

# **Neuartige hocheffiziente Silizium-Solarzellen mit beidseitiger Lichtempfindlichkeit**

Vom Fachbereich Physik  
der Universität Hannover  
zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften

Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Andreas Hübner

geboren am 3.10.1969 in Merseburg/Saale

1998

**Referent:** Prof. Dr. R. Hezel  
**Korreferent:** Prof. Dr. M. Horn-von Hoegen  
**Tag der Promotion:** 22.6.1998

# Abstract

Bifacial-Solarzellen sind ein vielversprechender Solarzellentyp zur effizienten photovoltaischen Energieumwandlung. Bisher bleiben jedoch die erzielten Wirkungsgrade hinter denen vergleichbarer konventioneller Solarzellen zurück. Thema dieser Arbeit ist daher die Entwicklung von neuartigen Bifacial-Solarzellen auf Silizium-Basis sowie die eingehende Charakterisierung ihrer Eigenschaften. Die Zielvorgabe ist dabei ein möglichst hoher Wirkungsgrad bei Verwendung industriell umsetzbarer Prozeßtechniken.

Die Charakterisierung umfaßt die Analyse der rekombinatorischen Eigenschaften der Solarzellenrückseite, die meßtechnische Analyse der Verlustmechanismen in der Solarzelle sowie die Untersuchung der Absorptionseigenschaften und des damit verbundenen Temperaturverhaltens von Bifacial-Solarzellen.

Durch die Erkenntnisse aus der Charakterisierung konnte eine Optimierung der Zellen vorgenommen werden, so daß die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Bifacial-Solarzellen sehr hohe Wirkungsgrade von 20.1% bei vorderseitiger Beleuchtung und 17.2% bei rückseitiger Beleuchtung aufweisen.

**Schlüsselworte:** Solarzelle, Silizium, floating junction

# Abstract

Bifacial solar cells are a promising device for photovoltaic energy conversion. However, up to now the efficiencies are lower than that of comparable conventional solar cells. The topic of this work is the development of a new bifacial silicon solar cell and the characterisation of its properties with the aim of a maximum efficiency using industrially feasible production processes.

The characterisation covers the analysis of the recombination properties of the rear surface, the analysis of the loss mechanisms as well as the investigation of the absorption properties and the temperature behaviour of the bifacial cells.

With the results from the characterisation an optimisation of the cells was performed which led to bifacial silicon solar cells with very high efficiencies of 20.1% under front illumination and 17.2% under rear illumination.

**Key words:** solar cell, silicon, floating junction

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b> .....	1
<b>1. Grundlagen</b> .....	5
1.1 Elektrische Beschreibung der Solarzelle.....	5
1.2 Rekombination in Silizium.....	10
1.2.1 Volumenrekombination in Silizium.....	11
1.2.2 Oberflächenrekombination in Silizium.....	14
1.2.3 Vergleich von Volumen- und Oberflächenrekombination am Beispiel von Silizium-Solarzellen.....	16
1.2.4 Passivierung von Oberflächen.....	18
1.2.4.1 Influenzierte Floating-Junction-Passivierung.....	19
1.3 Meßmethoden zur Bestimmung von Rekombinationsparametern.....	23
1.3.1 Mikrowellen-detektierte Photoleitfähigkeitsmessung.....	23
1.3.2 $J_{SC}$ - bzw. $V_{OC}$ -Transienten-Methode.....	26
1.3.2.1 Aufbau und Prinzip der Methode.....	26
1.3.2.2 Zeitabhängige Diffusionsgleichung.....	27
1.3.2.3 Kurzschlußstromabklingen.....	28
1.3.2.4 $V_{OC}$ -Abklingen.....	30
<b>2. Technologische Aspekte bei der Herstellung von Bifacial-Solarzellen</b> .....	33
2.1 Herstellungsprozeß der neuartigen Bifacial-Solarzellen.....	33
2.2 Maskenbedampfung versus Photolithographie zur Definition des Vorderseiten-Kontaktgrids.....	40
2.2.1 Photolithographie.....	40
2.2.2 Aufdampfung der Kontakte durch Schattenmasken.....	42
2.3 Rückseiten von Bifacial-Solarzellen mit und ohne Back Surface Field.....	44
<b>3. Meßtechnische Charakterisierung von Bifacial-Solarzellen</b> .....	49
3.1 Experimentelle Bestimmung der Parameter der Bifacial-Solarzelle AH4304D... 51	51
3.1.1 Struktur der Solarzelle.....	51
3.1.2 Bestimmung der Oberflächenrekombinationsparameter.....	51
3.1.2.1 $J_{SC}$ - und $V_{OC}$ -Transientenmessungen.....	52
3.1.2.2 Bestimmung der Oberflächenrekombinationsparameter aus MW-PCD-Messungen.....	58
3.1.3 Messung der Parameter des Emitter-Dotierprofils.....	60
3.1.4 Bestimmung der Widerstandsparameter aus J-V-Messungen.....	62
3.1.5 Bestimmung der externen optischen Parameter aus Reflexions- und Transmissionsmessungen.....	64
3.1.6 Bestimmung der Diffusionslänge aus Quantenausbeutemessungen.....	67
3.1.7 Zusammenfassung der ermittelten Zellparameter der Bifacial-Solarzelle AH4304D.....	69
3.2 Quantifizierung der Verluste der Solarzelle.....	71

3.3 Zusammenfassung: <i>Meßtechnische Charakterisierung von Bifacial-Solarzellen</i> .....	75
<b>4. 2D-Simulation zur Optimierung des Rückseitendesigns</b> .....	77
4.1 Simulationsparameter und Zellstruktur.....	77
4.2 Ergebnisse der 2D-Simulation.....	79
4.2.1 Optimierung des Rückseitendesigns in Bezug auf die erzeugte Vorderseitenleistung.....	79
4.2.2 Optimierung der Rückseitendesigns in Bezug auf die erzeugte Rückseitenleistung.....	81
4.2.3 Vergleich der 2D-Simulation mit experimentellen Ergebnissen.....	84
4.2.4 Effekte bei der Beleuchtung von beiden Seiten der Bifacial-Solarzelle... 86	
4.2.5 Zusammenfassung: <i>2D Simulation zur Optimierung des Rückseitendesigns</i> .....	90
<b>5. Eigenschaften der Bifacial-Rückseite</b> .....	91
5.1 Elektrische Eigenschaften der Rückseite von Bifacial-Solarzellen.....	91
5.1.1 Übersicht der verschiedenen Arten des Rückseitendesigns von Silizium-Solarzellen.....	92
5.1.2 Passivierung der Rückseite von Bifacial-Solarzellen.....	94
5.1.2.1 Floating-Junction-Passivierung durch Diffusion.....	94
5.1.2.2 Influenzierte Floating-Junction-Passivierung.....	95
5.1.3 Zusammenfassung: <i>Elektrische Eigenschaften der Rückseite von Bifacial-Solarzellen</i> .....	99
5.2 Optische Eigenschaften der Rückseite von Bifacial-Solarzellen.....	100
5.2.1 Vergleich einer Bifacial-Rückseite und einer Rückseite mit Al-Spiegel.....	100
5.2.2 Shunting durch den Rückseitenspiegel.....	104
5.2.3 Zusammenfassung: <i>Optische Eigenschaften der Rückseite von Bifacial-Solarzellen</i> .....	107
<b>6. Temperaturverhalten von Bifacial-Solarzellen</b> .....	109
6.1 Messung der Absorption.....	109
6.1.1 Meßprinzip der Ulbrichtkugel.....	110
6.1.2 Ablauf der Messung.....	110
6.2 Absorption in Solarzellen.....	112
6.2.1 Einfluß der Solarzellenrückseite.....	112
6.2.2 Absorptionsmechanismen in Solarzellen.....	113
6.2.2.1 Kontaktgitterabsorption.....	114
6.2.2.2 Hochdotierungseffekte in Silizium.....	116
6.2.3 Zusammenfassung: <i>Absorption in Solarzellen</i> .....	122
6.3 Temperaturverhalten von Solarzellen unter Bestrahlung.....	123
6.3.1 Temperaturmessung.....	123
6.3.2 Strahlungseigenschaften von Solarzellen.....	126
6.3.2.1 Absorptionsverhalten von Solarzellen.....	126
6.3.2.2 Emissionsverhalten von Solarzellen.....	127
6.3.3 Betrachtungen zur Energiebilanz von Solarzellen im Vakuum.....	129

6.3.4 Zusammenfassung: <i>Temperaturverhalten von Solarzellen unter Bestrahlung</i> .....	132
Zusammenfassung.....	135
Literaturverzeichnis.....	137
Abkürzungsverzeichnis.....	144
Liste der Veröffentlichungen.....	149
Danksagung.....	150
Lebenslauf.....	151

# Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung und Charakterisierung von hoch-effizienten, beidseitig lichtaktiven ('bifacialen')<sup>1</sup> Solarzellen auf der Basis von kristallinem Silizium.

Das Besondere an dieser Art von Solarzelle ist, daß der ganzflächige Rückkontakt von konventionellen Solarzellen durch ein Kontaktgitter ersetzt wird. So kann zusätzlich zu dem Licht, welches auf die Vorderseite der Bifacial-Solarzelle trifft, auch Licht, welches auf die Rückseite der Solarzelle trifft, in diese eindringen und dort in Strom umgewandelt werden. Bei Bifacial-Solarzellen stehen also beide Oberflächen zum Lichteinfang zur Verfügung. Hieraus ergeben sich potentielle Vorteile für Bifacial-Solarzellen gegenüber konventionellen Solarzellen, bei denen Licht *nur* durch die Vorderseite eindringen kann:

- Wenn Bifacial-Module vor geeignetem Hintergrund (z.B. einer weißen Wand) aufgestellt werden, so produzieren sie bis zu 50% mehr elektrische Energie als konventionelle Module. Dies trägt zur Kostenreduktion von photovoltaisch erzeugtem Strom bei.
- Bei Konzentratoranwendungen können Bifacial-Solarzellen für einen gegebenen Akzeptanzwinkel bei einer doppelt so hohen Konzentration arbeiten wie konventionelle Solarzellen.
- Bifacial-Solarzellen sind für Weltraumanwendungen<sup>2</sup> sehr gut geeignet. Sie arbeiten bei einer geringeren Temperatur als konventionelle Solarzellen, besitzen ein hohes Energie/Masse-Verhältnis und können zusätzlich Albedo-Strahlung von der Erde nutzen.

Die ersten Bifacial-Solarzellen wurden bereits 1960 vorgestellt und hatten eine transistorartige Struktur ( $n^+pn^+$ ) [Mor60]. Cuevas et al. präsentierten dann 1980 basierend auf dieser Grundstruktur eine funktionierende Bifacial-Solarzelle mit 12.7% Vorderseitenwirkungsgrad auf einer Fläche von  $4 \text{ cm}^2$  [Cue80]. In der jüngsten Vergangenheit nutzten auch industrielle Entwicklungslabors diese transistorartige Struktur und erreichten damit 15.5% bzw. 12.0% Vorderseiten (VS) - bzw. Rückseiten (RS) - Wirkungsgrad mit einer  $100 \text{ cm}^2$  großen Bifacial-Solarzelle aus multikristallinem Material [War93].

Der Vorteil dieser Struktur ist, daß sie die Verwendung von Silizium relativ schlechter Qualität erlaubt, da an beiden Oberflächen ein sammelnder  $n^+p$ -Übergang existiert. Damit müssen Elektronen, die nahe der Rückseite generiert werden (z.B. durch Beleuchtung der Rückseite), nicht durch das gesamte Zellvolumen diffundieren, um zum Photostrom beizutragen.<sup>3</sup> Sie werden vielmehr vom  $n^+p$ -Übergang an der Rückseite eingesammelt und tragen so zum Gesamtstrom der Zelle bei.

---

<sup>1</sup> bifacial: (engl.) "beidseitig"

<sup>2</sup> Stromversorgung von Satelliten und Raumstationen.

<sup>3</sup> Das wäre der Fall für nur einen einzigen  $n^+p$ -Übergang an der Vorderseite der Zelle.

Eine andere Zellstruktur, die erstmals in den 70er Jahren für die Herstellung von Bifacial-Solarzellen verwendet wurde, ist eine  $n^+pp^+$ -Struktur ( $n^+p$ -Struktur mit einem zusätzlichen sogenannten Back Surface Field (BSF)) [Bor74]. Der einzige sammelnde pn-Übergang befindet sich dabei an der Vorderseite der Zelle, während der  $pp^+$ -Übergang dazu dient, die Rekombinationsverluste an der Rückseite der Zelle zu reduzieren. Cuevas et al. präsentierten 1981 ihre erste Bifacial-Solarzelle mit dieser Struktur. Sie wies 15.7% und 12.7% VS - bzw. RS - Wirkungsgrad auf [Cue81, Cue95].

Diese BSF-Struktur wurde schnell zur bevorzugten Struktur für die Herstellung von Bifacial-Solarzellen. Die Firmen Comsat (1980) [Meu80], Solarex (1981) [Giu81] und AEG Telefunken (1985) [Str85] setzten diese Struktur zum Bau von Bifacial-Modulen für Weltraumanwendungen ein. Die Firma Westinghouse stellte 1988 mit dieser Struktur Bifacial-Solarzellen auf Dextritic-Web-Silizium her [Mei88]. 1994 erreichte die Gruppe von A. Luque an der Polytechnischen Universität von Madrid mit einer solchen Bifacial-Solarzelle auf  $4\text{ cm}^2$  unabhängig bestätigte Wirkungsgrade von 18.0% und 18.3% auf der Vorderseite bzw. der Rückseite<sup>4</sup> [Moe94].

In der jüngeren Vergangenheit wurden auch transistorartige  $n^+pn^+$  - Bifacial-Solarzellen vorgestellt, bei denen der  $n^+p$ -Übergang an der Rückseite *nicht* kontaktiert ist. Damit bildet dieser eine sogenannte 'Floating Junction', die zur elektronischen Passivierung der Rückseite dient. Ein Vertreter dieser Art von Bifacial-Solarzellen, die doppelseitige Buried-Contact-Solarzelle, wurde an der Universität von New South Wales (Australien) entwickelt. Bisher wurde für diesen Zelltyp ein VS-Wirkungsgrad von 19% und ein RS-Wirkungsgrad von 14% berichtet [Ebo94].

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Bifacial-Solarzellen können in die Kategorie der Floating-Junction-Solarzellen eingeordnet werden, wobei die Floating Junction an der Zellrückseite durch eine von PECVD-Siliziumnitrid<sup>5</sup> hervorgerufene Inversionschicht erzeugt wird. Diese Zellen weisen einen vergleichsweise einfachen Herstellungsprozeß und sehr hohe Wirkungsgrade von 20.1% und 17.2% bei VS- bzw. RS-Beleuchtung auf [Hüb97b]. Damit waren sie bis 1997 die Bifacial-Solarzellen mit dem höchsten Wirkungsgrad weltweit.

Eine besondere Art von Bifacial-Solarzellen sind die beidseitig lichtaktiven MISIL-Solarzellen.<sup>6</sup> Diese wurden von Jaeger und Hezel 1987 vorgestellt und zeigten auf  $4\text{ cm}^2$  einen VS-Wirkungsgrad von 15% und einen RS-Wirkungsgrad von 13.2% [Jae87]. Interessant ist, daß dabei die Passivierung der Rückseite dieser Bifacial-Solarzellen erstmals mit PECVD-SiN erfolgte. 1992 wurden von Jaeger et al. dann  $100\text{ cm}^2$  große Bifacial-MISIL-Solarzellen auf sogenanntem solar-grade CZ-Silizium aus einer Pilotproduktion mit 14.8% und 12.8% Vorder- bzw. Rückseiten-Wirkungsgrad präsentiert [Jae92]. Eine Weiterentwicklung dieser Zellen, die in Zusammenarbeit mit dem Autor der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurde, führte 1997 bei der Firma ASE zu  $100\text{ cm}^2$  großen Bifacial-Solarzellen auf

---

<sup>4</sup> Die vorher berichteten Wirkungsgrade von 19.1% bzw. 18.1% konnten nicht unabhängig bestätigt werden [Luq96].

<sup>5</sup> PECVD: Plasma-Enhanced Chemical Vapour Deposition

<sup>6</sup> MISIL: Metal-Insulator-Semiconductor Inversion-Layer.

10- $\Omega$ cm CZ-Silizium mit unabhängig bestätigten Vorder- bzw. Rückseiten-Wirkungsgraden von 16.9% bzw. 16.7% [ISE97]. Dies sind gegenwärtig die weltweit besten großflächigen Bifacial-Solarzellen.

Vor kurzem wurden auch Bifacial-Solarzellen vorgestellt, bei denen sich beide Kontakte auf der Rückseite der Solarzelle befinden. Dabei ist die Vorderseite mit einem nichtkontaktierten, sehr gut passivierten Emitter versehen. Glunz et al. [Glu97] berichteten im Juli 1997 von einer Bifacial-Solarzelle, die auf einer solchen Struktur beruht und einen unabhängig bestätigten Wirkungsgrad von 20.6% auf der unmetallisierten Vorderseite und 20.2% auf der metallisierten Rückseite aufweist. Kurze Zeit später, im September 1997, wurden von Zhou, Verlinden und Mitarbeitern [Zho97] Bifacial-Solarzellen mit einseitiger Kontaktierung vorgestellt, die unabhängig bestätigte Wirkungsgrade von 21.9% auf der unmetallisierten Vorderseite und 13.9% auf der metallisierten Rückseite aufwiesen. Diese Zellen entstanden durch Modifikationen der bereits früher von dieser Gruppe entwickelten Point-Contact-Solarzellen [Swa92]. Ein aus diesen Bifacial-Solarzellen gefertigtes Minimodul wurde mit 20.7% VS- und 10.5% RS-Wirkungsgrad vermessen [Zho97].



# 1 Grundlagen

Nach einer kurzen Darstellung der Grundlagen für eine elektrische Charakterisierung von Solarzellen beschäftigt sich dieses Kapitel besonders mit der Rekombination in Silizium. Es werden die grundlegenden Mechanismen der Volumen- und der Oberflächenrekombination beschrieben und das Verhältnis beider am Beispiel von zwei Szenarien verdeutlicht. Eine spezielle Möglichkeit der Passivierung von Oberflächen, die influenzierte Floating-Junction-Passivierung, wird eingehend behandelt, da sie bei den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Bifacial-Solarzellen zum Einsatz kommt.

Im 2. Teil des Kapitels werden die Grundlagen der verwendeten Meßmethoden zur Bestimmung von Rekombinationsparametern dargestellt, die zur Interpretation der Meßergebnisse notwendig sind.

## 1.1 Elektrische Beschreibung der Solarzelle

In der vorliegenden Arbeit werden Solarzellen untersucht, die nur einen einfachen pn-Übergang an ihrer Vorderseite besitzen. Ausgangspunkt für die Berechnung der Strom-Spannungs-Charakteristik einer solchen Solarzelle sind die sogenannten Shockley-Gleichungen. Es gilt:

$$\text{Poissongleichung:} \quad \frac{\partial}{\partial x}(\epsilon \epsilon_0 E) = -q(p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad (1.1)$$

$$\text{Stromdichtegleichungen:} \quad J_n = q \left( \mu_n n E - D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad (1.2)$$

$$J_p = q \left( \mu_p p E - D_p \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (1.3)$$

$$\text{Kontinuitätsgleichungen:} \quad \frac{\partial J_n}{\partial x} = q(U - G) \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial J_p}{\partial x} = -q(U - G) \quad (1.5)$$

- $E$  Elektrisches Feld
- $N_D^+$  Konzentration positiv geladener Donatoren
- $N_A^-$  Konzentration negativ geladener Akzeptoren
- $\mu_{n,p}$  Beweglichkeit der Elektronen und Löcher
- $U$  Netto-Rekombinationsrate
- $G$  Netto-Generationsrate

Die Poissongleichung gibt den Zusammenhang zwischen der örtlichen Änderung des elektrischen Feldes  $E$  einerseits und der Ladungsträgerkonzentration andererseits an. Die Ladungsträgerkonzentration setzt sich aus den Konzentrationen der Löcher  $p$  und der Elektronen  $n$  sowie den ionisierten Donatoratomen  $N_D^+$  und Akzeptorionen  $N_A^-$  zusammen.

Die Stromdichtegleichungen beschreiben die Elektronen- bzw. die Löcherstromdichte, die sich jeweils aus einem Drift- oder Feldterm (verbunden mit der Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$ ) und einem Diffusionsterm (verbunden mit den Diffusionskonstanten  $D$ ) zusammensetzen.

Die Kontinuitätsgleichungen schließlich stellen den Zusammenhang zwischen der örtlichen Änderung der Ströme und der Differenz von Generationsrate  $G$  und Rekombinationsrate  $U$  her. Generation und Rekombination bilden also Quellen bzw. Senken für die Ladungsträger.

Das obige Gleichungssystem läßt sich für den allgemeinen Fall nicht geschlossen analytisch lösen. Allerdings kann man unter vereinfachenden Annahmen aus den Shockley-Gleichungen die ideale Diodengleichung

$$J(V) = J_0 \left( e^{V/V_T} - 1 \right) \quad (1.6)$$

mit  $V_T = kT/q$  (1.7)

und  $J_0 = \frac{qD_e n_i^2}{L_e N_A^-} + \frac{qD_h n_i^2}{L_h N_D^+}$  (1.8)

ableiten.<sup>1</sup> Sie beschreibt das Verhalten einer idealen unbeleuchteten Diode.

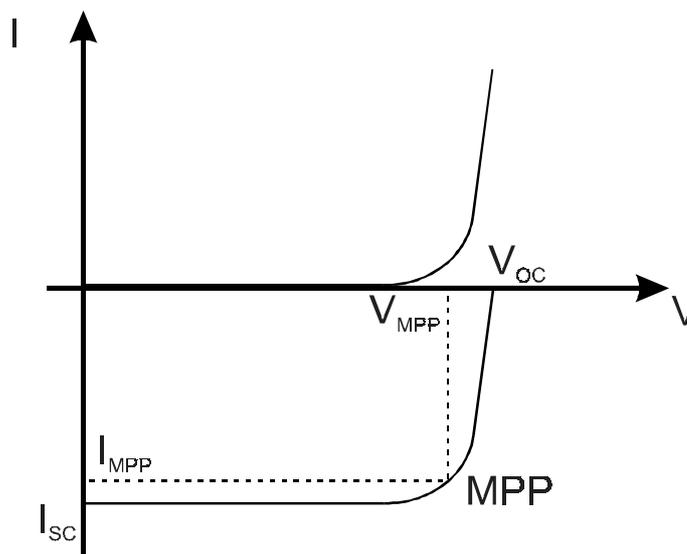


Abb.1.1 J-V Charakteristik einer Solarzelle ohne (1.Quadrant) und mit Beleuchtung (4.Quadrant).

<sup>1</sup> Die genaue Herleitung ist in verschiedenen Lehrbüchern beschrieben [Gre95, Sze81].

Beleuchtet man diese Diode, so wird in Gleichung (1.6) zusätzlich ein lichtgenerierter Photostrom  $J_L$  in Sperrichtung hinzugefügt. Für die Kennlinie der Diode bedeutet das, daß sie sich in 1. Näherung um den Photostrom  $J_L$  in den 4. Quadranten verschiebt, wie es in Abb. 1.1 gezeigt wird.

Aus dieser sogenannten Hellkennlinie lassen sich die wichtigsten Parameter zur Beurteilung einer Solarzelle ablesen.

Den Kurzschlußstrom  $J_{SC}$  erhält man bei  $V = 0$  als

$$J_{SC} = |J_L| \quad (1.9)$$

den Betrag des lichtgenerierten Stromes.<sup>2</sup>

Die Leerlaufspannung  $V_{OC}$  ergibt sich bei  $J = 0$  zu

$$V_{OC} = V_T \ln \left( \frac{J_{SC}}{J_0} + 1 \right) \quad (1.10)$$

Die wichtigste Größe, der Wirkungsgrad  $\eta$  der Solarzelle, ist definiert als Quotient aus der maximal abgegebenen elektrischen Leistung der Zelle  $P_{el}$  und der eingestrahlenen Lichtleistung  $P_{in}$ :

$$\eta = \frac{P_{el}}{P_{in}} = \frac{V_{mpp} J_{mpp}}{P_{in}} = \frac{V_{OC} J_{SC} FF}{P_{in}} \quad (1.11)$$

Der sog. 'Maximum Power Point' (MPP) ist der Punkt in der Kennlinie, an dem das Produkt aus Strom und Spannung maximal wird. In der Solarzellengemeinde hat es sich durchgesetzt, das Produkt  $V_{mpp} J_{mpp}$  mit  $V_{OC}$ ,  $J_{SC}$  und Füllfaktor  $FF$  zu beschreiben, wie es auf der rechten Seite von Gleichung (1.11) getan wurde. Der Füllfaktor  $FF$  errechnet sich danach gemäß

$$FF = \frac{V_{mpp} J_{mpp}}{V_{OC} J_{SC}}, \quad (1.12)$$

wobei der Füllfaktor die "Rechteckigkeit" der Hellkennlinie beschreibt.

---

<sup>2</sup> Das trifft in 1. Näherung zu, d. h. bei kleinen Serienwiderständen der Solarzelle.

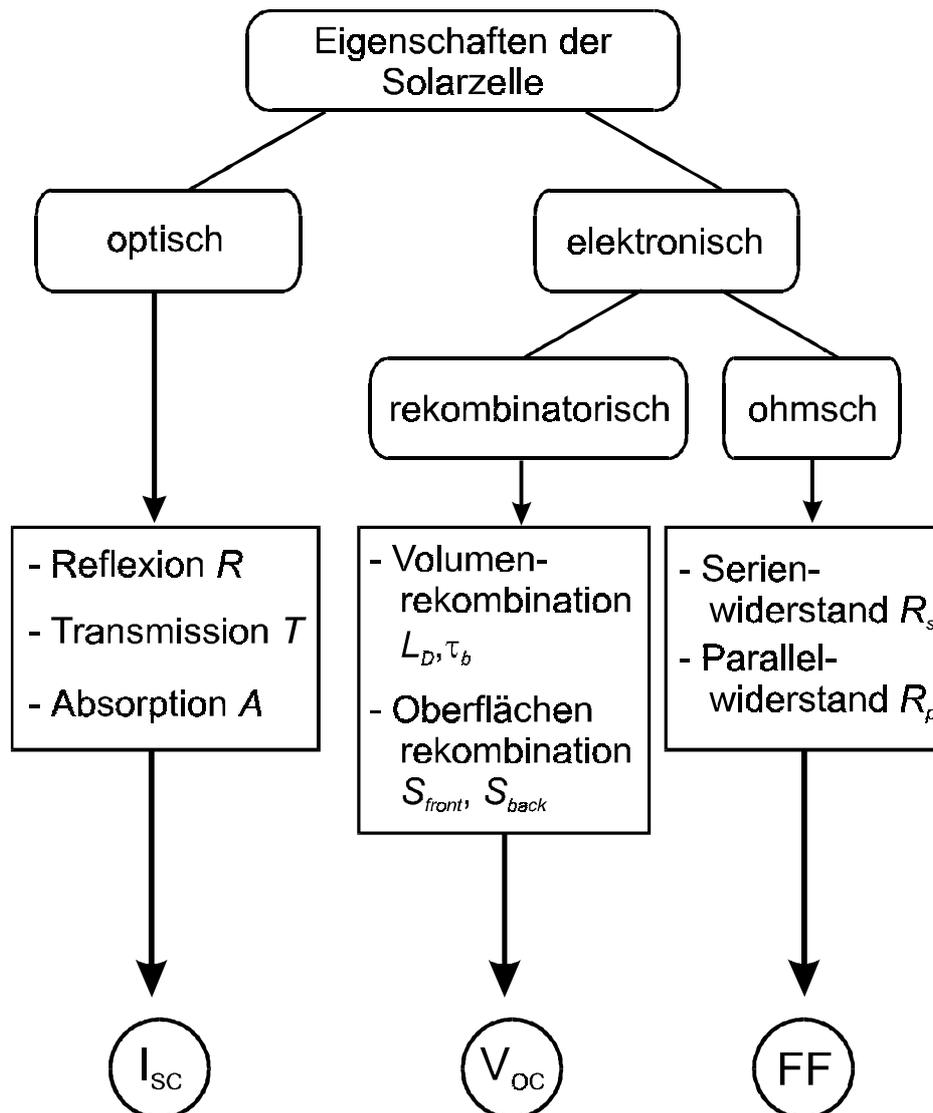


Abb. 1.2 Schematische Darstellung des Einflusses der verschiedenen Eigenschaften der Solarzelle auf deren Leistungsparameter.

Für einen möglichst hohen Wirkungsgrad muß man versuchen, alle drei eingehenden Parameter  $V_{OC}$ ,  $J_{SC}$  und  $FF$  zu maximieren. Diese werden jeweils von den verschiedenen Eigenschaften der betreffenden Solarzelle beeinflusst.

Diese Eigenschaften kann man grob in elektrische und optische Eigenschaften unterteilen, wobei die elektrischen wiederum in rekombinatorische und ohmsche Eigenschaften untergliedert werden können. Abb. 1.2 stellt dar, welche Eigenschaften der Solarzelle wo eingeordnet werden können und auf welche Zellparameter sie sich hauptsächlich auswirken.

Allerdings können bei der Optimierung Verbesserungen in einem Parameter Verschlechterungen in einem anderen Parameter hervorrufen,<sup>3</sup> so daß für einen maximalen Wirkungsgrad immer ein Kompromiß zwischen den verschiedenen Eigenschaften der Solarzelle gefunden werden muß.

Für die in dieser Arbeit entwickelten Bifacial-Solarzellen ist neben einem hohen VS-Wirkungsgrad vor allem auch ein hoher RS-Wirkungsgrad notwendig, um die Vorteile der beidseitigen Lichtausnutzung voll zur Geltung zu bringen. In Abb. 1.3 ist der Zusammenhang zwischen dem Wirkungsgrad und der Passivierung der RS der Solarzelle in Form des Oberflächenrekombinationsparameters (ORP)  $S_{0,back}$  dargestellt, wie er mit PC-1D [Bas91, Bas96] simuliert wurde (Definition von  $S_0$ : siehe Gl. (1.27) bzw. Gl. (1.28)). Bei einer Beleuchtung der Vorderseite der Solarzelle ist der VS-Wirkungsgrad nur relativ gering von  $S_{0,back}$  abhängig. Beleuchtet man dagegen die Rückseite der Solarzelle, so sieht man eine

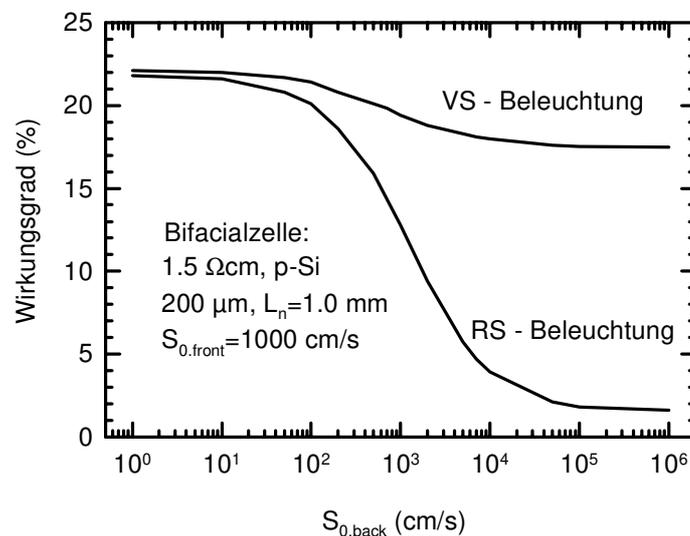


Abb. 1.3 Abhängigkeit des Wirkungsgrades der Vorderseite (VS-Beleuchtung) und der Rückseite (RS-Beleuchtung) einer Bifacial-Solarzelle vom ORP der Rückseite  $S_{0,back}$  ( $S_0 = \sigma v_{th} N_{ts}$ ). Die angenommenen Parameter der Zelle beschreiben eine typische high-efficiency Bifacial-Solarzelle.

starke Abhängigkeit des RS-Wirkungsgrades von  $S_{0,back}$ . Aus dieser Rechnung wird klar, daß es sehr wichtig ist, die Rückseite der Solarzelle extrem gut zu passivieren, um einen hohen RS-Wirkungsgrad zu erzielen.

Aufgrund der Bedeutung der Oberflächenpassivierung für die Solarzelle soll im folgenden näher auf die Rekombinationsmechanismen in Solarzellen eingegangen werden.

<sup>3</sup> Bsp.: Die Verkleinerung des VS-Kontaktfingerquerschnittes erhöht die Absorption von Licht in der Solarzelle. Damit steigt der Kurzschlußstrom  $J_{SC}$ . Allerdings wird dadurch auch der Serienwiderstand des Kontaktgrids erhöht, was zu einer Abnahme des Füllfaktors führt.

## 1.2 Rekombination in Silizium

Unter Ladungsträgerrekombination versteht man den Übergang eines Elektrons aus einem Leitungsbandzustand eines Halbleiters in einen Valenzbandzustand, wobei Energie frei wird.<sup>4</sup> Es ist der inverse Prozeß zur Generation von freien Ladungsträgern, bei dem beispielsweise ein Elektron unter Aufnahme von Energie vom Valenzband ins Leitungsband übergeht. Zur Beschreibung der Rekombinationsvorgänge wird sinnvollerweise die Rekombinationsrate  $R$  eingeführt. Sie gibt die Anzahl der pro Zeit- und Volumeneinheit rekombinierenden Ladungsträgerpaare an.

$$R = \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} \quad (1.13)$$

$n$  : Elektronenkonzentration im Leitungsband

$p$  : Löcherkonzentration im Valenzband      mit  $n = n_0 + \Delta n$  und  $p = p_0 + \Delta p$

Die Ladungsträgerdichten  $n$  und  $p$  lassen sich dabei zerlegen in  $n_0$  bzw.  $p_0$  (die Trägerdichten im thermischen Gleichgewicht) und  $\Delta n$  und  $\Delta p$  (die Überschußladungsträgerdichten, die z. B. durch Beleuchtung hervorgerufen werden).

Im thermischen Gleichgewicht ist die Rekombinationsrate  $R$  entgegengesetzt gleich der Generationsrate und es gilt

$$n_0 p_0 = n_i^2 \quad (1.14)$$

$n_i$ : intrinsische Trägerdichte

Um die Rekombinationsvorgänge in Si-Solarzellen besser beschreiben zu können, ist es sinnvoll, eine Netto-Rekombinationsrate  $U$  zu definieren, die sich aus der Differenz der Rekombinationsrate  $R$  und der thermischen Generationsrate  $G_{th}$  ergibt:

$$U := R - G_{th} \quad (1.15)$$

Berücksichtigt man, daß bei der Rekombination Elektronen und Löcher immer paarweise rekombinieren, so folgt  $\Delta n = \Delta p$ . Damit läßt sich für die Überschußladungsträger eine Lebensdauer

$$\tau = \frac{\Delta n}{U} \quad (1.16)$$

definieren.

---

<sup>4</sup> Die freiwerdende Energie wird als Photon abgestrahlt oder an das Kristallgitter abgegeben.

Daraus erkennt man, daß die Netto-Rekombinationsrate  $U$  proportional zur Überschußkonzentration der Ladungsträger ist, das heißt, im thermischen Gleichgewicht ( $\Delta n = \Delta p = 0$ ) gibt es keine Netto-Rekombination. Damit wird der Einfluß der thermischen Generation von Ladungsträgern unberücksichtigt gelassen, es werden also nur die Überschußladungsträger betrachtet.

### 1.2.1 Volumenrekombination in Silizium

Es gibt in Silizium drei verschiedene Rekombinationsprozesse, die durch ihre jeweilige Trägerlebensdauer charakterisiert werden:

- strahlende (Band-Band) Rekombination
- Auger-Rekombination
- Störstellen-Rekombination (sog. Shockley-Read-Hall-Rekombination)

a) Bei der *strahlenden Rekombination* geht ein Elektron aus einem Zustand im Leitungsband unter Abgabe eines Photons in einen Zustand des Valenzbandes über (inverser Prozeß zur Lichtabsorption). In Silizium ist die strahlende Band-Band-Rekombination sehr unwahrscheinlich, da Silizium ein indirekter Halbleiter ist und so aufgrund der Impulserhaltung noch ein Phonon an der Rekombination beteiligt sein muß. Typische Werte für Lebensdauern der strahlenden Rekombination für  $p$ -Silizium ( $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) in Niedriginjektion ( $\Delta n \ll p_0$ ) sind  $\tau_{B-B} = 10 \text{ ms}$ .

b) Bei der *Auger-Rekombination* gibt das rekombinierende Elektron seine überschüssige Energie an einen zweiten Ladungsträger ab (entweder ein Elektron im Leitungsband oder ein Loch im Valenzband). Der angeregte Ladungsträger kehrt anschließend unter Emission von Phononen in seine ursprüngliche energetische Lage zurück. Die dazugehörige Lebensdauer in Niedriginjektion für  $p$ -dotiertes Silizium lautet [z.B. Goe94]

$$\tau_{\text{Aug}} = \frac{1}{C_p p_0^2} \quad (1.17)$$

$$C_p \dots \text{Augerkoeffizient} = 9.9 \times 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1} \text{ [Dzi77]}$$

Die Augerlebensdauer  $\tau_{\text{Aug}}$  nimmt also bei Niedriginjektion quadratisch mit der Dotierkonzentration ab, so daß sie in hochdotierten Bereichen der Solarzelle (z. B. im Emitter) wichtig ist, in typischem Solarzellenmaterial mit einer Dotierkonzentration  $\leq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  jedoch keine große Rolle spielt.

c) Bei der *Störstellenrekombination* spielen Störstellen (Traps), die Energieniveaus in der Bandlücke von Silizium bilden und durch Verunreinigungen, Defekte, Versetzungen usw. verursacht werden können, eine große Rolle. Diese Art der Rekombination ist in Silizium mit Dotierkonzentrationen unterhalb  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  von großer Bedeutung. Hierbei fällt ein Elektron aus dem Leitungsband in ein solches Trap-Niveau, wo es anschließend mit einem Loch aus dem Valenzband rekombiniert. Diese Art der Rekombination wird durch die Shockley-Read-Hall-Theorie beschrieben, aus der man unter bestimmten Annahmen durch Auswertung der Statistik für die Einzelprozesse<sup>5</sup> die Nettorekombinationsrate  $U_{SRH}$  erhält.

$$U_{SRH} = \frac{v_{th} N_t (np - n_i^2)}{\sigma_p^{-1} (n + n_1) + \sigma_n^{-1} (p + p_1)} \quad (1.18)$$

mit

$v_{th}$  thermische Geschwindigkeit der Elektronen und Löcher

$N_t$  Störstellenkonzentration (Trap-Konzentration)

$\sigma_n$  Einfangquerschnitt für Elektronen

$\sigma_p$  Einfangquerschnitt für Löcher

$$n_1 = n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} \quad (1.19)$$

$$p_1 = n_i e^{\frac{E_i - E_t}{kT}} \quad (1.20)$$

$E_t$  Energieniveau des Traps

$$E_i = \frac{1}{2}(E_c + E_v) + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c} \quad \text{intrinsisches Fermi-niveau} \quad (1.21)$$

$N_C$  Zustandsdichte im Leitungsband

$N_V$  Zustandsdichte im Valenzband

Die dazugehörige Trägerlebensdauer  $\tau_{SRH}$  für den Fall  $\Delta n = \Delta p$  (Feldfreiheit) lautet:

$$\tau_{SRH}(\Delta n) = \tau_{n0} \frac{(p_0 + p_1 + \Delta n)}{(n_0 + p_0 + \Delta n)} + \tau_{p0} \frac{(n_0 + n_1 + \Delta n)}{(n_0 + p_0 + \Delta n)} \quad (1.22)$$

$$\text{mit} \quad \tau_{n0} = (v_{th} N_t \sigma_n)^{-1} \quad (1.23)$$

$$\text{und} \quad \tau_{p0} = (v_{th} N_t \sigma_p)^{-1} \quad (1.24)$$

---

<sup>5</sup> Es gibt 4 Elementarprozesse für die Wechselwirkung von Ladungsträgern mit Störstellen:

1. Elektroneneinfang in ein Trapniveau, 2. Elektronenemission aus einem Trapniveau, 3. Löchereinfang in ein Trapniveau und 4. Löcheremission aus einem Trapniveau.

Für den Fall der Niedriginjektion in  $p$ -dotiertem Material ( $\Delta n \ll p_0$ ) vereinfacht sich Gleichung (1.22) zu  $\tau_{SRH} = \tau_{n0}$ . Die SRH-Lebensdauer ist also bei Niedriginjektion gleich dem Lebensdauerparameter  $\tau_0$  der Minoritätsladungsträger.

Abbildung 1.4 zeigt die Niedriginjektionslebensdauer im Siliziumkristall über der Dotierkonzentration für die verschiedenen Rekombinationsprozesse und die aus Gleichung (1.25)

$$\frac{1}{\tau_{bulk}} = \frac{1}{\tau_{B-B}} + \frac{1}{\tau_{Aug}} + \frac{1}{\tau_{SRH}} \quad (1.25)$$

resultierende Volumenlebensdauer  $\tau_{bulk}$ .

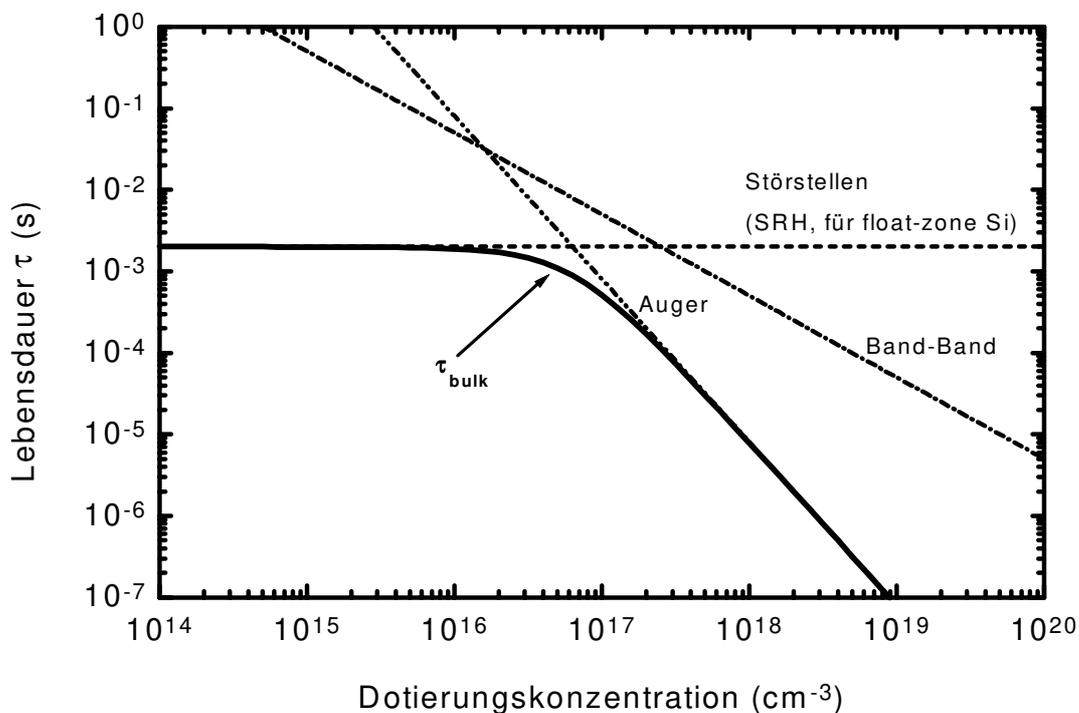


Abb. 1.4 Volumenlebensdauern der drei verschiedenen Rekombinationsmechanismen in Abhängigkeit von der Dotierstoffkonzentration in Silizium (Niedriginjektion). Die angezeigte SRH-Lebensdauer gilt nur für qualitativ hochwertiges Silizium (float-zone Si).

Durch die graphische Darstellung in Abb. 1.4 wird bestätigt, daß die strahlende Band-Band-Rekombination keine Rolle für Silizium mit der für Solarzellen typischen Dotierung von  $10^{15}$ - $10^{17}$   $\text{cm}^{-3}$  spielt. Die Augerrekombination ist stark von der Dotierung abhängig und begrenzt die Volumenlebensdauer ab einer Dotierkonzentration von  $10^{17}$   $\text{cm}^{-3}$  (z.B. in hochdotierten Emittern von Solarzellen, typ.  $10^{18}$ - $10^{20}$   $\text{cm}^{-3}$ ). Die SRH-Lebensdauer (hier: 2 ms für hochreines float-zone Silizium) ist unabhängig von der Dotierkonzentration und dominiert die Volumenlebensdauer  $\tau_{bulk}$  im Silizium bei kleinen Basisdotierungen ( $< 5 \times 10^{16}$   $\text{cm}^{-3}$ ). Die

SRH-Rekombination ist von der Dichte der Störstellen  $N_t$  in der Bandlücke abhängig (siehe Gleichung (1.22)), das heißt, die SRH-Lebensdauer sinkt drastisch mit der Abnahme der Qualität des Siliziums.<sup>6</sup>

## 1.2.2 Oberflächenrekombination in Silizium

Durch das abrupte Ende des Kristalls an der Oberfläche des Siliziums wird die Gitterperiodizität des Silizium-Festkörpers stark gestört. Die nicht abgesättigten "dangling bonds" an der Siliziumoberfläche und Kristallversetzungen bzw. Verunreinigungen an der Oberfläche bilden Energieniveaus in der Bandlücke von Silizium. Damit können sie mit dem Shockley-Read-Hall-Formalismus beschrieben werden, der schon zur Beschreibung von Störstellen im Volumen des Siliziumkristalls und den damit verbundenen Energieniveaus in der Bandlücke herangezogen wurde.

Die Störstellendichte an der Oberfläche  $N_{ts}$  und die Nettorekombinationsrate  $U_S$  an der Oberfläche werden jetzt pro Flächeneinheit definiert.  $U_S$  läßt sich dann in Analogie zu Gleichung (1.18) schreiben als:

$$U_S = \frac{n_S p_S - n_i^2}{\frac{n_S + n_1}{\sigma_p v_{th} N_{ts}} + \frac{p_S + p_1}{\sigma_n v_{th} N_{ts}}} \quad (1.26)$$

wobei  $n_S$  und  $p_S$  die Elektronen- und Löcherkonzentrationen an der Oberfläche des Siliziumkristalls sind.<sup>7</sup>

Es ist sinnvoll, an dieser Stelle die Oberflächenrekombinationsparameter  $S_{n0}$  und  $S_{p0}$  einzuführen:<sup>8</sup>

$$S_{n0} = \sigma_n v_{th} N_{ts} \quad (1.27)$$

$$S_{p0} = \sigma_p v_{th} N_{ts} \quad (1.28)$$

---

<sup>6</sup> Typische Volumenlebensdauern: float-zone Silizium:  $\tau_{\text{bulk}} > 1$  ms, solar-grade Czochalski-Silizium:  $\tau_{\text{bulk}} = 10\text{-}20$   $\mu\text{s}$ , multikristallines Silizium:  $\tau_{\text{bulk}} = 1\text{-}50$   $\mu\text{s}$

<sup>7</sup> Die Grenzflächenzustände sind kontinuierlich über die Bandlücke verteilt. Daher wird hier häufig die Zustandsdichte pro Energieintervall und Fläche  $D_{it}$  anstelle von  $N_{ts}$  verwendet. Zur Bestimmung der Rekombinationsrate ist dann eine Integration über alle Energien der Bandlücke notwendig [Abe91a].

<sup>8</sup> Diese Parameter werden unter anderem von PC-1D benutzt und sind nicht zu verwechseln mit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S$  ( $\Delta n$ ). Der Zusammenhang zwischen den 3 Größen wird in Gleichung (1.32) wiedergegeben.

Um eine zu den Lebensdauern analoge Größe zur Charakterisierung der Rekombination an Oberflächen zu schaffen, definiert man eine Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit<sup>9</sup> (ORG)  $S$  wie folgt:

$$S(\Delta n_S) := \frac{U_S(\Delta n_S)}{\Delta n_S} \quad (1.29)$$

Bei Flachbandbedingungen (d. h. es liegt keine Bandverbiegung nahe der Oberfläche vor) ergibt sich daraus mit der Gleichung (1.26) aufgrund der Feldfreiheit ( $\Delta n_S = \Delta p_S$ ) folgender Zusammenhang:

$$S(\Delta n_S) = \frac{(n_0 + p_0 + \Delta n_S)}{\frac{(n_0 + n_1 + \Delta n_S)}{S_{p0}} + \frac{(p_0 + p_1 + \Delta n_S)}{S_{n0}}} \quad (1.30)$$

Die ORG  $S$  ist also von der Grunddotierung ( $n_0$  und  $p_0$ ), der Injektionsdichte  $\Delta n_S$  sowie von den Einfangquerschnitten der Störstelle für Elektronen und Löcher ( $\sigma_n$  und  $\sigma_p$ ) und (über  $n_1$  und  $p_1$ ) vom Energieniveau der Störstelle abhängig.

Die Situation ändert sich, falls eine Bandverbiegung nahe der Oberfläche zum Beispiel durch Einbringen eines Emitters existiert.<sup>10</sup> Diese Bandverbiegung ändert die Rekombinationseigenschaften, da sie die Konzentration der Rekombinationspartner drastisch verändert. Für das Rekombinationsverhalten ist jetzt also nicht mehr nur die Oberfläche an sich, sondern auch noch die Situation direkt unter der Oberfläche maßgebend. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, eine *effektive* Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{eff}$  einzuführen, die das Rekombinationsverhalten der gesamten oberflächennahen Region, einschließlich der Oberfläche selbst, beschreibt. Dabei wird die Kante der Raumladungszone, die durch die Bandverbiegung entsteht, als neue, virtuelle Oberfläche betrachtet. Definiert wird die effektive ORG  $S_{eff}$  über den durch diese virtuelle Oberfläche fließenden Rekombinationsstrom  $J_{rek}$  mit

$$J_{rek} = q \Delta n S_{eff} \quad , \quad (1.31)$$

wobei  $\Delta n$  am Rand der Raumladungszone gemessen wird. Formal läßt sich diese effektive ORG wie die tatsächliche ORG unter Flachbandbedingungen verwenden.

---

<sup>9</sup> Die ORG gibt - bildhaft gesprochen - an, wie "schnell" die Ladungsträger bei einer bestimmten Überschußladungsträgerdichte  $\Delta n_S$  an der Oberfläche rekombinieren.

### 1.2.3 Vergleich von Volumen- und Oberflächenrekombination am Beispiel von Silizium-Solarzellen

Die Frage, ob Volumenrekombination oder Oberflächenrekombination für Silizium-Solarzellen dominierend ist, läßt sich nicht allgemein beantworten. Das ist vielmehr abhängig von dem verwendeten Solarzellenmaterial, also der Qualität des Siliziums und der Güte der jeweils verwendeten Solarzellenpassivierung, also der Art der rekombinationsabsenkenden Maßnahmen an der Oberfläche.

Zur Verdeutlichung dieser Aussage sollen zwei Beispiele dienen:

#### a) Solar-grade Czochalski-Silizium mit Remote-PECVD-SiN-Passivierung

Aus Abb. 1.4 kann man entnehmen, daß die Volumenlebensdauer für typisches Solarzellensilizium mit einer Dotierkonzentration von  $10^{15}$ - $10^{17}$  Atomen/cm<sup>3</sup> von der Störstellenrekombination dominiert wird, das heißt, die Volumenlebensdauer wird hauptsächlich von der Materialqualität, die mit der Störstellenkonzentration korreliert ist, bestimmt. Das sogenannte solar-grade Czochalski-Silizium wird in der Photovoltaik-Industrie häufig verwendet.<sup>11</sup> Es besitzt typischerweise eine stabile Lebensdauer<sup>12</sup> von  $\tau_{bulk} = 20 \mu\text{s}$ .

Die Passivierung beider Oberflächen soll in diesem Fall durch eine Beschichtung mit Remote-PECVD-SiN durchgeführt werden, was effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten  $S_{eff}$  um 10 cm/s liefert [Lau96]. Zusätzlich wird auf beide Seiten der Siliziumprobe ein Metallgitter aus Aluminium aufgedampft, um die realen Verhältnisse einer kontaktierten Solarzelle wiederzugeben. Die resultierende ORG für diese relativ gut passivierte Oberfläche beträgt 200 cm/s, wie in Kapitel 3 gezeigt werden wird.

Die effektive Lebensdauer  $\tau_{eff}$  beschreibt das Gesamtrekombinationsverhalten dieses Siliziumwafers (Volumen und Oberfläche) und wird mit

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{bulk}} + \frac{1}{\tau_s} \quad (1.32)$$

berechnet. Der Rekombinationsparameter für die Oberfläche  $\tau_s$  wird für diese spezielle Konfiguration (beide Oberflächen besitzen die gleiche, niedrige ORG) aus

$$\tau_s = \frac{d}{2S} \quad (1.33)$$

---

<sup>10</sup> Eine solche Bandverbiegung kommt an den Oberflächen von hocheffizienten Solarzellen sehr häufig vor. Beispiele dafür sind ein Back Surface Field (BSF) oder die Passivierung der Oberflächen mit SiO<sub>2</sub> oder SiN.

<sup>11</sup> Die Produktion von kristallinen Solarzellen beim derzeitigen Weltmarktführer Siemens Solar wird hauptsächlich auf diesem Material betrieben.

ermittelt, wobei  $d$  die Dicke des Siliziumwafers (300  $\mu\text{m}$ ) ist [Sch97]. Damit ergibt sich

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{15.8 \mu\text{s}} = \frac{1}{20 \mu\text{s}} + \frac{1}{75 \mu\text{s}} \quad (1.34)$$

Die effektive Trägerlebensdauer beträgt hier 15.8  $\mu\text{s}$  und wird durch die relativ schlechte Materialqualität dominiert, das heißt, die Rekombination im Siliziumvolumen ist höher als an den Oberflächen. Für die Optimierung von Solarzellen auf solar-grade CZ-Silizium bedeutet das, daß in der Verbesserung des Solarzellenmaterials mehr Potential für eine Wirkungsgrad-erhöhung steckt als in der Absenkung der Oberflächenrekombination.

### **b) Float-zone Silizium mit Remote-PECVD-SiN-Passivierung**

Dieses qualitativ hochwertige Silizium mit relativ wenigen Störstellen im Volumen wird verwendet, um Hochleistungssolarzellen herzustellen. Es besitzt eine Volumenlebensdauer von typischerweise 2 ms.<sup>13</sup> Wendet man auf dieses Material die gleiche Oberflächenbehandlung an, wie bei dem oben beschriebenen CZ-Silizium, so erhält man

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{72.3 \mu\text{s}} = \frac{1}{2000 \mu\text{s}} + \frac{1}{75 \mu\text{s}} \quad (1.35)$$

Das errechnete  $\tau_{eff}$  von 72.3  $\mu\text{s}$  wird hierbei eindeutig durch die Oberflächenrekombination begrenzt. Eine weitere Verbesserung der effektiven Lebensdauer und damit die Absenkung der Rekombination in der Solarzelle ist also am effektivsten durch eine Verbesserung der Oberflächenpassivierung möglich.

Die in dieser Arbeit entwickelten Solarzellen wurden auf float-zone Silizium hergestellt. Daher ist auch für diese Zellen, wie oben gezeigt, die Passivierung der Oberfläche von zentraler Bedeutung für eine hohe effektive Lebensdauer und damit für einen hohen Wirkungsgrad. Auf die verschiedenen Möglichkeiten der Passivierung und speziell die bei unserer Solarzelle verwendeten Passivierung soll im folgenden näher eingegangen werden.

---

<sup>12</sup> Nach Lichtdegradation.

<sup>13</sup> Es ist sehr aufwendig, diese schon sehr hohe Volumenlebensdauer weiter zu steigern. Auf hochohmigem Material wurden jedoch bereits Werte von ca. 20 ms realisiert [Cis89].

### 1.2.4 Passivierung von Oberflächen

Für die Passivierung von Siliziumoberflächen, das heißt die Herabsetzung der Netto-Oberflächenrekombinationsrate  $U_S$ , gibt es zwei prinzipielle Möglichkeiten, wie man aus Gleichung (1.36) erkennen kann [Abe91a]:

$$U_S = \frac{n_s p_s - n_i^2}{\frac{n_s + n_1}{S_{p0}} + \frac{p_s + p_1}{S_{n0}}} \quad (1.36)$$

i) Absenkung der Störstellenkonzentration an der Oberfläche  $N_{ts}$

Die Dichte der Oberflächenzustände, die sich in der Bandlücke von Silizium befinden und somit effektive Rekombinationszentren bilden kann abgesenkt werden, indem die "dangling bonds" an der Siliziumoberfläche abgesättigt werden. Dies kann beispielsweise durch  $\text{SiO}_2$  bzw. SiN-Schichten oder durch direktes Angebot von Wasserstoff geschehen, so daß Bindungen mit den Silizium-dangling bonds eingegangen werden. Das reduziert die Dichte der Oberflächenzustände und damit die Netto-Oberflächenrekombinationsrate  $U_S$  drastisch.

ii) Absenkung der Elektronen- oder der Löcherkonzentration an der Oberfläche

Zum elementaren Rekombinationsprozeß bedarf es eines Elektrons und eines Lochs. Wird die Konzentration einer der beiden Rekombinationspartner an der Oberfläche stark abgesenkt, so sinkt auch die Rekombinationsrate.

Dieses Absenken kann technologisch auf verschiedene Weise erreicht werden.<sup>14</sup>

a) Einbau einer  $pp^+$ -High-Low-Junction durch Diffusion (BSF)

Das  $p^+$ -Dotierprofil (Back Surface Field, BSF) wird z.B. durch Bor-Diffusion an der Rückseite der Solarzelle erzeugt. Überschusselektronen werden durch das resultierende elektrische Feld vom Rekombinationszentrum Rückseite "weggedrückt". Da nun nicht mehr genug Elektronen im Vergleich zur hohen Löcherkonzentration zur Verfügung stehen, wird die Netto-Rekombination an der Rückseite abgesenkt.

b) Einbau einer  $n^+p$ -Junction (pn-Übergang) durch Diffusion (Emitter)

Der Emitter (hochdotierte  $n^+$ -Schicht an der Vorderseite der Solarzelle) wirkt wie ein Front Surface Field. Durch das resultierende elektrische Feld, das aufgrund der  $n^+p$ -Junction

---

<sup>14</sup> Dabei wird ohne Beschränkung der Allgemeinheit eine  $p$ -dotierte Basis angenommen.

entsteht, werden die Löcher von der Vorderseiten-Oberfläche weggedrückt, was die Oberflächenrekombination wegen Löchermangels absenkt.

- c) Einbau einer influenzierten  $n^+p$ -Junction durch Beschichtung mit Remote-PECVD-SiN ('Feldeffekt'-Passivierung)

Ein  $n^+p$ -Übergang kann nicht nur durch Diffusion von Donator- oder Akzeptoratomen ins Silizium erzeugt werden, sondern auch durch Influenz. Dies ist beispielsweise durch feste elektrische Ladungen in einer auf der Oberfläche aufgetragenen Isolatorschicht möglich. Diese Art der Passivierung mit Remote-PECVD SiN wird an der Rückseite unserer Solarzellen verwendet und soll daher näher erläutert werden.

#### 1.2.4.1 Influenzierte Floating-Junction-Passivierung

Abbildung 1.5 zeigt schematisch den Aufbau der in dieser Arbeit entwickelten Bifacialzelle. Die Zelle besitzt an der Vorderseite einen ca.  $0.4 \mu\text{m}$  tiefen diffundierten  $n^+$ -Emitter. Die Emittertiefe entlang der Vorderseite ist konstant ('homogener' Emitter). Dieser Emitter ist mit Remote-PECVD-Siliziumnitrid passiviert, welches gleichzeitig als Antireflexschicht fungiert. Die Passivierungswirkung des Siliziumnitrids an der  $n^+$ -diffundierten Vorderseite der Zelle beruht in 1. Linie auf der Reduzierung der Oberflächenzustandsdichte gegenüber einer nicht-passivierten Si-Oberfläche. Aufgrund der hohen Oberflächenkonzentration ( $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) ist hier der Einfluß einer Feldeffektpassivierung vernachlässigbar.

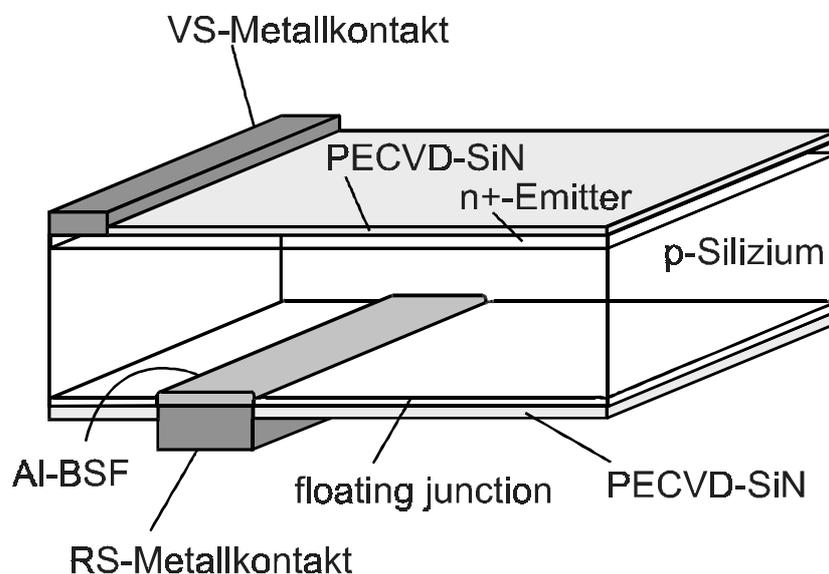


Abb. 1.5 Schematische Darstellung der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Bifacial-Solarzelle. Die Textur auf der Vorderseite ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht gezeigt.

Die Metall/Silizium-Kontakte bilden äußerst effektive Rekombinationszentren. Daher wird versucht, deren Flächen an der Vorderseite auf ein Minimum zu reduzieren.

Die RS-Metallkontakte sind mit einem Al-BSF (siehe Kapitel 2) versehen, welches zur Absenkung der Rekombination in den Bereichen unter den Metallkontakten führt. Zwischen den Rückkontakten ist Remote-PECVD-SiN auf die Siliziumoberfläche aufgebracht, welches die  $p$ -dotierte Basis nahe der Oberfläche invertiert und so eine  $n$ -leitende Schicht an der Rückseite der Solarzelle influenziert.<sup>15</sup> Diese influenzierte Schicht hat einen sehr hohen Schichtwiderstand ( $\sim 2\text{-}4 \text{ k}\Omega/\square$ ) [Gra97], so daß *nur* Bereiche, die sich sehr nahe an den RS-Kontakten befinden, unter bestimmten Voraussetzungen mit der Basis kurzgeschlossen werden (siehe Kapitel 5). Der allergrößte Teil dieser influenzierten  $n$ -leitenden Schicht im

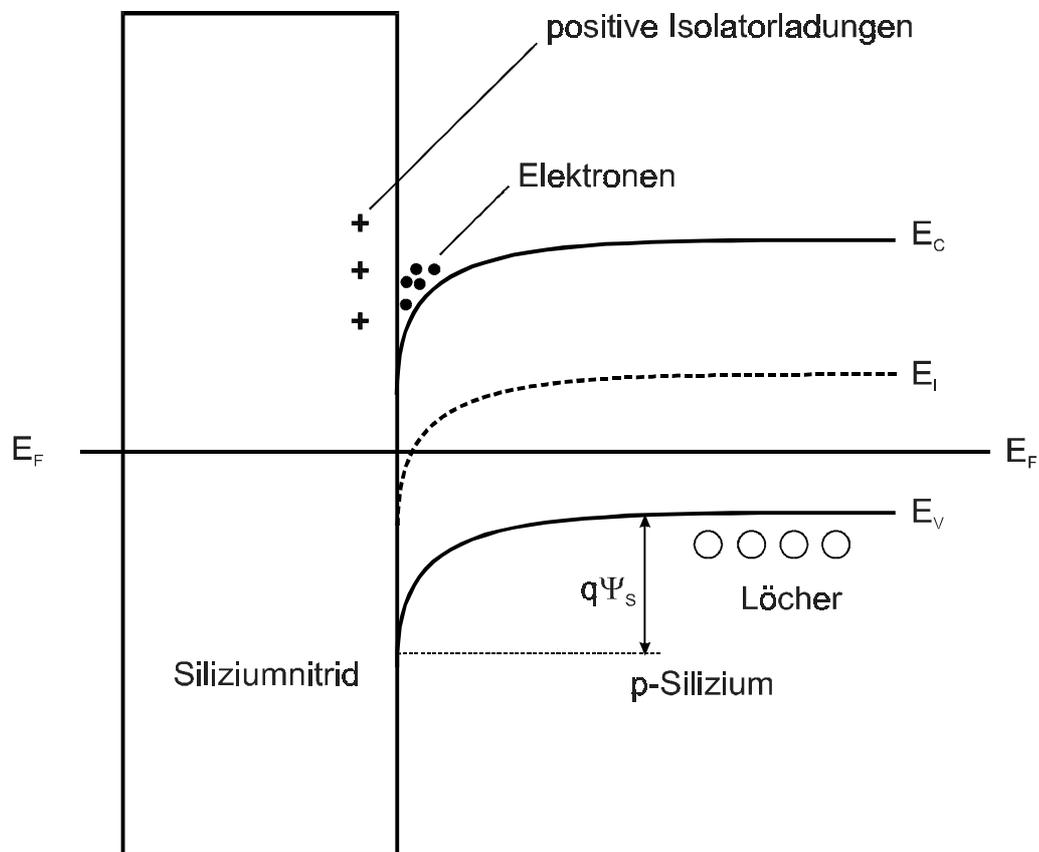


Abb. 1.6 Energieband-Diagramm an der Siliziumnitrid/Silizium-Grenzfläche (thermisches Gleichgewicht). Positive Ladungen im SiN rufen eine Bandverbiegung im  $p$ -Silizium hervor. Diese kann im Extremfall das  $p$ -Silizium nahe der Grenzfläche invertieren, d.h. trotz der  $p$ -Dotierung übersteigt in diesem Gebiet die Elektronenkonzentration die Löcherkonzentration.

<sup>15</sup> Diese Inversionsschicht wirkt wie ein diffundierter  $n^+$ -Emitter, dessen Passivierung auf der Reduktion von Löchern als Rekombinationspartner an der Oberfläche beruht.

Zwischenfingergebiet der Rückseite der Solarzelle ist elektrisch praktisch vom externen Schaltkreis isoliert, das heißt, die Spannung dieser influenzierten High-Low-Junction ist „schwebend“ (floating). Es entsteht also eine Floating Junction. Cuevas und Luque nutzten die Möglichkeiten der Floating Junction 1977 erstmals zur Passivierung der Rückseite von Bifacial-Solarzellen, indem sie eine Bor-Schicht in die Rückseite einer Bifacialzelle diffundierten [Luq77].

Abbildung 1.6 stellt schematisch die Bandverbiegung dar, die von den ortsfesten positiven Ladungen in der Siliziumnitridschicht hervorgerufen wird.

Durch die positiven Ladungen im Siliziumnitrid nahe der SiN/Si-Grenzfläche werden an der Oberfläche von  $p$ -dotiertem Silizium die Bänder um  $q\psi_s$  abgesenkt, so daß sich an der  $p$ -Silizium-Oberfläche Verarmung ( $\psi_B > \psi_s > 0$ ) bzw. sogar Inversion ( $\psi_B < \psi_s$ ) einstellt.

Woher kommen nun diese positiven Ladungen im Siliziumnitrid ?

Die Zusammensetzung und die Struktur von Plasma-SiN-Schichten ( $a\text{-SiN}_x\text{:H}$ ) hängt sehr stark von den Herstellungsparametern wie Silan/Ammoniak-Verhältnis, Abscheidetemperatur, Anregungsenergie etc. ab. Daher ist bisher wenig über die elektronische Struktur solcher Schichten bekannt. Für stöchiometrisches amorphes Siliziumnitrid ( $a\text{-Si}_3\text{N}_4$ ) wurden allerdings die wichtigsten Defekte in der Bandlücke berechnet [Rob94]. Die Bandlücke von ( $a\text{-Si}_3\text{N}_4$ ) wird dabei mit 5.3 eV vorausgesagt. Die Hauptdefekte in dieser Schicht stellen die Si- und N- dangling bonds dar. Nach außen ist  $a\text{-Si}_3\text{N}_4$  elektrisch neutral.

Bringt man eine Siliziumnitridschicht auf Silizium auf, so ergibt sich in einem vereinfachten Bild im thermischen Gleichgewicht das folgende Banddiagramm:

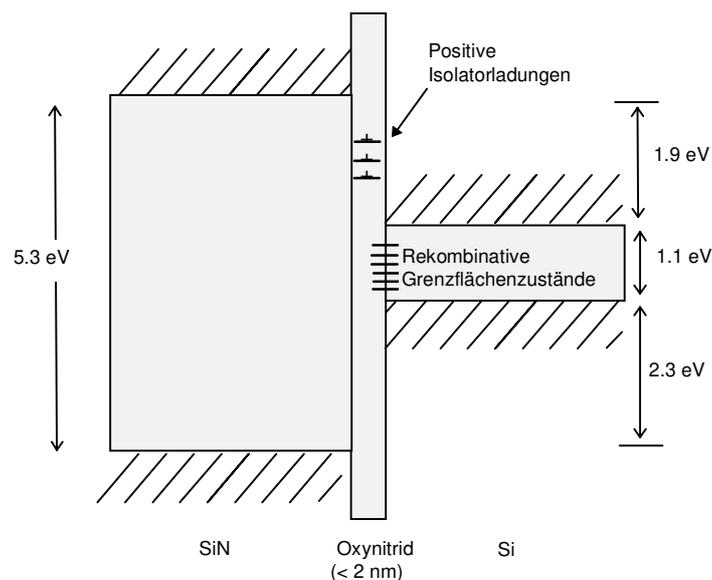


Abb. 1.7 Vereinfachtes Energieband-Diagramm der Siliziumnitrid/Silizium-Grenzfläche im thermischen Gleichgewicht. Die Bandverbiegung an der Grenzfläche ist nicht dargestellt. (aus [Abe98]).

Dabei ist die Bandverbiegung an der Grenzfläche zwischen Si und SiN nicht berücksichtigt. Gemäß Abb. 1.7 befindet sich zwischen dem SiN-Film und dem Si-Wafer ein dünner ( $<2$  nm) Oxynitridfilm. In diesem Oxynitridfilm gibt es elektronische Zustände, die energetisch oberhalb des Leitungsbandes von Si liegen. Aufgrund von Tunnelprozessen gehen Elektronen in das Leitungsband von Si über, so daß im Oxynitrid ein positiv geladener Si-Dangling-Bond-Defekt zurückbleibt. Dieser geladene Defekt wirkt dann als ortsfeste positive Ladung im Oxynitrid, die in *p*-Silizium eine Verarmung oder Inversion hervorruft. Das verringert die Löcherkonzentration an der Si-Oberfläche, was eine drastische Absenkung der Rekombination an der Oberfläche bedeutet. Die in Abb. 1.7 eingezeichneten positiven Ladungen in Form von positiv geladenen Defekten in der Oxynitrid-Schicht existieren also nur in Verbindung mit einem Substrat wie Silizium, in das Elektronen aus besetzten Defektzuständen abgegeben werden können. Eine detaillierte Beschreibung der SiN/Si-Grenzflächendefekte findet sich bei [Abe98] und [Sch98].

## 1.3 Meßmethoden zur Bestimmung von Rekombinationsparametern

An dieser Stelle sollen die Grundlagen zweier wichtiger Meßverfahren zur Bestimmung der Rekombinationsparameter  $\tau_{bulk}$  und  $S_{eff}$  dargestellt werden. Die erste Methode, die Mikrowellen-detektierte Photoleitfähigkeitsmessung (Microwave-detected Photoconductance Decay, MWPCD), wird in dieser Arbeit verwendet, um an speziell dafür hergestellten Proben kontaktlos die Volumenlebensdauer und die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit zu messen. Das geschieht, bedingt durch die fehlenden Kontakte, unter  $V_{OC}$ -Bedingungen.

Mit der zweiten Methode, der  $J_{SC}$ - und  $V_{OC}$ -Transientenmessung, werden die Rekombinationsparameter von fertig prozessierten Solarzellen bestimmt. Dabei wird die zeitliche Abnahme von  $J_{SC}$  bzw.  $V_{OC}$  der Solarzelle nach einem definierten, Ladungsträgererzeugenden Lichtimpuls gemessen.

### 1.3.1 Mikrowellen-detektierte Photoleitfähigkeitsmessung (Microwave-detected Photoconductance Decay, MWPCD)

Die MWPCD-Methode ist ein außerordentlich wichtiges Meßverfahren für die Halbleitertechnologie. Sie erlaubt es, ohne elektrische Kontaktierung die Lebensdauer der Ladungsträger im Halbleiter zu messen und damit Aussagen über Defektzustände im Halbleiter-Volumen bzw. über die Rekombination an den Oberflächen zu machen. In dieser Arbeit werden mit dieser Methode hauptsächlich Silizium-Proben untersucht, die auf beiden Oberflächen die gleiche Art und Qualität der Oberflächenpassivierung aufweisen.

Abb. 1.8 zeigt schematisch den Aufbau der MWPCD-Apparatur am ISFH. Mit einer Halogenlampe kann "weißes" Licht einer bestimmten Intensität (Bias-Licht) auf die Probe eingestrahlt werden, um eine konstante Überschussladungsträgerdichte in der Probe einzustellen. Laserdiodenpulse mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 904$  nm und einer Pulsdauer von 100 ns werden zusätzlich auf die Probe gegeben und erzeugen im Silizium Elektron-Loch-Paare, die mit der Zeit wieder rekombinieren. Von unten werden Mikrowellen auf die Probe gelenkt. Von dieser werden die Mikrowellen teilweise reflektiert und danach von einem Mikrowellendetektor analysiert. Die Mikrowellenreflektivität der Probe hängt von der Konzentration der freien Ladungsträger in der Probe ab, so daß über die reflektierte Mikrowellenleistung das Abklingen der vom Laserpuls erzeugten Überschussladungsträger detektiert werden kann. Mit einem Speicheroszilloskop wird die Mikrowellendetektorspannung aufgezeichnet, die über die Mikrowellenreflektivität mit der Ladungsträgerkonzentration in der Probe linear zusammenhängt. Diese gemessene Transiente, also die zeitliche Abnahme der Überschussladungsträgerkonzentration, wird gemittelt (typischerweise über ca. 100 Transienten), um externe Störeinflüsse zu reduzieren. Die Auswertung des aufgezeichneten Signals erfolgt über einen Fit an eine Exponentialfunktion, die den

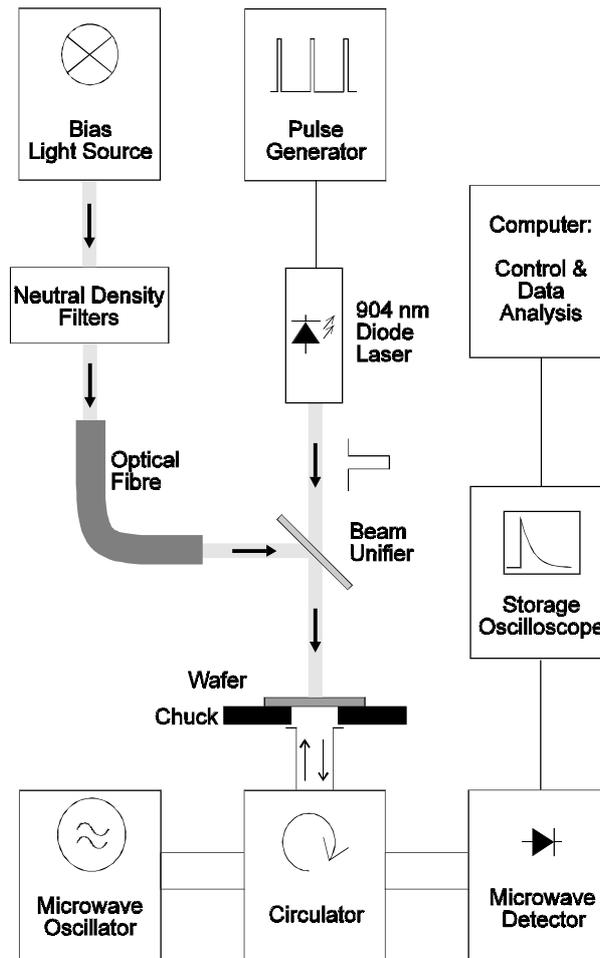


Abb. 1.8 Schematische Darstellung der MWPCD-Anlage am ISFH (kommerziell erhältlich von Amecon GmbH).

monoexponentiellen asymptotischen Teil der Transiente auswertet. Die aus dem Fit ermittelte Zeitkonstante entspricht der effektiven Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_{eff}$  der Probe.

Wie berechnet sich nun die ORG  $S_{eff}$  der Probe aus  $\tau_{eff}$  ?

Folgende Annahmen sollen gelten:

- Die eindimensionale Betrachtung soll möglich sein, das heißt, sowohl die Probenabmessung als auch die laterale Ausdehnung des Meßfeldes sind groß gegenüber der Diffusionslänge der Ladungsträger im Siliziumkristall.
- Die Volumenlebensdauer  $\tau_{bulk}$  soll im gesamten Volumen konstant sein.
- $\tau_{bulk}$  und  $S_{eff}$  sollen unabhängig von der Injektionsdichte sein.
- Die Überschußträgerdichte  $\Delta n$  ist klein gegenüber der Grunddotierung (Niedriginjektion).<sup>16</sup>

<sup>16</sup> Damit sind elektrische Felder im Inneren der Probe vernachlässigbar.

Damit genügt die Elektronenkonzentration in einem  $p$ -dotierten Halbleiter der Differentialgleichung [Sze81]

$$\frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 \Delta n(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\Delta n(x, t)}{\tau_{bulk}} \quad (1.37)$$

Unter der Voraussetzung, daß die ORG an beiden Oberflächen ( $x = \pm d/2$ ) der Probe identisch ist, erhält man die Randbedingungen

$$\mp D_n \left. \frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial x} \right|_{x=\pm \frac{d'}{2}} = U_s (\Delta n(\pm \frac{d'}{2}, t)) \equiv S_{eff} \Delta n(\pm \frac{d'}{2}, t) \quad (1.38)$$

$d' = d - 2W$  kennzeichnet in diesem Fall den Abstand der beiden Raumladungszonen. (Nur der Bereich zwischen den Raumladungszonen ist durch Feldfreiheit gekennzeichnet und genügt damit den oben aufgeführten Voraussetzungen).

Die Lösung der Differentialgleichung (1.37) kann als unendliche Summe von Moden dargestellt werden, die exponentiell mit verschiedenen Zeitkonstanten abklingen. Je höher die Ordnung der Mode, desto schneller nimmt sie ab, so daß nach einer bestimmten Zeit die Mode der niedrigsten Ordnung dominiert. Die Zeitkonstante  $\tau_{eff}$  dieser Mode wird mit der MWPCD-Methode gemessen. Aus der Lösung der Differentialgleichung (1.37) und den dazugehörigen Randbedingungen ergibt sich dann der folgende Zusammenhang zwischen  $\tau_{eff}$  und  $S_{eff}$ :

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{bulk}} + \alpha_1^2 D_n \quad (1.39)$$

Dabei ist  $\alpha_1$  die kleinste positive Lösung der transzendenten Gleichung

$$\tan\left(\frac{\alpha_1 d}{2}\right) = \frac{S_{eff}}{\alpha_1 D_n} \quad (1.40)$$

Für kleine  $S_{eff}$ -Werte kann die Tangens-Funktion linearisiert werden und man erhält die einfache Relation

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{bulk}} + \frac{2S_{eff}}{d} \quad (1.41)$$

mit der  $S_{eff}$  mit einer Abweichung kleiner als 4% von Gleichung (1.39) bzw. (1.40) für  $S < D/4d$  [Spr94] berechnet werden kann.

Wird ein Siliziumwafer mit einer Oberflächenpassivierung versehen (z.B. SiN oder SiO-Schichten), so erhält man in der Regel eine ORG, die von der Injektionsdichte abhängt. Die Rekombinationsrate  $U_S$  ist also nicht mehr linear von  $\Delta n$  abhängig, so daß aus einer Messung mit Bias-Licht nur eine *differentielle* effektive ORG bestimmt werden kann [Bre95]. Man kann jedoch durch Messung von  $S$  bei verschiedenen Injektionsdichten den Verlauf der differentiellen effektiven ORG  $S_{diff}$  über  $\Delta n$  bestimmen. Daraus kann dann durch Integration über alle  $\Delta n$  die tatsächliche ORG  $S_{total}(\Delta n)$  erhalten werden [Abe96a]. In dieser Arbeit werden jedoch hauptsächlich die differentiellen  $S$ -Werte zur Charakterisierung der Oberflächenrekombination genutzt.<sup>17</sup>

### 1.3.2 $J_{SC}$ - bzw. $V_{OC}$ -Transienten-Methode

In Kapitel 3 werden mit Hilfe der  $J_{SC}$ - bzw.  $V_{OC}$ -Transienten-Methode die Rekombinations-eigenschaften der Rückseite der in dieser Arbeit entwickelten Bifacial-Solarzellen charakterisiert. An dieser Stelle soll die Meßmethode vorgestellt und der Ablauf der Messung beschrieben werden. Außerdem werden die mathematischen Überlegungen dargestellt, die zu den Gleichungen zur Auswertung der  $J_{SC}$ - bzw.  $V_{OC}$ -Transienten führen.

#### 1.3.2.1 Aufbau und Prinzip der Methode

Das Prinzip der Meßmethode ist relativ einfach. Mit einem kurzen Lichtpuls auf die Solarzelle werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, deren Anzahl mit der Zeit abnimmt. Diese Abnahme der Elektron-Loch-Paare mit der Zeit (Transiente) wird unter  $J_{SC}$ - Bedingungen und unter  $V_{OC}$ - Bedingungen gemessen. Aus diesen Transienten lassen sich unter bestimmten Annahmen dann Aussagen über die Rekombination in den oberflächennahen Bereichen der Solarzellen machen.

Die Messung erfolgt auf einem Meßtisch, der eine Vierpunkt-Messung der Solarzelle bei definierter Temperatur ermöglicht. Dieser ist in Abb. 1.9 schematisch dargestellt. Die  $V_{OC}$ - Transienten werden direkt an der Solarzelle mit Hilfe eines Oszilloskops vermessen, welches mit abgeschirmten Kabeln mit dem Meßaufbau verbunden ist. Die  $J_{SC}$ -Transienten erhält man, wenn man die Spannung, die über dem Meßwiderstand  $R_{SC}$  abfällt, mißt und sie dann mit  $J_{SC} = U/R_{SC}$  in einen zeitabhängigen Strom umrechnet.

Der Lichtpuls zur Generation der Elektron-Loch-Paare wird mit einer GaAs-Laserdiode ( $\lambda=904$  nm) mit einer Halbwertsbreite von ca. 100 ns erzeugt.<sup>18</sup> Da die Theorie, die zur

---

<sup>17</sup> Auf die Verwendung von totalen  $S$ -Werten wird an den entsprechenden Stellen in der Arbeit hingewiesen.

<sup>18</sup> In Silizium entspricht diese Wellenlänge einer Eindringtiefe von 34  $\mu\text{m}$ .

Auswertung der  $J_{SC}$ - und  $V_{OC}$ -Transienten Niedriginjektion ( $\Delta n \ll$  Basisdotierung) voraussetzt, soll hier kurz überprüft werden, ob diese Bedingung erfüllt ist.

Die Energie pro Puls beträgt maximal 300 nJ, was einer Photonenzahl von  $1.3 \times 10^{12}$  entspricht. Nimmt man an, daß jedes Photon ein Elektron-Loch-Paar generiert und diese in Strahlrichtung exponentiell abnehmend und lateral homogen über einen  $1 \text{ cm}^2$  großen Lichtfleck verteilt sind, so ergibt sich an der Vorderseite der Solarzelle direkt nach dem Abschalten des Lichtpulses eine Injektionsdichte von  $4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Bei einer typischen Basisdotierung von  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ( $1.5 \text{ } \Omega\text{cm}$ ,  $p$ -dotiert) ist damit die Bedingung der Niedriginjektion beim verwendeten Laserpuls erfüllt.

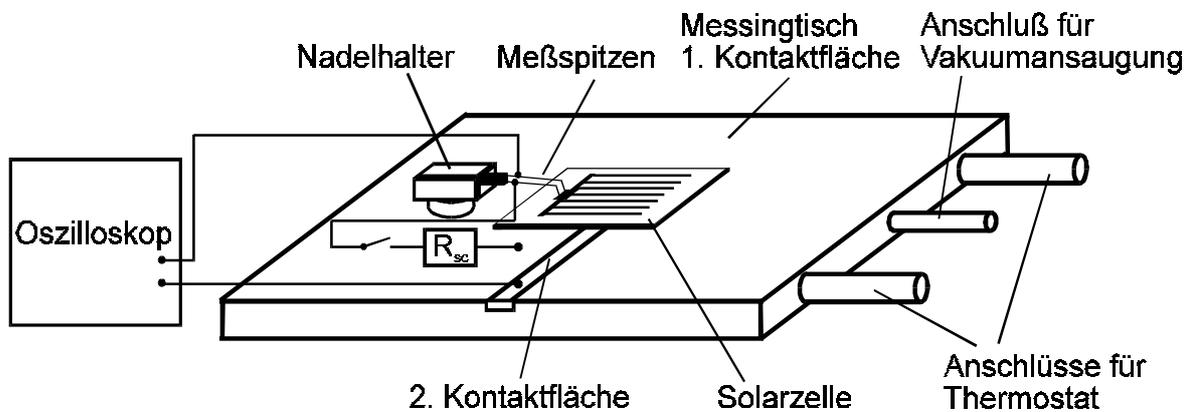


Abb. 1.9 Meßtisch zur Messung der  $J_{SC}$ - und  $V_{OC}$ -Transienten an fertig prozessierten Solarzellen bei konstanter Temperatur. Er wurde im Rahmen einer Diplomarbeit am ISFH aufgebaut [Har96].

### 1.3.2.2 Zeitabhängige Diffusionsgleichung

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird im folgenden eine  $p$ -dotierte Basis und ein  $n$ -dotierter Emitter angenommen. Die zeitabhängige Diffusionsgleichung (siehe Gl.(1.37)) beschreibt das Verhalten der Überschußladungsträger nach Lichtanregung.

Die allgemeine Lösung von Gleichung (1.37) lautet [Luk87]:

$$\Delta n(x, t) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \sin(\alpha_m x) e^{-\left(\frac{1}{\tau_{bulk}} + D_n \alpha_m^2\right) t} + B_m \cos(\beta_m x) e^{-\left(\frac{1}{\tau_{bulk}} + D_n \beta_m^2\right) t} \quad (1.42)$$

In diesem Ausdruck erkennt man, daß sich die Verteilung der Überschußladungsträger als Summe von einzelnen Sinus- und Kosinus-Moden darstellen läßt. Die Werte für die Koeffizienten  $\alpha_m$  und  $\beta_m$  erhält man aus den Randbedingungen, die sich aus der elektrischen Beschaltung der Zelle ergeben, während man die Werte für  $A_m$  und  $B_m$  aus den jeweiligen Anfangsbedingungen erhält. Weiterhin sieht man, daß ein multiexponentieller Abfall der Trägerdichte stattfindet. Da die Zeitkonstante der Grundmode die größte aller Moden ist, dominiert schon nach kurzer Zeit die Grundmode.

Die meisten Überschußladungsträger werden in der Basis generiert und besitzen somit eine wesentlich höhere Lebensdauer als Überschußladungsträger im Emitter.<sup>19</sup> Daher bestimmen die Überschußladungsträger in der Basis schon nach kurzer Zeit das transiente Verhalten der Zelle. Im folgenden Betrachtungen beschränken sich also auf die Basis. Der Rand der Raumladungszone befindet sich bei  $x = 0$  und die Rückseite der Zelle bei  $x = d$ .

### 1.3.2.3 Kurzschlußstromabklingen

Der Kurzschlußstrom wird über die Ableitung der Überschußladungsträgerdichte an der RLZ-Kante ermittelt.

$$\begin{aligned}
 I_{sc}(t) &= Fq \left. \frac{\partial}{\partial x} \right|_{x=0} \Delta n(x, t) \\
 &= Fq \left. \frac{\partial}{\partial x} \right|_{x=0} \sum_m A_m \sin(\alpha_m x) e^{-\left(\frac{1}{\tau_{bulk}} + \alpha_m^2 D_n\right)t} \\
 &= Fq \sum_m A_m \alpha_m e^{-\left(\frac{1}{\tau_{bulk}} + \alpha_m^2 D_n\right)t}
 \end{aligned} \tag{1.43}$$

$F$ ...Zellfläche

Aus dem monoexponentiellen Teil des  $J_{SC}$ -Abklings kann man experimentell sehr gut die Zeitkonstante  $\tau_{Jsc}$  bestimmen, die sich mit Gleichung (1.43) zu

$$\frac{1}{\tau_{Jsc}} = \frac{1}{\tau_{bulk}} + \alpha_0^2 D_n \tag{1.44}$$

---

<sup>19</sup> Die Lebensdauer der Überschußladungsträger im Emitter ist aufgrund der Augerrekombination wesentlich kleiner als in der relativ niedrig dotierten Basis.

ergibt. Dabei ist  $\alpha_0$  die kleinste positive Lösung von Gleichung (1.47), die aus den Randbedingungen hervorgeht, wie im folgenden kurz gezeigt werden soll.

### **$J_{SC}$ -Randbedingungen**

Unter  $J_{SC}$ -Bedingungen (Kurzschluß) gilt am Rand der Raumladungszone:

$$\Delta n(x, t) \Big|_{x=0} = 0 \quad (1.45)$$

Die Randbedingung an der Rückseite der Solarzelle erhält man aus der Rekombinationsstromdichte, die an die Rückseite der Zelle diffundiert:

$$-qD_n \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \Big|_{x=d} = J_{rek} = qS_{back} \Delta n \Big|_{x=d} \quad (1.46)$$

Dabei ist  $S_{back}$  die RS-Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (ORG) bzw. die effektive ORG beim Vorhandensein einer Raumladungszone an der Rückseite. Setzt man nun die Randbedingungen in die allgemeine Lösung ein, so erhält man

$$B_m = 0$$

sowie die folgende transzendente Gleichung für die  $\alpha_m$ :

$$\alpha_m \cot(\alpha_m d) = -\frac{S_{back}}{D_n} \quad (1.47)$$

Der Ablauf einer  $J_{SC}$ -Transientenmessung zur Bestimmung der ORG  $S_{back}$  gestaltet sich damit folgendermaßen. Aus der gemessenen  $J_{SC}$ -Transiente erhält man über einen Fit an eine Exponentialfunktion Werte für  $\tau_{J_{SC}}$ . Aus diesen Werten und den vorher bestimmten Werten für die Volumenlebensdauer  $\tau_{bulk}$  des verwendeten Siliziums<sup>20</sup> lassen sich mit Hilfe von Gleichung (1.44) und Gleichung (1.47) Werte für die ORG  $S_{back}$  einer fertig prozessierten Solarzelle bestimmen.

---

<sup>20</sup> Eine Möglichkeit zur Bestimmung von  $\tau_{bulk}$  wird beispielsweise von Schmidt und Aberle [Sch97] beschrieben.

### 1.3.2.4 $V_{OC}$ -Abklingen

Zur Betrachtung des  $V_{OC}$ -Abklingens einer mit einem Lichtpuls beleuchteten Solarzelle muß zunächst der Zusammenhang zwischen der Injektionsdichte  $\Delta n$  und der Spannung abgeleitet werden.

Bei einer typischen Solarzelle ändern sich die Ladungsträgerkonzentrationen in der Raumladungszone (RLZ) um viele Größenordnungen, wobei im Gleichgewichtszustand dem daraus resultierenden Diffusionsstrom ein gleich großer Feldstrom entgegen wirkt. Mit den Stromdichtegleichungen (1.3) und (1.4) kann man die Potentialdifferenz zwischen dem  $p$ -dotierten und dem  $n$ -dotierten Gebiet ermitteln und man erhält die sogenannte Diffusionsspannung  $V_D$ :

$$V_D = V_T \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} \quad (1.48)$$

Dabei sind  $V_T = kT/q$  die Temperaturspannung und  $n_{n0}$  und  $n_{p0}$  die Elektronendichten an der RLZ-Kante im  $n$ - bzw.  $p$ -dotierten Bereich. Bei Beleuchtung oder Anlegen einer äußeren Spannung an die Solarzelle fließt ein zusätzlicher Strom in die RLZ. Wenn dieser klein gegenüber dem Drift- und dem Diffusionsstrom ist, so kann man die resultierende Spannung am  $pn$ -Übergang mit der Gleichung

$$V_D - V = V_T \ln \frac{n_n}{n_p} \quad (1.49)$$

beschreiben, wobei  $V$  die von außen anliegende bzw. abgreifbare Spannung und  $n_n$  und  $n_p$  die Elektronendichten im Nichtgleichgewicht sind. Für den Fall der Niedriginjektion läßt sich Gleichung (1.49) mit  $n_n = n_{n0} + \Delta n$  und  $n_p = n_{p0} + \Delta n$  umformen in

$$V = V_T \ln \left( \frac{\Delta n}{n_{p0}} + 1 \right) \quad (1.50)$$

Die Leerlaufspannung einer Solarzelle erhält man nun aus der Minoritätsladungsträgerkonzentration  $n_0$  am Rand der RLZ ( $x = 0$ ). Mit Gleichung (1.50) ergibt sich:

$$V_{oc}(t) = V_T \ln \left( \frac{\Delta n_{bias} + \Delta n(t)}{n_0} \Big|_{x=0} + 1 \right) \quad (1.51)$$

Dabei ist  $\Delta n_{bias}$  die von der Bias-Beleuchtung erzeugte zeitunabhängige Überschußladungsträgerdichte und  $\Delta n$  die vom Laserpuls erzeugte zeitabhängige Überschußladungsträgerdichte. Ist die Überschußladungsträgerdichte groß gegenüber der Gleichgewichtskonzentration der Minoritäts-

ladungsträger,<sup>21</sup> so ist die "Eins" in Gleichung (1.51) vernachlässigbar. Damit läßt sich Gleichung (1.51) folgendermaßen schreiben:

$$\begin{aligned}
 V_{oc}(t) &= V_T \ln \left( \frac{\Delta n_{bias} + \Delta n(t)}{n_0} \right) \\
 &= V_T \ln \frac{\Delta n_{bias}}{n_0} + V_T \ln \left( 1 + \frac{\Delta n(t)}{\Delta n_{bias}} \right) \\
 &= V_{bias} + V_T \ln \left( 1 + \frac{\Delta n(t)}{\Delta n_{bias}} \right)
 \end{aligned} \tag{1.52}$$

$V_{bias}$  ist die von der konstanten Bias-Beleuchtung verursachte Spannung:

$$V_{bias} = V_{th} \ln \frac{\Delta n_{bias}}{n_0} \tag{1.53}$$

Ist die Energie des Laserpulses klein gegenüber der Bias-Beleuchtung ( $\Delta n \ll \Delta n_{bias}$ ), so läßt sich der Logarithmus linear approximieren. Mit dieser Näherung erhält man aus Gleichung (1.51):

$$\begin{aligned}
 V_{oc}(t) - V_{bias} &= V_T \frac{\Delta n(t)}{\Delta n_{bias}} \Big|_{x=0} \\
 &= V_T \frac{D_n}{S_{eff,em}} \frac{\sum_m A_m \alpha_m e^{-\left(\frac{1}{\tau_{bulk}} + \alpha_m^2 D_n\right)t}}{\Delta n_{bias} \Big|_{x=0}}
 \end{aligned} \tag{1.54}$$

Die gemessene Zeitkonstante  $\tau_{voc}$  ergibt sich aus Gleichung (1.54) zu

$$\frac{1}{\tau_{voc}} = \frac{1}{\tau_{bulk}} + \alpha_0^2 D_n \tag{1.55}$$

Die Gleichung für  $\tau_{voc}$  hat somit die gleiche Struktur wie die Relation zur Bestimmung von  $\tau_{jsc}$ , allerdings ergeben sich die Werte für  $\alpha_m$  aus den  $V_{OC}$ -Randbedingungen.  $\alpha_0$  bezeichnet hier die kleinste positive Lösung von Gleichung (1.59).

---

<sup>21</sup> Das trifft bei Silizium-Solarzellen selbst bei sehr schwacher Beleuchtung zu.

### **$V_{OC}$ -Randbedingungen**

Beim Kurzschlußstromabklingen in einer Solarzelle besteht am Rand der RLZ kein Ladungsträgerüberschuß. Das Abklingen in Emitter und Basis erfolgt somit unabhängig voneinander.

Unter  $V_{OC}$ -Bedingungen werden die Randbedingungen von den jeweiligen Rekombinationsströmen in die beiden Oberflächen festgelegt. Der Rekombinationsstrom an der Rückseite der Solarzelle ( $x = d$ ) wird durch die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{back}$  charakterisiert.

$$J_{rek} = -qD_n \left. \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right|_{x=d} = qS_{back} \Delta n \Big|_{x=d} \quad (1.56)$$

Die zweite Randbedingung liefert am Rand der Raumladungszone, der als virtuelle Oberfläche für die Solarzellenvorderseite dient,<sup>22</sup> den folgenden Ausdruck:

$$J_{rek} = qD_n \left. \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right|_{x=0} = qS_{eff,em} \Delta n \Big|_{x=0} \quad (1.57)$$

Setzt man die beiden Randbedingungen in die allgemeine Lösung (1.42) ein, so zeigt sich, daß  $\alpha_m = \beta_m$ . Damit ergibt sich [Har96]

$$B_m = \frac{D_n \alpha_m}{S_{eff,em}} A_m \quad (1.58)$$

Weiterhin erhält man für die  $\alpha_m$  die folgende transzendente Gleichung [Har96]:

$$\alpha_m \tan(\alpha_m d) = \frac{S_{back} + S_{eff,em}}{D_n - \frac{S_{back} S_{eff,em}}{D_n \alpha_m^2}} \quad (1.59)$$

Der Ablauf einer  $V_{OC}$ -Transientenmessung zur Bestimmung der ORG  $S_{eff,em}$  gestaltet sich damit folgendermaßen:

Aus der gemessenen  $V_{OC}$ -Transiente erhält man über einen Fit an eine Exponentialfunktion Werte für  $\tau_{V_{OC}}$ . Bei Kenntnis von  $\tau_{bulk}$  und  $S_{back}$  (bekannt z.B. aus  $J_{SC}$ -Transientenmessungen) lassen sich dann mit den Gleichungen (1.55) und (1.59) Werte für  $S_{eff,em}$  bestimmen.<sup>23</sup>

---

<sup>22</sup>  $S_{eff,em}$  ('em' für Emitter) beschreibt somit das Rekombinationsverhalten der gesamten oberflächennahen Schicht, ohne eine detaillierte Trennung zwischen dem Volumen des Emitters und seiner Oberfläche vorzunehmen.

<sup>23</sup> Natürlich kann man bei Kenntnis von  $S_{eff,em}$  umgekehrt auch Werte für  $S_{back}$  erhalten.

## 2 Technologische Aspekte bei der Herstellung von Bifacial-Solarzellen

In diesem Kapitel soll der Herstellungsprozeß der Silizium-Bifacial-Solarzellen beschrieben werden, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden. Das Ziel ist dabei ein möglichst hoher Wirkungsgrad bei vertretbarem Herstellungsaufwand. Daneben werden in diesem Kapitel auch spezielle technologische Aspekte des Herstellungsprozesses, wie die Verwendung von Metall-Aufdampfmasken im Vergleich zur Lift-off-Technik oder der Einsatz eines Back Surface Fields diskutiert.

### 2.1. Herstellungsprozeß der neuartigen Bifacial-Solarzellen

Das Konzept zur Herstellung der Bifacial-Solarzellen wurde an die PERC-Solarzellenstruktur angelehnt, die 1989 von der Universität von New South Wales in Sydney, Australien vorgeschlagen wurde [Bla89]. Abb. 2.1 zeigt eine schematische Darstellung einer solchen modifizierten PERC-Solarzelle, wie sie am ISFH entwickelt wurde [Hüb97a]. Sie wurde als eine der ersten Solarzellenstrukturen im Technologiebereich des ISFH, ca. 6 Monate nach dessen Fertigstellung, hergestellt und erreichte einen Wirkungsgrad von 20.0 %. Gegenüber der Original-PERC-Zelle [Bla89] weist sie wesentliche Vereinfachungen auf. Dazu zählen die Random-Pyramid-Textur (statt der invertierten Pyramiden der Original-PERC-Zelle), ein homogener Emitter (statt eines 2-stufigen Emitters) und verringerte Anforderungen an die Justiergenauigkeit der Photolithographieschritte ( $\pm 250 \mu\text{m}$  statt  $\pm 10 \mu\text{m}$ ).

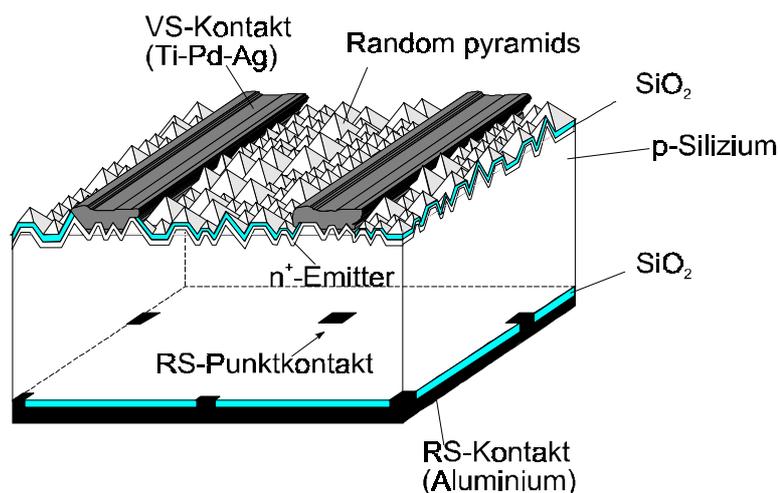


Abb. 2.1 Vereinfachte PERC-Solarzelle, mit der am ISFH 20% Wirkungsgrad erreicht wurden. Sie dient als Ausgangspunkt für die Entwicklung der in dieser Arbeit beschriebenen Bifacial-Solarzelle.

Für die neue Bifacial-Solarzelle wurden von dieser modifizierten PERC-Struktur der homogene Emitter und das direkt auf die Random-Pyramid-Textur aufgebrachte Vorderseiten-Kontaktgitter übernommen. Neue Prozessschritte, die zur Vereinfachung der Herstellungsprozesses und/oder zur Erhöhung des Wirkungsgrades führen, sind:

- das Aufbringen der Kontaktfinger durch Aufdampfen durch wiederverwertbare Nickel-Schattenmasken [Hez85],
- die Passivierung der Vorderseite und der Rückseite mit Remote-PECVD-SiN,
- das zusätzliche Aufbringen von Plasma-SiO<sub>2</sub>, was zusammen mit der SiN-Schicht eine doppelagige Antireflexschicht bildet, und
- das Einlegieren des Aluminium-Rückseitenkontaktes in das Silizium, was zur Ausbildung eines lokalen Back Surface Fields (BSF) führt.

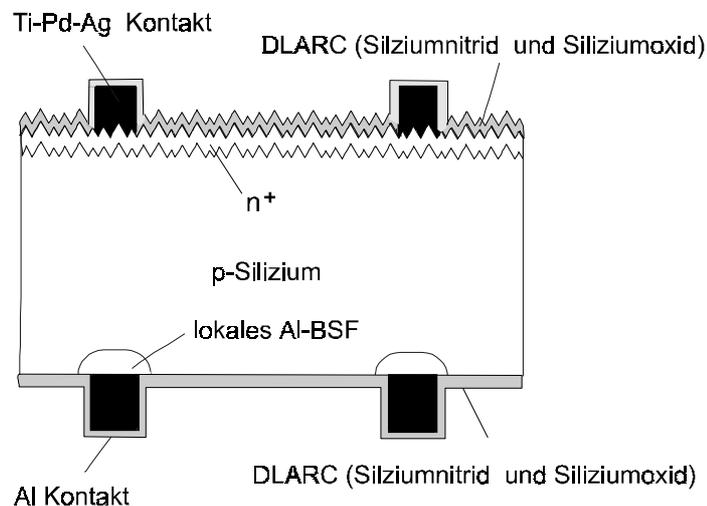


Abb. 2.2 Struktur der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Bifacial-Solarzelle.

Die Struktur dieser Bifacial-Solarzelle, deren Herstellungsprozeß im folgenden beschrieben werden soll, ist in Abb. 2.2 schematisch dargestellt. Tabelle 2.1 faßt die einzelnen Prozessschritte zusammen.

Das Ausgangsmaterial für die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Bifacial-Zellen sind im allgemeinen beidseitig glanzgeätzte, (100)-orientierte, 3" FZ-Silizium-Wafer. Sind die Rückseiten der Wafer chemisch-mechanisch poliert, ergibt sich bei den Zellen eine leichte Leerlaufspannungserhöhung von 2-3 mV. Auf polierte Oberflächen wurde jedoch bei Standard-Bifacial-Solarzellen aus Kostengründen verzichtet.<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup> Chemisch mechanisch polierte FZ-Wafer sind ca. 50% teurer als FZ-Wafer mit glanzgeätzten Oberflächen.

Tab. 2.1 Prozeßschritte bei der Herstellung von hocheffizienten Bifacial-Solarzellen

Prozeßschritt	Beschreibung
Reinigung	RCA-Reinigung: - RCA1: $\text{H}_2\text{O}:\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2 = 25:8:1$ , $80^\circ\text{C}$ , 10 min; wässern, 5 min; - 2% HF, 1 min; wässern 5 min; - RCA2: $\text{H}_2\text{O}:\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2 = 25:8:1$ , $75^\circ\text{C}$ , 10 min; wässern, 5 min; - 2% HF, 1 min; wässern, 5min; trocken;
Schutzoxidation	- 200 nm, thermisch oxidiert bei $1050^\circ\text{C}$ in reiner $\text{O}_2$ -Atmosphäre; - in-situ Ausheilen unter $\text{N}_2$ -Atmosphäre
VS-Window setzen (Photolithographie)	Photolithographie mit Windowmaske ( $2 \times 2 \text{ cm}^2$ ): - VS belackten, Windowmaske belichten, entwickeln; - Oxid ätzen in gepufferter HF ( $\text{NH}_4\text{F}:\text{HF} = 50:10$ ), wässern; - entfernen des Photolacks in Aceton;
Textur (random pyramids)	- KOH-Dip: 10 s in 50%iger KOH ( $90^\circ\text{C}$ ), wässern; - Texturieren in Texturlösung (1.5 Gew.% KOH, 5% Isopropanol) bei $75^\circ\text{C}$ für 40 min; wässern => 2-4 $\mu\text{m}$ große random pyramids;
HNF-Reinigung	$\text{HNO}_3$ bei $100^\circ\text{C}$ für 10 min; 2% HF für 30 s; wässern; trocknen;
Emitterdiffusion	$830^\circ\text{C}$ ; 20 min Belegung ( $\text{POCl}_3$ , $\text{O}_2$ , $\text{N}_2$ ); 20 min Drive-in ( $\text{N}_2$ ); => 0.4 $\mu\text{m}$ tiefes Phosphorprofil mit $N_s = 7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ; ca. 20 nm $\text{P}_2\text{O}_5$ bleiben auf der VS zurück;
RS-Oxid entfernen	- VS mit Photolack beschichten; - RS-Oxid ätzen in gepufferter HF ( $\text{NH}_4\text{F}:\text{HF} = 50:10$ ), wässern; - entfernen des Photolacks in Aceton;
RS-Kontakt aufdampfen	10 $\mu\text{m}$ Al durch Schattenmaske in Hochvakuumanlage aufdampfen; (Kontaktdesign: siehe Abb. 2.3);
lokales Al-BSF	- Al auf der Rückseite der Zelle bei $850^\circ\text{C}$ für 30 min unter $\text{N}_2$ legieren; - definiertes Abkühlen der Zelle mit 5 K/min auf $400^\circ\text{C}$ unter $\text{N}_2$ ;
RS-Passivierung	- Beschichtung der RS mit 65 nm Remote-PECVD-SiN ( $n = 2.3$ ) bei $400^\circ\text{C}$ , ca. 1 min; => SiN wirkt gleichzeitig als 1. Schicht der doppellagigen Antireflexschicht auf der RS
VS- $\text{P}_2\text{O}_5$ entfernen	- RS mit Photolack beschichten; - $\text{P}_2\text{O}_5$ ätzen in gepufferter HF ( $\text{NH}_4\text{F}:\text{HF} = 50:10$ ), wässern; - entfernen des Photolacks in Aceton;
VS-Kontakt aufdampfen	50 nm Titan, 50 nm Palladium und 10 $\mu\text{m}$ Silber durch Schattenmaske in Hochvakuumanlage aufdampfen; (Kontaktdesign: siehe Abb. 2.4)
VS-Passivierung	- Beschichtung der VS mit 65 nm Remote-PECVD-SiN ( $n = 2.3$ ) bei $400^\circ\text{C}$ , ca. 1 min; => SiN wirkt gleichzeitig als 1. Schicht der doppellagigen Antireflexschicht auf der VS; => gleichzeitiges Tempern des VS-Kontaktes
SiO-Beschichtung	- Beschichtung der VS und der RS mit 85 nm PECVD-SiO ( $n = 1.46$ ); => SiO bildet 2. Schicht der doppellagigen Antireflexschicht

Die Dicke der Si-Wafer betrug normalerweise 300  $\mu\text{m}$ . Einige Zellen wurden auf bis zu 500  $\mu\text{m}$  dicken Wafern hergestellt, was die Absorption von Licht im Wafer gegenüber dünnen Zellen erhöht und so höhere Ströme bzw. Wirkungsgrade ergibt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden auch Bifacial-Zellen auf sehr dünnen Wafern (110  $\mu\text{m}$ ) hergestellt, die für spezielle Anwendungen ausgelegt sind, bei denen die Masse der Solarzellen eine große Rolle spielt [Now97].

Der spezifische Widerstand des verwendeten, mit Bor *p*-dotierten Ausgangsiliziums betrug im allgemeinen für Bifacial-Zellen 1.5  $\Omega\text{cm}$ . Diesem Material wurde bei der Herstellung von Bifacial-Zellen der Vorzug gegenüber 0.5- $\Omega\text{cm}$  Material gegeben, da es eine höhere Diffusionslänge aufweist und so prinzipiell höhere RS-Wirkungsgrade zuläßt. Daneben wurden auch Zellen auf 10- $\Omega\text{cm}$  Czochalski (CZ)-Silizium prozessiert.<sup>2</sup>

Die Prozessierung der Solarzellen beginnt mit einer modifizierten RCA-Reinigung [Ker90] (siehe Tabelle 2.1). Die RCA1-Sequenz entfernt organische Verbindungen von der Siliziumoberfläche durch Aufoxidieren und Lösen der Verbindungen. Metalle (z.B. Gold, Kupfer usw.) werden durch Ammoniumhydroxid in einen Komplex gebunden und ebenfalls abgelöst.

Die RCA2-Sequenz löst Alkali-Ionen, die in der Lösung in Komplexe gebunden werden.

Der abschließende HF-Dip hinterläßt die Si-Oberflächen Wasserstoff-terminiert.

Nach der Reinigung wird der Wafer mit einer ca. 200 nm dicken Schutzschicht aus  $\text{SiO}_2$  versehen, welches mittels thermische Oxidation gebildet wird. Das geschieht bei 1050°C in einem Oxidationsofen, dessen Quarzrohre regelmäßig mit Trichlorethan (TCA) gereinigt werden, um Verunreinigungen im Rohr vorzubeugen.

Anschließend wird mittels Photolithographie ein  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  großes Fenster ("Window") in das Oxid der Wafer-Vorderseite geätzt. (Photolithographie: Durch Belacken mit lichtempfindlichem Photolack, Belichten und Entwickeln wird das Bild der Photolithographie-Maske (hier: Window-Maske) in den Photolack übertragen. Durch anschließendes Ätzen mit gepufferter Flußsäure (BHF) wird das Oxid im Window entfernt, während der Photolack außerhalb des Windows das Oxid vor dem Säureangriff schützt. Anschließend wird der Photolack in Aceton abgespült. Das Ergebnis dieser Prozedur ist ein oxidiertes Wafer mit einem  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  großen, oxidfreien Window. Dieses Window definiert die aktive Zellfläche.<sup>3</sup>

Die aktive Zellfläche wird anschließend texturiert, das heißt, die Oberfläche der Solarzelle wird geometrisch strukturiert. Die Textur dient dazu, den Anteil des reflektierten Lichtes an der Vorderseite der Solarzelle zu verringern und die Lichtfalleneigenschaften (Light Trapping) der Zelle zu verbessern. Dies kann mit mechanischen Methoden oder mit

---

<sup>2</sup> Bei diesem Material ist es für die verwendete Zellstruktur zwingend notwendig, den Aluminium-RS-Kontakt in das Silizium einzulegiern (also ein Back Surface Field zu bilden), um den Kontaktwiderstand zwischen dem Si-Wafer und der RS-Kontakt zu verringern. Damit läßt sich der Serienwiderstand der Zellen auf 10- $\Omega\text{cm}$  Material niedrig halten, so daß relativ gute Füllfaktoren möglich werden. Weiterhin erhöht das BSF die Leerlaufspannung, so daß sich insgesamt relativ hohe Wirkungsgrade ergeben.

<sup>3</sup> Pro 3"-Si-wafer werden normalerweise 4 Zellen mit einer Fläche von jeweils  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  gefertigt.

anisotropen Ätzlösungen geschehen [Hez89, Ver98]. In unserem Fall wurde eine anisotrope Ätzlösung gewählt, um aufrechte, unregelmäßig verteilte Pyramiden (random pyramids) herzustellen (siehe Tabelle 2.1).<sup>4</sup>

Nach einer Zwischenreinigung (HNF-Reinigung) wird in die texturierte Vorderseite des Wafers ein Phosphorprofil eindiffundiert, welches als Emitter in der Solarzelle dient. Der Emitter ist 0.4  $\mu\text{m}$  tief und hat eine Phosphoroberflächenkonzentration von  $N_S = 7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Vierspitzen-Messungen ergaben einen Schichtwiderstand von  $(100 \pm 10) \Omega/\square$ , was sehr gut mit den theoretisch zu erwartenden Werten für dieses Profil übereinstimmt.

Während der Phosphordiffusion wächst auf der aktiven Zellfläche eine ca. 20 nm dicke Schicht aus Phosphorglas ( $\text{P}_2\text{O}_5$ ), welche die Siliziumoberfläche während der folgenden Prozeßschritte vor Verunreinigungen schützt.

Die Schutzoxidschicht auf der Rückseite der Solarzelle wird dann selektiv zur Vorderseite entfernt. Dazu wird die Vorderseite mit Photolack geschützt und das Oxid auf der Rückseite mit gepufferter HF abgeätzt. Anschließend wird der Photolack auf der Vorderseite mit Aceton abgespült.

Da RS-Kontaktgitter der Zelle besteht aus Aluminium, welches in einer Hochvakuum-aufdampfanlage durch eine Schattenmaske aus Nickel aufgedampft wird. Die Rückseiten-Kontaktgitterstruktur mit den dazugehörigen Abmessungen ist in Abb. 2.3 dargestellt.

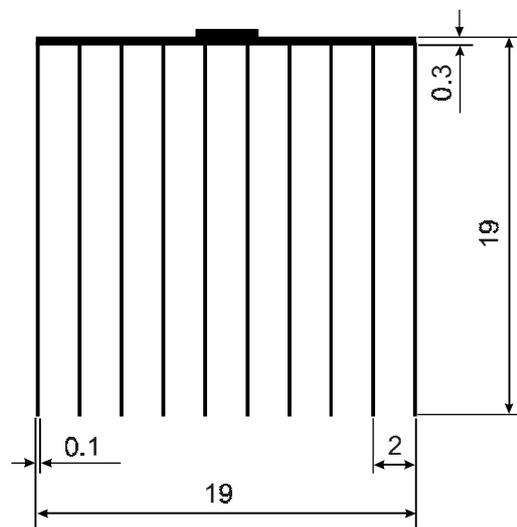


Abb. 2.3 Design des Rückseitenkontaktes der  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  großen Bifacial-Solarzelle. Der Kontakt besteht aus Aluminium, welches durch eine Schattenmaske auf die Rückseite der Solarzelle aufgedampft wird.

---

<sup>4</sup> Eine ausführliche Beschreibung der Optimierung der chemischen Texturierung findet man bei Grauvogl [Gra97].

Die Zelle mit dem Al-RS-Kontaktgitter wird nach der Aufdampfung in einem Ofen auf 850°C erhitzt. Dabei bildet das Silizium mit dem Aluminium des RS-Kontaktes eine Legierung, die beim Abkühlen der Zelle ein  $p^+$ -Aluminium-Dotierprofil im Silizium unter der RS-Kontakten hinterläßt. Diese Al-Dotierung bildet ein sogenanntes lokales Back Surface Field (BSF), welches die Rekombination an den RS-Kontakten stark verringert. Die Tiefe und das Profil dieses lokalen Al-BSF wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht vermessen.

Diese fertig kontaktierte Rückseite wird dann mit 60 nm Remote-PECVD-Siliziumnitrid (SiN) mit einem Brechungsindex von 2.3 bei 400°C beschichtet. Dieses liefert eine extrem gute Passivierung auf  $p$ -dotiertem Silizium [Lau96, Abe97], was gerade für einen hohen RS-Wirkungsgrad der Zelle unabdingbar ist. Die SiN-Schicht dient gleichzeitig als erste Schicht einer doppellagigen Antireflexschicht, welche die Reflexionsverluste bei rückseitiger Beleuchtung der Bifacial-Zelle herabsetzt.

Die Kontaktbildung an der Vorderseite der Solarzelle beginnt damit, daß das Phosphorglas auf der texturierten Vorderseite selektiv zur Rückseite entfernt wird. Dazu wird die Rückseite der Solarzelle mit Photolack geschützt und das  $P_2O_5$  an der Vorderseite mit gepufferter HF abgeätzt. Anschließend wird der Photolack mit Aceton abgespült.

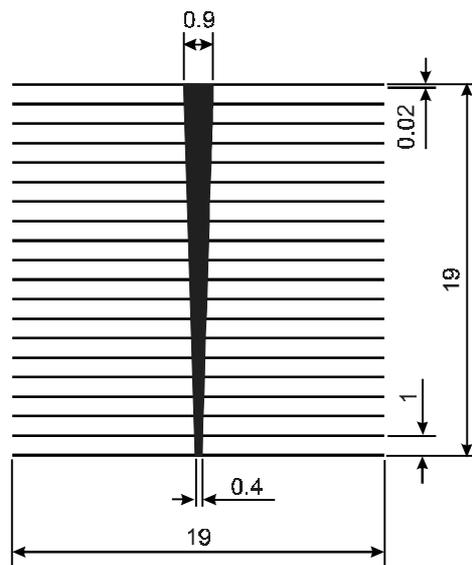


Abb. 2.4 Design der Vorderseitenkontaktes der Bifacial-Solarzelle. Der Kontakt besteht aus einer Schichtfolge von Titan, Palladium und Silber, die durch eine Schattenmaske auf die Vorderseite der Zelle aufgedampft werden.

Das Kontaktgitter auf der Vorderseite der Solarzelle setzt sich aus einer 3fach-Schicht zusammen, die aus 50 nm Titan, 50 nm Palladium und 10 µm Silber besteht. Dabei stellt Titan den ohmschen Kontakt zum  $n^+$ -dotierten Emitter her, Palladium schützt das

hochreaktive Titan vor einer Oxidation mit Luft und die dicke Schicht Silber dient als stromtragende Schicht des Kontaktgitters. Die 3 Metallschichten werden nacheinander in einer Hochvakuumanlage durch eine Nickel-Schattenmaske aufgedampft. Das Design und die Abmessungen des VS-Kontaktgitters sind in Abb. 2.4 gezeigt.

Die Passivierung der Vorderseite erfolgt, wie schon die der Rückseite, mit Remote-PECVD-SiN. Es wird mit einer Dicke von 65 nm und einem Brechungsindex von  $n = 2.3$  über die gesamte, mit Kontakten versehene Vorderseite abgeschieden. Aufgrund der Beschichtungstemperatur von  $400^{\circ}\text{C}$  wird dabei gleichzeitig der VS-Kontakt der Solarzelle getempert.

Abschließend werden beide Seiten der Solarzelle mit 85 nm PECVD-SiO ( $n = 1.46$ ) beschichtet, welches die 2. Schicht der doppelagigen Antireflexschicht auf Vorder- und Rückseite der Zelle bildet.

## 2.2 Maskenbedampfung versus Photolithographie zur Definition des Vorderseiten-Kontaktgrids

Für das Design des VS-Kontaktgrids von High-Efficiency-Solarzellen werden im allgemeinen photolithographische Methoden verwendet [Kno93, Zha90, Roh96, Sin95].

Im Fall unserer Solarzellen haben wir uns bewußt für das Aufbringen des VS-Kontaktgrids mittels Aufdampfung von Metall durch eine Schattenmaske entschieden. Diese Technik wird bereits industriell in einer Pilotproduktion bei der Firma ASE zur Herstellung von Solarzellen genutzt. Im folgenden sollen die Vor- und Nachteile beider Methoden diskutiert werden.

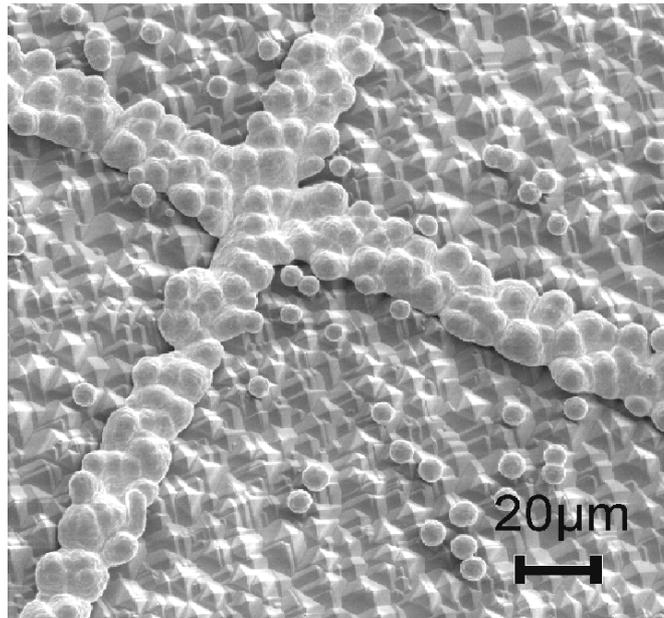
### 2.2.1 Photolithographie

Hierbei werden die Kontaktstrukturen mit einer Maske in den lichtempfindlichen Lack auf der Solarzelle übertragen. Durch die Bestrahlung mit UV-Licht (Hg-Dampflampe) ändert der belichtete Photolack seine Struktur und löst sich in basischer Umgebung, während der unbelichtete Photolack unlöslich bleibt. Nach dem Entwickeln des Lackes in einer basischen Lösung kann das freigelegte  $\text{SiO}_2$  in Flußsäure weggeätzt werden, während der Lack im unbelichteten Gebiet das Oxid vor dem Säureangriff schützt.

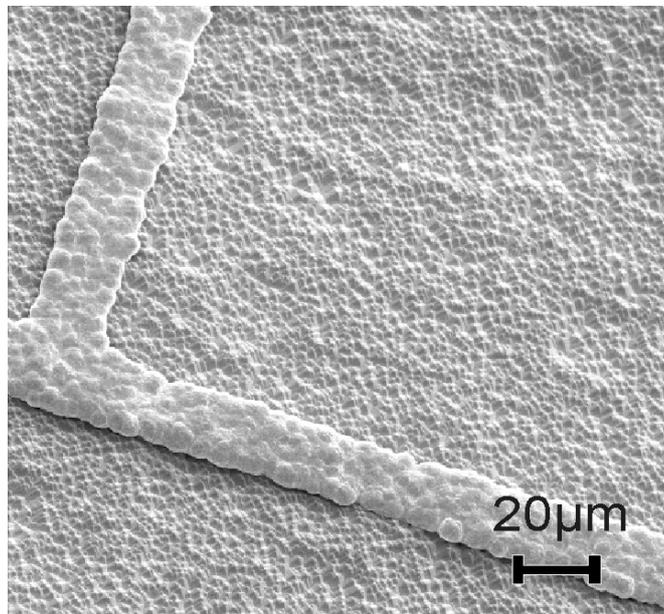
Diese Struktur (mit Photolack) wird dann dünn (ca. 100 nm) mit Metall bedampft, die typischerweise aus einer 3fach-Schicht mit Titan (Ti), Palladium (Pd) und Silber (Ag) besteht. Anschließend wird mit Lift-off-Technik der Photolack zusammen mit dem darüberliegenden Metall entfernt, so daß nur die gewünschten Kontaktstrukturen übrig bleiben. Diese werden danach in einem Silbergalvanikbad auf ca. 10  $\mu\text{m}$  Höhe verstärkt.

Der *Vorteil* dieses Verfahrens ist, daß fast jede beliebige Kontaktstruktur sehr genau (bis auf sub- $\mu\text{m}$  Genauigkeit) auf den Wafer aufgebracht werden kann, so daß auch eine Justierung auf vorher definierte Strukturen (z.B. 2-stufige Emitter) möglich ist. Weiterhin sind sehr schmale Kontakte zum Silizium möglich, was die Abschattung verringert und die rekombinatorisch sehr aktiven Metall-Silizium-Kontaktflächen auf ein Minimum reduziert.

Die *Nachteile* dieses Verfahrens bestehen darin, daß während der Prozessierung Lösungsmittel anfallen, die entsorgt werden müssen, und daß der Prozeß aus mehreren Arbeitsschritten besteht, also nur aufwendig zu automatisieren ist. Außerdem kann dieses Verfahren nur auf wenig strukturierte Oberflächen angewandt werden, so daß z.B. mit relativ großen Pyramiden texturierte Oberflächen nicht damit bearbeitet werden können.



*Abb. 2.5 Random pyramids auf der Solarzellenvorderseite (ca. 10  $\mu\text{m}$  groß). Die Kontaktfinger bilden eine blumenkohlartige Struktur und einzelne Pyramidenspitzen im Zwischenfingergebiet sind mit galvanisierten Silberkugeln bedeckt.*



*Abb. 2.6 Random pyramids auf der Solarzellenvorderseite (ca. 2  $\mu\text{m}$  groß). Die galvanisierten Kontaktfinger haben eine gleichmäßige Struktur und es sind keine Silberablagerungen im Zwischenfingergebiet vorhanden.*

Die Abbildungen 2.5 und 2.6 sollen das verdeutlichen. Abb. 2.5 zeigt eine Rasterelektronenmikroskop (REM)-Aufnahme einer Kontaktstruktur auf einer Solarzellenvorderseite, die mit ca. 10  $\mu\text{m}$  großen Pyramiden texturiert ist. Die galvanischen Kontaktfinger haben eine blumenkohlartige Struktur, die den ohmschen Widerstand der Kontakte erhöht. Im Zwischenfingergebiet sind auf den Spitzen einiger Pyramiden Silberkugeln zu sehen, welche die Abschattung und gleichzeitig die Rekombination an der Oberfläche erhöhen. Diese Kugeln sind darauf zurückzuführen, daß der Photolack wegen seiner geringen Dicke ( $< 3 \mu\text{m}$ ) nicht die gesamte Oberfläche abdecken kann, so daß die Spitzen der größten Pyramiden aus der Lackschicht herausragen.

Das Oxid auf diesen Spitzen wird dann bei der Flußsäureätzung mit entfernt, so daß dort dann auch Metall aufgedampft wird, welches durch das Lift-off nicht mit abgehoben wird. Während der Galvanik wächst dann das Silber von den Pyramidenspitzen ausgehend in alle Richtungen gleichmäßig auf, so daß die Silberkugeln bzw. die blumenkohlartige Struktur der Kontaktfinger entsteht.

Bleibt man jedoch mit der Pyramidenhöhe unter der Dicke des Photolacks,<sup>5</sup> so kann man gleichmäßig galvanisierte Finger und keine Abschattung durch Silberabscheidung im Zwischenfingergebiet realisieren. In Abb. 2.6 ist dies deutlich zu erkennen. (Diese Pyramiden wurden bei den modifizierten PERC-Zellen verwendet, die am Beginn des Kapitels vorgestellt wurden.)

## 2.2.2 Aufdampfung der Kontakte durch Schattenmasken

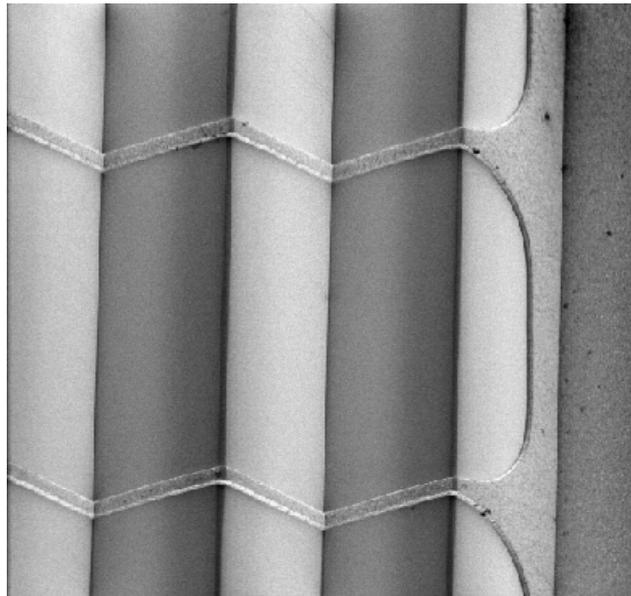
Bei dieser Art der Metallisierung wird die Schattenmaske aus Nickel direkt auf die Oberfläche der Zelle gelegt und durch einen sich auf der Rückseite befindlichen Magneten fixiert. Die Aufdampfung der Metalle erfolgt direkt in der gewünschten Dicke, so daß keine anschließende galvanische Verstärkung notwendig ist.

Der *Vorteil* dieses Metallisierungsverfahrens ist seine Einfachheit, der gesamte Prozeß geschieht in einem Schritt und läßt sich damit relativ einfach automatisieren. Die Oberflächenpassivierung bei 400°C erfolgt nach dem Aufbringen der Kontakte, so daß die Kontakte gleichzeitig getempert werden. Weiterhin lassen sich die Schattenmasken mehrfach (bis zu 50 mal) verwenden, was einen potentiellen Kostenvorteil gegenüber dem relativ kostenintensiven Photolack darstellt. Außerdem kann man mit der Maskenaufdampfung auch Strukturen auf sehr unebenen Oberflächen schaffen, was mit der Photolithographie, wie oben gezeigt, nicht möglich ist. Als Beispiel sei hier die Maskenaufdampfung von Kontakten auf V-Graben-Strukturen [Ver98] genannt, wie sie in Abb. 2.7 gezeigt sind.

Die *Nachteile* dieses Verfahrens sind die Beschränkungen im Maskendesign, die dadurch entstehen, daß alle Teile der Maske mechanisch miteinander verbunden sein müssen.

---

<sup>5</sup> Die Pyramidenhöhe ist in bestimmten Grenzen über die Zusammensetzung und die Temperatur der Texturlösung einstellbar [Gra97].



*Abb. 2.7 REM-Aufnahme der Vorderseite einer V-Graben-Solarzelle. Die V-Gräben (im Bild senkrecht verlaufend) sind 120  $\mu\text{m}$  tief. Die durch eine Schattenmaske aufgedampften Aluminium-Kontaktfinger (im Bild waagrecht verlaufend) passen sich den Höhenvariationen über die V-Gräben problemlos an. Am rechten Bildrand ist der 'Busbar' (Stromsammelschiene) zu sehen.*

Außerdem müssen die Masken spätestens nach zweimaliger Aufdampfung gereinigt werden, was ebenfalls Kosten verursacht.

Als Fazit kann man festhalten, daß beide Verfahren ihre Berechtigung zur Metallisierung der Solarzellen haben, wobei die Photolithographie wegen ihrer Flexibilität und relativ hohen Kosten eher zur Herstellung von Einzelstücken, Teststrukturen und Kleinserien geeignet ist. Die Maskenaufdampfung ist wegen ihrer relativ guten Automatisierbarkeit und der Wiederverwendbarkeit der Masken prädestiniert für die Serienproduktion von High-Efficiency-Solarzellen (z.B. Weltraumsolarzellen). Für die Massenproduktion von terrestrischen Solarzellen ist jedoch selbst die Maskenaufdampfung zu aufwendig. Dazu gibt es jedoch vielversprechende Ansätze am ISFH, welche die Vorteile der Vakuum-Aufdampfung als Kontaktierungsverfahren zur Herstellung von High-Efficiency-Solarzellen konsequent nutzen [Hez95, Ver96, Met98].

## 2.3 Rückseiten von Bifacial-Solarzellen mit und ohne Back Surface Field

Der Prozessschritt zur Herstellung der Bifacial-Rückseite wurde in Abschnitt 2.1 beschrieben. Dabei werden nach der Aufdampfung des Aluminiums die RS-Kontakte bei 850°C in einem Temperofen in N<sub>2</sub>-Atmosphäre in das Silizium einlegiert. Es läßt sich nie ganz vermeiden, daß, z. B. beim Hinein- oder Herausfahren der Proben aus dem Ofen, ein Siliziumoxid auf den ungeschützten Siliziumoberflächen zwischen den Al-RS-Fingern der Solarzellen aufwächst. Dieses Oxid wurde mit röntgenstrahlungsangeregter Photoelektronenspektroskopie (XPS) charakterisiert. Die Abbildungen 2.8 und 2.9 zeigen zwei XPS-Spektren, wobei das erste Spektrum direkt nach dem Legieren an der Si-Probe vermessen wurde. Das Spektrum in Abb. 2.9 wurde an der gleichen Probe nach einem Sputtern mit Argon-Ionen aufgenommen.

Der O-1s Peak sowie die O(KVV)-Augerpeaks der Probe direkt nach dem Legieren deuten auf relativ viel Sauerstoff an der Siliziumoberfläche hin. Betrachtet man den Si-2s Peak in einer vergrößerten Darstellung (siehe Einschub in Abb. 2.8), so erkennt man deutlich die Aufspaltung des Peaks, der auf die chemische Bindung des Siliziums an Sauerstoff zurückzuführen ist. Die Oberfläche der Probe direkt nach dem Legieren ist also trotz N<sub>2</sub>-Atmosphäre mit SiO<sub>x</sub> bedeckt.

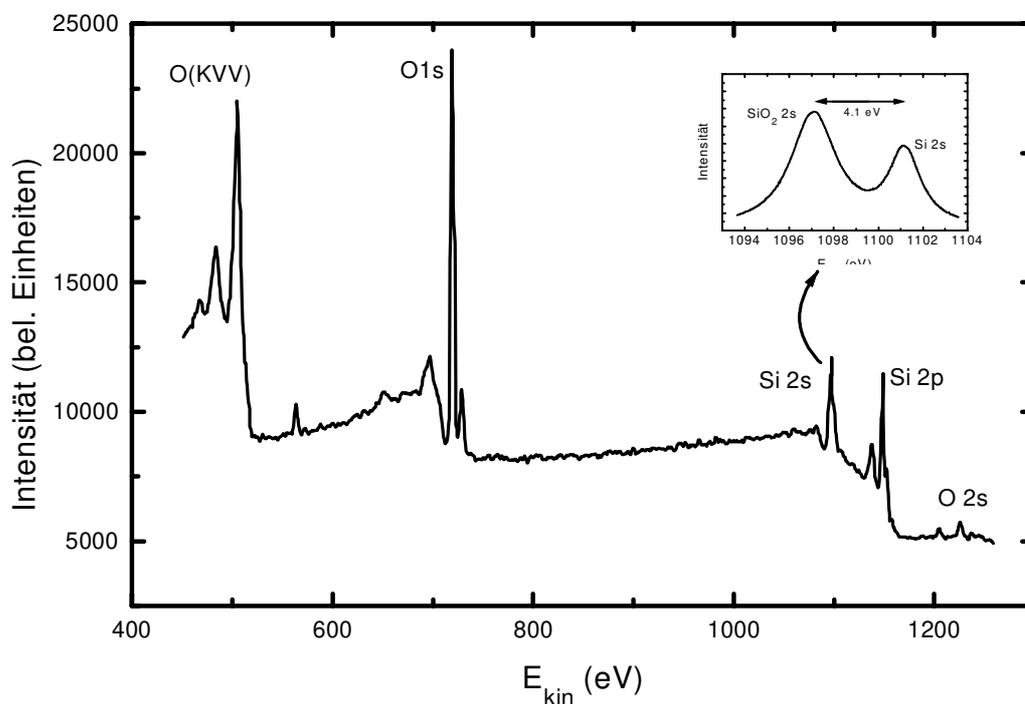


Abb. 2.8 XPS-Spektrum einer Siliziumprobe direkt nach dem Legieren der Aluminium-Kontakte bei 850°C in N<sub>2</sub>. Die Oberfläche dieser Probe ist mit SiO<sub>x</sub> bedeckt, welches während des Legierens aufwächst, obwohl dieser Prozessschritt in trockener N<sub>2</sub>-Atmosphäre stattfindet.

Sputtert man nun die Probe mit Argon-Ionen und mißt anschließend das XPS-Spektrum erneut, so erkennt man (siehe Abb. 2.9), daß der O-1s Peak und die O(KVV)-Augerpeaks im Vergleich zum Spektrum in Abb. 2.8 (direkt nach dem Legieren) wesentlich kleiner sind. Dafür sind jetzt der Si-2s und Si-2p Peak sehr viel größer. Zoomt man in den Si-2s-Peak hinein (siehe Einschub in Abb. 2.9), dann sieht man, daß die Aufspaltung aufgrund der chemischen Bindung des Siliziums verschwunden ist. Man erhält also durch Argon-Sputtern wieder eine "saubere", nicht oder kaum mit Siliziumoxid bedeckte Oberfläche zurück.

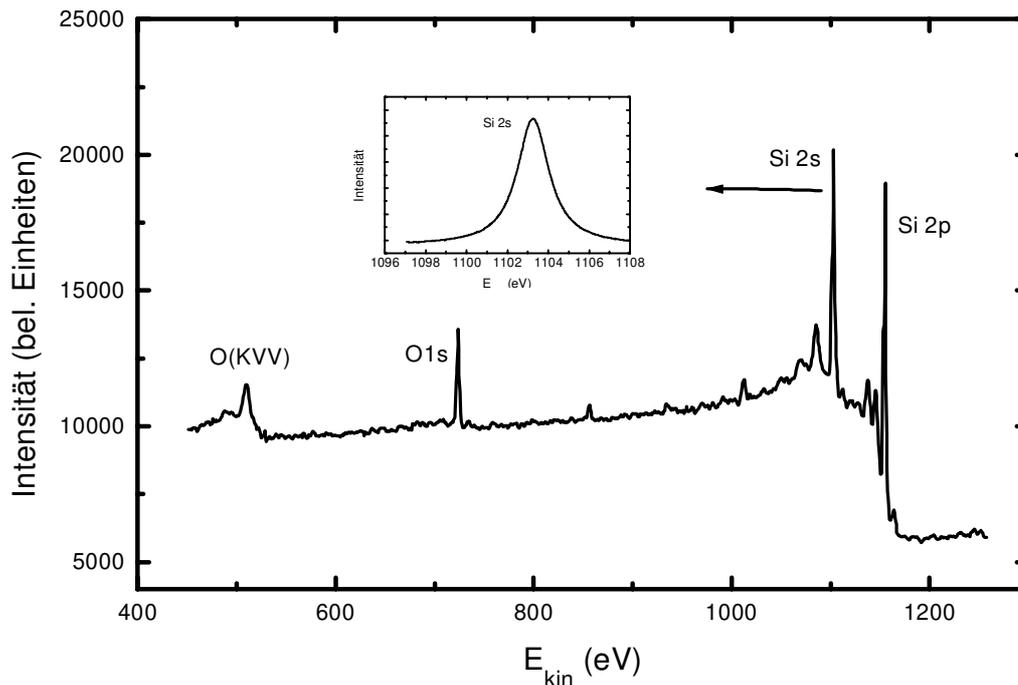


Abb. 2.9 XPS-Spektrum der Si-Probe aus Abb. 2.8, nach einem Sputtern mit Argon-Ionen. Das Spektrum zeigt wieder eine nahezu "saubere" Siliziumoberfläche.

Das Oxid, welches, wie mit den XPS-Messungen gezeigt, während des Legierens im Zwischenfingergebiet der Rückseite der Zelle aufwächst, kann die Passivierqualität der SiN-Beschichtung direkt nach dem Legieren beeinträchtigen.<sup>6</sup> Untersuchungen an ähnlichen Doppelschichtsystemen, bestehend aus Siliziumoxid und Siliziumnitrid, haben dies gezeigt [Mos96].

Um zu untersuchen, ob sich dieses spezielle Oxid im Zwischenfingergebiet (ZFG) der Rückseite nach dem Legieren der Zellen auf die Passivierung der Rückseite auswirkt, wurden Lebensdauerproben hergestellt, welche auf beiden Seiten mit einem Al-Kontaktgitter versehen wurden. Vor der anschließenden Beschichtung mit SiN wurden einige dieser Proben einer Temperaturbehandlung bei 850°C für 30 min ausgesetzt, bei der die Al-Kontakte mit

<sup>6</sup> Das während des Legierens gewachsene Oxid wird vor der anschließenden SiN-Beschichtung nicht entfernt, da dies technologisch sehr aufwendig wäre.

dem Silizium eine Legierung bilden und so beim Abkühlen ein Back Surface Field entsteht. Gleichzeitig wächst dabei ein dünnes Oxid im Zwischenfingergebiet der Proben auf.

Nach der Beschichtung der Proben mit Remote-SiN wurden die Lebensdauern von beiden Probenarten mit der MWPCD-Methode vermessen. Für die Proben mit 2-mm RS-Kontaktfingerabstand ohne BSF ergab sich eine effektive Lebensdauer von 70  $\mu$ s, während Proben mit BSF eine wesentlich höhere Lebensdauer von 120  $\mu$ s aufwiesen. Das heißt, daß trotz der schlechteren Passivierung des Zwischenfingergebietes (wegen des parasitären Oxidwachstums) die Proben mit BSF eine höhere Trägerlebensdauer aufweisen als die Proben ohne BSF.

Dies ist auf die Rekombinationseigenschaften der Flächen unter den Metallkontakten (Kontaktflächen) zurückzuführen. Da die effektive ORG der Flächen unter den BSF-freien Kontakten um Größenordnungen über der des passivierten Zwischenfingergebietes liegt ( $S_{met} \sim 20000$  cm/s,  $S_{ZFG} \sim 20$  cm/s), dominieren die Kontaktflächen trotz ihres geringen Flächenanteils von ca. 6% das Rekombinationsverhalten der gesamten Rückseite. Durch das Einbringen eines BSF verringert sich nun die ORG der Kontaktflächen drastisch (von  $S_{met} \sim 20000$  cm/s auf  $S_{BSF} \sim 1000$  cm/s) [Abe90, Lö192]. Diese starke Verbesserung der Rekombinationseigenschaften der Kontaktflächen überwiegt die Verschlechterung der Passivierung durch das Oxid im ZFG bei weitem, so daß sich insgesamt eine Verbesserung der Passivierung der Rückseite durch den 850°C-Legierungsschritt ergibt.

Um zu zeigen, welche Auswirkungen dieses BSF nun konkret auf die Zelldaten hat, wurden Bifacial-Solarzellen mit und ohne BSF hergestellt. Die Zellparameter dieser Zellen sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

Tab. 2.2 Gemessene Zellparameter von Bifacial-Solarzellen mit und ohne BSF (aus [Hüb96]).

Zellart	$\eta$ (%)	$I_{sc}$ (mA/cm <sup>2</sup> )	$V_{oc}$ (mV)	FF (%)
mit lokalem BSF	VS: 18.2	35.7	639	80.0
	RS: 17.8	35.0	639	79.8
ohne lokales BSF	VS: 17.7	34.8	635	79.9
	RS: 15.9	31.5	632	80.0

Durch das BSF wird eine leichte Verbesserung im VS-Wirkungsgrad hervorgerufen (von 17.7% auf 18.2%). Drastische Verbesserungen bewirkt das Einbringen eines lokalen BSF (und damit das Absenken der ORG  $S_{eff,back}$ ) unter den RS-Kontakten jedoch im RS-Wirkungsgrad. Hierdurch steigt  $\eta$  von 15.9% um fast 2% (absolut) auf 17.8%. Diese drastische Abhängigkeit des RS-Wirkungsgrades von der Passivierung der Rückseite läßt sich anschaulich folgendermaßen erklären: Die Ladungsträger werden bei rückseitiger

Beleuchtung der Solarzelle zum größten Teil auch nahe der Rückseite generiert und müssen durch das gesamte Siliziumvolumen diffundieren, um zum sammelnden  $pn$ -Übergang an der Vorderseite der Zelle zu gelangen.

Damit reagiert der Strom der Zelle besonders empfindlich auf Rekombinationszentren an der Rückseite der Solarzelle, wie sie eine schlecht passivierte Oberfläche darstellt. Eine Simulation, deren Ergebnisse in Abb. 1.3 in Kapitel 1 dargestellt sind, macht noch einmal die starke Abhängigkeit des RS-Wirkungsgrades von der ORG der Rückseite  $S_{eff,back}$  deutlich.



### **3 Meßtechnische Charakterisierung von Bifacial-Solarzellen**

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine große Anzahl von verschiedenen Zelltypen und Teststrukturen im Reinraum des ISFH hergestellt. Maxime bei der Entwicklung der Zellstrukturen war ein möglichst hoher Wirkungsgrad bei vertretbarem Herstellungsaufwand, d.h. auf sehr aufwendige Herstellungsschritte wurde bei der Prozessierung der Solarzellen verzichtet.

In Tabelle 3.1 sind die Parameter der besten in dieser Arbeit hergestellten Monofacial- und Bifacial-Solarzellen zusammengefaßt.

Die Vielzahl der verschiedenen Ergebnisse für die einzelnen Solarzellentypen unterstreicht noch einmal, daß das Design der Solarzelle große Auswirkungen auf deren Betriebsparameter hat. Zur Optimierung einer Solarzelle für einen bestimmten Anwendungsfall ist es somit notwendig, sie genau zu charakterisieren. Damit läßt sich feststellen, an welcher Stelle im Entwicklungsprozeß Verbesserungen bzw. Optimierungen sinnvoll sind, um das Leistungspotential eines bestimmten Solarzellendesigns voll zu nutzen.

Eine solche Analyse soll im folgenden Abschnitt am Beispiel der Bifacial-Solarzelle AH4304D exemplarisch durchgeführt werden. Dazu werden zunächst die relevanten physikalischen Parameter der Solarzelle aus Messungen bestimmt. Anschließend wird mit deren Hilfe die Solarzellenstruktur und deren Verhalten simuliert.

Aus Parametervariationen während der Simulation läßt sich dann ablesen, an welchen Stellen die größten Verluste beim Betrieb der Solarzelle auftreten und somit auch, wo das größte Potential zur Verbesserung des Wirkungsgrades der Solarzelle liegt.

Tab. 3.1 Eigenschaften und Leistungsparameter der verschiedenen Solarzellentypen, die im Verlauf dieser Arbeit im Reinraum des ISFH hergestellt wurden.

Zelltyp	Eigen- schaften	VS- Design (Ti-Pd-Ag)	RS- Design (Al)	I <sub>sc</sub> (mA/ cm <sup>2</sup> )	V <sub>oc</sub> (mV)	FF (%)	η (%)
Monofacial							
CH503d 7/95	0.5 Ωcm FZ-Si 2×2 cm <sup>2</sup> 300 µm dick	texturiert tiefer Emitter Photolithogr., therm. SiO <sub>2</sub>	poliert SiO <sub>2</sub> Punktkontakte Al-RS-Spiegel	36.6	675	80.9	20.0
AH4401B 11/96	0.5 Ωcm FZ-Si 2×2 cm <sup>2</sup> 400 µm dick	texturiert flacher Emitter 1-mm-Maske DLARC (SiN+SiO)	poliert SiO <sub>2</sub> Punktkontakte Al-RS-Spiegel	39.5	657	80.5	20.9
Bifacial				VS/RS	VS/RS	VS/RS	VS/RS
AH4304D 11/96 ⇒ optimiert auf VS	1.5 Ωcm FZ-Si 2×2 cm <sup>2</sup> 300 µm dick	texturiert flacher Emitter 1-mm-Maske DLARC (SiN+SiO)	poliert 2-mm-Maske LBSF, DLARC (SiN+SiO)	38.9/ 33.3	649/ 647	79.4/ 79.9	20.1/ 17.2
AH4004C 3/96 ⇒ symme- trische Zelle	1.5 Ωcm FZ-Si 2×2 cm <sup>2</sup> 180 µm dick	texturiert flacher Emitter 1-mm-Maske DLARC (SiN- 2.3+SiN-1.8)	texturiert 2-mm-Maske LBSF, DLARC (SiN- 2.3+SiN-1.8)	36.0/ 35.4	643/ 643	79.6/ 79.5	18.4/ 18.1
AH4604B 9/96 ⇒ "dicke" Zelle	1.5 Ωcm FZ-Si 2×2 cm <sup>2</sup> 500 µm dick	texturiert flacher Emitter 1-mm-Maske DLARC (SiN + SiO)	texturiert 2-mm-Maske LBSF, DLARC (SiN + SiO)	38.9/ 34.4	628/ 631	78.8/ 79.8	19.3/ 17.3
AH4904 10/96 ⇒ groß- flächige Zelle	1.5 Ωcm FZ-Si 48×48 mm <sup>2</sup> 230 µm dick	texturiert flacher Emitter 1-mm-Maske DLARC (SiN + SiO)	poliert 2-mm-Maske kein LBSF, DLARC (SiN + SiO)	36.0/ 30.6	629/ 624	80.0/ 79.7	18.1/ 15.3
AH4103D 3/96 ⇒ CZ licht- degradiert	1.5 Ωcm CZ-Si 2×2 cm <sup>2</sup> 300 µm dick	texturiert flacher Emitter 1-mm-Maske DLARC (SiN + SiO)	poliert 2-mm-Maske LBSF, DLARC (SiN + SiO)	36.7/ 24.2	616/ 608	79.1/ 80.1	17.9/ 11.8
AH4302B 6/96 ⇒ CZ 10 Ωcm	10 Ωcm CZ-Si 2×2 cm <sup>2</sup> 400 µm dick	texturiert flacher Emitter 1-mm-Maske DLARC (SiN + SiO)	poliert 2-mm-Maske LBSF, DLARC (SiN + SiO)	39.0/ 35.3	633/ 637	73.0/ 75.6	18.0/ 17.0

## 3.1 Experimentelle Bestimmung der Parameter der Bifacial-Solarzelle AH4304D

### 3.1.1 Struktur der Solarzelle

Bei der Bifacial-Zelle AH4304D handelt es sich um eine auf den VS-Wirkungsgrad optimierte Zellstruktur, die trotz ihres relativ geringen Herstellungsaufwandes einen hohen Wirkungsgrad zuläßt. Sie hat eine aktive Zellfläche von  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  und wurde auf einem  $300 \mu\text{m}$  dicken, (100)-orientierten, FZ-gezogenen,  $p$ -dotierten Silizium-Wafer mit einem spezifischen Widerstand von  $1.5 \Omega\text{cm}$  hergestellt.

Die Vorderseite der Solarzelle besitzt eine texturierte Oberfläche, die mittels einer basischen Ätzlösung erzeugt wurde. Sie soll die Reflexion von Licht an der Vorderseite durch Mehrfachreflexionen reduzieren und gleichzeitig die Light-Trapping-Eigenschaften der Solarzelle verbessern.

Der  $pn$ -Übergang der Solarzelle wurde mittels einer Diffusion von  $\text{POCl}_3$  bei  $830^\circ\text{C}$  an der Vorderseite eingebracht. Der metallische Kontakt zur so erzeugten  $n$ -leitenden Schicht besteht aus einer Dreifachschicht aus Titan, Palladium und Silber, welche durch Vakuumaufdampfung durch eine Schattenmaske aufgebracht wird. Der Kontakt zur  $p$ -leitenden Basis an der Rückseite der Solarzelle besteht aus Aluminium und wird ebenfalls durch eine Schattenmaske in einer Vakuumaufdampfanlage aufgedampft. Anschließend wird dieser Aluminium-RS-Kontakt bei  $850^\circ\text{C}$  in  $\text{N}_2$  in das Silizium einlegiert. Dabei entsteht unter den Aluminiumkontakten eine hochdotierte  $p^+$ -Schicht, welche die Rekombinationsverluste an den RS-Kontakten herabsetzt.

Beide Oberflächen werden abschließend mit einer sehr gut passivierenden Antireflexschicht beschichtet, die aus einer Doppelschicht aus Remote-RECVD-SiN und PECVD-SiO besteht. Die genaue Herstellungssequenz der Bifacial-Solarzellen ist in Kapitel 2 beschrieben.

### 3.1.2 Bestimmung der Oberflächenrekombinationsparameter

Zur Bestimmung der rekombinatorischen Eigenschaften der oberflächennahen Bereiche der Solarzellen sollen 2 verschiedene Meßmethoden zum Einsatz kommen. Die kontaktlosen *MWPCD-Messungen* werden an speziell dafür hergestellten Proben bei  $V_{OC}$ -Bedingungen durchgeführt. Sie werden in dieser Arbeit verwendet, um Werte für  $S_{eff,back}$  an der Rückseite und  $S_{eff,em}$  an der Vorderseite der Solarzellen zu bestimmen. Mit den  $J_{SC}$ - bzw.  $V_{OC}$ -*Transientenmessungen* werden die  $S_{eff,back}$ -Werte an der Rückseite von Bifacial-Solarzellen bei verschiedenen Injektionsdichten bestimmt und mit den Ergebnissen der MWPCD-Messungen verglichen.

### 3.1.2.1 $J_{SC}$ - und $V_{OC}$ -Transientenmessungen

Die  $J_{SC}$ - bzw.  $V_{OC}$ -Transientenmessungen können, wie schon erwähnt, im Gegensatz zu MWPCD-Messungen an fertig prozessierten Solarzellen durchgeführt werden. Mit ihr wurden bisher verschiedene Halbleiterstrukturen (insbesondere Solarzellen) untersucht [Ber88]. Dabei wurde jedoch nicht auf die spezielle Problematik der stark inhomogenen Verteilung der Rekombination an den Rückseiten von Bifacial-Solarzellen eingegangen.<sup>1</sup> Die Transientenmessungen sollen in diesem Abschnitt auf ihre Anwendbarkeit auf Bifacial-Zellen geprüft und zur Bestimmung der ORG der Rückseite  $S_{eff,back}$  genutzt werden.

Dazu muß zunächst geklärt werden, wie die  $S_{eff,back}$ -Werte, die man aus der Auswertung der Transienten erhält, zu interpretieren sind, da auf der Rückseite der Bifacial-Solarzellen zwei verschiedene Bereiche mit verschiedenen  $S_{eff,back}$ -Werten (Zwischenfingergebiet und Metallkontakte) vorhanden sind.

#### a) $J_{SC}$ - Transienten

Dazu wurden  $J_{SC}$ -Transienten einer Bifacial-Solarzelle (AH2903a) mit einem RS-Kontaktgitter mit 2 mm Fingerabstand bei verschiedenen Biasintensitäten vermessen. Man erhält hier für  $\tau_{J_{SC}}$  Werte zwischen 3.03  $\mu$ s und 3.92  $\mu$ s. Daraus lassen sich unter Verwendung von Gleichung (1.44) Werte für  $S_{eff,back}$  berechnen. In Abb. 3.1 sind diese  $S_{eff,back}$ -Werte über der Injektionsdichte  $\Delta n$  in der Basis der Solarzelle aufgetragen (offene Symbole). Die Injektionsdichte  $\Delta n$  wurde mit Hilfe von PC-1D aus den verschiedenen Bias-Intensitäten, den bekannten Werten für die Volumenlebensdauer  $\tau_{bulk}$  von 750  $\mu$ s [Har96] und den  $\tau_{J_{SC}}$ -Werten berechnet.

Es zeigt sich, daß die ORG der Rückseite  $S_{eff,back}$  mit zunehmender Injektionsdichte von  $930 \pm 150$  cm/s bei  $\Delta n = 1 \times 10^9$  cm<sup>-3</sup> auf unter 300 cm/s bei  $\Delta n = 5 \times 10^{12}$  cm<sup>-3</sup> absinkt.

Dieses Ergebnis der  $J_{SC}$ -Transientenmessungen wurde mit MWPCD-Messungen an Si-Proben *ohne Metallgitter* verglichen. Diese Proben sind aus dem gleichen Grundmaterial wie die Solarzelle AH2903a hergestellt und wurden beidseitig mit Remote-PECVD-SiN passiviert. Die Ergebnisse dieser Messung sind ebenfalls in Abb. 3.11 dargestellt (geschlossene Symbole).

Es zeigt sich überraschenderweise eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Messungen an der fertig prozessierten Solarzelle (mit Metallgitter) und den MWPCD-Messungen an den passivierten Si-Proben ohne Metallgitter. Folglich hat die Rekombination an den Metallkontakten der Solarzellenrückseite keinen Einfluß auf die Zeitkonstante  $\tau_{J_{SC}}$ , so daß die  $J_{SC}$ -Transientenmessung ausschließlich die rekombinatorischen Eigenschaften des *Zwischenfingergebietes* der Rückseite der Solarzelle beschreibt.

---

<sup>1</sup> Bei der Rückseite unserer Bifacial-Solarzellen ist das Zwischenfingergebiet relativ gut passiviert ( $S_{eff,back} < 100$  cm/s), während die Bereiche unter den Metallkontakten ein sehr hohes  $S_{eff,back}$  mit Werten größer als 10000 cm/s aufweisen.

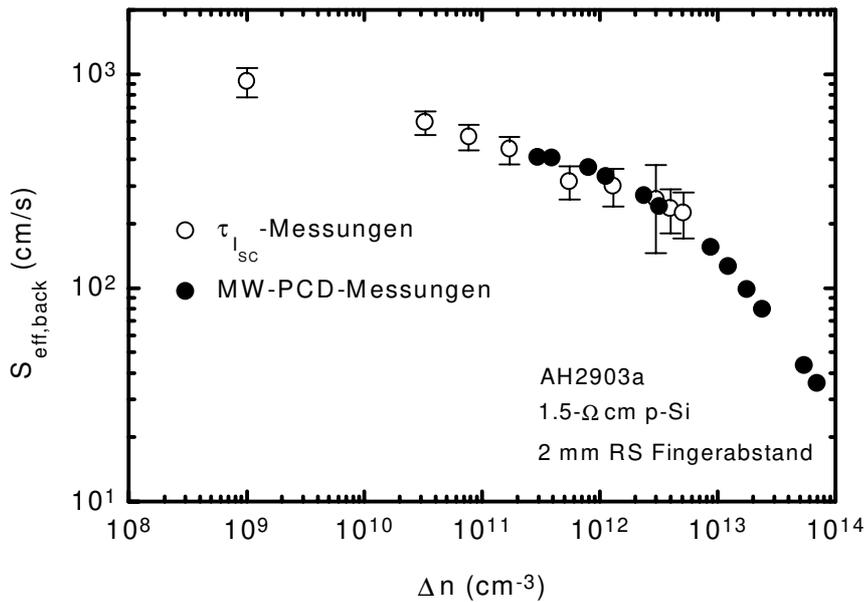


Abb. 3.11 Gemessene Werte der ORG  $S_{\text{eff,back}}$  an der Solarzelle AH2903a unter  $J_{\text{SC}}$ -Bedingungen (offene Symbole,  $J_{\text{SC}}$ -Transientenmethode) im Vergleich mit den unter  $V_{\text{OC}}$ -Bedingungen mit der MWPCD-Methode gemessenen  $S_{\text{eff,back}}$ -Werten einer SiN-passivierten Silizium-Probe ohne Metallkontakte (geschlossene Symbole).

Folgende Betrachtung macht dies plausibel. Im  $J_{\text{SC}}$  - Fall diffundieren die Minoritätsladungsträger zum  $pn$ -Übergang an der Vorderseite der Zelle und werden dort abgesaugt. In Abb. 3.2 ist dies mit Hilfe von Pfeilen und unterschiedlichen Schattierungen für verschiedene Elektronendichten verdeutlicht. Damit ist es möglich, den zeitabhängigen Gesamtstrom in 2 Anteile aufzugliedern, die sich gegenseitig nicht beeinflussen.

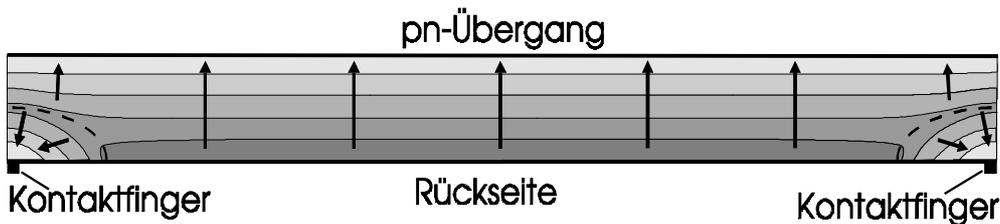


Abb. 3.2 Schematische Darstellung des Elektronenflusses (Pfeile entsprechen Flußrichtung, dunkle Schattierung stellt große Elektronenkonzentration dar) in einer auf  $p$ -Material gefertigten Bifacial-Solarzelle unter transienten  $J_{\text{SC}}$ -Bedingungen. Der erste Anteil des Stroms nahe der RS-Kontakte klingt sehr schnell ab (Rekombination an den RS-Kontakten), während der zweite Anteil des Stromes aus dem Zwischenfingergebiet relativ langsam abklingt. Dieser Anteil bestimmt somit den asymptotischen zeitlichen Verlauf der  $J_{\text{SC}}$ -Transiente.

Ladungsträger, die einen geringeren Abstand zum Rückkontakt als zum pn-Übergang haben (in Abb. 3.2 durch die gestrichelte Linie um die Rückkontakte angedeutet), können bei  $J_{SC}$ -Bedingungen am Rückkontakt rekombinieren. Der durch den pn-Übergang aus diesen Gebieten gesammelte Strom hat folglich eine kleine Amplitude und klingt sehr schnell ab. In der gemessenen  $J_{SC}$ -Transiente ist er nicht vom anfänglichen multiexponentiellen Abfall des Stromes aus den anderen Zellgebieten zu trennen.

Den 2. Anteil bildet der Strom, der nicht von den RS-Kontakten beeinflusst wird. Er hat aufgrund der besonderen hier vorliegenden Geometrie (siehe Abb. 3.2) eine relativ große Amplitude und klingt wegen der guten Rekombinationseigenschaften dieses Zellgebietes relativ langsam ab. Dieser Anteil bestimmt den monoexponentiellen Abfall der  $J_{SC}$ -Transiente, der für die Ermittlung von  $\tau_{J_{SC}}$  ausgewertet wird. Somit wird mit  $J_{SC}$ -Transientenmessungen in unserem Fall nur die Passivierqualität des Zwischenfingergebietes der Rückseite der Solarzelle beschrieben.

### b) $V_{OC}$ - Transienten

Um zu untersuchen, wie die Aussagen, die man aus  $V_{OC}$ -Transienten-Messungen an Bifacial-Solarzellen erhält, zu interpretieren sind, wurden derartige Messungen an Bifacial-Solarzellen durchgeführt und daraus mit Hilfe von Gleichung (1.55)  $S_{eff,back}$ -Werte bestimmt. Diese sind in Abb. 3.3 über der Injektionsdichte  $\Delta n$  aufgetragen.

Die  $S_{eff,back}$ -Werte der hier vermessenen Bifacial-Solarzelle AH3702D liegen bei  $\Delta n = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  zwischen 1000 cm/s und 2000 cm/s. Zusätzlich sind in Abb. 3.3 noch gemessene  $S_{eff,back}$ -Werte von MWPCD-Proben eingetragen, die aus Material der gleichen Basisdotierung wie die Zelle AH3702C hergestellt wurden. Die beiden Oberflächen dieser Proben wurden jeweils mit Remote-PECVD-SiN passiviert, wobei die Oberflächen einer der Proben vorher mit einem Metallgitter versehen wurden, welches dem auf der Rückseite der Zelle AH3702C entspricht.

Es zeigt sich, daß die  $S_{eff,back}$ -Werte der MWPCD-Proben ohne Metallgitter weit unter denen der MWPCD-Probe mit Metallgitter liegen. Das ist verständlich, da die Oberflächen unter dem Metallgitter schlecht passiviert sind. Damit wird auf der Metallgitterprobe ein "Mittelwert" aus der geringen ORG des Zwischenfingergebietes und der hohen ORG unter den Kontakten der Rückseite gemessen, der über der ORG der Probe ohne Metallgitter liegt.

Weiterhin ist zu sehen, daß die Meßwerte für die Solarzelle aus den  $V_{OC}$ -Transienten recht gut mit denen der MWPCD-Probe mit Metallgitter übereinstimmen. Daraus läßt sich ableiten, daß die  $V_{OC}$ -Transientenmessung nicht wie die  $J_{SC}$ -Transientenmessung nur das Zwischenfingergebiet der Solarzellenrückseite beschreibt, sondern daß hier wirklich ein "flächengemittelter"  $S_{eff,back}$ -Wert der gesamten Solarzellenrückseite (einschließlich des Metallgitters) ermittelt wird.

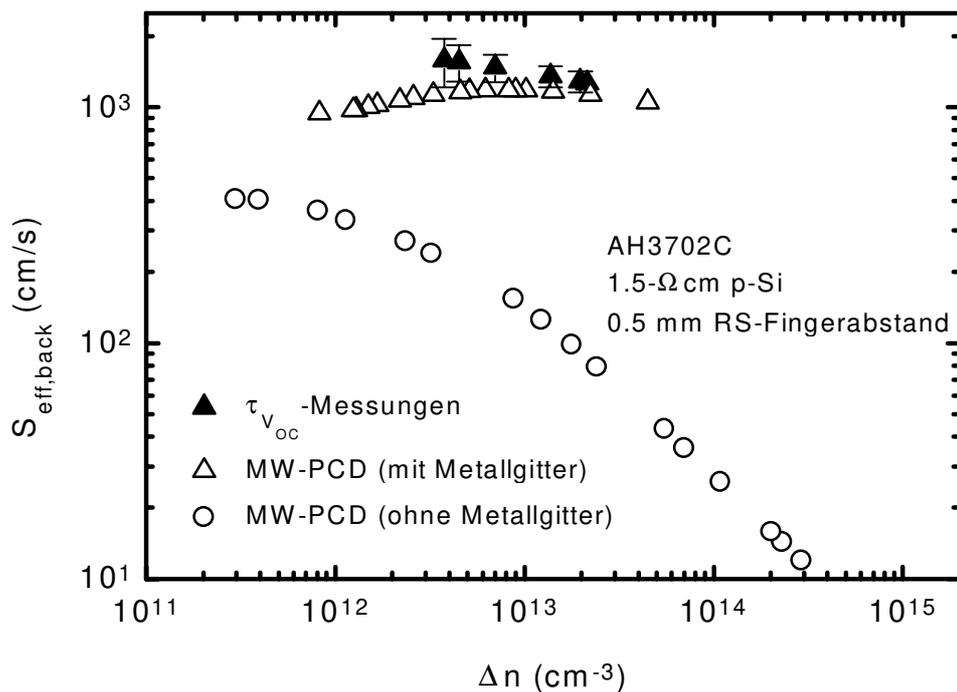


Abb. 3.3 Gemessene  $S_{\text{eff,back}}$ -Werte der Bifacial-Solarzelle AH3702C unter  $V_{OC}$ -Bedingungen (geschlossene Dreiecke) und von MWPCD-Proben mit (offene Dreiecke) bzw. ohne Metallgitter (offene Kreise).

Dies soll mit Hilfe von Abb. 3.4 plausibel gemacht werden. Diese zeigt die Überschusselektronenverteilung und den Elektronenfluß (Pfeile) während des monoexponentiellen Abklingens der Leerlaufspannung in der Bifacial-Solarzelle.

In diesem, dem  $V_{OC}$ -Fall, werden die Ladungsträger *nicht* direkt vom pn-Übergang abgesaugt, es entsteht vielmehr am Rand der Raumladungszone durch die am pn-Übergang anliegende

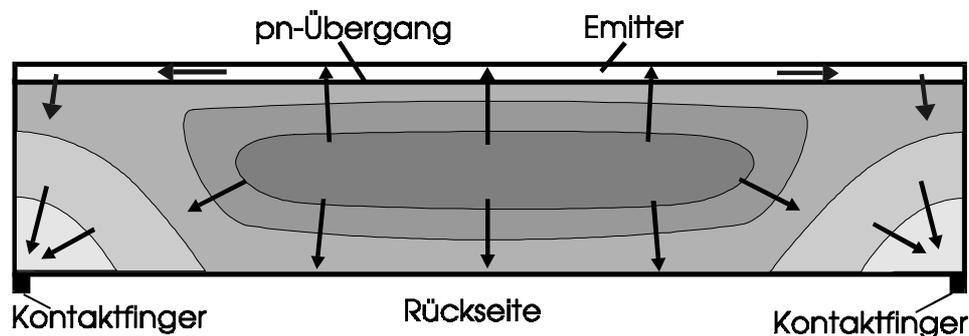


Abb. 3.4 Schematische Darstellung des Elektronenflusses während des monoexponentiellen Abfalls in einer Bifacial-Solarzelle unter  $V_{OC}$ -Bedingungen (Pfeile entsprechen Flußrichtung, dunkle Schattierung entspricht hoher Elektronendichte). Aufgrund der am pn-Übergang anliegenden Vorwärtsspannung und des lateralen Stromes im Emitter sind alle Bereiche der Rückseite rekombinatorisch aktiv. Es ergibt sich eine über die gesamte Rückseite "flächengemittelte" ORG  $S_{\text{eff,back}}$ .

Spannung eine homogene laterale Verteilung der Ladungsträger. Diese Ladungsträger müssen innerhalb der Zelle wegrekombinieren und spüren somit sowohl die RS-Kontakte als auch das Zwischenfingergebiet an der Rückseite als mehr bzw. weniger effektives Rekombinationszentrum.

Dadurch kann hier *keine* klare Unterteilung des  $V_{OC}$ -Abklingens in zwei voneinander unabhängige Anteile (wie beim  $J_{SC}$ -Abklingen) vorgenommen werden. Das bedeutet, daß bei  $V_{OC}$ -Transientenmessungen von einer über die gesamte Rückseite "gemittelten" ORG  $S_{eff,back}$  ausgegangen werden muß. Da in dieses gemittelte  $S_{eff,back}$  auch die schlecht passivierten Kontaktflächen eingehen, liegen bei Bifacial-Solarzellen die  $S_{eff,back}$ -Werte aus  $V_{OC}$ -Transientenmessungen deutlich über den  $S_{eff,back}$ -Werten aus  $J_{SC}$ -Transientenmessungen. Für eine realistische Messung der ORG der gesamten Rückseite von Bifacial-Solarzellen sollte also immer die  $V_{OC}$ -Transientenmessung herangezogen werden.

### c) Bestimmung von $S_{eff,back}$ von Bifacial-Solarzellen mit $V_{OC}$ -Transientenmessungen

Um die ORG  $S_{eff,back}$  von fertig prozessierten Bifacial-Solarzellen zu bestimmen, wurden Testsolarzellen hergestellt. Die Kontaktfingerabstände an der Rückseite der Solarzellen wurden zwischen 0.5 mm und 3 mm variiert, um deren Einfluß auf die Passivierung der Rückseite zu untersuchen. Sie besitzen eine Random-Pyramid-Textur an der Vorderseite, während die Rückseiten der Zellen poliert sind. Alle Zellen haben *kein* lokales Back Surface Field unter den Rückseitenkontakten. In Tabelle 3.2 sind die gemessenen elektrischen Kenngrößen dieser Bifacial-Solarzellen zusammengefaßt.

Tab. 3.2 Gemessene Parameter von Bifacial-Solarzellen ohne lokales BSF mit verschiedenen RS-Kontaktfingerabständen. Der RS-Wirkungsgrad steigt mit steigendem RS-Fingerabstand an, was hauptsächlich auf die besser werdende RS-Passivierung zurückzuführen ist.

Bezeichnung	RS-Fingerabstand	beleuchtete Oberfläche	$V_{oc}$ (mV)	$J_{sc}$ (mA/cm <sup>2</sup> )	FF (%)	$\eta$ (%)
AH 37-2c	0.5 mm	VS	623	34.4	79.9	17.1
		RS	610	19.9	81.7	9.9
AH 37-1b	1 mm	VS	633	34.4	80.1	17.4
		RS	628	27.0	81.0	13.8
AH 37-1a	2 mm	VS	635	35.1	80.0	17.7
		RS	631	27.7	81.8	14.1
AH 37-2b	3 mm	VS	636	34.4	79.9	17.5
		RS	633	29.8	80.9	15.3

Besonders auffällig ist das starke Ansteigen des RS-Wirkungsgrades mit steigendem Fingerabstand. Das deutet auf eine Verbesserung der Rückseitenpassivierung mit größer werdendem RS-Fingerabstand hin.

Für diese Zellen wurden die  $V_{OC}$  - Transienten vermessen, um das flächengemittelte  $S_{eff,back}$  der Zellen zu bestimmen. Dabei wurde für  $S_{eff,em}$  ein Wert von 260 cm/s und für  $\tau_{bulk}$  ein Wert von 750  $\mu$ s angenommen. Beide Werte wurden vorher mit entsprechenden MWPCD-Proben bestimmt. Abb. 3.4 zeigt die aus  $V_{OC}$  - Transienten ermittelten Werte der ORG  $S_{eff,back}$  für die Zellen aus Tabelle 3.2 in Abhängigkeit von der Überschußträgerdichte  $\Delta n$ .

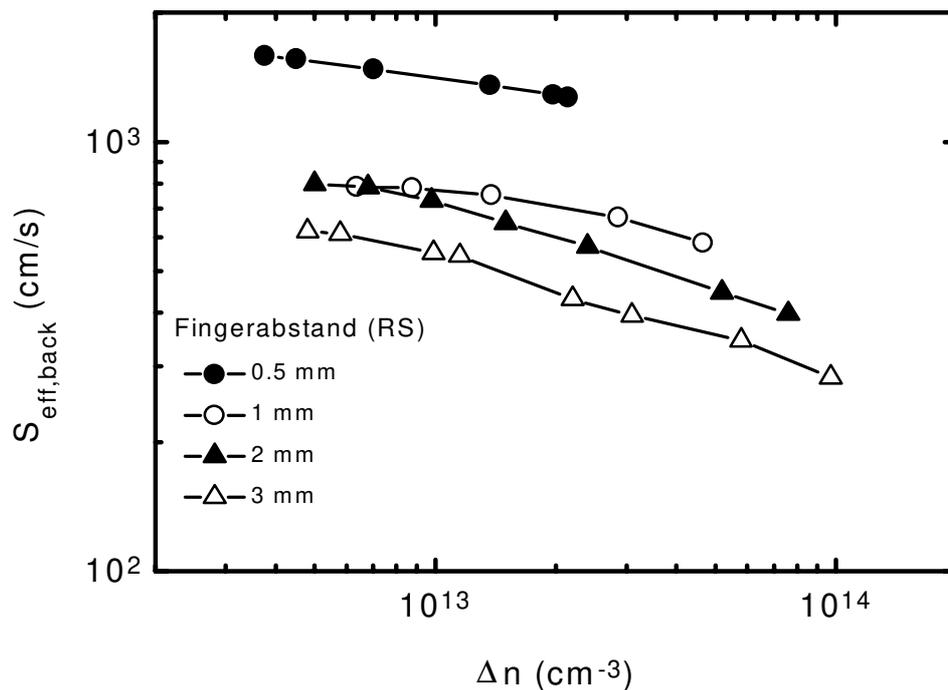


Abb. 3.4 Mit der  $V_{OC}$ -Transientenmethode gemessene  $S_{eff,back}$ -Werte in Abhängigkeit von der Injektionsdichte für die Bifacial-Solarzellen aus Tab. 3.2. Man beachte, daß diese Zellen kein lokales BSF unter den Rückkontakten aufweisen.

Für die Zelle mit 0.5 mm RS-Fingerabstand wurden  $S_{eff,back}$ -Werte zwischen 1200 cm/s und 1600 cm/s gemessen. Mit steigendem RS-Fingerabstand sinken die  $S_{eff,back}$ -Werte, so daß mit einem RS-Fingerabstand vom 3 mm eine sehr gute Oberflächenpassivierung der Rückseite erreicht werden kann, was an einem  $S_{eff,back}$  von 300 cm/s für  $\Delta n = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  sichtbar wird.

Weiterhin ist eine Injektionsabhängigkeit von  $S_{eff,back}$  zu beobachten, das heißt, mit steigender Überschußträgerdichte sinkt  $S_{eff,back}$ . Dieses Verhalten bestätigt, daß der Einfluß der RS-Kontaktfinger mit steigendem Fingerabstand kleiner wird und die Eigenschaften des Zwischenfingergebietes, welches eine starke Injektionsabhängigkeit aufweist, dominieren [Abe95b, Sch98].<sup>2</sup>

<sup>2</sup> Metallisierte Oberflächen zeigen keine Injektionsabhängigkeit, das heißt,  $S_{eff,back}$  ist für alle  $\Delta n$  konstant.

### 3.1.2.2 Bestimmung der Oberflächenrekombinationsparameter aus MWPCD-Messungen

Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, stimmen die  $S_{eff,back}$ -Werte aus der  $V_{OC}$ -Transientenmessung an fertigen Bifacial-Solarzellen ohne BSF und der MWPCD-Messung an mit Kontaktgittern versehenen Si-Proben gut überein. Die Bestimmung der Rekombinations-eigenschaften des Emitters  $S_{eff,em}$  und der Rückseite  $S_{eff,back}$  der zu charakterisierenden Bifacial-Solarzelle AH4304D erfolgt daher im folgenden nur mit Mikrowellen-detektierten Photoleitfähigkeits-Messungen, da diese Methode weniger aufwendig ist .

#### a) Bestimmung von $S_{eff,back}$ :

Eine Möglichkeit zur Ermittlung von  $S_{eff,back}$  mittels MW-PCD ist die Vermessung von Proben, die auf *beiden* Oberflächen die Kontaktstruktur und Passivierung der Rückseite der zu untersuchenden Solarzelle besitzen, so daß man davon ausgehen kann, daß beide Oberflächen ein identisches  $S_{eff}$  besitzen.

Zur Bestimmung von  $S_{eff,back}$  der Bifacial-Solarzelle AH4304D wurden Proben aus 1.5- $\Omega$ cm  $p$ -dotiertem FZ-Silizium hergestellt, auf die beidseitig symmetrisch Aluminium-Kontaktgitter mit verschiedenen Fingerabständen durch Ni-Schattenmasken aufgedampft wurden. Anschließend wurden beide Seiten der Proben mit Remote-PECVD-SiN beschichtet. Vor der SiN-Beschichtung wurden einige Proben 30 min lang einer Temperatur von 850°C ausgesetzt. Dabei formt sich eine Si-Al-Legierung, die beim Abkühlen rekristallisiert und eine  $p^+$ -Dotierung (lokales Back Surface Field, LBSF) unter den Kontaktfingern bildet.

Abb. 3.5 zeigt die gemessenen effektiven Lebensdauern  $\tau_{eff}$  dieser Proben als Funktion des Kontaktfingerabstandes bei 50 mW/cm<sup>2</sup> Bias-Licht. Für die Proben *ohne LBSF* (volle Symbole) ergibt sich eine starke Abhängigkeit der gemessenen Lebensdauern vom Fingerabstand, da die Rekombination hauptsächlich an den Metallkontakten stattfindet und so der gegenseitige Abstand der Kontaktfinger eine große Rolle spielt.

Für die Proben *mit LBSF* (offene Symbole) ist die Rekombination an den Metallkontakten im Vergleich zu den BSF-freien Al-Kontakten kleiner. Dadurch wird die Rekombination an der Oberfläche zwischen den Fingern relativ gesehen wichtiger und der Einfluß der Fingerabstandes auf die effektive Lebensdauer  $\tau_{eff}$  der Probe sinkt.

Bei beiden Probenarten ergeben sich erwartungsgemäß bei chemisch texturierten Oberflächen geringere Lebensdauern als bei glanzgeätzten Oberflächen, da die Oberflächenstrukturierung die Oberfläche vergrößert und somit die Oberflächenrekombination verstärkt. Da allerdings die Proben ohne LBSF bei kleinen Fingerabständen von der Rekombination an den Metallkontakten dominiert sind, ist dort der Unterschied zwischen texturierten und glanzgeätzten Oberflächen in der gemessenen Lebensdauer sehr klein.

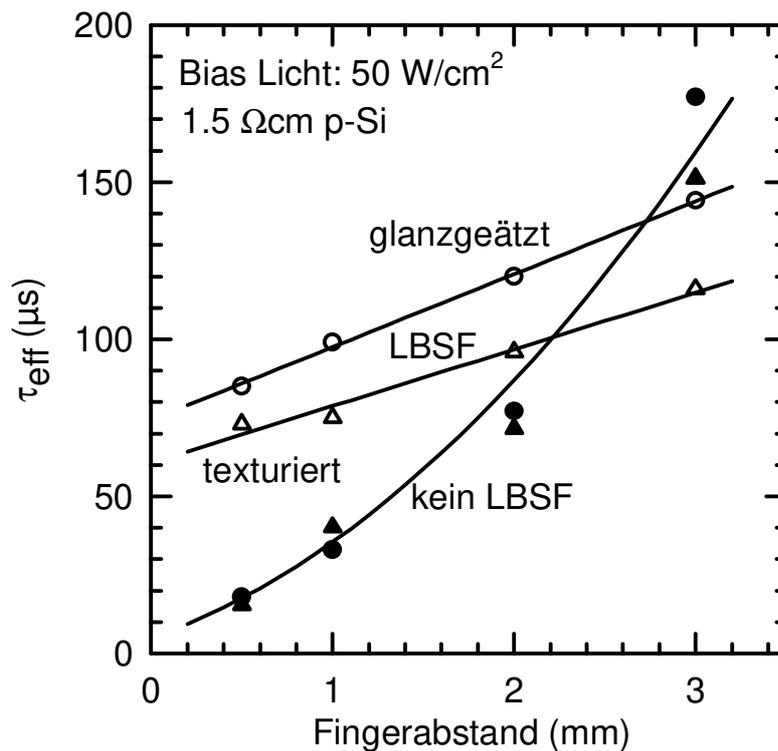


Abb. 3.5 Gemessene effektive Lebensdauer von symmetrischen, mit Aluminium kontaktierten FZ-Si-Proben. Die offenen Symbole stehen für Proben ohne lokales Back Surface Field (LBSF), die geschlossenen Symbole für Proben mit LBSF. (Die offenen Kreissymbole symbolisieren somit auch die Rückseite der Bifacial-Solarzelle AH4304D (glanzgeätzt mit LBSF)).

Die höchsten Lebensdauern wurden in diesem Versuch für einen Fingerabstand von 3 mm ohne LBSF gemessen, was jedoch nicht mit einem maximalen Wirkungsgrad bei den Solarzellen korreliert werden kann. Dies hängt damit zusammen, daß die Solarzelle immer einen Kompromiß zwischen Passivierung der Oberflächen und dem Widerstand der Kontaktgitter darstellt.

Für die Rückseite der hier betrachteten Bifacial-Solarzelle AH4304D mit glanzgeätzter Rückseite, 2 mm RS-Kontaktfingerabstand und LBSF ergibt sich aus Abb. 3.5 eine effektive Lebensdauer  $\tau_{eff}$  von 120  $\mu$ s. Daraus läßt sich mit Hilfe von Gleichung (1.43) ein  $S_{eff,back}$  von 118 cm/s errechnen. Dieser Wert stellt ein über die gesamte Rückseite (einschließlich der Kontakte) flächengemittelt  $S_{eff,back}$  bei  $V_{OC}$ -Bedingungen dar.

#### b) Bestimmung von $J_{0e}$ :

Zur Charakterisierung der Rekombinationseigenschaften des Emitters wurden ebenfalls symmetrische Proben hergestellt, deren effektive Lebensdauern mit der MWPCD-Methode gemessen wurden. Diese Proben bestehen aus 1.5- $\Omega$ cm  $p$ -dotiertem FZ-Silizium, deren

Oberflächen einer Phosphor-Diffusion ausgesetzt wurden, die jeweils einen Emitter erzeugt, der dem an der Vorderseite der Bifacial-Solarzelle AH4304D entspricht. Anschließend wurden beide Seiten mit Ti/Pd/Ag-Kontaktgittern versehen und mit 70 nm Remote-PECVD-SiN ( $n = 2.3$ ) beschichtet.

Für diese Proben wurde bei einer Beleuchtung von  $50 \text{ mW/cm}^2$  im Mittel eine effektive Lebensdauer von  $63.5 \text{ } \mu\text{s}$  gemessen [Len98]. Aus dieser Lebensdauer wurden mit Gleichung (1.43) die effektive Rekombinationsgeschwindigkeit des Emitters  $S_{\text{eff},em}$  errechnet ( $236 \text{ cm/s}$ ). Diese kann mittels

$$J_{0e} = \frac{qn_i^2}{N_A} S_{\text{eff},em} \quad (3.5)$$

in den dazugehörigen Emittersättigungsstrom  $J_{0e}$  umgerechnet werden.<sup>3</sup> Dabei sind  $q$  die Elementarladung,  $n_i = 1.00 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  [Spr91] die intrinsische Ladungsträgerkonzentration in Silizium bei 300 K und  $N_A = 1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  die Akzeptorkonzentration des  $p$ -dotierten Siliziumwafers.

Daraus ergibt sich mit  $S_{\text{eff},em} = 236 \text{ cm/s}$  ein  $J_{0e}$  von  $450 \text{ fA/cm}^2$  [Len98]. Diese Werte sind wiederum über den gesamten Emitter, einschließlich der Kontakte, gemittelte Werte, die bei  $V_{OC}$ -Bedingungen ermittelt wurden.

### 3.1.3 Messung der Parameter des Emitter-Dotierprofils

Zur Bestimmung des Dotierprofils der Phosphor-dotierten  $n$ -leitenden Schicht, welche den Emitter an der Vorderseite der Solarzelle bildet, wurde die Sekundärionen-Massenspektroskopie verwendet (Secondary Ion Mass Spectrometry - SIMS). Dabei werden Sauerstoff-Ionen auf die Probe beschleunigt, die u.a. Sekundär-Ionen aus der Probe sputtern. Diese werden in einem Quadrupolmassenspektrometer massenselektiert und über der aus den Sputterzeiten erhaltenen Sputtertiefe aufgetragen.

Abb. 3.6 zeigt die Konzentration der Phosphoratome<sup>4</sup> aufgetragen über der Tiefe des Dotierprofils, welches zur Herstellung des Emitters der Bifacial-Zelle AH4304D verwendet wurde.

Das Profil zeigt den typischen Verlauf eines Dotierprofils mit einer erhöhten Oberflächenkonzentration, was durch das Modell der extrinsischen Diffusion beschrieben werden kann. Da der Diffusionskoeffizient von Phosphor in Silizium dotierungsabhängig ist

---

<sup>3</sup> Die Rekombinationseigenschaften von Emittern werden üblicherweise mit Emittersättigungsströmen  $J_{0e}$  ausgedrückt.

<sup>4</sup> Genauer:  $^{31}\text{P}^+$ -Sekundärionen

[Sze81], erhält man kein reines *erfc*-Profil, wie man es bei geringer Dotierstoffkonzentration und Diffusion aus unendlicher Quelle erwarten würde (Modell der intrinsischen Diffusion).

Im Phosphorprofil in Abb. 3.6 bildet sich in einer Tiefe von ca. 60 nm ein sogenannter 'Kink' (Knick) aus. Die dortige Ladungsträgerkonzentration  $n_e$  entspricht einem Fermi-niveau von 0.11 eV unterhalb der Leitungsbandkante, bei dem die gekoppelten Dotanden-Vacancy-Paare ( $P^+V^{2-}$ ) zu  $P^+$ ,  $V^-$  und jeweils einem Elektron dissoziieren. Die Dissoziation erzeugt also eine große Anzahl von einfach geladenen Akzeptor-Vakanzen  $V^-$ , welche die Diffusion in der 'Tail'-Region des Dotierprofils verstärken (siehe Abb. 3.6) [Sze81].

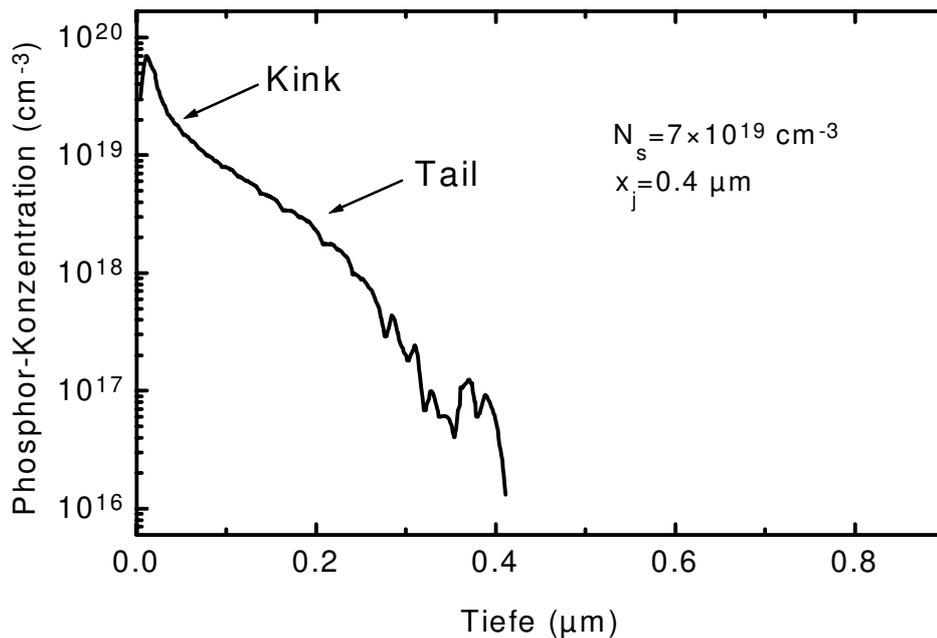


Abb. 3.6 Gemessenes Tiefenprofil des  $n^+$ -Emitters (Phosphorkonzentration) an der Vorderseite der Solarzelle. (Diese SIMS-Messung wurde freundlicherweise von Dr. K. Maßeli von der Universität Kassel durchgeführt.)

Aus dem Profil lassen sich direkt die Oberflächenkonzentration der Phosphoratome  $N_s$  mit  $7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  und die Tiefe des Emitters  $x_j = 400 \text{ nm}$  ablesen. Das Profil kann über eine modifizierte *erfc*-Funktion angenähert werden. Messungen des Schichtwiderstandes mit der Vierspitzenmethode ergaben einen Schichtwiderstand von  $\rho_s = (100 \pm 10) \Omega/\square$  für das betrachtete Dotierprofil. Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem durch Gleichung (3.6) [Sze81] bestimmten Wert von  $115 \Omega/\square$  überein.

$$\rho_s = \frac{1}{q \int_0^{x_j} \mu C(x) dx} \quad (3.6)$$

$x_j$ .....Dotierprofiltiefe

$\mu$ .....Ladungsträgermobilität (abhängig von der Dotierung)

$C(x)$ ....Phosphorkonzentration in der Tiefe  $x$

### 3.1.4 Bestimmung der Widerstandsparameter aus J-V-Messungen

Die verschiedenen J-V-Kennlinien der Bifacial-Zelle AH4304D wurden mit Hilfe des am ISFH entwickelten Solarzellentesters SUNALYZER [Abe96b] vermessen und ausgewertet. Abb. 3.7 zeigt das Ergebnis für die Bifacial-Zelle AH4304D. Der obere Graph in Abb. 3.7 zeigt die Hellkennlinie (bei  $100 \text{ mW/cm}^2 = 1 \text{ Sonne}$  Beleuchtung), die Dunkelkennlinie (keine Beleuchtung der Zelle) und die  $J_{SC}\text{-}V_{OC}$ -Kennlinie (Wertepaare  $(J_{SC}, V_{OC})$  bei verschiedenen Beleuchtungsstärken) der Zelle. (Die Hellkennlinie ist um  $J_{SC}$  aus dem 4. Quadranten in den 1. Quadranten verschoben worden.)

Neben den wichtigsten Kenngrößen  $J_{SC} = 38.4 \text{ mA/cm}^2$ ,  $V_{OC} = 647 \text{ mV}$ ,  $FF = 80.2\%$  und  $\eta = 19.9\%$  lassen sich aus den 3 Kennlinien mit dem Serienwiderstand "im Dunkeln"  $R_{s,dark}$  und bei Beleuchtung  $R_{s,light}$ , dem Idealitätsfaktor  $n$  und dem Parallelwiderstand  $R_{shunt}$  noch vier weitere wichtige Parameter ermitteln, die für die Charakterisierung der Solarzelle unabdingbar sind.

Der Verlauf von  $R_{s,light}$  und  $R_{s,dark}$  über der durch die Solarzelle fließenden Stromdichte ist im linken unteren Graph in Abb. 3.7 dargestellt. Man erkennt, daß der Verlauf beider Widerstände über einen großen Strombereich nahezu konstant ist und  $R_{s,light}$  mit  $0.36 \text{ } \Omega\text{cm}^2$  etwas größer ist als  $R_{s,dark}$  mit  $0.34 \text{ } \Omega\text{cm}^2$ . Diese niedrigen Serienwiderstände zeigen, daß die Kontaktgitter der Solarzelle in Bezug auf deren elektrische Eigenschaften ausreichend groß dimensioniert sind.

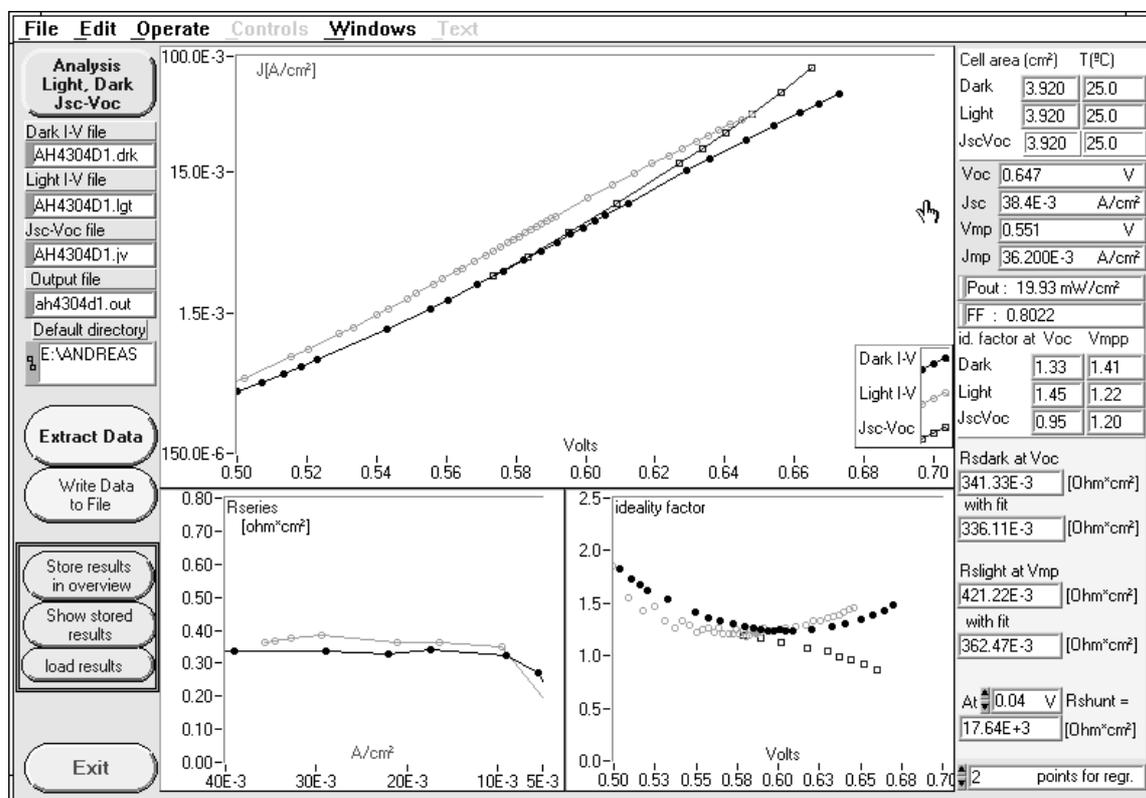


Abb. 3.7 Analyse der von vorn beleuchteten Bifacial-Solarzelle AH4304D mit dem Solarzellentester SUNALYZER. Hierbei werden die Hellkennlinie, die Dunkelkennlinie und die  $J_{SC}\text{-}V_{OC}$ -Kennlinie ausgewertet.

$R_{S,dark}$  wird ermittelt, indem zu jedem Stromwert die Spannungsdifferenz zwischen der Dunkelkennlinie und der  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kennlinie durch den dazugehörigen Strom dividiert wird [Abe96b]:

$$R_{S,dark}(J) = \frac{V_{dark}(J) - V_{J_{SC}-V_{OC}}(J)}{J} \quad (3.7)$$

Dabei wird zu Grunde gelegt, daß die  $J_{SC}$ - $V_{OC}$ -Kurve in 1. Näherung der serienwiderstandskorrigierten Kennlinie der Solarzelle entspricht, da die Solarzelle weder unter Kurzschlußbedingungen ( $J = J_{SC}$ ,  $V = 0$ ) noch unter Leerlaufbedingungen ( $V = V_{OC}$ ,  $J = 0$ ) vom Serienwiderstand beeinflußt wird.

Für den beleuchteten Fall muß man beachten, daß die Hellkennlinie ursprünglich im 4. Quadranten gemessen wurde. Also ist der zu betrachtende Strom im 1. Quadranten gleich  $J_{SC} - J$  und die  $R_{S,light}$ -Abhängigkeit von der Stromdichte ergibt sich zu [Abe96b]:

$$R_{S,light}(J) = \frac{V_{J_{SC}-V_{OC}}(J) - V_{light}(J)}{J_{SC} - J} \quad (3.8)$$

Die Idealitätsfaktoren für die verschiedenen Kennlinien sind im rechten unteren Graph in Abb. 3.7 über der Spannung aufgetragen. Sie geben an, wie "ideal" sich die Solarzelle nach einem 1-Dioden-Modell verhält und werden durch einen lokalen Fit der Kennlinien an die analytische Form des 1-Dioden-Modells ermittelt.<sup>5</sup>

$$J(V) = J_0 \left[ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (3.9)$$

$J_0$ .....Diodensättigungsstrom

$q$ .....Elementarladung

$n$ .....Idealitätsfaktor

$k$ .....Boltzmannkonstante

$T$ .....absolute Temperatur

Die für die betrachtete Bifacial-Solarzelle AH4304D gemessenen Idealitätsfaktoren liegen am Maximum Power Point (MPP) zwischen 1.2 (light) und 1.4 (dark). Diese von 1.0 verschiedenen Werte reduzieren zusammen mit dem Serienwiderstand den Füllfaktor der Solarzelle auf einen Wert von 80.2%.<sup>6</sup>

---

<sup>5</sup> Ein Idealitätsfaktor von 1.0 bedeutet, daß die Solarzelle sich ideal nach der 1-Dioden-Niedriginjektionstheorie verhält.

<sup>6</sup> Zur Abschätzung der Abhängigkeiten des Füllfaktors von  $n$ ,  $V_{OC}$ ,  $R_S$  und  $R_{shunt}$  gibt es empirische Formeln, die bei Green zu finden sind [Gre82, S. 96].

Der verbleibende Parameter, der Parallelwiderstand  $R_{shunt}$ , wird aus der Dunkelkennlinie bestimmt, indem man davon ausgeht, daß diese Kennlinie bei kleinen Spannungen vom Parallelwiderstand der Solarzelle dominiert wird. In unserem Fall ergibt sich der Parallelwiderstand  $R_{shunt}$  bei 0.04 V und der dazugehörigen Stromdichte vom  $2.27 \mu\text{A}/\text{cm}^2$  zu  $R_{shunt} = 17.6 \text{ k}\Omega\text{cm}^2$ .

### 3.1.5 Bestimmung der externen optischen Parameter aus Reflexions- und Transmissionsmessungen

Um die externen optischen Parameter der Solarzelle zu bestimmen, wurden an der Bifacial-Solarzelle AH4304D Messungen der spektralen hemisphärischen Reflexion und Transmission mit der in Kapitel 6 vorgestellten Meßapparatur vorgenommen.

Abb. 3.8 zeigt die Reflexion  $R$ , die Transmission  $T$  und die Absorption des Kontaktgitters  $Abs_{grid}$  (gewichtet mit dem Flächenanteil des Metallgitters) als Funktion der Wellenlänge. Zusätzlich ist die Photonenzahl des AM1.5G-Spektrums aufgetragen, die bei ca. 600 nm ihr Maximum hat.<sup>7</sup> Alle 3 gemessenen Größen sind externe Größen, die zur Ermittlung der

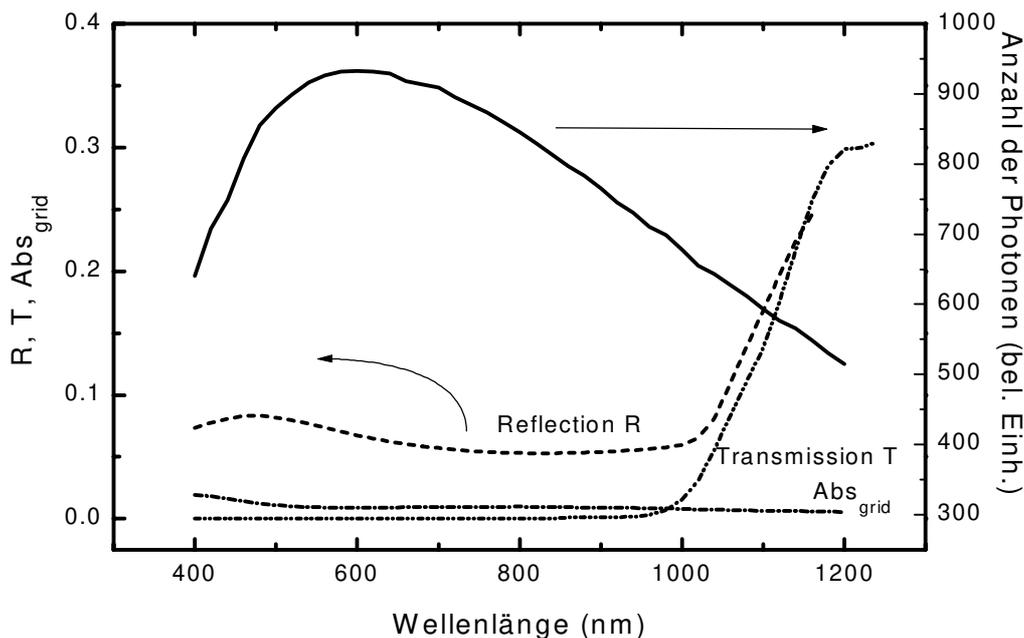


Abb. 3.8 Gemessene spektrale Reflexion und Transmission der Solarzelle AH4304D und die Absorption im Metallgitter. Gewichtet mit der Photonenzahl des AM1.5G-Spektrums (rechte Achse) ergeben sich 7.6% Verlust durch Reflexion, 1.0% Verlust durch die Absorption von Licht im Metallgitter und 1.9% durch die Transmission von Licht durch die Zelle.

<sup>7</sup> Für die Solarzelle ist die Energieverteilung des eingestrahlenen Lichtes nur von untergeordneter Bedeutung. Wenn man davon ausgeht, daß jedes Photon mit einer Energie größer als 1.12 eV genau ein Elektron-Loch-Paar erzeugt, ist für die Solarzelle die Anzahl der Photonen im Spektrum von zentraler Bedeutung. Die Solarzelle ist für Photonen mit einer Energie größer 1.12 eV also gewissermaßen ein "Photonenzähler" und kein energiesensitiver Detektor.

internen Größen (wie die interne Quantenausbeute, IQE) von Solarzellen bekannt sein müssen.

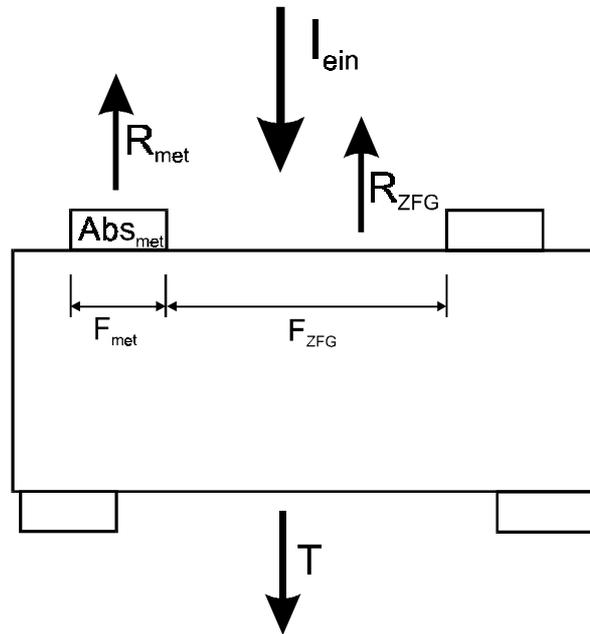


Abb. 3.9 Schematische Darstellung der Solarzelle zur Veranschaulichung der Zusammensetzung der gemessenen hemisphärischen Reflexion.

Die gemessene hemisphärische Reflexion der Zelle AH4304D setzt sich aus 2 Anteilen zusammen, wie mit Hilfe von Abb. 3.9 verdeutlicht werden soll.<sup>8</sup>

Zum einen gibt es die Reflexion des Zwischenfingergebietes (ZFG)  $R_{ZFG}$ , die mit dem Flächenanteil  $F_{ZFG}$  des ZFG gewichtet wird, zum anderen die Reflexion des Metallgitters  $R_{grid}$ , die entsprechend mit dem Flächenanteil des Metallgitters  $F_{grid} = (1 - F_{ZFG})$  gewichtet wird, so daß sich die gemessene Reflexion  $R_{mess}$  wie folgt zusammensetzt:

$$R_{mess}(\lambda) = R_{grid}(\lambda) \times (1 - F_{ZFG}) + R_{ZFG}(\lambda) \times F_{ZFG} \quad (3.10)$$

Aus den in Abb. 3.8 dargestellten Reflexionsdaten lassen sich durch Fit an ein Modell von Basore [Bas93], welches im Programm IQE-1D von Brendel [Bre96] verarbeitet und erweitert wurde, Parameter bestimmen, welche die Light-Trapping-Eigenschaften der Zelle beschreiben. Setzt man voraus, daß die Oberfläche wie in unserem Fall mit zufälligen Pyramiden strukturiert ist<sup>9</sup> und der größte Teil des Lichtes an der Rückseite nicht diffus reflektiert wird,<sup>10</sup> so bleiben für den Fit 2 freie Parameter, nämlich die interne Reflektanz an

<sup>8</sup> Die Absorption in der Antireflexschicht wird vernachlässigt.

<sup>9</sup> Parameter für IQE-1D:  $\gamma=54^\circ$

<sup>10</sup> Parameter für IQE-1D: LambertFrac=0

der Rückseite  $R_{b,int}$  und die interne Reflektanz an der Vorderseite  $R_{f,int}$ . Sie wurden zu  $R_{b,int} = 78.5\%$  und  $R_{f,int} = 88.4\%$  bestimmt.<sup>11</sup>

Die gemessene Reflexion berücksichtigt also nur den reflektierten Teil der Strahlung, unabhängig davon, ob er vom Zwischenfingergebiet oder von den Metallkontakten reflektiert wird. Bei der Betrachtung der externen Größen für die Bestimmung der IQE muß jedoch auch

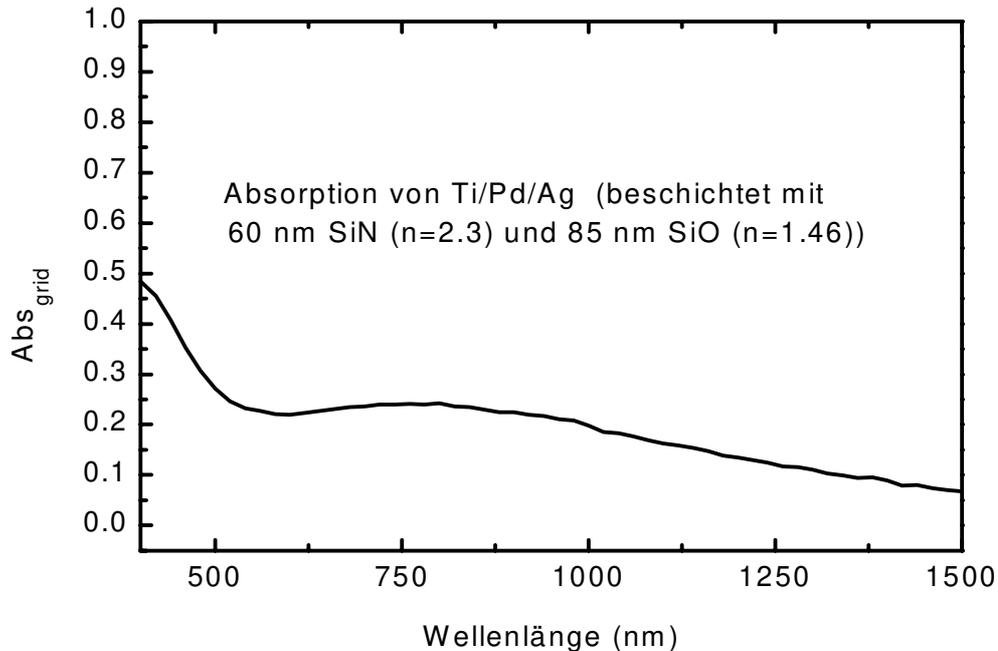


Abb. 3.10 Gemessene Absorption einer texturierten Siliziumoberfläche, die ganzflächig mit Titan, Palladium und Silber bedampft und anschließend mit einer doppelagigen Antireflexschicht, bestehend aus 60 nm SiN ( $n = 2.3$ ) und 85 nm SiO ( $n = 1.46$ ) beschichtet wurde. Diese Absorption ist zur genauen Bestimmung der internen Quantenausbeute der Solarzelle AH4304D notwendig.

die Absorption des Metallgitters beachtet werden, da das in den Metallkontakten absorbierte Licht nicht zur Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren zur Verfügung steht. Diese Absorption kann quantitativ bestimmt werden, indem auf Silizium ganzflächig Ti, Pd und Ag aufgedampft und mit einer doppelagigen Antireflexschicht, entsprechend der der Solarzelle AH4304D, beschichtet wird. Die Reflexion dieser Probe  $R_{grid}$  wird vermessen und damit ergibt sich die Absorption der beschichteten Metallschicht  $Abs_{grid}$  aus

$$Abs_{grid}(\lambda) = 1 - R_{grid}(\lambda) \quad (3.11)$$

<sup>11</sup> Zur Veranschaulichung: Wenn beide Parameter gleich 100% wären, so würde das Licht, wenn es einmal in die Zelle eingetreten ist, die Zelle nicht wieder verlassen. Das Licht ist in der Zelle "gefangen" - getrappt. Sind beide Parameter dagegen gleich 0, so läuft das Licht nur ein einziges Mal durch die Zelle hindurch.

Abb. 3.10 zeigt diese Absorption des beschichteten ganzflächigen Ti-Pd-Ag Kontaktes  $Abs_{grid}$  als Funktion der Wellenlänge. Diese Absorption muß dann für die Ermittlung von IQE mit dem Flächenanteil des Metallgitters gewichtet werden, wie es in Abb. 3.8 dargestellt ist.

Die Transmission  $T$  von Licht durch die Zelle hindurch setzt ab ca. 1000 nm ein und erreicht bei ca. 1200 nm einen Sättigungswert von 30% (siehe Abb. 3.8). Dieser Wert ist hauptsächlich durch freie-Ladungsträger-Absorption im Emmitter und die Absorption in den Kontakten bestimmt (siehe Kapitel 6). Bei der Berechnung der internen Quantenausbeute muß dann die Summe der externen Größen einbezogen werden.

### 3.1.6 Bestimmung der Diffusionslänge aus Quantenausbeutemessungen

Ein Modell von Basore [Bas93] beschreibt, wie aus internen Quantenausbeute (IQE)-Daten Werte für die Diffusionslängen  $L$  bei bekannter RS-Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S$  extrahiert werden können. Die Voraussetzungen dafür sind eine konstante Diffusionslänge  $L$  und eine konstante Diffusionskonstante  $D$  für Minoritätsladungsträger in der Basis der Solarzelle. Weiterhin ist die Auswertung von IQE auf den Wellenlängenbereich  $\lambda > 800$  nm begrenzt, um den Einfluß der Absorption in der dünnen Emitterschicht und der Raumladungszone an der Vorderseite der Solarzelle vernachlässigen zu können.

Die resultierenden analytischen Ausdrücke für IQE über den gesamten Wellenlängenbereich sind recht komplex. Allerdings können für bestimmte Annahmen, wie die ausschließliche Betrachtung des Wellenlängenbereiches von 800 nm - 1000 nm, relativ einfache Ausdrücke erreicht werden.<sup>12</sup>

Allgemein ergibt sich die IQE unter Beachtung der Reflexion  $R$  als Produkt des Teils der eingestrahnten Photonen, die absorbiert werden ( $f_{abs}$ ) mit der Wahrscheinlichkeit, daß die Ladungsträger, welche durch die Absorption des Lichtes erzeugt werden, vom  $pn$ -Übergang eingesammelt werden ( $\eta_C$ ).

$$IQE = \frac{f_{abs} \eta_C}{1 - R} \quad (3.12)$$

Unter den oben genannten Voraussetzungen ergibt sich  $f_{abs} = (1-R)$  und  $\eta_C$  zu

$$\eta_C = \frac{L \alpha / \cos \theta}{L^2 \alpha^2 / \cos^2 \theta - 1} \left\{ L \alpha / \cos \theta - \frac{SL/D + \tanh(W/L)}{1 + SL/D \tanh(W/L)} \right\} \quad (3.13)$$

---

<sup>12</sup> Für diesen Wellenlängenbereich gilt, daß kein Light Trapping auftritt, d. h. die Strahlung wird vor dem Erreichen der Rückseite der Solarzelle vollständig absorbiert.

mit  $\alpha(\lambda)$ .... Absorptionskonstante von Silizium  
 $L$ ..... Diffusionslänge  
 $S$ ..... Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Rückseite  
 $D$ ..... Diffusionskonstante von Silizium  
 $W$ ..... Waferdicke  
 $\theta$ ..... Winkel, unter dem das Licht in die Solarzelle einfällt  
 (für random pyramids:  $\theta = 41.8^\circ$ , für planare Oberflächen:  $\theta = 0^\circ$ )

Somit läßt sich IQE für alle  $L$  folgendermaßen ausdrücken:

$$\text{IQE}^{-1} = 1 + \frac{\cos \theta}{L_{\text{eff}}} \times \frac{1}{\alpha} \quad (3.14)$$

Gleichung (3.14) stellt einen linearen Zusammenhang zwischen des inversen IQE und der inversen Absorptionskonstanten  $1/\alpha$  her, so daß aus einer linearen Regression ein Wert für  $L_{\text{eff}}$

mit

$$L_{\text{eff}} = L \frac{1 + \frac{SL}{D} \tanh(W/L)}{\frac{SL}{D} + \tanh(W/L)} \quad (3.15)$$

gewonnen werden kann. Hat man zusätzlich einen Wert für  $S$ , z.B. aus PCD-Messungen, so ist es möglich, einen Wert für die Diffusionslänge  $L$  zu erhalten.

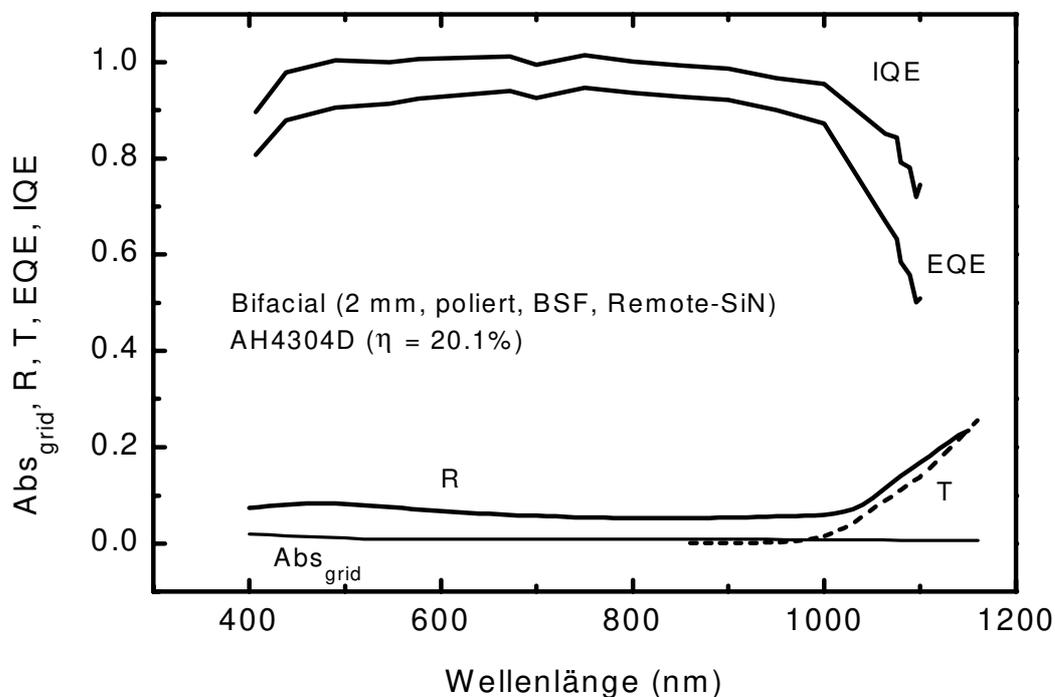


Abb. 3.11 Gemessene externe Quantenausbeute EQE, Reflexion R, Transmission T und die Absorption der Kontakte  $\text{Abs}_{\text{grid}}$  sowie die daraus errechnete interne Quantenausbeute IQE.

Dieses Verfahren soll für die Bestimmung der Diffusionslänge der betrachteten Bifacial-Solarzelle AH4304D angewendet werden. Dazu wurde die externe Quantenausbeute (EQE) der Solarzelle vermessen und daraus unter Beachtung aller externen Größen die interne Quantenausbeute berechnet. Abb. 3.11 zeigt das Ergebnis.

Die interne Quantenausbeute ist im Wellenlängenbereich von 450 nm bis 800 nm nahezu Eins, das heißt, nahezu alle von diesen Photonen erzeugten Minoritätsladungsträger werden vom *pn*-Übergang an der Vorderseite der Solarzelle eingesammelt. Das Abfallen der IQE unter Eins bei kurzen bzw. sehr langen Wellenlängen deutet auf nicht-ideales Rekombinationsverhalten an der Vorderseite bzw. der Rückseite der Solarzelle hin.

Aus Abb. 3.11 werden die IQE-Werte im Wellenlängenbereich von 800 - 1000 nm entnommen und in Tabelle 3.2 zusammen mit den dazugehörigen Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  zusammengefaßt.

Tab. 3.3 Werte für die interne Quantenausbeute (IQE) (aus Abb. 3.8) sowie die dazugehörigen Werte für die Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  (aus [Gre95]).

Wellenlänge (nm)	IQE	1/IQE	$\alpha$ (1/cm)	1/ $\alpha$ (cm)
800	0.988	1.018	850	0.00118
850	0.980	1.020	535	0.00187
900	0.973	1.027	306	0.00327
950	0.953	1.049	157	0.00637
1000	0.928	1.077	64	0.01563

Die lineare Regression dieser Werte an Gleichung (3.14) mit  $\theta = 41.8^\circ$  für die Random-Pyramid-Strukturierung der Vorderseite der Solarzelle ergibt ein  $L_{eff}$  von  $(1800 \pm 210)$   $\mu\text{m}$ . Mit Gleichung (3.15) und einer Waferdicke  $W = 300$   $\mu\text{m}$ , einer Diffusionskonstanten  $D_n = 32.8$   $\text{cm}^2/\text{s}$  für 1.5- $\Omega\text{cm}$  *p*-dotiertes Silizium und einem  $S_{eff,back}$  von 118  $\text{cm}/\text{s}$  (aus MWPCD-Messungen, siehe Abschnitt 3.1.2.2) ergibt sich eine Diffusionslänge  $L$  von  $(1070 \pm 170)$   $\mu\text{m}$  für die betrachtete Solarzelle.

### 3.1.7 Zusammenfassung der ermittelten Zellparameter der Bifacial-Solarzelle AH4304D

In den letzten Abschnitten wurden die wichtigsten Parameter, die zur Beschreibung der Solarzelle AH4304D notwendig sind, experimentell ermittelt. An dieser Stelle sollen sie noch einmal tabellarisch zusammengefaßt dargestellt werden.

Tab. 3.3 Zusammenstellung aller in diesem Abschnitt ermittelten Parameter der Bifacial-Solarzelle AH4304D

Parameter	Ermittelter Wert	Wie ermittelt ?
Externe Reflexion	ref4304d.dat (siehe Abb. 3.11)	hemisphärische Reflexionsmessung
Light-Trapping-Eigenschaften	interne VS-Reflexion $R_{f,int} = 88.4\%$	jeweils aus Fit an Reflexionsdaten im IR-Bereich (IQE-1D)
	interne RS-Reflexion $R_{b,int} = 78.5\%$	
Dicke der Zelle	300 $\mu\text{m}$	Mikrometerschraube
Basisdotierung	1.5 $\Omega\text{cm}$	Herstellerangabe
Diffusionskonstante für Elektronen in der Basis	32.8 $\text{cm}^2/\text{s}$	Modell in PC-1D
Mobilität für Elektronen in der Basis	1266 $\text{cm}^2/\text{Vs}$	Modell in PC-1D
Diffusionskonstante für Löcher in der Basis	11.0 $\text{cm}^2/\text{s}$	Modell in PC-1D
Mobilität für Löcher in der Basis	425 $\text{cm}^2/\text{Vs}$	Modell in PC-1D
VS-Diffusion	$N_s = 7.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ $x_j = 0.4 \mu\text{m}$ $R_s = 100 \Omega/\square$ <i>erfc</i> -Profil	SIMS-Messungen
Diffusionslänge für Elektronen in der Basis	$L_n = 1070 \pm 170 \mu\text{m}$	aus IQE (Modell nach Basore [Bas93])
Emittersättigungsstrom	$J_{0e} = 4 \times 10^{-13} \text{ A/cm}^2$	MWPCD-Messungen
ORG der RS $S_{eff,back}$	$S_{eff,back} = 118 \text{ cm/s}$	MWPCD-Messungen
Serienwiderstand $R_{s,light}$	$R_{s,light} = 0.36 \Omega\text{cm}^2$	Fit an J-V-Kennlinien (SUNALYZER)

### 3.2 Quantifizierung der Verluste der Solarzelle

Eine genaue Beschreibung der Zelle würde wegen der Metallkontakte und der damit verbundenen Inhomogenität in den Rekombinationseigenschaften der Zelloberflächen mindestens eine 2D-Simulation erfordern [Abe95a, Alt97]. Weiterhin wurden die im vorhergehenden Kapitel ermittelten Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten alle unter  $V_{OC}$ -Bedingungen gemessen. Wegen der Injektionsabhängigkeit der  $S$ -Werte an SiN-passivierten Oberflächen können diese bei MPP- bzw.  $J_{SC}$ -Bedingungen durchaus andere Werte als bei  $V_{OC}$ -Bedingungen aufweisen [Abe95a].

Im folgenden wird angenommen, daß die im vorhergehenden Kapitel ermittelten  $S$ -Werte für alle Zellspannungen  $0 \leq V \leq V_{OC}$  gelten und eine Mittelung über die gesamte Zelloberfläche darstellen. Damit ist für eine Näherung eine eindimensionale Betrachtung der Vorgänge in der Zelle möglich.

Um nun die konkreten Verluste der Bifacial-Solarzelle AH4304D quantitativ zu erfassen, wurde das Verhalten der Zelle mit den aus den Messungen ermittelten Parametern mit dem eindimensionalen Bauelementesimulator PC-1D [Bas96] simuliert. Tabelle 3.4 stellt die gemessenen und die mit PC-1D simulierten Zellergebnisse gegenüber.

Tab. 3.4 Vergleich der gemessenen und der mit PC-1D simulierten Zellparameter der Bifacial-Solarzelle AH4304D

Zelle AH4304D	$J_{SC}$ (mA/cm <sup>2</sup> )	$V_{OC}$ (mV)	FF (%)	$\eta$ (%)
Simulation	38.2	644.3	80.0	19.7
Messung	38.4	647	80.2	19.9 <sup>13</sup>

Wie man an den nahezu identischen Werten in Tabelle 3.4 ablesen kann, ergibt die eindimensionale theoretische Beschreibung der Zelle eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Zellparametern, so daß nun mit Hilfe des 1D-Simulators die Auswirkungen verschiedener Parametervariationen auf die Zelle näherungsweise studiert werden können.

Dazu betrachten wir nun eine Referenz-Silizium-Solarzelle mit 1.5- $\Omega$ cm Basisdotierung und einem Emitter an der Vorderseite mit einer Phosphor-Oberflächenkonzentration  $N_s$  von  $7 \times 10^{19}$  cm<sup>-3</sup> und einer Tiefe  $x_j$  von 0.4  $\mu$ m. Bei dieser idealisierten Solarzelle sind alle Verlustmechanismen "abgeschaltet", das heißt die Zelle hat keine externe VS-Reflexion ( $R = 0$ ), nahezu perfekte Light-Trapping-Eigenschaften ( $R_{f,int} = 99\%$ ,  $R_{b,int} = 99\%$ ), keinerlei Oberflächenrekombination ( $S_{front} = S_{back} = 0$  cm/s), eine hohe Diffusionslänge von

<sup>13</sup> Diese Messung wurde am J-V-Meßplatz des ISFH durchgeführt. Sie weicht um 0.2% (absolut) von der Messung am Kalibriermeßlabor des Fraunhofer-Instituts ISE in Freiburg ab.

$L = 1900 \mu\text{m}$  in der Basis und keinerlei ohmsche Verluste ( $R_s = 0 \Omega\text{cm}^2$ ). Eine solche Solarzelle hat, wie in Spalte 2 von Tabelle 3.5 dargestellt ist, einen mit PC-1D simulierten Wirkungsgrad von 25.9%, einen Kurzschlußstrom von  $44.1 \text{ mA/cm}^2$ , eine Leerlaufspannung von 697.6 mV und einen Füllfaktor von 84.2 %.

Es sollte hier angemerkt werden, daß diese Referenzsolarzelle jedoch nicht einer *idealen* Si-Solarzelle entspricht. Eine solche ideale Solarzelle mit einfachem *pn*-Übergang und idealem Light Trapping erreicht im 1-Phonon-Limit einen AM1.5G-Wirkungsgrad von ca. 33% bei 25°C [Abe95a].

Tab. 3.5 Simulierte Zellparameter für die einzelnen Verlustmechanismen (ganz links: Referenz-Solarzelle,<sup>14</sup> ganz rechts: reale Solarzelle AH4304D). Die einzelnen Verlustmechanismen werden von links nach rechts nach und nach "zugeschaltet".

Parameter	Referenz-Zelle	Reales Light Trapping	Reale VS-Reflexion	Reale Diffusionslänge $L_n$	Reales $J_{0e}$ , ( $S_{\text{back}}=0$ )	Reales $S_{\text{back}}$ , ( $J_{0e}=0$ )	Reales $J_{0e}$ , Reales $S_{\text{back}}$	Serienwiderstand (Reale Zelle)
Externe Reflexion R	0	0	Ref4304D	Ref4304D	Ref4304D	Ref4304D	Ref4304D	Ref4304D
$R_{f,\text{int}}$ (%)	99	88.4	88.4	88.4	88.4	88.4	88.4	88.4
$R_{b,\text{int}}$ (%)	99	78.5	78.5	78.5	78.5	78.5	78.5	78.5
Diffusionslänge $L_n$ ( $\mu\text{m}$ )	1900	1900	1900	1070	1070	1070	1070	1070
$J_{0e}$ ( $\text{A/cm}^2$ )	0	0	0	0	$4 \times 10^{-13}$	0	$4 \times 10^{-13}$	$4 \times 10^{-13}$
$S_{\text{back}}$ (cm/s)	0	0	0	0	0	118	118	118
$R_s$ ( $\Omega\text{cm}^2$ )	0	0	0	0	0	0	0	0.36
$J_{\text{sc}}$ ( $\text{mA/cm}^2$ )	44.1	41.7	39.1	39.0	38.5	38.7	38.2	38.2
$V_{\text{oc}}$ (mV)	697.6	696.2	694.5	680.9	651.7	663.8	644.3	644.3
FF (%)	84.2	84.7	84.0	83.2	83.7	83.7	83.7	80.0
$\eta$ (%)	25.9	24.6	22.8	22.1	21.0	21.5	20.6	19.7

<sup>14</sup> Als Referenz-Solarzelle dient in diesem Fall eine Solarzelle mit einem  $0.4 \mu\text{m}$  tiefen Emitter ( $N_s = 7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) und einer hohen Diffusionslänge von  $L = 1900 \mu\text{m}$ . Diese Referenz-Solarzelle hat kein BSF an der Rückseite.

Beginnt man nun nach und nach die einzelnen Verluste in der Simulation dazuzuschalten, kann man analysieren, welche Verlustarten die Solarzelle dominieren. Zuerst werden die optischen Eigenschaften der realen Solarzelle eingeführt, d.h. die Vorderseitenreflexion (4. Spalte in Tabelle 3.5) und die Light-Trapping-Eigenschaften (3. Spalte in Tabelle 3.5). Die Auswirkungen dieser optischen Verluste sind hauptsächlich im Kurzschlußstrom zu beobachten, der von  $44.1 \text{ mA/cm}^2$  auf  $39.1 \text{ mA/cm}^2$  sinkt, was den Wirkungsgrad von 25.5% auf 22.8% verringert.

Danach werden die rekombinatorischen Verluste, d.h. die reale Diffusionslänge von  $1070 \mu\text{m}$  (5. Spalte) und die Rekombination im Emitter und an der Zellrückseite (6. Spalte =  $J_{0e}$ , 7. Spalte =  $S_{back}$ , 8. Spalte =  $J_{0e}$  und  $S_{back}$ ) hinzugefügt. Diese Verluste wirken sich hauptsächlich auf die Leerlaufspannung aus, die von 680.9 mV auf 644.3 mV fällt, was den Wirkungsgrad von 22.1% auf 20.6% verringert.

Zum Schluß werden noch die ohmschen Verluste, d.h. die Serienwiderstände (9. Spalte) in die Zelle eingefügt, was hauptsächlich den Füllfaktor beeinflusst (von 83.7% auf 80.0%) und somit den Wirkungsgrad weiter von 20.6% auf 19.7% verringert.

Das Diagramm in Abb. 3.9 zeigt, wo die stärksten Verluste beim Betrieb der Solarzelle auftreten.

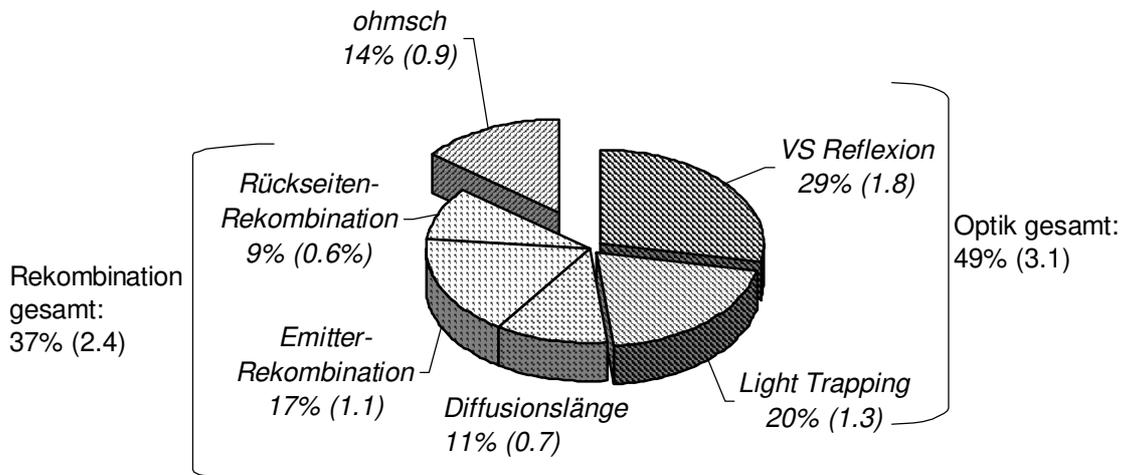


Abb. 3.9 Prozentuale Anteile der einzelnen Verlustmechanismen bei der untersuchten Bifacial-Solarzelle AH4304D. Der absolute Wirkungsgradverlust gegenüber der Referenzzelle in Tabelle 3.5 ist in Klammern angegeben.

Mit 3.1% (absolut) im Wirkungsgrad wirken sich die optischen Verluste am stärksten aus. Die rekombinatorischen Verluste verringern den Wirkungsgrad der Solarzelle um 2.4% (absolut), während die ohmschen Verluste den Wirkungsgrad noch einmal um 0.9% (absolut) herabsetzen.

Um die optischen Verluste zu verringern, kann zum einen die Reflexion der Vorderseite verringert werden. Dafür müßte man versuchen, die Fläche der Kontaktfinger an der

Vorderseite zu verkleinern, da das Zwischenfingergebiet mit einer Textur und einer doppelagigen Antireflexschicht schon nahe am Minimum der Reflexion liegt. Dies ist prinzipiell möglich,<sup>15</sup> würde jedoch den Herstellungsaufwand der Zelle erheblich vergrößern.

Die andere Möglichkeit, die optischen Verluste zu verkleinern, ist die Verbesserung der Light-Trapping-Eigenschaften der Zelle. Das wäre z.B. durch Aufbringen eines RS-Spiegels möglich, wobei man jedoch die beidseitige Lichtempfindlichkeit der Zelle opfert. Außerdem verbessert das Texturieren der Vorderseite mit gegeneinander versetzten invertierten Pyramiden die Light-Trapping-Eigenschaften [Cam87], was jedoch wieder den Herstellungsaufwand vergrößert.

Die rekombinatorischen Verluste werden bei unserer Zelle von der Rekombination an der Vorderseite dominiert, da wir ein sehr gutes Ausgangsmaterial (FZ-Silizium) ( $L = 1070 \mu\text{m}$ ) verwenden und die Rückseite der Zelle sehr gut passiviert ist ( $S_{\text{eff.back}} = 118 \text{ cm/s}$  bei  $V_{\text{OC}}$ -Bedingungen). Das heißt, für eine möglichst effektive Art der Wirkungsgradsteigerung im rekombinatorischen Sinne sollte das VS-Design verändert werden. Ansätze dazu bietet das Konzept des Schrägaufdampfens auf strukturierte Oberflächen, welches das kostengünstige Herstellen von Kontakten mit kleiner Abschattung mit guten rekombinatorischen Eigenschaften der Vorderseite durch kleine Kontaktflächen verbindet [Hez95].

Die ohmschen Verluste verringern den Wirkungsgrad um 0.9% (absolut). Diese ließen sich durch eine Absenkung des Serienwiderstandes reduzieren, indem man z.B. den Schichtwiderstand des Emitters oder den Leitungswiderstand des Kontaktgrids senkt. Dies kann sich jedoch in erhöhten optischen und rekombinatorischen Verlusten niederschlagen. Da bei unserer Solarzelle die optischen und rekombinatorischen Verluste die ohmschen Verluste weit übersteigen, sollte eine Optimierung also zuerst bei den optischen und rekombinatorischen Eigenschaften der Solarzelle ansetzen.

Diese Untersuchung zeigt deutlich, daß eine Solarzelle ein Bauelement ist, bei dem es stark darauf ankommt, das Optimum zwischen den verschiedenen Eigenschaften der Zelle unter Berücksichtigung eines möglichst geringen Herstellungsaufwandes zu finden.

---

<sup>15</sup> z.B. mit Photolithographie.

### 3.3 Zusammenfassung: Meßtechnische Charakterisierung von Bifacial-Solarzellen

Im diesem Kapitel wurde eine eingehende Charakterisierung einer hocheffizienten Bifacial-Solarzelle am Beispiel der in dieser Arbeit entwickelten Solarzelle AH4304D durchgeführt. Die wichtigsten Kenngrößen wurden durch verschiedene Meßverfahren bestimmt, um damit mit Hilfe des Halbleiterbauelementesimulators PC-1D die verschiedenen Verluste dieser Solarzelle zu quantifizieren. Den größten Raum für Verbesserungen bieten die Light-Trapping-Eigenschaften, die externe Reflexion und die Rekombination an der Vorderseite der Solarzelle. Verschiedene Möglichkeiten zur Nutzung dieses Verbesserungspotentials wurden aufgezeigt. Dabei gehen allerdings die meisten dieser Vorschläge mit einer Erhöhung der Komplexität des Herstellungsaufwandes einher.

Die Bestimmung der Rekombinationsparameter der Solarzelle erfolgte unter anderem mit der Methode der  $J_{SC}$ - und  $V_{OC}$ -Transientenmessung im Zusammenhang mit der Diplomarbeit von H.-P. Hartmann [Har96]. Es wurde untersucht, wie die Ergebnisse aus der Auswertung der Transienten für den speziellen Fall der Bifacial-Solarzellen zu interpretieren sind. Dabei wurde erstmals festgestellt, daß  $J_{SC}$ -Transienten nur das Verhalten des passivierten Zwischenfingergebietes der Solarzellenrückseite beschreiben. Damit können also  $S_{eff,back}$ -Werte des Zwischenfingergebietes ohne den Einfluß der Metallkontakte an fertigen Solarzellen gemessen werden. Die Auswertung der  $V_{OC}$ -Transienten dagegen liefert flächengemittelte  $S_{eff,back}$ -Werte.



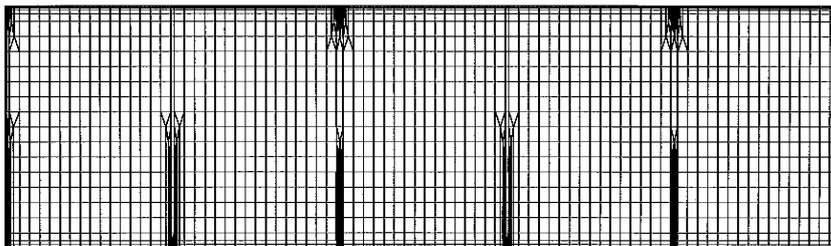
## 4 2D-Simulation zur Optimierung des Rückseitendesigns

Wie in Kapitel 3 erwähnt, treten bei der Optimierung von Bifacial-Solarzellen mittels numerischer Simulation Probleme auf, die nur durch eine 2- bzw. 3-dimensionale Betrachtung des Sachverhalts genau genug beschrieben werden können. Ein sehr gutes Beispiel dafür ist die Auslegung des Rückseitendesigns der in dieser Arbeit entwickelten Bifacial-Solarzellen und dabei ganz speziell die Optimierung des Abstandes der Rückseitenkontaktfinger in Bezug auf den Vorderseiten- und Rückseitenwirkungsgrad.

Im folgenden soll mit Hilfe der 2D-Simulation auf diese typische Fragestellung bei der Optimierung von Bifacial-Solarzellen eingegangen werden.

### 4.1 Simulationsparameter und Zellstruktur

Zur Simulation wurde das mehrdimensionale Halbleitersimulationsprogramm DESSIS<sub>.ISE</sub> [Ise97] verwendet. Dabei werden die Drift-Diffusionsgleichungen numerisch mit der Box-Methode, die der Methode der finiten Differenzen sehr ähnlich ist, gelöst [Kuh98]. Das geschieht nur an bestimmten Punkten in der Zelle, die in einem vorher definierten geometrischen Modell der Solarzelle festgelegt werden. Abb. 4.1 zeigt die zu simulierende Zellstruktur, die mit einem diskreten Gitter überzogen wurde, an dessen Knotenpunkten



*Abb. 4.1 Zu simulierende Zellstruktur mit diskretem Gitter. An jedem Gitterpunkt werden die Drift-Diffusionsgleichungen gelöst. Besonders eng ist das Gitter nahe der Kontakte an Vorder- und Rückseite gesetzt, da dort relativ große Änderungen in den Parametern zu erwarten sind. Der VS-Kontaktabstand an der Vorderseite beträgt in diesem Beispiel 1 mm, der RS-Kontaktabstand ist 0.5 mm groß.*

jeweils die Drift-Diffusionsgleichungen gelöst werden. Dieses Gitter muß zwei Forderungen erfüllen: Erstens sollen Geometrien möglichst gut wiedergegeben werden und zweitens sollten die Gitterabstände klein gegenüber den Änderungen einer Größe sein. Das führt dazu, daß das Gitter an Vorder- und Rückseite, insbesondere an den Kontakten, relativ fein ist, um den Potential- und Stromverlauf dort gut auflösen zu können.

Daß dies notwendig ist, soll mit Abb. 4.2 verdeutlicht werden. Sie stellt die simulierte Löcherstromdichte in der beleuchteten Bifacial-Solarzelle bei MPP-Bedingungen dar. Es zeigt sich, daß die Löcher hochgradig 2-dimensional in Richtung der RS-Kontakte fließen und daß gerade im Bereich der RS-Kontakte große Änderungen in der Löcherstromdichte zu sehen sind. Besonders stark ist die Zunahme der Löcherstromdichte vom gut passivierten Zwischenfingergebiet der Rückseite hin zu den RS-Kontakten, die für die Löcher wie eine Senke wirken. Interessant ist in diesem Zusammenhang, daß unter den VS-Kontakten eine leichte Abnahme des Löcherstromes zu sehen ist. Dies ist zum einen auf Rekombination von Löchern mit Elektronen an diesen Kontakten und zum anderen auf die in diesem Bereich fehlende Lichtgeneration (Abschattung) zurückzuführen.

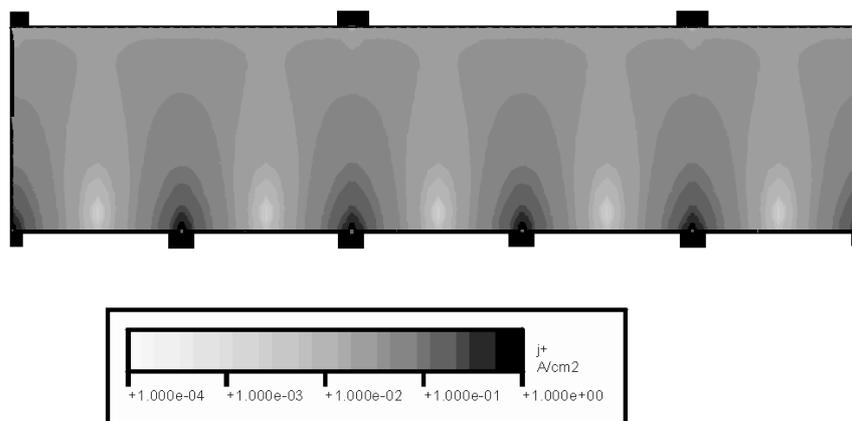


Abb. 4.2 Mit DESSIS berechnete Löcherstromdichte einer beleuchteten Bifacial-Solarzelle, deren Gitter in Abb. 4.1 zu sehen ist. Die großen Änderungen im Bereich der Kontakte machen dort ein engmaschiges Berechnungsgitter erforderlich.

Es gehen folgende Parameter in die Simulation ein:

Zelldicke:		300 $\mu\text{m}$
Breite der Einheitszelle (siehe Abb. 4.2):		2.5 mm
Temperatur:		300 K
Dotierung:	Basis:	$1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , p-dotiert
	Emitter:	$N_s = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , n-dotiert
		$x_j = 1 \mu\text{m}$ , Gauss-Profil
Emittersättigungsstrom $J_{0e}$ :		100 fA/cm <sup>2</sup>
ORP $S_0$ des VS-Kontaktbereiches:		15000 cm/s
Fingerabstand an der Vorderseite:		1.0 mm
Metallisierter Anteil der VS (RS):		4% (6%)
ORP $S_0$ des Rückkontaktes:		15000 cm/s
ORP $S_0$ des Zwischenfingergebietes der RS:		10 cm/s, 1000 cm/s
Fingerabstand an der Rückseite:		0.2, 0.5, 1, 2 oder 3 mm

## 4.2 Ergebnisse der 2D-Simulation

### 4.2.1 Optimierung des Rückseitendesigns in Bezug auf die erzeugte Vorderseiten-Leistung

Abbildung 4.3 zeigt die Ergebnisse der 2D-Simulation für eine Bifacial-Solarzelle, die mit  $100 \text{ mW/cm}^2$  nur von der Vorderseite beleuchtet wird. Dabei sind die berechneten Solarzellenparameter über dem Abstand der Rückseitenkontaktfinger aufgetragen. Für den Oberflächenrekombinationsparameter  $S_{0,back}$  im Zwischenfingerggebiet der Rückseite wurden  $10 \text{ cm/s}$  angenommen, was einer sehr guten Passivierung entspricht.<sup>1</sup>

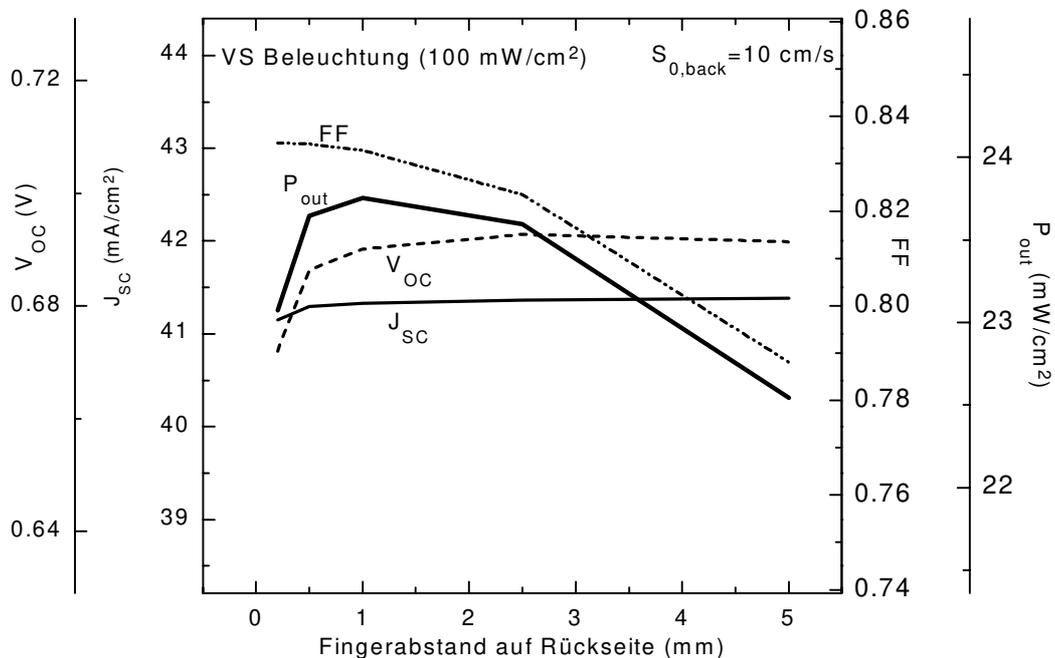


Abb. 4.3 Simulierte Zellparameter einer von vorn beleuchteten Bifacial-Solarzelle mit sehr gut passiviertem RS-Zwischenfingerggebiet ( $S_{0,back} = 10 \text{ cm/s}$ ). Das Füllfaktorverhalten dominiert bei großen RS-Kontaktfingerabständen die erzeugte elektrische Leistung, während bei kleinen Fingerabständen die  $V_{oc}$ -Abnahme dominiert. Damit bildet sich in der erzeugten elektrischen Leistung ein breites Maximum bei ca. 1 mm Fingerabstand aus.

Es zeigt sich, daß sich der Kurzschlußstrom  $J_{sc}$  mit dem Abstand der Rückseitenkontaktfinger nur wenig ändert. Betrachtet man, daß der größte Teil der Elektron-Loch-Paare bei Vorderseitenbeleuchtung auch nahe der Vorderseite erzeugt wird, so wird plausibel, daß

<sup>1</sup> Für die reale Passivierung des Zwischenfingerggebietes der Rückseite unserer Bifacial-Solarzellen mit Remote-SiN wurden auf  $1.5\text{-}\Omega\text{cm}$   $p$ -Silizium bei einer Injektionsdichte von ca.  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$   $S_{eff}$ -Werte von  $4 \text{ cm/s}$  gemessen [Lau96].

Änderungen der Rückseitenpassivierung (z.B. durch die Variation des Rückseitenfingerabstandes) den Kurzschlußstrom in diesem Fall nur wenig beeinflussen. Die stärkste relative Änderung ist im Füllfaktor  $FF$  zu sehen, der mit steigendem RS-Fingerabstand deutlich abnimmt. Das läßt sich verstehen, da mit steigendem RS-Fingerabstand auch der Serienwiderstand ansteigt, was durch die für Löcher länger werdenden Strompfade durch die Basis bis zum Rückseitenkontakt bedingt ist. Andererseits nimmt die Leerlaufspannung  $V_{OC}$  mit kleiner werdendem RS-Fingerabstand ab. Dies wird besonders bei RS-Fingerabständen unter 0.6 mm deutlich. Anschaulich läßt sich dieses Verhalten erklären, wenn man ein lichterzeugtes Elektron betrachtet, welches sich an der Rückseite in der Mitte zwischen zwei Kontaktfingern befindet. Es kann entweder zur ca.  $300\ \mu\text{m}$  (Zelldicke) entfernten Raumladungszone diffundieren oder zu einem der beiden Rückseitenfinger, um dort zu rekombinieren. Ist nun der halbe RS-Fingerabstand kleiner als  $300\ \mu\text{m}$ , so steigt die Wahrscheinlichkeit, daß das Elektron an den RS-Fingern rekombiniert anstatt zur Raumladungszone zu diffundieren. Wird also der Fingerabstand an der Rückseite kleiner als  $600\ \mu\text{m}$ , so steigt die Rekombination an der Rückseite stark an und die Leerlaufspannung sinkt, wie in Abb. 4.3 zu sehen ist.

Durch das entgegengesetzte Verhalten von  $V_{OC}$  und  $FF$  hat die VS-Ausgangsleistung  $P_{out}$  der Solarzelle ein breites Maximum bei ca. 1 mm RS-Fingerabstand.

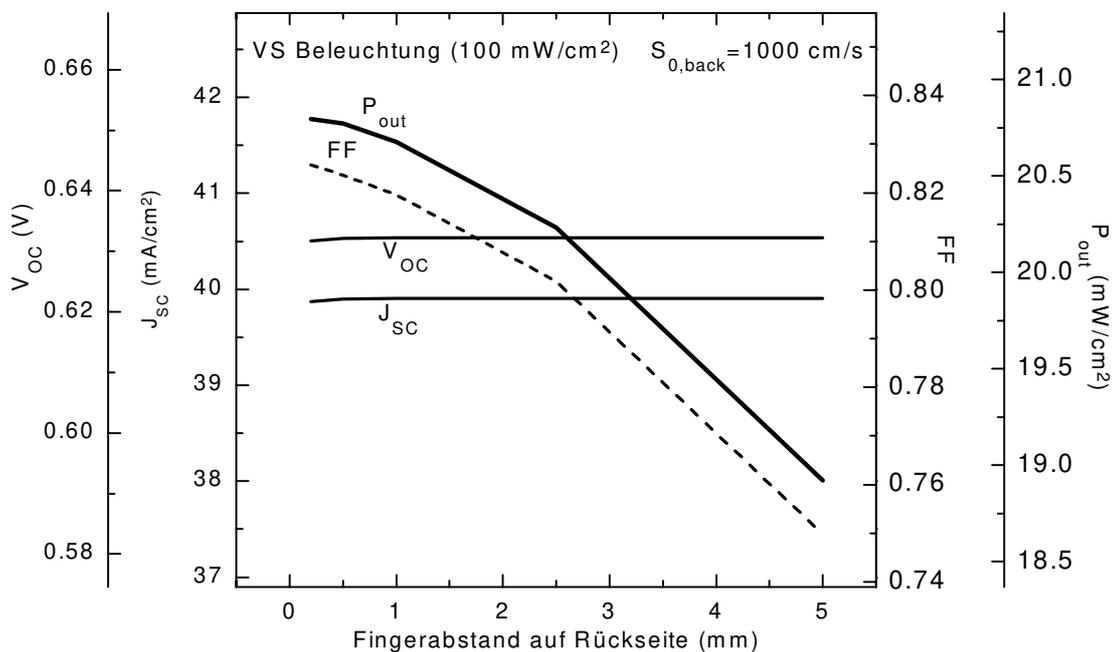


Abb. 4.4 Simulierte Zellparameter einer von vorn beleuchteten Bifacial-Solarzelle mit einem relativ schlecht passivierten RS-Zwischenfingergebiet ( $S_{0,\text{back}} = 1000\ \text{cm}/\text{s}$ ). Die abgegebene elektrische Leistung wird jetzt nahezu ausschließlich vom Füllfaktor bestimmt, der mit steigendem Fingerabstand abnimmt. Der Fingerabstand hat auf  $V_{OC}$  und  $J_{SC}$  kaum Einfluß.

Geht man von einem relativ schlecht passivierten Zwischenfingergebiet an der Rückseite der Solarzelle aus (z.B.  $S_{0,back} = 1000 \text{ cm/s}$ ), so sinkt die VS-Ausgangsleistung der Solarzelle für alle Fingerabstände, wie in Abb. 4.4 im Vergleich zu Abb. 4.3 zu sehen ist.

$J_{SC}$  ist, wie bereits in Abb. 4.3 nahezu konstant, allerdings auf einem niedrigeren Niveau von  $40.5 \text{ mA/cm}^2$ . Auch  $V_{OC}$  ist bei schlechter RS-Passivierung (Abb. 4.4) wesentlich kleiner als bei guter RS-Passivierung (Abb. 4.3) und es wird keine Abhängigkeit vom RS-Fingerabstand mehr sichtbar. Das ist verständlich, da nun zwischen der Passivierung des Zwischenfingergebietes mit einem  $S_{0,back}$  von  $1000 \text{ cm/s}$  und der Passivierung unter den RS-Kontakten mit einem  $S$  von  $20000 \text{ cm/s}$  nur noch *eine* Größenordnung liegt, was im Vergleich zum ersten Fall in Abb. 4.3 sehr klein ist.<sup>2</sup> Somit ist auch die  $V_{OC}$ -Abhängigkeit vom RS-Fingerabstand viel kleiner als im Fall von Abb. 4.3.

Die Veränderung der VS-Ausgangsleistung der Solarzelle ist in diesem Fall nahezu ausschließlich auf das Absinken des  $FF$  mit steigendem RS-Fingerabstand (d.h. auf den Anstieg des Serienwiderstandes) zurückzuführen. Damit wird die VS-Ausgangsleistung für ein relativ schlecht passiviertes Zwischenfingergebiet der Rückseite bei kleinen RS-Fingerabständen ( $< 0.5 \text{ mm}$ ) maximal.

Insgesamt läßt sich feststellen, daß das Verhalten des Füllfaktors, bedingt durch den Anstieg des Serienwiderstandes mit steigendem RS-Fingerabstand, bestimmend für die VS-Leistung der Solarzelle ist. Dabei ist das 2-dimensionale Verhalten der Zelle bei einer guten Passivierung der RS-Zwischenfingergebietes wesentlich stärker ausgeprägt als bei einer Zelle, bei der nur ein kleiner Unterschied zwischen der schlechten Passivierung der Flächen unter dem RS-Kontakt und der Passivierung des RS-Zwischenfingergebietes besteht. Für die in dieser Arbeit entwickelten Bifacial-Solarzellen, die eine sehr gute Passivierung der RS-Zwischenfingergebietes aufweisen, wurde mit der 2D-Simulation ein Maximum der Ausgangsleistung bei ca.  $1 \text{ mm}$  RS-Fingerabstand ermittelt.

## 4.2.2 Optimierung der Rückseitendesigns in Bezug auf die erzeugte Rückseitenleistung

Bestrahlt man eine Bifacial-Solarzelle mit einem gut passivierten RS-Zwischenfingergebiet ( $S_{0,back} = 10 \text{ cm/s}$ ) von der *Rückseite* mit  $30 \text{ mW/cm}^2$ , so ergeben sich Abhängigkeiten der Zellparameter vom RS-Fingerabstand, wie sie in Abb. 4.5 dargestellt sind. (Eine Lichtleistung von  $30 \text{ mW/cm}^2$  zur Beleuchtung der Rückseite wurde gewählt, um die Lichtverhältnisse typischen Anwendungen von Bifacial-Solarzellen nachzuempfinden.)

---

<sup>2</sup> Der erste Fall, der in Abb. 4.3 dargestellt ist, hat im Zwischenfingergebiet der Rückseite ein  $S$  von  $10 \text{ cm/s}$  und unter den Rückseitenkontakten ein  $S$  von  $20000 \text{ cm/s}$ , was 3 Größenordnungen Unterschied in der Passivierung entspricht.

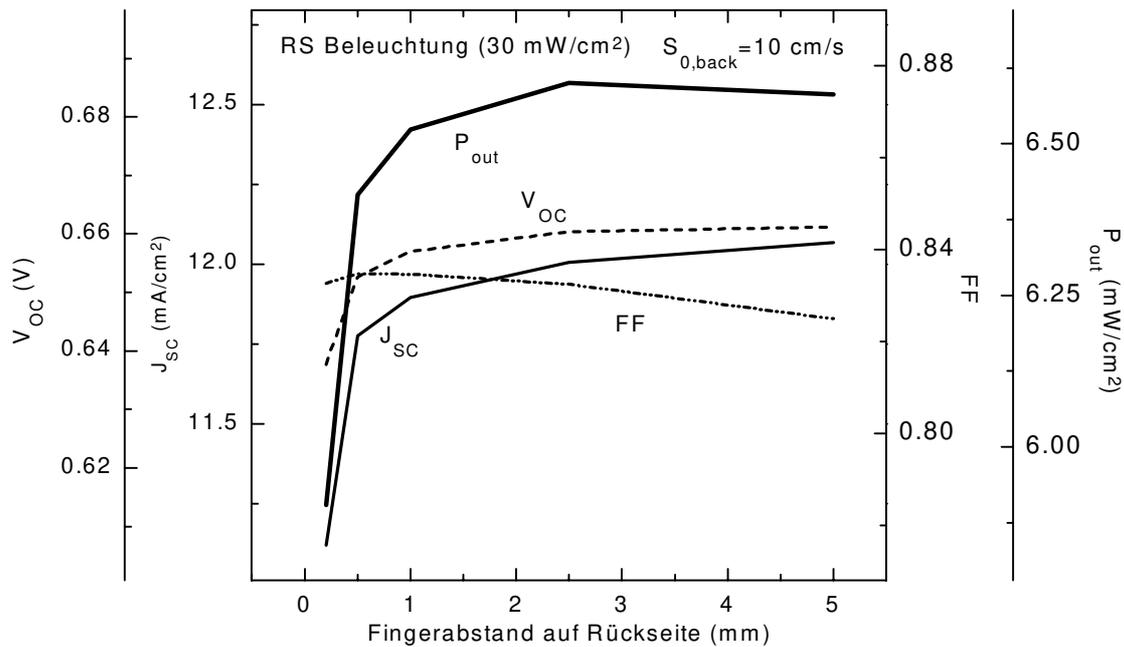


Abb. 4.5 Simulierte Zellparameter einer rückseitig beleuchteten Bifacial-Solarzelle mit sehr gut passiviertem RS-Zwischenfingergebiet ( $S_{0,back} = 10$  cm/s). Hier ist der Einfluß des Kurzschlußstromes  $J_{SC}$  dominierend, während der Füllfaktor nur einen geringen Einfluß auf die erzeugte elektrische Leistung der Zelle hat.

Hierbei zeigt der Kurzschlußstrom  $J_{SC}$  die größte Abhängigkeit vom RS-Fingerabstand, und zwar steigt er bis ca. 0.6 mm steil an. Bei größeren RS-Fingerabständen nimmt  $J_{SC}$  dann nur noch mit einer kleineren Rate zu.

Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist folgende: Bei der Bestrahlung von der Rückseite werden auch die meisten Elektron-Loch-Paare nahe der Rückseite der Solarzelle erzeugt, so daß Elektronen, die zum externen Strom beitragen sollen, durch die gesamte Zelle (300  $\mu$ m dick) zur Raumladungszone diffundieren müssen. Betrachtet man nun ein Elektron in der Mitte zwischen zwei Fingern nahe der Rückseite, so wird es eher an die RS-Finger diffundieren und rekombinieren, wenn es weniger als 300  $\mu$ m von einem RS-Finger entfernt ist. Dieses Verhalten, ein starkes Absinken von  $J_{SC}$  unterhalb von 0.6 mm RS-Fingerabstand, ist in Abb. 4.5 zu beobachten. Dieser Effekt wird noch durch das Absinken von  $V_{OC}$  unterhalb von 0.6 mm RS-Fingerabstand verstärkt, so daß die erzeugte RS-Leistung  $P_{out}$  bei einer Zelle mit sehr guter Passivierung des RS-Zwischenfingergebietes mit steigendem RS-Fingerabstand stark ansteigt und ein flaches Maximum bei ca. 3 mm hat.

Abb. 4.6 stellt den Einfluß des RS-Fingerabstandes auf die Zellparameter einer von der Rückseite beleuchteten Zelle mit einem relativ schlecht passivierten RS-Zwischenfingergebiet ( $S_{0,back} = 1000$  cm/s) dar. Im Vergleich zu Abb. 4.5 ( $S_{0,back} = 10$  cm/s) fällt sofort auf, daß die erzeugte elektrische Leistung um die Hälfte auf ca. 3.2 mW/cm<sup>2</sup> bei 30 mW/cm<sup>2</sup> Beleuchtung abgesunken ist. Das ist auf das erhöhte  $S_{0,back}$  von 1000 cm/s im RS-Zwischenfingergebiet zurückzuführen. Außerdem sind die Abhängigkeiten von  $P_{out}$ ,  $J_{SC}$  und  $V_{OC}$  vom RS-Fingerabstand wesentlich weniger ausgeprägt als in Abb. 4.5. Die Erklärung dafür ist, daß der

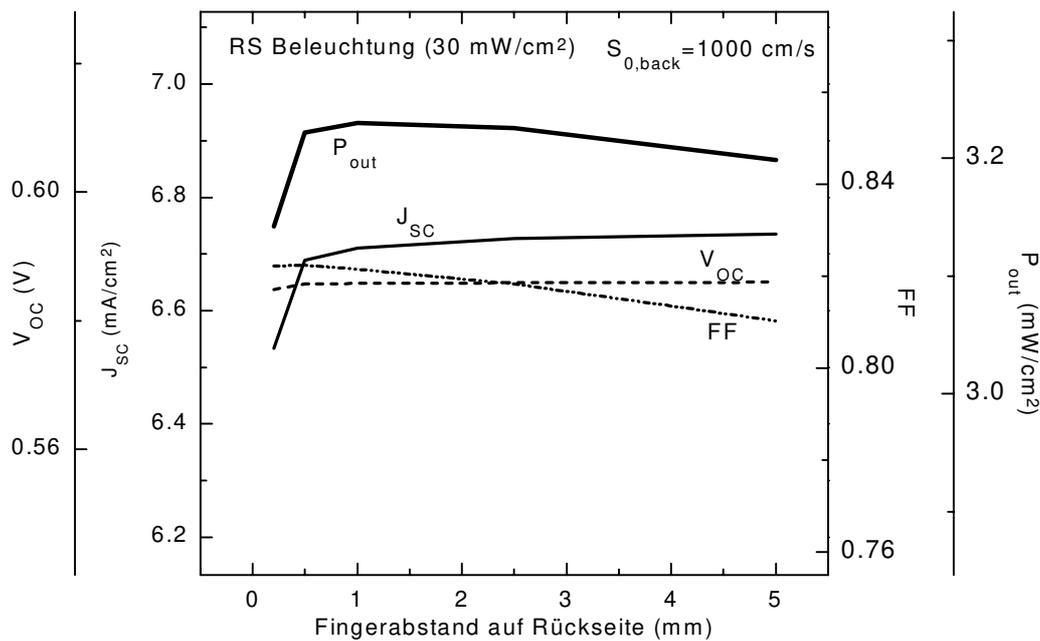


Abb. 4.6 Simulierte Zellparameter einer rückseitig beleuchteten Bifacial-Solarzelle mit einem relativ schlecht passivierten RS-Zwischenfingergebiet ( $S_{0,back} = 1000$  cm/s). Die erzeugte elektrische Leistung sinkt im Vergleich zum gut passivierten RS-Zwischenfingergebiet (Abb. 4.5) auf ca. die Hälfte ab. Das  $J_{SC}$ -Verhalten bezüglich des RS-Fingerabstandes ist jedoch immer noch dominierend für die erzeugte elektrische Leistung.

Einfluß des Fingerabstandes sinkt, wenn man, wie in diesem Fall, die Differenz zwischen  $S$  im RS-Zwischenfingergebiet und  $S$  unter den RS-Kontakten verkleinert. Der  $FF$  nimmt mit steigendem RS-Fingerabstand leicht ab, was wiederum durch den Anstieg des Serienwiderstandes bedingt ist. Das flache Maximum der erzeugten elektrischen Leistung verschiebt sich zu ca. 1 mm RS-Fingerabstand.

Insgesamt läßt sich feststellen, daß das  $J_{SC}$ -Verhalten bestimmend für die Abhängigkeit der RS-Leistung vom RS-Fingerabstand ist. Wie schon bei der Vorderseite ist auch hier das 2D-Verhalten der Zelle bei einer großen ORG-Differenz zwischen dem Zwischenfingergebiet und dem Kontaktgebiet der Rückseite wesentlich stärker ausgeprägt als bei einer kleinen Differenz zwischen den beiden Gebieten. Für unsere Bifacial-Solarzellen mit einem gut passivierten RS-Zwischenfingergebiet ergibt sich ein flaches Maximum im RS-Wirkungsgrad bei einem RS-Fingerabstand von ca. 3 mm.

### 4.2.3 Vergleich der 2D-Simulation mit experimentellen Ergebnissen

Um die Simulationsergebnisse zu verifizieren, wurden Bifacial-Solarzellen mit verschiedenen RS-Fingerabständen im Reinraumlabor des ISFH hergestellt. Der Aufbau dieser Testzellen und die Zellparameter sind in Abb. 4.7 dargestellt.

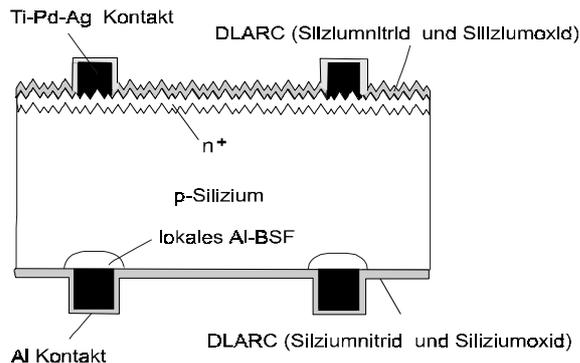


Abb. 4.7 Struktur der Testsolarzellen zur Überprüfung der 2D-Simulation.

#### Zellparameter:

- FZ-Silizium, 1.5  $\Omega\text{cm}$
- Dicke: 200  $\mu\text{m}$
- VS: Random-Pyramid-Textur  
 Emitter:  $N_s = 5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ,  
 $x_j = 1.0 \mu\text{m}$   
 100 nm  $\text{SiO}_2$ -Passivierung  
 Ti/Pd/Ag Kontakte mit 1 mm  
 Fingerabstand
- RS: keine Textur  
 Al Kontakte mit variablem  
 Fingerabstand (0.5, 1, 2 und 3 mm)  
 70 nm Remote-SiN Passivierung

Hierbei konnte aus technologischen Gründen der RS-Fingerabstand nur zwischen 0.5 mm und 3 mm variiert werden und nicht, wie bei der Simulation, zwischen 0.2 mm und 5 mm. Abb. 4.8 zeigt die gemessenen Zellparameter über dem RS-Fingerabstand bei einer Beleuchtung der Vorderseite mit  $100 \text{ mW/cm}^2$ .

Es zeigt sich, daß die gemessenen Zellparameter bei VS-Beleuchtung innerhalb der Fehlergrenzen nur relativ schwach vom RS-Fingerabstand abhängen. Bei der Simulation (siehe Abb. 4.3, sehr gute RS-Passivierung) war der Füllfaktor der bestimmende Parameter. Dabei wurde jedoch der Serienwiderstand in den VS-Kontaktfingern nicht berücksichtigt, der bei den realen Solarzellen den Füllfaktor auf ca. 80% begrenzt. Bei  $V_{OC}$  ist ein leichter Anstieg mit dem Fingerabstand in Abb. 4.8 zu erkennen, was auch durch die Simulationen bestätigt wird.

Zusammenfassend für die vorderseitige Beleuchtung der Bifacial-Solarzelle kann man feststellen, daß der  $V_{OC}$ - und der  $J_{SC}$ -Verlauf in Simulation und Experiment übereinstimmend eine geringe Abhängigkeit der Zellparameter vom RS-Fingerabstand zeigen. Beim Verlauf des Füllfaktors dagegen gibt es Unterschiede zwischen der Simulation und der Messung, die zum einen auf den in der Simulation nicht berücksichtigten Serienwiderstand in den VS-

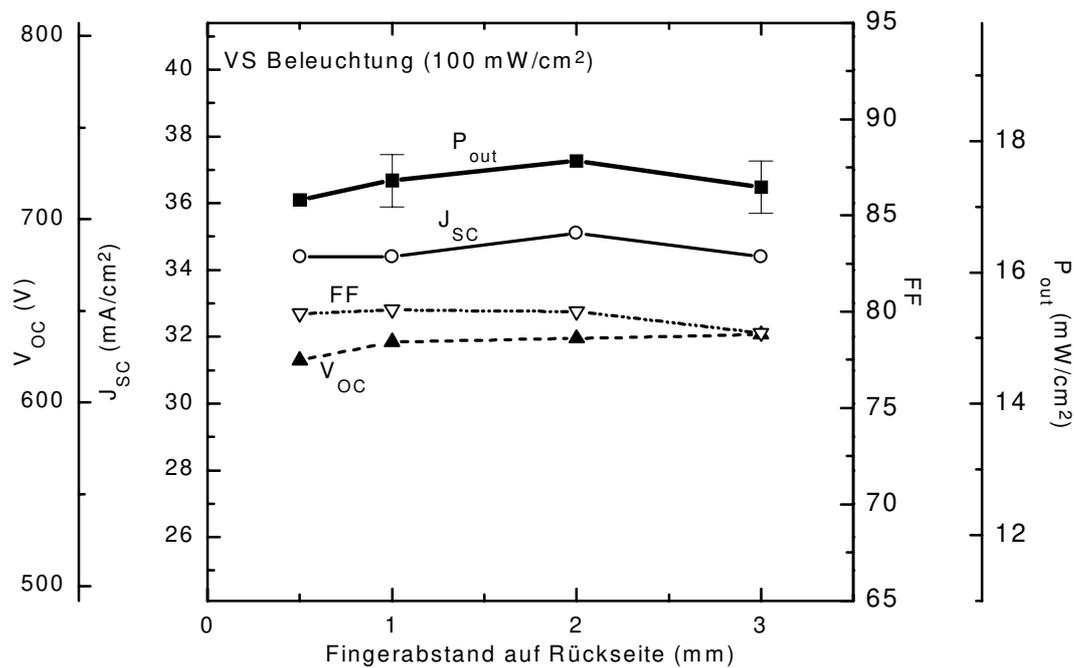


Abb. 4.8 Gemessene Zellparameter von vorderseitig beleuchteten Bifacial-Solarzellen mit verschiedenen RS-Kontaktfingerabständen.

Kontaktfingern und zum anderen auf die Messung der Bifacial-Zellen auf einer Messing-Meßplatte zurückzuführen sind.<sup>3</sup>

In Abb. 4.9 sind die gemessenen Parameter der Bifacial-Solarzellen bei einer Beleuchtung von  $100 \text{ mW/cm}^2$  von der Rückseite der Solarzelle in Abhängigkeit vom RS-Fingerabstand aufgetragen.<sup>4</sup> Hier ist zu sehen, daß der Kurzschlußstrom  $J_{sc}$  der bestimmende Parameter für den RS-Wirkungsgrad der Solarzelle ist. Vergleicht man dieses Ergebnis mit der Simulation, die in Abb. 4.5 aufgetragen ist, so erkennt man, daß auch dort  $J_{sc}$  als dominierender Parameter identifiziert wurde.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die experimentellen Ergebnisse, die in Abb. 4.8 und Abb. 4.9 dargestellt sind, die simulierten Abhängigkeiten der Zellparameter vom RS-Fingerabstand bestätigen. Besonders eindrucksvoll zeigt sich die Stärke der 2D-Simulationen bei der rückseitigen Beleuchtung der Zellen, da dort die Abhängigkeiten der Zellparameter vom RS-Fingerabstand besonders stark ausgeprägt sind.

<sup>3</sup> Die Messung von Bifacial-Solarzellen auf einem Metall-Meßtisch kann unter Umständen zu verfälschten Füllfaktor-Werten führen, da der laterale Strom nicht nur durch die Rückseiten-Kontaktfinger, sondern auch durch den darunterliegenden Metall-Meßtisch fließen kann.

<sup>4</sup> Die Rückseite wird bei der Messung aus experimentellen Erwägungen heraus nicht mit  $30 \text{ mW/cm}^2$ , sondern mit  $100 \text{ mW/cm}^2$  beleuchtet.

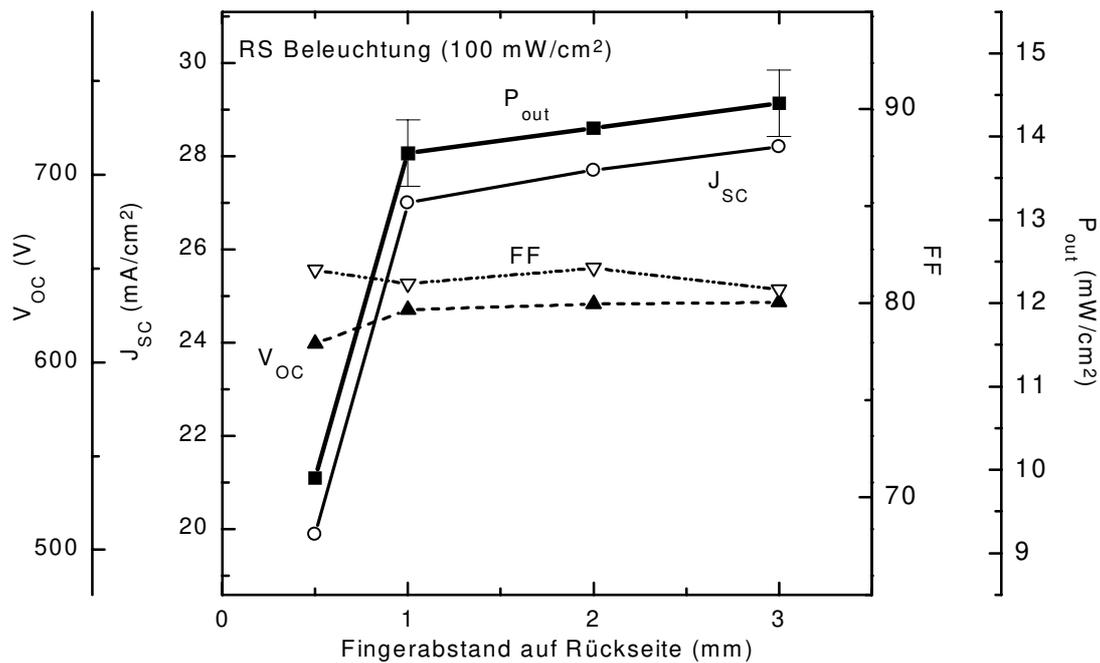


Abb. 4.9 Gemessene Zellparameter von rückseitig beleuchteten Bifacial-Solarzellen mit verschiedenen RS-Kontaktfingerabständen.

#### 4.2.4 Effekte bei der Beleuchtung von beiden Seiten der Bifacial-Solarzelle

Eine typische Anwendung von Bifacial-Solarzellen ist eine Aufständerung vor einem weißen Dach, wie es in Abb. 4.10 schematisch dargestellt ist [Aue96]. Dabei strahlt die Sonne mit ca.  $100 \text{ mW/cm}^2$  Leistung auf die Vorderseite der Solarzellen, und durch die Reflexion des Sonnenlichtes an dem weißen Dach erreichen noch ca.  $30 \text{ mW/cm}^2$  die Rückseite der Solarzelle, wo auch dieses Licht in Strom umgewandelt wird.

Mit Hilfe von Abb. 4.11 soll herausgearbeitet werden, wie eine Bifacial-Solarzelle beschaffen sein muß, damit sich ihr Einsatz lohnt. Dort ist die simulierte Ausgangsleistung der Solarzelle bei verschiedenen Beleuchtungen und RS-Passivierungen über dem RS-Fingerabstand aufgetragen. Es sind 3 verschieden schraffierte Bereiche zu erkennen, wobei jeweils die obere Abschlußlinie die Ausgangsleistung bei *gleichzeitiger* Beleuchtung der Vorderseite mit  $100 \text{ mW/cm}^2$  und der Rückseite mit  $30 \text{ mW/cm}^2$  darstellt. Die untere Abschlußlinie des jeweiligen Bereiches charakterisiert die Ausgangsleistung der Solarzelle, wenn *nur die Vorderseite* der Zelle mit  $100 \text{ mW/cm}^2$  bestrahlt wird. Je größer also der Abstand der oberen und der unteren Abschlußlinie des jeweiligen schraffierten Bereiches, desto größer ist der Beitrag der Rückseite zur Ausgangsleistung der Solarzelle.

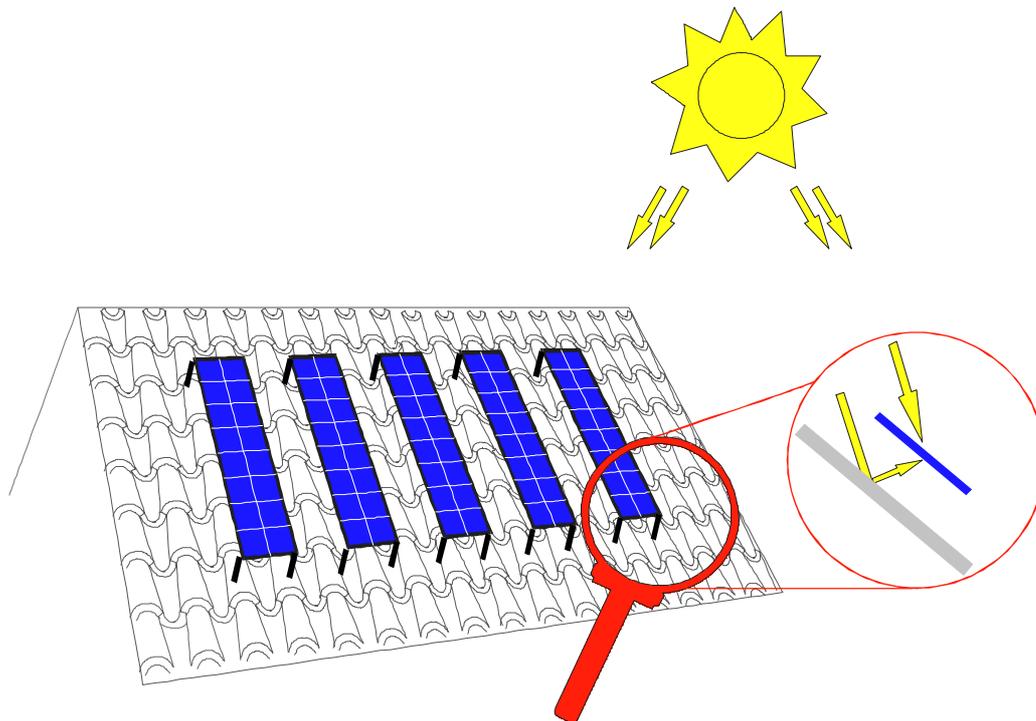


Abb. 4.10 Typisches Anwendungsbeispiel für Bifacial-Solarzellen. Die Module sind in einem bestimmten Abstand zum reflektierenden Dach (z.B. bestehend aus weiß glasierten Dachziegeln) befestigt, so daß neben dem direkten Sonnenlicht, welches auf die Vorderseite der Module fällt, auch vom Dach reflektiertes Licht auf die Rückseite der Solarzelle gelangt. Damit kann mit minimalem Aufwand ein Mehrertrag an erzeugter elektrischer Energie erreicht werden.

Der oberste schraffierte Bereich ist gekennzeichnet durch eine Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{0,back}$  von 100 cm/s im Zwischenfingergebiet der Rückseite der Solarzelle, was eine gute Passivierung für die Solarzellenrückseite bedeutet. (Für die RS-Kontaktfläche wurde ein  $S_0$  von 15000 cm/s angenommen, was für diese Art der Kontakte realistisch ist.) Die beiden darunter liegenden Bereiche sind durch ein  $S_{0,back}$  von 1000 cm/s bzw. 10000 cm/s gekennzeichnet.

Bei sehr guter RS-Passivierung ist der Beitrag der Rückseite zur Ausgangsleistung der Solarzelle beträchtlich, er beträgt beispielsweise für einen RS-Fingerabstand von 1 mm ca. 6 mW/cm<sup>2</sup>, was 26 % der VS-Leistung von 23 mW/cm<sup>2</sup> entspricht und die Gesamtleistung der Solarzelle auf ca. 29 mW/cm<sup>2</sup> erhöht. Je schlechter die RS-Passivierung wird, desto kleiner wird auch der Beitrag der Rückseite zur Gesamtleistung der Solarzelle, so daß beispielsweise bei einem  $S_{0,back}$  von 10000 cm/s und einem RS-Fingerabstand von 1 mm der Beitrag der Rückseite zur Gesamtleistung der Solarzelle gerade noch 5% beträgt (20.5 mW/cm<sup>2</sup> Gesamtleistung und 1 mW/cm<sup>2</sup> RS-Beitrag). Der moderate Einfluß des RS-Fingerabstandes auf die Ausgangsleistung der Solarzelle tritt in dieser Betrachtung vor den großen Änderungen im  $S_{0,back}$  des Zwischenfingergebietes der Solarzellenrückseite zurück.

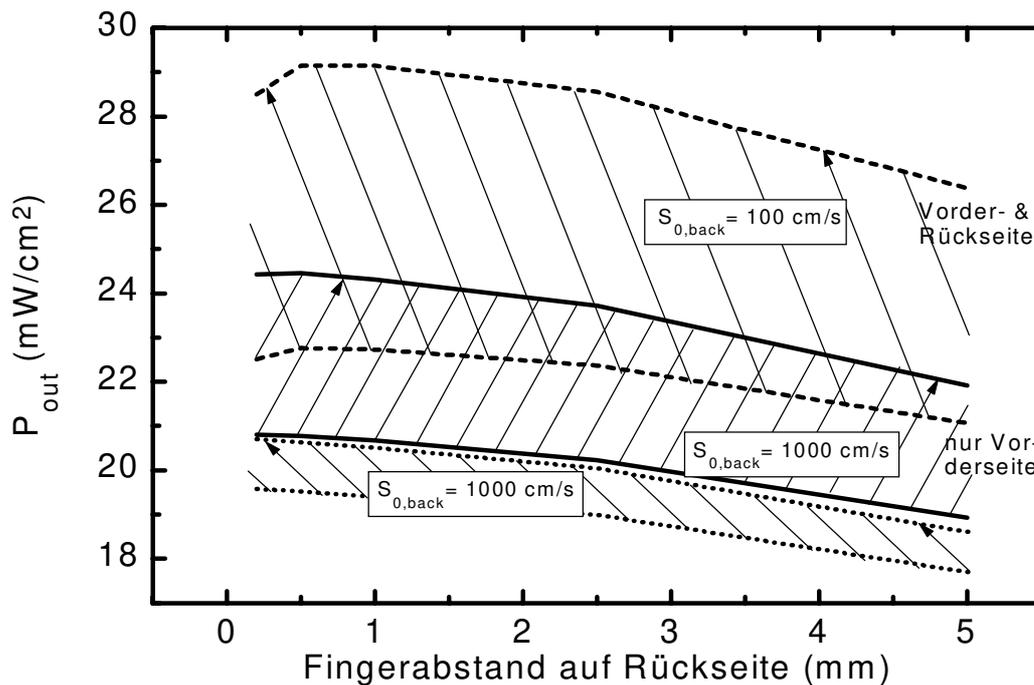


Abb. 4.11 2D-Simulation der Ausgangsleistung einer  $1.5\text{-}\Omega\text{cm}$  Bifacial-Solarzelle für vorderseitige Beleuchtung (unterer Abschluß eines schraffierten Bereiches) und für beidseitige Beleuchtung (oberer Abschluß eines schraffierten Bereiches) bei unterschiedlich gut passivierten RS-Zwischenfingergebieten. (Unter den Kontakten befindet sich kein BSF.) Eine Bifacial-Anwendung für Zellen dieser Art macht nur für Zellen mit sehr guter RS-Passivierung Sinn, da ansonsten der Ertrag der Rückseite minimal ist.

Es läßt sich also feststellen, daß für die hier simulierten Bifacial-Solarzellen mit nur einem sammelnden pn-Übergang an der Vorderseite eine sehr gute Passivierung des Zwischenfingergebietes der Rückseite unabdingbar für einen großen Beitrag der Rückseite zur Gesamtleistung der Solarzelle ist. Das heißt, die beidseitige Lichtaktivität der in dieser Arbeit entwickelten Solarzellen macht nur Sinn, wenn die Rückseite der Solarzellen sehr gut passiviert ist (vergl. Abb. 1.3).

Ein weiterer interessanter Aspekt bei der Behandlung von Bifacial-Solarzellen, der sich am besten mit Hilfe einer entsprechenden Simulation betrachten läßt, ist die Frage, ob die Leistung einer Bifacial-Solarzelle bei *gleichzeitiger* Bestrahlung größer ist als bei einer Summierung der Einzelleistungen von Vorder- und Rückseite.

Abb. 4.12 zeigt die simulierte Leistung der Bifacial-Solarzelle über dem RS-Fingerabstand bei *gleichzeitiger* Beleuchtung der Vorderseite mit  $100 \text{ mW/cm}^2$  und der Rückseite mit  $30 \text{ mW/cm}^2$  (durchgezogenen Linie) und die Summe der Vorderseiten- und der Rückseitenleistung bei separater Beleuchtung der Vorderseite mit  $100 \text{ mW/cm}^2$  und der Rückseite mit  $30 \text{ mW/cm}^2$  (gestrichelte Linie). Das obere Linienpaar wurde unter der Annahme einer sehr guten Passivierung von  $10 \text{ cm/s}$  im Zwischenfingergebiet der Rückseite der Solarzelle errechnet. Bei einem relativ kleinen RS-Fingerabstand von ca. 1 mm ist

sichtbar, daß die Leistung bei gleichzeitiger Beleuchtung um ca.  $0.6 \text{ mW/cm}^2$  über dem Wert für die Summen der Einzelbeleuchtungen liegt. Das ist fast ausschließlich auf eine Erhöhung der Leerlaufspannung  $V_{OC}$  durch einen erhöhten Strom bei gleichzeitiger Beleuchtung zurückzuführen. (Die bei realen Zellen zusätzlich zu erwartende Erhöhung von  $V_{OC}$  durch die Injektionsabhängigkeit der SiN-Passivierung der Rückseite bei gleichzeitiger Beleuchtung beider Seiten ist in den Simulationsergebnissen nicht sichtbar, da für diese Simulationen keine

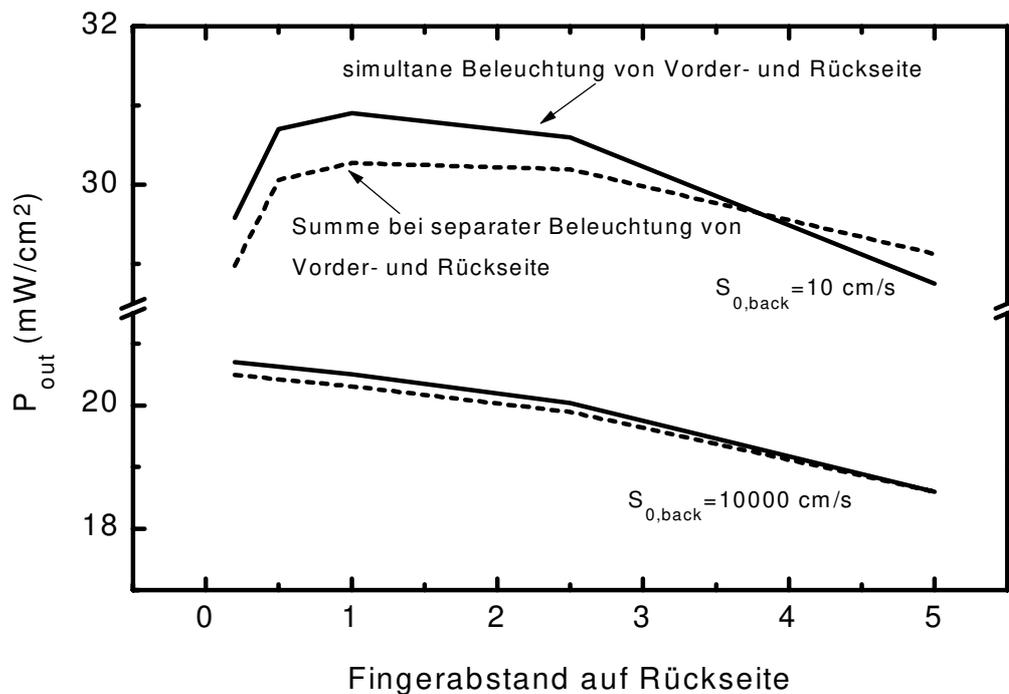


Abb. 4.12 Simulierte Ausgangsleistung einer **gleichzeitig** von beiden Seiten beleuchteten Bifacial-Solarzelle (durchgezogene Linien). Die gestrichelten Linien zeigen die Ausgangsleistung der Bifacial-Zelle, wenn sie **nacheinander** jeweils von nur einer Seite beleuchtet und die Werte anschließend addiert werden.

Injektionsabhängigkeit der Rückseitenpassivierung angenommen wurde.) Das ist darauf zurückzuführen, daß für die Simulation die für von beiden Seiten ist hierbei nicht sichtbar, da für Oberhalb von 4 mm RS-Fingerabstand sinkt jedoch die Kurve für die gleichzeitige Beleuchtung unter die Kurve für die Summe der Einzelbeleuchtungen ab. Das ist zu verstehen, wenn man sich Abb. 4.3 noch einmal näher ansieht.

Aus dieser Abbildung ist zu entnehmen, daß das Verhalten der Bifacial-Solarzellen bei großen RS-Fingerabständen ausschließlich vom  $FF$ -Verhalten und damit von den Serienwiderstandsverlusten bestimmt wird. Bei gleichzeitiger Beleuchtung fließt ein größerer Strom als bei den Einzelbeleuchtungen. Damit ist die Verlustleistung  $I^2R$  bei gleichem Serienwiderstand bei gleichzeitiger Beleuchtung größer als bei der Summe der Einzelbeleuchtungen. Die Solarzellenleistung bei gleichzeitiger Beleuchtung sinkt folglich unter die der Summe der Einzelbeleuchtungen.

Bei einer sehr schlechten Passivierung des Zwischenfingergebietes der Rückseite ( $S_{0,back} = 10000 \text{ cm/s}$ ) gibt es kaum einen Unterschied zwischen der gleichzeitigen Beleuchtung von Vorder- und Rückseite und der Summe der Einzelbeleuchtungen, da die Rückseite fast keinen Beitrag zum Ergebnis liefert und so jeweils fast nur das Ergebnis der Vorderseite gemessen wird.

#### **4.2.5 Zusammenfassung: 2D-Simulation zur Optimierung des Rückseitendesigns**

In diesem Kapitel wurde mit Hilfe des 2D-Simulators DESSIS eine Optimierung des RS-Kontaktfingerabstandes in Bezug auf einen optimalen VS- und RS-Wirkungsgrad einer Bifacial-Solarzelle vorgenommen. Für einen maximalen VS-Wirkungsgrad ergibt sich ein optimaler RS-Fingerabstand von 1 mm, wofür das Füllfaktor-Verhalten der Zelle ausschlaggebend ist. Betrachtet man die Verhältnisse für einen maximalen RS-Wirkungsgrad, so ergibt die Simulation einen optimalen RS-Fingerabstand von 3 mm, was hauptsächlich vom Kurzschlußstrom-Verhalten bestimmt wird.

Eine experimentelle Überprüfung der Designvorgaben der 2D-Simulation ergab eine gute Übereinstimmung mit dem Verhalten der gemessenen Zellparameter in Abhängigkeit vom RS-Fingerabstand.<sup>5</sup>

Betrachtungen zur beidseitigen Beleuchtung der Bifacial-Solarzellen ergaben, daß sich für eine Solarzelle mit nur einem Emitter die beidseitige Lichtaktivität nur dann lohnt, wenn man die Rückseite der Solarzelle sehr gut passiviert.

---

<sup>5</sup> Dafür muß bei der Betrachtung der Simulationsergebnisse der Einfluß des Serienwiderstandes des Kontaktgitters der beleuchteten Oberfläche herangezogen werden.

# 5 Eigenschaften der Bifacial-Rückseite

In diesem Kapitel wird auf die Besonderheiten der neuartigen Rückseite der Bifacial-Solarzellen eingegangen. Bei der Beschreibung ihrer elektrischen Eigenschaften steht die Betrachtung der Auswirkungen eines Kurzschluß-Mechanismus ('Shunt') zwischen der Floating Junction und den Kontakten an der Rückseite im Vordergrund. Im 2. Teil werden die Auswirkungen der Nutzung eines aufgedampften Rückseitenspiegels auf die Bifacial-Solarzellen diskutiert.

## 5.1 Elektrische Eigenschaften der Rückseite von Bifacial-Solarzellen

Um mit Silizium-Solarzellen sehr hohe Wirkungsgrade zu erzielen, muß einerseits das Material eine hohe elektronische Güte aufweisen, andererseits müssen beide Oberflächen möglichst gut passiviert werden. In Abb. 5.1 ist der mit PC-1D berechnete Wirkungsgrad  $\eta$  von  $n^+p$ -Solarzellen in Abhängigkeit von den Oberflächenrekombinationsparametern der Rückseite  $S_{0,back}$  und der Vorderseite  $S_{0,front}$  dargestellt.

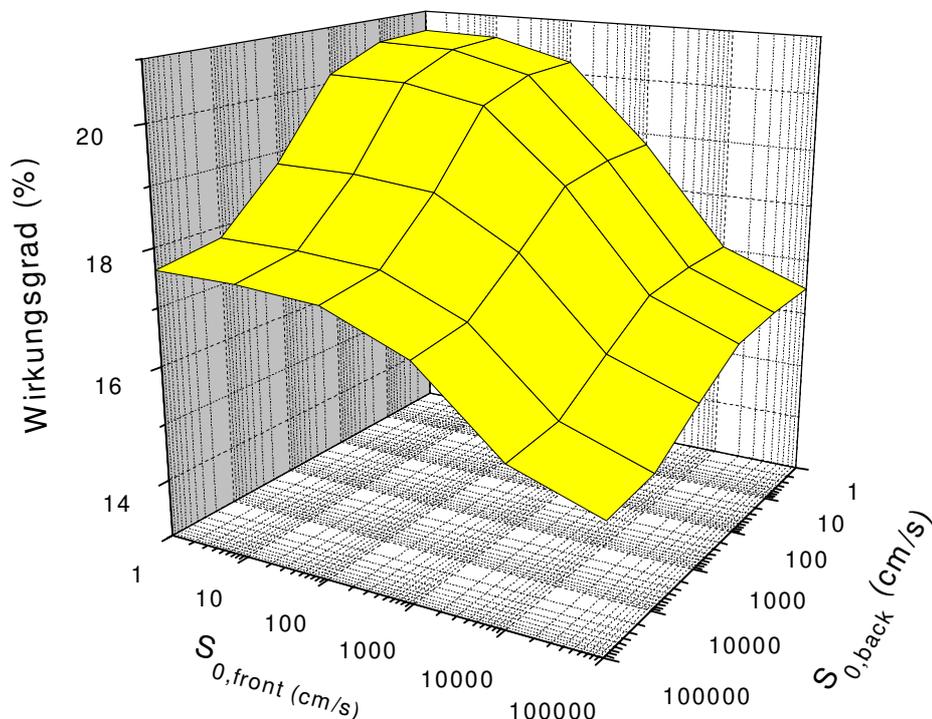


Abb. 5.1 Simulierte Abhängigkeit des VS-Wirkungsgrades einer High-efficiency-Si-Solarzelle von der Passivierung der Vorderseite ( $S_{0,front}$ ) und der Rückseite ( $S_{0,back}$ ). Für den Fall unserer Solarzellen mit einer guten Passivierung der Vorderseite ergibt sich die effektivste Wirkungsgradverbesserung durch eine Absenkung von  $S_{0,back}$ , d.h. eine Verbesserung der Rückseitenpassivierung.

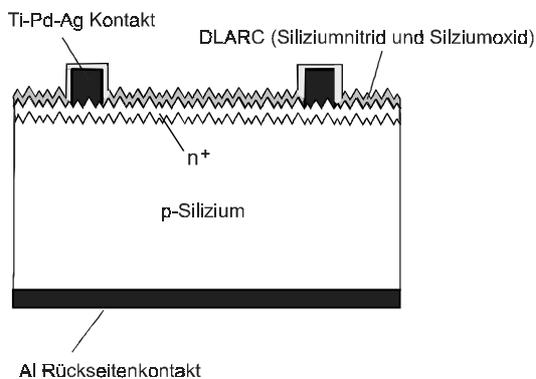
Für Solarzellen mit sehr gut passivierten Vorderseiten, wie im Fall unserer Bifacial-Solarzellen, erhöht eine weitere Verbesserung der Passivierung der Vorderseite - besonders bei  $S_{0,back}$ -Werten über 10000 cm/s - den Wirkungsgrad der Solarzelle nur marginal. Um bei diesen Solarzellen einen sehr hohen Wirkungsgrad zu erreichen, muß eine sehr gute Passivierung der Rückseite erfolgen, wie aus Abb. 5.1 zu entnehmen ist.

Grundsätzlich gibt es zwei verschiedene Arten, die Oberfläche von Solarzellen zu passivieren. Entweder man senkt die Dichte der Oberflächenzustände  $D_{it}$  oder man sorgt dafür, daß eine der beiden Ladungsträgerarten an der Oberfläche stark reduziert ist. Dies kann man zum Beispiel über eine Bandverbiegung erreichen. Die grundlegenden Mechanismen der Oberflächenpassivierung sind im Kapitel 1 dargestellt.

### 5.1.1 Übersicht der verschiedenen Arten des Rückseitendesigns von Silizium-Solarzellen

Für das Design der Rückseite von Solarzellen gibt es, je nach Anforderung, verschiedene Ansätze. Der folgende Überblick soll diese mit ihren Eigenschaften und Einsatzgebieten kurz vorstellen.

#### a) Rückseite mit ganzflächigem ohmschen Aluminiumkontakt

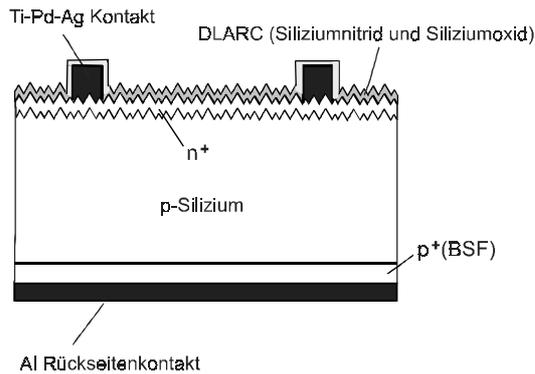


Dieses Rückseitendesign ist die einfachste Art, um die Rückseite von industriellen Solarzellen zu kontaktieren [Mit91]. Sie entsteht durch Aufdampfen von Aluminium oder durch Aufbringen einer aluminiumhaltigen Paste mit anschließendem Sintern. Der Vorteil dieses Rückseitenkontaktes ist die einfache Art der Herstellung. Der ganzflächige Aluminiumkontakt ist angebracht, wenn der Wirkungsgrad der Solarzelle nicht durch die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der

Rückseite  $S_{back}$  limitiert wird, sondern beispielsweise durch das Solarzellenmaterial. Im Falle eines aufgedampften Al-Films werden nach einem 400°-Sintern  $S_{eff,back}$ -Werte von ca. 20000 cm/s gemessen [Ver97].

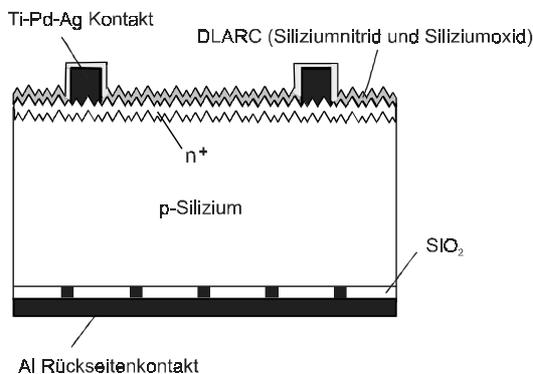
#### b) Rückseite mit ganzflächigem Aluminiumkontakt und einlegiertem Back Surface Field (BSF)

Für diese Art des Rückseitendesigns wird ebenfalls Aluminium auf die Rückseite der Zelle aufgebracht. Hierbei wird jedoch anschließend die Zelle auf  $T > 577^\circ\text{C}$  erhitzt, so daß sich eine Si/Al-Legierung bildet, welche beim Abkühlen eine  $p^+$ -Dotierung erzeugt [Mas91, Koc94, Shi94]. Diese  $p^+p$ -High-Low-Junction erzeugt ein elektrisches Feld, welches die



erzeugten Elektronen daran hindert, den Rückkontakt zu erreichen und dort zu rekombinieren. Dieser Mechanismus, das sogenannte Back Surface Field (BSF), passiviert somit die Solarzellenrückseite relativ effektiv und kann  $S_{eff,back}$ -Werte um 1000 cm/s liefern [Abe90, Lö192].

### c) Siliziumdioxid-passivierte Rückseite mit Aluminium-Punktkontakten



Diese Form des Rückseitendesigns, welche von Blakers et al. an der Universität von New South Wales entwickelt wurde [Bla89], wird bei High-Efficiency-Solarzellen eingesetzt, bei denen eine extrem gute Passivierung der Rückseite unabdingbar ist. Die Passivierungswirkung des Siliziumdioxids ist auf mehrere Faktoren zurückzuführen. Zum einen verringert das Oxid die Dichte der Oberflächenzustände  $D_{it}$  an der Rückseite der Solarzelle sehr stark [Abe94]. Andererseits ruft das

Oxid an der Rückseite eine Bandverbiegung hervor. Diese ist auf positive Oxidladungen und auf die Austrittsarbeitdifferenzen im System Si-Al zurückzuführen [Abe91a]. Mit dieser Art der Passivierung werden am 1-Sonnen-MPP flächengemittelte  $S_{eff,back}$ -Werte von unter 100 cm/s erreicht [Ver97]. Die Passivierung der Rückseite läßt sich noch weiter verbessern, wenn unter den Aluminiumkontakten lokal eine  $p^+$ -Diffusion, ein sogenanntes lokales Back Surface Field gesetzt wird. Der Nachteil dieses Rückseitendesigns ist jedoch die relativ aufwendige Herstellung.

### d) Rückseitenpassivierung durch eine sogenannte Floating Junction

Diese Art der Rückseitenpassivierung hat gerade in jüngster Zeit verstärkt Beachtung gefunden, da sie wegen ihres relativ geringen Herstellungsaufwandes und der guten Passiviereigenschaften ein großes Zukunftspotential für die Passivierung von High-Efficiency-Zellen in der Solarzellen-Produktion hat [Ebo94, Alt97]. Sie entsteht, indem man in  $p$ -Silizium eine  $n^+$ -Schicht an der Rückseite einbringt. Diese  $n^+p$ -Diode an der Rückseite wird jedoch im Gegensatz zum  $n^+$ -Vorderseitenemitter nicht kontaktiert, so daß dort das Potential "schwebend" ist. Daher die englische Bezeichnung "floating junction". Mit ihr können  $S_{eff,back}$ -Werte von weniger als 100 cm/s erreicht werden [Gha91].

Alternativ ist eine Floating Junction auch durch Aufbringen einer Siliziumnitridschicht auf die Rückseite der Solarzelle herstellbar. Durch die festen, positiven Ladungen in der Silizium-

nitridschicht wird im  $p$ -Silizium eine negativ geladene Inversionsschicht erzeugt, die hervorragende Passiviereigenschaften aufweist [Lau96].

Da diese Art der Passivierung auch auf der Rückseite der in dieser Arbeit entwickelten Bifacial-Solarzellen eingesetzt wird, soll die Floating-Junction-Passivierung im folgenden näher untersucht werden.

## 5.1.2 Passivierung der Rückseite von Bifacial-Solarzellen

### 5.1.2.1 Floating-Junction-Passivierung durch Diffusion

Wie schon im Grundlagenkapitel ausführlich beschrieben, beruht die Passivierwirkung der Floating Junction auf der Bandverbiegung, die durch die  $n^+$ -Schicht an der Rückseite der Silizium-Solarzelle mit  $p$ -dotierter Basis verursacht wird. Die an dieser Floating Junction (Rückseitendiode) anliegende Spannung bestimmt die Güte der Rückseitenpassivierung. Wie Modellrechnungen gezeigt haben [Hon94], beträgt diese Spannung schon unter  $J_{sc}$ -Bedingungen mehr als 500 mV. Bei  $V_{oc}$ -Bedingungen steigt sie auf Werte, die der an der Vorderseitendiode anliegenden Spannung entsprechen.

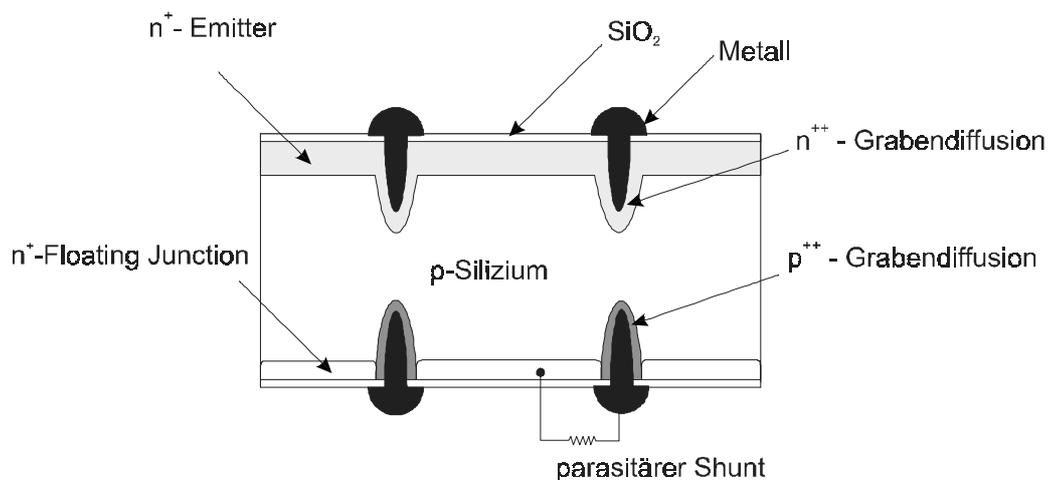


Abb. 5.2 Doppelseitige Buried-Contact Solarzelle, bei der ein parasitärer Shunt-Strompfad zwischen Floating Junction und RS-Kontakt die Rückseitenpassivierung der Zelle stark negativ beeinflusst.

Probleme bei der Floating-Junction-Passivierung können durch parasitäre Kurzschlüsse ('Shunts') zwischen der Floating Junction und der Basis der Solarzelle auftreten, wie sie bei der Double-sided buried contact (DSBC) - Solarzelle [Hon96] beobachtet wurden. Deren schematische Darstellung ist in Abb. 5.2 gezeigt.

Die Abhängigkeiten der Solarzellenparameter vom Shuntwiderstand wurden mit PC-1D simuliert und in Abb. 5.3 dargestellt [Hon94]. Die Shunt-Leitfähigkeit zwischen der Floating Junction und der Basis der Solarzelle reduziert die Spannung über der Floating Junction und

verschlechtert somit die Passivierung der Rückseite der Solarzelle. Unter  $J_{sc}$ -Bedingungen bietet sie einen direkten Rekombinationspfad für Minoritätsladungsträger, welche von der Rückseitendiode eingesammelt werden. Das verringert den Kurzschlußstrom der Solarzelle schon bei kleinen Shunt-Leitfähigkeiten beträchtlich. Mit größer werdender Shunt-

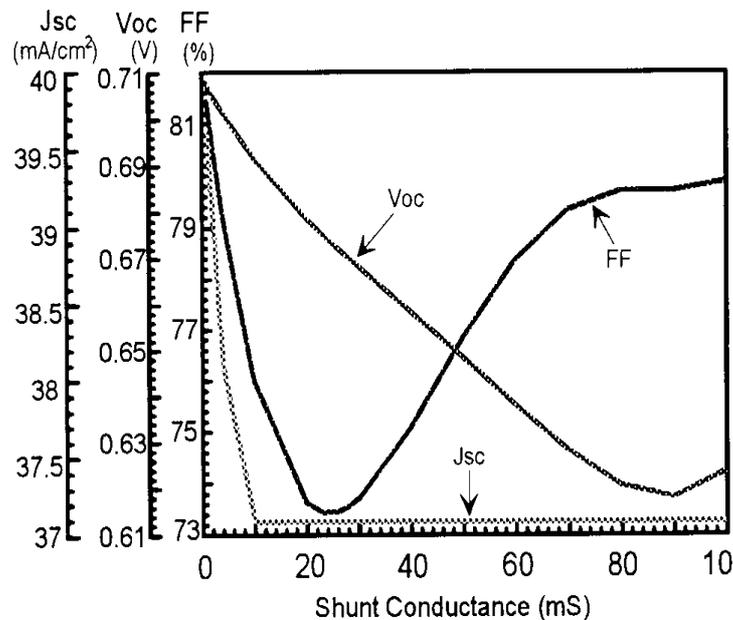


Abb. 5.3 Simulierte Abhängigkeit der Solarzellenparameter einer doppelseitigen Buried-Contact-Solarzelle von der shunt-Leitfähigkeit zwischen floating junction und RS-Kontakt der Solarzelle. Am stärksten sinkt der Kurzschlußstrom  $J_{sc}$  mit steigender shunt-Leitfähigkeit (Abb. aus [Hon94]).

Leitfähigkeit nimmt die Spannung an der Rückseitendiode durch das Abfließen von immer mehr Ladungsträgern über den Shunt ab, was die Rekombination an der Rückseite weiter erhöht und nach  $J_{sc}$  auch die Spannung am Maximum-Power-Point (MPP) (und somit den Füllfaktor) verringert.

Unter  $V_{oc}$ -Bedingungen erreicht ein relativ großer Strom die Floating Junction (injiziert von der Vorderseitendiode) und spannt diese maximal vor. Damit ist die Rückseite bei kleinen Shunt-Leitfähigkeiten immer noch sehr gut passiviert und deren Einfluß auf  $V_{oc}$  ist relativ klein. Die Abnahme von  $V_{oc}$  trägt erst bei relativ großen Shunt-Leitfähigkeiten merklich zu den Gesamtverlusten an der Solarzelle bei. Bei sehr großen Shunt-Leitfähigkeiten steigt der Füllfaktor zwar wieder an, allerdings ist nun die Rückseite praktisch völlig unpassiviert, so daß insgesamt auch hier eine starke Verringerung des Wirkungsgrades der Solarzelle eintritt.

### 5.1.2.2 Influenzierte Floating-Junction-Passivierung

Die Rückseite der in dieser Arbeit entwickelten Bifacial-Solarzellen ist mit Remote-Plasma-Siliziumnitrid passiviert. Die Passivierungswirkung dieser Schicht beruht, ähnlich wie bei einer

Phosphor-Dotierung der oberflächennahen Schicht von *p*-Silizium, hauptsächlich auf einer Bandverbiegung. Diese wird durch feste, positive Ladungen in der Siliziumnitridschicht hervorgerufen. Dieser "influenzierte Emitter" an der Rückseite der Solarzelle wird nicht kontaktiert und bildet somit ebenfalls eine Floating Junction.

Es stellt sich die Frage, ob zwischen der Floating-Junction-Passivierung mittels Diffusion und der Floating-Junction-Passivierung mittels Inversionsschicht Ähnlichkeiten im Verhalten bezüglich der Shunt-Leitfähigkeit an der Rückseite bestehen.

Zur Klärung dieser Frage eignet sich besonders die sogenannte LBIC-Methode (LBIC = Laser Beam Induced Current), da der Strom, wie im vorigen Abschnitt gezeigt, besonders stark von der Shunt-Leitfähigkeit zwischen Basis und Floating Junction beeinflusst wird. Dabei wird orts aufgelöst über die mit konstantem Biaslicht beleuchtete Solarzelle der *zusätzliche* Strom gemessen, welcher durch das gepulste Licht eines fokussierten Lasers von der Solarzelle

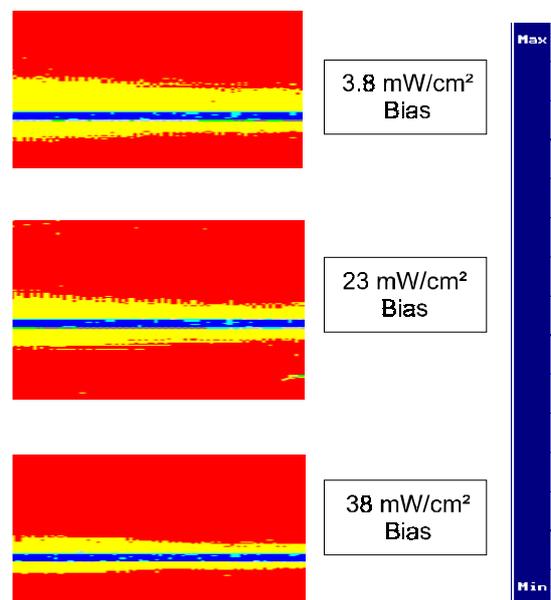


Abb. 5.4 LBIC-Scans eines RS-Ausschnittes einer am ISFH hergestellten Bifacial-Solarzelle. Der Ausschnitt um einen RS-Kontakt herum wurde bei drei verschiedenen Bias-Beleuchtungen vermessen. Der orange Bereich repräsentiert hohe Stromwerte, der gelbe Bereich steht für einen leicht abgesenkten Strom und der blaue Bereich liefert nur einen minimalen Strom (Kontaktfinger). Mit steigender Bias-Beleuchtung wird der Bereich des abgesenkten Stromes um den Kontaktfinger herum schmaler.

erzeugt wird. Abb. 5.4 zeigt drei LBIC-Scans eines Ausschnitts der Rückseite einer Bifacial-Solarzelle mit Siliziumnitrid-Passivierung. Der dunkle, waagrecht verlaufende Streifen ist jeweils ein Metallfinger der Rückseitengitters. Der Ausschnitt wurde bei 3 verschiedenen Bias-Beleuchtungen vermessen. In allen 3 Bildern ist der 100  $\mu\text{m}$  breite Kontaktfinger durch einen sehr geringen Strom gekennzeichnet, was hier durch eine dunkelblaue Färbung dargestellt wird. Bei sehr geringer Bias-Beleuchtung (oberes Bild) ist zu sehen, daß auf jeder Seite ein 300-400  $\mu\text{m}$  breiter Streifen um den Linienkontakt herum (gelber Bereich) einen

10% niedrigeren Strom liefert als Gebiete, die vom Kontakt relativ weit entfernt sind (oranger Bereich). Mit zunehmender Bias-Beleuchtung (mittleres und unteres Bild) wird dieser Streifen schmaler. Ab einer Bias-Beleuchtung von  $35 \text{ mW/cm}^2$  sättigt die Breite des Streifens, wobei sich der Bereich des abgesenkten Stromes nach beiden Seiten je  $150\text{-}200 \mu\text{m}$  weit erstreckt.

Wie läßt sich diese Abhängigkeit erklären ?

Abb. 5.5 zeigt eine schematische Darstellung der Rückseite der Solarzelle, links mit kleiner, rechts mit einer großen Bias-Beleuchtung. Die farbigen Bereiche stellen die mit der LBIC-Methode gemessenen Ströme dar (rot: großer Strom, gelb: geringer Strom). Das Gebiet um den Kontaktfinger läßt sich in 3 verschiedene Gebiete einteilen, die in Abbildung 5.5 mit A, B und C bezeichnet sind. Das Verhalten dieser Gebiete bezüglich des LBIC-Stromes hängt dabei von der Intensität der Bias-Beleuchtung ab.

**Bereich A:** Ist der betrachtete Punkt sehr weit vom Kontakt entfernt, so ist der Widerstand des Shunt-Pfades<sup>1</sup> aufgrund der großen Entfernung zum Kontakt sehr groß. Damit spielt der Shunt-Verlustmechanismus, unabhängig von der Bias-Beleuchtung, in Bereich A keine Rolle. Die Rückseitenpassivierung durch die Floating Junction wird nicht beeinträchtigt und somit wird ein großer Strom mit der LBIC-Methode gemessen.

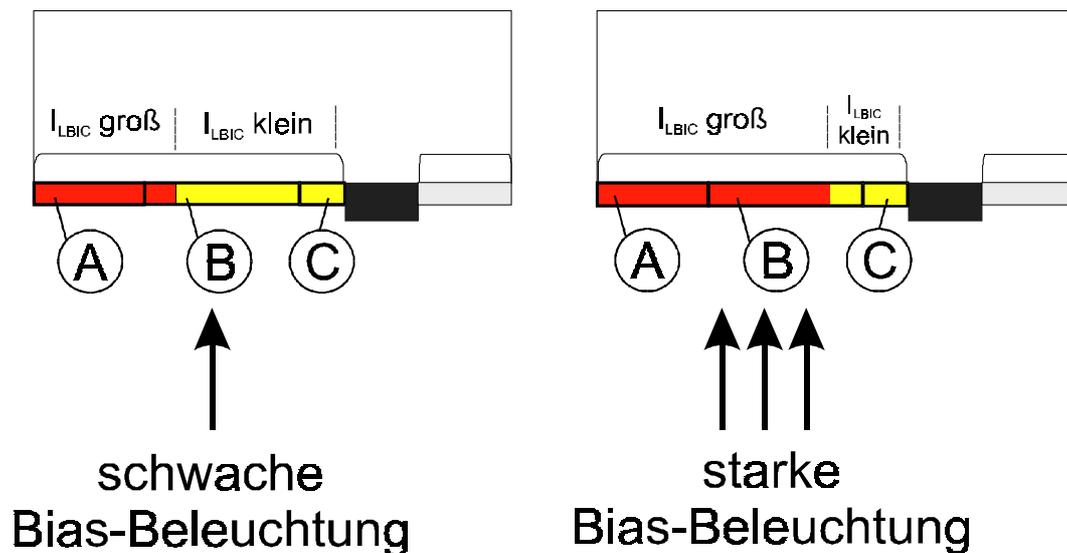


Abb. 5.5 Schematische Darstellung einer Bifacial-Rückseite zur Verdeutlichung der Vorgänge nahe des Rückseitenkontaktes.

**Bereich B:** Dieser Bereich liegt näher am Kontakt, so daß hier der Einfluß des Shunt-Strompfades zunehmend größer wird. Man kann sich das Verhalten der Rückseite der

<sup>1</sup> Der gesamte Widerstand dieses Shunt-Pfades setzt sich zusammen aus dem Schichtwiderstand der Floating Junction und dem eigentlichen Shunt zwischen Floating Junction und Kontakt.

Solarzelle im Bereich B mit Hilfe eines Ersatzschaltbildes, welches in Abb. 5.6 dargestellt ist, verdeutlichen.

Für Elektronen, die durch Diffusion in die Floating Junction im Zwischenfingergebiet der Rückseite der Solarzelle gelangen, gibt es 2 verschiedene Strompfade.<sup>2</sup> Entweder die Elektronen fließen über die Rückseiten-Junction, (im Ersatzschaltbild von Abb. 5.6 als Diode dargestellt) in die Basis zurück oder sie fließen über den Shunt-Pfad zwischen Floating Junction und Basis (in Abb. 5.6 als Widerstand dargestellt).

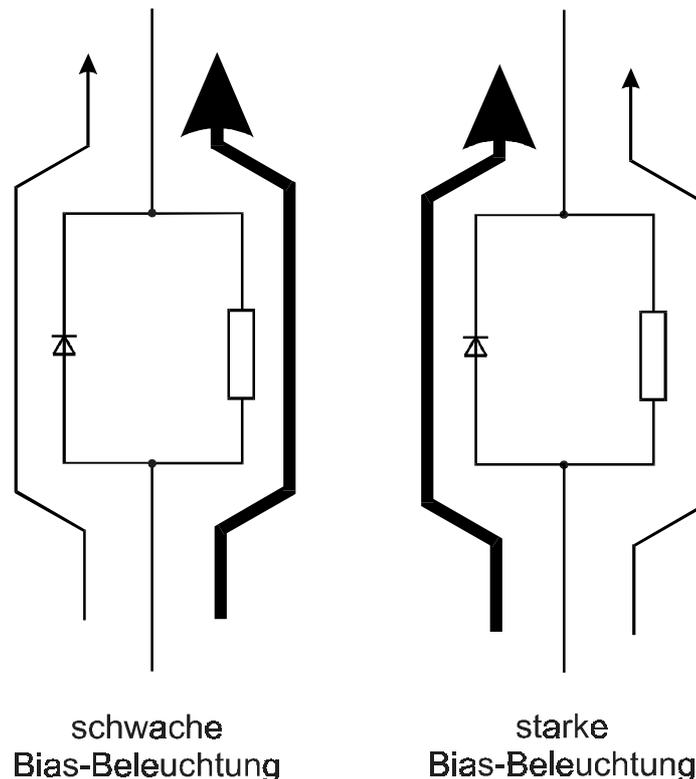


Abb. 5.6 Ersatzschaltbild zur Verdeutlichung der Vorgänge in Bereich B der Rückseite der Bifacial-Solarzelle in Abb. 5.5. Die Dicke der Pfeile zu beiden Seiten des Ersatzschaltbildes gibt die Stärke des über den jeweiligen Pfad fließenden Stromes an.

*Fall 1 (kleine Bias-Beleuchtung):* Bei einer kleinen Bias-Beleuchtung der Rückseite der Solarzelle (linke Seite von Abb. 5.6) ist die Floating Junction nur gering vorgespannt (d. h. nicht "durchgeschaltet") und stellt somit für die Elektronen im Vergleich zum konkurrierenden Shunt-Pfad einen großen Widerstand dar. Ein großer Teil der Elektronen wird also bei niedriger Beleuchtung über den Shunt-Pfad lateral abfließen und am Rückkontakt rekombinieren. Ein großer Teil von Bereich B wird also bei geringer Bias-Beleuchtung vom Shunt-Verlustmechanismus beeinflusst und somit wird der LBIC-Strom im größten Teil von Bereich B abgesenkt (gekennzeichnet durch gelbe Färbung im Bereich B auf der linken Seite von Abb. 5.5).

<sup>2</sup> An dieser Stelle wird Rekombination *innerhalb* der Floating Junction nicht berücksichtigt.

*Fall 2 (große Bias-Beleuchtung):* Wird die Bias-Beleuchtung jedoch erhöht (rechte Seite von Abb. 5.6), so wird die Floating Junction stark vorgespannt (d. h. "durchgeschaltet"), das heißt, sie stellt einen kleinen Widerstand gegenüber dem Widerstand des Shunt-Pfades dar. Der größte Teil der Elektronen wird nun über die Floating Junction fließen. Diese Elektronen tragen zum Kurzschlußstrom, der mit der LBIC-Methode gemessen wird, bei. Somit wird bei großer Bias-Beleuchtung im größten Teil von Bereich B ein hoher LBIC-Strom gemessen (gekennzeichnet durch rote Färbung im Bereich B auf der rechten Seite von Abb. 5.5).

**Bereich C:** Dieser Bereich grenzt direkt an den Rückseitenkontaktfinger an, so daß dort immer ein geringer Shunt-Widerstand bzw. eine hohe Shunt-Leitfähigkeit vorhanden ist, die nicht durch ein Durchschalten der Rückseitendiode überkompensiert werden kann. In diesem Bereich wird also immer der Shunt-Verlustmechanismus dominieren. Somit wird in Bereich C unabhängig von der Bias-Beleuchtung nur ein geringer Strom mit der LBIC-Methode detektiert (gelbe Färbung in Bereich C auf der rechten und linken Seite von Abb. 5.5).

Außerdem wirkt im Bereich direkt um den Kontakt zusätzlich noch ein Rekombinationsmechanismus,<sup>3</sup> auf den bei Aberle [Abe91a] eingegangen wird, hier aber nicht näher behandelt werden soll.

### **5.1.3 Zusammenfassung:** *Elektrische Eigenschaften der Rückseite von Bifacial-Solarzellen*

Es wurden verschiedene Arten der Rückseitenpassivierung erläutert, wobei eine Floating Junction aufgrund ihres relativ geringen Herstellungsaufwandes verbunden mit einer sehr guten Passivierung eine attraktive Möglichkeit zur Passivierung der Rückseite von Bifacial-Solarzellen darstellt. Anhand eines Beispiels für den Einsatz einer Floating-Junction-Passivierung, der beidseitig lichtempfindlichen Buried-Contact-Solarzelle, wurden die Probleme erläutert, die im Zusammenhang mit einem Shunt zwischen der Floating Junction und dem Rückkontakt auftreten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals gezeigt, daß gleichartige Shunt-Mechanismen auch in einer influenzierten Floating Junction, wie sie an unseren Bifacial-Solarzellen verwendet wird, nachzuweisen sind. Allerdings ist dieser Shunt-Verlustmechanismus nur unter Schwachlichtbedingungen wirksam, so daß bei unseren Bifacial-Solarzellen keine Beeinträchtigung des Wirkungsgrades der Zellen unter 1-Sonnen-Bedingungen festzustellen ist.

---

<sup>3</sup> Aufgrund der Diffusion der Elektronen innerhalb der p-dotierten Basis werden auch die an den Kontakt angrenzenden Bereiche der Rückseite von der erhöhten Rekombination beeinflusst, und zwar alle Minoritätsladungsträger, die im Bereich einer Zelldicke (hier: 200 µm) vom Kontakt entfernt erzeugt werden [Abe91a].

## 5.2 Optische Eigenschaften der Rückseite von Bifacial-Solarzellen

Das charakteristische Merkmal von Bifacial-Solarzellen ist die "offene" Rückseite, das heißt, die Rückseite dieser Solarzellen ist nicht wie bei konventionellen Solarzellen mit einem ganzflächigem Metall-Rückkontakt bedeckt. So kann auch Licht, welches durch die Rückseite in die Solarzelle gelangt, in Strom umgewandelt werden.

Bedingt durch diese "offene" Rückseite tritt jedoch ein Teil des Sonnenlichtes, welches durch die Vorderseite in die Solarzelle eindringt, wieder durch die Zellenrückseite aus. Dieses Licht steht nicht mehr zur Umwandlung in Strom zur Verfügung und bedeutet somit einen Verlust für den Wirkungsgrad der Solarzellen.

### 5.2.1 Vergleich einer Bifacial-Rückseite und einer Rückseite mit Al-Spiegel

Um die optischen Verluste, die durch die "offene" Rückseite der Solarzelle entstehen, zu quantifizieren, wurde die Reflexion einer Bifacial-Solarzelle mit 2 verschiedenen Rückseitenkonfigurationen gemessen. Diese Messungen sind in Abb. 5.7 dargestellt. Die untere Kurve

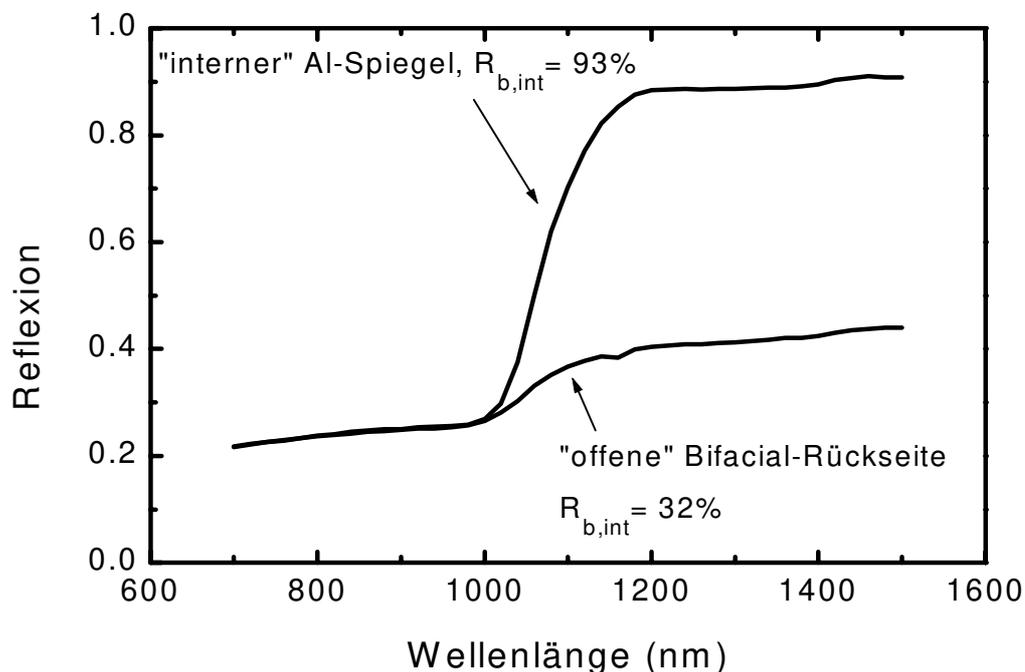


Abb. 5.7 Gemessene hemisphärische Reflexion einer Bifacial-Solarzelle mit planarer  $\text{SiO}_2$ -passivierter Vorderseite. Untere Kurve: Bifacial-Solarzelle mit offener Rückseite; obere Kurve: gleiche Bifacial-Solarzelle mit aufgedampfter Aluminiumschicht auf der Rückseite. Die interne Rückseitenreflektivität  $R_{b,int}$  wurde durch einen Fit an ein optisches Modell von Basore [Bas93] bestimmt.

zeigt das Reflexionsverhalten der Bifacial-Solarzelle mit einer Standard-Bifacialrückseite, deren Herstellung in Kapitel 2 beschrieben ist. Die obere Kurve zeigt das Reflexionsverhalten der gleiche Zelle, nachdem auf deren Rückseite ein 3  $\mu\text{m}$  dicker Aluminium-Film aufgedampft wurde. Dieser Aluminium-Film wirkt für das langwellige Licht, welches an die Rückseite der Solarzelle gelangt, als Spiegel. Die Vorderseite der Zelle ist poliert und besitzt eine (nicht-optimale) Antireflexschicht aus  $\text{SiO}_2$ .

Im Bereich zwischen 700 nm und 1000 nm sind die Reflexionswerte der Zelle mit und ohne RS-Spiegel gleich groß (20 bis 25%), da ihr Vorderseitendesign identisch ist und dieses Licht die Zellrückseite nicht erreicht. Danach steigt die Reflexion der Zelle zwischen 1000 nm und 1100 nm relativ stark an, um ab 1200 nm je nach Art der Rückseite in einem bestimmten Bereich zu sättigen (ca. 40% Reflexion für die Bifacial-Rückseite und ca. 90% Reflexion für die Rückseite mit Aluminium-Spiegel).

Die Reflexion der Solarzellen wird für Licht mit Wellenlängen  $> 1200$  nm fast ausschließlich von der Rückseiten-Reflektivität bestimmt, so daß die Reflexion oberhalb dieser Wellenlänge ein Maß dafür ist, wieviel Licht von der Rückseite in die Solarzelle zurückreflektiert wird. Über einen Fit der Reflexionsspektren von Abb. 5.7 an ein analytischen Modell von Basore [Bas93], welches in dem Programm IQE-1D von Brendel [Bre96] verarbeitet ist, läßt sich die interne Rückseitenreflektivität<sup>4</sup>  $R_{b,int}$  bestimmen. Für die Zelle mit Bifacial-Rückseite beträgt  $R_{b,int}$  31%, während nach dem Aufbringen des Aluminium-Rückseitenspiegels 93% für  $R_{b,int}$  ermittelt wurden.

Tab. 5.1 Simulierte Zellparameter zweier identischer Zellen mit und ohne Al-RS-Spiegel.

Simulationsparameter für PC-1D	Ergebnisse	
	Solarzelle mit Bifacial- Rückseite $R_{b,int}=31\%$	Solarzelle mit Aluminium- Rückseitenspiegel $R_{b,int}=93\%$
Zelldicke: 300 $\mu\text{m}$ $p$ -Typ Silizium, 1 $\Omega\text{cm}$ $n$ -Typ Emitter: $N_s = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ $x_j = 0.5 \mu\text{m}$ $S_{0,front} = 2000 \text{ cm/s}$ $S_{0,back} = 200 \text{ cm/s}$ $R_{f,int} = 85\%$ , Vorderseite: $\text{SiO}_2$ (70 nm, $n = 1.46$ )	$I_{SC} = 30.7 \text{ mA/cm}^2$  $V_{OC} = 658.4 \text{ mV}$  FF = 73.7 %  $\eta = 14.9 \%$	$I_{SC} = 31.9 \text{ mA/cm}^2$  $V_{OC} = 659.6 \text{ mV}$  FF = 73.2 %  $\eta = 15.4 \%$

<sup>4</sup> Die interne Rückseitenreflektivität  $R_{b,int}$  gibt an, wieviel Prozent des an die Rückseite der Solarzelle gelangenden Lichtes von dieser Grenzfläche in die Solarzellenbasis zurückreflektiert wird.

Mit diesen Parametern läßt sich mit dem Simulationsprogramm PC-1D [Bas96] der Verlust im Vorderseitenwirkungsgrad, der durch die Transmission von Licht durch die offene Bifacial-Rückseite im Vergleich zu einer Rückseite mit Aluminium-Spiegel entsteht, sehr gut quantifizieren. Die Parametersätze wurden so gewählt, daß die hier vermessenen Solarzellen durch die Simulation möglichst gut repräsentiert werden. Sie sind zusammen mit den Ergebnissen der Simulation in Tabelle 5.1 dargestellt.

Für die Solarzelle mit Bifacial-Rückseite wurde ein Kurzschlußstrom  $J_{SC}$  von  $30.7 \text{ mA/cm}^2$  errechnet, was bei einer Leerlaufspannung von  $658.4 \text{ mV}$  und einem Füllfaktor von  $73.7\%$  einem Wirkungsgrad von  $14.9\%$  entspricht. Nach der Aufdampfung des Aluminium-Rückseitenspiegels hat die Zelle dagegen einen Kurzschlußstrom von  $31.9 \text{ mA/cm}^2$ . Mit einer Leerlaufspannung von  $659.6 \text{ mV}$  und einem Füllfaktor von  $73.2\%$  errechnet sich jetzt ein Wirkungsgrad von  $15.4 \%$ .

Aus Tabelle 5.1 läßt sich ablesen, daß durch das Aufbringen eines Rückseitenspiegels auf eine Bifacial-Solarzelle der beschriebenen Art ein Stromgewinn von  $1.2 \text{ mA/cm}^2$  zu erwarten ist, was einer Wirkungsgraderhöhung von  $0.5\%$  (absolut) entspricht.

Um diese Simulationen durch experimentelle Untersuchungen zu verifizieren, wurden Bifacial-Solarzellen (mit  $200 \mu\text{m}$  und  $300 \mu\text{m}$  Dicke) hergestellt und deren J-V-Kennlinie vermessen. Anschließend wurde die Rückseite dieser Solarzellen ganzflächig mit  $3 \mu\text{m}$  Aluminium bedampft. Die Ergebnisse dieses Experiments sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

Tab. 5.2 Gemessene Zellparameter an einer Solarzelle mit offener Bifacial-RS bzw. mit aufgedampften Al-RS-Spiegel.

Zellart	mit Bifacial-Rückseite	nach Aufdampfen des Aluminium-Rückseitenspiegel
<b>200 <math>\mu\text{m}</math> Dicke (AH5702D)</b>	$I_{SC} = 28.9 \text{ mA/cm}^2$ $V_{OC} = 635 \text{ mV}$ $FF = 79.9 \%$ $\eta = 14.6 \%$	$I_{SC} = 29.3 \text{ mA/cm}^2$ $V_{OC} = 634 \text{ mV}$ $FF = 79.5 \%$ $\eta = 14.8 \%$
<b>300 <math>\mu\text{m}</math> Dicke (AH5703B)</b>	$I_{SC} = 30.3 \text{ mA/cm}^2$ $V_{OC} = 645 \text{ mV}$ $FF = 80.4 \%$ $\eta = 15.7 \%$	$I_{SC} = 30.5 \text{ mA/cm}^2$ $V_{OC} = 641 \text{ mV}$ $FF = 79.2 \%$ $\eta = 15.5 \%$

Bei beiden Zellen ist tatsächlich eine leichte Stromerhöhung nach dem Aufbringen des Rückseitenspiegels zu sehen. Diese ist jedoch mit  $0.2 \text{ mA/cm}^2$  bei der Zelle mit  $300 \mu\text{m}$  Dicke wesentlich kleiner als die von der Simulation vorhergesagten  $1.2 \text{ mA/cm}^2$ . Des weiteren nehmen  $V_{OC}$  und  $FF$  durch das Aufbringen des Aluminium-Rückseitenspiegels jeweils leicht ab, so daß der Wirkungsgrad der Solarzellen nahezu konstant bleibt.

Wie ist die Diskrepanz zwischen der Simulation und diesem Experiment zu erklären ? Der Meßtisch, auf den die Zellen zur Messung der J-V-Kennlinien aufgelegt werden, besteht aus Messing. So kann Licht, welches aus der Rückseite der Zelle austritt, vom Meßtisch reflektiert werden und wieder durch die Rückseite in die Zelle eindringen. Der Meßtisch wirkt für die Zelle quasi wie ein "externer Rückseitenspiegel". Um herauszufinden, ob diese Reflexion der Grund für die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment ist, wurde die Reflexion einer Bifacial-Solarzelle vermessen, auf deren Rückseite eine Messingplatte befestigt ist. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abb. 5.8 dargestellt. Zum Vergleich sind in Abb. 5.8 auch die Messungen der Zelle mit Bifacial-Rückseite und mit aufgedampftem Aluminium-Rückseitenspiegel gezeigt.

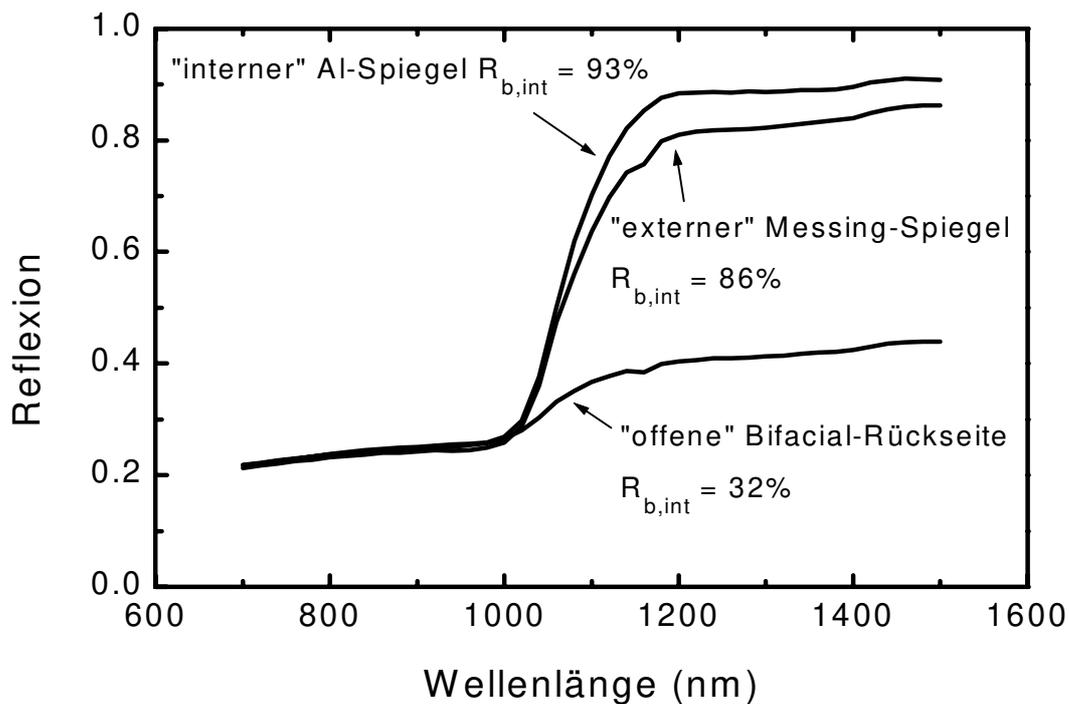


Abb. 5.8 Gemessene hemisphärische Reflexion einer Bifacial-Solarzelle mit offener Rückseite (untere Kurve), mit offener Rückseite und angepreßter Messingplatte (mittlere Kurve), und mit einer aufgedampften Aluminium-Schicht auf der Rückseite (obere Kurve).

Dieser Abbildung kann man entnehmen, daß die Reflexion der Zelle mit Messingplatte für Wellenlängen größer 1200 nm mit ca. 80% der Reflexion der Zelle mit aufgedampften Aluminium-Rückseitenspiegel (ca. 90%) sehr nahe kommt. Der Messingtisch, auf dem die Zellen bei der J-V-Messung aufliegen, wirkt für Zellen mit "offenen" Rückseiten also als ein sehr effektiver Rückseitenspiegel. Dadurch, daß die Bifacial-Zelle bei der Messung auf dem

Messingtisch aufliegt, ergibt sich nach dem Basore-Modell [Bas93] für den internen Rückseitenreflexionsgrad  $R_{b,int}$  statt der ursprünglich angenommenen 31% ein  $R_{b,int}$  von 86%.

Eine Simulation der Bifacial-Zelle mit den neuen Werten für den internen Rückseitenreflexionsgrad, liefert die in Tabelle 5.3 zusammengefaßten Werte. (Zum Vergleich sind die Ergebnisse der Simulation für die Zelle mit aufgedampften Aluminium-Rückseitenspiegel noch einmal aufgeführt.)

Tab. 5.3 Simulierte Zellergebnisse der Bifacial-Solarzelle mit verschiedenen Rückseiten und deren spezifische interne Rückseitenreflektivitäten  $R_{b,int}$ .

Zellart	Bifacial-Zelle ohne Rückseitenspiegel $R_{b,int} = 31\%$	Bifacial-Zelle auf Messingtisch (externer Messing-Rückseitenspiegel) $R_{b,int} = 86\%$	Bifacial-Zelle mit aufgedampftem Aluminium-Rückseitenspiegel $R_{b,int} = 93\%$
$I_{sc}$ (mA/cm <sup>2</sup> )	30.7	31.7	31.9
$V_{oc}$ (mV)	658.4	659.4	659.6
FF (%)	73.7	73.2	73.2
$\eta$ (%)	14.9	15.3	15.4

Ein Vergleich der Simulationsergebnisse in Tabelle 5.3 zeigt, daß die Differenz der Kurzschlußströme zwischen der Bifacial-Zelle auf dem Meßtisch und der Zelle mit Al-Rückseite nur 0.2 mA/cm<sup>2</sup> beträgt. Das entspricht exakt der gemessenen Differenz zwischen den Kurzschlußströmen der untersuchten Solarzellen (siehe Tabelle 5.2). Eine Bifacial-Solarzelle, die auf einem blanken Metalltisch vermessen wird, erhält also durch die Spiegelwirkung des Meßtisches quasi einen externen Rückseitenspiegel, dessen Wirkung bei der Messung beachtet werden muß. In unserem speziellen Fall bringt der Spiegeleffekt des Meßtisches einen Stromgewinn von 1 mA/cm<sup>2</sup>, was einem Wirkungsgradgewinn von 0.4 % (absolut) entspricht. Um derartige Spiegeleffekte zu vermeiden, sollte die Oberfläche des Meßtisches beispielsweise mit einer hochabsorbierenden Beschichtung versehen werden.

### 5.2.2 Kurzschlüsse durch den Rückseitenspiegel

Im vorhergehenden Abschnitt wurde eine Aluminiumschicht auf die Rückseite von Bifacial-Solarzellen aufgedampft, um einen Rückspiegel zu erzeugen. Dieser reflektiert langwelliges Licht, welches durch die Solarzelle hindurch an die Rückseite der Solarzelle gelangt, wieder in die Solarzelle zurück. Damit durchläuft langwelliges Licht die Solarzelle ein zweites Mal

und kann so zusätzlich Ladungsträger erzeugen. Das erhöht den erzeugten Strom und somit den Vorderseitenwirkungsgrad der Solarzelle.

Wie aber in Abschnitt 5.1 gezeigt wurde, existiert an der mit einer Floating Junction passivierten Rückseite der Bifacial-Solarzellen ein Shunt-Verlustmechanismus, der den Wirkungsgrad der Solarzellen bei kleinen Beleuchtungsstärken negativ beeinflusst. Durch das Aufbringen der Aluminiumschicht direkt auf die Rückseite der Bifacial-Solarzelle wird nun ein anderer möglicher Shunt-Verluststrompfad hinzugefügt, der in Abb. 5.9 schematisch dargestellt ist.

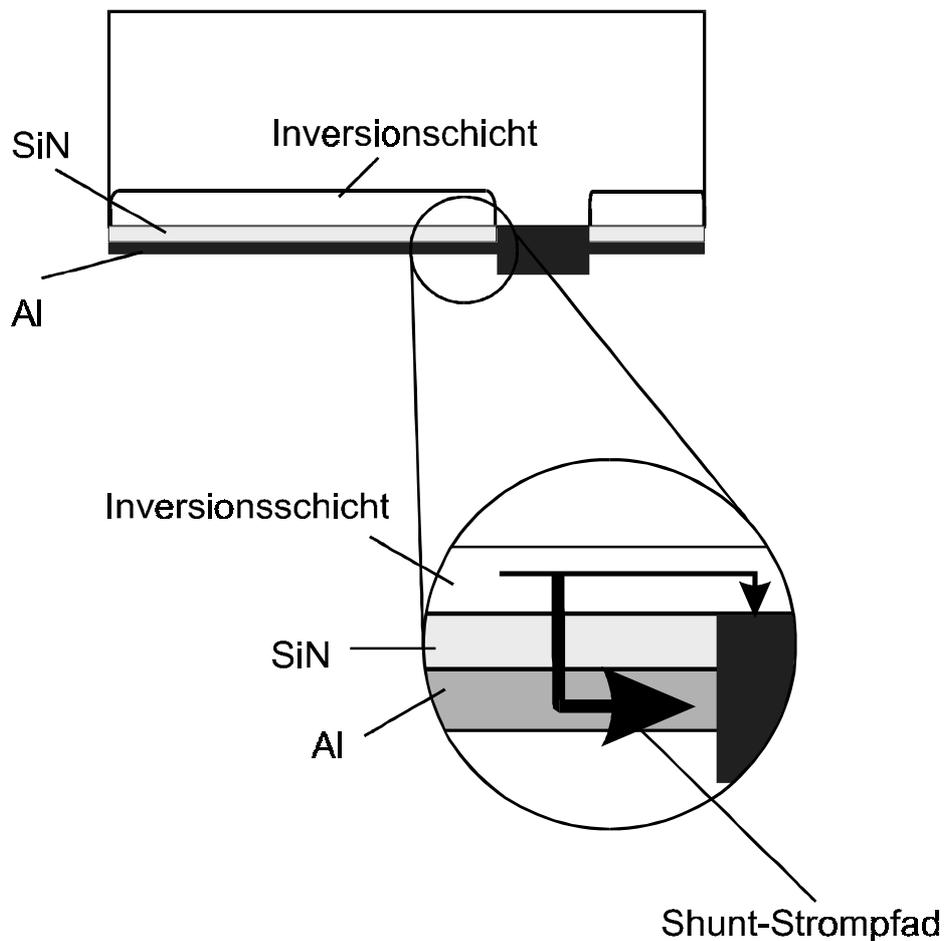


Abb. 5.9 Schematische Darstellung einer Bifacial-Rückseite einer Solarzelle mit aufgedampften Al-RS-Spiegel. Durch diesen eröffnet sich ein weiterer möglicher Shunt-Strompfad durch das Siliziumnitrid hindurch zum Al-Rückseitenkontakt.

Ladungsträger können nun nicht nur entlang der Inversionsschicht zum Rückkontakt gelangen und so Inversionsschicht und Basis kurzschließen. Mit der Aluminiumschicht auf der Rückseite wird es jetzt möglich, daß Ladungsträger durch sogenannte Pinholes (Mikrolöcher bzw. -risse) im Siliziumnitrid in die Aluminiumschicht gelangen und so zum Verluststrom beitragen.

Um herauszufinden, wie sich dieser zusätzliche Shunt-Verlustmechanismus auf den Wirkungsgrad der Solarzellen auswirkt, wurden Bifacial-Solarzellen hergestellt und deren J-V-Kennlinien direkt nach der Herstellung, das heißt mit "offener" Rückseite, vermessen. Danach wurde auf die Rückseite der Bifacial-Solarzellen ein Aluminium-Rückseitenspiegel aufgedampft und die J-V-Kennlinien der Solarzellen wurden erneut vermessen.

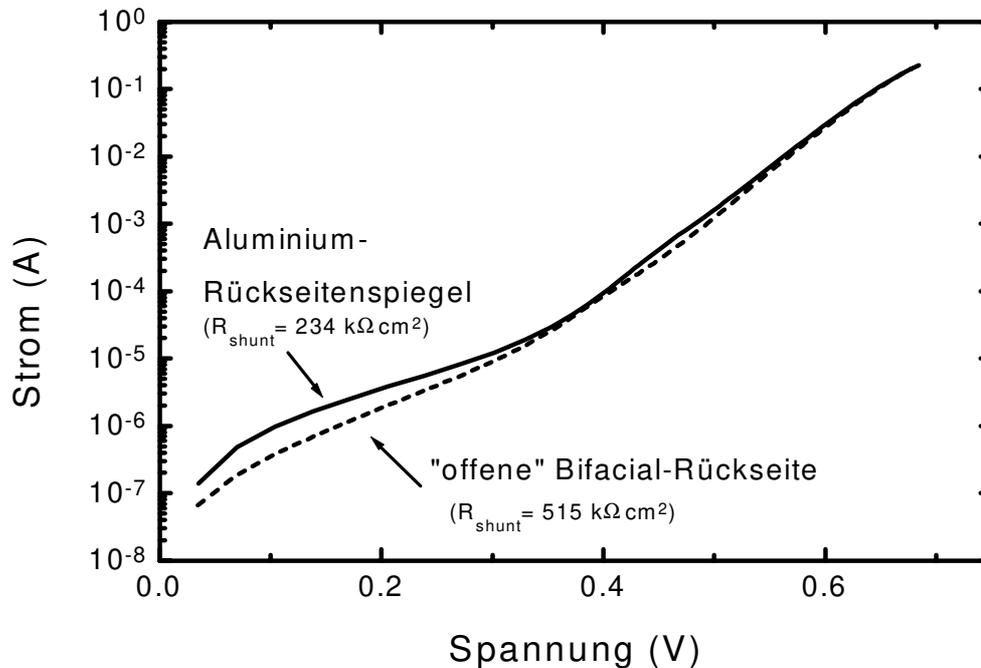


Abb. 5.10 Gemessene Dunkelkennlinien einer Bifacial-Solarzelle mit offener Rückseite (untere Kurve) und der gleichen Solarzelle mit aufgedampftem Al-RS-Spiegel (obere Kurve).

Abb. 5.10 zeigt die im Dunkeln gemessenen J-V-Kennlinien (Dunkelkennlinien) der Bifacial-Zelle mit und ohne Aluminium-Rückseitenspiegel. Während bei höheren Spannungen (ab 400 mV) die Kennlinien nahezu identisch sind, ist im unteren Spannungsbereich nach dem Aufbringen des Aluminium-Rückseitenspiegels ein Abknicken der Kennlinie hin zu höheren Strömen zu erkennen. Im unteren Spannungsbereich ist die Dunkelkennlinie vom Shunt-Verhalten der Solarzelle dominiert [Abe93], so daß man mit

$$R_{Shunt} = \left. \frac{U}{I} \right|_{U=50mV} \quad (5.1)$$

den Shunt-Widerstand  $R_{Shunt}$  ermitteln kann. Der so ermittelte Shunt-Widerstand  $R_{Shunt}$  für die Bifacial-Zelle ohne Rückseitenspiegel ("offene" Rückseite) beträgt  $515 \text{ k}\Omega\text{cm}^2$ . Nach dem Aufbringen des Aluminium-Rückseitenspiegels sinkt  $R_{Shunt}$  auf  $234 \text{ k}\Omega/\text{cm}^2$ .

Das Absinken dieses Shunt-Widerstands, was sich in einem Abknicken der Dunkelkennlinie hin zu höheren Stromwerten manifestiert, deutet auf eine Verstärkung des Shunt-Verlustmechanismus durch das Aufbringen des Aluminiums hin. Diese Verstärkung spielt jedoch nur bei sehr geringen Spannungen eine Rolle, die schon bei sehr kleinen Beleuchtungsstärken von der Solarzelle weit übertroffen werden. Unter Standardtestbedingungen (Beleuchtung:  $1000 \text{ W/m}^2$ ) hat dieser zusätzliche Verlustmechanismus keine Auswirkungen.

### **5.2.3 Zusammenfassung: Optische Eigenschaften der Rückseite von Bifacial-Solarzellen**

In diesem Kapitel wurden die optischen Verluste quantifiziert, die durch die Transmission von Licht durch die "offene" Rückseite der Bifacial-Solarzellen entstehen. Diese Transmissionsverluste können durch Aufbringen eines Rückseitenspiegels vermieden werden. Der Wirkungsgradgewinn für die Vorderseite, der durch Aufbringen eines Aluminium-Rückseitenspiegels erzielt werden kann, beträgt bei Zelldicken von ca.  $300 \mu\text{m}$  0.5% (absolut). Ob das Aufbringen eines solchen Rückseitenspiegels jedoch sinnvoll ist, das heißt, ob die 0.5% Vorderseitenwirkungsgrad-Erhöhung die Vorteile der beidseitigen Lichtempfindlichkeit der Bifacial-Solarzelle mit "offener" Rückseite ausgleichen können, hängt von der jeweiligen Anwendung der Solarzellen ab.

Der aufgedampfte Aluminium-Rückseitenspiegel eröffnet zusätzlich zu dem in Abschnitt 5.1 beschriebenen Shunt-Verlustpfad einen weiteren Verlustpfad, da Ladungsträger durch Pinholes im Siliziumnitrid in die Aluminiumschicht gelangen können und so die Floating Junction und die Basis kurzschließen. Dies konnte anhand einer Erhöhung der Shunt-Leitfähigkeit beim Aufdampfen der Aluminiumschicht nachgewiesen werden. Ähnlich wie bei den Verlustmechanismen in Abschnitt 5.1 wirkt sich dieser Mechanismus jedoch nicht auf den Wirkungsgrad der Solarzelle bei Standardtestbedingungen ( $1000 \text{ W/m}^2$ ,  $25^\circ\text{C}$ ) aus.

Weiterhin wurde festgestellt, daß bei der Messung von Bifacial-Solarzellen die Unterlage (in unserem Fall ein Messingtisch) wie ein Rückseitenspiegel wirkt und so die Meßergebnisse für den Kurzschlußstrom beeinflusst werden können.



# 6 Temperaturverhalten von Bifacial-Solarzellen

Die Rückseiten von Bifacial-Solarzellen besitzen im Gegensatz zu konventionellen Solarzellen ein Kontaktgitter, so daß ein Teil des Lichtes, welches auf die Solarzelle trifft, transmittiert wird. Das trifft in besonderem Maße auf Licht mit Wellenlängen  $\lambda > 1200$  nm zu, welches bei der Absorption in der Zelle nicht mehr zur Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren beiträgt, sondern nur zu einer unerwünschten Erwärmung der Zelle führt. So kann sich die herabgesetzte Absorption von IR-Licht auf das Temperaturverhalten und somit den Wirkungsgrad von Bifacial-Solarzellen auswirken, worauf im ersten Teil des vorliegenden Kapitels eingegangen wird.

Im 2. Teil des Kapitels werden die Strahlungseigenschaften von Bifacial-Solarzellen im Vergleich zu konventionellen Solarzellen besonders im Hinblick auf ihr Temperaturverhalten beim Einsatz im Weltraum untersucht.

## 6.1 Messung der Absorption

Zur Messung der spektralen Reflexion, Transmission und Absorption im Wellenlängenbereich zwischen 600 nm und 2200 nm wird die in Abb. 6.1 schematisch dargestellte Apparatur verwendet. Da bei den zu vermessenden Proben teilweise starke Streuung auftritt, muß für die Reflexion der gesamte Halbraum vor und für die Transmission der gesamte Halbraum hinter der Probe vermessen werden. Dies wird mit Hilfe einer integrierenden Kugel (Ulbrichtkugel) realisiert.

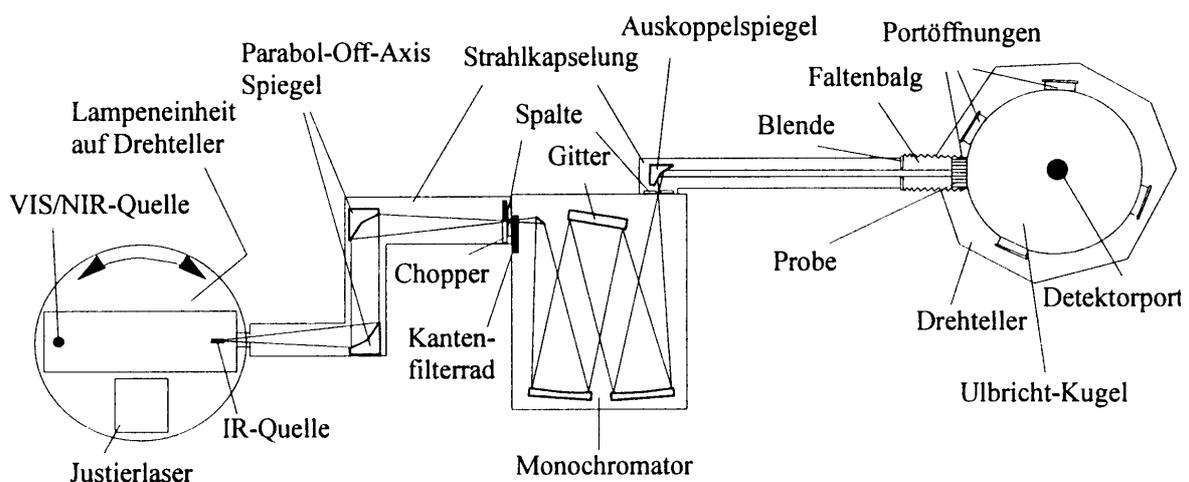


Abb. 6.1 Schematische Darstellung der Apparatur zur Messung der spektralen Transmission und Reflexion.

Die Erzeugung von monochromatischem Licht variabler Wellenlänge (400-10000 nm) erfolgt mit einem Gittermonochromator. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird das Meßsignal moduliert und anschließend mit Hilfe eines Lock-in-Verstärkers von dem nicht-modulierten Anteil bereinigt. Eine umfassende Beschreibung dieser Apparatur findet sich in der Diplomarbeit von D. Pavic [Pav93].

### 6.1.1 Meßprinzip der Ulbrichtkugel

Mit Hilfe der Ulbrichtkugel können globale Reflexions- und Transmissionskoeffizienten ermittelt werden. „Global“ bedeutet dabei die Summe aus dem Direkt- und dem Diffus-Anteil der Reflexion bzw. Transmission. Die Grundgleichung für Lichtstrommessungen mit der Ulbrichtkugel ist gegeben durch [Ul06]:

$$I_D = \frac{I_0 A_D}{A_K} \frac{\rho}{1-\rho} \quad (6.1)$$

$I_D$ ..... Lichtintensität am Detektor

$I_0$ ..... in die Kugel einfallende Lichtintensität

$A_K$ ..... Fläche der Kugelinnenwand

$A_D$ ..... Detektorfläche

$\rho$ ..... Reflexionsvermögen der Kugel

Gleichung (6.1) vernachlässigt die Änderung des Kugelreflexionsvermögens durch Proben, Reflexionsstandards und Öffnungen. Das Kugelreflexionsvermögen sollte während der einzelnen Messungen, die zur Bestimmung der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten notwendig sind, konstant gehalten werden.

### 6.1.2 Ablauf der Messung

Der Ablauf einer solchen Messung soll hier mit Hilfe von Abb. 6.2 erläutert werden. Zur Ermittlung der globalen Reflexion werden die zu vermessenden Proben relativ zu einem Reflexionsstandard mit bekanntem Reflexionsgrad  $\rho_N$  vermessen. Dazu wird Licht der jeweiligen Wellenlänge durch Port 1 unter  $8^\circ$  auf die Probe an Port 2 gestrahlt,<sup>1</sup> während der Reflexionsstandard an Port 3 befestigt ist. Das dabei gemessene Signal ist das Probensignal  $E_X$ . Das Signal des Reflexionsstandards  $E_N$  erhält man, indem man wiederum durch Port 1 einstrahlt, jedoch den Reflexionsstandard an Port 2 und die zu vermessende Probe an Port 3 befestigt<sup>2</sup>. Das Reflexionsvermögen  $R$  der Probe ergibt sich dann aus den gemessenen

---

<sup>1</sup> Bei Bestrahlung unter  $0^\circ$  würde das einfallende Licht direkt durch Port 1 wieder aus der Ulbrichtkugel reflektiert werden. Somit wäre eine Detektion des Lichtes innerhalb der Kugel unmöglich.

<sup>2</sup> Das Vertauschen der Proben bewirkt, daß das mittlere Reflexionsvermögen der Ulbrichtkugel sich nicht ändert.

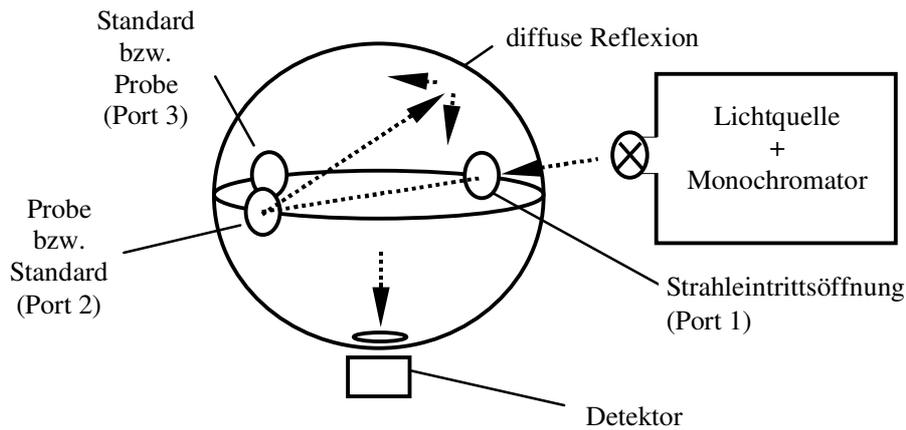


Abb. 6.2 Aufbau der Ulbrichtkugel.

Intensitäten  $E_X$  und  $E_N$  sowie dem tabellierten Reflexionskoeffizienten des Standards  $R_N$  gemäß Gleichung (6.2).

$$R = \frac{E_X}{E_N} R_N \quad (6.2)$$

Die globale Transmission wird ebenfalls aus 2 Messungen bestimmt. Dabei ermittelt man das Probensignal  $E_X$ , wenn die Probe an Port 1 befestigt und durchstrahlt wird, während Port 3 offen ist. Das Referenzsignal  $E_0$  erhält man, wenn Port 1 offen ist und die Probe an Port 3 befestigt ist. (Man mißt also die Transmission von Luft als Referenz.) Die globale Transmission der Probe  $T$  ergibt sich dann zu

$$T = \frac{E_X}{E_N} \quad (6.3)$$

Die Absorption  $A$  der Probe kann nun aus der Transmission  $T$  und der Reflexion  $R$  wie folgt berechnet werden:

$$A(\lambda) = 1 - (T(\lambda) + R(\lambda)) \quad (6.4)$$

## 6.2 Absorption in Solarzellen

### 6.2.1 Einfluß der Solarzellenrückseite

Abbildung 6.3 zeigt die gemessene Reflexion  $R$  und Transmission  $T$  sowie die Größe  $R + T$  einer Bifacial-Solarzelle in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Ebenfalls gezeigt ist die Größe  $R + T$  für eine Monofacial-Solarzelle mit einem ganzflächigen, ohmschen Al-Rückkontakt (siehe Abschnitt 5.1.1 a) und für eine Zelle mit einer Al-Punktkontakt-Rückseite (siehe Abschnitt 5.1.1 c). Im Spektralbereich zwischen 400 nm und 1000 nm absorbieren alle 3 Zelltypen ca. 95% des Lichtes, da ihr Vorderseitendesign identisch ist.

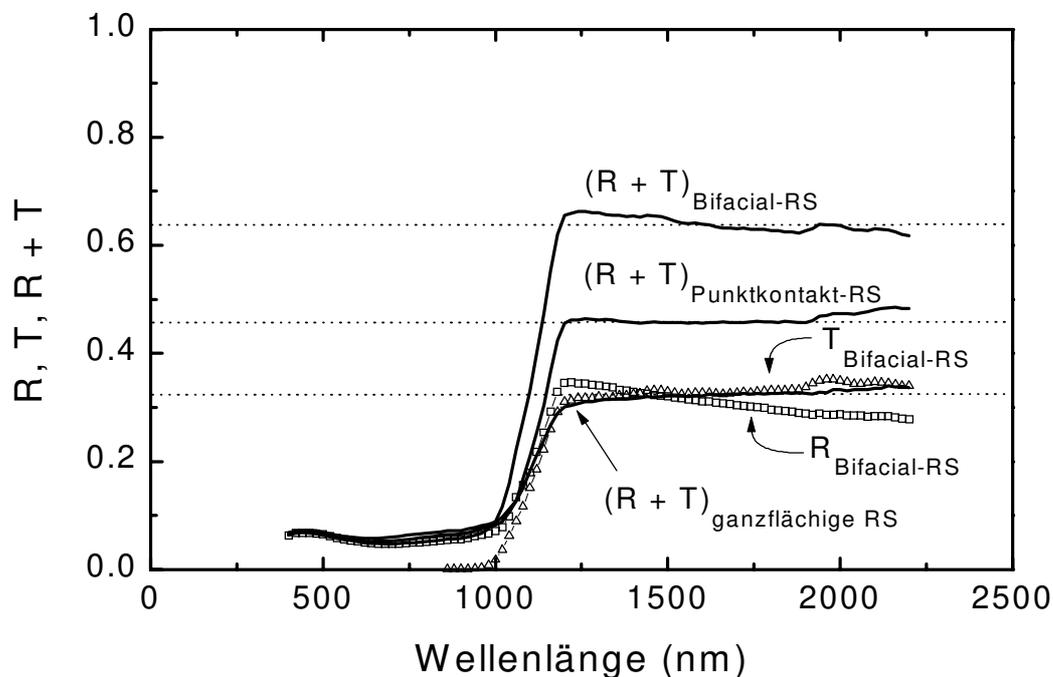


Abb. 6.3 Gemessener Verlauf der Größen  $R$ ,  $T$  und  $R + T$  einer Bifacial-Zelle. Zusätzlich ist die gemessene Größe  $R + T$  zweier weiterer Monofacial-Solarzellen mit unterschiedlichen Rückseitendesigns aufgetragen.

Die verbleibenden 5% des einfallenden Lichtes werden zum größten Teil vom Vorderseiten-Kontaktgitter reflektiert. Zwischen 1000 nm und 1200 nm steigen die Verluste  $R + T$  stark an und werden oberhalb von 1200 nm praktisch nur noch von den Eigenschaften der Solarzellenrückseiten bestimmt.

Die Solarzelle mit der ganzflächig metallisierten Al-Rückseite absorbiert nahezu konstant 68% des Lichtes im Spektralbereich zwischen 1200 nm und 2200 nm, während die Solarzelle mit der Punktkontakt-Rückseite nur ca. 53% des Lichtes in diesem Spektralbereich absorbiert.

Die Bifacial-Zelle mit dem Rückseiten-Kontaktgitter absorbiert dagegen nur 36% der Strahlung mit  $1200 \text{ nm} < \lambda < 2200 \text{ nm}$ .

Bei den beiden Solarzellen mit ganzflächiger Bedeckung der Rückseite wird die Absorption ausschließlich von der Reflexion bestimmt, da eine Transmission von Licht durch die Zelle hindurch nicht stattfindet ( $T = 0$ ). Dabei zeigt die Punktkontakt-Rückseite ein höheres Reflexionsvermögen als die ganzflächige Al-Rückseite. Die Zelle mit Bifacial-Rückseite zeigt eine Reflexion, die mit der ganzflächigen Al-Rückseiten-Zelle vergleichbar ist. Zusätzlich zu dieser Reflexion kann aber bei diesem Zelltyp auch Licht durch die Zelle transmittiert werden. Diese Transmission von Licht beginnt ungefähr bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1000 \text{ nm}$ ,<sup>3</sup> steigt dann stark an und wird oberhalb von  $\lambda = 1200 \text{ nm}$  konstant (ca. 32%).

Für die Bifacial-Solarzelle ist die Summe  $R + T$  von Transmission und Reflexion im Spektralbereich mit  $\lambda > 1200 \text{ nm}$  im Vergleich zu den beiden Zellen mit ganzflächiger Bedeckung der Rückseite relativ hoch. Das ist ein erwünschter Effekt, da absorbierte Strahlung mit  $\lambda > 1200 \text{ nm}$  von der Si-Solarzelle nicht mehr in Strom umgewandelt werden kann und so nur zu einer parasitären Erwärmung der Zelle führt, was wiederum den Wirkungsgrad der Zelle verringert.

## 6.2.2 Absorptionsmechanismen in Solarzellen

In Abb. 6.4 ist das experimentell bestimmte Absorptionsverhalten von intrinsischem Silizium in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen [Gre95]. Für Licht kurzer Wellenlängen ( $\lambda < 370 \text{ nm}$ ) ist Silizium sehr stark absorbierend, da aufgrund der hohen Energie der eingestrahnten Photonen ein *direkter* Übergang von Elektronen aus dem Valenz- ins Leitungsband stattfinden kann.

Für Licht größerer Wellenlängen reicht die Photonenenergie nicht für eine direkte Absorption aus, so daß ein oder mehrere Phononen zum Übergang notwendig sind. Der Absorptionskoeffizient sinkt.

Für Licht, dessen Photonenenergie kleiner ist als die Bandlücke von Silizium ( $\lambda > 1130 \text{ nm}$  bei 300 K), geht der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  gegen Null. Das heißt, daß für Licht mit Wellenlängen  $\lambda > 1300 \text{ nm}$  das Silizium nicht mehr absorbieren sollte. In Abb. 6.3 sind jedoch Messungen gezeigt, die belegen, daß Bifacial-Zellen ca. 32% des Lichtes mit  $\lambda > 1.300 \text{ nm}$  absorbieren. Dieser Tatsache soll im folgenden auf den Grund gegangen werden.

---

<sup>3</sup> Der Beginn der Transmission ist von der Dicke der Zelle abhängig.

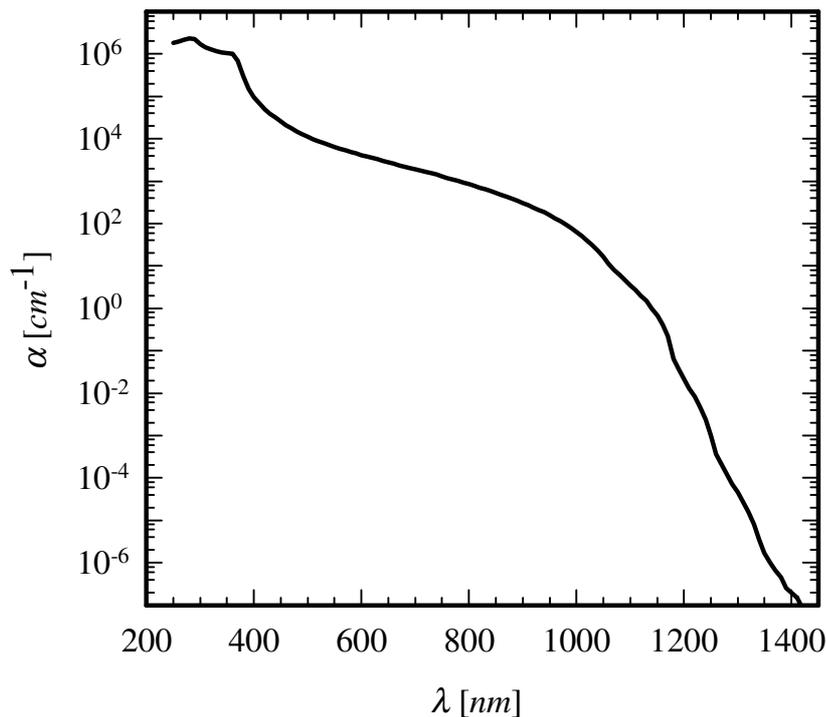


Abb. 6.4 Gemessener Absorptionskoeffizient  $\alpha$  von intrinsischem Silizium in Abhängigkeit von der Wellenlänge (entnommen aus [Gre95]).

### 6.2.2.1 Kontaktgitterabsorption

Ein Grund für die Absorption von Infrarot-Licht in Bifacial-Solarzellen ist leicht einzusehen. Die Messungen in Abb. 6.3 wurden an fertig prozessierten Solarzellen durchgeführt. Somit wird ein Teil des eingestrahnten Lichtes an den Metallkontakten der Solarzelle absorbiert.

Abbildung 6.5 zeigt das Absorptionsverhalten von Silizium-Proben mit verschiedenen aufgedampften Metallkontakten. Die Vorderseite aller Proben ist texturiert, die Rückseite glanzgeätzt. Probe 1 wurde mit Vorderseiten- und Rückseitenkontakten versehen, Probe 2 besitzt nur aufgedampfte Rückseitenkontakte, während Probe 3, die keine Kontakte besitzt, als Referenz dient. Alle Proben wurden abschließend auf beiden Seiten mit einer doppelagigen Antireflexschicht, bestehend aus 60 nm SiN ( $n = 2.2$ ) und 85 nm SiO ( $n = 1.48$ ) versehen.

Probe 3 (ohne Kontakte) absorbiert bei  $\lambda < 1000 \text{ nm}$  nahezu 97% der einfallenden Strahlung, während für  $\lambda > 1200 \text{ nm}$  nahezu kein Licht mehr absorbiert wird. Probe 2 (nur RS-Kontakte) zeigt für  $\lambda < 1000 \text{ nm}$  ein ähnliches Verhalten wie Probe 3, da ihre Vorderseiten identisch

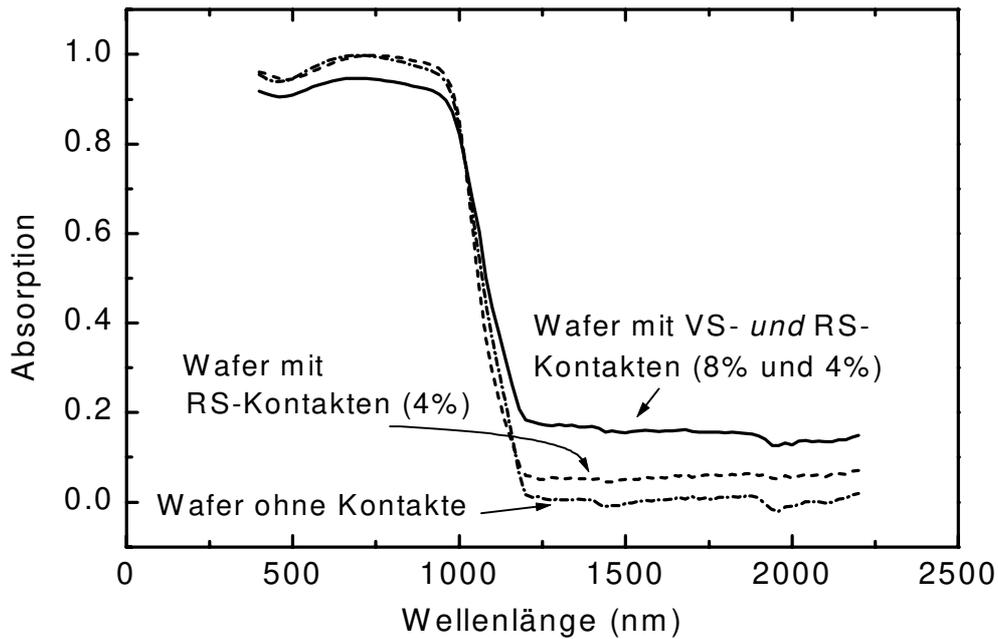


Abb. 6.5 Gemessene Absorption von Silizium-Proben mit aufgedampften Metallkontakten. Die Vorderseite der Proben ist texturiert. Keine der Proben besitzt einen Emitter.

sind.<sup>4</sup> Bei  $\lambda > 1200$  nm werden jedoch ca. 5% der Strahlung absorbiert. Das ist auf die auf der Rückseite aufgedampften Kontakte zurückzuführen. Das langwellige Licht trifft an der Rückseite auf die Kontakte und wird absorbiert oder reflektiert, jedoch nicht transmittiert. Der Anteil des absorbierten Lichtes mit  $\lambda > 1200$  nm (ca. 4%) entspricht in etwa dem Anteil der mit dem Metallkontakt abgedeckten Fläche auf der Rückseite der Probe.

Probe 1 (VS- und RS-Kontakte) absorbiert bei  $\lambda < 1000$  nm nur ca. 94% des einfallenden Lichtes, da die Vorderseiten-Metallisierung ca. 80% der auf sie treffenden Strahlung reflektiert. Bei  $\lambda > 1200$  nm werden ca. 18% des einfallenden Lichtes absorbiert. Dieser relativ große Betrag ergibt sich, da durch die texturierte Vorderseite das Licht mehrfach durch die Probe läuft (Light Trapping) und so jeweils mehrfach an den Kontakten absorbiert werden kann.

Dennoch kann die Absorption in den Metallkontakten nicht der alleinige Grund für die starke IR-Absorption in der Bifacial-Zelle sein, da die Metallkontaktabsorption für  $\lambda > 1200$  nm nur ca. 18% beträgt, während für die Bifacial-Zelle in Abb. 6.3 für  $\lambda > 1200$  nm ca. 30% Absorption gemessen wurden.

Der einzige strukturelle Unterschied zwischen Probe 1 und der fertigen Bifacial-Zelle besteht darin, daß die Bifacial-Zelle einen Emitter besitzt, während dieser in Probe 1 weggelassen wurde. Daher ist anzunehmen, daß eine Absorption im Emitter stattfindet.

<sup>4</sup> Die Vorderseiten der Proben 2 und 3 sind bis auf Schwankungen in der chemischen Textur und Schwankungen in den Schichtdicken der Antireflexschicht identisch.

### 6.2.2.2 Hochdotierungseffekte in Silizium

Der Absorptionskoeffizient  $\alpha$ , welcher in Abb. 6.4 aufgetragen ist, bezieht sich auf *intrinsisches* Silizium. Für  $\lambda > 1130$  nm geht  $\alpha$  gegen Null. Wird hingegen Silizium stark dotiert, wie z.B. bei der Herstellung des Emitters der Solarzellen, so ändern sich die optischen Eigenschaften des Siliziums, und zwar in Abhängigkeit von Art und Umfang der Dotierung.

#### Emitter mit nicht-strukturierten Oberflächen

Abbildung 6.6 zeigt den Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge und der Dotierung, gemessen an Phosphor-dotiertem Silizium. Die starke Absorption bei Wellenlängen  $\lambda < 1130$  nm ist auf indirekte Absorption zurückzuführen, wie sie auch bei intrinsischem Silizium auftritt. Für Wellenlängen  $\lambda > 1130$  nm ist der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  sehr stark von der Dotierung abhängig. Er steigt mit wachsender Dotierung.

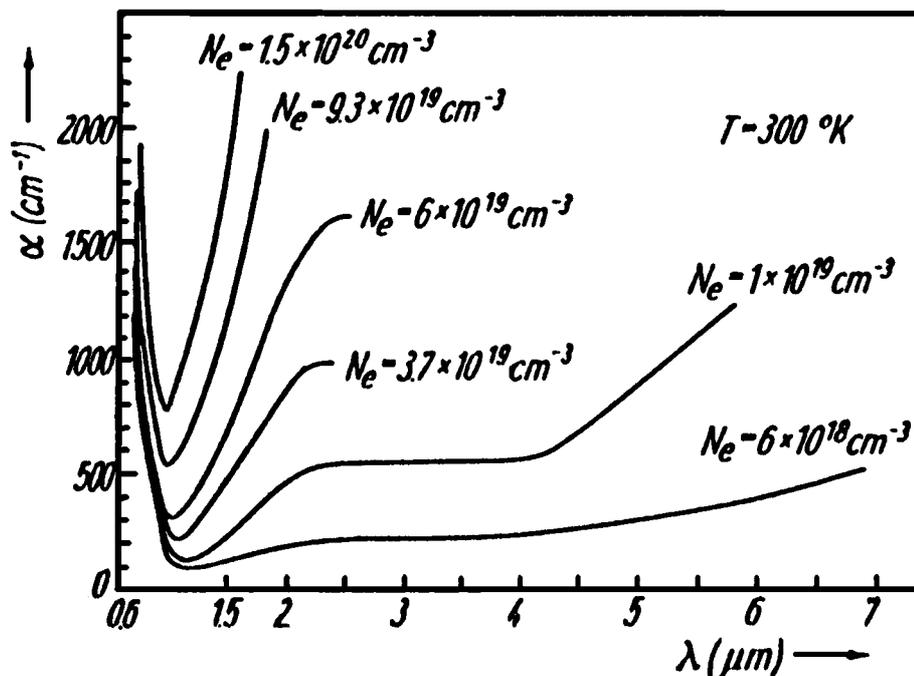


Abb. 6.6 Gemessener Absorptionskoeffizient  $\alpha$  von Phosphor-dotiertem Silizium in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  und der Dotierung bei  $T = 300$  K (entnommen aus [Bal69]).

Balkanski et al. [Bal69] konnten nachweisen, daß diese Absorption von IR-Licht in hochdotiertem Silizium auf freie Ladungsträgerabsorption (free carrier absorption) zurückzuführen ist.

Um herauszufinden, ob Hochdotierungseffekte bei der Absorption von IR-Licht an unseren Bifacial-Solarzellen eine Rolle spielen, wurden Proben mit verschiedenen Emittoren präpariert. Diese Proben bestehen aus beidseitig glanzgeätztem,  $300 \mu\text{m}$  dickem,  $1.5\text{-}\Omega\text{cm}$  *p*-dotiertem

FZ-Silizium ( $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ ). Der Emitter wurde jeweils durch Phosphordiffusion in die Vorderseite der Probe eingebracht. Die gemessenen Phosphor-Tiefenprofile der verwendeten Emitter sind in Abb. 6.7 dargestellt.

Tab. 6.1 Oberflächenkonzentration der Ladungsträger  $N_e$ , Emittertiefe  $x_j$  und Schichtwiderstand  $\rho_s$  der verschiedenen Emitter zur Untersuchung von Hochdotierungseffekten in Silizium.

	Ladungsträgerkonzentration $N_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	Emittertiefe $x_j \text{ (}\mu\text{m)}$	Schichtwiderstand $\rho_s \text{ (}\Omega/\square\text{)}$
"flacher" Emitter	$6 \times 10^{19}$	0.4	107
"mittlerer" Emitter	$8 \times 10^{19}$	1.0	33
"tiefer" Emitter	$3 \times 10^{20}$	1.6	22

Sie wurden mit Secondary Ion Mass Spectrometry (SIMS) am Institut für Angewandte Physik der Universität Kassel gemessen. Die Oberflächenkonzentration der Ladungsträger  $N_e$ , die Emittertiefe  $x_j$  und der Schichtwiderstand  $\rho_s$  von 3 repräsentativen Emittoren sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt.

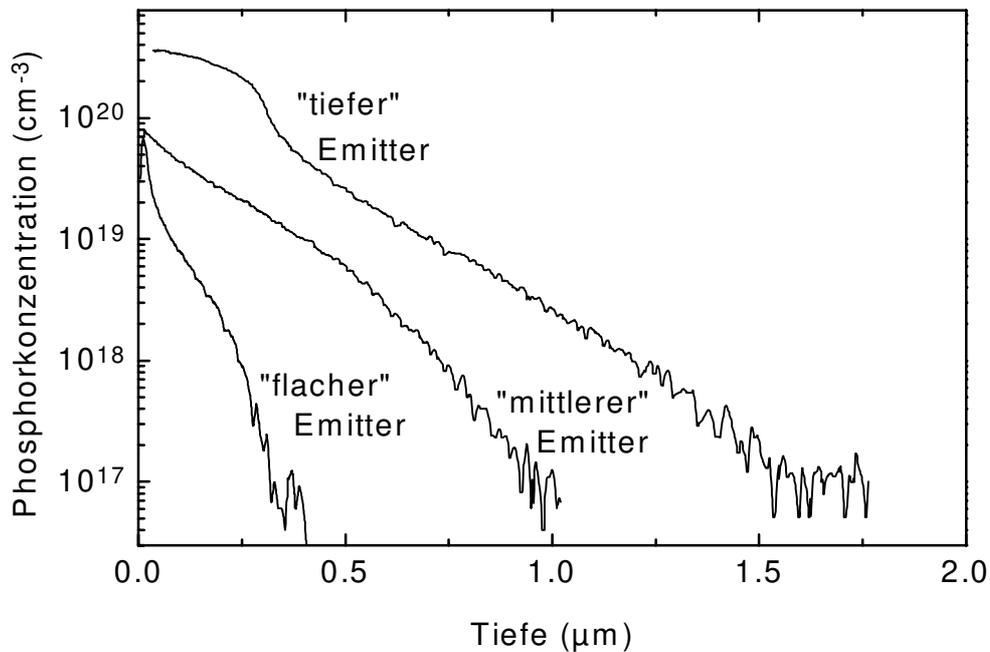


Abb. 6.7 Gemessene Phosphorkonzentrationsprofile von diffundierten Emittoren in Silizium. Die Profile wurden mit Secondary Ion Mass Spectroscopy (SIMS) bestimmt.

Der "flache" Emitter entspricht den Standard-Emittern der in dieser Arbeit beschriebenen Solarzellen. Der "mittlere" bzw. der "tiefe" Emitter können beispielsweise für die Absenkung der Rekombination unter den Vorderseiten-Kontakten bei Zellen mit 2-stufigem Emitter verwendet werden.

Abb. 6.8 zeigt die gemessene Absorption der Phosphoremitter-Proben mit glanzgeätzter Oberfläche. Licht mit Wellenlängen zwischen 400 nm und 1100 nm wird zu ca. 70%

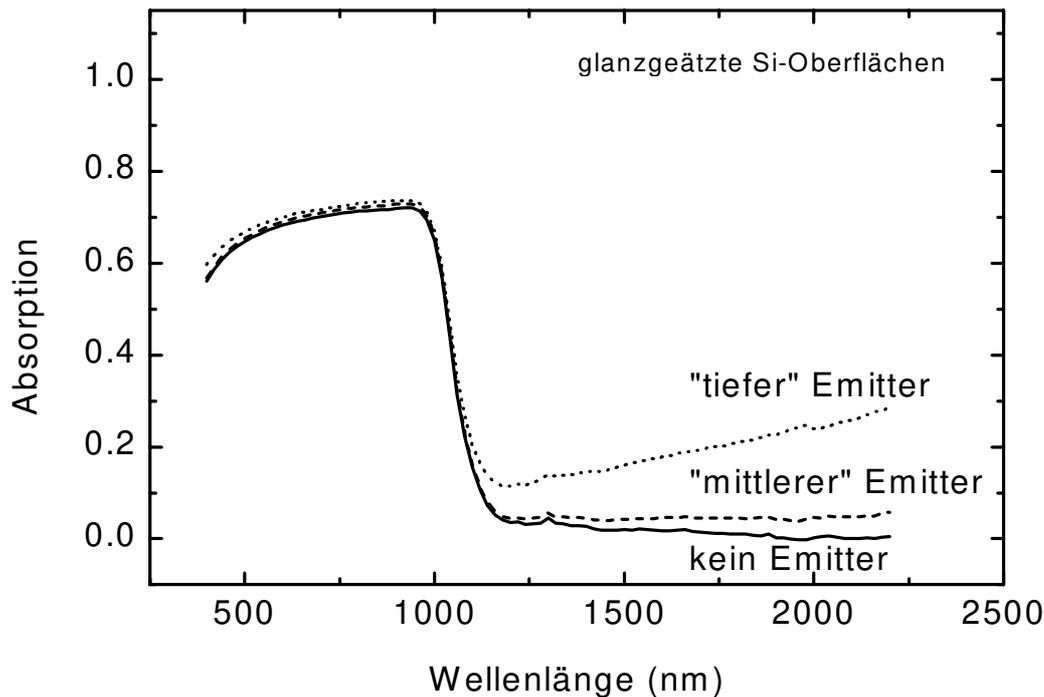


Abb. 6.8 Gemessene Absorption von Silizium-Wafern mit verschiedenen Emittern. Die Oberflächen aller Proben sind glanzgeätzt.

absorbiert, unabhängig von der Vorderseiten-Diffusion der Proben. Bei Wellenlängen  $\lambda > 1200$  nm ist eine starke Abhängigkeit der Absorption von der Emittertiefe sichtbar. Während die Probe ohne Emitter nichts absorbiert, werden bei  $\lambda = 2000$  nm von der Probe mit dem "mittleren" Emitter ca. 5% und von der Probe mit dem "tiefen" Emitter ca. 25% des einfallenden Lichtes absorbiert.

Um zu überprüfen, ob diese Absorption auf freie Ladungsträgerabsorption zurückzuführen ist, wurden die Spektren mit dem Drude-Modell als klassische Näherung für freie Ladungsträgerabsorption gefittet, das heißt, es wird angenommen, daß sich die Elektronen in der  $n$ -leitenden Schicht (Emitter) wie ein quasifreies Elektronengas verhalten. Das Drude-Modell gibt die dielektrische Funktion  $\epsilon(\nu)$  wie folgt an [Ger86]:

$$\varepsilon(\nu) = \varepsilon_{Si} - \sum_k \frac{\nu_p^2}{\nu^2 - i\nu\nu_\tau} \quad (6.5)$$

$$\text{mit } \nu_p^2 = \frac{Nq^2}{4\pi^2 c^2 \varepsilon_{Si} m^*} \quad (6.6)$$

$$\text{und } \nu_\tau = \frac{q}{2\pi m^* c \mu} \quad (6.7)$$

$\varepsilon_{Si}$ ..... Dielektrische Funktion von Silizium

$\nu$ ..... Wellenzahl

$\nu_p$ ..... Plasmawellenzahl

$\nu_\tau$ ..... Dämpfungswellenzahl<sup>5</sup>

$N$ ..... Elektronenkonzentration

$q$ ..... Elementarladung

$c$ ..... Lichtgeschwindigkeit

$m^*$ ..... effektive Elektronenmasse

$\mu$ ..... Beweglichkeit der Elektronen

Auf das Schichtmodell, bestehend aus Luft-Emitter<sup>6</sup>-Silizium-Luft, wird Licht unter Normalinzidenz eingestrahlt und die Absorption  $A = 1 - (R + T)$  berechnet. Als freie Fitparameter wurde lediglich die Dämpfungswellenzahl, ein Korrekturfaktor (Faktor 2) in der Elektronenkonzentration<sup>7</sup> und eine Basislinienkorrektur von 1.05 zugelassen.

In Abb. 6.9 sind die Messungen und die Modellierung der Absorptionsspektren für den "tiefen" Emitter und für den blanken Siliziumwafer dargestellt. Es ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Modellfunktion mit den gemessenen Daten, so daß die freie Ladungsträgerabsorption, hier beschrieben durch das klassische Drude-Modell, in hochdotierten Emittlern bestätigt werden kann.

---

<sup>5</sup> Interessant ist in diesem Zusammenhang auch, daß über das Drude-Modell aus Absorptionsmessungen Rückschlüsse auf die Elektronen-Beweglichkeit  $\mu$  und die Elektronenkonzentration  $N$  in den Emittlern gezogen werden können.

<sup>6</sup> Der Emitter (hier: "tiefer" Emitter) wird mit 5 Blöcken so simuliert, daß die simulierte Gesamtzahl von Elektronen mit der des realen Emitters übereinstimmt.

<sup>7</sup> Dieser Korrekturfaktor liegt innerhalb der Fehlergrenzen für Absolutmessungen der Oberflächenkonzentration mit SIMS.

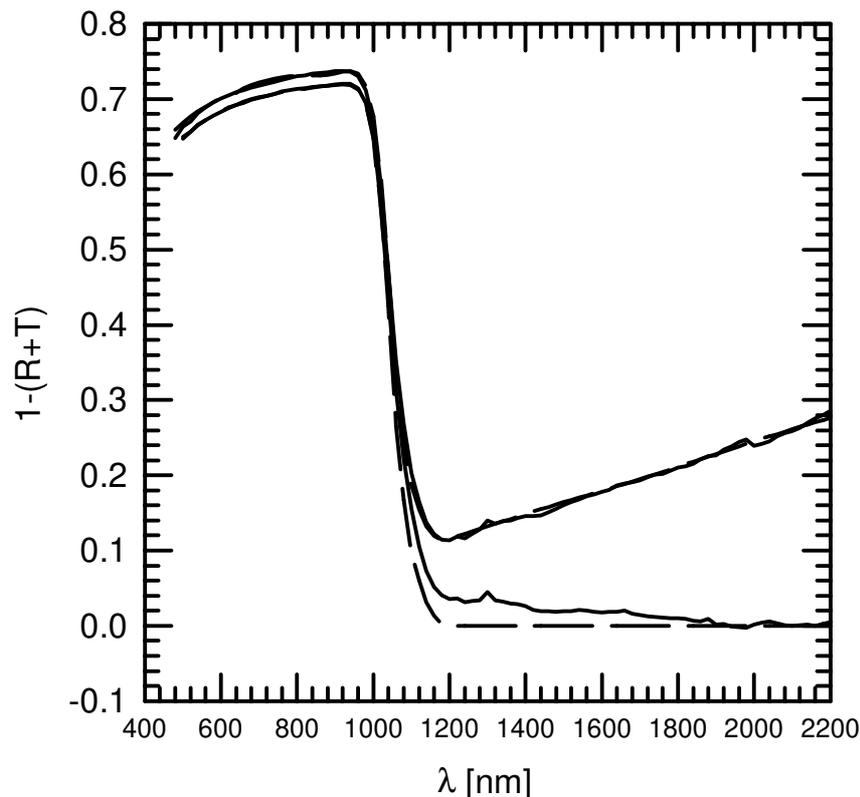


Abb. 6.9 Vergleich von gemessenen (durchgezogene Linien) und simulierten (gestrichelte Linien) Absorptionsdaten.

### Emitter mit texturierten Oberflächen

Die bisher betrachteten Proben waren beidseitig glanzgeätzt, um die Modellrechnungen zur freien Ladungsträgerabsorption zu erleichtern. Die dabei festgestellte Absorption von IR-Licht durch "flache" Emitters, wie sie in dieser Arbeit für die Bifacial-Zellherstellung verwendet werden, beträgt ca. 4%. Zusammen mit der Absorption an den Metallkontakten (ca. 18%, siehe Abb. 6.5) ergibt sich hiermit ein Wert von ca. 23%, welcher immer noch deutlich unter der gemessenen Absorption von 36% von Bifacial-Solarzellen (siehe Abb. 6.3) liegt. Diese verbleibende Diskrepanz resultiert aus der Textur der Vorderseite, wie im folgenden gezeigt werden soll.

In Abb. 6.10 ist die gemessene Absorption von Wafern mit einer texturierten Vorderseite und verschiedenen Emittoren über der Wellenlänge dargestellt. Im Wellenlängenbereich zwischen 400 nm und 1100 nm werden, unabhängig von der Art des Emitters, ca. 90 % des Lichtes absorbiert. Im Wellenlängenbereich oberhalb  $\lambda = 1200$  nm ist jedoch eine drastische Abhängigkeit der Absorption von der Emittertiefe sichtbar. Während von der Probe ohne

Emitter kaum Licht absorbiert wird, sind schon bei dem "flachen" Emitter beispielsweise bei  $\lambda = 1200 \text{ nm}$  ca. 40% Absorption feststellbar. Mit steigender Emittertiefe steigt die Absorption im Wellenlängenbereich oberhalb von  $\lambda = 1200 \text{ nm}$  weiter an, so daß bei einem sehr tiefen Emitter bei  $\lambda = 2000 \text{ nm}$  ca. 85% des einfallenden Lichtes absorbiert wird.

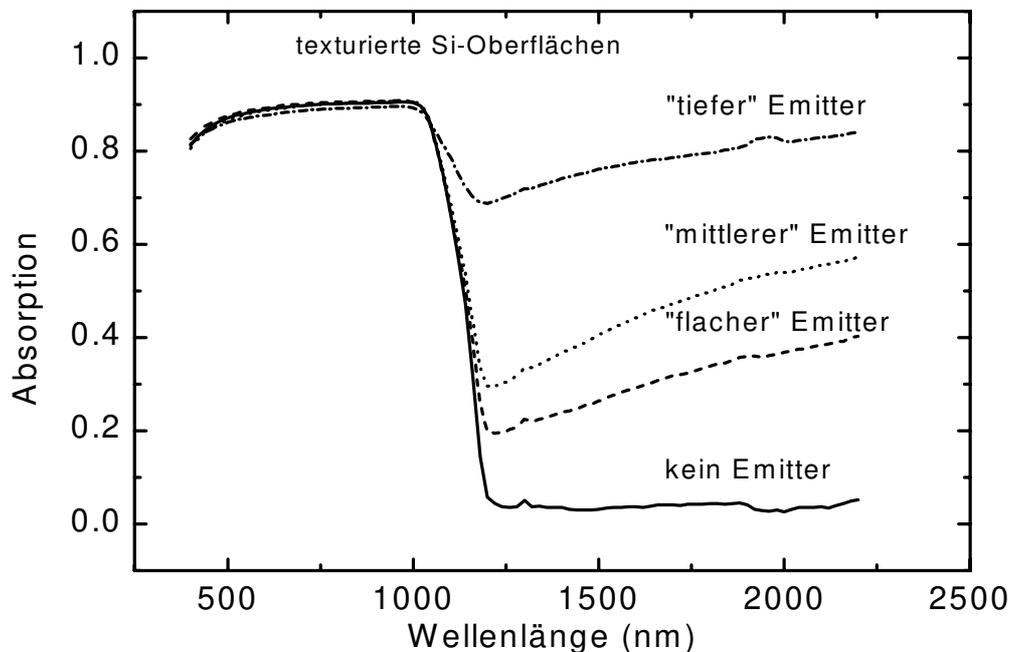


Abb. 6.10 Gemessene Absorption von Silizium-Proben mit verschiedenen Emittern. Die Vorderseite der Proben ist texturiert, d.h. es treten starke Light-Trapping-Effekte auf.

Die, gegenüber Proben mit glanzgeätzter Oberfläche, stark erhöhte Absorption von Proben mit texturierter Oberfläche ist auf Light Trapping zurückzuführen. Aus der Analyse von Quantenausbeutemessungen und aus optischen Simulationen wurde ermittelt, daß Licht in texturierten Solarzellen bis zu 40 mal hin- und zurückläuft, während Licht in Solarzellen mit nicht-strukturierten Oberflächen nur ca. 3-4 mal hin- und zurückläuft, bevor es aus der Solarzelle austritt oder vollständig absorbiert ist [For97].

Das bedeutet, daß bei texturierten Solarzellen der Emitter wesentlich öfter durchstrahlt wird als bei Solarzellen mit nicht-strukturierten Oberflächen. Dadurch ist die Absorption von IR-Licht (aufgrund der freien Ladungsträger im Emitter) bei texturierten Solarzellen wesentlich höher als bei Solarzellen mit nicht-strukturierten Oberflächen.

### **6.2.3 Zusammenfassung: Absorption in Solarzellen**

Die Ergebnisse im Abschnitt 6.2 lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

Die Absorption von IR-Licht in Si-Solarzellen ist sehr stark abhängig vom Design der Rückseite der Zellen. Solarzellen mit ganzflächiger Al-Rückseite absorbieren 68% des IR-Lichtes, Bifacial-Solarzellen dagegen nur 36% der einfallenden IR-Strahlung, da in diesem Fall ein Teil der Strahlung durch die Zelle transmittiert wird.

Im Vergleich zu intrinsischem Silizium absorbieren die hergestellten Bifacial-Solarzellen einen nicht unerheblichen Teil des IR-Lichtes (36%). Das liegt zum einen an der Absorption von IR-Licht in den Kontaktgittern an der Vorder- und der Rückseite der Bifacialzelle (18%), zum anderen an der Absorption im hochdotierten Emitter der texturierten Solarzellen.

Diese Absorption in hochdotierten Siliziumschichten ist auf freie Ladungsträgerabsorption zurückzuführen, die sich mit dem Drude-Modell sehr gut beschreiben läßt. Im Fall von texturierten Zellen ist die Absorption von IR-Licht im hochdotierten Emitter wesentlich stärker ausgeprägt als bei nicht-strukturierten Zellen, da im ersten Fall das sogenannte Light Trapping den Absorptionseffekt vergrößert.

## 6.3 Temperaturverhalten von Solarzellen unter Bestrahlung

In der Literatur wird davon ausgegangen, daß die niedrige Absorption von Infrarot-Licht in Bifacial-Zellen im Vergleich zu Solarzellen mit ganzflächiger Aluminiumrückseite (Al-RS) dafür verantwortlich ist, daß Bifacial-Zellen eine niedrigere Betriebstemperatur haben als Al-RS-Solarzellen [Car94, Cue95].

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob diese Annahmen zutreffen. Dabei wird besonders auf den Einfluß der Bestrahlung auf die Zelltemperatur in verschiedenen Umgebungsmedien eingegangen. Ferner werden die unterschiedlichen Absorptions- und Abstrahlungseigenschaften der beiden Zelltypen untersucht.

### 6.3.1 Temperaturmessung

Zwei verschiedene Solarzellentypen werden im folgenden vermessen. Diese sind in Abb. 6.11 schematisch dargestellt. Zelle 1 ist eine Bifacial-Solarzelle und Zelle 2 eine Monofacial-Zelle mit ganzflächigem Al-Rückkontakt. Die Vorderseiten der beiden Zelltypen sind identisch aufgebaut. Nur die Rückseiten der beiden Zellen unterscheiden sich im Design. Während die Rückseite der Bifacial-Zelle (Zelle 1 in Abb. 6.11) nur ein Kontaktgitter besitzt, welches 6%

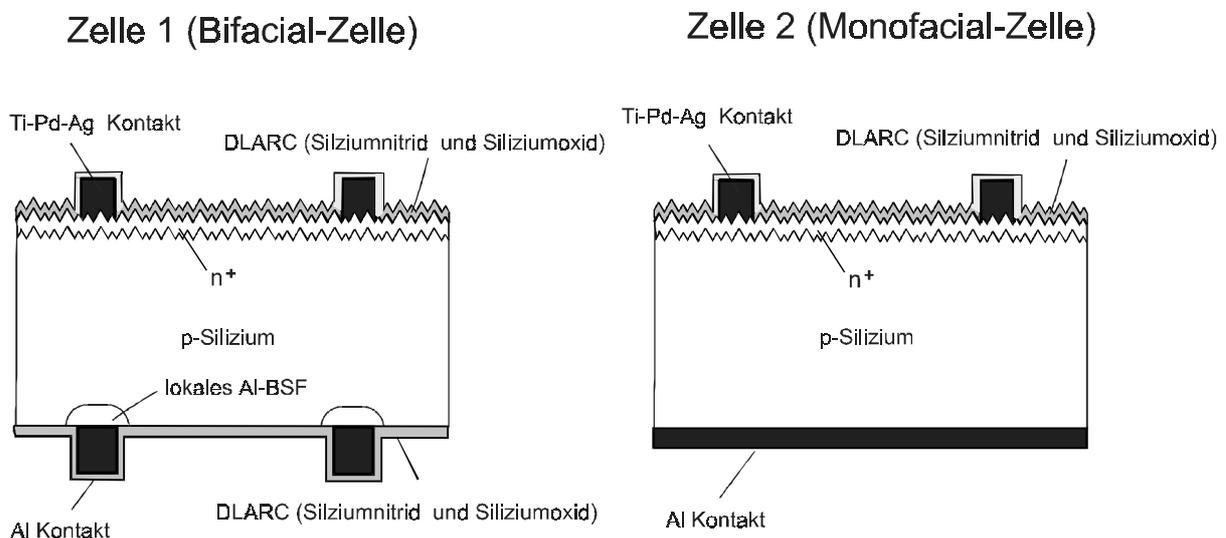


Abb. 6.11 Schematische Darstellung einer Bifacial-Solarzelle (links) und einer Monofacial-Solarzelle (rechts).

der Rückseite metallisiert, ist bei der Monofacial-Zelle (Zelle 2 in Abb. 6.11) die gesamte Rückseite mit Aluminium bedeckt.

Die Temperaturen der Solarzellen sollen in zwei verschiedenen Medien gemessen werden (in Luft und in Vakuum). Dazu werden Pt100-Temperatursensoren verwendet, die mit Wärmeleitkleber an der Rückseite der zu vermessenden Solarzellen befestigt werden.

### a) Messung in Luft

Für die Temperaturmessung in Luft werden beide Zellen einer homogenen Bestrahlung mit Halogenlampenlicht mit einer Lichtleistung von  $100 \text{ mW/cm}^2$  ausgesetzt. Dabei wird darauf geachtet, daß die Zellen so gehalten werden, daß die Wärmeleitung über die Halterung vernachlässigt werden kann. Es wird den Zellen keine elektrische Leistung entnommen ( $V_{OC}$ -Betrieb).

Für beide Solarzellen ergab sich bei der Messung eine Temperatur von  $53^\circ\text{C}$ , das heißt, es wurde keine Temperaturdifferenz zwischen den beiden Zellen beobachtet. Um diese Tatsache plausibel zu machen, müssen die verschiedenen Mechanismen des Wärmetransports betrachtet werden, die zur Ausbildung einer Gleichgewichtstemperatur führen.

Dazu bietet es sich an, einen Energieerhaltungsansatz zu wählen. Darin gehen folgende Beiträge ein (Gl. (6.8)): die absorbierte Lichtenergie  $G_{abs}$  und die durch Strahlungsaustausch (1. Term der rechten Seite) und Konvektion (2. Term der rechten Seite) abgeführte Energie (Wärmeleitung wird vernachlässigt und elektrische Energie wird nicht abgeführt).

$$G_{abs} = \varepsilon\sigma(T^4 - T_U^4) + 2\alpha_M(T - T_L) \quad (6.8)$$

$G_{abs}$	absorbierte Lichtenergie
$\varepsilon$	Emissivität
$\sigma$	Stephan-Boltzmann-Konstante
$T$	Temperatur der Zelle
$T_U$	Umgebungstemperatur
$\alpha_M$	mittlerer Wärmeübergangskoeffizient der Zelle
$T_L$	mittlere Temperatur der Luft

Messungen an Photovoltaik-Modulen [Gro91] haben gezeigt, daß die *Konvektion* das Temperaturverhalten an Luft dominiert, das heißt, eventuelle Unterschiede im Temperaturverhalten von Solarzellen, die auf unterschiedliche Abstrahlungseigenschaften der Zellen zurückzuführen sind, können an Luft nicht beobachtet werden.

## b) Messungen im Vakuum

Eine Möglichkeit, die Konvektion als Wärmetransportmechanismus auszuschließen, ist eine Temperaturmessung im Vakuum. So stellt sich eine Gleichgewichtstemperatur nur aufgrund der optischen Eigenschaften der Solarzellen ein.

Hierfür werden die Bifacial-Zelle und die Monofacial-Zelle in eine Vakuumkammer mit einem Basisdruck von  $p = 2 \times 10^{-5}$  Torr eingebaut. Die Halterung erfolgt wiederum so, daß Wärmeleitung für die Energiebilanz der Zellen keine Rolle spielt. Die Temperaturmessung erfolgt wieder über Pt100-Temperatursensoren, die auf der Rückseite der Solarzellen aufgeklebt sind. Die Bestrahlung mit Halogenlampen erfolgt von außerhalb der Vakuumkammer durch ein Sichtfenster mit einer Lichtleistung<sup>8</sup> von  $100 \text{ mW/cm}^2$ .

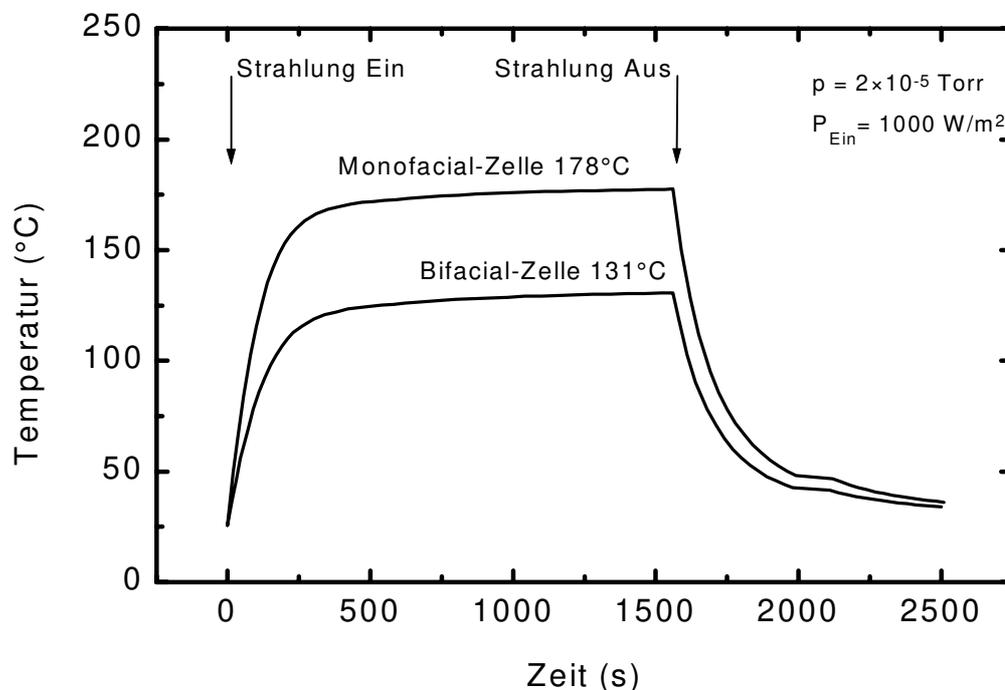


Abb. 6.12 Gemessenes Temperaturverhalten der Monofacial-Solarzelle (ganzflächige Al-Rückseite) und der Bifacial-Solarzelle unter Beleuchtung ( $P = 1000 \text{ W/m}^2$ ) im Vakuum ( $p = 2 \times 10^{-5}$  Torr).

In Abb. 6.12 ist das gemessene Temperaturverhalten der beiden Solarzellentypen dargestellt. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  wird die Strahlung eingeschaltet. Die Temperatur der Zellen steigt und erreicht nach ca. 300 s ein Plateau. Für die Bifacial-Zelle liegt dieses Plateau bei  $131^\circ\text{C}$ , während die Monofacial-Zelle ein Temperaturniveau von  $178^\circ\text{C}$  erreicht. Nachdem die Strahlungsquelle ausgeschaltet ist, sinkt die Temperatur der Zellen wieder bis auf Umgebungstemperatur ab. Im Vakuum tritt also zwischen den beiden Zellen eine

<sup>8</sup> Diese Leistung wurde vorher mit einem Silizium-Strahlungssensor bestimmt.

Temperaturdifferenz von 47 K auf. In Tab. 6.2 sind die Ergebnisse der Temperaturmessungen noch einmal zusammenfaßt.

Tab. 6.2 Ergebnisse der Temperaturmessungen von einer Bifacial-Solarzelle und einer Monofacial-Solarzelle (ganzflächige Al-Rückseite) in Luft und im Vakuum ( $P_{ein} = 100 \text{ mW/cm}^2$ ).

Zelltyp	Temperatur in Luft	Temperatur im Vakuum
Bifacial-Zelle	53°C	131°C
Monofacial-Zelle	53°C	178°C

### 6.3.2 Strahlungseigenschaften von Solarzellen

Es stellt sich die Frage, wie diese große Temperaturdifferenz im Vakuum zustande kommt. Da im Vakuum die Konvektion vernachlässigt werden kann und die Halterung bzw. die Pt-100-Zuleitungen kaum Wärmeleitung zulassen, kann die absorbierte Strahlungsenergie nur über die Abstrahlung der Solarzelle abgegeben werden und sich so eine Gleichgewichtstemperatur einstellen.

Die unterschiedlichen Temperaturen der Zellen können also nur durch unterschiedliches Absorptions- oder Emissionsverhalten der Solarzellen erklärt werden. Diese sollen im folgenden kurz umrissen werden.

#### 6.3.2.1 Absorptionsverhalten von Solarzellen

In Abb. 6.13 sind die Absorption der Bifacial-Zelle und der Monofacial-Zelle zusammen mit dem AM1.5G-Spektrum über der Wellenlänge aufgetragen. Faltet man diese Absorptionsspektren mit dem AM1.5G-Spektrum, so erhält man die absorbierte Energie in der jeweiligen Solarzelle.

Nach dieser Rechnung wird in der Bifacial-Solarzelle 82% der einfallenden Strahlungsenergie absorbiert, während in der Monofacial-Zelle 88.5% der einfallenden Strahlungsenergie absorbiert werden. Diese Differenz erscheint relativ klein wenn man die große Differenz in der Absorption beider Zellen oberhalb  $\lambda = 1200 \text{ nm}$  betrachtet. Man muß sich jedoch vor

Augen führen, daß der Wellenlängenbereich oberhalb von  $\lambda = 1200$  nm nur 20% der Energie des AM1.5G-Spektrums beinhaltet.

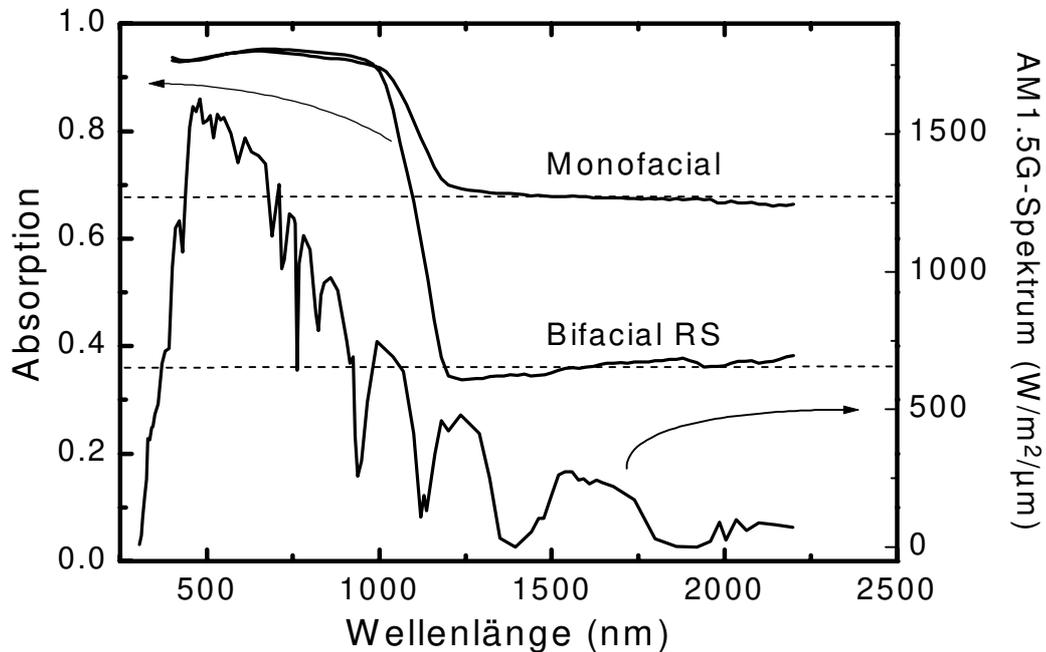


Abb. 6.13 Gemessene Absorption der Monofacial-Zelle und der Bifacial-Zelle (linke Abszisse) sowie die energetische Verteilung des AM1.5G-Sonnenspektrums (normiert auf  $1000 \text{ W/m}^2$ ) (rechte Abszisse) [Gre95]. Der größte Teil (ca. 80%) der Energie des AM1.5G-Spektrums befindet sich im Bereich zwischen  $300 \text{ nm}$  und  $1200 \text{ nm}$ , so daß die Absorptionsdifferenz zwischen den beiden Zellen, die erst im IR-Bereich deutlich wird, energetisch gesehen relativ gering ist.

### 6.3.2.2 Emissionsverhalten von Solarzellen

Das Emissionsverhalten der Solarzellen wird durch das Stephan-Boltzmann-Gesetz charakterisiert:

$$P_{\text{abstrahl}} = \epsilon \sigma A (T^4 - T_U^4) \quad (6.9)$$

- mit  $P_{\text{abstrahl}}$ ..... abgestrahlte Leistung  
 $\epsilon$ ..... Emissivität  
 $\sigma$ ..... Stephan-Boltzmann-Konstante  
 $A$ ..... abstrahlende Fläche  
 $T$ ..... Temperatur der abstrahlenden Fläche  
 $T_U$ ..... Umgebungstemperatur

Die einzige nicht direkt zugängliche Größe in dieser Gleichung ist die Emissivität  $\epsilon$  von beschichteten Silizium-Oberflächen, wie sie auf den Solarzellen zu finden sind. Aus der Literatur ist bekannt, daß die Emissivität von Si von der Dotierung, der Oberflächenbeschaffenheit und von der Beschichtung abhängt, so daß für unseren speziellen Fall (texturierte Oberfläche mit einer doppelagigen Antireflexschicht) keine Literaturwerte zu finden sind.

Daher wurde die Emissivität der Proben mit einer Infrarot (IR)-Kamera am ISFH gemessen. Diese Messung soll mit Hilfe von Abb. 6.14 erläutert werden. Sie zeigt ein IR-Kamera-Bild in Falschfarben, auf dem verschiedene Bereiche mit den Nummern 1 bis 6 bezeichnet sind.

- Probe 1:* Kupferblech, welches mit einer sogenannter Black-Velvet-Farbe der Firma 3M beschichtet ist. Die Emissivität dieses Objekts ist bekannt ( $\epsilon = 0.93$ ) und dient daher als Meßstandard.
- Probe 2:* Rückseite einer Bifacial-Solarzelle. Der dunkelgrüne waagerechte Balken repräsentiert den Busbar des Rückseitenkontaktes.
- Probe 3:* Texturierte Vorderseite einer Si-Solarzelle mit doppelagiger Antireflexschicht. Die farblichen Abstufungen spiegeln die unregelmäßige Textur der Oberfläche wieder
- Probe 4:* Polierte Silizium-Probe (ohne Beschichtung). Die dunkelgrüne Farbe dieser Oberfläche deutet auf eine niedrigere Abstrahlung als z.B. Probe 3 hin.
- Probe 5:* Vorderseite einer Bifacial-Zelle. Der dunkelgrüne senkrechte Balken repräsentiert den Busbar des Vorderseitenkontaktes.
- Probe 6:* Aluminium-Rückseite einer Solarzelle. Die blaue Farbe zeigt die wesentlich niedrigere Abstrahlung dieser Aluminiumfläche gegenüber allen Silizium-Oberflächen.

Die IR-Kamera mißt die Intensität der von den verschiedenen Proben emittierten IR-Strahlung. Diese emittierte IR-Strahlung hängt von der Emissivität  $\epsilon$  und der Temperatur der betrachteten Probe ab. Alle Proben werden auf einer konstanten Temperatur von 100°C gehalten, wobei zusätzlich die Emissivität  $\epsilon$  von Probe 1 bekannt ist. Durch Abgleich der Farben von Probe 1 mit den anderen Proben mit der IR-Kamera läßt sich dann die Emissivität  $\epsilon$  der einzelnen Proben ermitteln.

Für die Vorderseite (Probe 5) und die Rückseite (Probe 2) der Bifacial-Solarzellen wurde auf diesem Weg eine Emissivität von  $\varepsilon = 0.57 \pm 0.10$  ermittelt. Für die Emissivität von Aluminium  $\varepsilon_{Al}$  ist in der Literatur ein Wert von  $\varepsilon_{Al} = 0.02$  angegeben [Wan95].<sup>9</sup>

Mit diesen Werten für die Emissivität kann die abgestrahlte Leistung der Solarzellen in Abhängigkeit von der Temperatur mit Gleichung (6.9) berechnet werden.



Abb. 6.15 Infrarotaufnahme von einem Emissionsstandard (1) und mehreren Silizium-Proben (2-6). Die rechts aufgeführte Temperaturskala gibt die Temperatur der Proben bezogen auf eine Emissivität von 0.93 an.

### 6.3.3 Betrachtungen zur Energiebilanz von Solarzellen im Vakuum

Die Energiebilanz für die Solarzellen im Vakuum ist durch den 1. Term auf der rechten Seite von Gleichung (6.8) gegeben.

Das heißt, die absorbierte Leistung wird solange zur Erwärmung der Zelle genutzt, bis die abgestrahlte Lichtleistung der absorbierten Lichtleistung entspricht und so eine Gleichgewichtstemperatur an der Zelle ausgebildet wird. (Bem.: Es wird keine elektrische Leistung abgeführt.)

Die Bifacial-Zelle und die Monofacial-Zelle besitzen jeweils Abstrahlungs- und Absorptionseigenschaften. Welche dieser beiden Eigenschaften ist nun bestimmend für die

<sup>9</sup> Die Bifacial-Zelle hat für beide Oberflächen eine Emissivität von  $\varepsilon_{Si} = 0.57$ , während die Monofacial-Zelle nur auf der Vorderseite mit  $\varepsilon_{Si} = 0.57$  abstrahlt. Ihre Rückseite strahlt dagegen nur mit  $\varepsilon_{Al} = 0.02$  ab. Bei gleicher Temperatur wird also die Bifacial-Zelle mehr Leistung aufgrund der höheren Gesamtemissivität abstrahlen als die Monofacial-Zelle.

Betriebstemperatur der Zellen ? Die folgende Abschätzung, die in Abb. 6.15 schematisch dargestellt ist, soll diese Frage beantworten.

Die Monofacial-Zelle hat auf der Vorderseite eine Emissivität von  $\epsilon_{Si} = 0.57$  und auf der Rückseite eine Emissivität von  $\epsilon_{Al} = 0.02$ . Strahlt man auf diese Zelle eine Lichtleistung von  $100 \text{ mW/cm}^2$  ein,<sup>10</sup> so werden, wie in Abschnitt 6.3.2.1 gezeigt, 88.5% davon (also  $88.5 \text{ mW/cm}^2$ ), in der Zelle absorbiert. Setzt man diese Leistung als linke Seite in die Gleichung (6.8) ein, so erhält man eine Gleichgewichtstemperatur von  $T_{\text{rechn}} = 199^\circ\text{C}$ .<sup>11</sup> (Die tatsächlich gemessene Temperatur beträgt  $T = 178^\circ\text{C}$ .)

Um den Einfluß der Absorptionsdifferenz zwischen Bifacial-Zelle und Monofacial-Zelle näher zu quantifizieren, kann man der Rückseite der Bifacial-Zelle rechnerisch eine Emissivität von  $\epsilon = 0.02$  zuweisen, das heißt, die Bifacial-Zelle erhält rechnerisch das Abstrahlungsverhalten der Monofacial-Zelle, so daß die beiden Zellen sich nur im Absorptionsverhalten unterscheiden.

Von den eingestrahnten  $100 \text{ mW/cm}^2$  werden von dieser fiktiven Zelle (mittlere Spalte in Abb. 6.15) 82% , also  $82 \text{ mW/cm}^2$  absorbiert. Wird diese Leistung wiederum in Gleichung (6.8) eingesetzt, ergibt sich eine Gleichgewichtstemperatur von  $T_{\text{rechn}} = 192^\circ\text{C}$ . Die Temperaturdifferenz, welche allein durch Unterschiede in der *Absorption* zustande kommt, beträgt also *nur 7 K*.

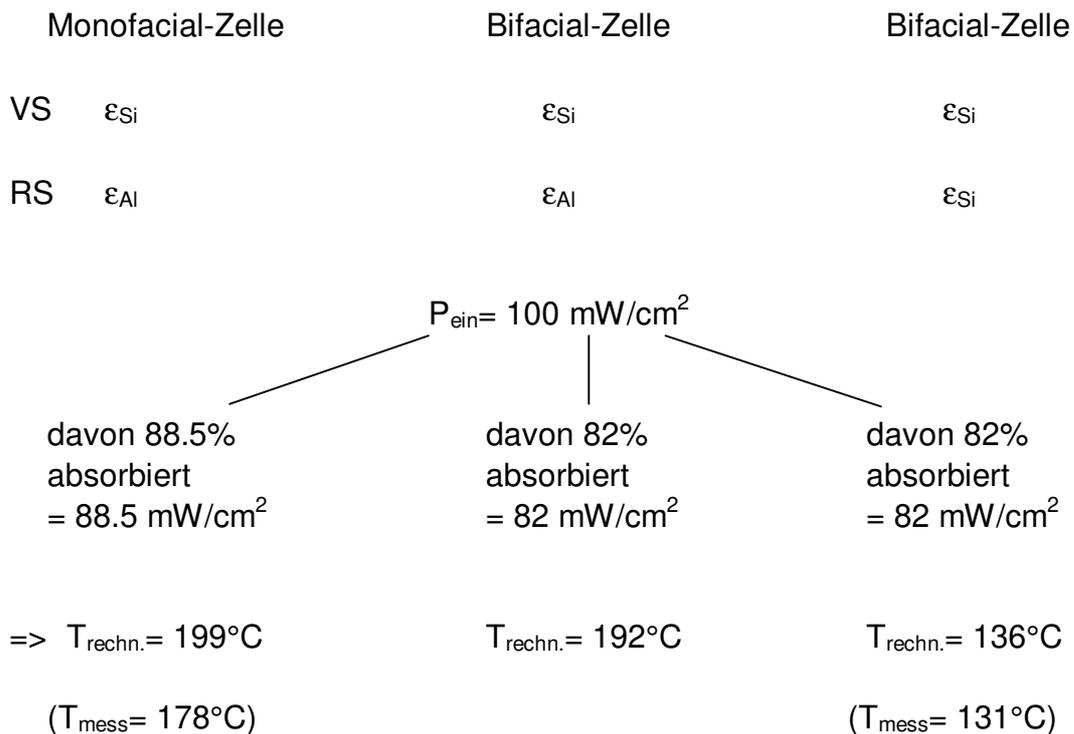
Das reale Verhalten der Bifacial-Zelle ist gekennzeichnet durch zwei Oberflächen, die jeweils mit einer Emissivität von  $\epsilon_{Si} = 0.57$  abstrahlen. Von der eingestrahnten Lichtleistung von  $100 \text{ mW/cm}^2$  werden 82% absorbiert. Diese Lichtleistung in Gleichung (6.8) eingesetzt ergibt eine errechnete Gleichgewichtstemperatur von  $T_{\text{rechn}} = 136^\circ\text{C}$ . (Die tatsächlich gemessene Temperatur beträgt  $T = 131^\circ\text{C}$ .)

Die berechnete Temperaturdifferenz zwischen der Bifacial-Zelle und der Monofacial-Zelle beträgt 63 K (siehe Abb. 6.15). Da die Temperaturdifferenz aufgrund der Absorptionsunterschiede der beiden Zellen, wie oben gezeigt, nur 7 K beträgt, ist der größte Teil der *gemessenen Temperaturdifferenz von 47 K* auf die Unterschiede im *Abstrahlungsverhalten* der beiden Zellen zurückzuführen.

---

<sup>10</sup> Das entspricht der tatsächlich eingestrahnten Leistung bei den Temperaturmessungen im Vakuum.

<sup>11</sup> Dieser Rechnung wird eine Umgebungstemperatur von  $22^\circ\text{C}$  zugrunde gelegt.



*berechnete Absorptionsdifferenz:*     $\Delta T = 7 \text{ K}$

*berechnete Abstrahlungsdifferenz:*     $\Delta T = 63 \text{ K}$

=> Die Temperaturdifferenz zwischen der bifacialen und der monofacialen Zelle ist hauptsächlich auf das *unterschiedliche Abstrahlungsverhalten* der Zellen zurückzuführen.

*Abb. 6.15 Schematische Darstellung zur Erläuterung der Betriebstemperaturunterschiede zwischen bifacialen und monofacialen Solarzellen im Vakuum.*

### Anwendung

Aus Abb. 6.15 ist zu entnehmen, daß die Temperaturunterschiede zwischen den Zellen im Vakuum auf Differenzen im Abstrahlungsverhalten der Solarzellen zurückzuführen sind. Das heißt, wenn man die Abstrahlung der Monofacial-Zelle stark verbessert, so sollte man eine erhebliche Temperaturabsenkung bei der Temperaturmessung unter Bestrahlung im Vakuum feststellen können.

Zu diesem Zweck wurde die Rückseite der Monofacial-Zelle mit dem 3M Black-Velvet-Lack ( $\epsilon = 0.93$ ) der Firma 3M versiegelt. Anschließend erfolgte eine erneute Messung der Probertemperatur im Vakuum. Die Ergebnisse der Temperaturmessung unter Bestrahlung im Vakuum sind in Tab. 6.3 zusammengefaßt. Während die Zelle vor dem Aufbringen des Lackes eine Temperatur von 178°C erreichte, wurden nach Aufbringen des Lackes nur 126°C gemessen. Dies ist offensichtlich auf die stark verbesserte Abstrahlung der versiegelten Rückseite der Monofacial-Zelle zurückzuführen.

Tab. 6.3 Einfluß der Rückseitenbeschichtung von Solarzellen auf deren Betriebstemperatur im Vakuum

Zellart	Al-Rückseite	Al-Rückseite mit Black-Velvet-Lack der Firma 3M
Eingestrahlte Leistung	100 mW/cm <sup>2</sup>	100 mW/cm <sup>2</sup>
Gemessene Temperatur ( $p = 2 \times 10^{-5}$ Torr)	178°C	126°C

Bei einer realistischen Temperaturabhängigkeit des Wirkungsgrades von Si-Solarzellen von 0.5%(relativ)/°C ergibt sich aus der gemessenen Temperaturabsenkung von 52 K<sup>12</sup> durch Belackung der Rückseite eine Leistungssteigerung von 26%. Derartige Lacke werden in der Raumfahrt, wo Solarzellen für die Stromversorgung von Satelliten und Raumstationen eingesetzt werden, bereits genutzt [Ile78].

Ein weiteres Anwendungsgebiet für die Abstrahlungsverbesserung stellen hochfliegende, solarbetriebene Ultraleichtflugzeuge zur Wetterbeobachtung oder zu Telekommunikationszwecken dar [Car94], da dort ein erheblicher Teil der durch Absorption der Sonnenstrahlung entstehenden Wärme durch Wärmestrahlung abgeführt wird.

#### 6.3.4 Zusammenfassung: Temperaturverhalten von Solarzellen unter Bestrahlung

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, daß zwischen Bifacial-Solarzellen und Monofacial-Solarzellen unter normalen terrestrischen Bedingungen kein Temperaturunterschied festzustellen ist. Das ist auf die Dominanz der Konvektion als Wärmetransportmechanismus

---

<sup>12</sup> Diese Temperaturdifferenz gilt für nichteingekapselte Solarzellen. Bei einer Einkapselung der Zellen, wie es in Solarmodulen geschieht, wird diese Temperaturdifferenz nicht so stark ausgeprägt sein, da in diesem Fall die Emissivität der Verbundes Laminat-Solarzelle-Laminat entscheidend ist, so daß die unterschiedlichen Abstrahlungseigenschaften der Zellen nur zum Teil in das Strahlungsgleichgewicht eingehen.

zurückzuführen, wodurch die Unterschiede in den Strahlungseigenschaften der beiden Solarzellentypen überdeckt werden.

Im Vakuum<sup>13</sup> wurde an der Bifacial-Solarzelle eine um 50 K abgesenkte Temperatur gegenüber der Monofacial-Solarzelle gemessen. Es konnte gezeigt werden, daß dies auf das unterschiedliche Abstrahlungsverhalten der Zellen und nicht, wie vielfach angenommen, auf Unterschiede in der Absorption von IR-Licht zurückzuführen ist.

Das Abstrahlungsverhalten von Monofacial-Zellen ist durch eine geeignete Beschichtung der Rückseite (beispielsweise mit dem Black-Velvet-Lack der Firma 3M) erheblich zu verbessern, was bei Bestrahlung im Vakuum zu einer Abkühlung der Zelle um 50 K führt. Anwendungen dafür sind Solarmodule zur Stromversorgung von Satelliten und Raumstationen, sowie solarbetriebene Ultraleichtflugzeuge für vielfältige Einsatzzwecke.

---

<sup>13</sup> Im Vakuum wird der Wärmetransport von der Wärmestrahlung dominiert, so daß hier die Unterschiede in den Strahlungseigenschaften der Zellen sehr gut untersucht werden können.



# Zusammenfassung

Thema dieser Arbeit war die Entwicklung von neuartigen Bifacial-Solarzellen auf Silizium-Basis sowie die eingehende Charakterisierung ihrer Eigenschaften. Zielvorgaben waren dabei ein möglichst hoher Wirkungsgrad bei Verwendung industriell umsetzbarer Prozeßtechniken.

Zur **Messung und Optimierung der rekombinatorischen Eigenschaften der Rückseite** der Bifacial-Solarzelle wurden im Zusammenhang mit der Diplomarbeit von H.-P. Hartmann  $J_{SC}$ - und  $V_{OC}$ -Transientenmessungen eingesetzt. Dabei konnten die Transientenmeßergebnisse durch Vergleiche mit MWPCD-Messungen folgendermaßen interpretiert werden:

- **$V_{OC}$ -Transienten** von fertigen Bifacial-Solarzellen charakterisieren die Rekombinations-eigenschaften der gesamten Rückseite, einschließlich der Kontaktflächen. Sie liefert  $S_{eff,back}$ -Werte, die beim Betrieb der Bifacial-Solarzelle relevant sind.
- **$J_{SC}$ -Transienten** von fertigen Bifacial-Solarzellen dagegen charakterisieren nur die Rekombinationseigenschaften des Zwischenfingergebietes der Rückseite, ohne den Einfluß der Kontakte einzubeziehen. Die  $S_{eff,back}$ -Werte aus den  $J_{SC}$ -Transientenmessungen sind zwar weniger relevant für den eigentlichen Betrieb der Solarzelle, sie ermöglichen jedoch Aussagen über die Passivierung des Zwischenfingergebietes von fertig prozessierten Bifacial-Solarzellen, was mit anderen Meßmethoden bisher nicht möglich ist.

Eine **meßtechnische Untersuchung der Bifacial-Solarzellen** lieferte die wichtigsten Parameter der Bifacial-Solarzellen, die zu einer Verlustanalyse notwendig sind. Diese wurde mit Hilfe des eindimensionalen Halbleiter-Simulationsprogramms PC-1D durchgeführt. Im Vergleich zu einer hypothetischen Referenzsolarzelle (mit 25.9% Vorderseitenwirkungsgrad) ergaben sich die folgenden Ergebnisse: 49% aller Verluste (absolut 3.1% Wirkungsgradverlust) machen die optischen Verluste aus, 37% (absolut 2.4% Wirkungsgrad) gehen durch Rekombination zum größten Teil an der Vorderseite verloren und 14% (absolut 0.9%) machen die ohmschen Verluste aus. Verbesserungen im Wirkungsgrad lassen sich beispielsweise durch aufwendigere Prozeßschritte realisieren, die allerdings den Herstellungsaufwand deutlich erhöhen. Aus diesem Grund sollte auch weiterhin an der Entwicklung von High-Efficiency-tauglichen Prozeßschritten mit gutem Aufwand/Nutzen-Verhältnis gearbeitet werden.

Eine wichtige Rolle spielte in dieser Arbeit das **Rückseitendesign der Bifacial-Solarzelle**, da es entscheidend für einen hohen Wirkungsgrad bei rückseitiger Beleuchtung ist. Die Hilfe des 2D-Simulationsprogramms DESSIS konnten wichtige Vorgaben für das Kontaktdesign der Rückseite der Bifacial-Solarzellen gemacht werden. Weiterhin konnten Aussagen über Unterschiede zwischen dem Verhalten der Bifacial-Solarzelle bei gleichzeitiger Beleuchtung beider Seiten bzw. der Summe der Einzelbeleuchtungen beider Seiten gemacht werden, was durch Messungen wegen vieler Störeinflüsse nicht möglich ist.

Zur **Charakterisierung der Rückseite** der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Bifacial-Solarzelle gehörten auch Untersuchungen zu möglichen Shunt-Problemen, wie sie zum Beispiel an der Rückseite der doppelseitigen Buried-Contact-Solarzelle aufgetreten sind.

LBIC-Messungen zeigten erstmals, daß solche Shunt-Verlustmechanismen auch an einer Bifacial-Solarzelle, deren Rückseite mit einer influenzierten Floating Junction passiviert ist, zu identifizieren sind. Diese Shunt-Verluste haben jedoch keine Auswirkungen auf den Betrieb der Bifacial-Solarzelle unter normalen Bedingungen (bei einer Sonne Beleuchtung).

Der **Vergleich zwischen der Bifacial-Rückseite und dem Einsatz eines aufgedampften Aluminium-Rückseitenspiegels** ergab einen Wirkungsgradvorteil von 0.5% (absolut) nach dem Aufdampfen des Rückseitenspiegels. Durch ihn wird jedoch die beidseitige Lichtempfindlichkeit der Bifacial-Solarzelle geopfert, so daß je nach Anwendung entschieden werden muß, ob ein Einsatz dieses Rückseitenspiegels in Betracht kommt.

Bei der **Untersuchung der Lichtabsorptionseigenschaften der Bifacial-Solarzelle** wurde festgestellt, daß die Zelle wesentlich mehr Infrarotstrahlung absorbiert, als man es von Silizium erwarten würde. Diese verstärkte Absorption ist zum einen auf die Absorption in den Kontakten und zum anderen auf freie Ladungsträgerabsorption von Infrarotstrahlung im hochdotierten Emitter der Solarzelle zurückzuführen, was noch durch Light-Trapping-Effekte, die von der Texturierung der Oberflächen herrühren, verstärkt wird.

**Temperaturvergleichsmessungen von Bifacial-Solarzellen mit konventionellen Solarzellen** mit ganzflächig aufgedampften Aluminium-Rückseitenkontakt an Luft ergaben aufgrund der den Wärmetransport dominierenden Konvektion keinen Temperaturunterschied. Im Vakuum konnten jedoch drastische Temperaturunterschiede gemessen werden, wobei die Bifacial-Solarzelle bis zu 47 K unter der Temperatur der konventionellen Solarzelle lag. Diese Temperaturdifferenz ist zum größten Teil auf Unterschiede im Abstrahlungsverhalten der Zellen zurückzuführen. Die Unterschiede im Absorptionsverhalten für Infrarotstrahlung der Zellen waren im Fall dieser speziellen Solarzellen vergleichsweise gering. Anwendungen dieser Erkenntnisse sind bei der Energieversorgung von Satelliten oder von Ultraleichtforschungsflugzeugen zu finden, wobei durch eine niedrige Betriebstemperatur der Bifacial-Solarzellen ein zusätzlicher Energiemehrertrag im Vergleich zu konventionellen Solarzellen zu erwarten ist.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Bifacial-Solarzellen, die mit einem relativ einfachen Verfahren hergestellt werden können, weisen sehr hohe Wirkungsgrade von 20.1% bei vorderseitiger Beleuchtung und 17.2% bei rückseitiger Beleuchtung auf.<sup>1</sup> Damit waren sie bis Mitte 1997 die Bifacial-Solarzellen mit dem höchsten Wirkungsgrad weltweit.

Trotz dieser ermutigenden Ergebnisse und der potentiellen Ertragsvorteile durch die beidseitige Lichtempfindlichkeit ist diese Art der Solarzellen noch wenig verbreitet. Die industrielle Produktion der in dieser Arbeit vorgestellten Bifacial-Solarzellen in großen Stückzahlen wird derzeit noch durch zu hohe Kosten gebremst. Am ISFH wird jedoch intensiv an verschiedenen kosteneffektiven Prozessen, wie dem Einsatz von Siebdruck- oder Schrägaufdampfverfahren zur Herstellung der Metallkontakte gearbeitet, die dazu beitragen können, die Kosten für den von Bifacial-Solarzellen erzeugten Strom weiter zu senken.

---

<sup>1</sup> Die Wirkungsgrade wurden vom Kalibrierlabor des Fraunhofer-Institutes ISE in Freiburg unabhängig bestätigt.

# Literaturverzeichnis

- [Abe90] A.G. Aberle, W. Warta, J. Knobloch, B. Voß, *Surface passivation of high efficiency silicon solar cells*, 21<sup>st</sup> IEEE PVSC, Kissimmee, 233 (1990).
- [Abe91a] A.G. Aberle, *Untersuchungen zur Oberflächenpassivierung von hocheffizienten Silicium-Solarzellen*, Dissertation, Universität Freiburg, 1991.
- [Abe91b] A.G. Aberle, S. Glunz, W. Warta, J. Kopp, and J. Knobloch, *SiO<sub>2</sub>-passivated high efficiency silicon solar cells: Process dependence of Si-SiO<sub>2</sub> interface recombination*, 10<sup>th</sup> EC PVSEC, Lissabon, 631 (1991).
- [Abe93] A.G. Aberle, S.R. Wenham, and M.A. Green, *A new method for accurate measurements of the lumped series resistance of solar cells*, 23<sup>rd</sup> IEEE PVSC, Louisville, 133 (1993).
- [Abe94] A.G. Aberle, S. Glunz, A.W. Stephens, and M.A. Green, *High-efficiency silicon solar cells: Si/SiO<sub>2</sub> interface parameters and their impact on device performance*, Progress in Photovoltaics **2**, 265 (1994).
- [Abe95a] A.G. Aberle, P.P. Altermatt, G. Heiser, S.J. Robinson, A. Wang, J. Zhao, U. Krumbein, and M.A. Green, *Limiting loss mechanisms in 23% efficient silicon solar cells*, J. Appl. Phys. **77**, 3491 (1995).
- [Abe95b] A.G. Aberle, T. Lauinger, J. Schmidt, and R. Hezel, *Injection-level dependent surface recombination velocities at the silicon-plasma silicon nitride interface*, Appl. Phys. Lett. **66**, 2828 (1995).
- [Abe96a] A.G. Aberle, J. Schmidt, and R. Brendel, *On the data analysis of light-biased photoconductance decay measurements*, J. Appl. Phys. **79**, 1491 (1996).
- [Abe96b] A.G. Aberle, T. Lauinger, S. Bowden, S. Wegener, and G. Betz, *SUNALYZER - A powerful and cost-effective solar cell I-V tester for the photovoltaic community*, 25<sup>th</sup> IEEE PVSC, Washington D.C., 593 (1996).
- [Abe97] A.G. Aberle, and R. Hezel, *Progress in low-temperature surface passivation of silicon solar cells using remote-plasma silicon nitride*, Progr. in Photovoltaics **5**, 29 (1997).
- [Abe98] A.G. Aberle, *Advanced surface passivation and analysis of silicon solar cells*, Habilitationsschrift, Universität Hannover (in Vorbereitung).
- [Alt97] P.P. Altermatt, *The characterisation and optimisation of high efficiency silicon solar cells by means of numerical simulations*, Dissertation, Universität Konstanz, 1997

- [Aue96] R. Auer, B. Mayregger, and R. Hezel, *Verwendung von doppelseitig nutzbaren PV-Modulen, Experimentelle Ergebnisse für verschiedene Anwendungen*, 11th Symposium on Photovoltaic Solar Energy, Staffelstein, Germany, 100 (1996).
- [Bal69] M. Balkanski, A. Aziza, and E. Amzallag, *Infrared absorption in heavily doped n-type silicon*, phys. stat. sol. **31**, 323 (1969).
- [Bas91] P.A. Basore, *PC-1D Version 3: Improved speed and convergence*, 22<sup>nd</sup> IEEE PVSC, Las Vegas, 299 (1991).
- [Bas93] P.A. Basore, *Extended spectral analysis of the internal quantum efficiency*, 23<sup>rd</sup> IEEE PVSC, Louisville, 147 (1993).
- [Bas96] P.A. Basore and D. A. Clugston, *PC-1D version 4 for Windows: From analysis to design*, Proc. 25<sup>th</sup> IEEE PVSC, Washington, D.C., 377 (1996).
- [Ber88] R. Bergmann, *Untersuchung der Minoritätsträgerlebensdauer in Silizium durch Lichtpulsanregung*, Diplomarbeit, Universität Freiburg (1988).
- [Bla89] A. W. Blakers, A. Wang, A. M. Milne, J. Zhao, and M. A. Green, *22.8% efficient silicon solar cell*, Appl. Phys. Lett. **55**, 1363 (1989).
- [Bor74] N. M. Bordina, V. V. Zadde, A. K. Zaitseva, A. P. Landsman, D. S. Strebkov, V. I. Strel'tsova, and V. A. Unishkov, U.S. Patent 3.948.682, Application 31 Oct. 1974, publication 6 April 1976.
- [Bre95] R. Brendel, *Note on the interpretation of injection level dependent surface recombination velocities*, Appl. Phys. A **60**, 523 (1995).
- [Bre96] R. Brendel und R. Plieninger, *IQE-1D-Program for the analysis of solar cell quantum efficiency measurements*, Version 1.0, 1996. (distributed by: Garching Innovation GmbH München, Fax: +49 89 2108 1593).
- [Cam87] P. Campbell and M.A. Green, *Light trapping properties of pyramidally textured surfaces*, J. Appl. Phys. **62**, 243 (1987).
- [Car94] P.G. Carey, R.C. Aceves, N.J. Colella, K.A. Williams, R.A. Sinton, and G.S. Glenn, *A solar module fabrication process for hale solar electric UAVs*, 1st World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Hawaii, 1963 (1994).
- [Cis89] T. Ciszek, T. Wang, T. Schuyler, and A. Rohatgi, *Some effects of crystal growth parameters on minority carrier lifetime in float-zoned silicon*, J. Electrochem. Soc. **136**, 230 (1989).
- [Cue80] A. Cuevas, A. Luque and J. M. Ruiz,  *$n^+pn^+$  double-sided solar cell for optimal static concentration*, 14<sup>th</sup> IEEE PVSC, San Diego, 76 (1980).
- [Cue81] A. Cuevas, A. Luque, J. Eguren, and J. del Alamo, *High efficiency bifacial back surface field solar cell*, Solar Cells **3**, 337 (1981).

- [Cue95] A. Cuevas, *Historical overview of bifacial solar cells*, Proceedings of the 33<sup>rd</sup> Annual Conference of the Australian and New Zealand Solar Energy Society, Hobart, 187 (1995).
- [Dzi77] J. Dzierwior and W. Schmid, *Auger coefficients for highly doped and highly excited silicon*, Appl. Phys. Lett. **31**, 346 (1977).
- [Ebo94] A. Ebong, S. Ghazati, M. Taouk, F. Yun, Y. H. Tang, C. B. Honsberg, S.R. Wenham, and M. A. Green, *Towards 20% double sided buried contact silicon solar cells*, Proceedings of the 32<sup>nd</sup> Annual Conference of the Australian and New Zealand Solar Energy Society (ANZSES), Sydney, 246 (1994).
- [For97] S. Forero, *Messung und Analyse der internen Quantenausbeute von Silizium-Solarzellen*, Diplomarbeit, Universität Hannover, 1997.
- [Ger86] Gerthsen, Kneser, Vogel, *Physik*, Springer Verlag, 1986, (ISBN 3-540-16155-4).
- [Gha91] M. Ghannam, *A new  $n^+pn^+$  structure with back side floating junction for high efficiency silicon solar cells*, 22<sup>nd</sup> IEEE PVSC, Las Vegas, 284 (1991).
- [Giu81] M. Giuliano and J. Wohlgemuth, *The gridded back contact and its effect on solar cell performance*, 15<sup>th</sup> IEEE PVSC, Kissimmee, 111 (1981).
- [Glu97] S. W. Glunz, J. Knobloch, D. Biro, and W. Wettling, *Optimized high-efficiency silicon solar cells with  $J_{SC}=42 \text{ mA/cm}^2$  and  $\eta=23.3\%$* , 14<sup>th</sup> IEEE PVSC, Barcelona, (1997), in press.
- [Goe94] A. Goetzberger, B. Voß, J. Knobloch, *Sonnenenergie: Photovoltaik: Physik und Technologie der Solarzelle*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1994.
- [Gra97] M. Grauvogl, *Herstellung und Charakterisierung von Truncated-Pyramid MISIL-Solarzellen*, Dissertation, Universität Hannover, 1997.
- [Gre82] M.A. Green, *Solar Cells, Operating Principles, Technology and System applications*, (University of New South Wales, Sydney, 1982).
- [Gre95] M.A. Green, *Silicon Solar Cells, Advanced Principles & Practice*, (University of New South Wales, Sydney, 1995).
- [Gro91] Jörg Grochowski, *Quantitative Untersuchung der durch Licht erzeugten thermischen und elektrischen Energie in photovoltaischen Zellen*, Diplomarbeit, Universität Hannover, 1991.
- [Har96] H.-P. Hartmann, *Charakterisierung des elektrischen Verhaltens von Silizium-Solarzellen nach Lichtpulsanregung*, Diplomarbeit, Universität Hannover, 1996.
- [Hez85] R. Hezel, *Advances in MIS inversion layer solar cells*, 18<sup>th</sup> IEEE PVSC, Las Vegas, 180 (1985).

- [Hez89] R. Hezel, L. Hu, and K. Jaeger, *Effect of surface texturing on the performance of MIS inversion layer solar cells*, 4<sup>th</sup> Int. PVSEC, Sydney, 707 (1989).
- [Hez95] R. Hezel, *A novel approach to cost-effective high-efficiency solar cells*, 13<sup>th</sup> EC PVSEC, Nice, 115 (1995).
- [Hon94] C.B Honsberg, S.R. Wenham, A. Ebong, M. Taouk, Y-H. Tang, S.B. Ghazati, F. Yun, A. Grados, M.A. Green, and W. Warta, *High efficiency, low cost buried contact silicon solar cells*, 1<sup>st</sup> World Conference on Photovoltaic energy conversion, Hawaii, 1473 (1994).
- [Hon96] C.B. Honsberg, S.B. Ghazati, A.U. Ebong, Y-H. Tang, and S.R. Wenham, *Elimination of parasitic effects in floating junction rear surface passivation for solar cells*, 25<sup>th</sup> IEEE PVSC, Washington D.C., 401 (1996).
- [Hüb96] A. Hübner, A.G. Aberle, and R. Hezel, *Cost-effective bifacial silicon solar cells with 19% front and 18% rear efficiency*, 25<sup>th</sup> IEEE PVSC, Washington, D.C., 489 (1996).
- [Hüb97a] A. Hübner, C. Hampe, and A.G. Aberle, *A simple fabrication process for 20% efficient silicon solar cells*, Solar Energy Materials **46**, 67 (1997).
- [Hüb97b] A. Hübner, A. G. Aberle, and R. Hezel, *20% efficient bifacial silicon solar cells*, 14<sup>th</sup> EC PVSEC, Barcelona, 92 (1997).
- [Ile78] P.A. Iles and S. Khemthong, *The alpha factor - controlling solar cell absorptance*, 13<sup>th</sup> IEEE PVSC, Washington D.C., 327 (1978).
- [ISE97] ISE PV-Charts, Edition 9, Fraunhofer Institute ISE, Freiburg, (1997).
- [Ise97] DESSIS-<sub>ISE</sub> (4.0), Integrated Systems Engineering AG, Zurich, Switzerland.
- [Jae87] K. Jaeger and R. Hezel, *Bifacial MIS inversion layer solar cells based on low temperature silicon surface passivation*, 19<sup>th</sup> IEEE PVSC, New Orleans, 388 (1987).
- [Jae92] K. Jaeger, P. Roth, B. Schum, G. Bende, W. Hoffmann, and R. Hezel, *Thin crystalline silicon 100 mm × 100 mm MIS inversion layer solar cells with bifacial sensitivity*, 11<sup>th</sup> EC PVSEC, Montreux, 168 (1992).
- [Ker90] W. Kern, *The evolution of wafer cleaning technology*, J. Electrochem. Soc. **137**, 1887 (1990).
- [Kno93] J. Knobloch, A. Noel, E. Schäffer, U. Schubert, F. J. Kamerewerd, S. Klußmann, W. Wettling, *High-efficiency solar cells from FZ, CZ, and MZ silicon material*, 23<sup>rd</sup> IEEE PVSC, Louisville, 271 (1993).

- [Koc94] W. Koch, W. Krumbe, H. Lange, W. Schmidt, F. Schomann, and G. Wahl, *Development of cost effective silicon material and cell fabrication processes for high efficient large area terrestrial solar cells*, 12<sup>th</sup> EC PVSEC, Amsterdam, 797 (1994).
- [Kuh98] B. Kuhlmann, *Charakterisierung und mehrdimensionale Simulation von MIS-Inversionsschichtsolarzellen*, Dissertation, Universität Hannover, 1998.
- [Lau96] T. Lauinger, J. Schmidt, A.G. Aberle, and R. Hezel, *Record low surface recombination velocity on 1- $\Omega$ cm p-type silicon using plasma silicon nitride passivation*, Appl. Phys. Lett. **68**, 1232 (1996).
- [Len98] B. Lenkeit, T. Lauinger, and A. G. Aberle, *Comparison of remote versus direct PEVCD silicon nitride passivation of phosphorus-diffused emitters of silicon solar cells*, submitted to the 2<sup>nd</sup> World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Vienna, 1998.
- [Lö192] P. Löngen, F.J. Bisschop, W.C. Sinke, R.A. Steeman, L.A. Verhoef, and R.J.C. van Zolingen, *Bulk and surface contributions to enhanced solar cell performance induced by aluminum alloying*, 6<sup>th</sup> Int. PVSEC, New Delhi, 239 (1992).
- [Luk87] K. L. Luke and L. J. Cheng, *Analysis of the interaction of a laser pulse with a silicon wafer: determination of bulk lifetime and surface recombination velocity*, J. Appl. Phys. **61**, 2282 (1987).
- [Luq77] A. Luque, J. M. Ruiz, A. Cuevas, J. Eguren, and M. Agost, *Double sided (d.s.) solar cells to improve static concentration*, 1<sup>st</sup> EC PVSEC, Luxemburg, 269 (1977).
- [Luq96] A. Luque, *Persönliche Mitteilung*, 1996.
- [Mas91] N. B. Mason, D. Jordan, and J. G. Summers, *A high efficiency silicon solar cell production technology*, 10<sup>th</sup> EC PVSEC, Lisbon, 16 (1991).
- [Mei88] D. L. Meier, J. Hwang, J. Gregg, and R. B. Campbell, *Effect of doping and injection level on minority carrier lifetime, as applied to bifacial dendritic web silicon solar cells*, IEEE Trans. Electr. Dev. **35**, 70 (1988).
- [Met98] A. Metz, Dissertation, Universität Hannover (in Vorbereitung).
- [Meu80] A. Meulenber, J. F. Allison and R. A. Arndt, *Thin n-i-p silicon solar cell*, 14<sup>th</sup> IEEE PVSC, San Diego, 161 (1980).
- [Mit91] K. W. Mitchell, D. L. Aldrich, J. R. Walle, D. G. Gretlein, K. L. Pauls, R. Probst, J. M. Gee, and J. D. McBrayer, *Characterization of commercial single crystal Si cell technology*, 10<sup>th</sup> EC PVSEC, Lisbon, 310 (1991).
- [Moe94] A. Moehlecke, I. Zanescio, and A. Luque, *Practical high efficiency bifacial solar cells*, 1<sup>st</sup> World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Hawaii, 1663 (1994).

- [Mor60] H. Mori, *Radiation energy transducing device*, U.S. Patent 3.278.811, Oct. 1966 (submitted 1960).
- [Mos96] J. Moschner, *Optimierung und Charakterisierung von Plasma-siliciumnitridschichten zur Oberflächenpassivierung von Silicium-solarzellen*, Diplomarbeit, Universität Hannover, 1996.
- [Now97] M. J. Nowlan, J. C. Maglitta, and G. Darkazalli, *Ultralight photovoltaic modules for unmanned aerial vehicles*, 26<sup>th</sup> IEEE PVSC, Anaheim, 1997 (in press).
- [Pav93] D. Pavic, *Infrarot-Transmission transparenter Wärmedämmungen*, Diplomarbeit, Universität Hannover, 1993.
- [Rob94] J. Robertson, *Defects and hydrogen in amorphous silicon nitride*, Philosophical Magazine B **69**, 307 (1994).
- [Roh96] A. Rohatgi, S. Narashima, S. Kamra, P. Doshi, C. P. Khattak, K. Emery, and H. Field, *Record high 18.6% efficient solar cell on HEM multicrystalline material*, 25<sup>th</sup> IEEE PVSC, Washington, D.C., 741 (1996).
- [Sch97] J. Schmidt and A. G. Aberle, *Accurate method for the determination of bulk minority-carrier lifetimes of mono- and multicrystalline silicon wafers*, J. Appl. Phys. **81**, 6186 (1997).
- [Sch98] J. Schmidt, *Untersuchungen zur Ladungsträgerrekombination an den Oberflächen und im Volumen von kristallinen Silcium-Solarzellen*, Dissertation, Universität Hannover (in Vorbereitung).
- [Shi94] K. Shirasawa, T. Takahashi, Y. Inomata, K. Fukui, K. Okada, M. Takayama and H. Watanabe, *Large area high efficiency multicrystlline silicon solar cells*, 12<sup>th</sup> EC PVSEC, Amsterdam, 757 (1994).
- [Sin95] R. A. Sinton, P. J. Verlinden, R. M. Swanson, R. A. Crane, K. Wickham, and J. Perkins, *Improvements in silicon backside-contact solar cells for high-value one sun applications*, 13<sup>th</sup> EC PVSEC, Nice, 1586 (1995).
- [Spr91] A. B. Sproul and M. A. Green, *Improved value for the silicon intrinsic carrier concentration from 275 K to 375 K*, J. Appl. Physics **70**, 846 (1991).
- [Spr94] A. B. Sproul, *Dimensionless solution of the equation describing the effect of surface recombination on carrier decay in semiconductors*, J. Appl. Phys. **76**, 2851 (1994).
- [Str85] G. Strobl, C. Kasper, K.-D. Rasch, and K. Roy, *Bifacial space silicon solar cell*, 18<sup>th</sup> IEEE PVSC, 454 (1985).
- [Swa92] R. Swanson, P. Verlinden, R. Crane, R. Sinton, and C. Tilford, *High efficiency silicon solar cells*, 11<sup>th</sup> EC PVSEC, 35 (1992).

- [Sze81] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2<sup>nd</sup> Edition, (John Wiley & Sons, New York, 1981).
- [Ulbr06] R. Ulbricht, *Die hemisphärische Lichtintensität und das Kugel-photometer*, Elektr.-techn. Zeitschrift **28**, 50 (1906).
- [Ver96] M. Verbeek, A. Metz, A. G. Aberle, and R. Hezel, *Mechanically grooved high-efficiency silicon solar cells with self-aligned metallization*, 25<sup>th</sup> IEEE PVSC Washington, D. C., 521 (1996).
- [Ver97] M. Verbeek, *Persönliche Mitteilung*, 1997.
- [Ver98] M. Verbeek, *Schräg bedampfte Silizium-Solarzellen mit V-förmiger Oberflächenstruktur; Technologische Entwicklung und Charakterisierung*, Dissertation, Universität Hannover (in Vorbereitung).
- [Wan95] C.H. Wang, W.C. Shih, R.E. Somekh, J.E. Evetts, and D. Jackson, *Correlation of roughness, impurity, infra-red emissivity and sputter conditions for aluminum films*, Mat Res. Soc. Symp. Proc. **354**, 523 (1995).
- [War93] T. Warabisako, K. Matsukuma, S. Kokundai, Y. Kida, T. Uematsu, and H. Yagi, *Bifacial multicrystalline silicon solar cells*, 23<sup>rd</sup> IEEE PVSC, Louisville, 248 (1993).
- [Zha90] J. Zhao, A. Wang, P.P. Altermatt, and M.A. Green, *24% efficient silicon solar cells with double layer antireflection coatings and reduced resistance loss*, Appl. Phys. Lett. **66**, 3636 (1995).
- [Zho97] C. Z. Zhou, P. J. Verlinden, R. A. Crane, R. M. Swanson, and R. A. Sinton, *21.9% efficient silicon bifacial solar cells*, 26<sup>th</sup> IEEE PVSC, Anaheim, 287 (1997).

Verwendete Abkürzungen im Literaturverzeichnis:

IEEE PVSC = Proceedings of the IEEE Photovoltaic Specialists Conference

EC PVSC = Proceedings of the European Communities Photovoltaic Solar Energy Conference

# Abkürzungsverzeichnis

## Symbole und Formelzeichen

$\alpha_M$	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$	mittlerer Wärmeübergangskoeffizient
$\eta$	%	Wirkungsgrad der Solarzelle
$\varepsilon$		Emissivität
$\lambda$	cm	Wellenlänge
$\theta$	°	Winkel
$\alpha(\lambda)$	$\text{cm}^{-1}$	Absorptionskoeffizient von Silizium
$\tau$	s	Lebensdauer
$\tau_{Aug}$	s	Lebensdauer der Augerrekombination
$\tau_{B-B}$	s	Lebensdauer der strahlenden Rekombination
$\tau_{bulk}$	s	Volumenlebensdauer
$\tau_{eff}$	s	effektive Lebensdauer
$\tau_{SRH}$	s	Lebensdauer der SRH-Rekombination
$\tau_{Jsc}$	s	Zeitkonstante des $J_{SC}$ -Abklingens
$\tau_{Voc}$	s	Zeitkonstante des $V_{OC}$ -Abklingens
$\nu$	$\text{cm}^{-1}$	Wellenzahl
$\Psi_s$	V	Oberflächenpotential
$\eta_C$		Einsammelwahrscheinlichkeit für Elektronen
$\sigma_n$	$\text{cm}^2$	Einfangquerschnitten für Elektronen
$\sigma_p$	$\text{cm}^2$	Einfangquerschnitten für Löcher
$\sigma$	$\sigma = 5.7 \times 10^{-8}$ $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$	Stephan-Boltzmann-Konstante
$\rho_s$	$\Omega/\square$	Schichtwiderstand
$\rho$		Reflexionsvermögen der Ulbrichtkugel
$\Delta n$	$\text{cm}^{-3}$	Überschußelektronenkonzentration
$\Delta p$	$\text{cm}^{-3}$	Überschußlöcherkonzentration
$\Delta n_{bias}$	$\text{cm}^{-3}$	die von der Bias-Beleuchtung erzeugte Überschlußladungsträgerdichte
$\tau_{Voc}$	s	Zeitkonstante des $V_{OC}$ -Abklingens
$\mu_{n,p}$	$\text{cm}^2/\text{Vs}$	Beweglichkeit der Elektronen bzw. Löcher
$A$		Absorption
$A_D$	$\text{cm}^2$	Detektorfläche
Ag		Silber
Al		Aluminium

$Abs_{grid}$		Absorption des Gitters
$c$	m/s	Lichtgeschwindigkeit
$C(x)$	cm <sup>-3</sup>	Phosphorkonzentration in der Tiefe x
$C_p$	cm <sup>6</sup> s <sup>-1</sup>	Augerkoeffizient
$D$	cm <sup>2</sup> /s	Diffusionskonstante
$D_e$	cm <sup>2</sup> /s	Diffusionskonstante für Elektronen
$D_h$	cm <sup>2</sup> /s	Diffusionskonstante für Löcher
$D_{it}$	cm <sup>-2</sup> eV <sup>-1</sup>	Zustandsdichte
$d$	cm	Dicke des Siliziumwafers
$E$	V/m	Elektrisches Feld
$E_t$	eV	Energieniveau der Traps
$f_{abs}$		Anteil der absorbierten Photonen
FF		Füllfaktor
$F_{ZFG}$		Flächenanteil des ZFG
$F_{met}$		Flächenanteil des Metallgitters
$F$	cm <sup>2</sup>	Zellfläche
$G$	cm <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup>	Netto-Generationsrate
$G_{th}$	cm <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup>	thermische Generationsrate
$I_D$	W	Lichtintensität am Detektor
$J$	A/cm <sup>2</sup>	Stromdichte
$J_0$	A/cm <sup>2</sup>	Sättigungsstromdichte
$J_{0e}$	A/cm <sup>2</sup>	Emittersättigungsstromdichte
$J_L$	A/cm <sup>2</sup>	lichtgenerierte Photostromdichte
$J_{MPP}$	A/cm <sup>2</sup>	Stromdichte am Maximum Power Point
$J_{rek}$	A/cm <sup>2</sup>	Rekombinationsstromdichte
$J_{SC}$	A/cm <sup>2</sup>	Kurzschlußstromdichte
$k$	J/K	Boltzmannkonstante
$L_D$	cm	Diffusionslänge
$L_e$	cm	Diffusionslänge für Elektronen
$L_h$	cm	Diffusionslänge für Löcher
$L_{eff}$	cm	effektive Diffusionslänge
$m^*$	g	effektive Elektronenmasse
$n$	cm <sup>-3</sup>	Elektronenkonzentration
$n$		Brechungsindex
$n$		Idealitätsfaktor
$n_0$	cm <sup>-3</sup>	Gleichgewichtskonzentration der Elektronen
$n_l$	cm <sup>-3</sup>	Parameter bei der SRH-Rekombination
$n_i$	cm <sup>-3</sup>	intrinsische Ladungsträgerdichte

$N_A^-$	$\text{cm}^{-3}$	Konzentration negativ geladener Akzeptoren
$N_C$	$\text{cm}^{-3}$	Zustandsdichte im Leitungsband
$N_D^+$	$\text{cm}^{-3}$	Konzentration positiv geladener Donatoren
$n_S$	$\text{cm}^{-3}$	Elektronenkonzentration an der Oberfläche
$N_s$	$\text{cm}^{-3}$	Oberflächenkonzentration der Phosphoratome
$N_t$	$\text{cm}^{-3}$	Störstellendichte (Trap-Dichte)
$N_{ts}$	$\text{cm}^{-3}$	Störstellendichte an der Oberfläche
$N_V$	$\text{cm}^{-3}$	Zustandsdichte im Valenzband
$p$	Bar	Druck
$p$	$\text{cm}^{-3}$	Löcherkonzentration
$p_l$	$\text{cm}^{-3}$	Parameter bei der SRH-Rekombination
$p_s$	$\text{cm}^{-3}$	Löcherkonzentration an der Oberfläche
Pd		Palladium
$P_{el}$	W	maximal abgegebene elektrische Leistung der Zelle
$P_{in}$	W	eingestrahlte Lichtleistung
$p_s$	$\text{cm}^{-3}$	Löcherdichte an der Oberfläche des Siliziumkristalls
$q$	C	Elementarladung
$R$	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$	Rekombinationsrate
$R$		Reflexion
$R_{grid}$		Reflexion des Metallgitters
$R_{int,b}$		interne Reflexion an der Rückseite
$R_{int,f}$		interne Reflexion an der Vorderseite
$R_{mess}$		gemessene Reflexion
$R_P$	$\Omega\text{cm}^2$	Parallelwiderstand
$R_S$	$\Omega\text{cm}^2$	Serienwiderstand
$R_{S,dark}$	$\Omega\text{cm}^2$	Serienwiderstand "im Dunkeln"
$R_{S,light}$	$\Omega\text{cm}^2$	Serienwiderstand bei Beleuchtung
$R_{Shunt}$	$\Omega\text{cm}^2$	Parallelwiderstand
$R_{ZFG}$		Reflexion des Zwischenfingergebietes
$S$	cm/s	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (ORG)
$S_{back}$	cm/s	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Rückseite
$S_{diff}$	cm/s	differentielle Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
$S_{eff}$	cm/s	effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
$S_{eff,em}$	cm/s	effektive ORG des Emitters
$S_{eff,back}$	cm/s	effektive ORG der Rückseite
$S_{front}$	cm/s	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Vorderseite
$S_0$	cm/s	Oberflächenrekombinationsparameter
$S_{total}$	cm/s	totale Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit

$T$		Transmission
$T$	K	absolute Temperatur
Ti		Titan
$t$	s	Zeit
$U$	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$	Netto-Rekombinationsrate
$U_S$	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$	Nettorekombinationsrate an der Oberfläche
$U_{SRH}$	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$	Nettorekombinationsrate (Shockley-Read-Hall-Theorie)
$V$	V	Spannung
$V_D$	V	Diffusionsspannung
$V_T$	V	thermische Spannung
$V_{bias}$	V	die von der Bias-Beleuchtung verursachte Spannung
$V_{MPP}$	V	Spannung am Maximum Power Point
$V_{OC}$	V	Leerlaufspannung
$v_{th}$	cm/s	thermische Geschwindigkeit
W	cm	Waferdicke
$x_j$	cm	Dotierprofiltiefe

### Abkürzungen

2D	zweidimensional
AM1.5G	Air Mass 1.5 global
a-Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	amorphes Siliziumnitrid
BHF	gepufferte Flußsäure
BSF	Back Surface Field
CZ	Czochalski
DESSIS	Halbleiter-Simulationsprogramm
DLARC	Double layer antireflexion coating
DSBC	Double sided buried contact cell
EQE	externe Quantenausbeute
erfc	Errorfunction
FZ	Float zone
IQE	Interne Quantenausbeute
IR	Infrarot
ISFH	Institut für Solarenergieforschung Hameln/Emmerthal GmbH
LBIC	Laser beam induced current
LBSF	lokales Back Surface Field

MISIL	Metal-Insulator-Semiconductor-Inversion-Layer
MPP	Maximum Power Point
MWPCD	Microwave-detected Photoconductance decay
ORG	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
PC-1D	Solarzellen-Simulationsprogramm
PCD	Photoconductance decay
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition
PERC	Passivated Emitter and Rear Cell
Pt100	Temperatursensor
REM	Rasterelektronenmikroskop
RLZ	Raumladungszone
RS	Rückseite
SIMS	Secondary Ion Mass Spectrometry
SiN	Siliziumnitrid
SiO	Siliziumoxid
SRH	Shockley-Read-Hall
TCA	Trichlorethan
UNSW	University of New South Wales
UV	Ultraviolett
VS	Vorderseite
XPS	Röntgenangeregte Photoelektronenspektroskopie
ZFG	Zwischenfingergebiet

# Publikationsliste

- 1 Armin G. Aberle, Burkhard Kuhlmann, Rüdiger Meyer, Andreas Hübner, Carsten Hampe and Rudolf Hezel, *Comparison of p-n junction and inversion-layer silicon solar cells by means of experiment and simulation*, Progr. in Photovoltaics **4**, 193 (1996).
- 2 Andreas Hübner, Armin G. Aberle and Rudolf Hezel, *Cost-effective silicon solar cells with 19% front and 18% rear efficiency*, 25<sup>th</sup> IEEE PVSC, Washington, D.C., 489 (1996).
- 3 Burkhard Kuhlmann, Armin G. Aberle, Rüdiger Meyer, Andreas Hübner, Carsten Hampe and Rudolf Hezel, *Fabrication and characterization of 662-mV open-circuit voltage high-efficiency inversion-layer silicon solar cells*, 25<sup>th</sup> IEEE PVSC, Washington, D.C., 493 (1996).
- 4 Andreas Hübner, Armin G. Aberle und Rudolf Hezel, *Kostengünstige, beidseitig lichtaktive Silizium-Solarzellen*, Verhandlg. DPG (VI) **31**, 1365 (1996).
- 5 Andreas Hübner, Carsten Hampe, Armin G. Aberle, *A simple fabrication process for 20% efficient silicon solar cells*, Solar Energy Mat. **46**, 67 (1997).
- 6 Andreas Hübner, Armin G. Aberle and Rudolf Hezel, *Novel cost-effective bifacial silicon solar cells with 19.4% and 18.1% rear efficiency*, Appl. Phys. Lett. **70**, 1008 (1997).
- 7 Andreas Hübner, Armin G. Aberle and Rudolf Hezel, *20% efficient bifacial silicon solar cells*, 14<sup>th</sup> ECPVSEC, Barcelona, 92 (1997).
- 8 Andreas Hübner, Armin G. Aberle and Rudolf Hezel, *Temperature behavior of monofacial and bifacial silicon solar cells*, 26<sup>th</sup> IEEE PVSC, Anaheim, 223 (1997).

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

**Herrn Prof. Hezel** möchte ich für die Möglichkeit danken, die Arbeit am ISFH anfertigen zu können; des weiteren für die freie Hand bei der Umsetzung und die Ermöglichung der Teilnahme an internationalen Konferenzen. Ebenso danke ich **Herrn Prof. Horn-von Hoegen** von Fachbereich Physik der Universität Hannover für die bereitwillige Übernahme des Korreferats.

Besonders herzlich Dankeschön sagen möchte ich **Herrn Dr. Armin Aberle**. Er hat es von Beginn an verstanden, seinen Enthusiasmus für die Photovoltaik auf die gesamte Abteilung zu übertragen und sie so zu hervorragenden Leistungen zu motivieren. Er hatte immer ein offenes Ohr für Fragen und Anregungen. Ich hoffe, ich konnte Einiges von Dir lernen. (Eine Wette habe ich allerdings verloren...)

Einen herzlichen Dank auch an meine Mitdoktoranden: **Herrn Dipl.-Ing. Burkhard Kuhlmann** für die 2D-Simulationen und die vielen Diskussionen, **Herrn Dipl.-Phys. Martin Verbeek**, für die bereitwillige Hilfe bei den vielen Hürden rund um die Arbeit, **Herrn Dipl.-Phys. Jan Schmidt** für einige wichtige Lebensdauermessungen und **Herrn Dipl.-Phys. Andreas Bierhals** für die Hilfe bei den Fits der Absorptionsspektren.

Ebenso möchte ich mich bei allen bedanken, die besonders während der Prozessierphase die Wirkungsgradrekorde vor dem SUNALYZER mit mir gefeiert haben (warum eigentlich immer Freitag abend ?). Es waren schöne Momente, die ich noch lange im Gedächtnis behalten werde.

Bei unserem Reinraum-Team unter Leitung von **Herrn Dipl.-Ing. Richard Auer** (ab und zu schlage ich Dich beim Badminton noch), insbesondere bei **Frau Sandra Schaper** und **Frau Marita Steinhof** möchte ich mich herzlich für die gute Zusammenarbeit bedanken. Besonders während der Prozessierphase waren Sie mir eine große Hilfe.

Ebenso möchte ich den Werkstattmitarbeitern des ISFH, **Herrn Andreas Treder** und **Herrn Peter Passon** sowie **Herrn Dipl.-Ing. Michael Weiß**, für ihre ständige Einsatzbereitschaft danken. Sie waren immer da, wenn die vielen kleinen und großen Reparaturen kurzfristig anstanden.

Vielen Dank an die Verwaltung des ISFH unter Leitung von **Herrn Dipl.-Oek. Wolfgang Gaßdorf**. Die unbürokratische und effiziente Abwicklung der Verwaltungsangelegenheiten war beispielhaft.

Dank auch an alle Kaffeetrinker und Riegelesser für das rege Interesse an den Schubladen in der Küche. Das Auffüllen war mir ein willkommener Ausgleich für die vielen Stunden vor dem Computer.

Nicht zuletzt möchte ich mich ganz herzlich bei meinen Eltern bedanken. Sie haben mir durch ihre großzügige Unterstützung das Physik-Studium erst ermöglicht und waren mir immer eine Basis, auf die ich bauen konnte.

# Lebenslauf

Name     Andreas Hübner

geboren   03. 10. 1969 in Merseburg/Saale

Eltern:   Herwig Hübner, Dipl.-Ing.  
          Christa Hübner, Apothekerin

1976 - 1986   Allgemeinbildende Polytechnische Oberschule in Merseburg

1986 - 1988   Erweiterte Oberschule "Ernst Haeckel" (Gymnasium) in Merseburg,  
          Abitur

11/88 - 7/89   Wehrdienst

9/89 - 7/91   Studium der Physik an der Technische Hochschule Merseburg,  
          Vordiplom

10/91 - 8/94   Studium der Physik an der Universität Kassel

9/93 - 7/94   Diplomarbeit bei Prof. J. T. Yates, Jr. am Surface Science Center  
          in Pittsburgh, USA  
          Thema: *Entwicklung eines Verfahrens zur Herstellung kohlenstoffarmer GaN-Schichten*

10/94 - 3/98   Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Solarenergieforschung  
          Hameln/Emmerthal GmbH (ISFH)  
          Doktorarbeit bei Prof. R. Hezel  
          Thema: *Neuartige hocheffiziente Silizium-Solarzellen mit beidseitiger Lichtempfindlichkeit*

ab 4/98       Wissenschaftlicher Referent bei Schott Glas, Mainz