziumoberfläche existieren viele für Elektronen erlaubte Zustände innerhalb der Bandlücke. Über diese Zustände fallen die Elektronen ins Valenzband zurück und tragen nicht zum Strom der Solarzelle bei. In Abschnitt 2.3.2 ist diese Störstellenrekombination beschrieben.

Um eine hohe Rekombinationsrate der Ladungsträger an der Rückseitenoberfläche zu vermeiden, wird die Solarzelle dort stark p-dotiert. Dadurch entsteht ein p-p<sup>+</sup>-Übergang (High low junction). Wie beim p-n-Übergang entsteht an ihm ein elektrisches Feld. Dieses wird als Back Surface Field (BSF) bezeichnet. Die p<sup>+</sup>-Dotierung kann wie in Abschnitt 4.1.4 beschrieben durch die Bildung des Aluminium-Rückkontakts oder wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben durch eine Bor-Diffusion geschehen. Am p-p<sup>+</sup>-Übergang kommt es, wie im Fall des p-n-Übergangs, zu einer Potentialdifferenz  $\psi$ . Diese Potentialdifferenz senkt die Elektronendichte im p<sup>+</sup>-Gebiet  $n_{p^+}$  gegenüber der Elektronendichte im p-Gebiet  $n_p$  gemäß Gleichung (2.22) ab:

$$n_p = n_{p^+} \exp \frac{q\psi}{k_B T}.$$

Somit stehen weniger Elektronen-Loch-Paare zur Rekombination an der Siliziumoberfläche zur Verfügung. Der Einfluss der p<sup>+</sup>-Schicht auf die Rekombination an der Rückseite und auf die in Abschnitt 2.2.1 definierte Leerlaufspannung der Solarzelle wird in Abschnitt 2.4.4 detailliert berechnet. Dazu werden zwei Modelle verwendet, eines für eine Solarzelle mit Back Surface Field und eines für eine Solarzelle ohne BSF.

### 2.1.4 Metall-Halbleiter-Kontakt

Um die durch die Solarzelle umgewandelte Energie nutzen zu können, muss die Solarzelle elektrisch kontaktiert werden. Dies geschieht durch den Metall-Halbleiter-Kontakt. An der Grenzfläche entsteht eine Potentialstufe auf Grund der unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen. Daher ist der Kontaktwiderstand abhängig von der Dotierung des Halbleiters und den Austrittsarbeiten von Halbleiter und Metall [Sch39]. Es werden zwei Fälle unterschieden:

- Beim Ohmschen Kontakt ergibt sich ein linearer Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie. Dieser Kontakt ist ideal für die Kontaktierung einer Solarzelle, er wird jedoch nur selten erreicht.
- Der Schottky-Kontakt entspricht einer Diode, da an ihm eine Potentialbarriere entsteht. Die Strom-Spannungs-Kennlinie des Schottky-Kontakts ergibt sich aus der unbeleuchteten Diodengleichung (2.6). Durch eine hohe Oberflächendotierung des Halbleiters kann die Breite der Potentialbarriere verringert werden. So kann nicht nur der Anteil der Ladungsträger, die eine ausreichende thermische Energie besitzen, die Barriere überwinden, sondern auch Ladungsträger mit niedrigerer Energie können auf Grund des Tunnel-Effekts die Barriere durchqueren.

## 2.2 Kenngrößen der Solarzelle

In diesem Unterkapitel wird auf die Strom-Spannungs-Charakteristik und die spektrale Empfindlichkeit der Solarzelle eingegangen. Die Strom-Spannungs-Charakteristik gibt den von der Solarzelle generierten Strom in Abhängigkeit der an der Solarzelle anliegenden Spannung bei der Beleuchtung mit dem Sonnenspektrum wieder. Die externe Quantenausbeute gibt das Verhältnis der von der Solarzelle zur Verfügung gestellten Elektronen

zur Anzahl der eingestrahnten Photonen in Abhängigkeit der Wellenlänge an. Durch die Messung dieser Größen lassen sich wichtige Eigenschaften der Solarzelle ermitteln.

### 2.2.1 Strom-Spannungs-Charakteristik der Solarzelle

Die wichtigste Kenngröße einer Solarzelle ist ihr Wirkungsgrad  $\eta$ . Er gibt an, wie viel elektrische Leistung  $P$  die Solarzelle pro eingestrahler Leistung  $P_{\text{Licht}}$  zur Verfügung stellen kann. Dieser Wirkungsgrad lässt sich aus der Strom-Spannungs-Charakteristik, der Kennlinie, der Solarzelle ermitteln. Sie gibt den generierten Strom  $J$  in Abhängigkeit der anliegenden Spannung  $V$  an. Diese Strom-Spannungs-Charakteristik wird im Folgenden für den beleuchteten p-n-Übergang einer Solarzelle wie in [Wür00] berechnet.

#### Strom-Spannungs-Charakteristik des p-n-Übergangs

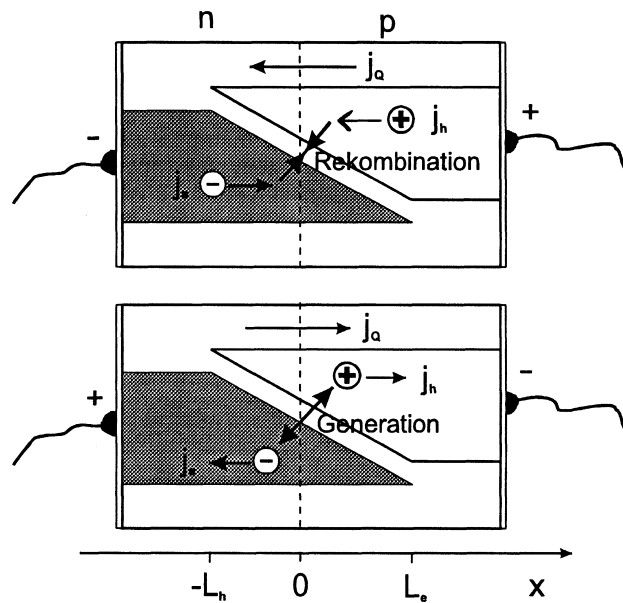
Der Ladungsstrom durch den p-n-Übergang kann in zwei Richtungen erfolgen:

- Beim Strom in Durchlassrichtung fließt positive Ladung vom p-Gebiet durch den p-n-Übergang ins n-Gebiet. Die Elektronen des n-Gebiets und Löcher des p-Gebiets bewegen sich auf den Übergang zu.
- In Sperrrichtung fließt positive Ladung vom n-Gebiet durch den p-n-Übergang ins p-Gebiet. Die Elektronen und Löcher bewegen sich vom Übergang weg.

Beim Stromfluss in Durchlassrichtung diffundieren die Elektronen aus dem n-Gebiet und die Löcher aus dem p-Gebiet als Minoritätsladungsträger ins entgegengesetzt dotierte Gebiet. Die Strecke, die sie dabei im Mittel in das entgegengesetzt dotierte Gebiet eindringen, bevor sie rekombinieren, entspricht ihrer mittleren Diffusionslänge  $L$ . Dies ist die Strecke, die ein Ladungsträger während seiner Lebensdauer im Mittel zurücklegt. Sie lässt sich mit der Diffusionskonstante  $D$  und der mittleren Lebensdauer  $\tau$  des Ladungsträgers über den Zusammenhang  $L = \sqrt{D\tau}$  berechnen. Im Abschnitt 2.3.2 wird auf diese Diffusionslänge noch genauer eingegangen. Außerhalb des Bereichs, in den die Minoritätsladungsträger eindringen, wird der Ladungsstrom im n-Gebiet allein von den Elektronen und im p-Gebiet allein von der Löchern getragen. Hierfür wird vorausgesetzt, dass ein großer Konzentrationsunterschied zwischen den Majoritäts- und den Minoritätsladungsträgern besteht. Das gilt auch im beleuchteten Fall, solange nur eine schwache Generation von Ladungsträgern durch die Beleuchtung hervorgerufen wird. Dies ist der so genannte Fall der schwachen Injektion.

Für den Strom in Sperrrichtung fließen die Elektronen aus dem p-Gebiet ins n-Gebiet und die Löcher aus dem n-Gebiet ins p-Gebiet. Der Ladungsstrom im p-Gebiet ist ein reiner Löcherstrom. Somit werden keine Elektronen durch das p-Gebiet transportiert. Daher müssen die Elektronen, die sich aus dem p- ins n-Gebiet bewegen, im p-Gebiet erzeugt werden. Das n-Gebiet erreichen jedoch nur die Elektronen, die nicht bereits im p-Gebiet rekombinieren. Jene Elektronen, die das n-Gebiet erreichen, werden somit innerhalb einer Diffusionslänge vom n-Gebiet entfernt erzeugt. In Abbildung 2.7 werden die Ströme am p-n-Übergang für die Durchlass- und Sperrrichtung skizziert.

Die Ladung der Stromes wird sowohl in Durchlass- als auch in Sperrrichtung am p-n-Übergang innerhalb der Diffusionslängen von einer Ladungsträgerspezies auf die andere



**Abbildung 2.7:** Elektronen- und Löcherströme  $j_e$  und  $j_h$  in einem p-n-Übergang. Bei negativer Polung des n-Leiters (oben), in der Durchlassrichtung, fließen Elektronen und Löcher auf den p-n-Übergang zu und rekombinieren dort. In der Sperrrichtung, bei positiver Polung des n-Leiters, fließen Elektronen und Löcher vom p-n-Übergang weg, an dem sie erzeugt werden. Aus [Wür00].

umgeladen. Daraus folgt für den Strom, der hier über den Löcherstrom  $j_h$  bestimmt wird, wegen  $j_h = 0$  für  $x < -L_h$  und  $j_h = J/q$  für  $x > L_e$  mit  $L_h$  der Diffusionslänge der Löcher im n-Gebiet und  $L_e$  der Diffusionslänge der Elektronen im p-Gebiet

$$J = -q \int_{-L_h}^{L_e} \text{div } j_h dx. \quad (2.3)$$

Aus der Kontinuitätsgleichung der Löcher im stationären Zustand mit der Generationsrate  $G$  und der Rekombinationsrate  $R$  der Elektronen und Löcher

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} = G - R - \text{div } j_h = 0 \quad \text{ergibt sich} \quad \text{div } j_h = G - R. \quad (2.4)$$

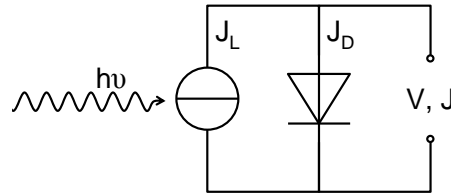
Die Generationsrate  $G$  besteht aus der Generationsrate im Dunkeln  $G^0$  und der durch eine Beleuchtung bedingten Generationsrate  $\Delta G$ :

$$G = G^0 + \Delta G.$$

Die Rekombinationsrate ist abhängig von den Konzentrationen der Elektronen und Löcher und lässt sich schreiben als

$$R = R^0 \frac{n_e n_h}{n_i^2}$$

Im Halbleiter entspricht die Summe der elektrochemischen Potentiale von Elektronen und Löchern  $\eta_e + \eta_h$  der Differenz der Fermi-Energien von Leitungs- und Valenzband



**Abbildung 2.8:** Schaltbild der Solarzelle als beleuchteter p-n-Übergang.  $J_L$  bezeichnet den Licht- oder Photostrom,  $J_D$  den Strom durch die Diode.

$E_{FC} - E_{FV}$ . Für die Fermi-Energien gilt  $E_{FC} - E_{FV} = k_B T \ln(n_e n_h / n_i^2)$  [Wür00]. Die Rekombinationsrate lässt sich somit auch schreiben als

$$R = R^0 \exp\left(\frac{\eta_e + \eta_h}{k_B T}\right)$$

Hierbei gilt im Gleichgewicht bei  $\eta_e + \eta_h = 0$ :  $G^0 = R^0$ . Der Ladungsstrom aus Gleichung (2.3) wird so

$$J = -q \int_{-L_h}^{L_e} \left( G^0 \left( 1 - \exp\left(\frac{\eta_e + \eta_h}{k_B T}\right) \right) + \Delta G \right) dx.$$

Die Summe der elektrochemischen Potentiale  $\eta_e + \eta_h$  ist eine Funktion des Ortes. In [Wür00] wird jedoch berechnet, dass die Summe der Potentiale als  $\eta_e + \eta_h = qV$  angenommen werden kann.  $V$  ist hierbei die Spannung zwischen den Anschlüssen an das n- und das p-Gebiet. Durch Integration erhält man die Strom-Spannungs-Charakteristik des p-n-Übergangs

$$J = q G^0 (L_e + L_h) \left( \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right) - q \int_{-L_h}^{L_e} \Delta G dx.$$

Der von der Spannung unabhängige Sperr- oder auch Sättigungsstrom  $J_0$  stellt sich im Dunkeln ( $\Delta G = 0$ ) für hohe negative Spannungen ( $\exp(qV/k_B T) \ll 1$ ) ein:

$$J|_{\Delta G=0, \exp(qV/k_B T) \ll 1} = -q G^0 (L_e + L_h) = -J_0. \quad (2.5)$$

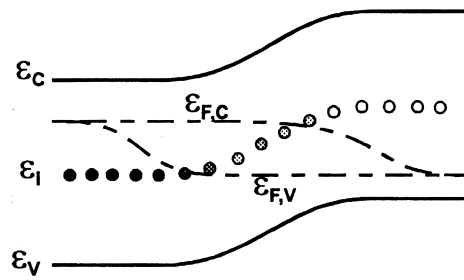
Der Kurzschlussstrom (Short circuit current)  $J_{SC}$  ergibt sich im Fall des äußeren Kurzschlusses ( $U = 0$ ), bei dem der Sättigungsstrom vernachlässigt werden kann, zu

$$J|_{U=0} = -q \int_{-L_h}^{L_e} \Delta G dx = -J_{SC}.$$

Der Sättigungsstrom  $J_0$  und der Kurzschlussstrom  $J_{SC}$  charakterisieren die Strom-Spannungs-Kennlinie der Solarzelle

$$J = J_0 \left( \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right) + J_{SC}. \quad (2.6)$$

Das Schaltbild der Solarzelle als beleuchtetem p-n-Übergang ist in Abbildung 2.8 skizziert. Neben dem Kurzschlussstrom ist die Leerlaufspannung (Open circuit voltage)  $V_{OC}$



**Abbildung 2.9:** Potentialverlauf in einem p-n-Übergang mit Störstellen bei  $\varepsilon_i$  in der Mitte der Bandlücke ( $\varepsilon = E$ ), aus [Wür00].

eine wichtige Messgröße der Solarzelle. Durch Null-Setzen des Stromes in Gleichung (2.6) ergibt sie sich zu

$$V_{OC} = \frac{k_B T}{q} \ln \left( \frac{J_{SC}}{J_0} + 1 \right). \quad (2.7)$$

Für hohe Leerlaufspannungen ist es wichtig, dass der Sättigungsstrom möglichst klein ist. Kleine Sättigungsströme ergeben sich durch niedrige Generationsraten  $G^0$ , wenn Elektronen-Loch-Paare nur durch Absorption der Umgebungsstrahlung erzeugt werden und entsprechend nur strahlend rekombinieren. Dies lässt sich an Gleichung (2.5) ablesen.

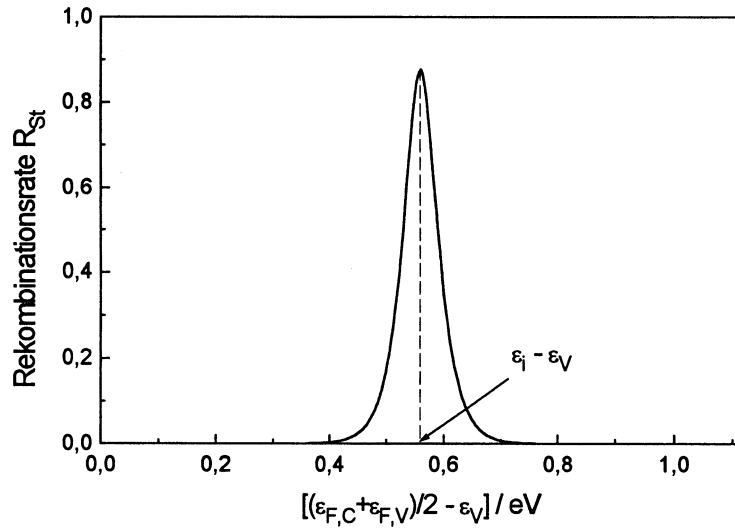
### Strom-Spannungs-Charakteristik des p-n-Übergangs mit Störstellen-Rekombination – Das Zwei-Dioden-Modell

Die Strom-Spannungs-Charakteristik aus Gleichung (2.6) berücksichtigt nur strahlende Rekombination. In realen Solarzellen überwiegt jedoch die Shockley-Read-Hall-Rekombination über Störstellen [Sho52], [Hal52], welche in Abschnitt 2.3.2 beschrieben wird. Bei dieser Art der Rekombination fallen Elektronen aus dem Leitungsband über Störstellen ins Valenzband zurück und vernichten dabei Löcher. Die Störstellen, an denen dies möglich ist, sind von Elektronen einnehmbare Energieniveaus in der Bandlücke, die durch Gitterfehler wie beispielsweise Fremdatome im Siliziumkristall entstehen. Im Folgenden wird der Einfluss der Störstellenrekombination auf die Strom-Spannungs-Kennlinie der Solarzelle wie in [Wür00] berechnet.

Störstellen deren Energieniveaus  $E_i$  in der Mitte der Bandlücke liegen, tragen besonders stark zu Rekombination bei. Daher werden im weiteren nur Störstellen berücksichtigt, deren Energieniveaus in der Mitte der Bandlücke liegen. In Abbildung 2.9 wird ein p-n-Übergang mit solchen Störstellen skizziert. Weiter wird angenommen, dass die Störstellen identische Einfangquerschnitte  $\sigma$  für Elektronen und Löcher haben und dass Elektronen und Löcher die gleiche Geschwindigkeit  $v$  haben. Mit diesen Annahmen ergibt sich die Rekombinationsrate über Störstellen nach [Wür00] zu

$$R_{St} = N_{St} \sigma v n_i \frac{\exp \left( \frac{E_{FC} - E_{FV}}{k_B T} \right) - 1}{\exp \left( \frac{E_{FC} - E_i}{k_B T} \right) + \exp \left( \frac{E_i - E_{FV}}{k_B T} \right) + 2}. \quad (2.8)$$

In Abbildung 2.10 ist die Rekombinationsrate  $R_{St}$  in Abhängigkeit der Lage der Fermi-Niveaus relativ zur Lage der Störstellenniveaus in der Mitte der Bandlücke aufgetragen.



**Abbildung 2.10:** Rekombinationsrate  $R_{St}$  als Funktion des Mittelwerts der Fermi-Energien  $(\varepsilon_{F,C} + \varepsilon_{F,V})/2$  relativ zur Valenzbandkante  $\varepsilon_V$  in einem Halbleiter mit einer Bandlücke von  $E_G = 1,12$  eV bei der Spannung  $V = 0,4$  V ( $\varepsilon = E$ ), aus [Wür00].

Die Rekombinationsrate hat ein ausgeprägtes Maximum, wenn das Störstellenniveau in der Mitte zwischen den Fermi-Energien von Leitungs- und Valenzband liegt. Im p-Gebiet sind die Störstellenzustände weitgehend unbesetzt und ihre Energieniveaus liegen oberhalb der Fermi-Energien. Im n-Gebiet sind die Störstellenzustände weitgehend besetzt und ihre Energieniveaus liegen unterhalb der Fermi-Energien, wie in Abbildung 2.9 skizziert ist. In beiden Bereichen ist die Rekombinationsrate gering. In der Mitte des p-n-Übergangs, wo die Störstellenniveaus in der Mitte der Fermi-Energien liegen, ist die Rekombinationsrate groß. Dort ist  $E_{FC} - E_i = E_i - E_{FV} = qV/2$  und die Rekombinationsrate aus Gleichung (2.10) wird zu

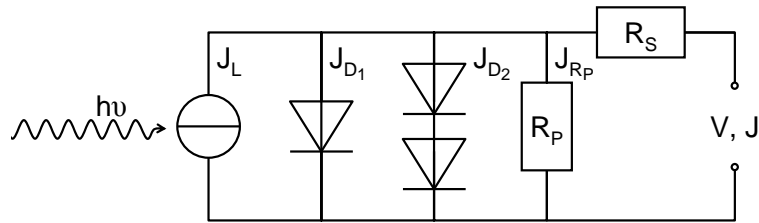
$$R_{St} = N_{St} \sigma v n_i \frac{\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1}{2 \left(\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) + 1\right)}. \quad (2.9)$$

Zur Berechnung des zusätzlichen Ladungsstromes durch die Störstellenrekombination am p-n-Übergang wird angenommen, dass die Rekombinationsrate über die Dicke  $w$  der Raumladungszone konstant ist. Nach Gleichung (2.3) und (2.4) ergibt sich der Strom durch die Störstellenrekombinationsrate aus Gleichung (2.9) zu

$$J_{St} = \frac{1}{2} q N_{St} \sigma v n_i w \left( \exp\left(\frac{qV}{2k_B T}\right) - 1 \right) = J_{02} \left( \exp\left(\frac{qV}{2k_B T}\right) - 1 \right).$$

Dieser Strom fließt zusätzlich zu dem von der strahlenden Band-Band-Rekombination verursachten Strom. Durch die verschiedenen Spannungsabhängigkeiten überwiegt der Beitrag der Störstellenrekombination bei kleineren Spannungen, während bei größeren Spannungen der Beitrag der Band-Band-Rekombination überwiegt. Der gesamte Strom ist somit

$$J = J_{01} \left( \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right) + J_{02} \left( \exp\left(\frac{qV}{2k_B T}\right) - 1 \right) + J_{Sc}.$$



**Abbildung 2.11:** Schaltbild der Solarzelle nach dem Zwei-Dioden-Modell.  $J_L$  bezeichnet den Licht- oder Photostrom,  $J_{D_1}$  den Strom durch die Diode<sub>1</sub>,  $J_{D_2}$  den Strom durch die beiden identischen Dioden<sub>2</sub> und  $J_{R_P}$  den Strom durch den Parallelwiderstand  $R_P$ .

Dieser Strom lässt sich bis auf den Kurzschlussstrom durch zwei Arten von Dioden modellieren: Eine Diode<sub>1</sub> mit dem Sättigungsstrom  $J_{01}$  in der nur Band-Band-Rekombination vorkommt ist parallel geschaltet mit zwei Dioden<sub>2</sub> mit den Sättigungsströmen  $J_{02}$ , die in Serie geschaltet sind und in denen nur Störstellenrekombination in der Raumladungszone vorkommt. Wegen der Serienschaltung liegt an diesen beiden Dioden nur die halbe Spannung an.

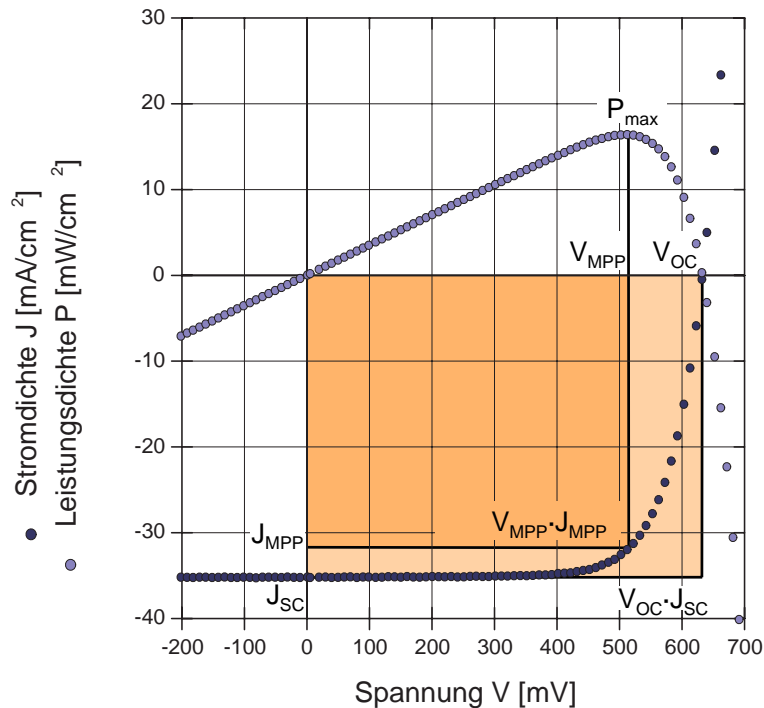
Dieses Modell berücksichtigt sowohl die Band-Band-Rekombination, die größtenteils in der Basis und im Emitter der Solarzelle stattfindet, als auch die Störstellen-Rekombination innerhalb der Raumladungszone. In einer realen Solarzelle wird der Stromfluss jedoch zusätzlich zur Rekombination durch Widerstände und Kurzschlüsse verringert. Um dies zu berücksichtigen, wird das Modell um einen Parallel- und einen Serienwiderstand erweitert.

- Mit dem Parallelwiderstand  $R_P$  werden die Kurzschlüsse wiedergegeben, die an den Kanten der Solarzelle, an lokalen Störungen des p-n-Übergangs oder bei Kontakt der Frontmetallisierung mit der Basis entstehen können.
- Der Serienwiderstand  $R_S$  fasst die ohmschen Widerstände im Halbleiter und in den Metallkontakten und den Kontaktwiderstand zwischen Halbleiter und Metall zusammen.

Das Schaltbild des gesamten Zwei-Dioden-Modells wird in Abbildung 2.11 skizziert. Die Strom-Spannungs-Charakteristik des Modells ergibt sich durch folgende Gleichung:

$$J = J_{01} \left( \exp \left( \frac{q(V - JR_S)}{k_B T} \right) - 1 \right) + J_{02} \left( \exp \left( \frac{q(V - JR_S)}{2k_B T} \right) - 1 \right) + \frac{V - JR_S}{R_P} + J_{SC}. \quad (2.10)$$

Das Zwei-Dioden-Modell gibt die Strom-Spannungs-Kennlinie von realen p-n-Übergängen und Solarzellen gut wieder. Daher wird es verwendet, um eine errechnete Kennlinie an die gemessene Kennlinie einer Solarzelle anzunähern. An der errechneten Kennlinie können die Größen der einzelnen Elemente des Schaltbilds abgelesen werden. So können Rückschlüsse auf die Qualität der einzelnen Teile der Solarzelle gezogen werden und dadurch auch die einzelnen Schritte des Fertigungsprozesses der Solarzelle beurteilt werden.



**Abbildung 2.12:** Strom-Spannungs-Kennlinie der Solarzelle 1791G59 bei Beleuchtung von der Vorderseite. Die Stromdichte  $J$  und die Leistungsdichte  $P$  sind über der Spannung  $V$  der Solarzelle aufgetragen.

### Kenngrößen der Strom-Spannungs-Charakteristik einer Solarzelle

In Abbildung 2.12 wird die Strom-Spannungs-Charakteristik einer der hergestellten Solarzellen gezeigt. Neben der generierten Stromdichte  $J$ , die den Strom der Solarzelle pro Solarzellenfläche angibt und dunkelblau aufgetragen ist, wird auch die Leistungsdichte  $P$  der Solarzelle in Abhängigkeit der angelegten Spannung  $V$  hellblau aufgetragen. Die Kurzschlussstromdichte  $J_{SC}$  und die Leerlaufspannung  $V_{OC}$  lassen sich direkt ablesen. Die Leistungsdichte  $P$  entspricht dem Produkt von Stromdichte und Spannung. Sie weist ein Maximum auf. An diesem optimalen Arbeitspunkt (Maximum power point) wird die Solarzelle idealerweise betrieben. Die maximale Leistung  $P_{max}$  entspricht der dunkel-orangen Fläche in Abbildung 2.12 und lässt sich beschreiben als Produkt der Stromdichte und der Spannung am optimalen Arbeitspunkt. Sie entspricht gleichzeitig dem Produkt der Kurzschlussstromdichte, Leerlaufspannung und Füllfaktor  $FF$ :

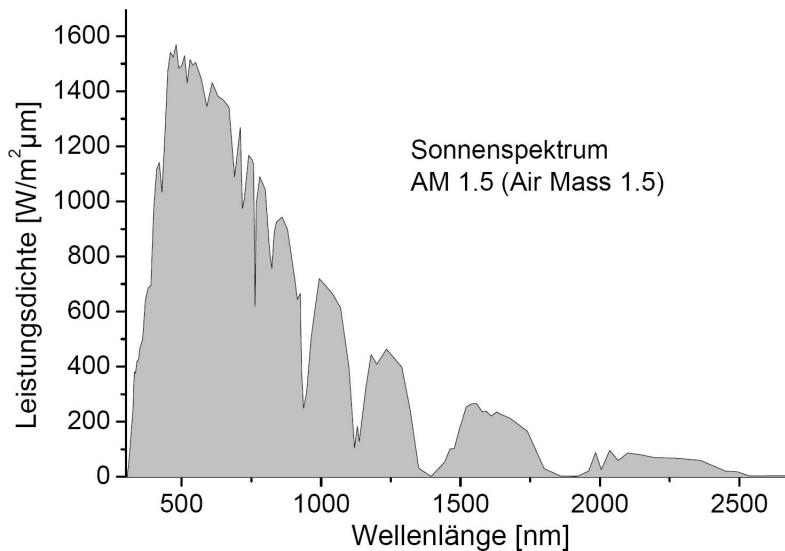
$$P_{max} = J_{mpp}V_{mpp} = J_{SC}V_{OC}FF$$

Hierbei ist der Füllfaktor das Verhältnis der dunkel-orangen Fläche  $J_{mpp}V_{mpp}$  zur hell-orangen Fläche  $J_{SC}V_{OC}$  in Abbildung 2.12:

$$FF = \frac{J_{mpp}V_{mpp}}{J_{SC}V_{OC}}$$

Der maximale Wirkungsgrad der Solarzelle ergibt sich am optimalen Arbeitspunkt zu

$$\eta = \frac{P_{max}}{P_{Licht}} = \frac{J_{mpp}V_{mpp}}{P_{Licht}}$$



**Abbildung 2.13:** Sonnenspektrum AM 1,5: Die Leistungsdichte des Spektrums AM 1,5 [Gre95a] ist über der Wellenlänge der Photonen aufgetragen, aus [Glu05].

Die Kennlinie der Solarzelle wird unter standardisierten Bedingungen gemessen. Für terrestrische Anwendung wird das standardisierte Sonnenspektrum AM 1,5 (Air Mass 1,5) mit einer Strahlungsleistung von  $1000 \text{ W/m}^2$  zur Beleuchtung verwendet. Es entspricht dem Sonnenlicht, welches gegenüber dem senkrechten Einfall auf die Erdoberfläche eine anderthalb-fache Luftmasse durchstrahlt und ist in [Gre95a] und [Wür00] aufgeführt. In Abbildung 2.13 ist die Leistungsdichte des Spektrums AM 1,5 über der Wellenlänge der Photonen aufgetragen. Mit dieser Einstrahlung, die einem Winkel von  $41,8^\circ$  über dem Horizont entspricht, lässt sich für Silizium-Solarzellen, unter Vernachlässigung aller Verluste, eine Stromdichte von maximal  $44 \text{ mA/m}^2$  erreichen [Goe97]. Die Temperatur der Solarzelle während der Messung ist ebenfalls standardisiert. Sie beträgt  $25^\circ \text{C}$ .

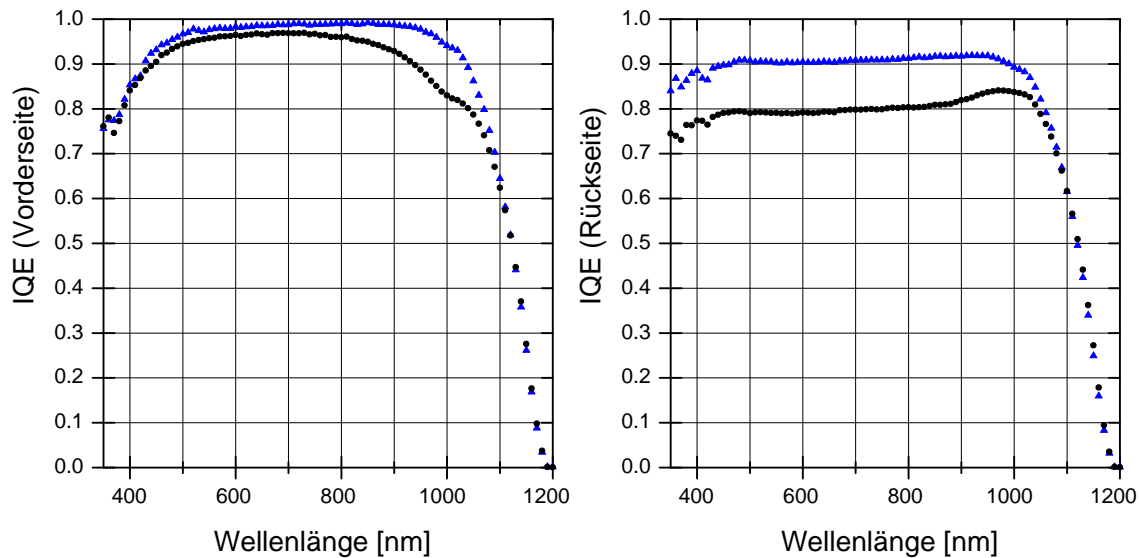
### 2.2.2 Spektrale Empfindlichkeit

Die spektrale Empfindlichkeit (Spectral response) beschreibt das Verhältnis des von einer Solarzelle an ihren Kontakten zu Verfügung gestellten Kurzschlussstromes  $J_{SC}$  zum eingestrahlenen Photonenfluss  $\Phi$  bei Beleuchtung mit Licht der Wellenlänge  $\lambda$ . Hierbei wird unterschieden zwischen der externen Quantenausbeute (External quantum efficiency)  $EQE$ , die den gesamten auf die Zelle eingestrahlte Photonenfluss  $\Phi$  berücksichtigt,

$$EQE(\lambda) = \frac{J_{SC}(\lambda)/q}{\Phi(\lambda)}, \quad (2.11)$$

und der internen Quantenausbeute (Internal quantum efficiency)  $IQE$ , die nur die in die Zelle eingekoppelten Photonen berücksichtigt. Die interne Quantenausbeute ist nicht direkt messbar. Sie wird aus der externen Quantenausbeute und der Reflexion  $R(\lambda)$  der Solarzelle berechnet unter den Annahmen, dass die Antireflexionsschicht der Solarzelle keine Photonen absorbiert und die Metallisierung alle Photonen reflektiert:

$$IQE(\lambda) = \frac{EQE(\lambda)}{1 - R(\lambda)} \quad (2.12)$$



**Abbildung 2.14:** Interne Quantenausbeuten der Solarzellen 1833F06 und 1791C023. Links sind die Internen Quantenausbeuten bei Beleuchtung von der Vorderseite der Zellen gezeigt, rechts bei Beleuchtung von der Rückseite. Die Zelle 1833F06 (blau) weist eine hohe interne Quantenausbeute auf, die Zelle 1791C023 (schwarz) eine geringere. (In dieser Zeichnung werden die in der gesamten Arbeit einheitlich verwendeten Farben für Diagramme benutzt. Blau steht für Zellen mit einer  $p^+$ -Dotierung von  $60 \Omega/\square$ , schwarz für Zellen ohne  $p^+$ -Dotierung.)

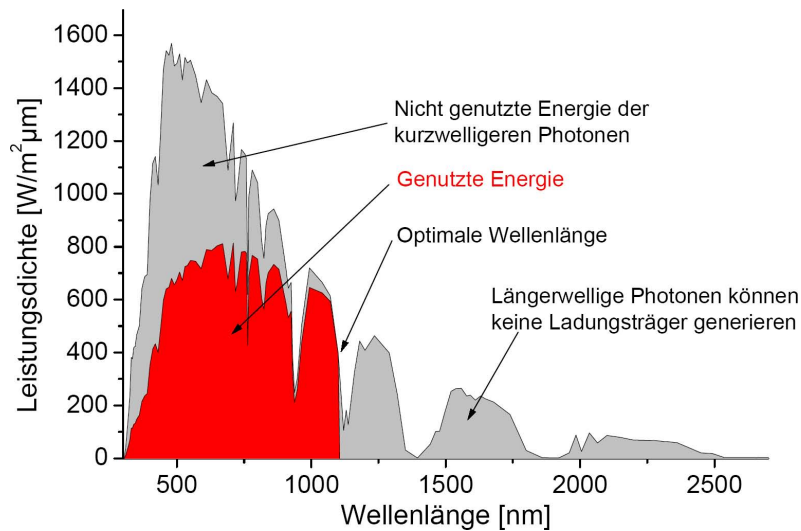
Das Spektrum, in dem die spektrale Empfindlichkeit gemessen wird, reicht vom kurzwelligen Beginn des Sonnenspektrums bei einer Wellenlänge von 300 nm bis zur Absorptionsschwelle von Silizium bei 1200 nm. In Abbildung 2.14 sind als Beispiel die spektralen Empfindlichkeiten von zwei bifacialen Solarzellen aufgetragen.

Das in den Siliziumkristall eintretende Licht wird durch Absorption auf seinem Weg durch den Kristall abgeschwächt. Dabei ist die Absorption jeweils proportional zur noch vorhandenen Intensität. Somit ergibt sich eine exponentielle Abnahme des Photonenflusses:

$$\Phi(x) = \Phi(x_0) \exp\left(-\frac{x-x_0}{L_\alpha}\right).$$

Der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  ist der Kehrwert der Absorptionslänge  $L_\alpha$ , die angibt, auf welcher Strecke sich die Intensität auf  $\frac{1}{e}$  verringert.

Da Silizium ein indirekter Halbleiter ist, ist sein Absorptionskoeffizient stark wellenlängenabhängig: Kurzwelliges Licht wird stärker absorbiert als langwelliges. Die Absorptionslänge für Licht der Wellenlänge  $\lambda = 500$  nm liegt bei  $L_\alpha = 1 \mu\text{m}$ , während sie für  $\lambda = 1000$  nm bei  $L_\alpha = 156 \mu\text{m}$  liegt [Gre95b]. Kurzwelliges Licht wird somit überwiegend im Emittor absorbiert, während langwelliges tiefer in die Solarzelle eindringt. Daher variiert die interne Quantenausbeute meist je nach betrachtetem Wellenlängenintervall. Im kurzwelligen Bereich ist sie hauptsächlich durch die Qualität des Emittors bedingt, während sie im langwelligen Bereich durch die Qualität der Basis und die Oberflächenpassivierung der Rückseite bestimmt wird.



**Abbildung 2.15:** Physikalische Verluste einer Silizium-Solarzelle: Die Verluste durch Thermalisierung, die für kurzwelliges Licht auftreten, und die Verluste durch Transmission des langwelligen Lichts sind am Sonnenspektrum AM 1,5 [Gre95a] skizziert. Die Leistungsdichte des Spektrums ist über der Wellenlänge der Photonen aufgetragen, aus [Glu05].

Die interne Quantenausbeute einer Solarzelle lässt sich mit den in Abschnitt 3.2.3 beschriebenen Modellen berechnen. Durch die Variation der physikalischen Größen, welche die Parameter des jeweiligen Modells sind, lässt sich die berechnete Quantenausbeute an eine gemessene Quantenausbeute annähern. Die Werte der im Modell verwendeten Größen, mit denen die berechnete Quantenausbeute die gemessene am besten wiedergibt, werden als Werte für die physikalischen Größen der Solarzelle angenommen. In dieser Arbeit werden die effektiven Ladungsträgerdiffusionslängen der Solarzellen-Basis auf diese Weise ermittelt. Aus ihnen werden Rückschlüsse auf die Qualität der Oberflächenpassivierung der Solarzellenrückseite gezogen.

### 2.3 Verlustmechanismen

Verschiedene Verlustmechanismen reduzieren den Wirkungsgrad einer Solarzelle. Die Verluste lassen sich unterscheiden in physikalische Verluste und technologische Verluste. Die physikalischen Verluste sind unvermeidbar und begrenzen den erreichbaren Wirkungsgrad bei der Verwendung einer Silizium-Solarzelle mit nur einem p-n-Übergang auf 30 % [Sho61]. Für Solarzellen aus mehreren Halbleitern mit optimal aufeinander abgestimmten p-n-Übergängen werden in [Gre03] mögliche Wirkungsgrade von bis zu 87 % berechnet. Experimentell wurden mit solchen Solarzellen die höchsten Wirkungsgrade erreicht. Der höchste gemessene Wirkungsgrad liegt aktuell bei 41 % [Ise09]. Die physikalischen Verluste, die den Wirkungsgrad einer Silizium-Solarzelle unweigerlich verringern, sind im Folgenden aufgeführt.

- Verluste durch Thermalisierung: Elektronen, die von Photonen mit hoher Energie aus dem Valenzband ins Leitungsband gehoben werden, verlieren einen Anteil ih-

rer Energie an das Kristallgitter, indem sie an die Leitungsbandkante relaxieren. Entsprechendes gilt für die im Valenzband entstehenden Löcher.

- Verluste durch Transmission: Photonen, deren Energie geringer als die Bandlücke von Silizium ist, können keine Ladungsträger generieren und werden nicht absorbiert. In Abbildung 2.15 sind die Verluste durch Thermalisierung und Transmission am Sonnenspektrum AM 1,5 [Gre95a] skizziert.
- Verluste durch die thermodynamische Begrenzung: Die Leerlaufspannung einer Solarzelle kann höchstens der Diffusionsspannung entsprechen, die durch die Bandverschiebung am p-n-Übergang entsteht. Diese ist jedoch durch die Lage der Fermi-Niveaus im n- und p-Gebiet festgelegt, die immer innerhalb der Bandlücke liegen. Somit ist die Leerlaufspannung der Solarzelle immer kleiner als die Bandlücke und dadurch auch kleiner als die zur Ladungsträgergeneration notwendige Energie.
- Verluste durch die Füllfaktorbegrenzung: Durch die diodenartige Strom-Spannungs-Charakteristik der Solarzelle ist die maximal umgewandelte Energie immer kleiner als das Produkt von Leerlaufspannung und Kurzschlussstrom.

Die zweite Gruppe bilden die technologischen Verluste, die je nach verwendetem Material und Solarzellenherstellungsprozess unterschiedlich stark ausfallen. Dies sind

- optische Verluste durch das Nicht-Nutzen der einfallenden Photonen,
- Verluste durch Rekombination der Ladungsträger und
- Verluste durch Serienwiderstände in der Solarzelle.

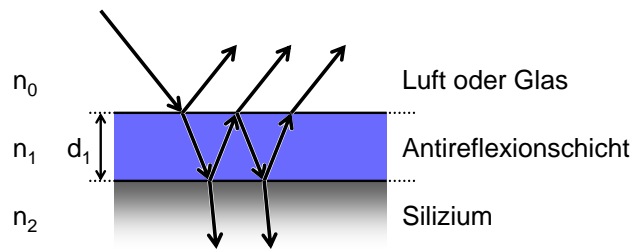
Diese Verluste können durch entsprechend verbesserte Solarzellenkonzepte verringert werden, die im Folgenden beschrieben werden.

### 2.3.1 Optische Verluste

Den optischen Verlusten werden alle auf die Solarzelle eingestrahlten Photonen zugerechnet, die keine Ladungsträgerpaare durch Absorption in der Solarzelle generieren. Sie lassen sich einteilen in

- Abschattungsverluste: Die aufgedruckte Metallisierung schattet einen gewissen Anteil der Solarzelle ab. Hier sind die Verluste proportional zur metallisierten Solarzellenfläche.
- Reflexionsverluste: Je nach Wellenlänge werden 35 - 50 % des einfallenden Lichtes an der planen Grenzfläche von Luft und Silizium reflektiert [Goe97].
- Durchstrahlungsverluste: Die Absorption von langwelligem Licht nahe der Absorptionskante ist in Silizium schwach. Daher kann ein Teil des bereits in die Solarzelle eingefallenen Lichtes diese wieder verlassen.

Um die Reflexions- und Durchstrahlungsverluste zu verringern, werden dünne Antireflexionsschichten (Anti-reflective coating, ARC) zur Entspiegelung der Solarzelle verwendet, und die Solarzellenoberfläche wird durch eine Textur aufgeraut.



**Abbildung 2.16:** Skizze einer Antireflexionsschicht.  $n_0$  bezeichnet die Brechzahl von Luft oder Glas,  $n_1$  die der Antireflexionsschicht und  $n_2$  die von Silizium. Die Dicke der Antireflexionsschicht ist  $d_1$ , nach [Goe97].

### Antireflexionsschicht

Licht wird als einfallende elektromagnetische Welle an der Grenzfläche von Luft und Silizium gemäß den Fresnelschen Formeln zum Teil transmittiert und zum Teil reflektiert [Nol04]. Durch das Aufbringen einer dünnen (Antireflexions-)Schicht wird das Licht sowohl an der Grenzfläche Luft/Antireflexionsschicht als auch an der Grenzfläche Antireflexionsschicht/Silizium reflektiert. Dies ist in Abbildung 2.16 skizziert. Die Dicke der Schicht wird so gewählt, dass die optische Weglänge durch die Schicht, das Produkt aus Brechzahl  $n$  und Schichtdicke  $d$ , einem Viertel der Wellenlänge  $\lambda$  der elektromagnetischen Welle entspricht:

$$nd = \frac{\lambda}{4} \quad (2.13)$$

Dadurch sind die an der Grenzfläche Luft/Antireflexionsschicht reflektierte und die aus der Antireflexionsschicht wieder austretende Welle gerade um  $\pi$  phasenverschoben und heben sich gegenseitig auf (destruktive Interferenz). Zur vollständigen Aufhebung der Reflexion kommt es nur, wenn für die Brechzahlen gilt

$$n_1 = \sqrt{n_0 n_2}. \quad (2.14)$$

Diese Verhinderung der Reflexion ist auch nur für eine Wellenlänge vollständig. Für die Bestrahlung mit dem Spektrum AM 1,5 [Gre95a] ergibt sich die geringste Gesamtreflexion bei einer Optimierung für die Wellenlänge  $\lambda = 600$  nm. Die Brechzahl von Silizium liegt bei dieser Wellenlänge ungefähr bei 4,0 [Pal85] und die von Luft bei 1,0 [Bas01]. Die optimale Brechzahl der Antireflexionsschicht beträgt somit 2,0 für Laborsolarzellen, die nicht in ein Modul einlaminiert werden.

### Textur

Im Silizium-Kristall haben die verschiedenen Gitterebenen unterschiedliche Flächenfüllungsgrade mit Siliziumatomen. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Ätzraten in alkalischen Lösungen. Im Fall der verwendeten (100)-orientierten Wafer werden so invertierte Pyramiden in die Waferoberfläche geätzt, deren Seiten aus (111)-orientierten Ebenen bestehen, da die (111)-Ebenen eine geringere Ätzrate haben als die (100)-Ebenen.

Licht, das senkrecht auf eine so texturierte Solarzelle eingestrahlt wird, fällt unter einem flachen Winkel auf eine der Pyramidenseiten und wird zum Teil in den Kristall transmittiert. Der reflektierte Anteil des Lichts trifft auf die gegenüberliegende Pyramidenseite



Silizium, lange mittlere Ladungsträgerlebensdauern verglichen mit direkten Halbleitern, wie zum Beispiel Galliumarsenid.

- Bei der Auger-Rekombination geht ein Elektron vom Leitungsband ins Valenzband über, wobei es seine Energie an ein weiteres Elektron im Leitungsband oder Loch im Valenzband abgibt. Dieses angeregte Elektron oder Loch gibt seine Energie durch Stöße an das Gitter ab. Je höher die Konzentration der Ladungsträger ist, umso wahrscheinlicher ist die Auger-Rekombination. Sie ist daher der Hauptrekombinationsprozess bei hohen Dotierungen. In Silizium sind Dotierungen größer  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  als groß anzusehen [Goe97].
- Zur Shockley-Read-Hall-Rekombination, oder auch Störstellen-Rekombination, nach Shockley, Read und Hall [Hal52], [Sho52] kommt es durch den Einbau von Fremdatomen in das Kristallgitter. Atome, die eine andere Elektronenanzahl als die drei- und fünfwertigen Dotierelemente haben, können Energiezustände im verbotenen Band des Halbleiters erzeugen, die nicht an den Bandkanten liegen müssen. An diesen Energieniveaus in der Bandlücke sind vier verschiedene Ladungsträgerprozesse möglich: Ein unbesetzter Zustand kann ein Elektron aus dem Leitungsband einfangen oder ein Loch ins Valenzband emittieren. Von einem besetzten Niveau kann ein Elektron ins Leitungsband abgegeben werden oder ein Loch aus dem Valenzband eingefangen werden. Die Störstellenrekombination ist der entscheidende Rekombinationsprozess in nicht sehr hoch dotiertem Silizium und somit auch in Solarzellen. Tiefe Störstellen, die in der Mitte der Bandlücke liegen, sind am rekombinationsaktivsten und beeinträchtigen somit die Lebensdauer der Ladungsträger am stärksten. Elemente, die diese tiefen Störstellen verursachen, sind beispielsweise Gold, Eisen, Kupfer und Chrom.

Die Ladungsträgerlebensdauer  $\tau$  entspricht dem Verhältnis der Abweichung der Ladungsträgerkonzentrationen vom thermischen Gleichgewicht  $\Delta n$  zur Rekombinationsrate  $R$ :

$$\tau = \frac{\Delta n}{R} \quad (2.15)$$

Nach [Goe97] ergibt sich für den Fall der Hochinjektion, in welchem in beiden Bändern genug Ladungsträger vorhanden sind,

$$\tau_{\text{SRH}} = \tau_{n0} + \tau_{p0}.$$

Hierbei sind  $\tau_{n0} = \frac{1}{N_T \sigma_n v_{\text{th}}}$  und  $\tau_{p0} = \frac{1}{N_T \sigma_p v_{\text{th}}}$  die Lebensdauern im thermischen Gleichgewicht mit der Dichte der Störstellen  $N_T$ , dem Einfangquerschnitt der Elektronen/Löcher  $\sigma_{n/p}$  und der thermischen Geschwindigkeit der Ladungsträger  $v_{\text{th}}$ . Im Fall der Niedriginjektion sind die Minoritätsladungsträgerlebensdauern entscheidend. Daher ergeben sich die Ladungsträgerlebensdauern für n- und p-dotiertes Silizium zu

$$\tau_{\text{SRH}} = \tau_{n0} \sim \frac{1}{N_T} \quad \text{und} \quad \tau_{\text{SRH}} = \tau_{p0} \sim \frac{1}{N_T},$$

Neben der Rekombination an Störniveaus die durch Fremdatome im Halbleiter verursacht werden, kommt es auch zur Rekombination an Störzuständen an Oberflächen. Die Oberfläche stellt die größte Störung der Kristallstruktur dar. Daher existieren an Oberflächen viele für Elektronen erlaubte Zustände in der Bandlücke des

Halbleiters. Die Rekombinationsmechanismen entsprechen denen an den Störstellen durch Fremdatome. Auch hier sind Oberflächenzustände in der Bandmitte besonders starke Rekombinationszentren. Die Rekombinationsrate kann hier durch die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (Surface recombination velocity, SRV) beschrieben werden. In Unterkapitel 2.4 wird hierauf noch genauer eingegangen.

Die Gesamtlebensdauer der Ladungsträger ergibt sich aus den Lebensdauern der einzelnen Rekombinationsmechanismen zu

$$\frac{1}{\tau_{\text{Gesamt}}} = \frac{1}{\tau_{\text{strahlend}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Auger}}} + \frac{1}{\tau_{\text{SRH}}}. \quad (2.16)$$

Die strahlende Rekombination spielt für Silizium als indirekten Halbleiter keine Rolle. Für die in der Basis der Solarzelle übliche Dotierung von weniger als  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  wird die Lebensdauer der Ladungsträger durch die Störstellenrekombination begrenzt. Bei Dotierungen größer  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  begrenzt die Auger-Rekombination die Ladungsträgerlebensdauer.

Aus der mittleren Ladungsträgerlebensdauer  $\tau$  lässt sich mit Hilfe der Ladungsträgerdiffusionskonstante  $D$  die mittlere Ladungsträgerdiffusionslänge  $L$  berechnen, die ein Ladungsträger während seiner Lebensdauer im Mittel zurücklegt.

$$L = \sqrt{D\tau}$$

Für Elektronen in der Basis einer Silizium-Solarzelle liegt die Diffusionsgeschwindigkeit  $D_e$  üblicherweise bei 25 bis 30  $\text{cm}^2/\text{s}$  [Bru81]. So entspricht eine Lebensdauer von 50  $\mu\text{s}$  einer Diffusionslänge von ungefähr 380  $\mu\text{m}$ .

### Rekombinationsverluste in der Basis

Um geringe Rekombinationsverluste in der Basis zu erreichen, müssen die Ladungsträger hier eine hohe Diffusionslänge haben. Im Fall von Diffusionslängen, die größer als die Kristalldicke sind, muss zudem die Oberflächenrekombination an der Rückseite der Solarzelle niedrig sein. Bei üblichen Standard-Solarzellen ist die Rückseite meist vollflächig metallisiert, so dass hier eine hohe Oberflächenrekombination vorliegt. Für Solarzellen mit legiertem Aluminium-Back Surface Field liegt die effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit üblicherweise im Bereich von 200 bis 2000  $\text{cm/s}$  [Abe00]. Bei bifacialen Solarzellen ist dies zwar nicht der Fall, aber auf Grund der hohen Ladungsträgergeneration an der Rückseite bei rückseitiger Beleuchtung ist hier die Passivierung der Rückseite von noch größerer Bedeutung. An dieser Stelle werden die beiden Möglichkeiten zur Passivierung der Rückseite, die in dieser Arbeit explizit untersucht werden, kurz vorgestellt.

Zum Einen lässt sich ein Back Surface Field erzeugen. Hierzu wird eine  $p^+$ -Dotierung der Basis-Rückseite verwendet, um dort einen  $p$ - $p^+$ -Übergang herzustellen. Am  $p$ - $p^+$ -Übergang entsteht ein elektrisches Feld, das Back Surface Field. Durch die Verschiebung der Bandkante auf Grund der unterschiedlichen Dotierhöhe, welche sich am  $p$ - $p^+$ -Übergang ergibt, wird die Dichte der Minoritätsladungsträger an der Rückseitenoberfläche abgesenkt. Hierbei hängt Qualität der Passivierung, wie in Abschnitt 2.4.4 berechnet

wird, von der Oberflächenkonzentration, dem Verlauf und der Eindringtiefe der  $p^+$ -Dotierung und der Ladungsträgerdichte am Übergang ab.

Zum Anderen lässt sich die Oberfläche durch eine dielektrische Schicht passivieren. Hierzu können zum Beispiel Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ), Siliziumnitrid ( $\text{SiN}_x$ ), Siliziumcarbid ( $\text{SiC}_x$ ), amorphes Silizium (a-Si) oder Aluminiumoxid ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) verwendet werden. Die offene Oberfläche des Siliziumkristalles hat eine hohe Störstellendichte. Die Störstellen verursachen elektronische Zustände in der Bandlücke des Halbleiters, die zur Rekombination der Ladungsträger führen. Die dielektrische Schicht sättigt die Energieniveaus in der Bandlücke ab. Dadurch wird die Oberflächenrekombinationsrate verringert.

Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von p-dotiertem Silizium, das mit einer  $\text{SiO}_2$ -Schicht passiviert ist, liegt im Bereich von 50 bis 500 cm/s [Abe00]. Diese Werte gelten für ein Ladungsträger-Injektionsniveau von  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  und p-dotiertes Silizium mit einem spezifischen Widerstand von ungefähr  $1 \Omega \text{ cm}$ , wie es auch im Rahmen dieser Arbeit zur Herstellung der in Unterkapitel 4.2 beschriebenen Solarzellen verwendet wurde. Für Silizium, welches eine sehr schwache Bor-Diffusion zu Herstellung eines p- $p^+$ -Übergangs erhalten hat, ergeben sich nach [Abe00] durch eine zusätzliche Oberflächenpassivierung mit  $\text{SiO}_2$  oder  $\text{SiN}_x$  effektive Oberflächenrekombinationsraten von deutlich weniger als 50 cm/s. Die Qualität dieser kombinierten Oberflächenpassivierung durch einen p- $p^+$ -Übergang und dielektrische  $\text{SiO}_2$ - und  $\text{SiN}_x$ -Schichten wird im Rahmen dieser Arbeit auf bifacialen Solarzellen untersucht.

### Rekombinationsverluste im Emitter

Die Absorption von Photonen ist an der Vorderseite der Solarzelle besonders hoch. Vor allem kurzwellige Photonen werden großteils im Emitter absorbiert. Die dort generierten Ladungsträger können aufgrund der hohen Dotierung und der Oberflächenstörstellen leicht rekombinieren. Daher ist die Quantenausbeute für Photonen kurzer Wellenlängen meist reduziert. Ein optimaler Emitter kombiniert eine sehr hohe Dotierung an den Metallkontakten, um niedrige Kontaktwiderstände zu erreichen, mit einer moderat hohen Dotierung im Volumen des Emitters, um nicht zu hoher Rekombination zu führen. In [Boo08] wurde für einen  $n^+$ -Emitter auf p-Silizium mit einem Schichtwiderstand von  $50 \Omega/\square$  und mit einer gefeuerten Siliziumnitrid-Schicht, wie er für die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Solarzellen verwendet wird, ein Emittersättigungsstrom von  $2,2 \cdot 10^{-13} \text{ A/cm}^2$  ermittelt. Für einen Emitter mit geringerer  $n^+$ -Dotierung und einem Schichtwiderstand von  $100 \Omega/\square$  mit einer gefeuerten  $\text{SiN}_x$ -Schicht wurde ein deutlich geringerer Emittersättigungsstrom von ungefähr  $1 \cdot 10^{-13} \text{ A/cm}^2$  ermittelt [Boo08].

### 2.3.3 Ohmsche Verluste

Die ohmschen Verluste bezeichnen alle Widerstände, die von den Ladungsträgern auf ihrem Weg durch die Solarzelle überwunden werden. Hierzu gehören der Basiswiderstand, der Emitterwiderstand, der Kontaktwiderstand zwischen Halbleiter und Metall an der Rück- und an der Frontseite der Solarzelle und der Widerstand der Metallisierungsfinger sowie der Sammelschienen (Busbars).

Der Kontaktwiderstand am Metall-Halbleiter-Übergang entsteht aufgrund der in Abschnitt 2.1.4 beschriebenen Potentialstufe. Um diesen Widerstand zu verringern, kann

zum Einen der Tunneleffekt genutzt werden, indem durch hohe Dotierung am Metall-Halbleiter-Kontakt die Breite der Potentialbarriere verringert wird. So können die Ladungsträger durch die Potentialbarriere tunneln. Zum Anderen kann bei niedriger Dotierung durch ein passend gewähltes Metall mit niedriger Barrierenhöhe der Thermionikeffekt genutzt werden. Hierbei überwinden die Ladungsträger mit thermischer Energie die Barriere.

Der ohmsche Widerstand der Basis ergibt sich mit spezifischem Widerstand  $\rho$ , Dicke  $W$  und Fläche  $A$  der Solarzelle zu

$$R_{\text{Basis}} = \frac{\rho_{\text{Si}} W}{A}.$$

Für die in dieser Arbeit hergestellten Solarzellen, deren minimale Basisdotierung einem spezifischen Widerstand von  $\rho = 5 \Omega \text{ cm}$  entspricht, deren maximale Dicke  $W = 195 \mu\text{m}$  beträgt und welche eine Fläche von  $A = 149 \text{ cm}^2$  besitzen, lässt sich ein maximaler Basiswiderstand von  $0,7 \text{ m}\Omega$  oder  $100 \text{ m}\Omega/\text{cm}^2$  abschätzen. Dieser ist gegenüber den anderen Widerständen in der Solarzelle vernachlässigbar klein.

Der Widerstand im Emitter ergibt sich nach [Goe97] zu

$$R_{\text{Emitter}} = \frac{R_{\square} d}{6l}.$$

Hierbei ist  $R_{\square}$  der Schichtwiderstand des Emitters,  $d$  der Fingerabstand und  $l$  die Gesamtlänge aller Finger. Die Abschätzung für die in dieser Arbeit hergestellten Solarzellen mit einem Emitterwiderstand von  $50 \Omega/\square$  und 60 Fingern mit einem Fingerabstand von 21 mm und einer Fingerlänge von 120 mm ergibt einen maximalen Emitterwiderstand von  $2,4 \text{ m}\Omega$  oder  $360 \text{ m}\Omega/\text{cm}^2$ . Des Weiteren steigt die Verlustleistung im Emitter mit der dritten Potenz des Fingerabstandes [Goe97]. Somit ist für die Auswahl des Fingerabstandes ein Abwägen zwischen den Verlusten auf Grund der Abschattung der Solarzelle durch die Finger und den ohmschen Verlusten im Emitter notwendig. Auch die ohmschen Verluste in den Fingern und den Busbars hängen von der Geometrie der Metallisierung ab. Daher müssen auch sie in diese Überlegung mit einbezogen werden.

## 2.4 Oberflächenrekombination und Passivierung

Die Oberfläche des Halbleiters stellt die größte mögliche Störung der Kristallordnung dar. Durch die nicht abgesättigten Bindungen der Siliziumatome an der Oberfläche (Dangling bonds) entsteht eine hohe Dichte von Oberflächenzuständen innerhalb der Bandlücke. Hierzu kommen noch prozessbedingte Oberflächenzustände, die durch chemische Rückstände, Metallpartikel und Versetzungen an der Oberfläche entstehen. Die Rekombination aufgrund dieser Defekte wird mit der in Abschnitt 2.3.2 erläuterten Shockley-Read-Hall-Theorie nach [Sho52] und [Hal52] beschrieben. Für die Behandlung der Oberfläche ergibt sich analog zu Gleichung (2.15) die Oberflächenrekombinationsrate  $R_S$  zu

$$R_S = S \Delta n_S.$$

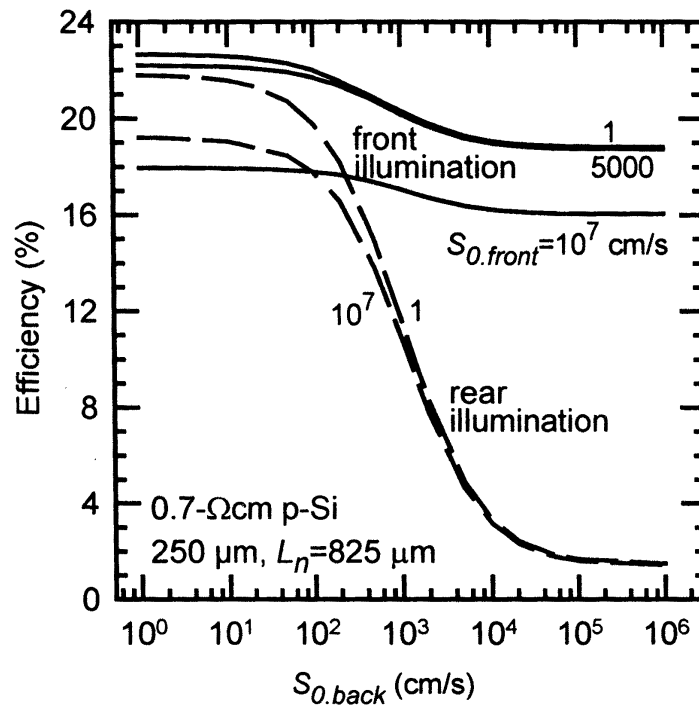
Hierbei ist  $S$  die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und  $\Delta n_S$  die Überschussminoritätsladungsträgerdichte an der Oberfläche. Somit ergeben sich zwei grundsätzlich

unterschiedliche Möglichkeiten, die Rekombinationsrate an der Halbleiteroberfläche abzusenken: Zum Einen die Optimierung der Eigenschaften der Oberflächenzustände und zum Anderen die Reduktion der Oberflächenkonzentrationen der Ladungsträger.

- Durch die Optimierung der Eigenschaften der Oberflächenzustände lässt sich die Anzahl der Zustände in der Bandlücke verringern. So wird auch die Rekombinationsrate abgesenkt, die proportional zur Defektdichte ist. Die Oberflächenzustandsdichte  $N_{ST}$  kann stark reduziert werden durch eine angepasste feste Oberflächenschicht oder die Bedeckung mit einer nasschemischen flüssigen Oberflächenschicht. Als feste Schichten bieten sich Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ), Siliziumnitrid ( $\text{SiN}_x$ ), Siliziumcarbid ( $\text{SiC}_x$ ), amorphes Silizium (a-Si) und Aluminiumoxid ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) an, während für die nasschemische Passivierung Fluorwasserstoffsäure (Flusssäure, HF), Schwefelsäure ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ) [Abe99] und Iod/Ethanol-Lösung [Ste97] in Frage kommen. Um bei festen Oberflächenschichten die verbleibenden Zustandsdichten weiter zu verringern, können diese durch entsprechende Prozessfolgen bei der Herstellung optimiert werden (Surface state engineering).
- Die Rekombinationsrate lässt sich auch durch die Reduktion der Konzentrationen der Elektronen und Löcher an der Oberfläche senken. Für den Rekombinationsprozess wird jeweils ein Elektron und ein Loch benötigt. Daher ergeben sich die höchsten Rekombinationsraten für ungefähr gleiche Oberflächenkonzentrationen von Elektronen und Löchern. Durch die Verringerung der Teilchen einer Spezies wird auch die Rekombinationsrate reduziert. Da Elektronen und Löcher elektrische Ladung tragen, lässt sich die Oberflächenkonzentration jeweils einer Spezies durch ein entsprechendes elektrisches Feld direkt unter der Oberfläche verringern (built in field). Dieses elektrische Feld lässt sich sowohl durch ein entsprechendes Dotierprofil, als auch durch eine fixe elektrostatische Ladung im darüberliegenden Isolator realisieren (Feld-Effekt-Passivierung).

Im Falle des Dotierprofils wird das elektrische Feld durch die räumlich unterschiedliche Konzentration der Dotieratome hervorgerufen. Wenn die Dotierung die entgegengesetzte Polarität besitzt wie der umgebende Halbleiter, kommt es zu einem p-n-Übergang. Bei der gleichen Polarität entsteht ein  $p^+p$ - oder  $n^+n$ -Übergang (high low junction). Das durch den  $p^+p$ -Übergang an der Rückseite von Solarzellen entstehende elektrische Feld wird als Back Surface Field (BSF) bezeichnet und wird bereits als Standardtechnologie zur Rückseitenpassivierung in Industriesolarzellen eingesetzt. In einer sogenannten Drift-Solarzelle ändert sich die Dotierhöhe kontinuierlich über die gesamte Dicke der Solarzellen-Basis, dadurch werden sowohl Rekombinationsverluste an der Rückseitenoberfläche als auch im Volumen der Solarzelle verringert [Ber93].

Auf die Feld-Effekt-Passivierung durch dünne isolierende Schichten wird im Laufe dieses Unterkapitels noch genauer eingegangen. Die beiden Techniken lassen sich kombinieren, um minimale Oberflächenrekombinationsraten zu erhalten. Als Beispiel sei hier die Passivierung durch thermisches Siliziumdioxid genannt, welches sowohl die Oberflächenzustandsdichte stark reduziert als auch durch feste positive Ladungen zur Feld-Effekt-Passivierung führt.



**Abbildung 2.18:** Berechnete Wirkungsgrade einer bifacialen  $n^+$ -p-Silizium-Solarzelle in Abhängigkeit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Solarzellen-Vorder- und Rückseite  $S_{0,\text{front}}$  und  $S_{0,\text{back}}$ . Der Wirkungsgrad bei Beleuchtung von der Vorderseite ist als durchgezogene Linie aufgetragen, der Wirkungsgrad bei Beleuchtung von der Rückseite als unterbrochene Linie. Annahmen: Beleuchtung mit dem Sonnenspektrum AM 1,5G, Temperatur der Solarzelle 300 K, 5 % Reflexion an Vorder- und Rückseite, mäßiger Photoneneinfang (moderate light trapping), 0,7  $\mu\text{m}$  dicker  $n^+$ -Emitter mit exponentiellem Profil und einer Oberflächenkonzentration von  $N_{D,S} = 3 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ , aus [Abe99].

### 2.4.1 Einfluss der Oberflächenpassivierung auf den Wirkungsgrad einer Solarzelle

In [Abe99] wird der Wirkungsgrad einer bifacialen Solarzelle numerisch mit dem Programm PC-1D [Bas90] in Abhängigkeit von der Oberflächenpassivierung berechnet. Das verwendete Modell benutzt die in Abbildung 2.18 angegebenen Annahmen für die 250  $\mu\text{m}$  dicke bifaciale  $n^+$ -p-Solarzelle, wobei die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_0 = \sigma v_{\text{th}} N_{ST}$  mit dem Einfangquerschnitt  $\sigma$  der jeweiligen Minoritätsladungsträgerdichten variiert wird. Die Ergebnisse sind im Folgenden beschrieben.

Bei Beleuchtung der Vorderseite der beschriebenen Solarzelle mit sehr guter Emitterpassivierung ( $S_{0,\text{front}} = 1 \text{ cm/s}$ ) ergibt sich ein Wirkungsgrad  $\eta_{\text{front}}$  von 19 % für eine nicht passivierte Rückseite ( $S_{0,\text{back}} = 10^6 \text{ cm/s}$ ) und ein Wirkungsgrad von 23 % für eine sehr gute Rückseitenpassivierung ( $S_{0,\text{back}} < 100 \text{ cm/s}$ ). Um einen Wirkungsgrad von 20 % bei Beleuchtung von der Vorderseite zu erreichen, müssen die Rekombinationsgeschwindigkeiten  $S_{0,\text{front}}$  kleiner 5000  $\text{cm/s}$  und  $S_{0,\text{back}}$  kleiner 1000  $\text{cm/s}$  sein.

Bei Beleuchtung der Rückseite der Solarzelle kommt der Rückseitenpassivierung noch eine deutlich größere Bedeutung zu: Bei schlechter Rückseitenpassivierung ( $S_{0,\text{back}} >$

$10^4$  cm/s) liegt der Wirkungsgrad  $\eta_{\text{back}}$  unter 3 %, unabhängig von der Emitterpassivierung. Mit abnehmender Rekombinationsgeschwindigkeit  $S_{0,\text{back}}$  steigt der Wirkungsgrad stark und erreicht bei sehr guter Emitter- ( $S_{0,\text{front}} = 1$  cm/s) und Basispassivierung ( $S_{0,\text{back}} < 10$  cm/s) bis zu 22 %.

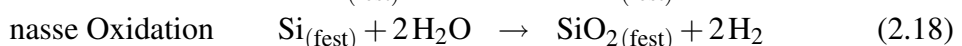
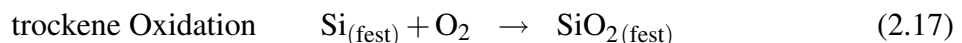
Hierbei ist jedoch zu beachten, dass der Wert  $S_{0,\text{back}}$  für die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit ein gemittelter Wert ist, da die Oberfläche der Solarzelle zum Teil metallisiert ist. Die Metallkontakte haben eine hohe Rekombinationsgeschwindigkeit. Daher muss die passivierte Solarzellenoberfläche entsprechend besser passiviert sein, damit der jeweilige gemittelte Wert erreicht werden kann.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass der Wirkungsgrad der berechneten bifacialen Solarzelle bei der Beleuchtung von der Vorderseite etwas stärker von der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{0,\text{front}}$  der Vorderseite als von der der Rückseite  $S_{0,\text{back}}$  abhängt. Bei der Beleuchtung von der Rückseite hängt der Wirkungsgrad der Solarzelle sehr stark von der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Rückseite ab, der Einfluss von  $S_{0,\text{front}}$  ist in diesem Fall sehr viel geringer. Für bifaciale Solarzellen ist eine gute Oberflächenpassivierung der Rückseite somit äußerst wichtig.

## 2.4.2 Oberflächenpassivierung durch Siliziumdioxid

Um eine Siliziumdioxidschicht ( $\text{SiO}_2$ ) auf Silizium-Wafer aufwachsen zu lassen, wird als Verfahren die thermische Oxidation verwendet. Neben der üblichen thermischen Oxidation in einem Rohrofen mit Widerstandsheizung, auf die im Weiteren genau eingegangen wird, können  $\text{SiO}_2$ -Schichten auch in einem Rapid Thermal Processing System hergestellt werden. Hierbei wird der Silizium-Wafer durch Halogenlampen sehr schnell auf eine Temperatur von über  $1000$  °C erhitzt und nach der Oxidation sehr schnell abgekühlt. Um  $\text{SiO}_2$ -Schichten auf anderen Substraten als Silizium aufzubringen oder um die für eine thermische Oxidation notwendigen hohen Temperaturen zu vermeiden, wird das in Abschnitt 2.4.3 beschriebene Verfahren der plasmaunterstützten chemische Gasphasenabscheidung verwendet.

Bei der klassischen thermischen Oxidation befinden sich die Silizium-Wafer in einem hochreinen Quarzrohr. Dieses wird durch eine externe Widerstandsheizung auf eine Temperatur von  $800$  bis  $1200$  °C erhitzt. Zur Oxidation der Silizium-Wafer lässt sich sowohl Sauerstoff als auch Wasserdampf verwenden. Je nach dem verwendeten Prozessgas wird die Oxidation als trockene oder nasse Oxidation bezeichnet. Der hochreine Sauerstoff oder Wasserdampf wird am einen Ende des Rohres eingeleitet und verlässt dieses am anderen Ende wieder. Auf der Oberfläche der Silizium-Wafer läuft dabei eine der folgenden Reaktionen ab.



Die Siliziumdioxidschicht wächst in den Siliziumwafer hinein und verbraucht dabei das darunter liegende Silizium. Der Sauerstoff muss dazu die bereits vorhandene Oxidschicht durchqueren. Daher nimmt die Wachstumsrate mit der Oxidationszeit  $t$  ab. Die Dicke der aufgewachsenen Schicht ist proportional zu  $\sqrt{t}$ . Hierbei gilt für kurze Zeiten die Näherung  $\sqrt{t} \approx t$ . Mit zunehmender Temperatur steigt die Wachstumsrate. Eine Oxidschicht der Dicke  $d_{\text{SiO}_2}$  verbraucht während ihrer Entstehung eine Siliziumschicht der

Dicke  $0,445 d_{\text{SiO}_2}$  [Mah99]. Durch die Oxidation wird eine neue Grenzschicht im Wafer erzeugt. Dies ist der Grund für die geringe Störstellendichte und somit die sehr gute Passivierqualität der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzfläche. Thermisch gewachsenes Siliziumdioxid auf Silizium besitzt die niedrigste Grenzflächenzustandsdichte aller Passivierungstechniken für Halbleiter [Abe99].

Die Oxidationsrate der trockenen Oxidation (Gleichung 2.17) ist deutlich geringer als die der nassen Oxidation (Gleichung 2.18) [Abe99]. Auch durch das Hinzufügen von Trichlorethan (C<sub>2</sub>H<sub>3</sub>Cl<sub>3</sub>) oder Trans-1,2-Dichlorethen (C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>Cl<sub>2</sub>) zu reinem Sauerstoff als Prozessgas ergibt sich eine erhöhte Wachstumsrate. Dies ist der Fall, da Wasserdampf während der Zerlegung dieser Stoffe entsteht. Ebenso kommt es auf stark dotierten Silizium-Oberflächen mit Dotierungen größer  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  zu erhöhten Oxidationsraten [Nic82]. Die Abhängigkeit der Oxidationsrate von der Dotierung wird durch die Rahmen dieser Arbeit durchgeführt und in Abschnitt 5.1 beschriebenen Messungen bestätigt. Die Wachstumsrate hängt auch von der Orientierung der Oberfläche ab. Auf (111)-orientierten Oberflächen wächst Oxid 20 bis 30 % schneller als auf (100)-orientierten Oberflächen [Nic82].

Die Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzfläche ist hauptsächlich charakterisiert durch die Größen  $Q_f$ ,  $Q_m$ ,  $Q_{it}$  und  $D_{it}$  [Nic82], [Sze81].

- $Q_f$  ist die Dichte der festen Oxidladungen (fixed oxide charges). Diese Schicht positiver Ladung befindet sich sehr nah an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzfläche ( $\leq 2 \text{ nm}$ ) und ist unabhängig von der Position des Fermi-Niveaus. Je nach Prozessbedingungen liegt  $Q_f$  für thermisch gewachsene Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzflächen zwischen  $5 \cdot 10^{10}$  und  $2 \cdot 10^{11}$  Elementarladungen pro  $\text{cm}^2$ .
- $Q_m$  ist die Dichte der beweglichen Oxidladungen (mobile oxide charges) und entsteht meist auf Grund von Alkali-Ionen. Bei diesen handelt es sich hauptsächlich um Natrium-Ionen. Die Ladungsdichte kann durch entsprechende Reinigungsschritte so weit reduziert werden, dass sie vernachlässigbar gering wird.
- $D_{it}$  oder  $N_{it} = \int D_{it} dE$  ist die Dichte der Grenzflächenzustände (interface traps) in der Bandlücke  $E_G$  von Silizium. Die Grenzflächenzustände wirken als Rekombinationszentren an der Siliziumoberfläche. Sie bilden ein Quasi-Kontinuum von Zuständen über die gesamte Bandlücke. Die Dichte der Oberflächenatome von Silizium liegt bei  $7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Für nicht passivierte Siliziumoberflächen liegt  $N_{it}$  bei  $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Dieser Wert lässt sich durch die Passivierung mit thermischem SiO<sub>2</sub> auf  $1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$  absenken.
- $Q_{it}$  ist die Ladungsdichte durch Grenzflächenzustände in der Bandlücke. Sie ist stark abhängig von der Position des Fermi-Niveaus aber deutlich kleiner als die Dichte der festen Oxidladungen  $Q_f$ . Daher kann diese Ladungsdichte vernachlässigt werden.

Die wichtigsten Ergebnisse aus Experimenten mit SiO<sub>2</sub> beschichteten Silizium-Wafern sind in [Abe99] aufgeführt:

- Hohe Oxidationstemperaturen von 1100 - 1200 °C führen zu den niedrigsten Grenzflächenzustandsdichten  $D_{it}$  [Nic82], [Sze81]. Auch die Dichte der festen Oxidla-

dungen  $Q_f$  nimmt mit steigenden Oxidationstemperaturen ab. Daher wird die Oxidation bei einer hohen Temperatur durchgeführt. Diese Temperatur wird auch für den anschließenden Ausheil-Prozessschritt unter einem Schutzgasfluss von Stickstoff oder besser Argon beibehalten. Auch das Abkühlen der Wafer erfolgt noch in dieser Schutzgasatmosphäre. So wird sichergestellt, dass die letzte Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzschicht während der Hochtemperatur-Phase und nicht während der Abkühlphase entsteht.

- Die Grenzflächenzustandsdichte  $D_{it}$  kann durch anschließende Wasserstoffpassivierung der noch nicht abgesättigten Bindungen stark reduziert werden. Der Grund hierfür ist, dass das Energieniveau der Silizium-Wasserstoff-Bindung außerhalb der Bandlücke von Silizium liegt. Daher tragen die wasserstoffpassivierten Bindungen nicht mehr zur Rekombination bei. Die Wasserstoffpassivierung kann in einem Ausheil-Prozessschritt (anneal) bei einer niedrigen Temperatur von 400 °C unter einer Formiergas-Atmosphäre aus Stickstoff und einem geringen Anteil Wasserstoff durchgeführt werden. Effektiver ist jedoch das Aufdampfen von Aluminium vor dem anschließenden Ausheil-Schritt (Alneal) [Gre95a]. Durch die Oxidation des Aluminiums mit, in der Siliziumdioxid-Schicht zurückgebliebenen, Wassermolekülen entsteht atomarer Wasserstoff. Dieser reduziert die Zustandsdichte an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzfläche [Abe00].
- Auf (100)-orientierten Oberflächen ergeben sich drei bis vier mal niedrigere Grenzflächenzustandsdichten  $D_{it}$  als auf (111)-orientierten Oberflächen [Nic82], [Sze81].
- Die Grenzflächenzustandsdichte  $D_{it}$  ist unabhängig vom Dotiertyp und der Dotierkonzentration für Dotierungen kleiner  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Für Dotierkonzentrationen größer  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  steigt  $D_{it}$  ungefähr proportional zur Dotierung [Sne81].
- Aufgrund unterschiedlicher Segregationskoeffizienten in Silizium und Siliziumdioxid führt die thermische Oxidation von Silizium zur Dotierungsverarmung direkt unterhalb der Oxidschicht für Bor-dotierte Wafer und zur Dotierungsanreicherung für Phosphor-dotierte Wafer [Rob95].
- Die nasse Oxidation ergibt gleiche Grenzflächenzustandsdichten  $D_{it}$ , jedoch größere positive feste Oxidladungen  $Q_f$  und höhere Wachstumsraten als die trockene Oxidation [Nic82]. Dennoch wird meist die trockene Oxidation bevorzugt, da der aggressive Wasserdampf zur Korrosion der Metallteile des Oxidationssystems führt und deionisiertes Wasser eine niedrigere Reinheit besitzt verglichen mit trockenem Sauerstoff. Um Wasserdampf höherer Reinheit zu erhalten, können hochreiner Wasserstoff und hochreiner Sauerstoff direkt vor der Einführung in das Oxidationsrohr zur Reaktion gebracht werden, sodass hochreiner Wasserdampf entsteht.

Abbildung 2.19 zeigt das vereinfachte Energieband-Diagramm der thermisch gewachsenen Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzfläche, wobei die Bandverbiegung nicht berücksichtigt wird.

### 2.4.3 Oberflächenpassivierung durch Siliziumnitrid

Siliziumdioxidschichten ermöglichen eine sehr gute Oberflächenpassivierung. Jedoch besitzt SiO<sub>2</sub> eine kleine Brechzahl von  $n = 1,46$ . Deshalb eignet es sich nicht als Antire-



- die plasmaaktivierte chemische Gasphasenabscheidung (Plasma enhanced chemical vapor deposition PECVD) von Silan und Ammoniak/Stickstoff-Gemischen bei Temperaturen unter 500 °C und reduziertem Druck [Ste65].

Der wichtigste Vorteil der plasmaunterstützten Abscheidung ist, dass sie eine niedrigere Temperatur benötigt. Dadurch können die mit Hochtemperaturprozessen verbundenen Probleme wie Ladungsträgerlebensdauerdegradation, Dotierungsumverteilungen, Degradation von Metallisierungskonzepten, Reinheitsanforderungen und geringer Durchsatz umgangen werden.

Für industrielle Siliziumnitridabscheidungen ist der direkte Plasmaanregungsansatz der Stand der Technik. Hierbei werden mehr als 100 Wafer gleichzeitig in einem großen Parallel-Platten- oder auch Direkt-Plasma-Batch-Reaktor prozessiert. Diese Wafer befinden sich direkt im Plasma. Die Prozessgase werden mit einem elektromagnetischen Feld angeregt. Dieses hat eine Frequenz von 13,56 MHz im Fall der Hochfrequenzanregung oder 10 bis 500 kHz im Fall der Niederfrequenzanregung. Das bei hoher Frequenz abgeschiedene PECVD  $\text{SiN}_x\text{:H}$  bietet eine sehr viel bessere Oberflächenpassivierung als das bei niedriger Frequenz abgeschiedene. Dies ist der Fall, da bei Frequenzen unter 4 MHz die Ionen des Plasmas durch das Feld beschleunigt werden. Dies ist für höhere Frequenzen nicht möglich. Somit kommt es bei Verwendung der Niederfrequenzanregung zu einem Ionenbeschuss der Oberfläche und dadurch zu einer Schädigung der Oberfläche.

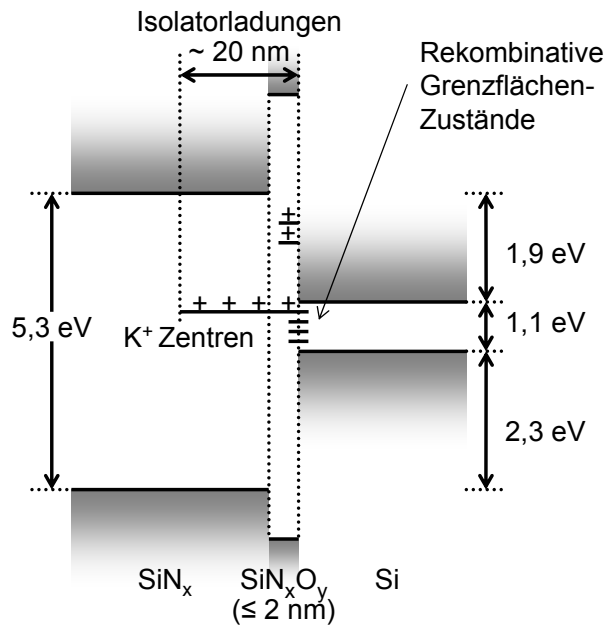
Die verschiedenen Eigenschaften des Siliziumnitrids können nicht unabhängig von einander optimiert werden. Daher ist eine spezielle Optimierung der wichtigsten Eigenschaften für die jeweilige Anwendung notwendig. Die Beurteilung der elektronischen Qualität einer Si- $\text{SiN}_x$ -Oberflächenpassivierung nur durch die im Dunkeln gemessenen  $Q_f$  und  $D_{it}$  Werte ist schwierig. Ein besserer Ansatz ist die direkte Messung der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit bei Injektionsniveaus, die den typischen Arbeitsbedingungen einer Solarzelle entsprechen.

### Eigenschaften von $\text{SiN}_x$ Schichten

Kristallines  $\text{Si}_3\text{N}_4$  kommt in den zwei Formen  $\alpha$  und  $\beta$  mit jeweils 14 und 28 Atomen pro Einheitszelle vor. Die Bindungen sind überwiegend kovalent. Silizium ist tetraedrisch mit Stickstoffatomen koordiniert. Stickstoff ist dreifach mit Siliziumatomen in einer nahezu planaren Anordnung koordiniert.

Amorphes  $\text{SiN}_x$ , das bei Hochtemperaturabscheidungen (1000 °C) mit großem Ammoniaküberschuss hergestellt wird, ist im wesentlichen stöchiometrisch und enthält nur sehr wenig Wasserstoff. Daher eignet es sich als Referenzmaterial. Die Koordination der Atome bleibt hier erhalten. Auch bei anderen Herstellungsmethoden und Prozessparametern bleibt die tetravalente Silizium- und trivalente Stickstoff-Koordination in a- $\text{SiN}_x\text{:H}$  erhalten. Der Wasserstoffanteil des Films steigt mit sinkender Abscheidetemperatur und erhöht sich auch leicht mit zunehmendem  $x$  für plasmaaktiviert abgeschiedenes  $\text{SiN}_x$ .

Aus der Berechnung der elektronischen Struktur von stöchiometrischem a- $\text{Si}_3\text{N}_4$  ergibt sich eine Bandlücke von ungefähr 5,3 eV [Rob94]. Defekte sind die Si-Si und N-N Atombindungen und die nicht abgesättigten Bindungen von Silizium- und Stickstoffatomen. Leerstellen werden nicht erwartet.



**Abbildung 2.20:** Vereinfachtes Energieband-Diagramm einer Si-SiN<sub>x</sub>-Grenzfläche. Die Bandverbiegung wird nicht gezeigt. Die positive Isolatorladung  $Q_f$  besteht aus zwei Komponenten, einem konstanten Anteil durch die Defekte in der SiN<sub>x</sub>O<sub>y</sub>-Grenzschicht und einem von den Arbeitsbedingungen abhängigen Anteil durch die geladenen K<sup>+</sup>-Zentren innerhalb eines ungefähr 20 nm dicken Bereichs der SiN<sub>x</sub>-Schicht, nach [Abe99].

### Eigenschaften von Si-SiN<sub>x</sub>-Grenzflächen

Für Si-SiN<sub>x</sub>-Grenzflächen stehen sehr viel weniger experimentelle Daten als für Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzflächen zur Verfügung. Dennoch wurde bereits übereinstimmend gezeigt [Hez89], [Leg96], [Gar98], [Hez82a], [Bag91],

- dass an der Grenzfläche eine große positive Isolator-Ladungsdichte  $Q_f$  im Bereich von  $1 \cdot 10^{11}$  bis  $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  vorliegt und,
- dass eine relativ große Grenzflächenzustandsdichte  $D_{it}$  im Bereich von  $1 \cdot 10^{11}$  bis  $5 \cdot 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  in der Mitte der Bandlücke existiert.

Dies gilt sowohl für n- als auch für p-dotierte Silizium-Wafer mit Siliziumnitridbeschichtung. Vor der Siliziumnitridabscheidung wächst durch den Sauerstoff der Umgebungsluft eine sehr dünne SiO<sub>2</sub>-Schicht ( $\leq 2 \text{ nm}$ ). Diese wird während der SiN<sub>x</sub>-Abscheidung in eine Siliziumoxinitrid-Schicht umgewandelt [Hez81]. Die tatsächliche Grenzfläche ähnelt somit einer Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzfläche. Die Silizium-Isolator-Grenzflächenzustände werden durch die nicht abgesättigten Bindungen in der nicht stöchiometrischen Grenzschicht verursacht.

Aufgrund der in [Abe99] vorgestellten Untersuchungen [Elm96a], [Elm96b], [Zho93], [Rob84], [San92] ergibt sich das in Abbildung 2.20 gezeigte vereinfachte Banddiagramm der Si-SiN<sub>x</sub>-Grenzfläche ohne Bandverbiegung. Der Leitungsbandversatz entspricht mit 1,9 eV dem von stöchiometrischem SiN<sub>x</sub> [DiM75]. In der Abbildung 2.20 werden die

dünne  $\text{SiN}_x\text{O}_y$ -Grenzflächenschicht, die energetische Position der rekombinativen Grenzflächenzustände, der geladenen  $\text{K}^+$ -Zentren und der positiven Ladungen in der  $\text{SiN}_x\text{O}_y$ -Schicht gezeigt. Die  $\text{K}^+$ -Zentren (slow states) tragen nicht zur Rekombination bei im Gegensatz zu den rekombinativen Grenzflächenzuständen (fast states).

### 2.4.4 Einfluss des Back Surface Fields auf Sättigungsstrom und Leerlaufspannung der Solarzelle

In diesem Abschnitt wird der Sättigungsstrom und die Leerlaufspannung der Solarzelle mit einem Modell berechnet. Dabei wird zum Einen eine Solarzelle ohne Back Surface Field und zum Anderen eine Zelle mit BSF angenommen.

Das Back Surface Field entsteht durch eine hochdotierte  $\text{p}^+$ -Silizium-Schicht, die sich auf der Rückseite der p-dotierten Solarzellen-Basis befindet. Die  $\text{p}^+$ -Schicht wird entweder während der Herstellung des Aluminium-Rückkontakts durch Legieren [Man72] oder wie bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Solarzellen durch eine Bor-Diffusion gebildet. Solarzellen mit Back Surface Field erreichen höhere Leerlaufspannungen als Solarzellen ohne BSF. Auch Kurzschlussstrom, Füllfaktor und Wirkungsgrad werden durch das Back Surface Field erhöht [God74]. Der Einfluss der  $\text{p}^+$ -dotierten Schicht auf die Leerlaufspannung der Solarzelle wird im Folgenden untersucht. Hierzu werden zwei analytische Modelle einer Solarzelle mit und ohne Back Surface Field verwendet.

- Das Modell der Solarzelle ohne Back Surface Field besitzt einen Emitter aus stark n-dotiertem Silizium auf einer Basis aus p-dotiertem Silizium, welche beide durch Metalle kontaktiert sind.
- Das Modell der Solarzelle mit Back Surface Field besteht zusätzlich zum Emitter und der Basis des ersten Modells noch aus einer stark p-dotierten Silizium-Schicht unterhalb der Basis. Der Emitter und die stark p-dotierte Schicht sind durch Metalle kontaktiert. Dieses zweite Modell besitzt somit nicht nur den p-n-Übergang, den auch das erste Modell aufweist, sondern auch noch einen p- $\text{p}^+$ -Übergang. Es wird daher auch als Low-high junction model bezeichnet. Die beiden Modelle entsprechen den in [God74] verwendeten Modellen.

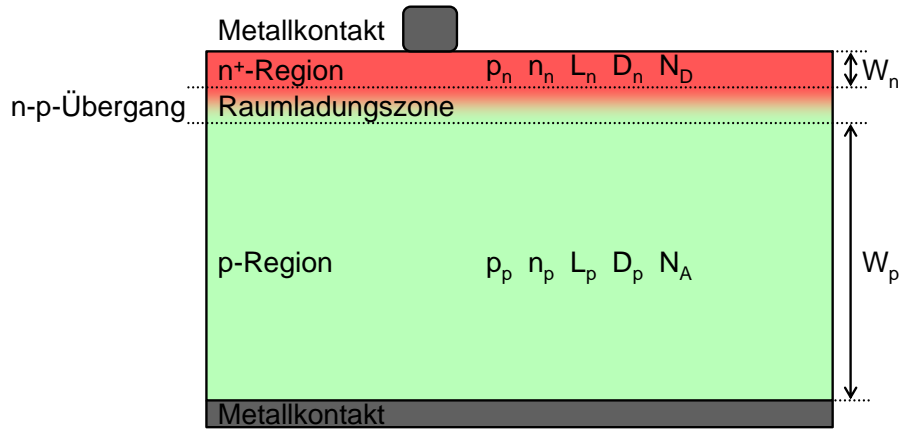
Für beide Solarzellen-Modelle wird der Sättigungsstrom  $J_0$  aus der Struktur und den Eigenschaften des Modells berechnet. Aus dem Sättigungsstrom und dem Kurzschlussstrom  $J_{\text{SC}}$  wird die Leerlaufspannung  $V_{\text{OC}}$  unter Verwendung von Gleichung (2.7) berechnet:

$$V_{\text{OC}} = \frac{k_{\text{B}}T}{q} \ln \left( \frac{J_{\text{SC}}}{J_0} + 1 \right).$$

Dabei wird angenommen, dass der Ladungstransport in den Solarzellen durch Diffusionsprozesse der Minoritätsladungsträger beschränkt ist. Das entspricht der Annahme schwacher Injektion. Letztlich werden die Leerlaufspannungen der beiden Modelle untersucht.

#### Modell der Solarzelle ohne Back Surface Field

Die Solarzelle besteht in diesem Modell aus einer p-dotierten Basis mit einheitlichen Materialeigenschaften auf der sich ein homogener stark n-dotierter Emitter befindet. Die Abmessungen der Zelle sind endlich und Effekte durch die Kontaktierung der Basis und des


**Abbildung 2.21:** Modell der Solarzelle ohne BSF.

Emitters werden durch die Oberflächenrekombinationsrate  $S$  beschrieben. In Abbildung 2.21 ist das Modell der Solarzelle ohne Back Surface Field skizziert. Der Sättigungsstrom für dieses Modell wird in [McK66] berechnet. Er besteht aus einem Anteil für das n-Gebiet und einem Anteil für das p-Gebiet:

$$J_0 = \frac{qn_i^2 D_p}{N_D} \left( \frac{S_f L_p}{D_p} + \tanh \frac{W_n}{L_p} \right) \frac{1}{L_p} + \frac{qn_i^2 D_n}{N_A} \left( \frac{S_r L_n}{D_n} + \tanh \frac{W_p}{L_n} \right) \frac{1}{L_n}. \quad (2.19)$$

Hierbei werden die Oberflächenrekombinationsraten an der Vorderseite (front side) und an der Rückseite (rear side) der Solarzelle mit  $S_f$  und  $S_r$  bezeichnet. Die mittleren Diffusionslängen der Minoritätsladungsträger werden im n- und im p-Gebiet mit  $L_n$  und  $L_p$  und die Diffusionskonstanten mit  $D_n$  und  $D_p$  bezeichnet. Das Produkt der Diffusionslänge mit dem eingeklammerten Term definiert eine effektive Diffusionslänge des jeweiligen Gebiets. Der Sättigungsstrom aus Gleichung (2.19) lässt sich für die folgenden Fälle vereinfachen.

- Der Fall der unendlichen Oberflächenrekombinationsrate (Infinite surface recombination velocity case) tritt ein wenn  $S_r$  und  $S_f$  sehr groß sind. Er ist für Ohmsche Kontakte erfüllt. Der Sättigungsstrom vereinfacht sich in diesem Fall zu

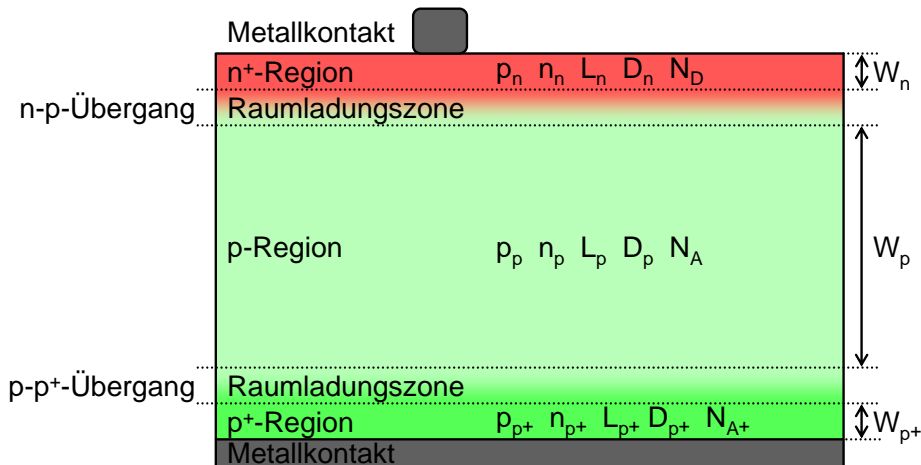
$$J_0 = \frac{qn_i^2 D_p}{N_D L_p} \coth \frac{W_n}{L_p} + \frac{qn_i^2 D_n}{N_A L_n} \coth \frac{W_p}{L_n}. \quad (2.20)$$

Dies ist eine angemessene Beschreibung für Solarzellen ohne Back Surface Field.

- Im Fall der verschwindenden Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (Zero surface recombination velocity case) vereinfacht sich der Sättigungsstrom zu

$$J_0 = \frac{qn_i^2 D_p}{N_D L_p} \tanh \frac{W_n}{L_p} + \frac{qn_i^2 D_n}{N_A L_n} \tanh \frac{W_p}{L_n}. \quad (2.21)$$

Dieser Fall setzt nicht-ohmsche Kontakte voraus und entspricht nicht einer realen Solarzelle.



**Abbildung 2.22:** Modell der Solarzelle mit BSF.

- Falls die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S$  der Diffusionsgeschwindigkeit der Minoritätsladungsträger  $D/L$  entspricht (Diffusion velocity case), vereinfachen sich die eingeklammerten Terme in Gleichung (2.19) zum Faktor Eins. Dadurch wird der Sättigungsstrom unabhängig von der Dicke der Basis. Dieser Fall entspricht dem folgenden Fall der unendlich dicken Basis.
- Der Fall der unendlich dicken Basis (Infinite base case) tritt ein, wenn die Dicke der Basis sehr viel größer ist als die Diffusionslängen im Volumen und somit die eingeklammerten Terme in Gleichung (2.19) wie im vorhergehenden Fall näherungsweise Eins ergeben. Der Sättigungsstrom lässt sich somit, wie in [Sho49] berechnet, ausdrücken als

$$J_0 = \frac{qn_i^2 D_p}{N_D L_p} + \frac{qn_i^2 D_n}{N_A L_n}.$$

### Modell der Solarzelle mit Back Surface Field

In diesem Modell besteht die Solarzelle aus einer dicken schwach p-dotierten Basis-Region auf der sich ein dünner stark n-dotierter Emitter befindet. Unterhalb der dicken schwach dotierten p-Basis-Region befindet sich noch eine dünne stark dotierte p<sup>+</sup>-Region. Die einzelnen Regionen weisen homogene Materialeigenschaften und Dotierungen auf. Der Emitter und die p<sup>+</sup>-Region sind durch Metalle kontaktiert. Der Übergang zwischen der dicken p-Region und der dünnen p<sup>+</sup>-Region ist abrupt. In Abbildung 2.22 ist dieses Modell der Solarzelle mit Back Surface Field skizziert. Der p-p<sup>+</sup>-Übergang hindert die Überschussminoritätsladungsträger in der p-Basis-Region daran, in die p<sup>+</sup>-Region zu gelangen [Gun58]. Die Majoritätsladungsträger können ihn dagegen frei durchqueren. Durch den Übergang entsteht eine Raumladungszone und eine Potentialstufe  $\psi$ . Die Konzentration der Minoritätsladungsträger  $n_p$  und  $n_{p^+}$  an den Rändern der Raumladungszone hängt folgendermaßen von der Potentialstufe ab [God74]:

$$n_p = n_{p^+} \exp \frac{q\psi}{k_B T}. \quad (2.22)$$

Die Diffusionsströme  $J_{\text{Diff } j} = -qD_j \text{grad } n_j$  an den Rändern der Raumladungszone sind proportional zu den Gradienten der Minoritätsladungsträgerdichten am jeweiligen Ort. Unter der Annahme, dass Generations- und Rekombinationseffekte und die Dicke der Raumladungszone vernachlässigt werden können, gilt für sie

$$qD_p \text{grad } n_p = qD_{p^+} \text{grad } n_{p^+}.$$

Der Sättigungsstrom dieses Modells wird in [God74] detailliert berechnet. Für die Basis-Seite des p-n-Übergangs ergibt er sich zu

$$J_{0B} = \frac{qn_i^2 D_n}{N_A L_p} \left( \frac{S + \tanh \frac{W_p}{L_p}}{1 + S \tanh \frac{W_p}{L_p}} \right). \quad (2.23)$$

Hierbei steht  $S$  für die normierte Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit, die den Stufen-Faktor ( $N_A/N_{A^+}$ ), die Diffusionskoeffizienten- und Diffusionslängenverhältnisse des p-p<sup>+</sup>-Übergangs beinhaltet:

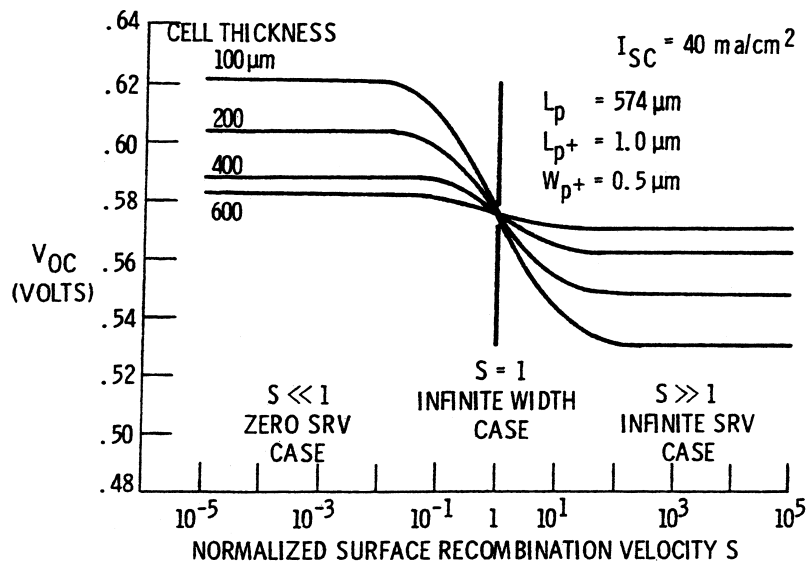
$$S = \frac{N_A}{N_{A^+}} \frac{D_{p^+}}{D_p} \frac{L_p}{L_{p^+}} \left( \frac{\frac{S_r L_{p^+}}{D_{p^+}} + \tanh \frac{W_{p^+}}{L_{p^+}}}{1 + \frac{S_r L_{p^+}}{D_{p^+}} \tanh \frac{W_{p^+}}{L_{p^+}}} \right). \quad (2.24)$$

Der eingeklammerte Term in Gleichung (2.24) ist hierbei der Geometriefaktor der p<sup>+</sup>-Region. In ihn gehen mitunter die Oberflächenrekombinationsrate des Metall-p<sup>+</sup>-Kontakts  $S_r$  und die Dicke der p<sup>+</sup>-Region  $W_{p^+}$  ein. Der gesamte Sättigungsstrom  $J_0$  enthält auch den Emittersättigungsstrom  $J_{0E}$ , der sich mit dem Solarzellen-Modell ohne BSF in Gleichung (2.20) errechnen lässt. Für Solarzellen mit schwacher Basis-Dotierung von  $10 \text{ } \Omega/\square$  lässt sich der Emittersättigungsstrom vernachlässigen, da er deutlich kleiner als der Sättigungsstrom der Basis  $J_{0B}$  ist [God74]. Für den Emittor der in dieser Arbeit hergestellten Solarzellen lässt sich ein Emittersättigungsstrom von  $2,2 \cdot 10^{-13} \text{ A/cm}^2$  annehmen [Boo08].

### Ergebnisse des Modells der Solarzelle mit Back Surface Field

Die Leerlaufspannungen des Modells der Solarzelle mit BSF werden in [God74] mit Hilfe der Gleichungen (2.7) und (2.23) und unter Vernachlässigung des Emittersättigungsstromes berechnet. In Abbildung 2.23 wird die Leerlaufspannung  $V_{OC}$  gegen die normierte Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S$  aus Gleichung (2.24) aufgetragen. Die Leerlaufspannung ist für verschiedene Zelldicken und eine Diffusionslänge in der p-Basis-Region von  $574 \text{ } \mu\text{m}$  gezeigt. Nicht in der Abbildung zu sehen ist die Zunahme und Abnahme der Leerlaufspannung für steigende und abnehmende Diffusionslängen in der p-Basis. Die Abbildung zeigt jedoch klar den Einfluss der normierten Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit auf die Leerlaufspannung.

Für kleine Werte von  $S$  ( $S < 1$ ) nähert sich  $V_{OC}$  asymptotisch an die Werte an, welche sich für den Fall der verschwindenden Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit des Modells der Solarzelle ohne BSF ergeben. Für große Werte von  $S$  ( $S > 1$ ) nähert sich  $V_{OC}$  an die Werte an, die für den Fall der unendlichen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit des Modells der Solarzelle ohne BSF berechnet wurden. Das Modell



**Abbildung 2.23:** Abhängigkeit der Leerlaufspannung von der normierten Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S$  für das Modell der Solarzelle mit BSF. Zur Berechnung wurden folgende Annahmen gemacht: Der Basiswiderstand beträgt  $\rho = 10 \Omega\text{cm}$  und die homogene  $p^+$ -Akzeptorkonzentration  $N_{A^+} = 1,3 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ . Das entspricht einem Verhältnis von  $N_A/N_{A^+} = 10^{-4}$ . Die Dicke der  $p^+$ -Region beträgt  $0,5 \mu\text{m}$ , die Diffusionslänge in ihr  $1,0 \mu\text{m}$ , aus [God74].

der Solarzelle mit BSF lässt sich somit für sehr kleine und große Werte von  $S$  auf die Fälle der verschwindenden und der unendlichen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit des Modells der Solarzelle mit BSF reduzieren. Für die Werte von  $S$  im Bereich von 0,01 bis 100 ändert sich  $V_{OC}$  stark zwischen den beiden Grenzfällen. Für  $S = 1$  wird  $V_{OC}$  unabhängig von der Zelldicke und gleich dem Wert im Fall der unendlich dicken Basis des Modells der Solarzelle ohne BSF.

## 3 Charakterisierung von Solarzellen

In diesem Kapitel werden zuerst die verschiedenen verwendeten Messmethoden zur Charakterisierung der Solarzellen vorgestellt. Diese sind die Messung der Strom-Spannungs-Charakteristik, die Messung der spektralen Quantenausbeute und die Messung der ortsaufgelösten Lumineszenz der Solarzelle. Anschließend folgen die Messmethoden zur Charakterisierung der Oberflächenpassivierung. Dies sind die Messung der Oberflächenrekombinationsströme und die Messung der Dotierprofile.

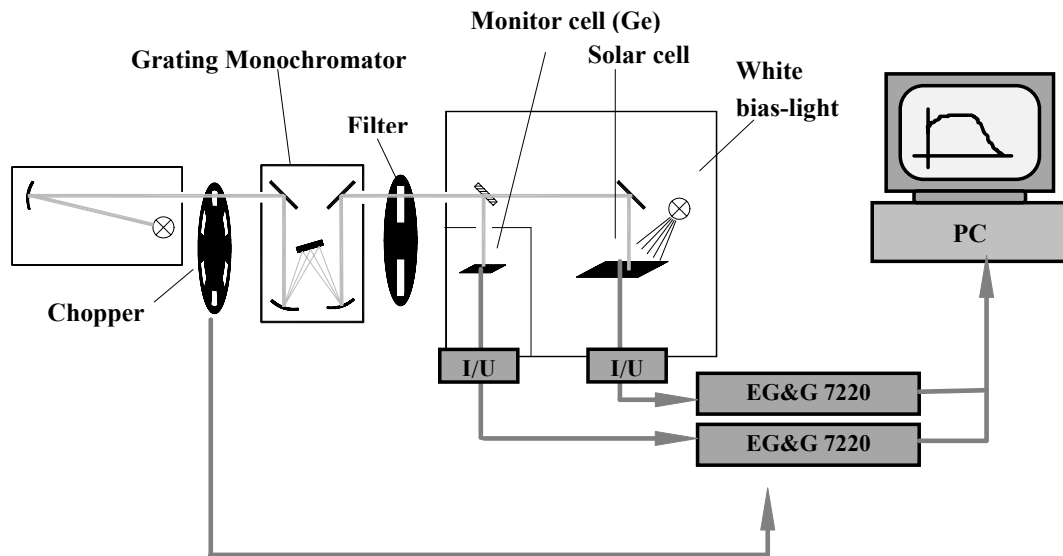
### 3.1 Messung der Strom-Spannungs-Kennlinie (IV)

Zur Messung der beleuchteten Strom-Spannungs-Charakteristik der Solarzelle steht ein Sonnensimulator zur Verfügung. Dieser Messaufbau enthält eine Lampe, deren Spektrum dem Sonnenspektrum AM 1,5 [Gre95a] in guter Näherung entspricht. Der Abstand der Solarzelle von der Lampe ist so gewählt, dass die eingestrahlte Leistung  $1000 \text{ W pro m}^2$  entspricht. Durch die Spannungsquelle der Lampe lässt sich diese Intensität sehr genau einstellen. Mit Hilfe einer Kalibrationsmessung einer Solarzelle mit bekannter Strom-Spannungs-Charakteristik wird die Lampen-Intensität eingestellt. Sie wird auf den Kurzschlussstrom der Vergleichszelle kalibriert. Um mögliche Veränderungen der Intensität während der Messung mehrerer Zellen nacheinander zu bemerken, wird die Intensität durch eine Monitor-Solarzelle gemessen. Diese Monitorzelle befindet sich auf einer eigenen temperaturgeregelten Halterung dauerhaft unter der Lampe.

Die Messung wird bei  $25 \text{ }^\circ\text{C}$  durchgeführt. Um die Temperatur der Solarzelle zu bestimmen, wird ein Temperaturfühler von unten gegen die Zelle gedrückt. Elektrisch wird die Solarzelle auf der dem Probenstisch zugewandten Seite mit vier Messspitzen und durch den Probenstisch selbst stromführend kontaktiert. Die Spannung wird durch eine weitere, nicht stromführende Messspitze gemessen. Auf der nach oben gerichteten Seite wird die Zelle auf beiden Busbars durch jeweils acht stromführende Messspitzen kontaktiert. Auch hier wird die Spannung durch eine weitere, nicht stromführende Spitze gemessen.

Zur Aufnahme der Kennlinie werden durch eine programmierbare Spannungsquelle Spannungen zwischen  $-0,2$  und  $+0,7 \text{ V}$  an die Solarzelle angelegt. Der Stromfluss durch die Solarzelle und die an ihr anliegende Spannung werden jeweils gemessen und an einen Messrechner zu Aufzeichnung weitergeleitet. Aus diesen einzelnen Strom-Spannungsmesspunkten ergibt sich die Strom-Spannungs-Charakteristik oder Kennlinie der Solarzelle, welche in Abbildung 2.12 gezeigt ist. Aus dieser Kennlinie werden die Leerlaufspannung  $V_{OC}$ , der Kurzschlussstrom  $I_{SC}$ , der Füllfaktor  $FF$  und der Wirkungsgrad  $\eta$  der Solarzelle bestimmt. Diese Größen sind in Abschnitt 2.2.1 definiert und in Abbildung 2.12 eingezeichnet.

Gleichzeitig wird die Temperatur der Solarzelle und die Intensität der Beleuchtung gemessen. Falls diese geringfügig von den Werten  $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$  für die Temperatur und  $E = 1000 \text{ W/m}^2$  für die Intensität abweichen, lassen sich die Werte von  $V_{OC}$  und  $I_{SC}$



**Abbildung 3.1:** Skizze des Aufbaus, der zur Messung der spektralen Quantenausbeute verwendet wird, aus [Fis03].

auch nach der Messung noch korrigieren. Der für die Korrektur von  $V_{OC}$  auf Grund einer abweichenden Temperatur verwendete Korrekturfaktor beträgt  $\Delta V_{OC} = \Delta T \cdot 2 \text{ mV/K}$ . Die Korrektur von  $I_{SC}$  durch eine abweichende Intensität  $E_{\text{Messung}}$  entspricht dem Verhältnis der Abweichung  $I_{SC} = I_{SC\text{Messung}} \cdot E/E_{\text{Messung}}$ . Die Abweichung von  $V_{OC}$ , die sich auf Grund der diodenähnlichen Solarzellen-Kennlinie aus einer Abweichung von  $I_{SC}$  ergibt, ist vernachlässigbar klein und wird deshalb nicht korrigiert. Die Solarzellen-Kennlinie lässt sich mit dem in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Zwei-Dioden-Modell annähern. Aus den angenäherten Werten für die Größen des Zwei-Dioden-Modells lassen sich Rückschlüsse auf die einzelnen Teile der Solarzelle ziehen.

## 3.2 Messung der spektralen Quantenausbeute (QE)

Für die weitere Auswertung ist die interne Quantenausbeute  $IQE$  aus Gleichung (2.12) von Interesse. Diese wird, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, aus der externen Quantenausbeute  $EQE$  aus Gleichung (2.11) und der Reflexion  $R$  der Solarzelle berechnet. Um diese beiden Größen zu bestimmen wird der in [Fis03] vorgestellte Aufbau verwendet, der in Abbildung 3.1 skizziert ist.

### 3.2.1 Messaufbau

Das kontinuierliche Lichtspektrum einer 150 W Wolfram-Glühfadenlampe wird durch eine rotierende Sektorblende (Chopper) komplett und nahezu rechteckig intensitätsmoduliert mit einer Frequenz von 237 Hz. Durch den nachfolgenden einstellbaren Gittermonochromator (Grating monochromator) wird ein sehr kleiner Wellenlängenbereich  $\lambda \pm d\lambda$  ausgewählt. Dieser wird nahezu parallel kollimiert, passiert ein Filterrad zur Unterdrückung höherer Ordnungen für Wellenlängen  $\lambda < 660 \text{ nm}$  und wird durch eine

Quarzglasscheibe zu einigen Prozent auf einen Germanium-Photodetektor (Monitorzelle) abgelenkt. Das nicht abgelenkte Licht wird auf die zu messende Solarzelle gespiegelt und leuchtet auf dieser einen Bereich von  $400 \text{ mm}^2$  homogen aus. Die Solarzelle selbst befindet sich auf einem temperaturgeregelten Probenstisch (Chuck) aus poliertem Messing und ist an Vorder- und Rückseite elektrisch kontaktiert. Die Zelle wird auf dem Probenstisch mit Hilfe eines Vakuumsystems fixiert. Der Probenstisch lässt sich in der Solarzellen-Ebene automatisiert bewegen. Um die Solarzelle bei der gewünschten Ladungsträgerinjektion zu messen, wird sie gleichzeitig zur gepulsten monochromatischen Beleuchtung durch eine Halogenleuchte konstant mit weißem Licht beleuchtet (bias light). Der Photostrom der Hintergrundbeleuchtung mit einer Intensität von ungefähr  $33 \text{ mW/cm}^2$  ist sehr viel größer als der Photostrom der monochromatischen Beleuchtung. Das Verhältnis der beiden Ströme liegt im Bereich von  $10^4$  bis  $10^6$  [Fis03]. Ein Vorverstärker wandelt den Kurzschlussphotostrom der Solarzelle und der Monitorzelle jeweils in eine Spannung um, wobei auch der Gleichspannungsanteil durch die Hintergrundbeleuchtung abgezogen wird. Die Spannungen der Solarzelle  $V_{\text{Zelle}}$  und der Monitorzelle  $V_{\text{Monitor}}$  werden jeweils durch einen Lock-In-Verstärker vom Typ EG&G 7220 aufgenommen, digitalisiert und an die Mess-Software weitergegeben.

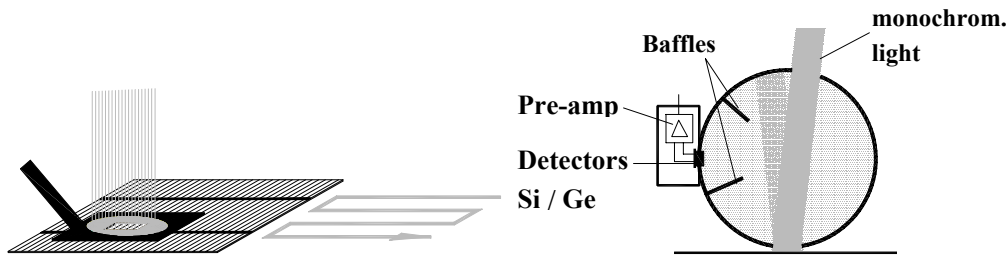
Die externe Quantenausbeute wird relativ zu einer kalibrierten Eichsolarzelle mit bekannter externer Quantenausbeute  $EQE_{\text{Eichzelle}}$  aufgenommen. Die Quantenausbeute der zu messenden Solarzelle ergibt sich somit zu

$$EQE(\lambda) = EQE_{\text{Eichzelle}}(\lambda) \left( \frac{V_{\text{Monitor}}(\lambda)}{V_{\text{Eichzelle}}(\lambda)} \right)_{\text{Eichung}} \left( \frac{V_{\text{Zelle}}(\lambda)}{V_{\text{Monitor}}(\lambda)} \right)_{\text{Messung}} \quad (3.1)$$

Die hergestellten Solarzellen im Format  $125 \cdot 125 \text{ mm}^2$  semisquare werden durch eine Maske von  $20 \cdot 20 \text{ mm}^2$  beleuchtet. Durch eine Bewegung der Solarzelle mit einer Geschwindigkeit von  $125 \text{ mm/s}$ , während der die Spannung kontinuierlich vom Lock-In-Verstärker eingelesen wird, wird ein Bereich von  $120 \cdot 55 \text{ mm}^2$  zwischen den Busbars der Solarzelle gemessen. Hierbei beträgt der durch die Metallisierungsfinger abgeschattete Anteil der Solarzellenoberfläche 5 % für die Vorderseiten der Solarzellen und 4 % für die Rückseiten der Solarzellen.

Für die Messung der Reflexion der Solarzelle wird die Maske durch eine Ulbricht-Kugel (Kugelphotometer) mit  $110 \text{ mm}$  Durchmesser und diffus reflektierender Bariumsulfat-Beschichtung ersetzt. Das von der Solarzelle reflektierte Licht wird im Inneren der Ulbricht-Kugel auf Grund von Blenden (Baffles) mehrfach diffus reflektiert, bevor es mit einem Silizium- oder Germanium-Photodetektor gemessen wird. Dieser ist wie die Solarzelle über einen Vorverstärker (Pre-Amplifier) an den Lock-In-Verstärker angeschlossen. Auch die Reflexion der Solarzelle wird relativ zu kalibrierten Reflexionsproben mit 2 %, 50 % und 99 % Reflexion aufgenommen und ergibt sich analog zu (3.1). In Abbildung 3.2 wird die Anordnung für die Messung der externen Quantenausbeute und die Messung der Reflexion der Solarzelle noch einmal im Detail skizziert.

Anders als in Gleichung (2.12) angenommen besitzt das Metallisierungsgitter der Solarzelle jedoch nur eine bestimmte Reflektivität  $R_{\text{Metall}}(\lambda)$ . Daher wird nicht jedes nicht reflektierte Photon in die Zelle eingekoppelt. Aus diesem Grund muss der Term  $1 - R(\lambda)$



**Abbildung 3.2:** Detail-Skizzen des Aufbaus, der zur Messung der spektralen Quantenausbeute verwendet wird. Links: Zur Messung von Solarzellen, die größer als die beleuchtete Fläche sind, lässt sich die Zelle unter der Maske bewegen. Rechts: Zur Messung der Reflexion der Solarzelle wird die Ulbricht-Kugel verwendet, aus [Fis03].

in Gleichung (2.12) durch die Transmission  $T(\lambda)$  der Metallisierung ersetzt werden. Diese ergibt sich mit dem Anteil der metallisierten Fläche  $M_R$  zu

$$T(\lambda) = 1 - \frac{R_{\text{Zelle}}(\lambda) - M_R R_{\text{Metall}}(\lambda)}{1 - M_R}.$$

### 3.2.2 Absolute und differentielle Quantenausbeute

Diese Messmethode wird als Kleinsignal-Messtechnik (Small-signal model) bezeichnet, da ein kleines modulierte Lichtsignal die konstante Beleuchtung, die benötigt wird, um den richtigen Arbeitspunkt der Solarzelle zu erreichen, überlagert. Die erhaltene externe Quantenausbeute ist eine differentielle Größe. Sie ist abhängig von der Hintergrundbeleuchtung, die hier durch den hervorgerufenen Kurzschlussstrom charakterisiert wird:

$$EQE^{\text{diff}}(\lambda, J_{\text{SC}}) = \frac{dJ_{\text{SC}}(J_{\text{SC}}, \lambda)/q}{d\Phi(\lambda)} \quad (3.2)$$

Daher entspricht die absolute externe Quantenausbeute (2.11) der differentielle externen Quantenausbeute (3.2) nur, wenn der Kurzschlussstrom der Solarzelle genau proportional zum einfallenden Photonenfluss ist. Dies wird als lineares Zellverhalten beschrieben und ist nicht prinzipiell gegeben. Die Berechnung der absoluten Quantenausbeute aus der differentielle und die Berechnung der entsprechenden Hintergrundbeleuchtung ist in [Fis03] beschrieben. Diese Hintergrundbeleuchtung, bei der die differentielle mit der absoluten Quantenausbeute übereinstimmt, liegt üblicherweise bei einer Beleuchtung von einem Drittel der Sonnenintensität. Die Solarzelle in dieser Arbeit wurden bei dieser Hintergrundbeleuchtung gemessen.

### 3.2.3 Modell zur Skalierung der internen Quantenausbeute

Die Hauptschwierigkeit bei der Messung der externen Quantenausbeute liegt in der von der Wellenlänge unabhängigen Skalierung. Das Messsignal wird durch Serienwiderstände, Parallelwiderstände, Übergangskapazitäten, die Kontaktierung und Streulicht beeinflusst. Um diese Fehlerquellen zu umgehen, wird die Skalierung mit Hilfe eines Modells festgelegt. Dieses Verfahren wird im Folgenden vorgestellt.

Im idealen Fall gibt es keine Verluste der Quantenausbeute für kurze Absorptionslängen ( $L_\alpha \ll L_{\text{eff}}, L_\alpha \ll W$ ). Somit tragen alle Photonen zum Kurzschlussstrom bei und die interne Quantenausbeute wird eins. Abweichungen der Messung wären in diesem Fall auf den Skalierungsfehler zurückzuführen. Tatsächlich kommt es jedoch zu Verlusten.

Diese Verluste können für das kurzwellige Spektrum durch das Dead-Layer-Modell beschrieben werden. Jedoch muss für dieses Modell die Absorptionslänge groß genug sein, dass die Photogeneration im Emitter als homogen angenommen werden kann. Im Modell wird angenommen, dass ein konstanter Anteil der im Emitter generierten Ladungsträger rekombiniert. Dies lässt sich auch als Dead-Layer der Dicke  $W_d$  ausdrücken, in welchem die Quantenausbeute Null beträgt.

Für das nahe Infrarot-Spektrum kann die interne Quantenausbeute nach [Bas93] mit der Absorptionslänge  $L_\alpha$  und der effektiven Diffusionslänge  $L_{\text{eff}}$  beschrieben werden. Hierbei wird die effektive Diffusionslänge  $L_{\text{eff}}$  folgendermaßen definiert

$$L_{\text{eff}} = L \frac{1 + \frac{SL}{D} \tanh \frac{W}{L}}{\frac{SL}{D} + \tanh \frac{W}{L}}. \quad (3.3)$$

Wobei die Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger mit  $L$ , die Diffusionskonstante mit  $D$ , die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit an der Rückseite der Solarzelle mit  $S$  und die Zelldicke mit  $W$  bezeichnet werden. Für dieses Modell muss die Absorptionslänge so klein sein, dass die Zelle nicht durchstrahlt wird.

Durch Kombination des Dead-Layer-Modells mit dem Basore-Modell ergibt sich die interne Quantenausbeute mit dem wellenlängenunabhängigen Skalierungsfaktor  $k$  zur Korrektur eventueller Skalierungsfehler zu

$$IQE = \underbrace{\frac{1}{k}}_{\text{Skalierung}} \underbrace{\exp\left(\frac{-W_d}{L_\alpha}\right)}_{\text{Dead Layer}} \underbrace{\frac{1}{1 + \frac{L_\alpha}{L_{\text{eff}}}}}_{\text{Basore}}. \quad (3.4)$$

Die Parameter  $k$ ,  $W_d$  und  $L_{\text{eff}}$  werden durch lineare Regression aus den gemessenen Quantenausbeuten erhalten. Hierbei wird für kurze Wellenlängen ( $600 \text{ nm} < \lambda < 760 \text{ nm}$ ) der Basore-Term mit Eins genähert und für lange Wellenlängen ( $760 \text{ nm} < \lambda < 920 \text{ nm}$ ) der Dead-Layer-Term mit Eins genähert.

## 3.3 Messung der orts aufgelösten Elektrolumineszenz (EL)

Lumineszenz bezeichnet das Aussenden von optischer Strahlung durch ein System, welches dadurch von einem angeregten Zustand in den Grundzustand übergeht. In Halbleitern kommt Lumineszenz als strahlende Rekombination angeregter Ladungsträger vor. Hierbei wird zwischen verschiedenen Lumineszenzvorgängen unterschieden: Im Fall der Elektrolumineszenz (EL) geschieht die Anregung der Ladungsträger durch einen elektrischen Strom. Bei der Photolumineszenz (PL) werden die Ladungsträger durch den Photoeffekt angeregt. Silizium emittiert hierbei hauptsächlich Photonen mit Energien im Bereich der Bandlücke. Für die Messung dieser Elektrolumineszenz wurde der in [Kil09] beschriebene Aufbau verwendet.

### 3.3.1 Messaufbau

Die Solarzelle liegt auf einem temperaturgeregelten Probenhalter aus Messing. Sie wird durch ein Unterdrucksystem angesaugt und auf der nach oben gerichteten Seite mit acht stromführenden Messspitzen und einer Spitze zur Spannungsmessung pro Busbar elektrisch kontaktiert. Die Rückseite der Zelle wird ganzflächig stromführend durch den Probenhalter kontaktiert. Auch hier wird eine zusätzliche Spitze zur Messung der Spannung verwendet. Die Kamera zur Aufnahme der Lumineszenzstrahlung ist oberhalb des Probenhalters montiert und senkrecht auf die Solarzelle gerichtet. Es handelt sich um eine Kamera mit Silizium-CCD-Chip mit einer Auflösung von 1024 auf 1024 Bildpunkten. Der Chip wird rückseitig beleuchtet (back-illuminated) und besitzt eine tiefe Verarmungszone (deep depletion zone). Dadurch hat er eine gute spektrale Empfindlichkeit von 45 % im nahen Infrarot-Bereich [And09]. Der Chip befindet sich in einer evakuierten Kammer und lässt sich thermoelektrisch auf bis zu  $-100\text{ °C}$  kühlen, um einem hohen Dunkelstromrauschen auf Grund der tiefen Verarmungszone vorzubeugen. Das verwendete Objektiv hat eine feste Brennweite  $f$  von 28 mm und eine kleinste Blendenzahl von  $f/2$ . Es wird manuell fokussiert und ist für den nahen Infrarotbereich bis 1000 nm chromatisch korrigiert und antireflexbeschichtet. Die Kamera kann entlang der optischen Achse nach oben und unten bewegt werden. So kann der Bildausschnitt auf die Solarzellengröße angepasst werden. Die Bilddaten werden an den Messrechner weitergegeben und von der Mess-Software verarbeitet. Die Anregung der Solarzelle erfolgt durch die vom Messrechner steuerbare Strom- und Spannungsquelle, wobei sowohl Strom- als auch Spannungsregelung möglich sind.

### 3.3.2 Bestimmung der Elektrolumineszenz

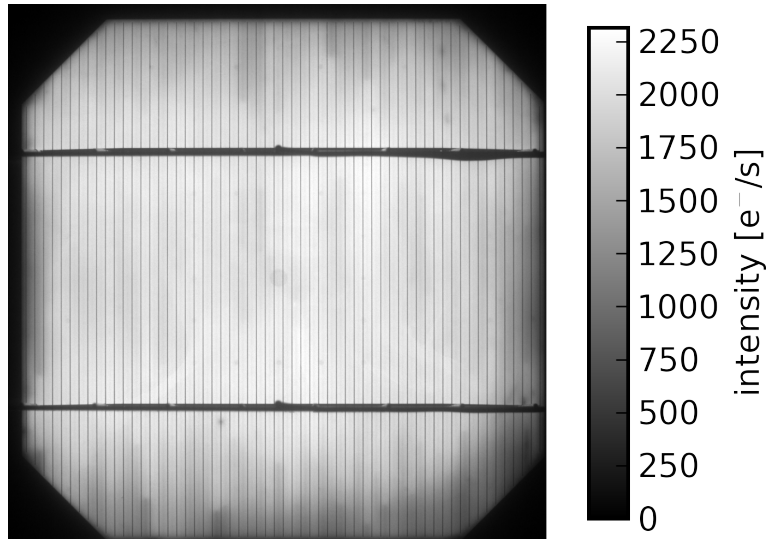
An die elektrischen Kontakte der Solarzelle wird eine Spannung  $V$  angelegt. So werden angeregte Ladungsträger generiert. Im Fall der Elektronen diffundieren diese als Minoritätsladungsträger in die Basis und rekombinieren strahlend mit den Löchern, welche dort zur Verfügung stehen. Die spontane Emissionsrate  $R_{\text{sp}}$  für Photonen der Energie  $E_\gamma$  ergibt sich in der Basis der Solarzelle in Abhängigkeit der lokalen Quasi-Fermi-Niveau-Aufspaltung  $\Delta\eta$  zu [Gie08]:

$$R_{\text{sp}}(E_\gamma) = \frac{\alpha(E_\gamma) E_\gamma^2}{4\pi^2 \hbar^3 c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{E_\gamma - \Delta\eta}{k_B T}\right) - 1}. \quad (3.5)$$

Der Photonenstrom  $I_{\text{lum}}$ , der auf einen Kamerapixel einfällt, beträgt für Photonen mit der Energie  $E_\gamma$  [Kil09]

$$I_{\text{lum}}(E_\gamma) = A_p \frac{\Omega}{4\pi} \left( t(E_\gamma) \int_0^d \exp(-\alpha(E_\gamma)z) R_{\text{sp}}(E_\gamma, z) dz + t(E_\gamma) r(E_\gamma) \int_0^d \exp(-\alpha(E_\gamma)(2d-z)) R_{\text{sp}}(E_\gamma, z) dz \right).$$

Hierbei wird die auf einen Pixel abgebildete Solarzellenfläche mit  $A_p$  bezeichnet, der Raumwinkel unter dem ein von der Solarzelle abgestrahltes Photon von der Kamera aufgenommen wird mit  $\Omega$ .  $t$  ist der Transmissionskoeffizient der Frontseite,  $r$  der Reflexionskoeffizient der Rückseite. Der Photoelektronenstrom  $I_{\text{abs}}$  eines Kamerapixels, ergibt



**Abbildung 3.3:** Elektrolumineszenz-Aufnahme der Vorderseite der Solarzelle 1791G59. Der Anregungsstrom beträgt  $60 \text{ mA/cm}^2$ . Die Strom-Spannungs-Kennlinie dieser Solarzelle ist in Abbildung 2.12 gezeigt.

sich durch die Integration der auf den Pixel einfallenden Lumineszenzstrahlung über alle Wellenlängen. Diese wird gewichtet mit der spektralen Empfindlichkeit der gesamten Kamera  $QE_{\text{cam}}$ :

$$I_{\text{abs}} = \int_0^{\infty} I_{\text{lum}}(E_{\gamma}) QE_{\text{cam}}(E_{\gamma}) dE_{\gamma}. \quad (3.6)$$

Entsprechend Gleichung (3.5) ist dieser Strom exponentiell von der Quasi-Fermi-Niveau-Aufspaltung und somit von der lokalen Spannung am p-n-Übergang abhängig. Unterschiede in der lokalen Spannung führen so zu Kontrast im EL-Bild. Bei hohen Anregungsströmen, größer als dem Kurzschlussstrom, führen Serienwiderstände zu Spannungsunterschieden. Sie sind dadurch im EL-Bild bemerkbar. Bei niedriger Anregung dagegen ist die Spannungsverteilung und die Quasi-Fermi-Niveau-Aufspaltung am p-n-Übergang über die gesamte Solarzelle relativ homogen. Die von der Kamera detektierte Intensität ist etwa proportional zur Anregung. Bei schwacher Anregung mit Spannungen von 550 bis 600 mV sind Belichtungszeiten bis zu einer Minute notwendig, um ein rauscharmes Bild zu erhalten. Bei der Anregung mit Spannungen von 640 mV und darüber wird ein Bild in weniger als einer Sekunde aufgenommen. In Abbildung 3.3 wird die Elektrolumineszenz-Aufnahme einer der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Solarzellen gezeigt.

### 3.3.3 Spannungsdifferenzbild

Aus zwei Bildern mit unterschiedlicher Anregungsspannung kann ein Spannungsdifferenzbild berechnet werden [Tru07]. Dieses kann als Serienwiderstandsbild interpretiert werden. Hierzu wird die Lumineszenzintensität  $I_{\text{abs}}$  aus Gleichung (3.6) in einen spannungsabhängigen Teil und eine Konstante  $C$ , welche wie  $I_{\text{abs}}$  vom Ort abhängig ist, zerlegt:

$$I_{\text{abs}}(V, x) = C(x) \exp \frac{qV}{k_{\text{B}} T}.$$

Der spannungsabhängige Teil kann durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden. Bei niedriger Anregung lässt sich annehmen, dass die Spannung der Solarzelle überall der externen Spannung  $V_{\text{ext}} = V_0$  entspricht. Dies ist der Fall, da laterale Ströme sehr gering und Serienwiderstände kaum bemerkbar sind. Zur Anregung wird ein Strom von 1 bis 5 mA/cm<sup>2</sup> verwendet, bei niedrigem Parallelwiderstand kann dieser auch höher liegen. Die ortsabhängige Konstante lässt sich so bestimmen zu

$$C(x) = I_{\text{abs}}(V_0, x) \exp \frac{-qV_0}{k_B T}. \quad (3.7)$$

Durch Auflösen nach  $V$  ergibt sich die ortsabhängige Spannung

$$V(x) = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{I_{\text{abs}}(x)}{C(x)}. \quad (3.8)$$

Durch die Aufnahme eines zweiten Bildes bei hoher Anregung erhält man zur Spannung  $V_1$  ein Bild der Intensitäten  $I_{\text{abs}}(V_1, x)$ . Hierbei wird zur Anregung eine Spannung oberhalb von  $V_{\text{OC}}$  verwendet, so dass sich ein Strom von 60 bis 80 mA/cm<sup>2</sup> ergibt. Dieser Strom ist so hoch, dass Serienwiderstände eine Rolle spielen. Die Spannungsdifferenz durch diese Serienwiderstände ergibt sich somit, unter Verwendung von Gleichung (3.8) und (3.7), zu

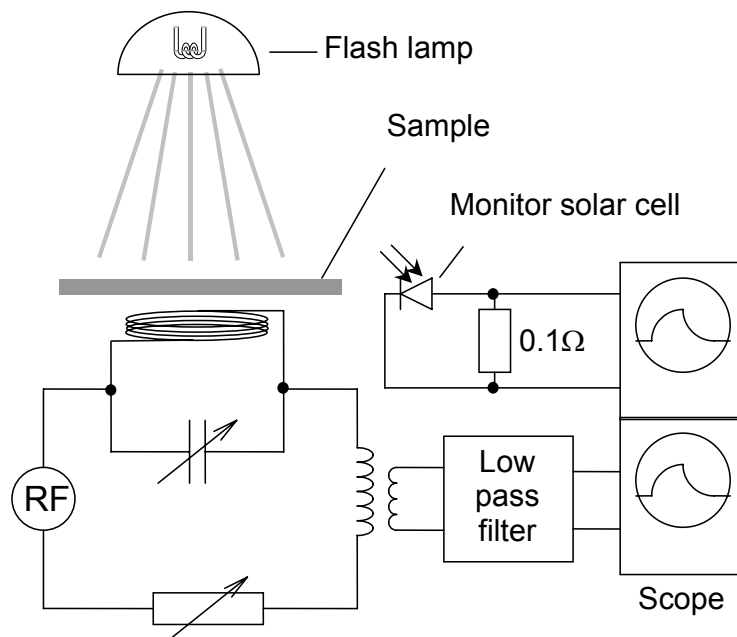
$$\Delta V(x) = V_1 - V(x) = V_1 - V_0 - \frac{k_B T}{q} \ln \frac{I_{\text{abs}}(V_1, x)}{I_{\text{abs}}(V_0, x)}. \quad (3.9)$$

Dieses EL-Spannungsdifferenzbild bildet ähnliche Zelleigenschaften ab wie das Potentialbild der Corescan-Methode [Hei00]. Bei der Corescan-Methode wird das lokale Potential an der Solarzellenoberfläche mit einer Metallnadel gemessen. Hierbei wird jedoch die isolierende und passivierende Siliziumnitridschicht durchbrochen. Die Vorteile der Elektrolumineszenz-Messung sind somit die Zerstörungsfreiheit und die kürzere Messzeit.

## 3.4 Messung der Oberflächenrekombinationsströme (QSSPC)

Die Messung der Photoleitfähigkeit im quasistationären Zustand (Quasi stady state photoconductance, QSSPC) ist eine Messung zur Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauern nach [Sin96]. Sie misst effektive Lebensdauern. Diese hängen von der Rekombination im Volumen und der Rekombination an der Oberfläche ab. Teststrukturen zur Messung von Ladungsträgerlebensdauern sind so konzipiert, dass der Effekt der jeweils gemessen werden soll, die Ladungsträgerlebensdauer hauptsächlich bestimmt. Für Messungen der Volumenlebensdauer wird daher die Oberflächenrekombination so gering wie möglich gehalten. Zur Untersuchung der Oberfläche wird Material mit möglichst langer Volumenlebensdauer verwendet.

Die effektive Lebensdauer der Überschussladungsträger wird durch die Beobachtung der Überschussladungsträgerdichten mit Photoleitfähigkeitsmessungen bestimmt. Diese kontaktlose und somit nicht destruktive Messung der Photoleitfähigkeit ist durch induktive Kopplung möglich. Die Eigenschaften der Rekombination im Volumen und an der Oberfläche können stark vom Injektionsniveau der Ladungsträger abhängen. Daher ist die



**Abbildung 3.4:** Aufbau zur Messung der Photoleitfähigkeit im quasistationären Zustand, aus [Fis03].

Messung von absoluten effektiven Lebensdauern bei bekannten Injektionsniveaus wichtig. Die QSSPC-Methode ist eine Großsignal-Messtechnik (Large-signal model). Mit ihr können die Ladungsträgerlebensdauern über einen großen und gut definierten Injektionsniveaubereich in einer Messung bestimmt werden. Mit bekannter räumlich durchschnittlicher Photogenerationsrate  $G_{av}$  und durchschnittlicher Überschussladungsträgerdichte  $\Delta n_{av}$ , die aus der Photoleitfähigkeit berechnet wird, ergibt sich die effektive Lebensdauer der Überschussladungsträger  $\tau_{eff}$  zu [Fis03]

$$\tau_{eff} = \frac{\Delta n_{av}}{G_{av} - \frac{\partial \Delta n_{av}}{\partial t}}. \quad (3.10)$$

### 3.4.1 Messaufbau

In Abbildung 3.4 ist der Messaufbau skizziert. Zur induktiven Messung der Photoleitfähigkeit wird eine Spule verwendet, die nah unter der Probe (Sample) liegt. Diese ist Teil eines Schwingkreises, der über eine Impedanzbrücke mit der Messelektronik gekoppelt ist. Die Umwandlung des Leitfähigkeitssignals in eine Spannung erfolgt nahezu linear. Das elektromagnetische Feld in der Umgebung der Spule induziert in der Probe Wirbelströme der freien Ladungsträger. Diese Wirbelströme wiederum induzieren in der Spule einen, dem verursachenden Strom entgegengesetzten, Stromfluss. Jedoch erfahren die Wirbelströme in der Probe auch Verluste. Die Messfläche hat einen Durchmesser von ungefähr 20 mm.

Zur Beleuchtung wird eine Photoblitzlampe (Flash lamp) in Kombination mit einem Filter, welcher nur Photonen mit einer Wellenlänge von mindestens 700 nm transmittiert, verwendet. Die Intensität der Beleuchtung kann auf der Probe bis zu 1000 Sonnen entsprechen [Fis03]. Durch den Abstand der Lampe von der Probe und die Montage von

Neutralsdichtefiltern lässt sich die gewünschte Intensität einstellen. Die Intensität einer Blitzentladung steigt schnell an und nimmt dann nahezu exponentiell ab, mit einer Zeitkonstante von einigen Millisekunden. Für die meisten Siliziumproben ist dieser Abfall langsamer als ihre effektive Ladungsträgerlebensdauer. So befindet sich ihre Überschussladungsträgerverteilung im stationären Zustand. Dennoch ist der Blitz so kurz, dass die Erwärmung der Probe vernachlässigbar ist. Die Lichtintensität wird von einer kalibrierten Solarzelle (Monitor solar cell) nahe der Spule gemessen. Die Leitfähigkeits- und Intensitätssignale werden von einem Computer aufgezeichnet.

#### Berechnung der Ladungsträgerdichte aus der Leitfähigkeit

Zur Berechnung des Injektionsniveaus der Ladungsträgerdichte  $n$  aus der Leitfähigkeit  $\sigma$  wird die Schichtleitfähigkeit aufintegriert. Diese Integration über die Tiefe  $z$  der Probe mit der Dicke  $W$  erfolgt ohne weitere Gewichtung.

$$\sigma = q \int_0^W (n\mu_n + p\mu_p) dz$$

Die Mobilitäten der Elektronen und Löcher  $\mu_n$  und  $\mu_p$  sind bekannte Funktionen der Dotierung [Mas83] und Überschussladungsträgerkonzentration [Dan72], [Kra72]. Die Beleuchtung führt zu gleichen Mengen von zusätzlichen Elektronen und Löchern  $n - n_0 = \Delta n = \Delta p$ . Der Index 0 steht jeweils für die Größen im unbeleuchteten Gleichgewichtszustand. Bei Vernachlässigung von Rekombinationseffekten und der Raumladungszone ergibt sich die Photoleitfähigkeit zu

$$\sigma_{PC} = \sigma - \sigma_0 = qW (\Delta n(\mu_n + \mu_p) + n_0(\mu_n - \mu_{n0}) + p_0(\mu_p - \mu_{p0}))$$

Zur Vereinfachung werden räumlich homogene durchschnittliche Mobilitäten angenommen, so dass sich eine räumlich durchschnittliche Überschussladungsträgerdichte  $\Delta n_{av}$  ergibt. Weiter wird in den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten n-dotiertes Silizium verwendet, so dass  $n_0 = N_D$  angenommen und  $p_0$  vernachlässigt werden kann.

$$\sigma_{PC} = qW (\Delta n_{av}(\mu_n + \mu_p) + N_D(\mu_n - \mu_{n0}))$$

#### Bestimmung des Generationsstroms

Die QSSPC-Messung benötigt die Kenntnis der durchschnittlichen Photogeneration. Der Generationsstrom  $J_{gen}$  lässt sich durch die Integration der Generationsrate im Substrat  $G(z)$  berechnen:

$$J_{gen} = \int_0^W G(z) dz = qW G_{av} \quad (3.11)$$

Der Generationsstrom hängt von den optischen Eigenschaften der Probe und dem Spektrum der Lichtquelle ab. Die Photoleitfähigkeit in Emittern oder anderen hoch dotierten Oberflächenschichten kann vernachlässigt werden, da die Überschussladungsträgerkonzentration in einer hoch dotierten Schicht gering ist gegenüber der Konzentration in der schwach dotierten Basis [Fis03].

#### Rückschlüsse auf Rekombinationsmechanismen

Im stationären Fall entspricht die gesamte Rekombinationsrate gerade der gesamten Photogenerationsrate, da die Probe nicht kontaktiert ist. Die Ladungsträgerlebensdauer aus Gleichung (3.10) vereinfacht sich somit zu

$$\tau_{\text{eff,ss}} = \frac{\Delta n_{\text{av}}}{G_{\text{av}}}. \quad (3.12)$$

Das QSSPC-Messverfahren bestimmt diese effektive Lebensdauer als Funktion der Überschussladungsträgerdichte  $\Delta n_{\text{av}}$ . Das sich ergebende Lebensdauerspektrum fasst die Rekombinationsraten der einzelnen Rekombinationsmechanismen entsprechend Gleichung (2.16) zusammen:

$$\frac{1}{\tau_{\text{Gesamt}}} = \frac{1}{\tau_{\text{strahlend}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Auger}}} + \frac{1}{\tau_{\text{SRH}}}.$$

Die inverse effektive Lebensdauer ist die Summe der inversen Lebensdauern, die sich auf Grund der einzelnen Rekombinationsmechanismen ergeben. Durch die jeweiligen speziellen Abhängigkeiten vom Injektionsniveau können die einzelnen Lebensdauern unter geeigneten Bedingungen bestimmt werden.

#### 3.4.2 Bestimmung des Emittersättigungsstromes

Der Stromfluss in einen Emitter bei Anlegen einer Spannung  $V$  ergibt sich im unbeleuchteten Fall nach Gleichung (2.6) zu

$$J = J_{0E} \left( \exp \frac{qV}{k_B T} - 1 \right). \quad (3.13)$$

Hierbei ist  $J_{0E}$  der Emittersättigungsstrom und es gelten die folgenden Annahmen:

- Die Rekombination im Emitter ist unabhängig vom Injektionsniveau. Somit kann der Stromfluss als ideale Diode mit Idealitätsfaktor eins modelliert werden.
- Der Rekombinationsstrom in den Emitter ist proportional zur Dichte der Überschussminoritätsladungsträger  $\Delta n$  an der Grenzfläche von Emitter und Raumladungszone.
- Die Dotierung im Emitter ist so hoch, dass dort Niedriginjektion vorliegt. Dies gilt auch, wenn in der weniger stark dotierten Basis Hochinjektion vorliegt.

Auf Grund der letzten beiden Annahmen gilt  $\Delta n \sim \exp(qV/k_B T) - 1$ .

Für diffundierte Emitter ist die Berechnung des Emittersättigungsstromes aus Zelleigenschaften, wie dem Dotierprofil, den Ladungsträgerlebensdauern, den Ladungsträgermobilitäten und der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit komplex. Sie benötigt meist numerische Simulationen, die die verschiedenen Hochdotierungseffekte mit einbeziehen. Der Emittersättigungsstrom fasst diese Mechanismen in einen Wert zusammen, der experimentell ermittelt werden kann. Dieser und der Emitterstromverlust zusammen enthalten alle notwendigen Informationen für die Abschätzung der Solarzellenleistung und der sich ergebenden Verluste an diesem Emitter.

Die Messungen werden auf Proben mit Emittern durchgeführt. Die Photoleitfähigkeit innerhalb des Emitters wird hierbei vernachlässigt, da Emitter, verglichen mit der Substratdicke, sehr dünn sind. Des Weiteren hält die hohe Emitterdotierung die Überschussladungsträger auf einem niedrigen Niveau. Statt der Berücksichtigung des Emitters wird die Grenzfläche zwischen Emitter und Basis als Oberfläche beschrieben, welche die Konzentration der Überschussladungsträger entsprechend ihrer effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{\text{eff}}$  absenkt. Hierbei wird die Rekombinationsgeschwindigkeit bestimmt durch die Forderung

$$J = q \Delta n S_{\text{eff}}. \quad (3.14)$$

Für die Diffusionsspannung am p-n-Übergang mit Überschussladungsträgern gilt nach [Fis03]

$$(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta n) = n_i^2 \exp \frac{qV}{k_B T}. \quad (3.15)$$

Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit lässt sich so mit den Gleichungen (3.13), (3.14) und (3.15) für den Fall eines n-dotierten Substrats ( $n_0 = N_D \gg p_0$ ) schreiben als

$$S_{\text{eff}} = \frac{J_{0E}}{q n_i^2} (N_D + \Delta n). \quad (3.16)$$

Sie nimmt in Niedriginjektion den minimalen Wert  $S_{\text{eff}} = J_{0E} N_D / q n_i^2$  an. Dieser Zusammenhang kann zur Niedriginjektionsmessung von  $J_{0E}$  verwendet werden [Kan85].

Die Hochinjektionsmessung von  $J_{0E}$  nutzt die Injektionsabhängigkeit von  $S_{\text{eff}}$ , um die Rekombination in Emitter und Volumen zu trennen [Kan85], [Lag93], [Cue99]. Die effektive Ladungsträgerlebensdauer einer Probe mit Emitter an beiden Oberflächen ergibt sich, bei Vernachlässigung der strahlenden Rekombination und Verwendung der Gleichungen (2.16), (3.11), (3.12), (3.14) und (3.16) zu

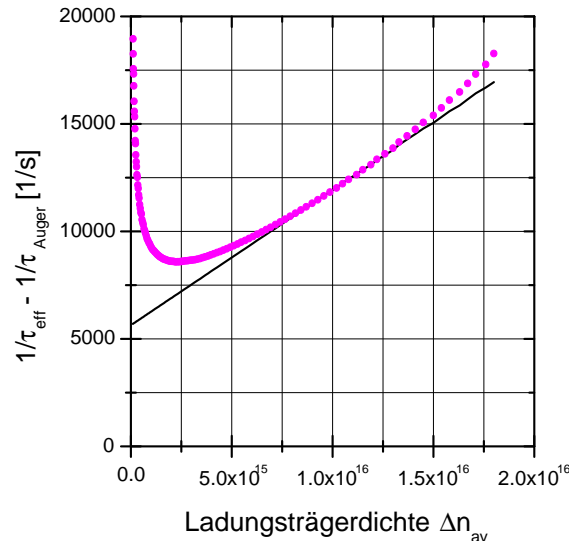
$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_{\text{Auger}}} + \frac{1}{\tau_{\text{SRH}}} + \frac{J_{0E}}{q n_i^2 W} (2N_D + \Delta n_{\text{front}} + \Delta n_{\text{rear}}). \quad (3.17)$$

Die Ladungsträgerlebensdauer, die sich durch Auger-Rekombination einstellt, hat bekannte Injektions- und Dotierungsabhängigkeiten [Ker02] und lässt sich somit von Gleichung (3.17) abziehen. Für die Messung in Hochinjektion nimmt die Lebensdauer durch Störstellen-Rekombination einen konstanten Wert an. Des Weiteren wird angenommen, dass die Überschussladungsträgerdichte an beiden Oberflächen dem durchschnittlichen Wert entspricht. Es ergibt sich somit

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} - \frac{1}{\tau_{\text{Auger}}} = \frac{1}{\tau_{\text{SRH}}} + \frac{2J_{0E}}{q n_i^2 W} (N_D + \Delta n_{\text{av}}). \quad (3.18)$$

Der Wert des Emittersättigungsstromes  $J_{0E}$  lässt sich jetzt aus der Steigung der Werte für  $1/\tau_{\text{eff}} - 1/\tau_{\text{Auger}}$  aufgetragen gegen  $\Delta n_{\text{av}}$  ablesen. Diese Steigungs-Methode wird zur Bestimmung der Emittersättigungsströme verwendet und in Abbildung 3.5 veranschaulicht.

Wichtig für dieses Messverfahren ist die Verwendung von Material mit hoher Volumenlebensdauer, zum Beispiel Float Zone Silizium (FZ-Si). Dies ist notwendig, damit die Volumenrekombination gering bleibt, falls die Störstellen-Rekombinationslebensdauer nicht konstant ist. Für Messungen in Niedriginjektion bieten sich Substrate mit relativ hoher Volumendotierung an, während für Messungen in Hochinjektion niedrig dotierte Wafer bevorzugt werden.



**Abbildung 3.5:** Diagramm der QSSPC-Messung der Silizium-Probe 1833FZ16. Mit der Steigungs-Methode kann der Emittersättigungsstrom bei einer Ladungsträgerdichte  $\Delta n_{av}$  von ungefähr  $1 \cdot 10^{16}$  mit Hilfe von Gleichung (3.18) bestimmt werden. (In dieser Zeichnung werden die in der gesamten Arbeit einheitlich verwendeten Farben für Diagramme benutzt. Magenta steht für Zellen mit einer  $p^+$ -Dotierung von  $82 \Omega/\square$ .)

## 3.5 Messung von Dotierprofilen (ECV)

Zur Messung der Dotierprofile wird die elektrochemische Kapazitäts-Spannungs-Profilierung (electrochemical capacity voltage profiling ECV) verwendet. Hierbei wird schrittweise die Siliziumprobe zurückgeätzt und die elektrisch aktive Dotierkonzentration mit Hilfe der Ladungsträgerdichte in der jeweiligen Tiefe der Probe gemessen.

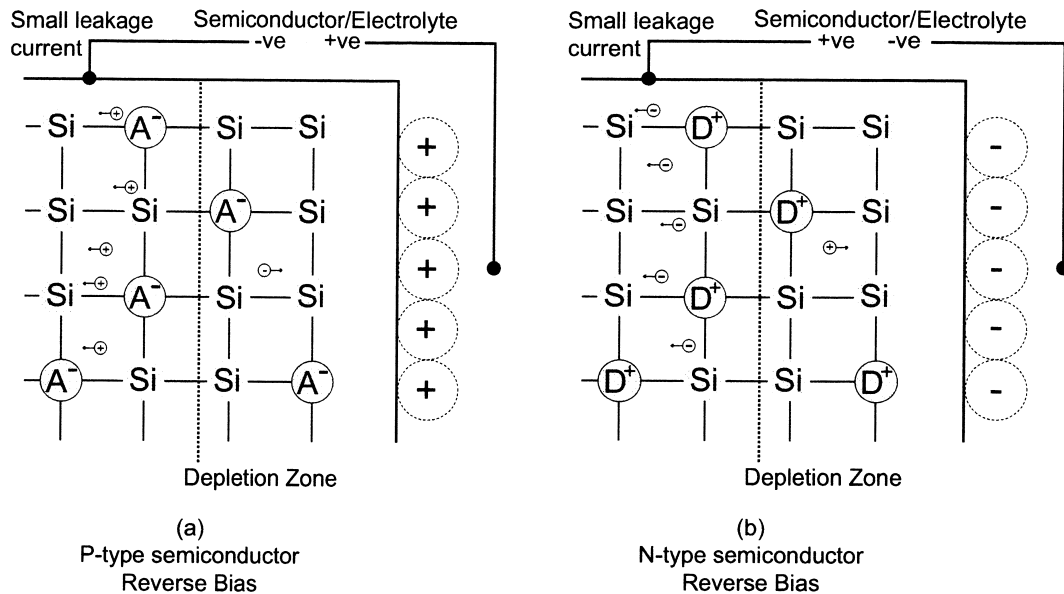
### 3.5.1 Elektrochemische Kapazitäts-Spannungs-Profilierung

Wenn ein Halbleiter in Kontakt mit einem Elektrolyt gebracht wird, kommt es zum Ladungsaustausch an der Grenzfläche. In diesem elektrochemischen System wird der Ladungstransfer vom Halbleiter in den Elektrolyten als anodischer Strom durch die Ladungsträger des Valenzbandes, die Löcher  $h^+$ , unterhalten. Die Reaktionsgleichung für die Lösung von Silizium im Elektrolyten ist [Acc01]



Dieser Lösungsprozess führt zur zunehmenden Trennung von elektrischer Ladung. Die chemische freie Energie nimmt durch die Lösung von Silizium ab. Diese Abnahme wird durch den Anstieg der elektrischen Energie, die mit der Ladungstrennung verbunden ist, ausgeglichen. So entsteht ein Gleichgewicht. Dieses Ladungssystem an der Grenzfläche von Halbleiter und Elektrolyt wird als elektrochemische Doppelschicht bezeichnet. Das an dieser Schicht anliegende Potential wird als Elektrodenpotential bezeichnet. Im Gleichgewicht wird der anodische Lösungsstrom durch den kathodischen Strom auf

### 3 Charakterisierung von Solarzellen



**Abbildung 3.6:** Verarmungsregion (Depletion Zone) für n- und p-dotierte Proben: (a) p-dotierter Halbleiter bei Stromfluss in Sperrrichtung (Reverse Bias), (b) n-dotierter Halbleiter bei Stromfluss in Sperrrichtung, aus [Acc01].

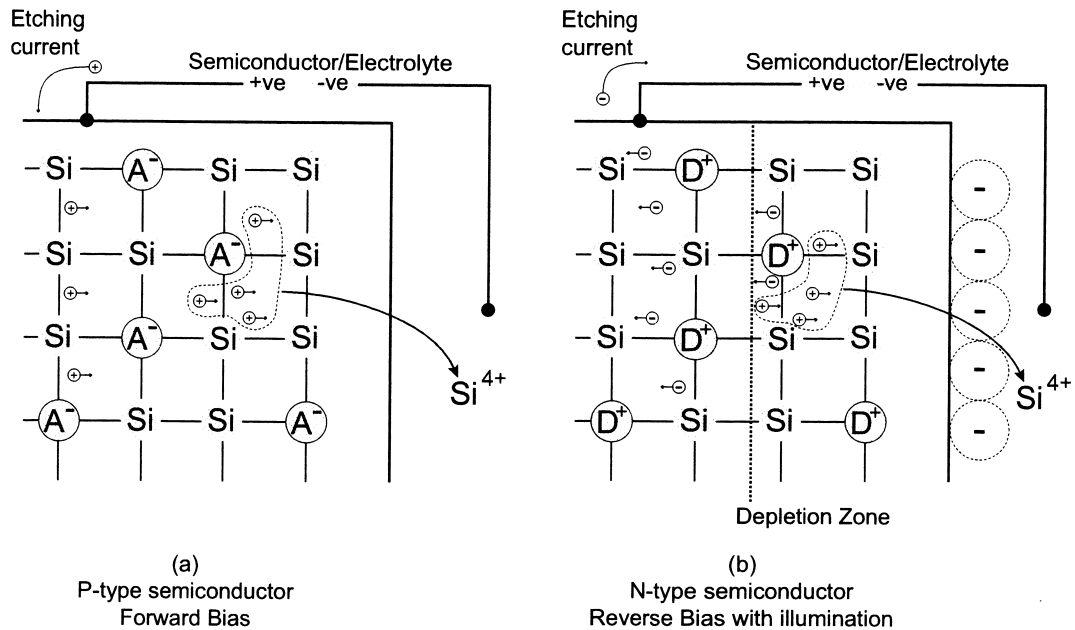
Grund des Ladungstransfers vom Elektrolyten in den Halbleiter durch die Ladungsträger des Leitungsbandes, die Elektronen, ausgeglichen.

Der Hauptunterschied zwischen Halbleiter- und Metall-Elektroden ist ihre jeweilige Ladungsträgerdichte.

- Die Ladungsträgerdichte in Metallen ist mit mehr als  $10^{22}$  Ladungsträgern pro  $\text{cm}^3$  sehr hoch. Die Eindringtiefe von externen Feldern in eine Metall-Elektrode ist daher verschwindend gering und jedes extern angelegte Potential fällt über die Doppelschicht komplett ab.
- In Halbleitern ist die Ladungsträgerdichte mit  $10^{13}$  bis  $10^{19}$  Ladungsträgern pro  $\text{cm}^3$  deutlich niedriger. Somit wird ein sehr viel größerer Bereich der Halbleiter-Elektrode durch externe Felder beeinflusst. Abhängig von der Ladung der Ionen im Elektrolyten, der sich an die Grenzfläche anschließt, können Ladungsträger angezogen werden, was zur Anreicherung (Accumulation) dieser in der vom Feld beeinflussten Region führt, oder abgestoßen werden, was zur Verarmung (Depletion) führt.

Um die Ladungsträgerkonzentration mit Hilfe der Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik zu messen, wird eine von Ladungsträgern verarmte Grenzfläche benötigt.

- Für p-dotierte Halbleiter, in denen Löcher die Majoritätsladungsträger sind, wird diese Bedingung durch positive Ionen in der Lösung erfüllt. Durch die negativere Aufladung der Halbleiter-Elektrode als im Gleichgewicht werden positive Ionen an die Grenzfläche angezogen und Löcher zurückgedrängt. Dies ist in Abbildung 3.6 skizziert.



**Abbildung 3.7:** Lösung von n- und p-dotierte Proben: (a) p-dotierter Halbleiter bei Stromfluss in Durchlassrichtung (Forward Bias), (b) n-dotierter Halbleiter bei Stromfluss in Sperrichtung (Reverse Bias) mit Beleuchtung (Illumination), aus [Acc01].

- Für n-Typ Halbleiter, in denen Elektronen die Majoritätsladungsträger sind, werden für eine Verarmung negative Ionen benötigt. Der Halbleiter muss also gegenüber seinem Gleichgewichtspotential positiv aufgeladen werden. Dies ist in Abbildung 3.6 skizziert.

Die Eindringtiefe des Feldes in den Elektrolyten ist vernachlässigbar und die Halbleiter-Elektrolyt-Grenzfläche verhält sich wie ein einseitiger oder Schottky-Kontakt, wenn der Elektrolyt ausreichend stark konzentriert ist. Hierzu werden 0,1 molare Konzentrationen benötigt [Acc01]. In diesem Fall ist der Potentialabfall über die Doppelschicht konstant und der verbleibende Teil des angelegten Potentials  $V$  fällt über die Verarmungszone ab. Somit lässt sich dieses System wie eine Metall-Halbleiter-Kontaktstelle beschreiben. Die Verarmungszonentiefe  $W_d$  und die Kapazität  $C$  der Kontaktstelle ergeben sich somit nach [Acc01] zu

$$W_d = \sqrt{\frac{2(\Phi - V)\epsilon_0\epsilon_r}{qN}} \quad \text{und} \quad (3.20)$$

$$C = A\sqrt{\frac{qN\epsilon_0\epsilon_r}{2(\Phi - V)}}.$$

Hierbei bezeichnet  $\Phi$  das Kontaktpotential,  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante,  $\epsilon_r$  die Permittivitätszahl und  $N$  die Ladungsträgerkonzentration.

### 3.5.2 Ätzverfahren

Die Lösung von Halbleitern hängt von der Anwesenheit von Löchern ab. Dies wurde in Gleichung (3.19) des letzten Abschnitts gezeigt. In p-Typ Halbleitern liegen Löcher im Überschuss vor und die Lösung wird bereits durch Anlegen einer Spannung in Durchlassrichtung an die Halbleiter-Elektrolyt-Kontaktstelle erreicht. Dies ist in Abbildung 3.7 skizziert.

In n-Typ Halbleitern sind Elektronen die Majoritätsladungsträger. Daher müssen Löcher erst zur Verfügung gestellt werden, damit sich Silizium lösen kann. Durch die Beleuchtung der Halbleiter-Elektrolyt-Grenzfläche, können Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband angeregt werden, wobei Löcher entstehen. Dies geschieht durch den in Unterkapitel 2.1 beschriebenen inneren Photoeffekt. Die n-Typ Materialien werden durch Anlegen einer Spannung in Sperrrichtung gelöst, wie in Bild 3.7 skizziert. Eine Spannung in Durchlassrichtung würde bei diesen Materialien Ionen aus der Lösung abscheiden.

### 3.5.3 Messmethode

Das elektrochemische Kapazitäts-Spannungs-Profil wird in vier Schritten erlangt, wobei die beiden letzten Schritte mehrfach aufeinander folgend wiederholt werden:

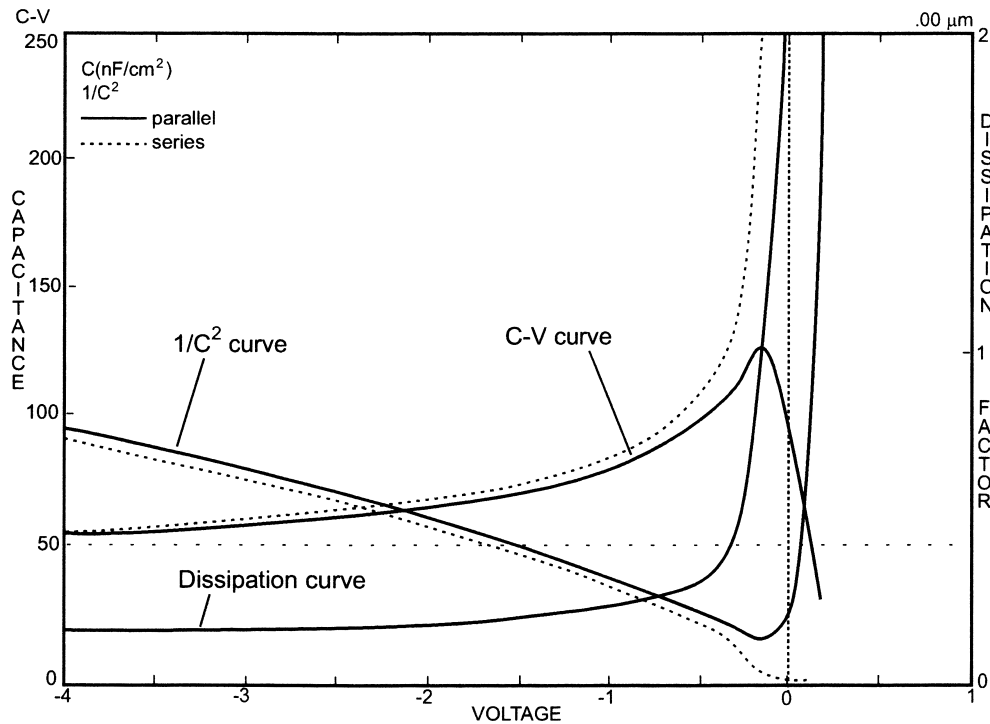
- Aufnahme einer Strom-Spannungs-Kennlinie. Mit Hilfe der Kennlinie wird der Wert der Ätzspannung ausgewählt.
- Aufnahme einer Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie. Sie wird zur Auswahl der Messspannung verwendet.
- Messung der jeweiligen Ladungsträgerkonzentration unter Verwendung der im zweiten Schritt gewählten Messspannung. Aus diesen Messungen wird die elektrisch aktive Dotierkonzentration berechnet.
- Lösung der Silizium-Probe. Unter Verwendung der im ersten Schritt gewählten Ätzspannung wird Silizium der Elektrode gelöst. Durch diesen Schritt wird die Silizium-Elektrode schrittweise abgetragen.

Der Ätzprozess hängt vom Ladungsfluss ab. Die Ätzrate ist im idealen Fall proportional zum Stromfluss zwischen Arbeits- und Gegenelektrode. Die Menge des abgetragenen Materials und somit auch die Ätztiefe  $W_r$  sind durch Faradays Gesetz der Elektrolyse folgendermaßen gegeben

$$W_r = \frac{M}{zF\rho A} \int_0^t I dt' \quad (3.21)$$

Hierbei bezeichnet  $M$  die molaren Masse des Elektrodenmaterials,  $z$  die Ladungszahl der Ionen des Elektrodenmaterials,  $F$  die Faraday-Konstante,  $\rho$  die Dichte des Elektrodenmaterials,  $A$  die Kontaktfläche von Elektrode und Elektrolyt und  $I$  den Stromfluss.

Um die Ladungsträgerkonzentration zu bestimmen, muss die Halbleiter-Elektrode in Sperrrichtung betrieben werden. Da die Ladungsträgerdichte am Rand der Verarmungszone gemessen wird, ist die Tiefe der Messung die Summe der Ätztiefe  $W_r$  aus Gleichung



**Abbildung 3.8:** Kapazitäts-Spannungs-Profil von p-dotiertem GaAs, aus [Acc01].

(3.21) und der Tiefe der Verarmungszone  $W_d = \epsilon_0 \epsilon_r A / C$  aus Gleichung (3.20). Die Ladungsträgerdichte  $N$  an der Grenze der Verarmungszone ist somit nach [Acc01] gegeben durch

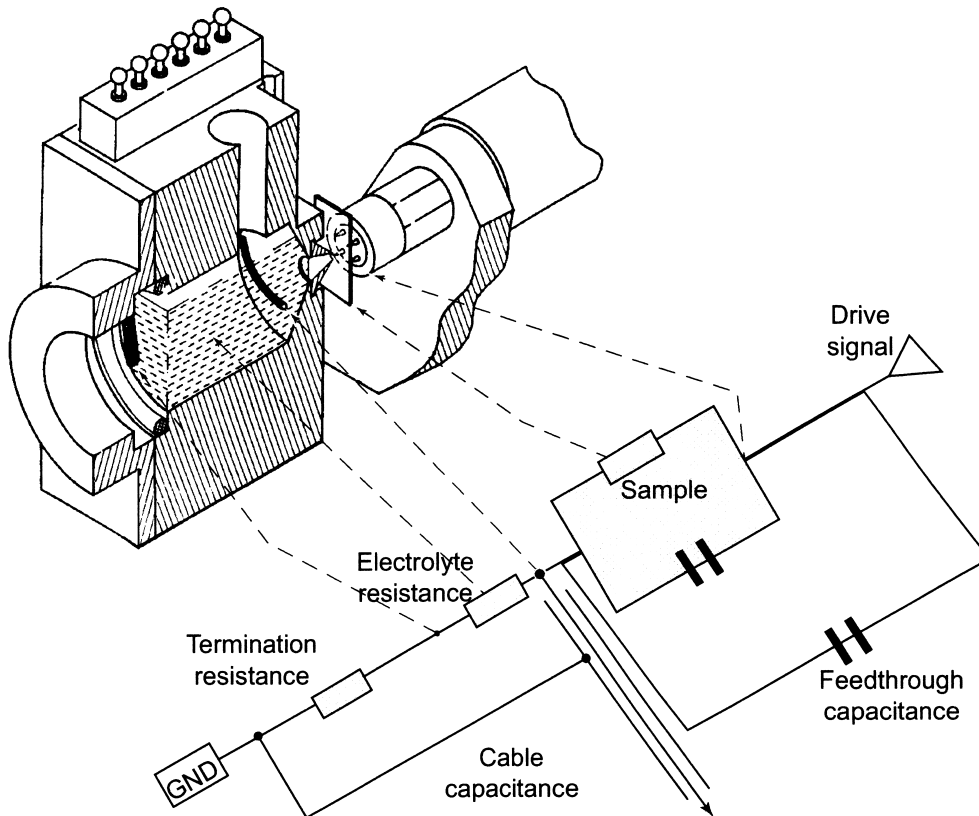
$$N = \frac{1}{q \epsilon_0 \epsilon_r A^2} \frac{C^3}{dC/dV}. \quad (3.22)$$

Die Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik des Halbleiter-Elektrolyt-Übergangs ist in Abbildung 3.8 für p-Typ Halbleiter gezeigt. Das angewendete Messpotential wird mit Hilfe dieser Kennlinie ausgewählt.

Mit Hilfe von Gleichung (3.22) kann die Ladungsträgerdichte aus den experimentellen Daten berechnet werden. Die Werte für  $C$  und  $dC/dV$  erhält man durch Messung mit einer langsam modulierten Hochfrequenzspannung. Die elektrochemische Zelle bildet hierzu zusammen mit einem Referenz-Abschlusswiderstand einen Spannungsteiler. Zur Berechnung wird angenommen, dass dieser Spannungsteiler dem Ersatzschaltbild in Abbildung 3.10 entspricht.

### 3.5.4 Elektrochemische Zelle

Die grundlegende Vorgehensweise des Messverfahrens besteht in der Abwechslung von Mess- und Ätzvorgang. Durch die Veränderung der Bedingungen an der Halbleiter-Elektrolyt-Grenzfläche ist es sowohl möglich, die Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie aufzunehmen, als auch die Probe beliebig tief zurückzuätzen. Der zentrale Teil des Messgerätes ist die elektrochemische Zelle. Diese ist in Abbildung 3.9 skizziert. Zusätzlich zur Halbleiterprobe als Arbeitselektrode werden drei weitere Elektroden verwendet:

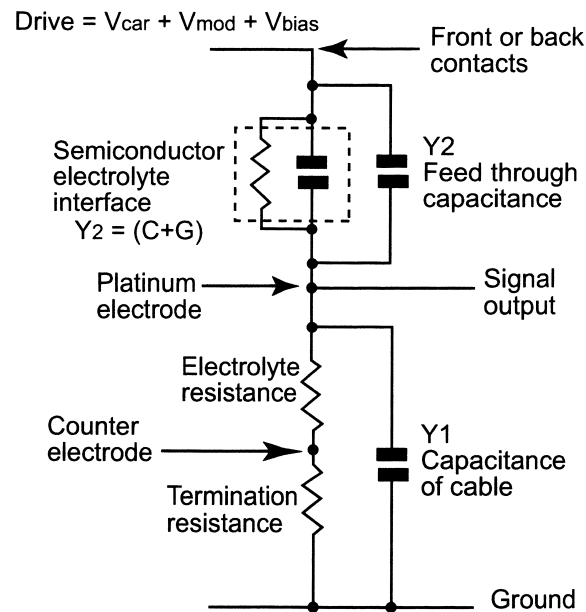


**Abbildung 3.9:** Die elektrochemische Zelle und die Messschaltung, aus [Acc01].

- Eine Platin-Elektrode zur Aufnahme der Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie,
- eine Gegenelektrode, mit der der Stromkreis für den Ätzzvorgang geschlossen wird und
- eine gesättigte Quecksilberchlorid-Elektrode, welche als Referenz zur Messung des Gleichgewichtspotentials und des Arbeitspotentials verwendet wird.

Die Probe kann durch verschiedene Kontakte auf ihrer Vorder- oder Rückseite kontaktiert werden. Das Ersatzschaltbild der Zelle ist in Abbildung 3.10 skizziert. Die Probe wird durch einen Stromfluss zwischen ihr und der Gegenelektrode geätzt. Die Ätzbedingungen werden durch die Überwachung der Potentialdifferenz zwischen Arbeits- und Referenzelektrode sichergestellt.

Die Halbleiter-Elektrolyt-Grenzfläche wird im Ersatzschaltbild als Parallelschaltung eines Kondensators und eines Widerstandes repräsentiert. Der Kondensator entspricht der Kapazität der Verarmungszone, der Widerstand beschreibt Verlustströme. Die zusammengesetzte Arbeitsspannung ist die Summe aus der Trägerspannung, der Modulationsspannung und der Gleichstromvorspannung zur Erreichung des Arbeitspunktes. Diese Arbeitsspannung wird als Eingangssignal über den Spannungsteiler mit den Admittanzen oder auch komplexen Leitwerten  $Y_1 + Y_2$  angelegt. Die Spannung, die über  $Y_1$  anliegt, wird als Ausgangssignal gemessen. Um ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen, wird der Abschlusswiderstand so gewählt, dass  $Y_1$  ungefähr  $Y_2$  entspricht. Die verschiedenen Störadmittanzen können zu Beginn der Messung aufgenommen werden. Durch ihre



**Abbildung 3.10:** Ersatzschaltbild der Spannungsteilerschaltung der elektrochemischen Zelle, aus [Acc01].

Kenntnis können die Messwerte mit der Mess-Software korrigiert werden. Die Größen Kapazität  $C$  und Wirkleitwert (Konduktanz)  $G$  werden durch die Software aus den Messdaten berechnet. Da alle Admittanzen des Ersatzschaltbildes, außer  $C$  und  $G$  unabhängig vom angelegten Potential sind, kann  $dC/dV$  aus der Amplitude und der Phase der modulierten Komponente des Ausgangssignals berechnet werden. Somit lässt sich letztlich die Ladungsträgerkonzentration  $N$  mit Hilfe von Gleichung (3.22) bestimmen.



## 4 Grundlagen der Solarzellenherstellung

In diesem Kapitel wird der Prozess zur Herstellung von üblichen, monofacialen, siebgedruckten kristallinen Silizium-Solarzellen vorgestellt, um aufbauend den in dieser Arbeit verwendeten Prozess zur Herstellung bifacialer siebgedruckter Solarzellen zu erklären.

### 4.1 Standard-Siebdruck-Prozess

Das Ausgangsmaterial der üblichen Silizium-Solarzellen sind mono- oder multikristalline mit Bor p-dotierte Silizium-Scheiben. Diese Wafer besitzen eine Kantenlänge von 125 oder 156 mm und eine Dicke von 120 bis 300  $\mu\text{m}$  [Bea08].

#### 4.1.1 Herstellung der Textur

Beim Sägen der Wafer während des Herstellungsprozesses wird die Oberfläche des Kristalls geschädigt. Diese geschädigte Oberfläche des Kristalls muss abgetragen werden. Gleichzeitig wird die Oberfläche texturiert, so dass die Oberfläche eine raue Struktur erhält. Dadurch wird die hohe Reflexion an einer glatten Oberfläche vermieden, und es kann mehr Licht in die Zelle eingekoppelt werden. Dies geschieht auf Grund der in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen Wirkungsweise der Textur.

Zur Textur von mono- und multikristallinen Wafer werden unterschiedliche Verfahren verwendet. Monokristallines Silizium wird mit alkalischen Lösungen nasschemisch texturiert. Dies ist, wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, auf Grund der einheitlichen Kristallorientierung und der Abhängigkeit der Ätzrate von der Kristallorientierung möglich. So entsteht auf der Waferoberfläche eine Pyramidenstruktur aus zufällig angeordneten unterschiedlich großen Pyramiden. Als Lauge dient eine erhitzte Lösung aus deionisiertem Wasser ( $\text{H}_2\text{O}$ ), Kaliumhydroxid (KOH) und 2-Propanol ( $\text{C}_3\text{H}_8\text{O}$ ).

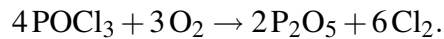
Multikristallines Silizium besteht aus vielen einzelnen Bereichen mit unterschiedlichen Kristallorientierungen, den Körnern. Das Verfahren für monokristalline Wafer lässt sich daher nicht zur Textur verwenden. Jedoch lässt sich auch eine von der Kristallorientierung unabhängige, isotrope Textur nasschemisch erreichen. Hierzu wird eine saure Lösung aus Wasser, Fluorwasserstoffsäure (HF) und Salpetersäure ( $\text{HNO}_3$ ) verwendet [Hau04]. Alternativ lässt sich eine Textur durch einen Ätzvorgang mit einem Plasma aus Schwefelhexafluorid ( $\text{SF}_6$ ) erreichen [Grö07]. Die Textur kann auch mechanisch mit Walzen durchgeführt werden [Ger00]. Dies hat sich aber auf Grund der starken mechanischen Beanspruchung der Wafer nicht bewährt.

#### 4.1.2 Herstellung des Emitters

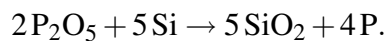
Für die Ladungstrennung innerhalb der Solarzelle ist ein p-n-Übergang notwendig. Somit muss auf den p-dotierten Wafern ein n-dotierter Emitter hergestellt werden. Diese

mit Phosphor stark n-dotierte Schicht wird meist durch eine Phosphordiffusion bei hoher Temperatur hergestellt. Verunreinigungen, die sich auf der Waferoberfläche und in der natürlichen SiO<sub>2</sub>-Schicht auf ihr befinden, können bei hohen Temperaturen in den Wafer diffundieren. Um diese Verunreinigung des Materials zu verhindern, werden die Wafer zuvor gereinigt. Diese Reinigung erfolgt nasschemisch in verdünnter Salzsäure (HCl), wobei Metalle gelöst werden. Anschließend wird die Oxidschicht in verdünnter Flußsäure abgetragen.

Direkt nach diesen Reinigungsschritten werden die Wafer im hochreinen Quarzglasrohr des Diffusionsofens platziert und durch eine externe Widerstandsheizung auf die gewünschte Diffusionstemperatur von 800 bis 1000 °C erhitzt. Als Phosphorquelle wird Phosphoroxychlorid (POCl<sub>3</sub>) verwendet, welches sich als Flüssigkeit in einem auf 20 °C temperierten Vorratsgefäß, dem Bubbler, befindet. Durch diesen Bubbler wird hochreiner Stickstoff (N<sub>2</sub>) geleitet, welcher dann zusammen mit dem im Gasstrom mitgetragenen Phosphoroxychlorid und weiterem Stickstoff und Sauerstoff (O<sub>2</sub>) in das Ofenrohr strömt. Dort bildet sich Phosphorpentoxid (P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>) in der Reaktion [Hau06]



Dieses wird an der Waferoberfläche zur Dotierquelle Phosphorsilikatglas reduziert [Hau06]



Der enthaltene Phosphor diffundiert bei der hohen Temperatur in den Wafer ein und bildet den n<sup>+</sup>-dotierten Bereich. Je länger die Diffusionszeit und je höher die Temperatur sind, desto tiefer wird der Emitter und umso höher wird die Dotierkonzentration an der Oberfläche, wodurch der Schichtwiderstand des Emitters sinkt. Um ein optimales Emitterprofil zu erreichen und die Dotierquelle aufzuoxidieren, wird am Ende des Hochtemperaturschritts kein Phosphoroxychlorid mehr zugeführt. Dadurch findet direkt (In situ) eine Oxidation statt.

Des Weiteren führt das Phosphor-Gettern zu einer Reinigung des Wafermaterials während der Diffusion. Interstitielle Phosphoratome verdrängen Siliziumatome von deren Gitterplätzen im Emitter durch den Kick-Out-Mechanismus [Mah99]. Diese nun interstitiellen Siliziumatome diffundieren durch den gesamten Wafer und verdrängen selbst wiederum substitutionelle Metallatome von deren Gitterplätzen. Die Löslichkeit dieser Fremdatome ist im Phosphorsilikatglas und im n<sup>+</sup>-dotierten Bereich höher als im p-dotierten Silizium. So sammeln sich die freigesetzten diffundierenden Fremdatome in der Phosphorsilikatglasschicht und dem Emitter, während sich ihre Konzentration in der Basis verringert [Sch90]. Im hoch dotierten Emitter schaden die Verunreinigungen weniger als in der Basis. Die Phosphorsilikatschicht ist als hochdotierte Glasschicht zur elektrischen Passivierung der Oberfläche ungeeignet. Sie wird daher nach der Diffusion zusammen mit den in ihr enthaltenen Verunreinigungen nasschemisch mit verdünnter Flußsäure abgetragen.

Alternativ ist auch eine sogenannte Inline Diffusion möglich. Bei dieser wird Phosphorsäure als Dotierquelle aufgesprüht und in einem Hochtemperaturschritt eingetrieben. Es bildet sich ebenfalls ein Phosphorsilikatglas, welches mit Flußsäure entfernt werden muss.

### 4.1.3 Herstellung der Antireflexionsschicht

Zur Verminderung der Reflexion wird zusätzlich zur Textur der Oberfläche auf diese eine Antireflexionsschicht aus Siliziumnitrid aufgebracht. Diese Schicht maximiert, wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, durch destruktive Interferenz des reflektierten Lichts die Transmission an der Grenzfläche Luft/Silizium. Mit einer Brechzahl von 1,9 bis 2,1 und einer Schichtdicke von ungefähr 75 nm erfüllt die Siliziumnitridschicht die Anforderungen aus Gleichung (2.13) und (2.14) zur Minimierung der Reflexion.

Wie in Abschnitt 2.4.3 beschrieben, passiviert die Siliziumnitridschicht auch die Oberfläche des Emitters. Dies geschieht zum Einen durch die Absättigung von freien Bindungen und somit die Verringerung der Grenzflächenzustandsdichte  $D_{it}$ . Zum Anderen verdrängen die ortsfesten positiven Ladungen  $Q_f$  des Siliziumnitrids die Löcher als Minoritätsladungsträger von der Emitteroberfläche.

Die Abscheidung der  $\text{SiN}_x\text{:H}$ -Schicht erfolgt durch direkt plasmaaktivierte chemische Gasphasenabscheidung bei einer Temperatur von 450 °C wie in Abschnitt 2.4.3 beschrieben. Die niedrige Temperatur bei diesem Verfahren erspart Kosten gegenüber anderen Verfahren und setzt die Wafer geringeren Temperaturen aus. Dadurch werden Degradationseffekte vermieden, die je nach verwendetem Siliziummaterial auftreten können. Der in der Siliziumnitridschicht enthaltene Wasserstoff wird beim Feuern der Kontakte freigesetzt und passiviert Defekte durch die Absättigung von freien Bindungen, wie in Abschnitt 2.4.2 beschrieben.

### 4.1.4 Herstellung des metallischen Kontakts

Zur Kontaktierung der Basis und des Emitters der Solarzelle wird ein Siebdruckverfahren verwendet. Hierbei wird metallische Paste mit einem Gummirakel durch das Sieb mit der entsprechenden Maskierung gedrückt und gelangt so auf den darunter positionierten Wafer. Das Sieb besteht aus einem metallischen Gewebe auf das eine Emulsionsbeschichtung als Maske aufgebracht ist. Da die Paste durch das Gewebe gedrückt wird, ist sowohl die maximale Höhe der gedruckten Schicht als auch die minimale Breite der Finger, die noch nicht zu einem zu hohen Serienwiderstand des Fingers führt, begrenzt.

Zuerst wird die Vorderseite der Solarzelle mit den Fingern und Busbars bedruckt. Hierzu wird eine silberhaltige Paste mit Glasfritte und organischen Lösungsmitteln verwendet. Nach dem Druck wird die Paste in einem Durchlaufgürtelofen bei 300 bis 400 °C getrocknet. Als Zweites wird die Rückseite der Solarzelle ganzflächig mit aluminiumhaltiger Paste mit organischen Lösungsmitteln, jedoch ohne Glasfritte, bedruckt und anschließend getrocknet. Solarzellen, die in Modulen verwendet werden, erhalten auf ihrer Rückseite noch Lötfelder aus Aluminium-Silber-Paste.

Nach dem Druck folgt das Feuern. In diesem Prozessschritt werden die Solarzellen in einem Gürtelofen wenige Sekunden lang auf eine Temperatur von bis zu 800 °C erhitzt. Während dieses kurzen Hochtemperaturschritts wird sowohl der Kontakt zwischen Metallisierung und Silizium hergestellt, als auch die Siliziumoberfläche passiviert:

- Auf der Vorderseite der Solarzelle schmilzt die glasfrittehaltige Paste und öffnet die Siliziumnitridschicht. Das Silber kontaktiert dadurch den Emitter. Im Bereich der Siliziumnitridschicht setzt diese Wasserstoff frei, welcher in den Wafer diffundiert

und Defekte passiviert indem er freie Bindungen absättigt. An den Kontakten ist dies nicht der Fall.

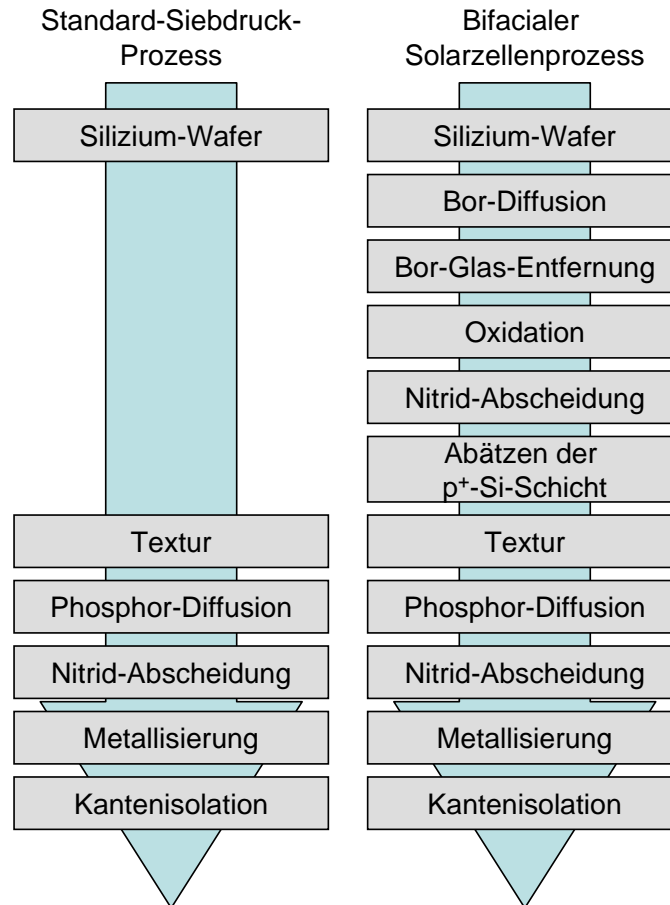
- Auf der Rückseite der Solarzelle schmilzt die Aluminiumpaste und bildet an der Wafer-Oberfläche ein Aluminium-Silizium-Eutektikum. Dadurch bildet sich während des Abkühlens eine mit Aluminium  $p^+$ -dotierte Siliziumschicht. Diese bildet den Rückseiten-Kontakt mit dem Aluminium und wirkt zusätzlich als Back Surface Field [Hus05b].

Das Siebdruckverfahren ist gut reproduzierbar und industriell etabliert. Nachteile sind jedoch der hohe Kontaktwiderstand, durch die nur punktuelle Kontaktierung, die relativ schlechte Passivierung durch die hochdotierte und 6 bis 10  $\mu\text{m}$  dicke  $p^+$ -Schicht und der hohe Serienwiderstand der Metallisierung. Bei zu hohen Feuertemperaturen können auf der Vorderseite der Zelle Kurzschlüsse (Shunts) entstehen und auf der Rückseite können sich Aluminiumblasen bilden, die die Kontaktierung erschweren. Dünne Wafer biegen sich aufgrund der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von Silizium und Aluminium nach dem Feuerschritt durch (Bow) [Hus05a]. Dies kann durch eine geeignete Pasten-Zusammensetzung zwar reduziert aber nicht völlig verhindert werden.

### 4.1.5 Isolation der Solarzellenkanten

Die Isolation der Kanten der Solarzelle ist bei dem beschriebenen Solarzellenprozess der letzte Prozessschritt und wird nach dem Feuern durchgeführt. Wenn die Kanten mit einem Plasmaätzer oder nasschemisch getrennt werden, erfolgt dies zwischen der Phosphor-Diffusion und dem Abätzen des Phosphorglases. Durch die Emitterdiffusion entsteht an allen Außenflächen des Wafers eine  $n$ -leitende Schicht. Diese stellt eine leitende Verbindung zwischen der Vorderseite und der Rückseite der Solarzelle her. Um diesen Kurzschluss (shunt) zu beheben, müssen die Vorder- und die Rückseite der Solarzelle isoliert werden. Hierzu stehen verschiedene Verfahren zur Verfügung:

- Der Emitter an der Kante der Solarzelle kann abgeschliffen werden.
- Der Emitter kann an der Kante der Solarzelle nasschemisch abgeätzt werden.
- Wie bei der Plasmatextur kann ein ionisiertes Gas dazu verwendet werden, den Emitter an der Kante der Solarzelle abzutragen. Dies geschieht in einem Plasmaätzer [Hau06].
- Der Rand der Solarzelle kann mit einer Säge abgeschnitten werden. Hierzu wird eine voll automatisierte Säge mit diamantbesetztem Blatt verwendet. Um die Säge selbst nicht durch Schnitte in den Metallsägetisch zu beschädigen, wird die Solarzelle nicht durchgeschnitten, sondern nur auf ihrer Vorderseite eingeschnitten. Wenn der Schnitt tiefer als die halbe Solarzellendicke ist, lässt sich der Rand der Solarzelle an der Schnittkante sauber abbrechen.
- Der Rand der Solarzelle muss nicht vollständig entfernt werden, um die Kante zu isolieren. Es reicht bereits den Emitter auf der Vorderseite der Solarzelle zu durchtrennen. Dies kann auch mit einem Laser durchgeführt werden.

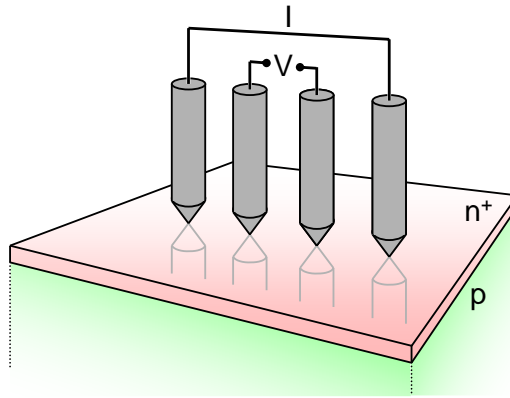


**Abbildung 4.1:** Solarzellen-Herstellungsprozesse: Links ist der Standard-Siebdruck-Prozess skizziert und rechts der Prozess zur Herstellung bifacialer Solarzellen.

## 4.2 Bifacialer Solarzellen-Prozess

Um eine bifaciale Solarzelle herzustellen, muss der Standardprozess zur Herstellung siebgedruckter kristalliner Silizium-Solarzellen aus Unterkapitel 4.1 um einige Prozessschritte erweitert werden. In Abbildung 4.1 werden diese beiden Prozesse skizziert. Die in dieser Arbeit hergestellten und in Abbildung 2.3 skizzierten Solarzellen wurden nach dem erweiterten und im Folgenden erläuterten Prozess hergestellt. In diesem bifacialen Solarzellenprozess wird zuerst die Rückseite der Zelle prozessiert. Sie wird zur Bildung eines BSF p<sup>+</sup>-dotiert und erhält zur Minimierung der Oberflächenzustandsdichte eine Siliziumdioxidschicht, auf welche eine Siliziumnitridschicht als Schutz- und Antireflexionsschicht aufgebracht wird. Die Vorderseite wird nach dem Abätzen der beidseitig vorhandenen SiO<sub>2</sub>- und p<sup>+</sup>-Si-Schicht gemäß dem Standardprozess hergestellt. Die Rückseiten-Metallisierung der Zelle erfolgt nicht vollflächig sondern lokal über ein sogenanntes Fingergrid, welches auch Busbars besitzt. Dadurch kann die Zelle von beiden Seiten Licht aufnehmen.

Beim Ausgangsmaterial handelt es sich wie beim Standardprozess um mit Bor p-dotierte Siliziumwafer. Zu Beginn des Prozesses werden die Wafer mit einem Nd:YVO<sub>4</sub>-Laser am Rand der späteren Rückseite nummeriert. Des Weiteren werden sie gewogen und so



**Abbildung 4.2:** Skizze der Vierpunktmessung: Über zwei Messspitzen wird ein bekannter Strom  $I$  durch den Wafer geleitet. Die im Wafer abfallende Spannung  $V$  wird hochohmig über zwei weitere Messspitzen zwischen den stromführenden Messspitzen gemessen. So werden Messfehler durch Spannungsabfälle in den stromführenden Zuleitungen vermieden.

bei der bekannten Fläche von  $148,58 \text{ cm}^2$  ihre mittlere Dicke bestimmt. Ihre Basisdotierung wird durch eine Vierpunktmessung (Four point probes method) ermittelt. Hierzu wird über zwei Messspitzen ein bekannter Strom durch den Wafer geleitet. Die im Wafer abfallende Spannung wird hochohmig über zwei weitere Messspitzen zwischen den stromführenden Messspitzen abgegriffen und mit einem Messgerät gemessen. Somit werden Messfehler durch Spannungsabfälle in den stromführenden Zuleitungen vermieden. Die Vierpunktmessung ist in Abbildung 4.2 skizziert.

### 4.2.1 Herstellung des Back Surface Fields

Als erster Prozessschritt wird das Back Surface Field hergestellt. Dies geschieht durch eine Bor-Diffusion zur  $p^+$ -Dotierung der Rückseite der Solarzelle. Für diesen Hochtemperaturschritt ist eine Reinigung der Wafer notwendig. Auch die geschädigte Oberfläche, welche durch das Sägen der Wafer während ihrer Herstellung entsteht, muss zuvor abgetragen werden.

Zum Abtrag der geschädigten Oberfläche wird erhitzte Natronlauge verwendet. Diese wässrige Lösung von Natriumhydroxid ( $\text{NaOH}$ ) ätzt, wie die in Abschnitt 4.1.1 beschriebene Kaliumhydroxidlösung, Silizium. Die Ätzrate ist für die unterschiedlich orientierten Gitterebenen gleich hoch. Daher ergibt sich nicht die in Kap 2.3.1 beschriebene Pyramidenstruktur, sondern nur eine plane Oberfläche. Anschließend werden die Wafer wie für die Emitterdiffusion in Abschnitt 4.1.2 mit verdünnter Salzsäure gereinigt und die Oxidschicht auf ihnen mit verdünnter Flußsäure entfernt.

In diesem bifacialen Solarzellenprozess werden drei lange Hochtemperaturschritte verwendet: Die Bor-Diffusion, die Oxidation (Abschnitt 4.2.2) und die Phosphor-Diffusion (Abschnitt 4.1.2). Während dieser Hochtemperaturschritte können auf der Oberfläche vorhandene Verunreinigungen in den Wafer diffundieren und so die Ladungsträgerlebensdauer als Störstellen vermindern. Auch der Wirkungsgrad der Solarzelle hängt bei rückseitiger Beleuchtung stark von der Passivierung der Rückseite ab, wie in Abschnitt 2.4.1 ge-

zeigt wird. Um eine Verschlechterung des Wirkungsgrades der Solarzelle aufgrund dieser Verunreinigungen zu vermeiden, muss die Oberfläche der Wafer vor den Prozessschritten zur Passivierung der Rückseite sehr rein sein. Um dies sicherzustellen, wird die Oberfläche der Wafer direkt vor der Diffusion in einer siedenden Lösung aus Schwefelsäure ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ) und Wasserstoffperoxid ( $\text{H}_2\text{O}_2$ ) (Peroxomonoschwefelsäure, umgangssprachlich Piranha-Lösung) aufoxidiert und dann in verdünnter Flusssäure abgetragen.

Die so gereinigten Wafer werden nun im Diffusionsboot, der verfahrenbaren Halterung der Wafer im Diffusionsofen, platziert und mit dem Boot in den Ofen gefahren. Der Ofen und auch die Diffusion selbst entsprechen weitgehend der Emitterdiffusion. Als Borquelle wird Bortribromid ( $\text{BBr}_3$ ) verwendet, welches bei Raumtemperatur flüssig ist. Dieses wird mit Stickstoff aus einem Bubbler in das Quarzglasrohr des Ofens gespült. Durch die Reaktion mit Sauerstoff bei der Diffusionstemperatur von 800 bis 1050 °C bildet sich auf den Wafern Bortrioxid ( $\text{B}_2\text{O}_3$ ). Das enthaltene Bor diffundiert in den Wafer und bildet so den  $p^+$ -dotierten Bereich. Je größer Diffusionszeit und Temperatur sind, desto größer werden Emittertiefe und Oberflächenkonzentration. Auch hier wird das optimale Dotierprofil und die Oxidation der Dotierquelle durch eine In-situ-Oxidation erreicht. Die Schichtwiderstände der hergestellten  $p^+$ -Schichten liegen bei 10 bis 82  $\Omega/\square$ , die Tiefen bei 0,4 bis 0,9  $\mu\text{m}$ . Die hochdotierte Borglasschicht ist zur Passivierung der Oberfläche ungeeignet und wird daher nach der Diffusion mit verdünnter Flusssäure abgetragen.

### 4.2.2 Herstellung der Siliziumdioxidschicht

Im zweiten Prozessschritt wird auf die Waferrückseite eine Siliziumdioxidschicht aufgewachsen. Die geschieht durch eine thermische Oxidation. Wie bei der zuvor ausgeführten und in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Bor-Dotierung ist bei diesem Hochtemperaturprozess die Sauberkeit der Wafer sehr wichtig. Andernfalls würden auf der Oberfläche befindliche Verunreinigungen während der Oxidation die Passivierung an diesen Stellen verhindern oder als Störstellen in den Wafer diffundieren. Daher wird die Oberfläche der Wafer unmittelbar vor der thermischen Oxidation, wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben, durch eine Piranha-Lösung gereinigt. Die Oxidation findet wie in Abschnitt 2.4.2 beschrieben bei einer Temperatur von 900 °C unter Zugabe von Sauerstoff und Trans-1,2-Dichlorethen als Prozessgas und Stickstoff als Schutzgas statt. Für die hergestellten Solarzellen wurden Oxidationen von unterschiedlicher Dauer ausgeführt, so dass sich Schichtdicken von 18 bis 54 nm ergaben.

Die aufgewachsene Siliziumdioxidschicht ist empfindlich gegenüber mechanischer Beanspruchung, so dass in ihr leicht Kratzer entstehen können. Durch diese Kratzer wird die Passivierung beeinträchtigt, da neue Störstellen entstehen, an denen Ladungsträger rekombinieren können. Um Wirkungsgradverluste durch diese Kratzer zu vermeiden, wird die Siliziumdioxidschicht im nächsten Prozessschritt durch eine Siliziumnitridschicht geschützt. Diese Siliziumnitridschicht ist mechanisch deutlich stärker beanspruchbar.

### 4.2.3 Herstellung der Antireflexionsschicht der Rückseite

Als dritter Prozessschritt wird auf die Rückseite der Wafer eine Siliziumnitridschicht aufgebracht. Diese schützt zum Einem als mechanische Schutzschicht die Siliziumdioxidschicht. Zum Anderen wirkt sie als Antireflexionsschicht nach dem in Abschnitt 2.3.1 be-

schriebenen Prinzip. Diese  $\text{SiN}_x\text{:H}$ -Schicht wird wie die  $\text{SiN}_x\text{:H}$ -Schicht des Standard-solarzellenprozesses durch direkt plasmaaktivierte chemische Gasphasenabscheidung hergestellt. Dieses Verfahren ist in Abschnitt 2.4.3 beschrieben. Die Abscheidetemperatur beträgt  $450\text{ }^\circ\text{C}$ .

Die Dicke der abgeschiedenen Schicht beträgt ungefähr  $100\text{ nm}$ . Dies ist für das Grenzflächensystem der Solarzellenrückseite mit den Schichten Luft ( $n = 1,0$ ),  $\text{SiN}_x$  ( $n = 1,9$  bis  $2,1$ ),  $\text{SiO}_2$  ( $n = 1,46$  [Pa185]) und Silizium ( $n = 4,0$ ) zu diesem Zeitpunkt noch zu dick. Die Wafer werden jedoch noch zum Entfernen des thermischen Oxides der Vorderseite und des Phosphorglases nach der Emitterdiffusion in verdünnter Flusssäure geätzt. Die Ätzrate von  $\text{a-Si}_3\text{N}_4$  in siebenprozentiger gepufferter Flusssäure liegt bei  $0,5$  bis  $1\text{ nm pro Minute}$  [Abe99]. Somit wird die optimale Schichtdicke am Ende des Solarzellenprozesses erreicht. Die Brechzahlen der Schichtfolge entsprechen jedoch nicht der Bedingung zur vollständigen Aufhebung der Reflexion aus Gleichung (2.14). Daher ist die Reflexion der Rückseite der Solarzelle größer als die der Vorderseite.

### 4.2.4 Weitere Prozessschritte

Die Rückseite der Solarzelle ist nun, bis auf die Metallisierung, prozessiert. Um die Vorderseite der Solarzelle wie im Standardprozess herzustellen, müssen jedoch noch die thermische Siliziumdioxidschicht und die  $\text{p}^+$ -dotierte Siliziumschicht von der Vorderseite der Wafer abgetragen werden. Diese Schichten befinden sich auf den Wafern, da die Wafer im Ofen frei im Boot stehen, so dass sowohl die Vorder- als auch die Rückseite der Wafer diffundiert und oxidiert werden. Die Oxidschicht wird nasschemisch mit Flusssäure abgenommen. Hierbei liegt die Ätzrate von  $\text{SiO}_2$  in  $7\%$ iger gepufferter Flusssäure bei ungefähr  $100\text{ nm pro Minute}$  [Abe99]. Um die  $\text{p}^+$ -dotierte Siliziumschicht zu entfernen, wird erhitzte Natronlauge verwendet, wie bereits zum Abätzen des Sägeschadens. Die Wafer sind jetzt auf der Rückseite durch die Siliziumnitridschicht als Ätz- und Diffusionsbarriere geschützt. Die Vorderseite der Wafer entspricht der von gerade hergestellten und in Natronlauge geätzten Wafern und wird nun entsprechend dem Standardprozess für monokristalline Solarzellen prozessiert. Dazu werden die folgenden bereits in Abschnitt 4.1 beschriebenen Prozessschritte verwendet, welche hier nur kurz zusammengefasst werden sollen.

### Herstellung der Textur

Zur Herstellung der Textur wird eine Lösung aus deionisiertem Wasser, Kaliumhydroxid und 2-Propanol verwendet. Es ergibt sich die Pyramiden-Struktur. Bei diesem Verfahren wird eine gute Textur durch die Anwesenheit von Reaktionsprodukten begünstigt. Daher ist es schwierig, im Labormaßstab die gleiche Textur auf allen Wafern zu reproduzieren, da jeweils nur 20 Wafer gleichzeitig in einem Becherglas texturiert werden können. Daher können im Labormaßstab auch gleich hergestellte Solarzellen auf Grund unterschiedlich starker Reflexion bei gleicher Beleuchtung unterschiedliche Kurzschlussströme erzeugen. In einer industriellen Fertigung fällt es leichter, die Bedingungen konstant zu halten und gleiche Texturen zu erzielen.

### Herstellung des Emitters

Der Emitter wird durch eine Phosphordiffusion hergestellt. Zuvor werden die Wafer in verdünnter Salz- und Flusssäure gereinigt. Als Phosphorquelle wird Phosphoroxychlorid verwendet, welches durch Zugabe von Sauerstoff während der Diffusion mit der Silizium-Oberfläche der Wafer Phosphorsilikatglas bildet. Phosphor diffundiert aus dieser Diffusionsquelle in den Wafer und bildet den Emitter. Der Schichtwiderstand des hergestellten Emitters liegt bei  $50 \Omega/\square$ , seine Tiefe beträgt ungefähr  $0,3 \mu\text{m}$ . Gleichzeitig wird der Wafer durch das Phosphor-Gettern gereinigt. Nach der Diffusion wird das Phosphorglas mit den Verunreinigungen in verdünnter Flusssäure abgetragen.

Während der Emitterdiffusion diffundiert der Wasserstoff aus der  $\text{SiN}_x\text{:H}$ -Schicht der Solarzellen-Rückseite aus. Er steht dadurch im Feuerschritt nicht mehr zur Passivierung von offenen Bindungen zur Verfügung.

### Herstellung der Antireflexionsschicht der Vorderseite

Zur Oberflächenpassivierung und als Antireflexionsschicht der Vorderseite der Solarzelle wird wie im Standardprozess  $\text{SiN}_x\text{:H}$  verwendet. Diese Siliziumnitridschicht wird mit Hilfe des PECVD-Verfahrens abgeschieden, so dass sich eine Schichtdicke von ungefähr 75 nm ergibt.

### 4.2.5 Herstellung des metallischen Kontakts

Die Metallisierung wird für die Vorder- und Rückseite der Solarzelle als Siebdruck ausgeführt. Hierbei werden zuerst die Finger und Busbars der Vorderseite wie im Standardprozess mit silberhaltiger Paste gedruckt. Anschließend wird die Metallisierung der Vorderseite getrocknet. Auch auf die Rückseite der Solarzelle wird ein Fingergrid jedoch mit silber- und aluminiumhaltiger Paste gedruckt. Diese Paste beinhaltet Aluminium zur Kontaktierung und Herstellung eines lokalen BSF am Kontaktbereich und Silber zur besseren Leitfähigkeit. Zusätzlich enthält sie auch organische Lösungsmittel und Glasfritte, um die Siliziumnitridschicht beim Feuern zu durchdringen. Nach dem Druck der Rückseitenmetallisierung wird auch diese getrocknet.

Die Metallisierungen der Vorder- und der Rückseite sind gleich orientiert. Ihre Finger liegen jedoch nicht genau übereinander, sondern sind jeweils um einen halben Fingerabstand zueinander versetzt. Die Busbars dagegen liegen nahezu übereinander und verjüngen sich zum Rand der Zelle hin. Für Zellen mit hohem Wirkungsgrad ist es am besten, wenn die Finger und Busbars genau übereinander liegen, da so möglichst wenig Zellfläche beeinflusst wird. Bei den hergestellten Zellen wurde der Versatz gewählt, um die beiden Metallisierungen in der Charakterisierung unterscheiden zu können.

Das Feuern der bifacialen Solarzellen erfolgt wie beim Standardprozess im Gürtelofen, wobei die Zellen für wenige Sekunden Temperaturen von bis zu  $800 \text{ }^\circ\text{C}$  erreichen. In diesem kurzen Hochtemperaturschritt wird der Kontakt zwischen Metallisierung und Silizium hergestellt und die Siliziumoberfläche passiviert. Im Fall der bifacialen Solarzelle schmilzt sich die glasfrittehaltige Paste jeweils durch die Siliziumnitridschicht und kontaktiert den  $\text{n}^+$ -dotierten Emitter auf der Vorderseite und die  $\text{p}^+$ -dotierte Siliziumschicht auf der Rückseite der Solarzelle. Hierbei ist entscheidend, dass beide Pasten die Nitrid-

schicht öffnen, jedoch nicht zu weit ins Silizium eindringen. Auf der Vorderseite kommt es sonst zu Kurzschlüssen, wenn die Metallisierung sowohl den Emitter als auch die darunter liegende p-dotierte Basis kontaktiert. Auf der Rückseite wird die Passivierung der Oberfläche durch das Bor-BSF an den Kontakten verhindert, wenn die Finger zu tief eindringen, so dass es dort zu erhöhter Rekombination kommt. Ein nicht oder nur teilweise vorhandener Kontakt der Metallisierung mit dem Silizium führt zu erhöhten Serienwiderständen. All diese Effekte reduzieren den Wirkungsgrad der Solarzelle. Die Abstimmung der beiden Pasten aufeinander und die Abstimmung des Temperaturprofils des Feuerofens auf diese ist somit entscheidend.

Während des Feuerns wird auch der in der  $\text{SiN}_x\text{:H}$ -Schicht der Solarzellen-Vorderseite enthaltene Wasserstoff freigesetzt. Dieser passiviert Defekte an der Si- $\text{SiN}_x$ -Grenzfläche der Vorderseite. An der Rückseite wird der Kontakt zwischen Aluminium-Silber-Paste und Silizium durch das sich bildende Aluminium-Silizium-Eutektikum unterstützt. Hierbei entsteht auch ein lokales Back Surface Field an den Kontaktstellen von Aluminium und Silizium, welches durch die Aluminiumdotierung der rekristallisierenden Siliziumschicht entsteht. An reinen Silber-Kontaktstellen entsteht dieses BSF nicht.

### 4.2.6 Isolation der Solarzellenkanten

Als letzter Prozessschritt folgt die Isolation der Kanten der Solarzelle. Auch bei der bifacialen Solarzelle kontaktiert der Emitter an der Kante die  $p^+$ -dotierte Rückseite der Solarzelle. Daher ist auch hier die Trennung dieses Kurzschlusses notwendig.

Für den ersten Teil der in dieser Arbeit hergestellten Solarzellen wurde der Rand der Zellen mit einer Säge eingeschnitten und dann an dieser Sollbruchstelle abgebrochen. Die so geschnittene und gebrochene Kante beeinträchtigt die Leistung der Solarzelle von den in Abschnitt 4.1.5 vorgestellten Verfahren am wenigsten. Nachteile sind jedoch die lange Bearbeitungszeit durch die Säge, der Verlust an Zellfläche und die Gefahr des Bruchs dünner Solarzellen.

Beim zweiten Teil der hergestellten Solarzellen wurde der Emitter auf der Vorderseite der Zellen mit einem diodengepumpten Nd:YAG-Laser durchtrennt. Der Parallelwiderstand der Solarzelle ist bei diesem Verfahren niedriger als der einer gesägten Solarzelle. Um die Auswirkungen der beiden unterschiedlichen Kantenisolationmethoden auf die Zellparameter zu beobachten wurde ein Vergleichstest durchgeführt. Dieser ist in Abschnitt 5.5.1 beschrieben.

## 5 Ergebnisse

Das Ziel dieser Arbeit war die Verbesserung der Rückseitenpassivierung von siebgedruckten bifacialen Solarzellen. Hierzu wurde die Qualität der Rückseiten-Passivierungsschicht dieser Solarzellen in Abhängigkeit ihrer wesentlichen Eigenschaften charakterisiert. Weiter wurden verschiedene Rückseiten-Passivierungen bei der Herstellung von bifacialen Solarzellen realisiert und die hergestellten Solarzellen im Hinblick auf ihre Rückseitenpassivierung charakterisiert.

Im einzelnen wurden die folgenden Arbeiten und Experimente durchgeführt: Es wurden unterschiedliche n-dotierte Silizium-Proben mit einer Passivierung durch einen p<sup>+</sup>-dotierten Emitter, eine Siliziumdioxid-Schicht und eine Siliziumnitrid-Schicht hergestellt. Die Emittersättigungsströme, die Schichtwiderstände und die Dotierprofile dieser Proben wurden gemessen. Weiter wurden die Dicken von Siliziumdioxidschichten auf unterschiedlich stark p<sup>+</sup>-dotierten Silizium-Proben gemessen.

Es wurden siebgedruckte bifaciale Silizium-Solarzellen mit unterschiedlicher Rückseiten-Passivierung aus einer p<sup>+</sup>-dotierten Silizium-Schicht, einer Siliziumdioxid- und einer Siliziumnitrid-Schicht hergestellt. Die Strom-Spannungs-Charakteristiken und spektralen Quantenausbeuten dieser Solarzellen wurden gemessen und so die effektiven Ladungsträgerdiffusionslängen der Solarzellen bestimmt. Weiter wurde die Elektrolumineszenz dieser Solarzellen gemessen.

### 5.1 Bestimmung der Oxiddicken (Ellipsometrie)

Die Rückseitenoberfläche der in Unterkapitel 5.4 und 5.7 untersuchten Solarzellen und die Oberflächen der in Unterkapitel 5.2 und 5.3 untersuchten Siliziumproben werden durch eine Siliziumdioxidschicht passiviert. Die Dicke dieser thermisch gewachsenen SiO<sub>2</sub>-Schicht beeinflusst die Qualität der Oberflächenpassivierung. Sie ist abhängig von der verwendeten Temperatur und Dauer des Oxidationsschritts. Auch die Dotierkonzentration der Siliziumoberfläche hat einen Einfluss auf die Dicke der hergestellten Oxidschicht. Um die durch unterschiedliche Oxidationsschritte entstandenen Schichten vergleichen zu können, werden ihre Dicken bestimmt. Hierzu wurden auf Siliziumwafern unterschiedlicher Oberflächendotierung SiO<sub>2</sub>-Schichten mit verschiedener Dicke hergestellt. Die dazu verwendeten Oxidationsschritte wiesen unterschiedliche Oxidationsdauern und Temperaturen auf. Mit Hilfe der in diesem Unterkapitel bestimmten Schichtdicken werden auch die Dicken der SiO<sub>2</sub>-Schichten auf den Rückseiten der hergestellten Solarzellen in Abschnitt 5.4 berechnet.

Zur Bestimmung der Schichtdicke wurde ein spektroskopisches Ellipsometer verwendet. Dieses misst die Änderung des Polarisationszustandes von eingestrahlttem monochromatischem Licht bei der Reflexion an dem Grenzflächensystem Luft/SiO<sub>2</sub>/Si der jeweiligen Probe. Die Änderung des Polarisationszustandes wurde für 101 verschiedene Wellenlängen mit einem Abstand von 5 nm im Bereich von 300 nm bis 800 nm gemessen. Die

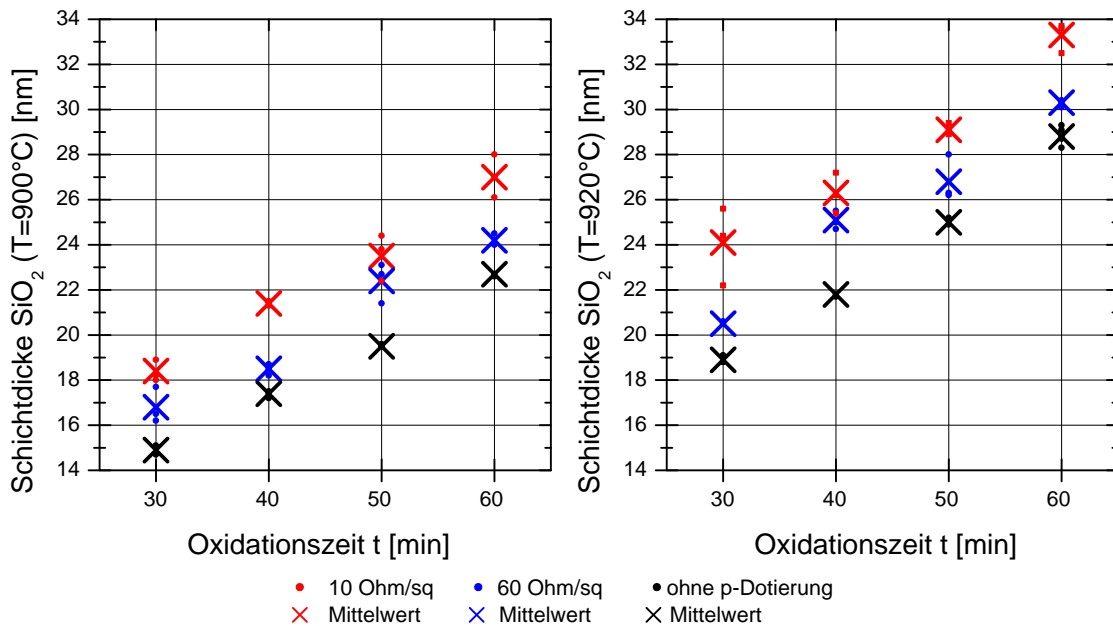
Oxidations- zeit $t$ [min]	SiO <sub>2</sub> -Schichtdicke $d$ der verschiedenen Probengruppen [nm]					
	ohne p <sup>+</sup> -Dotierung		60 Ω/□ p <sup>+</sup> -Dotierung		10 Ω/□ p <sup>+</sup> -Dotierung	
	900 °C	920 °C	900 °C	920 °C	900 °C	920 °C
30	14,9	18,9	16,8	20,5	18,4	24,1
40	17,4	21,8	18,5	25,1	21,4	26,3
50	19,5	25,0	22,4	26,8	23,5	29,1
60	22,7	28,8	24,2	30,3	27,0	33,3

**Tabelle 5.1:** Siliziumdioxiddicken der p<sup>+</sup>-dotierten Silizium-Proben.

Schichtdicke wurde aus diesen experimentell ermittelten Daten mit Hilfe einer Modellanalyse berechnet. Hierbei wurde ein Modell, bestehend aus den drei Medien Luft, Siliziumdioxid, und Silizium, verwendet. Für jede Wellenlänge wird die Dicke der Schicht berechnet. Als Schichtdicke der Probe wird der Mittelwert dieser Werte benutzt.

Zur Herstellung der Siliziumproben mit SiO<sub>2</sub>-Schichten wurden zehn runde einseitig polierte (100)-orientierte Czochralski-Silizium-Wafer mit einem Durchmesser von 150 mm und einer Dicke von 460 bis 500 µm verwendet. Die Wafer besaßen eine n-Dotierung mit Phosphor, die einem Widerstand von 1,9 Ωcm entsprach. Sie wurden jeweils in neun quadratische Proben mit Kantenlängen von 50 mm, zum Teil mit abgerundeten Ecken, geschnitten. Anschließend wurden die Proben nummeriert. Zur Herstellung eines p<sup>+</sup>-dotierten Emitters an den Oberflächen der Proben wurde eine der zwei verwendeten Bor-Diffusionen, wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, durchgeführt. Die Schichtwiderstände dieser p<sup>+</sup>-dotierten Schichten liegen bei 10 und 60 Ω/□. Ein Teil der Zellen wurde nicht mit Bor dotiert. Die SiO<sub>2</sub>-Schicht wurde durch eine thermische Oxidation, wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, hergestellt. Hierbei wurden verschiedene Oxidationstemperaturen von 900 und 920 °C verwendet. Die Dauer  $t$  der verschiedenen Oxidationsschritte betrug 30, 40, 50 oder 60 min. Insgesamt wurden so 24 verschiedene Probengruppen mit jeweils mindestens drei gleich prozessierten Proben hergestellt. Anschließend wurden die Dicken der SiO<sub>2</sub>-Schichten auf den verschiedenen Proben mit dem Ellipsometer bestimmt. Für jede Gruppe wurde der Mittelwert der Schichtdicke  $d$  aus den Schichtdicken der einzelnen Proben berechnet. Die Mittelwerte der verschiedenen Gruppen sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

In Abbildung 5.1 sind die gemessenen Schichtdicken  $d$  der einzelnen Wafer und die Mittelwerte über der Oxidationsdauer  $t$  aufgetragen. Im linken Diagramm sind die Werte für die drei unterschiedlich hohen Dotierungen bei einer Oxidationstemperatur von 900 °C eingezeichnet. Im rechten Diagramm sind die Werte der drei Dotierungen für eine Temperatur von 920 °C eingezeichnet. Um die einzelnen Proben unterscheiden zu können, werden verschiedene Farben verwendet. Die Schichtdicken der Proben ohne p-Dotierung entsprechen schwarzen Punkten in den Diagrammen. Rot steht für die Messwerte der 60 Ω/□ p<sup>+</sup>-dotierten Proben und blau für 10 Ω/□. Die Mittelwerte der Probengruppen sind als Kreuze in der jeweilige Farbe eingezeichnet. Um die Schichtdicken der unterschiedlichen Probengruppen zu vergleichen, werden die in Tabelle 5.1 aufgeführten Mittelwerte verwendet. Aus dem Vergleich der Schichtdicken ergeben sich die folgenden Feststellungen:



**Abbildung 5.1:** Oxiddicken der p<sup>+</sup>-dotierten Silizium-Proben: Links sind die Dicken der SiO<sub>2</sub>-Schichten, die bei einer Oxidationstemperatur von 900°C hergestellt wurden über der Oxidationszeit aufgetragen, rechts die Dicken für eine Temperatur von 920°C.

- Bei der Temperatur von 920 °C ergibt sich eine höhere SiO<sub>2</sub>-Schichtdicke als bei der Temperatur von 900 °C. Dies gilt für alle verwendeten Dotierungen und Oxidationsdauern und entspricht den in Abschnitt 2.4.2 beschriebenen Eigenschaften des thermischen Oxidationsprozesses. Die bei 920 °C gewachsenen Schichten sind im Mittel gegenüber den bei 900 °C gewachsenen Schichten um den Faktor 1,26 dicker.
- Je höher die Bor-Dotierung der oxidierten Siliziumoberfläche ist, desto dicker ist die aufgewachsene SiO<sub>2</sub>-Schicht. Dieses Verhalten gilt für alle verwendeten Oxidationsdauern und Temperaturen. In [Mah99] sind die ihm zu Grunde liegenden Mechanismen beschrieben. Für die bei einer Temperatur von 900 °C entstandenen SiO<sub>2</sub>-Schichten ergeben sich aus den Werten der verschiedenen Oxidationsdauern die folgenden mittleren Verhältnisse der Schichtdicke:  $d_{10\Omega/\square}/d_{60\Omega/\square} = 1,10$ ,  $d_{60\Omega/\square}/d_{n\text{-Dot.}} = 1,10$  und  $d_{10\Omega/\square}/d_{n\text{-Dot.}} = 1,21$ .
- Je länger die Oxidation andauert, desto dickere SiO<sub>2</sub>-Schichten ergeben sich. Die durchschnittlichen Wachstumsraten der Schichten nehmen mit zunehmender Oxidationsdauer ab. Dies gilt für alle verwendeten Dotierungen, Oxidationsdauern und beide Temperaturen. Dieses Verhalten entspricht der in Abschnitt 2.4.2 beschriebenen  $\sqrt{t}$ -Abhängigkeit der Schichtdicke  $d$  von der Oxidationszeit  $t$ .
- Die Dicken der bei 900 °C auf den nicht Bor-dotierten Siliziumproben hergestellten Schichten liegen leicht über den in [Dea65] und [Ire86] für trockene Oxidationen auf (100)-orientierten Siliziumoberflächen veröffentlichten Schichtdicken. Die

SiO<sub>2</sub>-Schichten wurden jedoch auf mit Phosphor dotierten Proben hergestellt und während der Oxidation wurde Trans-1,2-Dichlorethen zugegeben. Daher entsprechen die ermittelten höheren Schichtdicken den Erwartungen.

Auch ohne thermische Oxidation entsteht auf Silizium durch den Sauerstoff der Umgebungsluft eine dünne Oxidschicht von weniger als 2 nm Dicke [Abe99]. Auf zwei Proben wurde die Dicke dieser Schicht gemessen. Die ermittelte Schichtdicke lag für eine p<sup>+</sup>-Dotierung von 10 Ω/□ bei 1,2 nm und ohne p-Dotierung bei 1,5 nm und entspricht somit dem in [Abe99] angegebenen Wert.

## 5.2 Bestimmung der Emittersättigungsströme (QSSPC)

Die hergestellten bifacialen Solarzellen besitzen ein Back Surface Field und eine Siliziumdioxid-Schicht zur Passivierung der Rückseitenoberfläche. Das BSF wird durch eine p<sup>+</sup>-dotierte Schicht realisiert, welche mit Hilfe einer Bor-Diffusion hergestellt wird. Die SiO<sub>2</sub>-Schicht wird durch eine thermische Oxidation hergestellt. Um die Passivierungsqualität durch diese Schichten zu bestimmen, wurde auf n-dotierten Proben die positive Bor-Dotierung als Emitter verwendet und der Emittersättigungsstrom gemessen. Der Emittersättigungsstrom ist proportional zur Rate der im Emitter und an der Oberfläche rekombinierenden Ladungsträger. Dies ergibt sich aus Gleichung (3.13). Daher ist er gut geeignet, um die Qualität der Passivierung zu ermitteln. Die zur Bestimmung des Emittersättigungsstromes verwendete Messung der Photoleitfähigkeit im quasistationären Zustand (QSSPC) wird in Unterkapitel 3.4 beschrieben.

Um den Einfluss der Dotierkonzentration der p<sup>+</sup>-Schicht zu bestimmen, wurden Proben mit unterschiedlich hoher Dotierkonzentration hergestellt und gemessen. Weiter wurden die Emittersättigungsströme sowohl nach der Diffusion zur Herstellung des Emitters als auch nach den weiteren, im bifacialen Solarzellenherstellungsprozess aus Unterkapitel 4.2 folgenden und die Passivierungsqualität beeinflussenden Prozessschritten gemessen. Somit konnte die Passivierung durch unterschiedliche Dotierkonzentrationen und der Einfluss der weiteren Prozessschritte auf die Passivierungsqualität bestimmt werden.

Die Messung der Emittersättigungsströme und der Dotierprofile, die im Unterkapitel 5.3 besprochen werden, wird auf den selben Proben durchgeführt. Zur Herstellung dieser Proben wurden acht runde beidseitig glanzgeätzte im Zonenschmelzverfahren (Float-Zone-Verfahren, FZ) hergestellte (100)-orientierte Siliziumwafer verwendet. Der Durchmesser der Wafer betrug 100 mm und ihre Dicke 550 μm. Die Wafer besaßen eine n-Dotierung mit Phosphor, die einem Widerstand von 0,85 bis 1,15 Ωcm entsprach. Sie wurden jeweils in vier gleiche Proben mit Kantenlängen von 50 mm und einer abgerundeten Ecke geschnitten und anschließend nummeriert.

Zur Herstellung eines p<sup>+</sup>-dotierten Emitters an den Oberflächen der Proben wurde eine der drei verwendeten Bor-Diffusionen, wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, durchgeführt. Die mit der in Unterkapitel 4.2 beschriebenen Vierpunktmessung ermittelten Schichtwiderstände der p<sup>+</sup>-dotierten Schichten lagen auf den Proben direkt nach der Diffusion im Mittel bei 34,9, 55,7 und 75,8 Ω/□. Auf Proben in der Größe der Solarzellen von 125 mm auf 125 mm führten die gleichen Diffusionen zu Schichtwiderständen von 34, 60 und

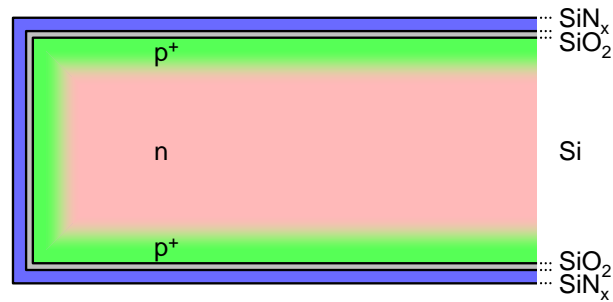
82  $\Omega/\square$ . Die Gruppen sind jeweils nach diesem Schichtwiderstand benannt. Der Schichtwiderstand der Proben ändert sich durch die weiteren Prozessschritte bei hohen Temperaturen, vor allem durch die Oxidation. Die Mittelwerte der Schichtwiderstände, die sich für die verschiedenen Probengruppen nach den einzelnen Prozessschritten ergeben, sind in Tabelle 5.3 aufgeführt und in Abbildung 5.4 eingezeichnet. Nach der Emittendiffusion wurden jeweils zwei Proben aus jeder der drei Diffusionen zur Messung der Emittersättigungsströme und der Dotierprofile nach dem Diffusionsschritt verwendet.

Auf den weiteren Proben wurde eine  $\text{SiO}_2$ -Schicht, wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, durch eine thermische Oxidation hergestellt. Die Temperatur der Oxidation betrug 900 °C, ihre Dauer 60 min. Die Dicke der entstandenen Oxidschicht wurde durch eine Interpolation der in Tabelle 5.1 aufgeführten  $\text{SiO}_2$ -Schichtdicken ermittelt. Hierzu wurde angenommen, dass die Oxidationsrate auf Float-Zone-Silizium der auf Czochralski-Silizium gleicher Orientierung und Oberflächenbeschaffenheit entspricht. Weiter wurde angenommen, dass die Schichtdicken von 34,9 und 75,8  $\Omega/\square$   $\text{p}^+$ -dotiertem Silizium gerade den Mittelwerten der Schichtdicken von 10 und 60  $\Omega/\square$   $\text{p}^+$ -dotiertem Silizium und 60  $\Omega/\square$  und nicht  $\text{p}$ -dotiertem Silizium entsprechen. Für die Schichtdicke der 55,7  $\Omega/\square$   $\text{p}^+$ -dotierten Proben wurde die  $\text{SiO}_2$ -Schichtdicke der 60  $\Omega/\square$   $\text{p}^+$ -dotierten Proben angenommen. Die interpolierten Schichtdicken betragen 26 nm für die Proben mit einer  $\text{p}^+$ -Dotierung von 34,9  $\Omega/\square$ , 24 nm für die Proben mit einer Dotierung von 55,7  $\Omega/\square$  und 23 nm für jene mit 75,8  $\Omega/\square$  Dotierung. Nach der Oxidation wurden jeweils zwei Proben aus jeder der drei Diffusionen zur Messung der Emittersättigungsströme und der Dotierprofile nach dem Oxidationsschritt verwendet.

Die weiteren Proben wurden, wie in den Abschnitten 2.4.3 und 4.2.3 beschrieben, mit Siliziumnitrid auf ihrer Vorder- und Rückseite beschichtet. Hierzu wurden zwei gleiche Prozessschritte verwendet: Auf den beiden Seiten der Proben wurden nacheinander durch direkt plasmaaktivierte chemische Gasphasenabscheidung bei einer Temperatur von 450 °C  $\text{SiN}_x$ -H-Schichten von 100 nm Dicke hergestellt. Nach der Nitridabscheidung wurden wieder jeweils zwei Proben aus jeder der drei Diffusionen zur Messung der Emittersättigungsströme und der Dotierprofile verwendet.

Die verbleibenden Proben wurden einem Hochtemperaturschritt mit dem Temperatur-Zeit-Profil der in den Abschnitten 4.1.2 und 4.2.4 beschriebenen und für die hergestellten Solarzellen verwendeten Phosphor-Diffusion ausgesetzt. Da die Siliziumdioxid- und Siliziumnitrid-Schichten der Proben als Diffusionsbarriere wirken, entspricht dieser Hochtemperaturschritt der Phosphordiffusion der hergestellten und in Unterkapitel 5.4 beschriebenen Solarzellen. Insgesamt wurden somit zwölf Gruppen von Proben hergestellt, auf welchen die Emittersättigungsströme und Dotierprofile gemessen wurden. In Abbildung 5.2 ist eine der Proben mit  $\text{p}^+$ -Si-,  $\text{SiO}_2$ - und  $\text{SiN}_x$ -Schicht skizziert. Im Folgenden werden die für die einzelnen Probengruppen ermittelten Emittersättigungsströme besprochen. Die Dotierprofile werden in Unterkapitel 5.3 diskutiert.

Für die einzelnen Proben wurde jeweils die Photoleitfähigkeit bei Beleuchtung von der Vorderseite und von der identisch prozessierten Rückseite gemessen. Mit Hilfe der bekannten Photogeneration der Ladungsträger und den Gleichungen 3.12 und 3.18 wurden so die Emittersättigungsströme bestimmt. In Tabelle 5.2 sind die Mittelwerte für die verschiedenen Probengruppen aufgeführt. Die Werte sind über die einzelnen Proben und die beiden Seiten gemittelt. Als optische Konstante zur Bestimmung der Generationsrate



**Abbildung 5.2:** Skizze einer der Proben, die zur Messung der Emittersättigungsströme, der Schichtwiderstände und der Dotierprofile verwendet wurden.

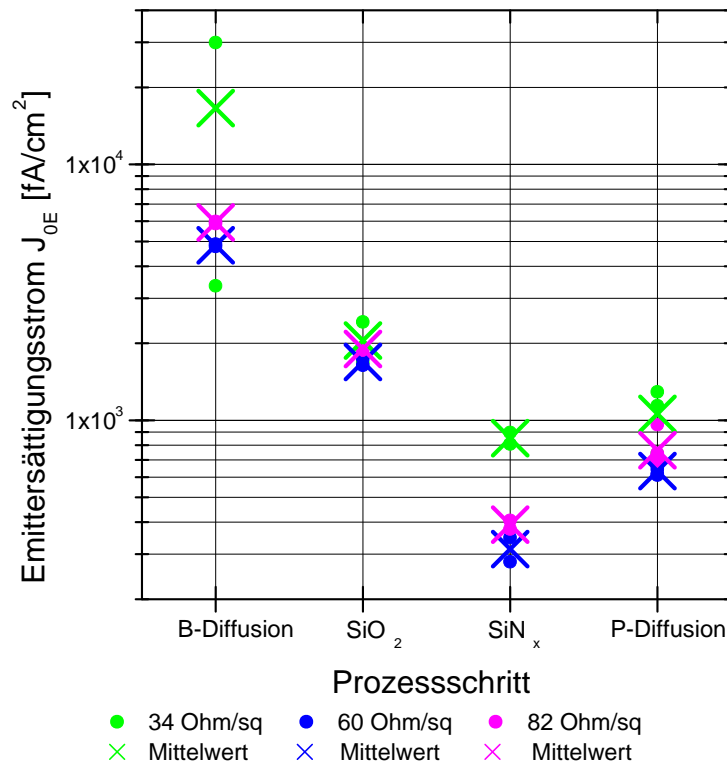
nach Prozessschritt	Emittersättigungsströme $J_{0E}$ der verschiedenen Probengruppen [ $\text{fA}/\text{cm}^2$ ]		
	34 $\Omega/\square$	60 $\Omega/\square$	82 $\Omega/\square$
B-Diffusion	16 600	4 830	5 930
SiO <sub>2</sub>	2 050	1 690	1 900
SiN <sub>x</sub>	852	314	391
P-Diffusion	1 060	634	764

**Tabelle 5.2:** Mittelwerte der Emittersättigungsströme der verschiedenen Probengruppen.

wurde für die nicht mit Siliziumnitrid beschichteten Proben der Faktor 0,77 und für die beschichteten Proben der Faktor 1,08 verwendet.

In Abbildung 5.3 sind die Werte der Emittersättigungsströme über dem letzten Prozessschritt vor der Messung der jeweiligen Probe aufgetragen. Um die einzelnen Probengruppen unterscheiden zu können, werden verschiedene Farben verwendet. Die Werte der Proben mit 34  $\Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung entsprechen grünen Punkten, die der Proben mit 60  $\Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung entsprechen blauen Punkten und Magenta steht für die Werte der 82  $\Omega/\square$  p<sup>+</sup>-dotierten Proben. Die Mittelwerte der gleichen Proben sind als Kreuze in der jeweiligen Farbe eingezeichnet. Zum Vergleich der unterschiedlichen Gruppen werden die Mittelwerte verwendet, welche auch in Tabelle 5.2 aufgeführt sind. Der Vergleich der Emittersättigungsströme führt zu folgenden Feststellungen:

- Die mittleren Emittersättigungsströme der 60  $\Omega/\square$  p<sup>+</sup>-dotierten Proben sind nach jedem Prozessschritt am geringsten. Die 34  $\Omega/\square$  p<sup>+</sup>-dotierten Proben haben jeweils die größten Emittersättigungsströme. Die mittleren Ströme der Proben mit 82  $\Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung liegen jeweils zwischen denen der beiden anderen Gruppen. Hieraus lässt sich schließen, dass die 60  $\Omega/\square$ -dotierte p<sup>+</sup>-Schicht zusammen mit der 24 nm dicken SiO<sub>2</sub>-Schicht und der 100 nm dicken SiN<sub>x</sub>-Schicht die Oberfläche der n-dotierten Siliziumproben mit einem Widerstand von ungefähr 1  $\Omega\text{cm}$  am besten passiviert.
- Für alle Proben nehmen die Emittersättigungsströme durch die Oxidation und die Siliziumnitrid-Abscheidung ab. Nach der Phosphor-Diffusion liegen die Ströme zwischen den Werten, die nach der Oxidation und der Nitrid-Abscheidung gemessen wurden. Dies entspricht den Erwartungen.



**Abbildung 5.3:** Emittersättigungsströme der verschiedenen Probenruppen. Die Emittersättigungsströme der einzelnen Proben sind über dem letzten Prozessschritt vor ihrer Messung aufgetragen. Die relativen Standardabweichungen liegen bei maximal 15 % für 60 und 82  $\Omega/\square$ , für 34  $\Omega/\square$  liegen sie durch den großen Unterschied der Messwerte nach der Bor-Diffusion bei bis zu 113 %. Grün steht jeweils für 34  $\Omega/\square$  p<sup>+</sup>-dotierte Proben, Blau für 60  $\Omega/\square$ -dotierte Proben und Magenta für 82  $\Omega/\square$ -dotierte.

Durch die SiO<sub>2</sub>-Schicht wird die Dichte der Störzustände  $D_{it}$  an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzfläche verringert, wie in Abschnitt 2.4.2 beschrieben wird. Dadurch sinkt der die Oberflächenrekombination und somit auch der Emittersättigungsstrom.

Mit der Siliziumnitridschicht entsteht, auf Grund der großen positiven Ladungsdichte  $Q_f$  in der SiN<sub>x</sub>-Schicht, welche in Abschnitt 2.4.3 beschrieben wird, an der Silizium-SiO<sub>2</sub>-Grenzfläche eine Inversionsschicht. Diese Inversionsschicht passiviert die Siliziumoberfläche, wodurch der Emittersättigungsstrom sinkt. Während der Siliziumnitrid-Abscheidung werden auch nicht abgesättigte Bindungen durch atomaren Wasserstoff passiviert. Dies ist in Abschnitt 2.4.2 beschrieben. Der Emittersättigungsstrom sinkt somit durch diesen Prozessschritt ebenfalls.

Während des Temperaturschritts der Phosphor-Diffusion ändert sich das Profil der Bor-Dotierung. Die Bor-Atome diffundieren und es ergibt sich ein tieferes Dotierprofil. Auf Grund der dickeren p<sup>+</sup>-dotierten Schicht kommt es, nach dem in Abschnitt 2.4.4 beschriebenen Modell der Solarzelle ohne Back Surface Field, zu einem höheren Emittersättigungsstrom. Dies lässt sich an Gleichung (2.21) für den Grenzfall der sehr guten Oberflächenpassivierung ablesen. Durch den Tempe-

ratorschritt wird auch der Wasserstoff, welcher nach der Siliziumnitrid-Abscheidung Bindungen an der Si-SiO<sub>2</sub>-Grenzfläche absättigt, wieder freigesetzt. Auch dies führt zu einem höheren Emittersättigungsstrom. Die Proben sind jedoch auch nach dem Temperaturschritt der Phosphor-Diffusion mit SiO<sub>2</sub>- und SiN<sub>x</sub>-Schicht besser passiviert als zuvor allein durch die SiO<sub>2</sub>-Schicht, wie die Messwerte zeigen.

- Der niedrigste mittlere Emittersättigungsstrom wurde für die Proben der 60 Ω/□-Gruppe mit einer 24 nm dicken SiO<sub>2</sub>-Schicht und einer 100 nm dicken SiN<sub>x</sub>-Schicht gemessen. Der mittlere Schichtwiderstand der Proben betrug zum Zeitpunkt der Messung 72,5 Ω/□ und der mittlere gemessene Emittersättigungsstrom 314 fA/cm<sup>2</sup>. Der niedrigste Emittersättigungsstrom, der für eine einzelne Probe ermittelt wurde betrug 280 fA/cm<sup>2</sup>. Die Probe stammt aus der Gruppe, die auch den niedrigsten Mittelwert erreichte.

### 5.3 Bestimmung der Dotierprofile (ECV)

Die hergestellten bifacialen Solarzellen besitzen ein Back Surface Field zur Passivierung der Rückseitenoberfläche, welches durch eine p<sup>+</sup>-dotierte Schicht realisiert wird. Diese p<sup>+</sup>-Schicht wird mit Hilfe einer Bor-Diffusion hergestellt. Das Dotierprofil gibt die Konzentration der Bor-Atome in Abhängigkeit des Ortes im Silizium-Wafer an. Das Dotierprofil der p<sup>+</sup>-Schichten wurde für drei Bor-Diffusionen, die auch zur Herstellung des Back Surface Fields der Solarzellen verwendet wurden, bestimmt. Hierzu wurde die in Unterkapitel 3.5 beschriebene Messmethode der elektrochemischen Kapazitäts-Spannungs-Profiling (electrochemical capacity voltage profiling, ECV) verwendet.

Während Prozessschritten mit hohen Temperaturen diffundieren die Bor-Atome erneut im Silizium-Wafer. Daher ändert sich das Dotierprofil durch solche Prozessschritte. Um die Veränderung des Dotierprofiles durch die nach der Diffusion folgenden Prozessschritte zu ermitteln, wurden die verschiedenen hergestellten Profile direkt nach der Diffusion und jeweils nach den folgenden Prozessschritten gemessen. Somit kann der Einfluss der einzelnen Schritte auf die Dotierprofile beurteilt werden.

#### 5.3.1 Bestimmung der Schichtwiderstände (Vierpunktmessung)

Der Schichtwiderstand der Proben ändert sich während der Prozessierung. Durch die Oxidation steigt der Schichtwiderstand der Proben an, da die Anzahl der Bor-Atome in der Siliziumprobe abnimmt. Das ist der Fall, da hoch dotiertes Silizium beim Wachstum der Siliziumdioxid-Schicht verbraucht wird und da die Löslichkeit von Bor in der SiO<sub>2</sub>-Schicht höher ist als in Silizium. Somit reichern sich die, bei der hohen Temperatur der Oxidation diffundierenden, Bor-Atome in der SiO<sub>2</sub>-Schicht an und es kommt zu einer Abnahme ihrer Konzentration in der Siliziumprobe. Um die Änderung des Schichtwiderstandes zu ermitteln und den Einfluss der Prozessschritte auf ihn zu beurteilen, wurde auch der Schichtwiderstand jeweils nach den einzelnen Prozessschritten bestimmt. Hierzu wurde die in Unterkapitel 4.2 beschriebene Vierpunktmessung verwendet.

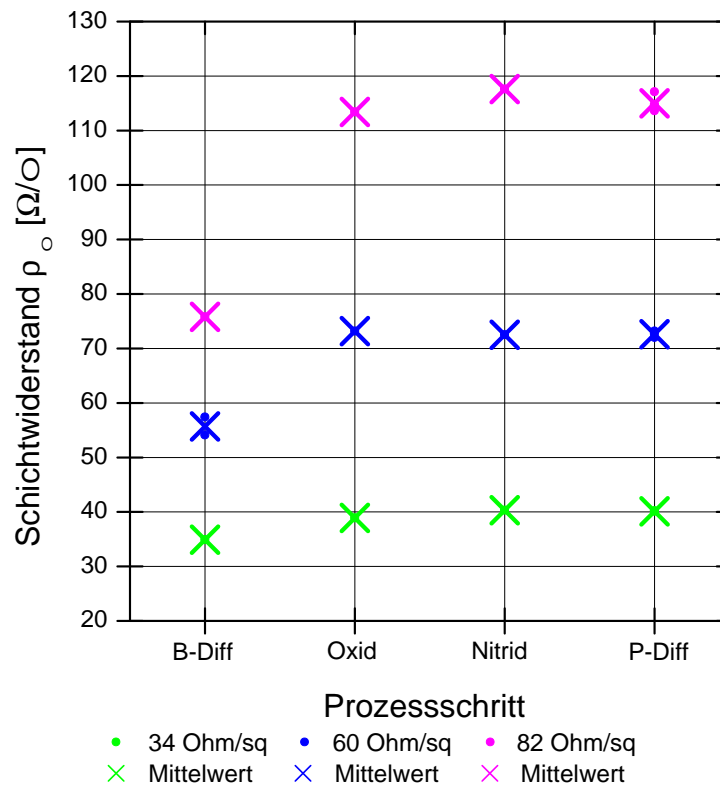
nach Prozessschritt	Schichtwiderstand $\rho_{\square}$ der ver- schiedenen Probengruppen [ $\Omega/\square$ ]		
	34 $\Omega/\square$	60 $\Omega/\square$	82 $\Omega/\square$
B-Diffusion	34,9	55,7	75,8
SiO <sub>2</sub>	38,9	73,2	113,4
SiN <sub>x</sub>	40,3	72,5	117,6
P-Diffusion	40,1	72,6	115,0

**Tabelle 5.3:** Mittelwerte der Schichtwiderstände der verschiedenen Probengruppen. Für einige Gruppen wurde nur eine Probe gemessen. Die relativen Standardabweichungen auf den einzelnen Proben liegen bei maximal 10 %. Innerhalb einer Probengruppe liegen sie bei maximal 4 %, falls mehrere Proben gemessen wurden.

Durch die bereits in Unterkapitel 5.2 beschriebene Messung der Emittersättigungsströme der p<sup>+</sup>-dotierten Schichten wurde die Passivierqualität der Dotierprofile ermittelt.

Für die Messungen der Dotierprofile und der Schichtwiderstände wurden die selben Proben wie für die Messungen der Emittersättigungsströme verwendet. Die Herstellung der n-dotierten Proben mit 34, 60 und 82  $\Omega/\square$ -p<sup>+</sup>-Emitter, einer SiO<sub>2</sub>- und einer SiN<sub>x</sub>-Schicht wird in Unterkapitel 5.2 detailliert beschrieben. Wie dort bereits erwähnt, wurden jeweils zwei Proben gleich prozessiert. Auf den Proben wurden zuerst die Emittersättigungsströme und anschließend entweder die Schichtwiderstände oder die Dotierprofile gemessen. Diese Reihenfolge ist notwendig, da für die Messung der Dotierprofile mit Hilfe der elektrochemischen Kapazitäts-Spannungs-Profilierung die passivierenden Schichten abgetragen werden müssen und bei der Messung des Schichtwiderstandes mit der Vierpunktmessung die passivierenden Schichten beschädigt werden, um den Wafer zu kontaktieren. Nach der Messung der Emittersättigungsströme wurde an jeweils einer Probe der Schichtwiderstand des Emitters als Mittelwert mehrerer Vierpunktmessungen auf beiden Seiten der Probe bestimmt. Von der jeweils anderen Probe wurde die SiN<sub>x</sub>- und die SiO<sub>2</sub>-Schicht, welche zur Passivierung der Oberfläche verwendet wurden, nasschemisch abgetragen. Hierzu wurde verdünnte Flusssäure verwendet. Anschließend wurden die Dotierprofile dieser Proben mit der elektrochemischen Kapazitäts-Spannungs-Profilierung bestimmt.

Die Mittelwerte der Schichtwiderstände  $\rho_{\square}$ , die sich für die verschiedenen Probengruppen nach den einzelnen Prozessschritten ergeben, sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. Die Gruppen sind jeweils nach dem Schichtwiderstand benannt, der mit der gleichen Diffusion auf Wafern von der Größe der hergestellten Solarzellen erreicht wird. In Abbildung 5.4 sind alle ermittelten Schichtwiderstände der einzelnen Proben über dem letzten Prozessschritt vor der Messung der jeweiligen Probe aufgetragen. Zur Unterscheidung der einzelnen Probengruppen werden verschiedene Farben verwendet. Die Schichtwiderstände der Proben mit 34  $\Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung entsprechen grünen Punkten, Blau steht für 60  $\Omega/\square$  p<sup>+</sup>-dotierte Proben und Magenta für 82  $\Omega/\square$  p<sup>+</sup>-dotierte Proben. Die Mittelwerte der Schichtwiderstände der gleich prozessierten Proben sind als Kreuze in der jeweiligen Farbe eingezeichnet. Meist wurde für eine Dotierhöhe nur der Schichtwiderstand einer Probe nach dem jeweiligen Prozessschritt gemessen. In diesen Fällen wird der Mittelwert der Vierpunktmessungen an dieser Probe als Mittelwert der Gruppe verwendet. Um die



**Abbildung 5.4:** Schichtwiderstände der verschiedenen Probengruppen. Die Schichtwiderstände der einzelnen Proben sind über dem letzten Prozessschritt vor ihrer Messung aufgetragen. Grün steht jeweils für  $34 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-dotierte Proben, Blau für  $60 \Omega/\square$ -dotierte Proben und Magenta für  $82 \Omega/\square$ -dotierte.

Schichtwiderstände der unterschiedlichen Gruppen nach den einzelnen Prozessschritten zu vergleichen, werden die Mittelwerte verwendet. Sie sind auch in Tabelle 5.3 aufgeführt. Folgende Feststellungen ergeben sich beim Vergleich der der Werte:

- Durch den Oxidationsschritt steigt der Schichtwiderstand aller Proben an. Das entspricht den Erwartungen. Diese Abnahme der Leitfähigkeit entsteht durch die Verringerung der Menge der Bor-Atome im p<sup>+</sup>-Emitter der Silizium-Proben. Wie bereits zu Beginn dieses Abschnitts erwähnt, wird zum Einen ein Teil des stark Bor-dotierten Emitters während des Wachstums der Oxidschicht verbraucht. Zum Anderen reichern sich die, während der Oxidation diffundierenden, Bor-Atome auf Grund ihrer höheren Löslichkeit in der SiO<sub>2</sub>-Schicht an. Im Silizium kommt es so zu einer Abnahme ihrer Konzentration, wodurch der Schichtwiderstand des Emitters steigt.
- Die Erhöhung des Schichtwiderstands beträgt für die  $34 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-dotierten Proben  $4,9 \Omega/\square$  oder 14 %, für die  $60 \Omega/\square$ -dotierten Proben  $17,7 \Omega/\square$  oder 31 % und für die  $82 \Omega/\square$ -dotierten Proben  $39,5 \Omega/\square$  oder 52 %. Je niedriger die Dotierung der Proben ist, desto stärker steigt der Schichtwiderstand relativ zu seinem Wert vor der Oxidation. Entsprechendes gilt für die relative Änderung der Leitfähigkeit: Je niedriger die Dotierung der Proben ist, desto weiter fällt die Leitfähigkeit relativ

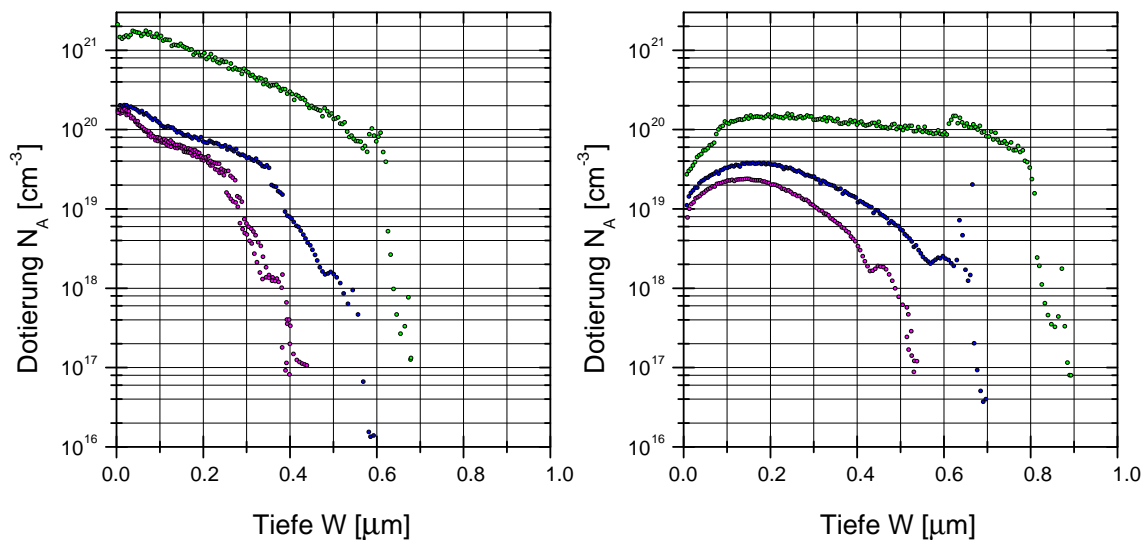
zu ihrem Wert vor der Oxidation. Auch dies entspricht den Erwartungen: Wie im Abschnitt 5.3.2 gezeigt wird, ist die Tiefe des  $p^+$ -Emitters für die  $34 \Omega/\square$ -dotierten Proben am größten. Es folgt die Emittertiefe der  $60 \Omega/\square$ -dotierten Proben. Die Emittertiefe der  $82 \Omega/\square$ -dotierten Proben ist am geringsten. Der relative Unterschied der Dicke der Silizium-Schicht, welche für das Wachstum der  $SiO_2$ -Schicht verbraucht wurde, ist gegenüber dem relativen Unterschied Emittertiefe vernachlässigbar. Daher wurde vom dünneren  $82 \Omega/\square$ -Emitter während der Diffusion ein größerer Anteil zur Bildung der  $SiO_2$ -Schicht verbraucht als vom  $60 \Omega/\square$ -Emitter. Vom dickeren  $34 \Omega/\square$ -Emitter wurde der geringste Anteil verbraucht. Daher steigt der Schichtwiderstand des  $82 \Omega/\square$ -Emitters am stärksten und der des  $34 \Omega/\square$ -Emitters am schwächsten.

- Nach der Nitridabscheidung und dem Temperaturschritt der Phosphor-Diffusion ändern sich die Schichtwiderstände aller Proben nur geringfügig gegenüber ihren Werten nach der Oxidation. Die Abweichungen der Messwerte nach der Oxidation, der Nitridabscheidung und dem Temperaturschritt der Phosphor-Diffusion liegen im Rahmen der maximalen Standardabweichung, die sich für die Messwerte der Vorder- und der Rückseiten der einzelnen Proben mit der jeweiligen Dotierhöhe ergeben. Die maximale relative Standardabweichung beträgt für die  $34 \Omega/\square$   $p^+$ -dotierten Proben 4 %, für die  $60 \Omega/\square$ -dotierten Proben 10 % und für die  $82 \Omega/\square$ -dotierten Proben 3 %. Weiter ist keine Übereinstimmung der Abweichungen der Schichtwiderstände nach den verschiedenen Prozessschritten feststellbar. Daher lässt sich feststellen, dass die Nitridabscheidung und der Temperaturschritt der Phosphor-Diffusion keinen merklichen Einfluss auf den Schichtwiderstand der Proben haben. Auch dies entspricht den Erwartungen, da die Anzahl der Bor-Atome in den Proben erhalten bleibt. Die Abweichungen der Messwerte können eine Folge leicht unterschiedlich hoher Ausgangs-Bor-Dotierungen auf den einzelnen Proben sein. Die unterschiedliche Ausgangs-Dotierung kann sich durch unterschiedlich starke Dotierung aufgrund unterschiedlicher Positionen im Rohr des Diffusionsofens während der Bor-Diffusion ergeben haben.

### 5.3.2 Dotierprofile

Die mit Hilfe der elektrochemischen Kapazitäts-Spannungs-Profilierung ermittelten Dotierprofile der im Abschnitt 5.2 und 5.3.1 beschriebenen Proben sind in den folgenden Abbildungen aufgetragen. Abbildung 5.5 zeigt die Bor-Dotierprofile, die sich direkt nach der Bor-Diffusion und nach dem darauf folgenden Oxidationsschritt ergaben. In Abbildung 5.6 werden die Dotierprofile wiedergegeben, die nach der Abscheidung der  $SiN_x$ -Schicht und nach dem Temperaturschritt der Phosphor-Diffusion ermittelt wurden. In den Diagrammen wird die elektrisch aktive Menge der Bor-Dotieratome pro  $cm^3$   $N_A$  logarithmisch über der Tiefe  $W$  aufgetragen. Die Dotierprofile der unterschiedlich hoch dotierten Proben sind durch verschiedene Farben wiedergegeben. Das Dotierprofil der Proben mit  $34 \Omega/\square$   $p^+$ -Dotierung wird durch grüne Punkte dargestellt, das der  $60 \Omega/\square$   $p^+$ -dotierten Proben durch blaue Punkte und das der  $82 \Omega/\square$   $p^+$ -dotierten Proben durch Punkte in Magenta.

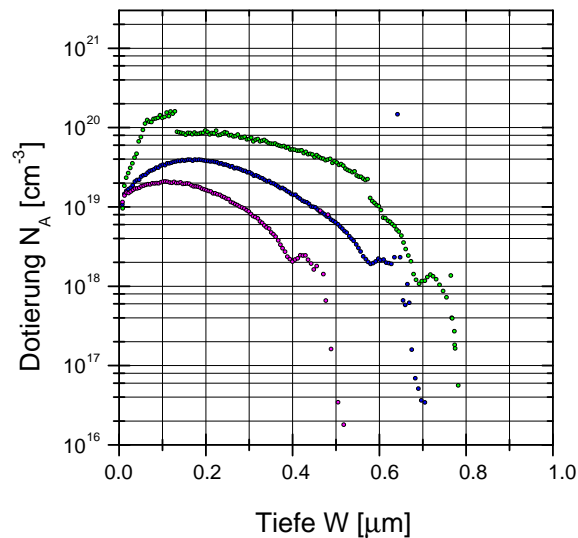
## 5 Ergebnisse



**Abbildung 5.5:** Bor-Dotierprofile nach der Bor-Diffusion und der Oxidation. Links sind die Dotierprofile direkt nach den drei verschiedenen Diffusionen gezeigt. Rechts werden die nach der Oxidation ermittelten Profile gezeigt. Grün steht jeweils für 34  $\Omega/\square$  p<sup>+</sup>-dotierte Proben, Blau für 60  $\Omega/\square$ -dotierte Proben und Magenta für 82  $\Omega/\square$ -dotierte.

Die gezeigten Dotierprofile sind allein aus der elektrochemischen Kapazitäts-Spannungs-Profilierung ermittelt worden. Das Dotierprofil lässt sich auf den ermittelten Schichtwiderstand und die Ätztiefe am Ende der Profilierung kalibrieren. Diese Werte können sehr genau gemessen werden. Hierzu muss jedoch die Abhängigkeit der Ätzrate von der Dotierkonzentration und von der Ätztiefe bekannt sein. Da diese Abhängigkeiten nicht zur Verfügung standen, wurden die Dotierprofile nicht auf die ermittelten Schichtwiderstände und Ätztiefen kalibriert. Die Eigenschaften der Dotierprofile nach den einzelnen Prozessschritten sind im Folgenden zusammengefasst.

Die Dotierprofile, die sich direkt nach den drei verschiedenen Bor-Diffusion ergeben, sind in Abbildung 5.5 links wiedergegeben. Für die 82  $\Omega/\square$ -Diffusion wurden die Dotierprofile von zwei Proben gemessen. Die mit 34  $\Omega/\square$  p<sup>+</sup>-dotierte Probe weist die höchste Dotierkonzentration  $N_A$  für alle Tiefen  $W$  auf. Die 82  $\Omega/\square$ -dotierten Proben besitzen die niedrigsten Konzentrationen für alle Tiefen. Die Konzentration der 60  $\Omega/\square$ -dotierten Proben liegt zwischen der der 34 und 82  $\Omega/\square$ -dotierten Proben. Für alle Proben weist die Dotierung ein Maximum dicht unter der Proben-Oberfläche auf. Die Oberflächenkonzentration entspricht jeweils nahezu dem Wert der Konzentration an ihrem Maximum. Mit zunehmender Tiefe sinkt die Dotierkonzentration im wesentlichen monoton. Die Dotiertiefe ist für die 34  $\Omega/\square$ -dotierte Probe am größten, die der 60  $\Omega/\square$ -dotierte Probe ist am geringsten. Bis auf einige kleine Sprünge der Konzentration entsprechen die ermittelten Dotierprofile den Erwartungen. Das Maximum der Konzentration liegt nicht an der Oberfläche, da am Ende des Diffusionsschritts eine In-situ-Oxidation wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben durchgeführt wird. Die Oxidation führt wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben auf Grund der höheren Löslichkeit von Bor in Siliziumdioxid als in Silizium zur Verarmung der Dotierkonzentration an der Oberfläche. Die Dotierprofile der beiden



**Abbildung 5.6:** Bor-Dotierprofile nach der Siliziumnitrid-Abscheidung. Grüne Punkte stehen für das Dotierprofil der  $34 \Omega/\square$   $p^+$ -dotierten Probe, blaue für das der  $60 \Omega/\square$ -dotierten Probe und magenta-farbene für das der  $82 \Omega/\square$ -dotierten Probe.

gleich prozessierte Proben mit  $60 \Omega/\square$ -Dotierung stimmen besonders für geringe Tiefen gut überein.

Nach der Oxidation wurden die in Abbildung 5.5 rechts gezeigten Dotierprofile ermittelt. Die Verhältnisse der Dotierkonzentrationen, die durch die unterschiedlichen Diffusionen erreicht wurden, werden durch die Oxidation nicht verändert. Die maximalen Dotierkonzentrationen aller Proben liegen nach dem Oxidationsschritt deutlich niedriger und tiefer unter der Proben-Oberfläche. Die Konzentration nimmt jeweils an der Oberfläche einen wesentlich geringeren Wert an als am Maximum. Für alle Proben fällt die Konzentration mit zunehmender Tiefe weniger stark ab, als vor der Oxidation. Somit ergeben sich größere Dotiertiefen und höhere Konzentration im tiefen Bereich der Profile. Die starke Abnahme der Oberflächenkonzentration wird durch den Verbrauch von Silizium bei der Oxidation und die höhere Löslichkeit von Bor in Siliziumdioxid als in Silizium verursacht. Das flachere und tiefer Dotierprofil ergibt sich auf Grund der erneuten Diffusion der Bor-Atome bei der hohen Temperatur während der Oxidation. Die Dotierprofile entsprechen somit über den größten Bereich den Erwartungen. Das lokale Maximum der Dotierkonzentration für große Tiefen lässt sich nur als durch die Messmethode verursachtes Artefakt erklären, da es nicht dem physikalischen Verhalten diffundierender Dotier-Atome entspricht.

In Abbildung 5.6 links sind die Dotierprofile aufgetragen, die sich nach der Siliziumnitrid-Abscheidung ergaben. Die Dotierprofile der  $60$  und der  $82 \Omega/\square$ -dotierten Proben haben sich durch die  $\text{SiN}_x$ -Abscheidung nicht wesentlich verändert. Dies entspricht den Erwartungen, da die relativ niedrige Temperatur der Siliziumnitrid-Abscheidung nicht zu einer Veränderung des Dotierprofils ausreicht. Das Dotierprofil der Probe mit  $34 \Omega/\square$ -Dotierung weist vor allem im von der Oberfläche weit entfernten Teil deutlich geringere Konzentrationen auf, als die beiden Proben, die nach der Oxidation und nach der Phosphor-Diffusion gemessen wurden. Die Abnahme der Bor-Konzentration in der Probe während der  $\text{SiN}_x$ -Abscheidung und anschließende Zunahme der Konzentration während

des Temperaturschritts der Phosphor-Diffusion wird ausgeschlossen. Daher ist davon auszugehen, dass die Dotierkonzentration dieser Probe auf Grund einer fehlerhaften Messung zu niedrig wiedergegeben wurde. Auch bei diesen drei Proben tritt ein lokales Maximum der Dotierkonzentration gegen Ende des Dotierprofils auf, das als Mess-Artefakt aufzufassen ist.

Die nach dem Temperaturschritt der Phosphor-Diffusion ermittelten Dotierprofile werden nicht gezeigt, da sie durch Messfehler stark verfälscht wurden. Daher ist keine Aussage über den Einfluss des Temperaturschritts der Phosphor-Diffusion auf die Dotierprofile möglich. Auf Grund der hohen Temperatur der Phosphor-Diffusion ist wie bei der Oxidation eine erneute Diffusion der Dotier-Atome zu erwarten, die zu flacheren und tieferen als den in Abbildung 5.6 gezeigten Profilen führt.

### 5.4 Prozessierte Solarzellen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden in zwei Chargen (Runs) insgesamt 178 Solarzellen hergestellt, um verschiedene Möglichkeiten der Rückseitenpassivierung durch ein Back Surface Field, eine Siliziumdioxidschicht und eine Siliziumnitridschicht auf diesen Solarzellen zu untersuchen. Die Solarzellen wurden nach dem in Unterkapitel 4.2 beschriebenen Prozess hergestellt, wobei das Back Surface Field mit unterschiedlichen  $p^+$ -Dotierungen der Solarzellenrückseite durch verschiedene Bor-Diffusionen realisiert wurde. Die Oxidschicht mit unterschiedlicher Dicke wurde durch eine thermische Oxidation von unterschiedlicher Dauer aufgebracht. Die Siliziumnitridschicht wurde mit Hilfe einer direkt plasmaaktivierten chemischen Gasphasenabscheidung hergestellt. Diese und die weiteren einzelnen Prozessschritte, die zur Solarzellenherstellung verwendet werden, sind in Kapitel 4 beschrieben.

Als Ausgangsmaterial werden mit Bor  $p$ -dotierte Siliziumwafer verwendet. Für die prozessierten Solarzellen wurden diese nach dem Czochralski-Verfahren [Czo18], welches auch als Tiegelziehverfahren bezeichnet wird, hergestellt. Die (100)-orientierten Wafer hatten eine Größe von 125 auf 125 mm mit abgerundeten Ecken, da sie aus einem runden Einkristall mit 150 mm Durchmesser geschnitten wurden. Ihre Dicke betrug in der ersten Charge 220 bis 225  $\mu\text{m}$  und in der zweiten 240 bis 250  $\mu\text{m}$ . Ihr Widerstand betrug 1,16 bis 1,27  $\Omega\text{cm}$  in der ersten und 1,99 bis 4,72  $\Omega\text{cm}$  in der zweiten Charge. Dies entspricht einer Dotierung von  $3 \cdot 10^{15}$  bis  $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Die hergestellten Solarzellen gleichen sich bis auf ihre Rückseitenpassivierung. So besitzen alle Zellen eine identisch prozessierte Vorderseite. Diese besteht aus einem Emitter mit einem Schichtwiderstand von 50  $\Omega/\square$ , einer alkalischen Textur der Vorderseite und einer Siliziumnitrid-Antireflexschicht. Auch die Metallisierung auf allen Solarzellen ist gleich hergestellt. Die Vorderseiten der Zellen besitzen ein Fingergitter aus Silber-Paste und die Rückseiten besitzen Finger und Busbars aus Aluminium-Silber-Paste. Zur Rückseitenpassivierung wurden  $p^+$ -dotierte Siliziumschichten mit einem Schichtwiderstand von 10, 34, 60 und 82  $\Omega/\square$  zusammen mit Siliziumdioxidschichten mit Dicken von 18 bis 54 nm verwendet. Ein Teil der Solarzellen besitzt keine  $p^+$ -dotierte Siliziumschicht und ein Teil keine thermisch gewachsene  $\text{SiO}_2$ -Schicht. In Tabelle 5.4 sind die verschiedenen Gruppen der hergestellten Solarzellen aufgeführt.

Gruppe	BSF p <sup>+</sup> -Dot. [Ω/□]	SiO <sub>2</sub> Dicke [nm]	Anzahl der Zellen in Charge	
			1	2
A		(2)	9	–
B		18	9	–
C	–	24	9	–
D		44	9	–
E		(2)	9	–
F	60	20	9	10
G		27	9	20
H		49	9	–
I		(2)	9	–
J	10	22	9	–
K		30	9	–
L		54	9	–
M		19	–	10
N	82	25	–	10
O	34	21	–	10
P		28	–	10

**Tabelle 5.4:** Solarzellengruppen: Der Schichtwiderstand der p<sup>+</sup>-Dotierung, die Dicke der Siliziumdioxid-Schicht und die Anzahl der in den beiden Chargen hergestellten Solarzellen sind für die verschiedenen Gruppen aufgeführt.

Das Standardmaterial, das für die beiden Solarzellenchargen verwendet wurde, variierte im Widerstand von 1,17 bis 4,72 Ωcm. Des Weiteren wurden die beiden Chargen in unterschiedlichen Durchlaufgürtelöfen mit unterschiedlichen Temperaturprofilen gefeuert. Durch Letzteres kann der Kontakt durch die Metallisierung unterschiedlich ausgefallen sein. Die Solarzellen aus den beiden Chargen sind somit nur schlecht miteinander vergleichbar. Daher werden im Folgenden in erster Linie jeweils die Solarzellen einer Charge miteinander verglichen.

## 5.5 Bestimmung der Strom-Spannungs-Kennlinien (IV)

Die Strom-Spannungs-Kennlinien aller Solarzellen wurden wie in Unterkapitel 3.1 beschrieben jeweils bei Beleuchtung der Solarzellenvorderseite und bei Beleuchtung der Rückseite der Solarzelle aufgenommen. Die Werte der Leerlaufspannung  $V_{OC}$ , der Kurzschlussstromdichte  $J_{SC}$ , des Füllfaktors  $FF$  und des Wirkungsgrad  $\eta$  sind in Tabelle 5.5 für die Beleuchtung der Vorderseiten und in Tabelle 5.6 für die Beleuchtung der Solarzellenrückseiten angegeben. Es wird jeweils der Mittelwert der Zellen einer Gruppe und der Wert der Zelle mit dem besten Wirkungsgrad aus der Gruppe wiedergegeben. In den Abschnitten 5.5.2 bis 5.5.5 werden diese Messwerte eingehend erläutert.

Charge	Gruppe	$V_{OC}$ [mV]	$J_{SC}$ [ $\frac{mA}{cm^2}$ ]	$FF$ [%]	$\eta$ [%]
1	A	617,3 (618,9)	31,7 (33,1)	60,9 (66,2)	11,9 (13,6)
	B	621,4 (622,2)	33,4 (34,7)	63,1 (66,1)	13,1 (14,3)
	C	623,1 (624,7)	33,7 (34,7)	65,0 (65,9)	13,6 (14,3)
	D	612,6 (622,4)	33,6 (33,8)	64,3 (68,8)	13,5 (14,5)
	E	616,9 (617,9)	33,4 (34,5)	73,4 (75,2)	15,1 (16,0)
	F	630,9 (633,5)	34,2 (34,9)	72,9 (73,2)	15,7 (16,2)
	G	630,2 (632,3)	34,5 (35,2)	71,0 (73,7)	15,4 (16,4)
	H	624,9 (629,7)	34,3 (34,8)	67,4 (73,9)	14,4 (16,2)
	I	296,8 (411,7)	29,0 (29,3)	25,9 (26,1)	2,2 (3,2)
	J	507,7 (598,8)	30,4 (27,0)	34,6 (52,5)	5,3 (8,5)
	K	607,4 (622,0)	32,5 (34,0)	57,7 (70,3)	11,5 (14,9)
	L	623,5 (621,7)	33,3 (34,1)	74,3 (74,1)	15,4 (15,7)
2	F	635,0 (636,6)	33,4 (32,8)	69,0 (74,1)	14,6 (15,5)
	G	635,1 (632,7)	33,5 (34,3)	70,1 (71,6)	14,9 (15,5)
	M	635,3 (634,3)	33,0 (33,8)	67,7 (72,2)	14,2 (15,5)
	N	635,7 (634,7)	33,1 (33,7)	68,0 (72,5)	14,3 (15,5)
	O	632,4 (634,2)	32,7 (34,9)	65,4 (71,4)	13,6 (15,8)
	P	630,0 (630,9)	33,3 (33,6)	68,8 (74,7)	14,4 (15,8)

**Tabelle 5.5:** Kenngrößen der Strom-Spannungs-Kennlinien der Solarzellen bei Beleuchtung der Vorderseite: Es wird jeweils der Mittelwert der Gruppe und in Klammern der Wert der Zelle mit dem besten Wirkungsgrad aus der jeweiligen Gruppe gezeigt.

In den folgenden Abbildungen 5.7 bis 5.10 sind die Messwerte aller Zellen graphisch dargestellt. Die Messwerte der Leerlaufspannungen  $V_{OC}$  sind in Abbildung 5.7 eingezeichnet, die Messwerte der Kurzschlussstromdichten  $J_{SC}$  in Abbildung 5.8, die Messwerte der Füllfaktoren  $FF$  in Abbildung 5.9 und die der Wirkungsgrade in Abbildung 5.10. Es werden jeweils die Messwerte der Solarzellen bei Beleuchtung der Vorderseite im linken Graphen und bei Beleuchtung der Rückseite im rechten Graphen gezeigt. Die Messwerte sind jeweils über der Dicke der Siliziumdioxidschicht auf der Rückseite der Solarzelle aufgetragen. Um die einzelnen Solarzellen unterscheiden zu können, werden unterschiedliche Farben verwendet. Messwerte von Solarzellen ohne  $p^+$ -Dotierung entsprechen schwarzen Symbolen im Graph. Magenta steht für Messwerte von Solarzellen mit einem Schichtwiderstand der  $p^+$ -Dotierung von  $82 \Omega/\square$ , Blau steht für jene mit  $60 \Omega/\square$ , Grün steht für  $34 \Omega/\square$  und Rot für  $10 \Omega/\square$ . Zur Unterscheidung der beiden Solarzellenchargen werden die Messwerte der in Charge 1 hergestellten Solarzellen durch ausgefüllte Kreise repräsentiert und die Messwerte der in Charge 2 hergestellten Solarzellen werden durch ausgefüllte Dreiecke repräsentiert. Des Weiteren sind auch die jeweiligen Mittelwerte der Solarzellengruppen in den Graphen als Kreuze in der jeweiligen Farbe eingezeichnet. Hierbei stehen schräge Kreuze für die Mittelwerte der Zellen aus Charge 1 und gerade für die Mittelwerte der Zellen aus Charge 2.

Charge	Gruppe	$V_{OC}$ [mV]	$J_{SC}$ [ $\frac{mA}{cm^2}$ ]	$FF$ [%]	$\eta$ [%]
1	A	610,1 (613,1)	25,9 (26,6)	58,0 (66,3)	9,2 (10,8)
	B	615,5 (616,4)	28,5 (29,1)	57,9 (63,4)	10,2 (11,4)
	C	617,5 (618,7)	29,3 (29,6)	59,3 (63,5)	10,7 (11,6)
	D	614,4 (614,1)	26,5 (27,3)	61,0 (61,9)	9,9 (10,4)
	E	603,1 (604,6)	20,6 (21,1)	72,5 (73,1)	9,0 (9,3)
	F	624,7 (625,9)	29,5 (29,7)	69,2 (70,6)	12,7 (13,1)
	G	623,5 (624,7)	29,3 (29,8)	68,3 (73,0)	12,5 (13,6)
	H	614,0 (623,9)	26,7 (28,1)	65,8 (68,9)	10,9 (12,1)
	I	212,6 (307,2)	17,6 (18,8)	25,2 (25,5)	1,0 (1,5)
	J	466,0 (573,9)	21,8 (24,4)	34,3 (44,1)	3,6 (6,2)
	K	582,7 (611,3)	23,2 (24,6)	52,2 (64,6)	7,2 (9,7)
	L	608,7 (613,0)	21,1 (22,0)	73,2 (74,4)	9,4 (10,0)
	2	F	633,4 (635,4)	32,5 (32,2)	63,0 (70,4)
G		632,2 (630,3)	31,6 (32,3)	63,9 (68,2)	12,8 (13,9)
M		633,5 (633,2)	31,7 (32,9)	63,0 (68,4)	12,7 (14,2)
N		632,8 (631,9)	31,1 (31,1)	61,3 (68,5)	12,1 (13,5)
O		630,3 (632,9)	30,0 (30,5)	61,6 (72,2)	11,6 (13,9)
P		627,0 (623,8)	30,0 (29,4)	63,7 (70,2)	12,0 (12,9)

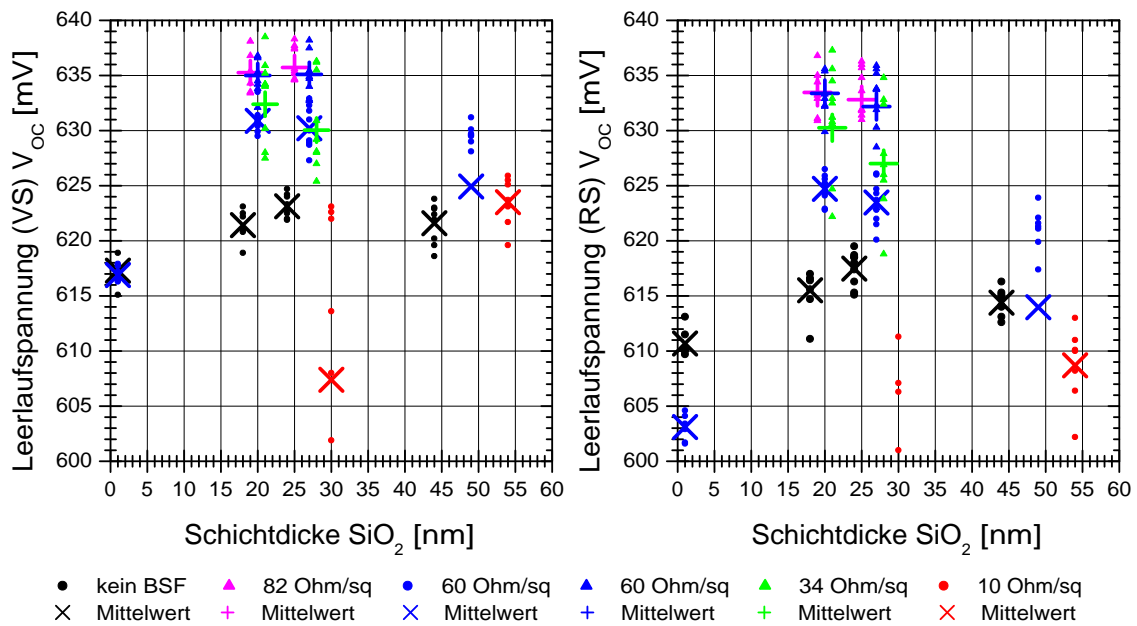
**Tabelle 5.6:** Kenngrößen der Strom-Spannungs-Kennlinien der Solarzellen bei Beleuchtung der Rückseite: Es wird jeweils der Mittelwert der Gruppe und in Klammern der Wert der Zelle mit dem besten Wirkungsgrad aus der jeweiligen Gruppe gezeigt.

### 5.5.1 Vergleich der Kantenisolationmethoden

Um die Auswirkungen der unterschiedlichen Kantenisolation durch die Säge und durch den Laser auf die Zellparameter festzustellen, wurden zwei Solarzellen (1833G12, 1833G28) einem Vergleichstest unterzogen. Die Emitter der beiden Solarzellen wurden dazu mit dem Laser auf der Vorderseite der Zellen durchtrennt. Die Fläche innerhalb des Laserschnitts betrug hierbei  $144,75 \text{ cm}^2$ . Anschließend wurden die Strom-Spannungs-Kennlinien bei Beleuchtung der Vorderseiten der beiden Zellen im Wechsel drei mal gemessen. Die gesamte Zellfläche von  $148,58 \text{ cm}^2$  wurde hierzu als Zellfläche angegeben. Daraufhin wurden die Ränder der Zellen, auf den sich auch der Laserschnitt befand, mit der Säge eingeschnitten und von Hand abgebrochen. Die Fläche der ausgesägten Zelle betrug  $143,32 \text{ cm}^2$ . Zuletzt wurden die beleuchteten Strom-Spannungs-Kennlinien der beiden ausgesägten Zellen unter Angabe der neuen Zellfläche wieder im Wechsel drei mal gemessen.

Die Werte für  $V_{OC}$ ,  $J_{SC}$ ,  $FF$  und  $\eta$  der beiden Zellen wurden jeweils vor und nach dem Sägeschritt gemittelt. Letztlich wurden die Werte der Laser-Kantenisolation von denen der gesägten Kantenisolation abgezogen. Die Mittelwerte dieser Differenzen betragen  $\Delta V_{OC} = -1,00 \text{ mV}$  (-0,2 % relativ),  $\Delta J_{SC} = 0,23 \text{ mA/cm}^2$  (0,7 % relativ),  $\Delta FF = 0,44 \%$  (0,7 % relativ) und  $\Delta \eta = 0,17 \%$  (1,3 % relativ). Die Mittelwerte der nach dem Zwei-Dioden-Modell im Spannungsbereich von 0 bis 700 mV angefitzten Parallelwiderstände betragen für die Zelle G12 nach der Kantenisolation mit dem Laser  $R_P = 1928 \Omega \text{cm}^2$  und nach der Isolation mit der Säge  $R_P = 5727 \Omega \text{cm}^2$ . Der Parallelwiderstand der Zelle G28

## 5 Ergebnisse



**Abbildung 5.7:** Leerlaufspannungen der Solarzellen, aufgetragen über der Schichtdicke der Siliziumdioxidschicht: Links werden die Leerlaufspannungen bei der Beleuchtung der Vorderseite und rechts die bei der Beleuchtung der Rückseite gezeigt. Es liegen Messwerte außerhalb des dargestellten Bereichs, z.B. die Gruppen I und J komplett.

wird nicht aufgeführt, da bereits der Parallelwiderstand der Zelle selbst so gering ist, dass er sich durch die Kantenisolation nicht entscheidend änderte.

Durch die Kantenisolation mit der Säge ergibt sich verglichen mit der durch den Laser somit eine Verbesserung des Parallelwiderstandes. Auch Kurzschlussstrom und Füllfaktor steigen. Die Leerlaufspannung jedoch nimmt ab. Eventuell ist dies der Fall, da die Kantenisolation mit der Säge die Passivierung der Rückseite der Solarzelle beeinträchtigt, im Gegensatz zur Kantenisolation mit dem Laser, bei welcher nur die Vorderseite der Zelle eingeschnitten wird. Letztlich wird die Abnahme von  $V_{OC}$  jedoch durch den Anstieg von  $J_{SC}$  und  $FF$  überkompensiert, so dass der Wirkungsgrad der mit der Säge getrennten Solarzellen höher ist als derjenige der mit dem Laser getrennten.

### 5.5.2 Vergleich der Leerlaufspannungen

Die Leerlaufspannung  $V_{OC}$  ist ein gutes Maß für die Qualität der Passivierung einer Solarzelle. Dies ergibt sich aus Gleichung 2.7: Eine gut passivierte Solarzelle hat einen niedrigen Sättigungsstrom und somit auch eine hohe Leerlaufspannung. Die Leerlaufspannungen der hergestellten Solarzellen sind im linken Diagramm von Abbildung 5.7 für Beleuchtung von der Vorderseite und im rechten Diagramm für rückseitige Beleuchtung aufgetragen. Im Folgenden werden jeweils die Namen der Gruppen als Großbuchstaben in Klammer wiedergegeben.

Bei Beleuchtung von der Vorderseite ergeben sich die höchsten Mittelwerte der Leerlaufspannungen für die Solarzellen mit  $82 \Omega/\square$   $p^+$ -Dotierung:  $\bar{V}_{OC} = 635,7 \text{ mV}$  bei einer

Oxiddicke von 25 nm (Gruppe N) und 635,3 mV bei einer Oxiddicke von 19 nm (M). Fast gleich hoch sind die Leerlaufspannungen der Solarzellen mit  $60 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung. Sie liegen bei  $\bar{V}_{OC} = 635,1$  mV für das 27 nm dicke Oxid (G) und 635,0 mV für das 20 nm dicke Oxid (F). Die dritthöchsten Werten erreichen die Solarzellen mit  $34 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung. Ihre Mittelwerte liegen bei  $\bar{V}_{OC} = 632,4$  mV für eine Oxiddicke von 21 nm (O) und 630,0 mV für eine Oxiddicke von 28 nm (P). Die Solarzellen ohne Back Surface Field erreichen mit einem 24 nm dicken Oxid eine mittlere Leerlaufspannung von 623,1 mV.

Die Solarzellen mit  $10 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung erreichen mit einem 54 nm dicken Oxid eine mittlere Leerlaufspannung von 623,5 mV (L). Bei dieser Dotierung fällt die starke Abhängigkeit von  $V_{OC}$  von der Oxiddicke auf. Mit dünnen Oxiden und ohne Oxid fällt  $\bar{V}_{OC}$  auf bis zu 507,7 mV (J) und 296,8 mV (I) ab. Dies lässt sich durch die hohe positive Ladungsdichte in der Siliziumnitrid-Schicht und die starke p<sup>+</sup>-Dotierung erklären. Durch die positive Ladung in der SiN<sub>x</sub>-Schicht bildet sich an der p<sup>+</sup>-dotierten Oberfläche eine Inversionsschicht (floating junction) aus. Hierdurch werden Löcher von der Oberfläche zurückgedrängt, Elektronen werden jedoch an die Oberfläche getrieben, so dass die Inversionsschicht kurzgeschlossen wird [Dau02]. Durch die SiO<sub>2</sub>-Schicht wird dieser Kurzschluss vermindert. Je dicker die Oxid-Schicht ist desto größer wird der Widerstand des Kurzschlusses und desto weniger beeinträchtigt dieser die Solarzelle.

Die höchste Leerlaufspannung einer einzelnen Zelle bei Beleuchtung von der Vorderseite liegt bei  $V_{OC} = 638,5$  mV. Sie wurde von einer Zelle mit  $34 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung und 21 nm Oxiddicke erreicht (O50). Die Werte der besten Zellen mit 82 und  $60 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung liegen fast gleich hoch bei 638,3 und 638,2 mV (N49, G20).

Insgesamt haben die Solarzellen aus Charge 2 höhere Leerlaufspannungen als die aus Charge 1. Dies zeigt sich direkt am Vergleich der Mittelwerte der in beiden Chargen produzierten Solarzellen mit  $60 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung. Hier haben die Zellen aus Charge 2 mit dem 27 nm dicken Oxid (G) im Durchschnitt eine um 4,9 mV höhere Leerlaufspannung als die Zellen aus Charge 1. Für das 20 nm dicke Oxid (F) ergibt sich ein Unterschied von 4,1 mV. Dieser Unterschied lässt sich nicht allein durch die unterschiedliche Kantenisolation begründen, bei der sich nur eine um ein mV höhere Spannung für die Isolation mit dem Laser ergibt.

Bei Beleuchtung von der Rückseite ergibt sich die gleiche Abfolge der Messwerte der verschiedenen Dotierungen. Den höchsten Mittelwert erreichen wieder die Solarzellen mit  $82 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung mit  $\bar{V}_{OC} = 633,5$  mV bei einer Oxiddicke von 19 nm (M). Ihnen folgen die Solarzellen mit  $60 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung mit  $\bar{V}_{OC} = 633,4$  mV für das 20 nm dicke Oxid (F). Die Zellen mit  $34 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung erreichen 630,3 mV mit dem 21 nm dicken Oxid (O). Für diese drei Gruppen führt jeweils die dünnere Oxidschicht mit ungefähr 20 nm Dicke (M, F, O) zu höheren Leerlaufspannungen als die dickere Oxidschicht mit ungefähr 27 nm Dicke (N, G, P). Der Unterschied beträgt für  $82 \Omega/\square$  0,7 mV, für  $60 \Omega/\square$  1,2 mV und für  $34 \Omega/\square$  3,7 mV. Die Zellen ohne BSF erreichen 617,5 mV mit 24 nm Oxiddicke (C). Die Zellen mit  $10 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung erreichen 608,7 mV mit 54 nm Oxiddicke (L). Die niedrigen Leerlaufspannungen der mit  $10 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-dotierten Zellen (I, J, K, L) und die der Zellen ohne Oxidschicht (A, E, I) lassen auf einen hohen Sättigungsstrom und somit eine schlechte Oberflächenpassivierung der Rückseite schließen.

Die höchste Leerlaufspannung einer einzelnen Zelle bei rückseitiger Beleuchtung liegt bei  $V_{OC} = 637,3$  mV. Sie wurde von der selben Zelle mit  $34 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung und 21 nm Oxiddicke erreicht, die auch die beste Leerlaufspannung bei Beleuchtung von der Vorderseite erreicht. Die Werte der besten Zellen mit  $82$  und  $60 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung liegen bei  $636,8$  und  $635,9$  mV (M34, G20).

Auch bei der Beleuchtung von der Rückseite haben die Solarzellen aus Charge 2 höhere Leerlaufspannungen als jene aus Charge 1. Dies zeigt sich hier noch stärker am Vergleich der Mittelwerte der in beiden Chargen produzierten Solarzellen mit  $60 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung. Hier haben die Zellen aus Charge 2 sowohl mit dem 27 nm dicken Oxid (G) als auch mit dem 20 nm dicken Oxid (F) im Durchschnitt eine um  $8,7$  mV höhere Leerlaufspannung als die Zellen aus Charge 1. Dies kann zum Einen eine Folge der unterschiedlichen Basisdotierung sein. Durch die niedrigere Dichte von Dotieratomen im Siliziumkristall kommt es zu einer geringeren Rekombination der Ladungsträger im Volumen der Solarzelle. Zum Anderen kann die unterschiedliche Höhe der Leerlaufspannungen auch eine Folge der unterschiedlichen Kontaktierung sein. Durch eine geringere Kontaktfläche der Metallisierung und des Siliziums ergeben sich geringere Oberflächenrekombinationsraten, da die Metallisierung eine deutlich höhere Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit besitzt als die passivierte Siliziumoberfläche. Somit steigt die Leerlaufspannung auf Grund eines abnehmenden Sättigungsstromes bei geringerer metallisierter Fläche.

Der mittlere Spannungsunterschied ist bei der Beleuchtung der Rückseiten der Solarzellen ungefähr doppelt so groß wie bei der Beleuchtung von vorne. Bei rückseitiger Beleuchtung werden die meisten Ladungsträger pro Volumeneinheit an der Rückseite und nahezu alle Ladungsträger in der Basis der Zelle generiert. Daher lässt sich vermuten, dass sich der unterschiedliche Feuerschritt auf die Passivierung und Kontaktierung der Rückseite auswirkt. Die Ladungsträger müssen jedoch auch eine lange Strecke bis zum p-n-Übergang zurücklegen. Auf dieser Strecke rekombinieren bei höherer Basiskonzentration mehr Ladungsträger.

### 5.5.3 Vergleich der Kurzschlussströme

Der Kurzschlussstrom hängt außer von der elektrischen Qualität der Solarzelle proportional vom Anteil des in die Solarzelle eingekoppelten Lichts ab. Somit haben die Textur und die Antireflexionsbeschichtung großen Einfluss auf den Kurzschlussstrom.

Die Vorderseiten der Solarzellen sind alle gleich hergestellt. Dennoch ergeben sich von Zelle zu Zelle Unterschiede in der Schichtdicke des Siliziumnitrids und vor allem in der Textur. Die in Abschnitt 4.1.1 beschriebene alkalische Textur verlief auf den, zuvor mit Natriumhydroxidlösung abgeätzten, Vorderseiten der hergestellten Solarzellen nicht optimal. Der Anteil der Fläche, die tatsächlich durch invertierte Pyramiden texturiert ist, variiert von Zelle zu Zelle und durch Inhomogenitäten auch auf den einzelnen Zellen. Die nicht durch invertierte Pyramiden strukturierten Bereiche scheinen von der Kaliumhydroxidlösung nicht oder nur plan geätzt worden zu sein. Somit wird das auf die Zelle treffende Licht zu unterschiedlichen Anteilen in die Zelle eingekoppelt und es ergeben sich verschiedene Kurzschlussstromdichten sowohl auf den unterschiedlichen Zellen als auch auf unterschiedlichen Bereichen der einzelnen Zellen.

Die Schichtdicke des Siliziumnitrids ist bis auf wenige Ausnahmen auf allen Zellen ähnlich. Dies lässt sich anhand der Farbe der Zellen feststellen. Die Siliziumnitridschicht

führt durch die in Abschnitt 2.3.1 beschriebene Wirkungsweise zur optimalen Transmission von Licht einer bestimmten Wellenlänge in das Silizium. Durch unterschiedliche Schichtdicken ändert sich somit auch das Spektrum des reflektierten Lichts. Bei einer optimalen Schichtdicke von 70 bis 80 nm sieht die Solarzelle dunkelblau aus. Für zu dünne Schichten erscheint sie violett bis gelb. Zu dicke Schichten erscheinen mittel- bis hellblau. Die abgeschiedenen  $\text{SiN}_x$ -Schichten sind zum Teil etwas zu dick und erschienen daher dunkel- bis mittelblau. Diese Schichtdicken sind teilweise auch durch die Textur bedingt. Eine texturierte Fläche hat eine größere Oberfläche als eine plane Fläche. Daher wird auf planaren Bereichen der Zellen eine dickere Siliziumnitridschicht abgeschieden als auf texturierten. Da die verwendete Siliziumnitridabscheidung eine optimale Schichtdicke auf texturierten Flächen ergibt, ist die Schichtdicke auf den planaren Bereichen der Zellen zu dick. Dies führt auf diesen Bereichen zu einer weiteren Reduktion des Anteils eingekoppelten Lichtes, so dass sich noch stärker reduzierte Kurzschlussströme ergeben.

Die Rückseiten der Solarzellen sind nicht texturiert. Der Anteil des in die Zelle eingekoppelten Lichts hängt daher hauptsächlich von der Antireflexionswirkung der Rückseitenbeschichtung ab. Durch die nicht Gleichung 2.14 entsprechende Abfolge der Brechzahlen von Luft,  $\text{SiN}_x$ ,  $\text{SiO}_2$  und Silizium lässt sich für die meisten Solarzellengruppen keine genauso gute Antireflexionswirkung wie auf der Vorderseite der Solarzellen erreichen. Durch die unterschiedlichen Dicken der Siliziumdioxid-Schicht ergeben sich so Unterschiede zwischen den einzelnen Gruppen, da alle  $\text{SiN}_x$ -Schichten die gleiche Dicke haben. Je dicker die  $\text{SiO}_2$ -Schicht ist, desto mehr Licht wird von den Rückseiten der Zellen reflektiert. Farblich erscheinen die Zellen ohne Oxid-Schicht dunkelblau, während jene mit dicker Oxid-Schicht hellblau wirken. Entsprechend sind die Kurzschlussströme der Zellen durch diese suboptimale Transmission der Oberflächenschichten beschränkt.

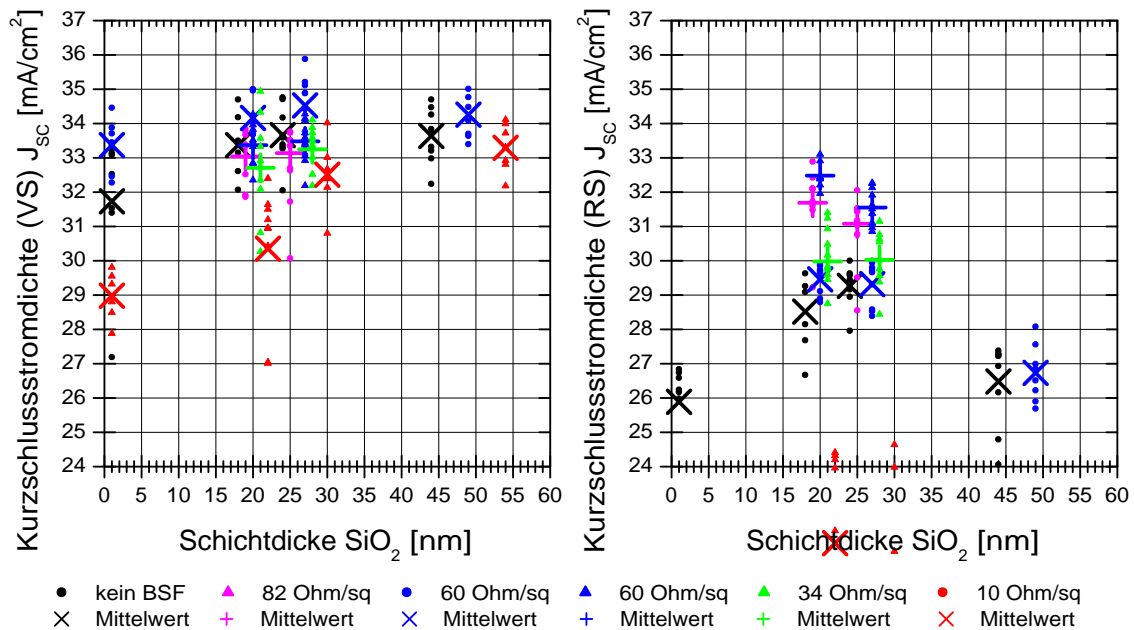
Auch die verwendete Methode der in Abschnitt 4.2.6 beschriebenen Kantenisolation hat einen Einfluss auf den Kurzschlussstrom. Für mit der Säge isolierte Zellen ergab sich beim Vergleich der Kantenisolationmethoden ein um  $0,2 \text{ mA/cm}^2$  höherer Kurzschlussstrom als für die mit dem Laser isolierten Zellen.

Weiter ist der Kurzschlussstrom proportional zum Anteil der nicht durch die Metallisierung abgeschatteten Fläche. Die bedruckte und somit abgeschattete Fläche ist für alle Zellen durch die Verwendung des gleichen Siebs und der gleichen Paste nahezu identisch. Auf Grund der unterschiedlichen Zellfläche der gesägten und der gelaserten Solarzellen ergibt sich jedoch ein unterschiedlicher Anteil der abgeschatteten Fläche. Dieser Anteil beträgt jedoch weniger als 2 ‰ der gesamten Zellfläche oder selbst im Fall der größten Kurzschlussstromdichte maximal  $0,07 \text{ mA/cm}^2$  und ist somit vernachlässigbar.

Die Kurzschlussstromdichten der hergestellten Solarzellen werden somit neben der elektronischen Qualität der Zellen bei Beleuchtung von der Vorderseite hauptsächlich durch die Textur und bei rückseitiger Beleuchtung hauptsächlich durch die verschiedenen Antireflexionsschichten beeinflusst. In Abbildung 5.8 sind die Kurzschlussstromdichten der hergestellten Solarzellen links für Beleuchtung von der Vorderseite und rechts für rückseitige Beleuchtung aufgetragen.

Für die Beleuchtung von der Vorderseite ergibt sich die höchste mittlere Kurzschlussstromdichte  $\bar{J}_{\text{SC}}$  für die Solarzellen mit  $60 \text{ } \Omega/\square$   $\text{p}^+$ -Dotierung und einer Oxiddicke von 27 nm (G) zu  $\bar{J}_{\text{SC}} = 34,45 \text{ mA/cm}^2$ . Die einzelne Zelle mit dem höchsten Kurzschlussstrom stammt auch aus dieser Gruppe (G59). Sie erreicht eine Kurzschlussstromdichte von  $35,19 \text{ mA/cm}^2$ . Die Mittelwerte  $\bar{J}_{\text{SC}}$  der meisten weiteren Gruppen liegen zwischen

## 5 Ergebnisse



**Abbildung 5.8:** Kurzschlussstromdichten der Solarzellen, aufgetragen über der Schichtdicke der Siliziumdioxidschicht: Links werden die Kurzschlussstromdichten bei der Beleuchtung der Vorderseite und rechts die bei der Beleuchtung der Rückseite gezeigt. Es liegen Messwerte außerhalb des dargestellten Bereichs.

32 und 35 mA/cm<sup>2</sup>. Die Solarzellengruppen mit 60 Ω/□ p<sup>+</sup>-Dotierung und einer Oxiddicke von 22 nm (I) und ohne Oxid (J) und jene ohne BSF und Oxid (A) erreichen im Mittel nicht die Kurzschlussstromdichte von 32 mA/cm<sup>2</sup>.

Bei der Beleuchtung von der Vorderseite besitzen die Solarzellen aus Charge 1 höhere Kurzschlussströme als die Zellen aus Charge 2. Beim Vergleich der mittleren Kurzschlussstromdichte der in Charge 1 hergestellten 60 Ω/□ p<sup>+</sup>-dotierten Solarzellen mit den in Charge 2 hergestellten Zellen beträgt der Unterschied für die 27 nm dicke Oxidschicht (G) 0,97 mA/cm<sup>2</sup> und für die Oxiddicke von 20 nm (F) 0,79 mA/cm<sup>2</sup>. Dies kann eine Folge unterschiedlich guter Texturen oder des unterschiedlichen verwendeten Silizium-Materials sein.

Bei der Beleuchtung von der Rückseite weisen die Zellen mit 60 Ω/□ p<sup>+</sup>-Dotierung und einer Oxiddicke von 20 nm (F) die höchste mittlere Kurzschlussstromdichte mit  $\bar{J}_{SC} = 32,48$  mA/cm<sup>2</sup> auf. Die zweit höchste mittlere Kurzschlussstromdichte wird von den 82 Ω/□ p<sup>+</sup>-dotierten Zellen mit einer Oxiddicke von 19 nm (M) erreicht:  $\bar{J}_{SC} = 31,69$  mA/cm<sup>2</sup>. Die einzelne Zelle mit der höchsten Kurzschlussstromdichte von 33,10 mA/cm<sup>2</sup> stammt aus der Gruppe mit dem höchsten Mittelwert (F04). Die Mittelwerte  $\bar{J}_{SC}$  der meisten weiteren Gruppen liegen zwischen 28 und 32 mA/cm<sup>2</sup>. Während bei der Beleuchtung von der Vorderseite die Mittelwerte aller in Charge 2 hergestellten Solarzellengruppen (F, G, M, N, O, P) ähnlich mittlere Werte von 32,71 bis 33,48 mA/cm<sup>2</sup> erreichen, liegen die Werte bei Beleuchtung der von der Rückseite weiter auseinander. Die mittleren Kurzschlussstromdichten der Solarzellen mit 34 Ω/□ p<sup>+</sup>-Dotierung (O, P) liegen mit 30,0 mA/cm<sup>2</sup> deutlich unterhalb der mittleren Werte der Gruppen mit 60 und 82 Ω/□ p<sup>+</sup>-Dotierung (F, G, M, N), die bei 31,08 bis 32,48 mA/cm<sup>2</sup>. Dies lässt sich dadurch

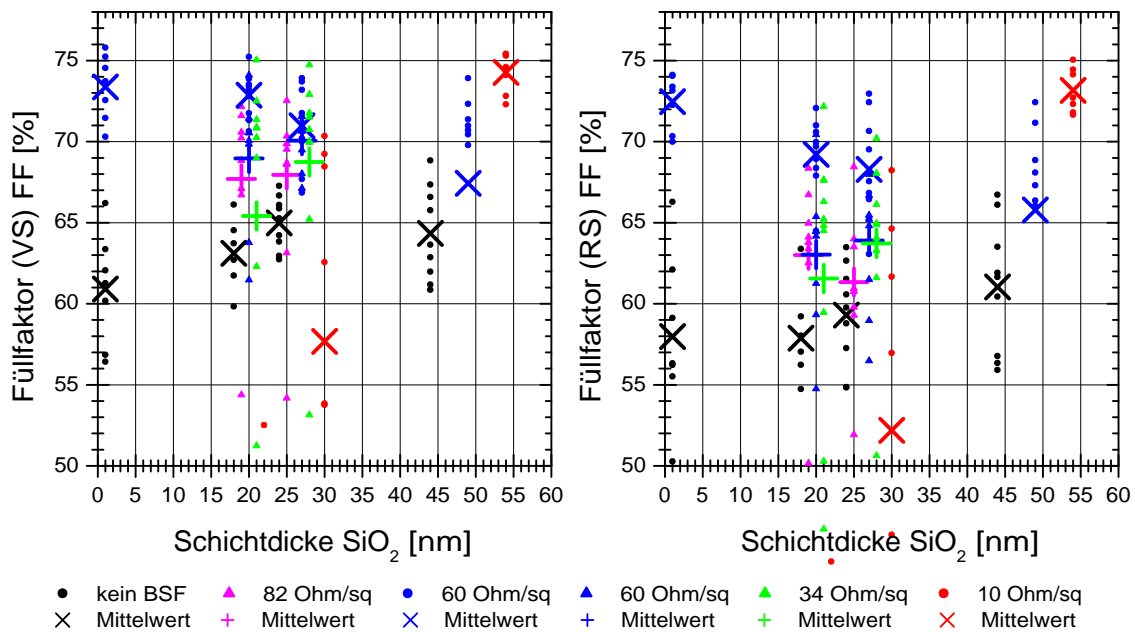
begründen, dass in den stärker dotierten Zellen ein größerer Anteil der Ladungsträger rekombiniert und somit nicht mehr für den Strom zur Verfügung steht. Dies fällt nur bei rückseitiger Beleuchtung auf, da in diesem Fall sehr viel mehr Ladungsträger an der Rückseite der Solarzelle generiert werden und somit dort rekombinieren können. Alle Solarzellengruppen mit  $10 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung (I, J, K, L), alle Gruppen mit einer dicken Oxidschicht um ungefähr 49 nm (D, H, L) und alle Gruppen ohne Oxidschicht (A, E, I) erreichen im Mittel nicht die Kurzschlussstromdichte von  $27 \text{ mA/cm}^2$ . Für die Gruppen mit der dicken Oxidschicht (D, H) lässt sich dieser niedrige Kurzschlussstrom auf die hohe Reflexion der Rückseiten der Solarzellen zurückführen. Im Fall der hohen Dotierung (I, J, K, L) und im Fall der fehlenden SiO<sub>2</sub>-Schicht (A, E, I) ist der niedrige Kurzschlussstrom auf die kurzgeschlossene Inversionsschicht an der p<sup>+</sup>-Si/SiN<sub>x</sub>-Grenzfläche, die auf Grund der großen positiven Isolator-Ladungsdichte in der Siliziumnitrid-Schicht entsteht, zurückzuführen [Dau02]. Sie verursacht hohe Rekombinationsraten der Ladungsträger an der Grenzfläche.

Bei der Beleuchtung von der Rückseite besitzen die Solarzellen aus Charge 2 höhere Kurzschlussströme als die Zellen aus Charge 1. Dies ist genau entgegengesetzt zum Verhalten der Kurzschlussströme bei der Beleuchtung der Zellen von der Vorderseite. Der Unterschied der mittleren Kurzschlussstromdichten beträgt für die  $60 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-dotierten Zellen  $3,02 \text{ mA/cm}^2$  für die Oxiddicke von 20 nm (F) und  $2,23 \text{ mA/cm}^2$  für die Oxiddicke von 27 nm (G). Wie im Fall der Leerlaufspannungen lässt sich dies sowohl durch die unterschiedliche Basisdotierung als auch durch unterschiedliche effektive Rekombinationsgeschwindigkeiten der Rückseiten aufgrund der unterschiedlichen Feuerschritte begründen.

#### 5.5.4 Vergleich der Füllfaktoren

Der Füllfaktor einer Solarzelle ist nach dem Zwei-Dioden-Modell aus Gleichung (2.10) am stärksten abhängig vom Sättigungsstrom  $J_{02}$  und vom Serienwiderstand  $R_S$ . Die weiteren Größen des Zwei-Dioden-Modells  $J_{01}$  und  $R_P$  haben nur einen geringeren Einfluss auf den Füllfaktor. Somit lassen sich mit dem Füllfaktor in erster Linie die Rekombination in der Raumladungszone und die Serienwiderstände der Solarzelle beurteilen. Die Füllfaktoren der hergestellten Solarzellen sind in Abbildung 5.9 links für Beleuchtung von der Vorderseite und rechts für rückseitige Beleuchtung aufgetragen.

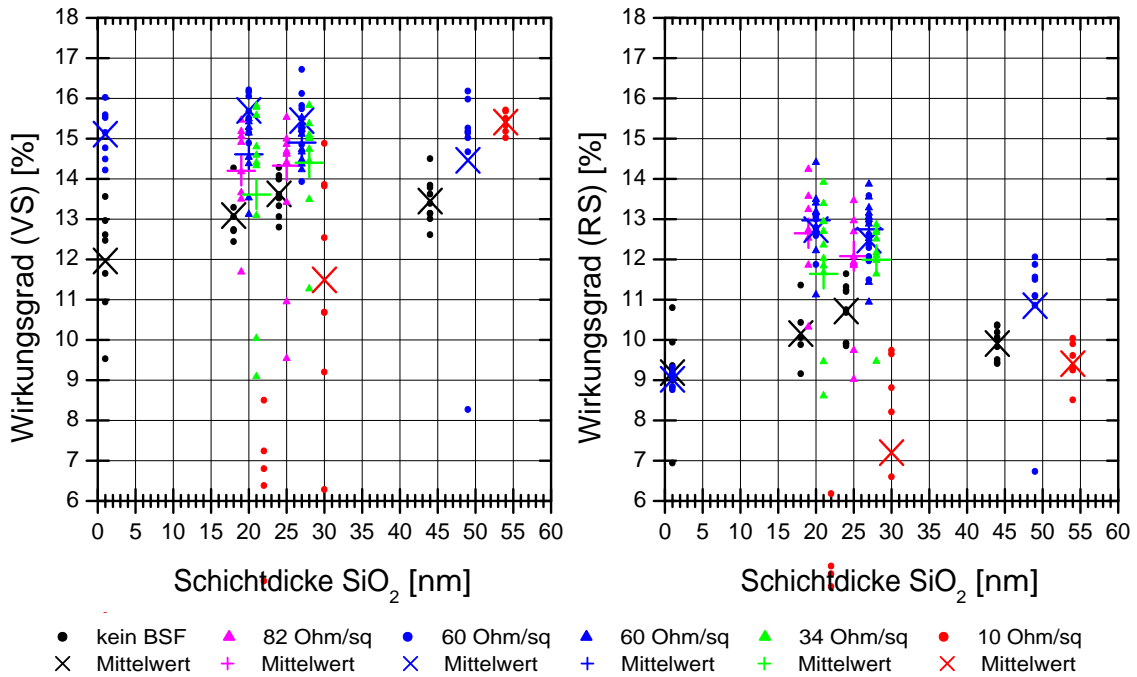
Bei Beleuchtung von der Vorderseite ergibt sich der beste mittlere Füllfaktor  $\overline{FF}$  für die Solarzellen mit  $10 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung und einer Oxidschicht mit 54 nm Dicke zu 74,27 % (L). Es folgen die Solarzellen mit  $60 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung ohne Oxid und mit Oxiddicken von 20 und 27 nm mit mittleren Füllfaktoren von 73,37 %, 72,86 % und 70,98 % (E, F, G). Die  $34 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-dotierten Zellen erreichen einen mittleren Füllfaktor von 68,75 % mit einer Oxiddicke von 28 nm (P). Jene mit  $82 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung erreichen einen Wert von 67,95 % mit 25 nm Oxiddicke (N). Alle Solarzellen ohne BSF (A, B, C, D) und jene mit  $10 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung mit Oxiddicken von 30 nm und weniger (I, J, K) erreichen nur einen mittleren FF der niedriger als 65 % liegt. Im Fall der Solarzellen mit  $10 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung lassen sich die sehr schlechten Füllfaktoren durch die kurzgeschlossene Inversionsschicht an der Rückseite erklären. Diese Solarzellen verhalten sich wie zwei in Reihe geschaltete entgegengesetzte Dioden (I). Der höchste Füllfaktor einer einzelnen Zelle liegt bei 75,80 % für eine Zelle mit  $60 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung ohne Oxidschicht (E044).



**Abbildung 5.9:** Füllfaktoren der Solarzellen, aufgetragen über der Schichtdicke der Siliziumdioxidschicht: Links werden die Füllfaktoren bei der Beleuchtung der Vorderseite und rechts die bei der Beleuchtung der Rückseite gezeigt. Es liegen Messwerte außerhalb des dargestellten Bereichs.

Bei Beleuchtung von der Rückseite ergibt sich die gleiche Abfolge der Werte des mittleren Füllfaktors für die verschiedenen  $p^+$ -Dotierungen. Die Werte liegen jedoch niedriger als die bei Beleuchtung der Vorderseite erhaltenen. Bei der Beleuchtung der Rückseiten fällt der Unterschied der mittleren Füllfaktoren der in Charge 1 und in Charge 2 hergestellten Zellen stärker auf als bei der Beleuchtung der Vorderseiten. Bei rückseitiger Beleuchtung liegen die Füllfaktoren der  $60 \Omega/\square$   $p^+$ -dotierten Zellen aus Charge 1 um 6,19 % höher für die Oxiddicke von 20 nm und für die Oxiddicke von 27 nm um 4,39 % höher (F, G).

Insgesamt liegen diese Füllfaktoren relativ niedrig. Mit dem gleichen Herstellungsprozess wurden bereits Zellen mit Füllfaktoren von bis zu 78,5 % hergestellt [Rie09]. Der mit dem Zwei-Dioden-Modell im Spannungsbereich von 200 bis 700 mV angenäherte Wert für den Sättigungsstrom  $J_{02}$  liegt selbst bei der Zelle mit dem besten Füllfaktor bei Beleuchtung der Vorderseite mit  $7 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$  sehr hoch. Im Standard-Solarzellen-Prozess mit BSF durch den Aluminium-Rückkontakt werden üblicherweise Sättigungsströme  $J_{02}$  von  $1 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$  erreicht. Der angenäherte Serienwiderstand  $R_S$  dieser Zelle liegt mit  $0,44 \Omega\text{cm}^2$  im hinnehmbaren Bereich. Für gute Zellen wird ein Serienwiderstand von  $0,2 \Omega\text{cm}^2$  angestrebt. Um mögliche Gründe für die niedrigen Füllfaktoren zu finden, wurden Elektrolumineszenz-Messungen der Solarzellen durchgeführt, diese werden in Unterkapitel 5.7 erläutert.



**Abbildung 5.10:** Wirkungsgrade der Solarzellen, aufgetragen über der Schichtdicke der Siliziumdioxidschicht: Links werden die Wirkungsgrade bei der Beleuchtung der Vorderseite und rechts die bei der Beleuchtung der Rückseite gezeigt. Es liegen Messwerte außerhalb des dargestellten Bereichs.

### 5.5.5 Vergleich der Wirkungsgrade

Die Wirkungsgrade der hergestellten Solarzellen sind in Abbildung 5.10 links für die Beleuchtung der Vorderseiten der Solarzellen und rechts für die Beleuchtung der Rückseiten der Zellen aufgetragen. Bei Beleuchtung von der Vorderseite erreichen die Solarzellen mit  $60 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung und einer Oxiddicke von 20 nm den besten mittleren Wirkungsgrad mit  $\bar{\eta} = 15,70 \%$  (F). Die beste einzelne Solarzelle erreicht einen Wirkungsgrad von 16,40 % bei der Beleuchtung von der Vorderseite (G059). Ihre p<sup>+</sup>-Dotierung beträgt  $60 \Omega/\square$  und ihre Oxidschicht hat eine Dicke von 27 nm.

Auch bei Beleuchtung von der Rückseite erreichen die Solarzellen mit  $60 \Omega/\square$  p<sup>+</sup>-Dotierung und einer Oxiddicke von 20 nm den besten mittleren Wirkungsgrad mit  $\bar{\eta} = 12,97 \%$  (F). Diese Gruppe besitzt auch das höchste Verhältnis der mittleren Wirkungsgrade bei Beleuchtung von der Vorderseite und Beleuchtung von der Rückseite mit  $\bar{\eta}_{RS}/\bar{\eta}_{VS} = 0,89$ . Die beste einzelne Solarzelle stammt auch aus dieser Gruppe. Sie erreicht einen Wirkungsgrad von 14,41 % (F09) bei rückseitiger Beleuchtung. Für sie beträgt das Verhältnis der Wirkungsgrade  $\bar{\eta}_{RS}/\bar{\eta}_{VS} = 0,93$ .

Auf Grund der unterschiedlichen Verhältnisse der Werte der Leerlaufspannungen, der Kurzschlussströme und der Füllfaktoren der einzelnen Solarzellengruppen lässt sich allein aus den Messwerten der Strom-Spannungs-Kennlinien nicht entscheiden, welche Gruppe der Solarzellen die beste Rückseitenpassivierung besitzt. Welche Solarzellen keine gute Rückseitenpassivierung besitzen, lässt sich bereits feststellen: Die Solarzellen ohne Bor-BSF erreichen nur unterdurchschnittliche Leerlaufspannungen und Füllfaktoren. Die So-

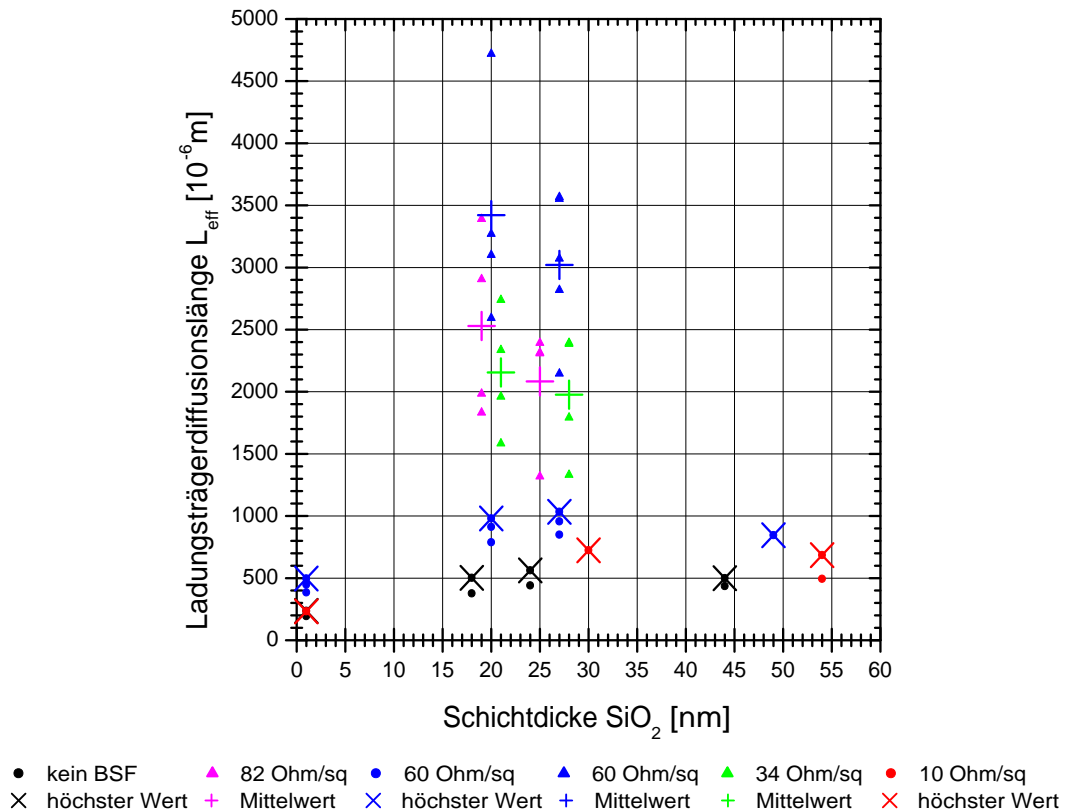
larzellen mit  $10 \text{ } \Omega/\square$   $p^+$ -Dotierung zeigen niedrigere Leerlaufspannungen und Füllfaktoren je dünner ihre Siliziumdioxidschichten sind. Daher ist von einem Kurzschluss der Inversionsschicht auszugehen, wie bereits in Abschnitt 5.5.3 erläutert wurde [Dau02]. Somit sind diese Rückseiten auch nicht zur Passivierung der Solarzellenoberfläche geeignet.

## 5.6 Bestimmung der effektiven Ladungsträgerdiffusionslängen (SR)

Um die Passivierung der Solarzellen quantitativ vergleichen zu können, werden die spektralen Quantenausbeuten der Solarzellen gemessen. Das hierzu verwendete Verfahren wird in Unterkapitel 3.2 beschrieben. Aus den internen Quantenausbeuten im Wellenlängenbereich von 760 bis 920 nm werden die effektiven Ladungsträgerdiffusionslängen nach Gleichung 3.4 berechnet. Für diese Wellenlängen ist die Absorptionslänge  $L_\alpha$  relativ groß. Daher werden Photonen dieser Energien fast ausschließlich in der Basis absorbiert. Die effektive Ladungsträgerdiffusionslänge wird deshalb durch die Rekombination an der Rückseite der Solarzelle beeinflusst. Dies wird durch Gleichung 3.3 beschrieben. Somit ist die effektive Ladungsträgerdiffusionslänge ein gutes Maß für die Qualität der Rückseitenpassivierung der Solarzelle und zum quantitativen Vergleich der Passivierqualität der Rückseiten verschiedener Solarzellen gut geeignet.

Die einzelnen Solarzellen einer Gruppe weisen nicht die gleichen Strom-Spannungskennlinien auf. Dies ist in Unterkapitel 5.5 gezeigt. Um die Passivierqualität zu vergleichen, werden daher in erster Linie die Solarzellen mit hohen Wirkungsgraden und Leerlaufspannungen verglichen. Der Einfluss der Passivierung wird bei diesen Zelle am wenigsten durch andere Schwachstellen der Zellen überlagert. Daher kann die Passivierqualität bei diesen Zellen am besten verglichen werden. Es wird davon ausgegangen, dass so die höchsten im Rahmen dieser Arbeit für die jeweilige Passivierung erreichten Ladungsträgerdiffusionslängen ermittelt werden. Von den Solarzellen aus Charge 1 wurde aus jeder Gruppe jeweils eine repräsentative Zelle mit hoher Leerlaufspannung und eine mit niedriger Leerlaufspannung gemessen. Von den Zellen aus Charge 2 wurden aus jeder Gruppe jeweils zwei repräsentative Zellen mit hohen Wirkungsgraden und zwei mit hohen Leerlaufspannungen gemessen. Für einige Gruppen wurden noch weitere Zellen gemessen. In Abbildung 5.11 sind die berechneten effektiven Ladungsträgerdiffusionslängen  $L_{\text{eff}}$  aus diesen Messungen aufgetragen. Wie in den Abbildungen zu den Strom-Spannungskennlinien ist die Diffusionslänge  $L_{\text{eff}}$  über der Dicke der  $\text{SiO}_2$ -Schicht der Solarzellen aufgetragen. Die für die verschiedenen  $p^+$ -Dotierhöhen verwendeten Farben entsprechen auch denen in den Abbildungen 5.7 bis 5.10. Auch die einzelnen Messwerte der Zellen sind wie in den vorhergehenden Abbildungen als ausgefüllte Kreise für Charge 1 und als ausgefüllte Dreiecke für Charge 2 gekennzeichnet. Der Mittelwert der Messwerte der jeweiligen Solarzellengruppe ist als gerades Kreuz für Charge 2 eingezeichnet. Für Charge 1 ist jeweils der größere Wert mit einem schrägen Kreuz gekennzeichnet. Da für die Charge 2 nur Zellen mit hohem Wirkungsgrad oder hoher Leerlaufspannung gemessen wurden und für Charge 1 jeweils eine Zelle mit hoher Leerlaufspannung und eine mit niedriger, entspricht der bessere Wert der Zellen aus Charge 1 dem Mittelwert der Zellen aus Charge 2. Diese mit den Kreuzen gekennzeichneten Werte werden als reprä-

## 5.6 Effektive Ladungsträgerdiffusionslängen (SR)



**Abbildung 5.11:** Effektive Diffusionslängen der Solarzellen, aufgetragen über der Schichtdicke der Siliziumdioxidschicht: Für einige Zellen war das Signal-Rausch-Verhältnis der Messwerte zu schwach für eine Auswertung (z.B. Gruppe J).

sentative Werte für die jeweilige Solarzellengruppe angenommen. Sie sind in Tabelle 5.7 aufgeführt und werden im Weiteren verglichen.

Die höchsten mittleren Ladungsträgerdiffusionslängen werden von den  $60 \Omega/\square$   $p^+$ -dotierten Solarzellen mit  $3421 \mu\text{m}$  bei einer Oxiddicke von  $20 \text{ nm}$  und  $3021 \mu\text{m}$  bei einer Oxiddicke von  $27 \text{ nm}$  erreicht (F, G). Es folgen die  $82 \Omega/\square$   $p^+$ -dotierten Zellen mit einer mittleren Diffusionslänge von  $2529 \mu\text{m}$  bei einer Oxiddicke von  $19 \text{ nm}$  und die  $34 \Omega/\square$   $p^+$ -dotierten Zellen mit einer Diffusionslänge von  $2155 \mu\text{m}$  bei einer Oxiddicke von  $21 \text{ nm}$  (M, O). Die Zellen mit  $10 \Omega/\square$   $p^+$ -Dotierung erreichen eine Diffusionslänge von bis zu  $724 \mu\text{m}$  für eine Oxiddicke von  $30 \text{ nm}$  und die Zellen ohne Bor-BSF erreichen eine Diffusionslänge von bis zu  $562 \mu\text{m}$  für eine Oxiddicke von  $24 \text{ nm}$  (K, C).

Insgesamt weisen die in Charge 2 hergestellten Solarzellen deutlich höhere Ladungsträgerdiffusionslängen auf als die in Charge 1 hergestellten. Die mittleren Diffusionslängen der in Charge 2 hergestellten  $60 \Omega/\square$   $p^+$ -dotierten Zellen sind um den Faktor 3,5 bei einer Oxiddicke von  $20 \text{ nm}$  und um den Faktor 2,9 bei einer Oxiddicke von  $27 \text{ nm}$  größer als die jeweiligen höchsten Diffusionslängen der in Charge 1 hergestellten Zellen. Dieser Unterschied zwischen den Zellen der beiden Chargen zeigt sich auch in den bereits in Abschnitt 5.5.2 beschriebenen Leerlaufspannungen. Die niedrigeren Diffusionslängen der Solarzellen aus Charge 1 sind durch die höhere Rekombination der Ladungsträger bedingt. Diese führt auch zu den niedrigeren Leerlaufspannungen. Die Zellen der beiden

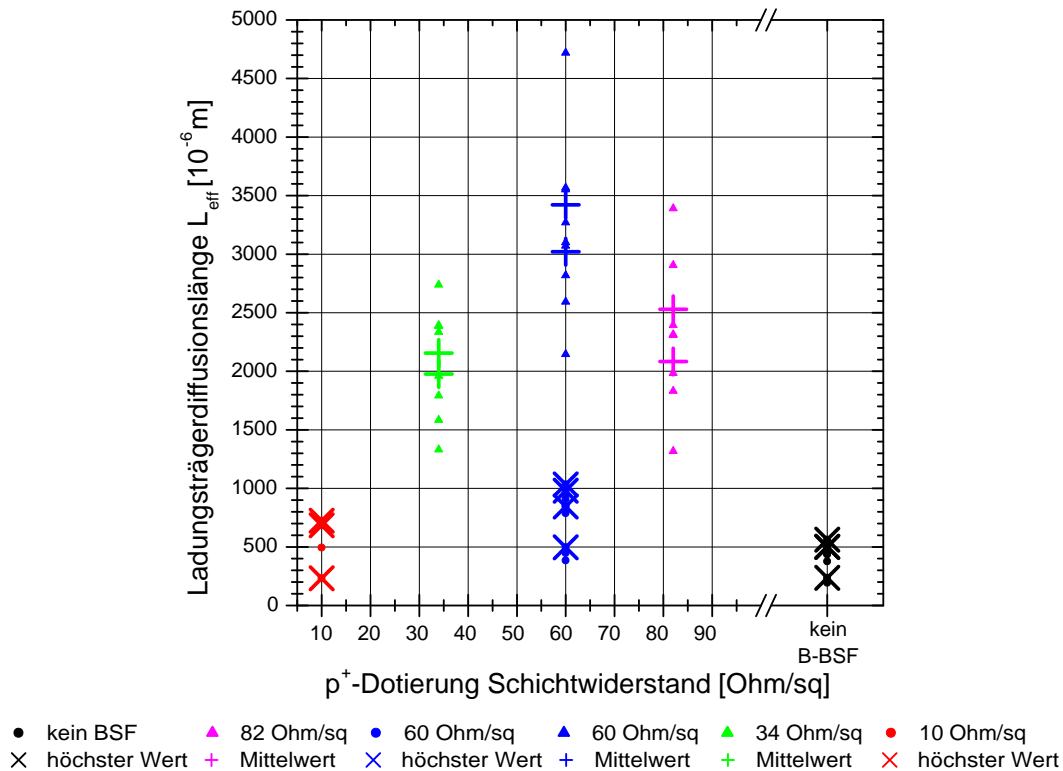
Charge	Gruppe	$L_{\text{eff}}[\mu\text{m}]$
1	A	235
	B	502
	C	562
	D	499
	E	497
	F	980
	G	1033
	H	846
	I	233
	J	–
	K	724
L	685	
2	F	3421 (4719)
	G	3021 (3567)
	M	2529 (3391)
	N	2084 (2393)
	O	2155 (2739)
	P	1976 (2393)

**Tabelle 5.7:** Effektive Diffusionslängen der Solarzellen der verschiedenen Gruppen. Für die Solarzellengruppen aus Charge 1 wird jeweils der höchste ermittelte Wert aufgeführt. Für die Solarzellengruppen aus Charge 2 wird der Mittelwert der Gruppe und der Wert der Zelle mit der höchsten Diffusionslänge der Gruppe in Klammer aufgeführt.

Chargen gleichen sich, bis auf die unterschiedliche Basisdotierung und den unterschiedlichen Feuerschritt. Daher sind die unterschiedlichen Diffusionslängen eine Folge der unterschiedlichen Rekombinationsrate der Ladungsträger in der Basis und eventuell auch der unterschiedlichen Kontaktierung, welche während des Feuerns erfolgt ist. Im Fall einer geringeren Kontaktfläche von Silizium und Metallkontakt, kann sich, wie bereits in Abschnitt 5.5.2 angesprochen, eine geringere Rekombinationsrate an der Solarzellenrückseite ergeben.

Für die Solarzellen aus Charge 2 ergeben sich bei allen  $p^+$ -Dotierhöhen die höheren mittleren Diffusionslängen für die Gruppen mit den geringeren Dicken der Oxidschicht. Für die  $82 \Omega/\square$   $p^+$ -dotierten Zellen ist die mittlere Diffusionslänge bei der Oxiddicke von 19 nm (M) um den Faktor 1,21 größer als die bei der Dicke von 25 nm (N). Für die  $82 \Omega/\square$   $p^+$ -dotierten Zellen ist die Diffusionslänge bei der Oxiddicke von 20 nm (F) um den Faktor 1,13 größer als die bei der Dicke von 27 nm (G). Und für die  $34 \Omega/\square$   $p^+$ -dotierten Zellen ist sie für 21 nm Oxiddicke (O) um den Faktor 1,09 größer als für 28 nm Oxiddicke (P). Die dünnere Oxidschicht mit einer Dicke von 19 bis 21 nm weist somit die beste Oberflächenpassivierung der hergestellten Oxidschichten für die Bor-Basisdotierung von 2,0 bis 4,7  $\Omega\text{cm}$  auf.

In Abbildung 5.12 sind die gemessenen effektiven Ladungsträgerdiffusionslängen über dem Schichtwiderstand der  $p^+$ -Dotierung der jeweiligen Zellen aufgetragen. Die Farben und Symbole entsprechen denen aus Abbildung 5.11. Die unterschiedliche Qualität der

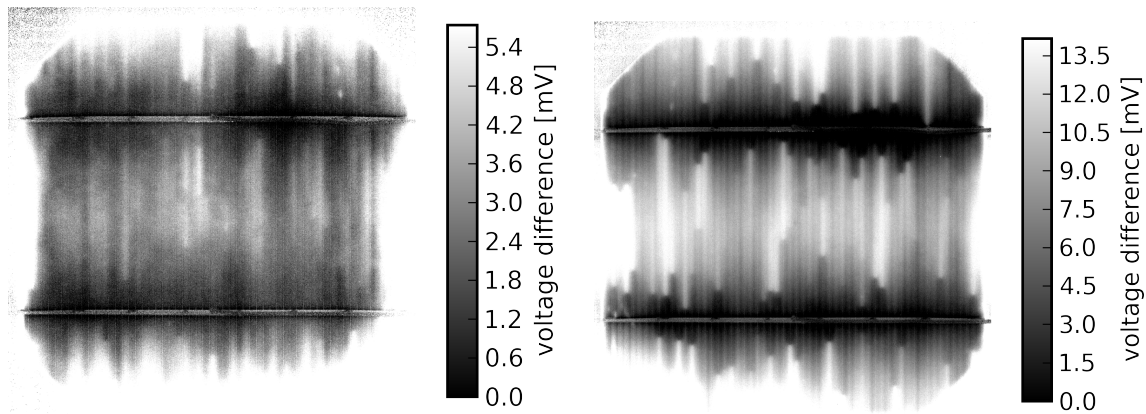


**Abbildung 5.12:** Effektive Diffusionslängen der Solarzellen, aufgetragen über dem Schichtwiderstand der  $p^+$ -dotierten Silizium-Schicht: Die Mittelwerte der verschiedenen Gruppen mit der gleichen Dotierung liegen übereinander, da Gruppen mit unterschiedlicher Oxiddicke, aber gleicher Dotierung existieren. Für einige Zellen war das Signal-Rausch-Verhältnis der Messwerte zu schwach für eine Auswertung (z.B. Gruppe J).

Passivierung der verschiedenen stark  $p^+$ -dotierten Solarzellen ist sehr gut zu erkennen. Die Solarzellen mit  $60 \Omega/\square$   $p^+$ -Dotierung weisen in beiden Chargen die höchsten Diffusionslängen auf (F, G). Sie haben die am besten passivierte Rückseitenoberfläche. Die Zellen aus Charge 1 und jene aus Charge 2 erreichen sowohl für stärkere  $p^+$ -Dotierungen ( $34$  und  $10 \Omega/\square$ ) als auch für schwächere  $p^+$ -Dotierung ( $82 \Omega/\square$ ) und ohne Bor-BSF nur geringere Ladungsträgerdiffusionslängen. Somit führt sowohl die verwendete stärkere Dotierung als auch die verwendete schwächere Dotierung zu höherer Rekombination an der Oberfläche der Solarzellenrückseite.

## 5.7 Elektrolumineszenz-Messungen (EL)

Die hergestellten Solarzellen weisen relativ niedrige Füllfaktoren auf. Dies wird in Abschnitt 5.5.4 gezeigt. Um zu überprüfen, ob die niedrigen Füllfaktoren eine Folge hoher Serienwiderstände sind, wurde die Elektrolumineszenz der Solarzellen wie in Unterkapitel 3.3 beschrieben gemessen. Hierbei wurde von der Vorder- und der Rückseite der Solarzelle jeweils ein Bild bei einem niedrigen Anregungsstrom von  $4 \text{ mA/cm}^2$  und ein Bild bei einem hohen Anregungsstrom von  $60 \text{ mA/cm}^2$  aufgenommen. Aus den beiden Bil-



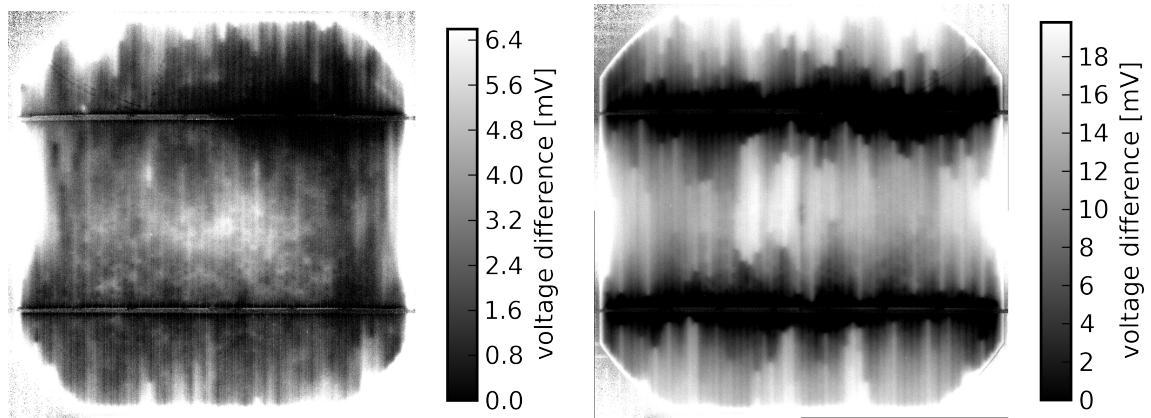
**Abbildung 5.13:** Elektrolumineszenz-Spannungsdifferenzbilder der Solarzelle 1791G059: Links wird die Aufnahme der Vorderseite der Solarzelle und rechts die Aufnahme der Rückseite gezeigt.

dem wird nach Gleichung (3.9) ein Elektrolumineszenz-Spannungsdifferenzbild berechnet. Große Spannungsdifferenzen in diesem Bild entsprechen hohen Serienwiderständen für den jeweiligen Ort auf der Solarzelle und niedrige Spannungsdifferenzen entsprechen geringen Serienwiderständen. In Abbildung 5.13 und 5.14 werden stellvertretend für die Solarzellen der zwei Chargen jeweils die Spannungsdifferenzbilder von Zellen mit sehr hohen Wirkungsgraden der beiden Chargen gezeigt.

Die Solarzellen beider Chargen zeigen in den Aufnahmen ihrer Rückseiten dünne Streifen entlang der Metallisierungsfinger mit hoher Spannungsdifferenz. Diese sind in Abbildung 5.13 und 5.14 jeweils in der Aufnahme der Rückseite (rechte Aufnahme) zu erkennen. Die hohen Spannungsdifferenzen sind eine Folge von punktuell sehr hohen Serienwiderständen der Finger an den Orten an denen die Streifen beginnen. Die Spannungsdifferenzen sind bei den Aufnahmen der Vorderseiten, bei denen die Solarzellen-Rückseiten durch dem Probenhalter ganzflächig kontaktiert wurden, geringer. Daher handelt es sich um lokal stark reduzierte Leitfähigkeiten der Finger der Solarzellenrückseite. Die punktuellen sehr hohen Serienwiderstände treten auch an Orten auf, an denen keine Unterbrechungen der Finger vorhanden sind. Sie können eine Folge zu dünn gedruckter Finger auf der Rückseite der Solarzelle sein.

Die Solarzellen der zweiten Charge weisen punktuell hohe Spannungsdifferenzen auf. In der Aufnahme der Vorderseite (linke Aufnahme) von Abbildung 5.14 sind diese als helle Punkte zu erkennen. Die Spannungsdifferenzen sind die Folge eines lokal unterschiedlichen Serienwiderstandes durch einen nur punktuellen Kontakt durch die Metallisierung [Kil09]. An den nicht kontaktierten Stellen wurde die Passivierungsschicht beim Feuerschritt nicht oder nicht ausreichend durch die Metallisierungspaste geöffnet. Somit ist an diesen Stellen kein leitender Kontakt entstanden. Diese schlechte Kontaktierung kann durch eine zu niedrige Temperatur des Feuerschritts oder durch einen zu geringen Glasfritte-Anteil der verwendeten Metallisierungspaste entstanden sein.

Der quantitative Einfluss der Serienwiderstände auf die Füllfaktoren der Zellen lässt sich durch die Elektrolumineszenz-Messungen nicht klären. Dennoch zeigt sich im Vergleich mit den in [Kil09] wiedergegebenen Aufnahmen, dass die Rückseiten der Solarzellen auf Grund der Fingerunterbrechungen in Bereichen, die nicht an den Busbars liegen,



**Abbildung 5.14:** Elektrolumineszenz-Spannungsdifferenzbilder der Solarzelle 1833O52: Links wird die Aufnahme der Vorderseite der Solarzelle und rechts die Aufnahme der Rückseite gezeigt.

sehr schlecht kontaktiert sind. Es ist davon auszugehen, dass sich diese schlechte Kontaktierung auf die Füllfaktoren der Solarzellen auswirkt.



## 6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Rückseitenpassivierung von siebgedruckten bifacialen Solarzellen verbessert. Um dies zu erreichen, wurde die Qualität der Passivierungsschicht der Solarzellen in Abhängigkeit ihrer wesentlichen Eigenschaften untersucht. Weiter wurden verschiedene Rückseiten-Passivierungen bei der Herstellung von bifacialen Solarzellen realisiert. Die so hergestellten Solarzellen wurden im Hinblick auf ihre Rückseitenpassivierung charakterisiert.

Die einzelnen Untersuchungen führten zu den folgenden Ergebnissen.

In der ersten Untersuchung an Silizium-Proben wurde die Dicke thermisch gewachsener Siliziumdioxid-Schichten auf  $p^+$ -dotierten Silizium-Proben in Abhängigkeit der Dotierung, der Oxidationstemperatur und -dauer bestimmt. Zur Herstellung der Schichten wurden  $n$ -dotierte Silizium-Proben mit  $p^+$ -Emittern mit einem Schichtwiderstand von 10 und 60  $\Omega/\square$  und ohne Emitter verwendet. Die Dicken der Siliziumdioxid-Schichten wurden für Temperaturen von 900 und 920°C und Oxidationsdauern von 30, 40, 50 und 60 min ermittelt. Hierbei wurde der Einfluss der Dotierung, der Oxidationstemperatur und -dauer auf die Dicke der Siliziumdioxid-Schicht bestimmt. Die entstandenen Schichtdicken lagen zwischen 15 und 33 nm.

In der zweiten Untersuchung an Silizium-Proben wurde eine Passivierung durch einen  $p^+$ -dotierten Emitter, eine Siliziumdioxid-Schicht und eine Siliziumnitrid-Schicht auf  $n$ -dotierten Proben hergestellt. Die Qualität der Passivierung durch diese Schichten wurde an Hand der Emittersättigungsströme bestimmt. Hierbei wurde die Passivierqualität in Abhängigkeit der Emitter-Dotierung nach den verschiedenen Schritten des Solarzellen-Herstellungsprozesses ermittelt. Diese Untersuchung wurde für Schichtwiderstände der  $p^+$ -dotierten Silizium-Schicht von 34, 60 und 82  $\Omega/\square$  durchgeführt. Es wurde gezeigt, dass ein Schichtwiderstand des Emitters von 60  $\Omega/\square$  zur besten Passivierung dieser Proben führt. Mit einem Schichtwiderstand von 60  $\Omega/\square$  wurde ein Emittersättigungsstrom von 280  $fA/cm^2$  erreicht. Zusätzlich wurde der Einfluss der einzelnen Schritte des Solarzellen-Herstellungsprozesses auf die Qualität der Passivierung untersucht und bestimmt.

Außer der Passivierqualität wurden für diese Proben auch die Schichtwiderstände und Dotierprofile nach den einzelnen Prozessschritten ermittelt. Hierbei wurde der Einfluss der Oxidation und der Siliziumnitrid-Abscheidung auf die Schichtwiderstände und Dotierprofile der Proben bestimmt.

Für die Untersuchung an Solarzellen wurden siebgedruckte bifaciale Silizium-Solarzellen mit unterschiedlicher Rückseiten-Passivierung hergestellt. Zur Passivierung der Rückseiten-Oberfläche wurden hierbei bis zu drei Schichten verwendet: Eine  $p^+$ -dotierte Silizium-Schicht mit einem Schichtwiderstand von 10, 34, 60 oder 82  $\Omega/\square$  oder keine  $p^+$ -dotierte Schicht, eine Siliziumdioxid-Schicht mit einer Dicke von 18 bis 54 nm oder keine Siliziumdioxid-Schicht und eine Siliziumnitrid-Schicht mit einer Dicke von 75 nm. Die Messung der Strom-Spannungs-Charakteristiken dieser Solarzellen ergab hohe Leerlaufspannungen von bis zu 638 mV bei Beleuchtung der Vorderseite und 637 mV bei

rückseitiger Beleuchtung. Die hohen Leerlaufspannungen sind eine Folge der guten Oberflächenpassivierung. Weiter wurden die Kurzschlussströme und Füllfaktoren der Solarzellen bestimmt. Die Kurzschlussströme liegen in Folge einer nicht optimierten Textur relativ niedrig. Auch die Füllfaktoren weisen auf Grund der schlechten Metallisierung sehr niedrige Werte auf. Für die hergestellten Solarzellen wurde ein Wirkungsgrad-Verhältnis für die Beleuchtung von der Vorderseite gegenüber der Beleuchtung von der Rückseite bis zu einem Faktor von 0,93 ermittelt. Dieser hohe Wert wurde durch die gute Rückseitenpassivierung ermöglicht.

Im zweiten Teil der Untersuchung an diesen Solarzellen wurde die effektive Diffusionslänge der Ladungsträger aus Messungen der spektralen Quantenausbeute bestimmt. So wurde der Einfluss der Dotierung der  $p^+$ -Silizium-Schicht und der Dicke der Siliziumdioxid-Schicht auf die Qualität der Oberflächen-Passivierung der Solarzellen ermittelt. Es wurde gezeigt, dass eine  $p^+$ -dotierte Silizium-Schicht mit einem Schichtwiderstand von  $60 \Omega/\square$ , eine Siliziumdioxid-Schicht mit einer Dicke von 20 nm und eine Siliziumnitrid-Schicht mit einer Dicke von 75 nm zur besten Oberflächenpassivierung für das verwendete Solarzellen-Konzept führen. Diese Schicht-Kombination passiviert die Solarzellen-Rückseite besser als die bisher für das Solarzellenkonzept gewählte Kombination mit einer Siliziumdioxidschicht von 27 nm Dicke. Mit diesen Passivierungsschichten wurde eine effektive Diffusionslänge von 3400  $\mu\text{m}$  erreicht.

Im dritten Teil der Untersuchung dieser Solarzellen wurde die orts aufgelöste Elektrolumineszenz der Zellen aufgenommen. Hierdurch wurde gezeigt, dass die Finger der Rückseiten-Metallisierung der Solarzellen viele elektrische Unterbrechungen aufweisen. Auch der nur punktweise Kontakt der Metallisierung der Solarzellen der zweiten Charge wurde durch die Messung sichtbar. Diese beiden Folgen der schlechten Metallisierung führen zu hohen Serienwiderständen, die eine Ursache der niedrigen Füllfaktoren der Solarzellen sind.

Als mögliche weiterführende Untersuchungen an bifacialen Solarzellen lassen sich, nach den Erfahrungen die im Rahmen dieser Arbeit gesammelt wurden, Untersuchungen der Metallisierung und der Textur von siebgedruckten bifacialen Solarzellen anführen. Im Bereich der Charakterisierung bietet sich die Untersuchung des Ätz-Prozesses der elektrochemischen Kapazitäts-Spannungs-Profilierung an.

# Tabellenverzeichnis

5.1	Siliziumdioxiddicken der p <sup>+</sup> -dotierten Silizium-Proben . . . . .	72
5.2	Emittersättigungsströme der p <sup>+</sup> -dotierten Silizium-Proben . . . . .	76
5.3	Schichtwiderstände der p <sup>+</sup> -dotierten Silizium-Proben . . . . .	79
5.4	Solarzellengruppen . . . . .	85
5.5	Strom-Spannungs-Messungen (Beleuchtung der Vorderseite) . . . . .	86
5.6	Strom-Spannungs-Messungen (Beleuchtung der Rückseite) . . . . .	87
5.7	Effektive Diffusionslängen der Solarzellen . . . . .	98



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Absorption von Photonen durch Elektronen in einem Halbleiter . . . . .	4
2.2	Silizium-Solarzelle . . . . .	5
2.3	Bifaciale Silizium-Solarzelle . . . . .	6
2.4	Silizium-Kristallstruktur . . . . .	7
2.5	Bandstruktur eines p- und eines n-dotierten Halbleiters . . . . .	7
2.6	p-n-Übergang . . . . .	8
2.7	Elektronen- und Löcherströme in einem p-n-Übergang . . . . .	12
2.8	Schaltbild der Solarzelle als beleuchteter p-n-Übergang . . . . .	13
2.9	Potentialverlauf in einem p-n-Übergang mit Störstellen . . . . .	14
2.10	Rekombinationsrate in einem Halbleiter . . . . .	15
2.11	Schaltbild der Solarzelle nach dem Zwei-Dioden-Modell . . . . .	16
2.12	Strom-Spannungs-Kennlinie der Solarzelle 1791G59 . . . . .	17
2.13	Sonnenspektrum AM 1,5 . . . . .	18
2.14	Interne Quantenausbeuten der Solarzellen 1833F06 und 1791C023 . . . . .	19
2.15	Physikalische Verluste einer Silizium-Solarzelle . . . . .	20
2.16	Antireflexionsschicht . . . . .	22
2.17	Lichteinfall an einer texturierten Oberfläche . . . . .	23
2.18	Berechnete Wirkungsgrade einer bifacialen n <sup>+</sup> -p-Silizium-Solarzelle . . . . .	29
2.19	Energieband-Diagramm einer thermisch gewachsenen Si-SiO <sub>2</sub> -Grenzfläche . . . . .	33
2.20	Energieband-Diagramm einer Si-SiN <sub>x</sub> -Grenzfläche . . . . .	35
2.21	Modell der Solarzelle ohne BSF . . . . .	37
2.22	Modell der Solarzelle mit BSF . . . . .	38
2.23	Berechnete Leerlaufspannung des Modells der Solarzelle mit BSF . . . . .	40
3.1	Aufbau zur Messung der spektralen Quantenausbeute . . . . .	42
3.2	Aufbau zur Messung der spektralen Quantenausbeute, Details . . . . .	44
3.3	Elektrolumineszenz-Aufnahme einer Solarzelle . . . . .	47
3.4	QSSPC Messaufbau . . . . .	49
3.5	Messwerte der QSSPC-Messung der Silizium-Probe 1833FZ16 . . . . .	53
3.6	ECV: Verarmungsregion für n- und p-dotierte Proben . . . . .	54
3.7	ECV: Lösung von n- und p-dotierte Proben . . . . .	55
3.8	ECV: Kapazitäts-Spannungs-Profil . . . . .	57
3.9	ECV: Elektrochemische Zelle und Messschaltung . . . . .	58
3.10	ECV: Spannungsteilerschaltung der elektrochemischen Zelle . . . . .	59
4.1	Solarzellen-Herstellungsprozesse . . . . .	65
4.2	Vierpunktmessung . . . . .	66
5.1	Oxiddicken der p <sup>+</sup> -dotierten Silizium-Proben . . . . .	73
5.2	Probe zur Emittersättigungsstrom-Messung . . . . .	76

## Abbildungsverzeichnis

5.3	Emittersättigungsströme der p <sup>+</sup> -dotierten Silizium-Proben . . . . .	77
5.4	Schichtwiderstände der p <sup>+</sup> -dotierten Silizium-Proben . . . . .	80
5.5	Bor-Dotierprofile nach Bor-Diffusion und Oxidation . . . . .	82
5.6	Bor-Dotierprofile nach Siliziumnitrid-Abscheidung . . . . .	83
5.7	Leerlaufspannungen der Solarzellen . . . . .	88
5.8	Kurzschlussstromdichten der Solarzellen . . . . .	92
5.9	Füllfaktoren der Solarzellen . . . . .	94
5.10	Wirkungsgrade der Solarzellen . . . . .	95
5.11	Effektive Diffusionslängen der Solarzellen über SiO <sub>2</sub> -Dicke . . . . .	97
5.12	Effektive Diffusionslängen der Solarzellen über Dotierung . . . . .	99
5.13	Elektrolumineszenz-Spannungsdifferenzbilder der Solarzelle 1791G059 .	100
5.14	Elektrolumineszenz-Spannungsdifferenzbilder der Solarzelle 1833O52 . .	101

# Literaturverzeichnis

- [Abe99] A. G. Aberle, *Crystalline Silicon Solar Cells: Advanced Surface Passivation and Analysis*, University of New South Wales Sydney (1999), URL <http://www.worldcat.org/oclc/222573026>.
- [Abe00] A. G. Aberle, *Surface passivation of crystalline silicon solar cells: a review*, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* **8**(5), S. 473 (2000), URL [http://dx.doi.org/10.1002/1099-159X\(200009/10\)8:5<473::AID-PIP337>3.0.CO;2-D](http://dx.doi.org/10.1002/1099-159X(200009/10)8:5<473::AID-PIP337>3.0.CO;2-D).
- [Acc01] Accent Optical Technologies, *Accent PN4300PC Electrochemical C-V Profiler with Photovoltage Spectroscopy User Manual* (2001).
- [And09] Andor Technology, *iKon-M DU934N-BRD*, Datenblatt (2009), URL [http://www.andor.com/scientific\\_cameras/ikon-m/models/default.aspx?iProductCodeID=66&tab=tabStaticQE](http://www.andor.com/scientific_cameras/ikon-m/models/default.aspx?iProductCodeID=66&tab=tabStaticQE).
- [Arg07] ARGE Monitoring PV-Anlagen, *Monitoring zur Wirkung des novelierten EEG auf die Entwicklung der Stromerzeugung aus Solarenergie, insbesondere der Photovoltaik-Freiflächen*, Bericht (2007), URL [http://www.erneuerbare-energien.de/files/pdfs/allgemein/application/pdf/pv\\_bericht\\_end.pdf](http://www.erneuerbare-energien.de/files/pdfs/allgemein/application/pdf/pv_bericht_end.pdf).
- [Bag91] P. E. Bagnoli, A. Piccirillo, A. L. Gobbi und R. Giannetti, *Electrical characteristics of silicon nitride on silicon and InGaAs as a function of the insulator stoichiometry*, *Applied surface science* **52**, S. 45 (1991), URL <http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=4988304>.
- [Bas90] P. A. Basore, *Numerical modeling of textured silicon solar cells using PC-ID*, *IEEE Transactions on Electron Devices* **37**, S. 337 (1990), URL [http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs\\_all.jsp?arnumber=46362](http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs_all.jsp?arnumber=46362).
- [Bas93] P. A. Basore, *Extended spectral analysis of internal quantum efficiency*, *Proc. 23<sup>rd</sup> IEEE PVSC, Louisville* S. 147 (1993), URL [http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs\\_all.jsp?arnumber=347063](http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs_all.jsp?arnumber=347063).
- [Bas01] M. Bass, *Handbook of Optics*, McGraw-Hill, New York (2001), URL <http://www.worldcat.org/oclc/30593527>.
- [Bea08] G. Beaucarne, J. John, P. Choulat, Y. Ma, R. Russel, I. Romijn, A. Weeber, M. Hofmann, R. Preu, A. Slaoui, N. L. Quang, O. Nichiporuk, C. del Canizo, A. Pan, H. Solheim, J. Evju, H. Nagel, J. Horzel, B. Bitnar, M. Heemeier, T. Weber, B. Raabe, H. Haverkamp, C. Strümpel, J. Junge, S. Riegel, S. Seren

- und G. Hahn, *Solar cell process development in the european integrated project crystalclear*, Proc. 23<sup>rd</sup> European Photovoltaic Solar Energy Conference, Valencia (2008), URL <http://www.ecn.nl/docs/library/report/2008/m08066.pdf>.
- [Bel88] V. Belyi, L. L. Vasilyeva, G. S. Ginovker, V. A. Gritsenko, S. M. Repinsky, S. P. Sinitza, T. P. Smirnova und F. L. Edelman, *Silicon Nitride in Electronics*, Elsevier, Amsterdam (1988), URL <http://www.worldcat.org/oclc/14002670>.
- [Ben02] R. W. Bentley, *Global oil & gas depletion: an overview*, Energy Policy **30**(3), S. 189 (2002), URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V2W-44PKMVN-1/2/c254e10c1f35ae8bb2b943f9f94dea7a>.
- [Ber93] R. Bergmann, S. Robinson, Z. Shi und J. Kurianski, *Silicon films incorporating a drift-field grown by liquid phase epitaxy for solar cell applications*, Solar energy materials and solar cells **31**(3), S. 447 (1993), URL <http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=4029966>.
- [Boo08] F. Book, *Selektive Emitterstrukturen für siebgedruckte kristalline Silizium-Solarzellen*, Diplomarbeit, Universität Konstanz (2008).
- [Bro28] R. Brown und B. Dibner, *A brief account of microscopical observations : made in the months of June, July, and August, 1827, on the particles contained in the pollen of plants and on the general existence of active molecules in organic and inorganic bodies* (1828), URL <http://www.worldcat.org/oclc/13470372>.
- [Bru81] R. Brunetti, C. Jacoboni, F. Nava, L. Reggiani, G. Bosman und R. J. J. Zijlstra, *Diffusion coefficient of electrons in silicon*, Journal of Applied Physics **52**(11), S. 6713 (1981), URL <http://link.aip.org/link/?JAP/52/6713/1>.
- [Cue99] A. Cuevas, *The effect of emitter recombination on the effective lifetime of silicon wafers*, Solar energy materials and solar cells **57**(3), S. 277 (1999), URL <http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=1714330>.
- [Czo18] J. Czochralski, *Ein neues Verfahren zur Messung der Kristallisationsgeschwindigkeit der Metalle*, Zeitschrift für physikalische Chemie **92**, S. 219 (1918).
- [Dan72] F. Dannhäuser, *Die Abhängigkeit der Trägerbeweglichkeit in Silizium von der Konzentration der freien Ladungsträger - I*, Solid-State Electronics **15**(12), S. 1371 (1972), URL [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101\(72\)90131-1](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101(72)90131-1).
- [Dau02] S. Dauwe, L. Mittelstädt, A. Metz und R. Hezel, *Experimental evidence of parasitic shunting in silicon nitride rear surface passivated solar cells*, Progress in Photovoltaics: Research and Applications **10**(4), S. 271 (2002), URL <http://dx.doi.org/10.1002/pip.420>.

- [Dea65] B. E. Deal und A. S. Grove, *General Relationship for the Thermal Oxidation of Silicon*, Journal of Applied Physics **36**(12), S. 3770 (1965), URL <http://link.aip.org/link/?JAP/36/3770/1>.
- [DiM75] D. J. DiMaria und P. C. Arnett, *Hole injection into silicon nitride: Interface barrier energies by internal photoemission*, Applied Physics Letters **26**(12), S. 711 (1975), URL <http://link.aip.org/link/?APL/26/711/1>.
- [Ein05] A. Einstein, *Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen*, Annalen der Physik **322**(8), S. 549 (1905), URL <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19053220806>.
- [Elm96a] J. R. Elmiger und M. Kunst, *Investigation of charge carrier injection in silicon nitride/silicon junctions*, Applied Physics Letters **69**(4), S. 517 (1996), URL <http://link.aip.org/link/?APL/69/517/1>.
- [Elm96b] J. R. Elmiger und M. Kunst, *Investigation of the silicon-plasma silicon nitride interface with in situ transient photoconductivity measurements*, Applied Surface Science **103**(1), S. 11 (1996), URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6THY-3VS94XV-2/2/3cc45192382fbd24cc30c60b83b3c7df>.
- [Fis03] B. Fischer, *Loss Analysis of Crystalline Silicon Solar Cells using Photoconductance and Quantum Efficiency Measurements*, Dissertation, Universität Konstanz (2003), URL <http://www.worldcat.org/oclc/57476312>.
- [Gar98] S. Garcia, I. Martil, G. G. Diaz, E. Castan, S. Duenas und M. Fernandez, *Deposition of SiN<sub>x</sub>:H thin films by the electron cyclotron resonance and its application to Al/SiN<sub>x</sub>:H/Si structures*, Journal of Applied Physics **83**(1), S. 332 (1998), URL <http://link.aip.org/link/?JAP/83/332/1>.
- [Ger00] C. Gerhards, A. Fischer, P. Fath und E. Bucher, *Mechanical microtexturization for multicrystalline Si solar cells*, Proc. 16<sup>th</sup> European Photovoltaic Solar Energy Conference, Glasgow (2000), URL [http://www.uni-konstanz.de/pv/publikationen/papers/glasgow2000/VA1\\_47\\_Gerhards\\_et\\_al.pdf](http://www.uni-konstanz.de/pv/publikationen/papers/glasgow2000/VA1_47_Gerhards_et_al.pdf).
- [Gie08] J. Giesecke, *Messung von Minoritätsladungsträger-Diffusionslängen in Silicium-Solarzellen mit Lumineszenzmethoden*, Diplomarbeit, Universität Konstanz (2008), URL <http://kops.ub.uni-konstanz.de/volltexte/2009/7898>.
- [Glu05] S. W. Glunz, *Stand und Perspektiven der Photovoltaikforschung*, Proc. 69. Jahrestagung der DPG S. 93–108 (2005), URL [http://www.uni-saarland.de/fak7/fze/AKE\\_Archiv/DPG2005-AKE\\_Berlin/Vortraege/DPG2005\\_AKE4.3Glunz\\_PV-Forschung.pdf](http://www.uni-saarland.de/fak7/fze/AKE_Archiv/DPG2005-AKE_Berlin/Vortraege/DPG2005_AKE4.3Glunz_PV-Forschung.pdf).
- [God74] M. P. Godlewski, C. R. Baraona und H. W. J. Brandhorst, *Low-high junction theory applied to solar cells*, Proc. 10<sup>th</sup> Photovoltaic Specialists Conference,

- Palo Alto (1974), URL <http://md1.csa.com/partners/viewrecord.php?requester=gs&collection=TRD&recid=N7414789AH>.
- [Goe97] A. Goetzberger, B. Voß und J. Knobloch, *Sonnenenergie Photovoltaik: Physik und Technologie der Solarzelle*, Teubner Verlag Stuttgart (1997), URL <http://www.worldcat.org/oclc/35533983>.
- [Grö07] D. Grötschel, *Plasmatextur für kristalline Silizium Solarzellen*, Staatsexamensarbeit, Universität Konstanz (2007).
- [Gre95a] M. A. Green, *Silicon Solar Cells: Advanced Principles & Practice*, University of New South Wales Sydney (1995), URL <http://www.worldcat.org/oclc/32811786>.
- [Gre95b] M. A. Green und M. J. Keevers, *Optical properties of intrinsic silicon at 300 K*, Progress in Photovoltaics: Research and Applications **3**(3), S. 189 (1995), URL <http://dx.doi.org/10.1002/pip.4670030303>.
- [Gre98] M. A. Green, *Solar Cells: Operating Principles, Technology and System Applications*, University of New South Wales Sydney (1998), URL <http://www.worldcat.org/oclc/7306937>.
- [Gre03] M. A. Green, *Third Generation Photovoltaics: Advanced Solar Energy Conversion*, Springer Verlag Berlin (2003), URL <http://www.worldcat.org/oclc/52464585>.
- [Gun58] J. B. Gunn, *On Carrier Accumulation, and the Properties of Certain Semiconductor Junctions*, International Journal of Electronics **4**(1), S. 17 (1958), URL <http://www.informaworld.com/smpp/ftinterface?content=a778228043>.
- [Hab94] F. H. P. M. Habraken und A. E. T. Kuiper, *Silicon nitride and oxynitride films*, Materials science & engineering. R, Reports **12** (1994), URL <http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=4129188>.
- [Hal52] R. N. Hall, *Electron-hole recombination in germanium*, Physical Review **87**(2), S. 387 (1952), URL [http://prola.aps.org/abstract/PR/v87/i2/p387\\_1](http://prola.aps.org/abstract/PR/v87/i2/p387_1).
- [Hau04] A. Hauser, I. Melnyk, E. Weffringhaus, F. Delahaye, G. Vilsmeier und P. Fath, *Acidic texturisation of mc-Si using a high throughput in-line prototype system with no organic chemistry*, Proc. 19<sup>th</sup> European Photovoltaic Solar Energy Conference, Paris (2004).
- [Hau06] A. Hauser, *Die kristalline Siliziumsolarzelle Untersuchung der Einzelprozesse und Entwicklung von Alternativen*, Dissertation, Universität Konstanz (2006), URL <http://www.ub.uni-konstanz.de/kops/volltexte/2006/1770/>.

- [Hei00] A. S. H. van der Heide, A. Schönecker, G. P. Wyers und W. C. Sinke., *Contact resistance scanning for process optimization: the corescanner method*, Proc. 16<sup>th</sup> European Photovoltaic Solar Energy Conference, Glasgow S. 1438 (2000), URL <http://www.sunlab.nl/fileadmin/sunlab/user/publications/rx01047.pdf>.
- [Hez81] R. Hezel, *Silicon nitride for the improvement of silicon inversion layer solar cells*, Solid-State Electronics **24**, S. 863 (1981), URL <http://www.csa.com/partners/viewrecord.php?requester=gs&collection=TRD&recid=A8142641AH>.
- [Hez82a] R. Hezel, *High charge densities in Si-nitride and their effect on the inversion layer mobility of silicon MIS/IL solar cells*, Proc. 16<sup>th</sup> IEEE Photovoltaic Specialists Conference, New York S. 1237 (1982).
- [Hez82b] R. Hezel und N. Lieske, *Room temperature formation of Si-nitride films by low energy nitrogen ion implantation into silicon*, Journal of The Electrochemical Society **129**(2), S. 379 (1982), URL <http://link.aip.org/link/?JES/129/379/1>.
- [Hez84] R. Hezel, K. Blumenstock und R. Schörner, *Interface states and fixed charges in MNOS structures with APCVD and plasma silicon nitride*, Journal of The Electrochemical Society **131**(7), S. 1679 (1984), URL <http://link.aip.org/link/?JES/131/1679/1>.
- [Hez89] R. Hezel und K. Jaeger, *Low-temperature surface passivation of silicon for solar cells*, Journal of The Electrochemical Society **136**(2), S. 518 (1989), URL <http://link.aip.org/link/?JES/136/518/1>.
- [Hus05a] F. Huster, *Aluminium - back surface field: bow investigation and elimination*, Proc. 20<sup>th</sup> European Photovoltaic Solar Energy Conference, Barcelona (2005), URL [http://www.uni-konstanz.de/pv/publikationen/papers/barcelona2005/2A02\\_1\\_Huster\\_Bow\\_Preprint.pdf](http://www.uni-konstanz.de/pv/publikationen/papers/barcelona2005/2A02_1_Huster_Bow_Preprint.pdf).
- [Hus05b] F. Huster, *Investigation of the alloying process of screen printed aluminium pastes for the BSF formation on silicon solar cells*, Proc. 20<sup>th</sup> European Photovoltaic Solar Energy Conference, Barcelona (2005), URL [http://www.uni-konstanz.de/pv/publikationen/papers/barcelona2005/2DV2\\_49\\_Huster\\_Alloying\\_Preprint.pdf](http://www.uni-konstanz.de/pv/publikationen/papers/barcelona2005/2DV2_49_Huster_Alloying_Preprint.pdf).
- [Ire86] E. A. Irene, H. Z. Massoud und E. Tierney, *Silicon Oxidation Studies: Silicon Orientation Effects on Thermal Oxidation*, Journal of The Electrochemical Society **133**(6), S. 1253 (1986), URL <http://link.aip.org/link/?JES/133/1253/1>.
- [Ise09] Fraunhofer Institut für Solare Energiesysteme, *World Record: 41.1 % efficiency reached for multi-junction solar cells at Fraunhofer ISE*, Press Release (2009).

- [Kan85] D. E. Kane und R. M. Swanson, *Measurement of the emitter saturation current by a contactless photoconductivity decay method*, Proc. 18<sup>th</sup> IEEE PVSC, Las Vegas S. 578 (1985), URL <http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=8187799>.
- [Ker02] M. J. Kerr und A. Cuevas, *General parameterization of Auger recombination in crystalline silicon*, Journal of Applied Physics **91**(4), S. 2473 (2002), URL <http://link.aip.org/link/?JAP/91/2473/1>.
- [Kil09] D. Kiliani, *Aufbau eines Lumineszenz-Messplatzes zur Charakterisierung von Solarzellen*, Diplomarbeit, Universität Konstanz (2009).
- [Kit06] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg Verlag München (2006), URL <http://www.worldcat.org/oclc/21414025>.
- [Krä07] A. Kränzl, *Industriesolarzellen auf dünnem multikristallinem Silizium: Diffusionsverfahren, neue Materialien und bifaciale Strukturen*, Dissertation, Universität Konstanz (2007), URL [http://deposit.ddb.de/cgi-bin/dokserv?idn=983478104&dok\\_var=d1&dok\\_ext=pdf&filename=983478104.pdf](http://deposit.ddb.de/cgi-bin/dokserv?idn=983478104&dok_var=d1&dok_ext=pdf&filename=983478104.pdf).
- [Kra72] J. Krausse, *Die Abhängigkeit der Trägerbeweglichkeit in Silizium von der Konzentration der freien Ladungsträger - II*, Solid-State Electronics **15**(12), S. 1377 (1972), URL [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101\(72\)90132-3](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101(72)90132-3).
- [Lag93] J. Lagowski, A. M. Kontkiewicz, L. Jastrzebski und P. Edelman, *Method for the measurement of long minority carrier diffusion lengths exceeding wafer thickness*, Applied Physics Letters **63**(21), S. 2902 (1993), URL <http://link.aip.org/link/?APL/63/2902/1>.
- [Leg96] C. Leguijt, P. Lölgen, J. A. Eikelboom, A. W. Weeber, F. M. Schuurmans, W. C. Sinke, P. F. A. Alkemade, P. M. Sarro, C. H. M. Marée und L. A. Verhoef, *Low temperature surface passivation for silicon solar cells*, Solar Energy Materials and Solar Cells **40**(4), S. 297 (1996), URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V51-3VTFJV0-Y/2/4536275abeece22d27ffb6a8956611d4>.
- [Mah99] S. Mahajan, *Principles of Growth and Processing of Semiconductors*, WCB/McGraw-Hill, Boston (1999), URL <http://www.worldcat.org/oclc/38527767>.
- [Man72] J. Mandelkorn und J. J. Lamneck, *Simplified fabrication of back surface electric field silicon cells and novel characteristics of such cells*, Proc. 9<sup>th</sup> photovoltaic specialists conference, Silver Spring (1972), URL [http://www.osti.gov/energycitations/product.biblio.jsp?osti\\_id=5073807](http://www.osti.gov/energycitations/product.biblio.jsp?osti_id=5073807).
- [Mas83] G. Masetti, M. Severi und S. Solmi, *Modeling of carrier mobility against carrier concentration in arsenic-, phosphorus-, and boron-doped silicon*, IEEE Transactions on Electron Devices **30**(7), S. 764 (1983), URL [http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs\\_all.jsp?arnumber=1483108](http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs_all.jsp?arnumber=1483108).

- [McK66] J. P. McKelvey, *Solid State and Semiconductor Physics*, Harper & Row, New York (1966), URL <http://www.worldcat.org/oclc/186160>.
- [Nic82] E. H. Nicollian und J. R. Brews, *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*, Wiley Verlag New York (1982), URL <http://www.worldcat.org/oclc/7550858>.
- [Nol04] W. Nolting, *Grundkurs Theoretische Physik 3 Elektrodynamik*, Springer Verlag Berlin (2004), URL <http://www.worldcat.org/oclc/265438483>.
- [Pac07] R. Pachauri und A. Reisinger (Herausgeber), *IPCC Fourth Assessment Report: Climate Change 2007 Synthesis Report*, IPCC (2007), URL <http://www.ipcc.ch/ipccreports/ar4-syr.htm>.
- [Pal85] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press handbook series, Academic Press, Orlando (1985), URL <http://www.worldcat.org/oclc/11068280>.
- [Ray94] S. K. Ray, S. Das, C. K. Maiti, S. K. Lahiri und N. B. Chakraborti, *Effect of reactive-ion bombardment on the properties of silicon nitride and oxynitride films deposited by ion-beam sputtering*, Journal of Applied Physics **75**(12), S. 8145 (1994), URL <http://link.aip.org/link/?JAP/75/8145/1>.
- [Rie09] S. Riegel, S. Gloger, B. Raabe und G. Hahn, *Comparison of the passivation quality of boron and aluminum BSF for wafers of varying thickness*, Proc. 24<sup>th</sup> European Photovoltaic Solar Energy Conference, Hamburg (2009).
- [Rob84] J. Robertson und M. J. Powell, *Gap states in silicon nitride*, Applied Physics Letters **44**(4), S. 415 (1984), URL <http://link.aip.org/link/?APL/44/415/1>.
- [Rob94] J. Robertson, *Defects and hydrogen in amorphous silicon nitride*, Philosophical Magazine B **69**(2), S. 307 (1994), URL [http://pdfserve.informaworld.com/440682\\_777306414\\_757473908.pdf](http://pdfserve.informaworld.com/440682_777306414_757473908.pdf).
- [Rob95] S. J. Robinson, S. R. Wenham, P. P. Altermatt, A. G. Aberle, G. Heiser und M. A. Green, *Recombination rate saturation mechanisms at oxidized surfaces of high-efficiency silicon solar cells*, Journal of Applied Physics **78**(7), S. 4740 (1995), URL <http://link.aip.org/link/?JAP/78/4740/1>.
- [San92] A. Sanyoh, *Studies of bonds and defect states in plasma-deposited thin-film a-SiN<sub>x</sub>:H/silicon interface.*, J. Sci. Hiroshima Univ., Ser. A **56**, S. 59 (1992).
- [Sch39] W. Schottky, *Zur Halbleitertheorie der Sperrschicht- und Spitzengleichrichter*, Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei **113**(5), S. 367 (1939), URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF01340116>.
- [Sch90] W. Schröter und R. Kühnappel, *Model describing phosphorus diffusion gettering of transition elements in silicon*, Applied Physics Letters **56**(22), S. 2207 (1990), URL <http://link.aip.org/link/?APL/56/2207/1>.

- [Sho49] W. Shockley, *The theory of pn junctions in semiconductors and pn junction transistors*, Bell Syst. Tech. J. **28**, S. 435 (1949).
- [Sho52] W. Shockley und W. T. Read, *Statistics of the recombinations of holes and electrons*, Physical Review **87**(5), S. 835 (1952), URL [http://prola.aps.org/abstract/PR/v87/i5/p835\\_1](http://prola.aps.org/abstract/PR/v87/i5/p835_1).
- [Sho61] W. Shockley und H. J. Queisser, *Detailed balance limit of efficiency of p-n junction solar cells*, Journal of Applied Physics **32**(3), S. 510 (1961), URL <http://link.aip.org/link/?JAP/32/510/1>.
- [Sin96] R. A. Sinton und A. Cuevas, *Contactless determination of current–voltage characteristics and minority-carrier lifetimes in semiconductors from quasi-steady-state photoconductance data*, Applied Physics Letters **69**(17), S. 2510 (1996), URL <http://link.aip.org/link/?APL/69/2510/1>.
- [Smi06] V. Smil, *Energy at the Crossroads*, Proc. Global Science Forum Conference on Scientific Challenges for Energy Research, Paris (2006), URL <http://www.oecd.org/dataoecd/52/25/36760950.pdf>.
- [Sne81] J. Snel, *The doped Si/SiO<sub>2</sub> interface*, Solid-State Electronics **24**(2), S. 135 (1981), URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TY5-46VC1MH-8K/2/20972da4cb37c0082a3e1d37c7950f71>.
- [Ste65] H. F. Sterling und R. C. G. Swann, *Chemical vapour deposition promoted by r.f. discharge*, Solid-State Electronics **8**(8), S. 653 (1965), URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TY5-46TY146-65/2/5e9ce2017a9b9fbdeb8dd0084b409f61>.
- [Ste97] A. W. Stephens und M. A. Green, *Effectiveness of 0.08 molar iodine in ethanol solution as a means of chemical surface passivation for photoconductance decay measurements*, Solar Energy Materials and Solar Cells **45**(3), S. 255 (1997), URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V51-3SN13XC-J/2/da161a38db68c8556c1b07b9e2e5325a>.
- [Swa67] R. G. Swann, R. R. Mehta und T. P. Cauge, *The preparation and properties of thin film silicon-nitrogen compounds produced by a radio frequency glow discharge reaction*, Journal of The Electrochemical Society **114**(7), S. 713 (1967), URL <http://link.aip.org/link/?JES/114/713/1>.
- [Sze81] M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley Verlag New York (1981), URL <http://www.worldcat.org/oclc/5513>.
- [Tia07] B. Tian, X. Zheng, T. J. Kempa, Y. Fang, N. Yu, G. Yu, J. Huang und C. M. Lieber, *Coaxial silicon nanowires as solar cells and nanoelectronic power sources*, Nature **449**, S. 885 (2007), URL <http://www.nature.com/nature/journal/v449/n7164/abs/nature06181.html>.

- [Tru07] T. Trupke, E. Pink, R. A. Bardos und M. D. Abbott, *Spatially resolved series resistance of silicon solar cells obtained from luminescence imaging*, Applied Physics Letters **90**(9), 093506 (2007), URL <http://link.aip.org/link/?APL/90/093506/1>.
- [Vos78] J. L. Vossen und W. Kern, *Thin Film Processes*, Academic Press, New York (1978), URL <http://www.worldcat.org/oclc/4056878>.
- [Wür00] P. Würfel, *Physik der Solarzellen*, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg (2000), URL <http://www.worldcat.org/oclc/68978029>.
- [Zho93] L. Zhong und F. Shimura, *Investigation of charge trapping centers in silicon nitride films with a laser-microwave photoconductive method*, Applied Physics Letters **62**(6), S. 615 (1993), URL <http://link.aip.org/link/?APL/62/615/1>.



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. Giso Hahn für die Vergabe der spannenden Diplomarbeit und die freundliche Aufnahme in die Photovoltaik-Gruppe,
- Prof. Dr. Thomas Dekorsy für die Übernahme der Zweitkorrektur,
- Stefanie Riegel für die gute Betreuung der Diplomarbeit, die vielen Ideen und Anregungen sowie das Korrekturlesen,
- Bernd Raabe, Axel Herguth, Felix Book, Annika Zuschlag, Philipp Karzel, Regina Pavlovic, David Kiliani, Stefan Braun, Bernhard Herzog, Sebastian Joos, Bärbel Rettenmaier, Sibylle Ohl, Lisa Rothengaß, Sabine Groß-Buitenwerf und allen weiteren Kollegen für Anregungen, die immer vorhandene Hilfsbereitschaft, und die angenehme und produktive Atmosphäre in der Arbeitsgruppe,
- meinen Eltern, für ihre uneingeschränkte Unterstützung.