

**Mechanisch texturierte Solarzellen
und Rückkontakt-Solarzellen
aus kristallinem Silizium**

Christoph Zechner
Dissertation
Universität Konstanz

**Mechanisch texturierte Solarzellen
und Rückkontakt-Solarzellen
aus kristallinem Silizium**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
des Doktors der Naturwissenschaften

(Dr. rer. nat.)

an der Universität Konstanz

Fakultät für Physik

vorgelegt von

Christoph Zechner

Konstanz, Dezember 1999

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Mechanische Texturierung konventioneller n⁺p Si-Solarzellen	3
2.1	Einleitung	3
2.1.1	Oberflächentexturierung	3
2.1.2	Mechanische Texturierung	3
2.2	Frontseitig texturierte Zellen mit homogenem Emitter	5
2.2.1	Einleitung	5
2.2.2	Mechanisch texturierte Zellen mit photolithografisch definiertem Frontkontakt	5
2.2.2.1	Der Herstellungsprozeß	5
2.2.2.2	Mechanische Texturierung im Herstellungsprozeß	7
2.2.2.3	Photolithographie auf mechanisch texturierten Zellen	8
2.2.2.4	Zellergebnisse	9
2.2.2.5	Beste Zellen	11
2.2.3	Mechanisch texturierte Zellen mit siebgedruckten Kontakten	15
2.2.3.1	Herstellung	15
2.2.3.2	Zellergebnisse	16
2.2.4	Analyse der Reflexion	19
2.2.4.1	Gemessene Reflexion von Solarzellen mit verschiedener V-Textur	20
2.2.4.2	Berechnete Reflexion von Solarzellen mit Einfach-ARC und Verkapselung	21
2.2.4.3	Reflexionsvergleich mechanisch und alkalisch texturierter Industriesolarzellen	25
2.2.5	Analyse der internen Quantenausbeute	27
2.2.5.1	Gemessene Kurven von IQE	27
2.2.5.2	Berechnete IQE-Kurvenscharen für verschiedene V-Texturierungen	31
2.2.5.3	Lokale interne Quantenausbeute	37
2.2.6	Gesamtauswirkung der Textur auf die Zellparameter	39
2.2.6.1	Annahmen für die Simulationen	40
2.2.6.2	Ergebnisse und Diskussion	45
2.2.6.3	Vergleich mit früheren Ergebnissen	50
2.2.7	Wirtschaftlichkeit	52
2.3	Beidseitige Texturierung	54
2.3.1	Einleitung	54
2.3.2	Experimentelle Umsetzung	54
2.3.2.1	Gemessene Reflexion	55
2.3.2.2	Quantenausbeute	56
2.3.3	Computerunterstützte Analyse	57
2.3.3.1	Kombination von optischen 3D-Simulationen und elektrischen 2D- Simulationen	57
2.3.3.2	Berechnete Reflexionsspektren	57
2.3.3.3	Berechnete IV-Kurven	58

2.3.4	Chancen der beidseitigen Texturierung	60
2.4	Selektiver Emitter durch DOSS-Diffusion	62
2.4.1	Prinzip der DOSS (Dopant Oxide Solid Source) - Diffusion	62
2.4.2	Schichtwiderstand und Emittersättigungsstrom	63
2.4.2.1	Messung des Emitterschichtwiderstands auf V-texturierten Zellen	63
2.4.2.2	Testdiffusionen	64
2.4.3	Mechanisch texturierte Siebdruck-Zellen mit DOSS-Diffusion	65
2.5	Zusammenfassung	68
3	Rückkontakt-Solarzellen	69
3.1	Einleitung	69
3.2	Definition von n-Typ und p-Typ Kontaktbereichen für Rückkontakt - Solarzellen mit siebgedruckten Kontakten	73
3.2.1	Lasertrennen des Emitters	74
3.2.1.1	Einleitung	74
3.2.1.2	Experiment	74
3.2.1.3	Simulation der Laserschädigung	76
3.2.1.4	Übertragung der Ergebnisse auf Rückkontakt-Solarzellen	77
3.2.2	Teilweises Entfernen des Emitters durch Plasma-Ätzen	77
3.2.2.1	Experimente mit einem 'direct plasma'-Reaktor	78
3.2.2.2	Testsolarzellen für Siebdruck auf 10 Ω /sq. Emitter und RIE-Emitterentfernung	79
3.2.3	Mechanisches Trennen der Kontakte	83
3.3	Herstellung und Analyse von EWT-Solarzellen	84
3.3.1	Der Herstellungsprozeß	84
3.3.2	Experimentelle Charakterisierung	87
3.3.2.1	IV-Messung	87
3.3.2.2	Spannungsabfall entlang der Metallisierung	91
3.3.2.3	LBIC-Messung	92
3.3.2.4	Reflexion und Spectral Response	93
3.3.2.5	Plasma-Ätzen mit Kontakten als Ätz-Barriere	94
3.3.3	Netzwerkmodell für die computergestützte Analyse	96
3.3.3.1	Grundlagen	96
3.3.3.2	Definition der Simulationsblöcke	97
3.3.4	Extraktion von Zellparametern durch Computersimulation	100
3.3.4.1	Übersicht, Algorithmus und physikalische Modelle	100
3.3.4.2	Basisdotierung und Emitterprofile	101
3.3.4.3	Oberflächenrekombination an der Frontseite	102
3.3.4.4	Basisdiffusionslänge L_D	103
3.3.4.5	Rekombinationsgeschwindigkeiten an der Rückseite	104
3.3.4.6	I_{02} und R_{shunt}	106
3.3.4.7	Serienwiderstand innerhalb der Kontakte	106

3.3.4.8	Kontaktwiderstände	107
3.3.4.9	Zusammenfassung des Modells	109
3.4	Computergestützte Optimierung von EWT-Solarzellen	112
3.4.1	Netzwerk	112
3.4.2	Simulationsparameter	113
3.4.3	Ergebnis und Diskussion	114
3.4.4	Wirkungsgradpotential von EWT-Solarzellen mit selektivem Emitter	117
3.5	Rückseitendesign von Metallisation Wrap Through (MWT) - Solarzellen	118
3.5.1	Modell	118
3.5.2	Einsammelwahrscheinlichkeit für Minoritätsladungsträger	119
3.5.3	Auswirkung des Rückseitendesigns auf den Wirkungsgrad	120
3.5.4	Zusammenfassung und Diskussion	121
4	Zusammenfassung	123
Anhang A	Einfluß des Zellrands	125
Anhang B	Zur PCVD-Messung an V-texturierten Solarzellen	133
Anhang C	Lichtmix	134
Referenzen		135
Publikationen des Autors		142
Abkürzungen und Symbole		144
Danksagung		145

Kein Buch wird jemals fertig; während wir daran arbeiten, lernen wir gerade genug, um seine Unzulänglichkeit zu sehen, wenn wir es der Öffentlichkeit übergeben.
Sir Karl Popper

1 Einleitung

Es besteht heute ein breiter Konsens darüber, daß die Verwendung von Kernkraft und fossilen Brennstoffen für die Stromerzeugung im kommenden Jahrhundert durch nachhaltige Energiequellen abgelöst werden soll.

Die photovoltaische Umwandlung von Sonnenlicht in elektrische Energie durch Solarzellen setzt im Betrieb weder Abgase noch Treibhausgase frei und birgt keine unkalkulierbaren Risiken. Dank ihres hohen Wachstumspotentials könnte der Photovoltaik für die angestrebte bedarfsdeckende Bereitstellung von Strom aus erneuerbaren Energiequellen eine Hauptrolle zukommen. Das größte Hindernis dafür sind die heute noch sehr hohen Erzeugungskosten für Strom aus Photovoltaik. Für eine rasche, breitere Markteinführung von Solarstrom ist es äußerst wichtig, daß die Kosten von Solarmodulen weiter gesenkt werden können.

Etwa 85 % aller Solarzellen wurden 1998 aus kristallinem Silizium gefertigt [Saitoh 99], davon je etwa die Hälfte aus CZ-Si und mc-Si. Die größten Kostenreduktionspotentiale gegenüber dem Status quo liegen in einer vollständigen Automatisierung der Produktionslinien, im Übergang zu größeren und dünneren Siliziumwafern, in der Reduktion der Produktionsausfälle durch Waferbruch und der Steigerung der Wirkungsgrade [Bruton 97], [Saitoh 99], [Vahrenholt 99].

Durch die Entwicklung einer neuen Generation von Solarzellen, bei denen Basis- und Emitterkontakt auf die Rückseite plaziert werden, können mehrere dieser Potentiale gleichzeitig ausgeschöpft werden: Die Automatisierung der Serienschaltung zum Modul wird vereinfacht, da die Zellen ohne Verbindung untereinander auf vorbereitete Leiterbahnen an der Modulrückseite gelötet werden können. Eine Vergrößerung der Zellfläche ist möglich, ohne gleichzeitig die Serienwiderstandsverluste zu erhöhen. Außerdem profitiert der Wirkungsgrad von der Einsammlung von Minoritätsladungsträgern an der Rückseite und der Vermeidung der Frontkontakt-Abschattungsverluste. Im zweiten Teil der vorliegenden Arbeit werden Solarzellen untersucht, die diese genannten Vorteile vereinen.

Ein spezieller Nachteil von mc-Si ist, daß eine Oberflächentexturierung durch anisotropes Ätzen weniger effizient ist als bei monokristallinem Si, da viele Kristalle unpassend orientiert sind. Die Entwicklung eines alternativen Texturierungsverfahrens ist sehr wichtig, um die Reflexionsverluste von Zellen aus mc-Si zu verringern und ähnlich hohe Wirkungsgrade wie auf CZ-Si zu erreichen. Ein vielversprechendes Verfahren ist die mechanische Oberflächentexturierung.

Die vorliegende Arbeit ist in zwei Abschnitte gegliedert.

- In Kapitel 2 werden Untersuchungen zur mechanischen Oberflächentexturierung dargestellt. Diese Technik zur Verminderung der Reflexion von multikristallinen Solarzellen wird seit Anfang der neunziger Jahre entwickelt. Zu Beginn (Kapitel 2.2.2 und 2.2.3) wird die Integration der mechanischen Texturierung in verschiedene Herstellungsprozesse für Si Solarzellen vorgestellt. Die experimentellen Ergebnisse werden mithilfe von 2D-Devisimulationen analysiert und ergänzt. Schwerpunkt des Kapitels ist die Bestimmung des Einflusses einer mechanischen Frontseitentextu-

rierung auf die Reflexion (Kap. 2.2.4), die interne Quantenausbeute (Kap. 2.2.5) und den Wirkungsgrad (Kap. 2.2.6) konventioneller n^+p -Solarzellen. In Kapitel 2.3 wird der positive Effekt des 'Light Trapping' bei beidseitiger V-Texturierung analysiert. In Kapitel 2.4 wird die mechanische Texturierung in Verknüpfung mit einer neuen Diffusions-Technik untersucht, welche die Herstellung eines selektiven Emitters auf teilweise texturierten Wafern in einem einzigen Diffusionsschritt ermöglicht.

- Kapitel 3 ist Rückkontakt-Siliziumsolarzellen gewidmet, bei denen neben dem Basiskontakt auch der Emitterkontakt zumindest teilweise auf der Rückseite liegt. Nach einer kurzen Diskussion der Vorzüge und verschiedenen Herstellungsarten von Rückkontaktzellen bildet die in Kapitel 3.3 vorgestellte Charakterisierung von Emitter Wrap Through - Solarzellen mit selektivem Emitter und siebgedruckten Kontakten den Schwerpunkt des zweiten Abschnitts. Für die Analyse der Solarzellen wurde die Technik der Netzwerksimulation verwendet, bei der Zellregionen mit verschiedenen Eigenschaften getrennt simuliert und über ohmsche Widerstände zu einem Netzwerk verbunden werden. In Kapitel 3.4 wird über eine Geometrie-Optimierung für diese Zellen berichtet und das Wirkungsgradpotential des vorgestellten Herstellungsprozesses diskutiert. Zum Abschluß des zweiten Abschnitts werden in Kapitel 3.5 zwei grundlegende Möglichkeiten der Rückseitengestaltung von Metallisation Wrap Through - Solarzellen miteinander verglichen.

In beiden Abschnitten werden Si Solarzellen mit veränderter Geometrie untersucht. Aus diesem Grund eignen sich weitgehend die gleichen Charakterisierungsmethoden, insbesondere die der mehrdimensionalen Computersimulation.

Der Leitgedanke dieser Arbeit ist, die in den drei Jahren als Doktorand gewonnenen Erkenntnisse so zu präsentieren, daß sie der Fachwelt erhalten bleiben, insbesondere allen ForscherInnen, die weiter an Verbesserungen von Si Solarzellen arbeiten, und allen Unternehmern und Beamten, die auf Basis der gewonnenen Ergebnisse Entscheidungen über Investitionen oder weitere Forschungsprojekte treffen. Getreu dieser Zielsetzung werden die wichtigsten Experimente und Simulationen soweit möglich mit allen Details dargestellt, die für ein Nachvollziehen der Ergebnisse und für die Festlegung ihres Gültigkeitsbereichs notwendig sind.

In der Hoffnung, daß diese Dissertation dennoch flüssig und spannend zu lesen ist, wünsche ich allen Lesern eine angenehme Lektüre.

Konstanz, Dezember 1999

Christoph Zechner

2 Mechanische Texturierung konventioneller n^+p Si-Solarzellen

2.1 Einleitung

2.1.1 Oberflächentexturierung

Eine Verlustquelle bei Solarzellen ist die Reflexion. Lichtquanten, die in die Umgebung reflektiert werden, erzeugen keine freien Ladungsträger in der Solarzelle, und ihre Energie geht verloren. Die Reflexion an der Siliziumoberfläche kann auf zweierlei Arten gering gehalten werden: Erstens, durch das Aufbringen von ARC's (Antireflexschichten), zweitens, durch eine Texturierung der Oberfläche. Da ARC's die Reflexion nicht für den gesamten verwertbaren Wellenlängenbereich vollständig unterdrücken können, werden gewöhnlich beide Methoden kombiniert.

Viele Techniken zur Oberflächentexturierung von Si-Solarzellen wurden in der Vergangenheit erprobt. Eine aktuelle Übersicht gibt [Fath 98]. In der industriellen Produktion wird häufig anisotropes Ätzen verwendet [Haynos 74], [Vaskonyi 99]. Dabei wird ausgenutzt, daß verschiedene Kristallebenen von Silizium von bestimmten Ätzlösungen (z.B. NaOH mit organischen Zusätzen) unterschiedlich schnell geätzt werden. In der Folge bilden sich an der geätzten Oberfläche Pyramiden. Verwendet man (100) orientierte monokristalline Si-Wafer, werden in die gesamte Oberfläche gleich orientierte Pyramiden geätzt. Bei multikristallinen Wafern ist anisotropes Ätzen weniger effizient, da viele Kristalle für eine effektive Pyramiden-Textur unpassend orientiert sind. Aus Kostengründen verzichten daher manche Hersteller ganz auf eine Texturierung von Zellen aus mc-Si [Gee 99].

2.1.2 Mechanische Texturierung

Gegenstand dieses Kapitels ist die Untersuchung der Oberflächentexturierung mit mechanischen Wafersägen. Bei dieser Technik werden mit diamantbestückten Sägeblättern oder Walzen Rillen in die Oberfläche der Wafer gefräst.

In den ersten Experimenten mit mechanischer Texturierung wurden konventionelle, rechteckige Sägeblätter verwendet [Nunoi 90]. Später wurde die Verwendung von angeschrägten, spitz zulaufenden Sägeblättern eingeführt [Willeke 92], mit denen sich weitaus bessere Texturierungen erzielen lassen. Auf mit solchen Sägeblättern texturierten Wafern wurden in der Folge mehrere Rekordwirkungsgrade auf multikristallinem Si erzielt, etwa ein Wirkungsgrad von 17.2 % auf einer Zelle der Fläche $10 \times 10 \text{ cm}^2$ durch Sharp im Jahr 1994 [Nakaya 94].

Die vollständige Texturierung eines Wafers mit einzelnen Sägeblättern dauert sehr lange (auf einem $10 \times 10 \text{ cm}^2$ -Wafer sind etwa 1000 Rillen notwendig). Um mit mechanischer Texturierung einen brauchbaren Durchsatz zu erzielen, wurde die Walzentexturierung entwickelt [Fath 93], die es im Idealfall ermöglicht, einen Si-Wafer in einem einzigen Schnitt zu texturieren. Abb. 2.1 zeigt schematisch Einzelblatt- und Walzentexturierung. Alternativ können Si-Wafer auch mit Drahtsägen mechanisch texturiert werden [Hezel 95]. Diese Technik wurde in dieser Arbeit nicht verwendet.

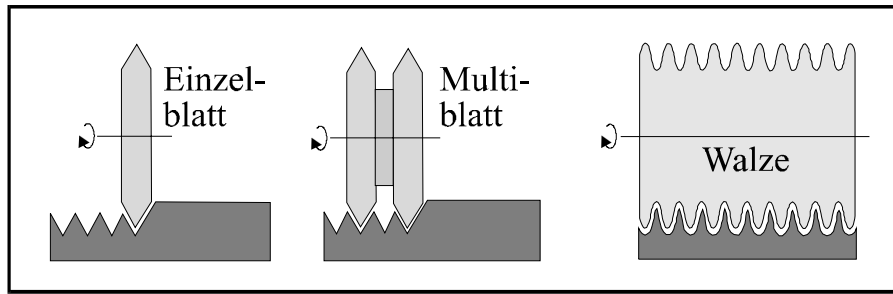


Abb. 2.1: Mechanische Texturierung. Die Grafiken oben (gezeichnet von Gerd Willeke) zeigen das Prinzip von Einzelblatt-, Multiblatt- und Walzentexturierung. Schnell rotierende, V-förmig angespitzte Sägeblätter oder Texturierungswalzen fräsen Gräben aus dem Silizium. Die Fotos unten zeigen die vom Autor verwendete programmierbare Sägemaschine 'Disco DAD 320'. Das linke Bild zeigt die Maschine beim Texturieren eines $10 \times 10 \text{ cm}^2$ Wafers mit einem Einzelblatt. Der Wafer wird durch ein Vakuum auf dem bewegten Sägeblatt gehalten, das Sägeblatt ist auf einer Spindel montiert und rotiert mit 30000 U/min. Deutlich sichtbar ist das Wegspritzen des Kühlwassers. Das rechte Bild zeigt die gesamte Sägemaschine.

Im folgenden wird in Kapitel 2.2 die mechanische Texturierung für konventionelle Solarzellen mit p-dotierter Basis und einem frontseitigen, n^+ -dotierten Emitter untersucht. Dazu wurde eine mechanische Frontseitentexturierung als Prozessschritt in die Herstellung von Solarzellen mit photolithografisch definierten Frontkontakten sowie mit siebgedruckten Frontkontakten integriert. Die Auswirkungen der mechanischen Texturierung auf Reflexion, interne Quantenausbeute und IV-Kenndaten wurde zum einen experimentell untersucht, zum anderen durch Computersimulationen berechnet. Die Ergebnisse der Simulationen werden für ein breites Spektrum von möglichen Zelleigenschaften wie Bulkdiffusionslänge, Oberflächeneigenschaften, Grabenprofil etc. vorgestellt.

Durch eine Zellgeometrie mit senkrecht aufeinander stehenden V-Gräben auf Front- und Rückseite der Solarzelle werden Photonen mit Energien knapp über der Silizium-Bandkante besonders gut genutzt. Der Vorteil dieser Geometrie gegenüber einer solchen mit reiner Frontseitentexturierung wird in Kapitel 2.3 experimentell und durch Computersimulationen analysiert. In Kapitel 2.4 werden Experimente vorgestellt, in denen mechanische Texturierung mit dem 'Dopant Oxide Solid Source' (DOSS) - Diffusionsverfahren verknüpft wurden, welches auf untexturierten Bereichen eine höhere Emitterdotierung erzeugt als auf texturierten. Selektives Texturieren nur jener Bereiche, die nicht für den Frontkontakt vorgesehen sind, führte hier zu einem vorteilhaften selektiven Emitter.

2.2 Frontseitig texturierte Zellen mit homogenem Emitter

2.2.1 Einleitung

Das mechanische Texturieren wurde als Verfahren zur Verringerung der Reflexionsverluste und zur Verlängerung der Lichtwege im Silizium-Volumen entwickelt. Daneben läßt eine mechanische Texturierung noch mehr erwarten: Die in den V-Spitzen erzeugten Ladungsträger sind nahezu allseitig von Emitterfläche umgeben und werden daher auch bei bescheidenen Diffusionslängen fast vollständig eingesammelt. Die Wafer werden beim Texturieren im Mittel dünner, was - je nach Rückseitenpassivierung - die Zellparameter verbessern oder auch verschlechtern kann. Andererseits wachsen proportional zur vergrößerten Oberfläche die Anteile von Emitter und Raumladungszone zum Sättigungsstrom I_0 der Solarzelle, was sich nachteilig auf die offene Klemmspannung V_{oc} und den Füllfaktor FF auswirkt.

Neben diesen rein geometrischen Effekten ist zu klären, ob die mechanische Texturierung die Minoritätsladungsträgerlebensdauer beeinflusst, etwa, indem beim Texturieren Rekombinationszentren an der Oberfläche oder auch im Inneren des Siliziums geschaffen werden, oder auch, indem die geschädigte Oberfläche als Senke zum Gettern von Verunreinigungen wirkt.

Diese Prognosen und offenen Fragen zu den Auswirkungen einer mechanischen Texturierung zu prüfen und zu quantifizieren war das Ziel der in diesem Abschnitt dargelegten Arbeit. Als Methode wurde folgender Weg eingeschlagen:

Mechanisches Texturieren als Prozeßschritt wurde in erprobte Solarzellenprozesse für untexturierte Zellen integriert. In mehreren Prozessen wurden gleichzeitig texturierte wie untexturierte Zellen hergestellt und anschließend charakterisiert. Die gemessenen Zellparameter J_{sc} , V_{oc} , FF, η , Reflexion und Quantenausbeute, sowie das ortsaufgelöste LBIC (Light Beam Induced Current) Signal wurden mithilfe von Computersimulationen analysiert.

Als Prozesse wurden ein konventioneller Hochleistungsprozeß mit photolithografisch definierten Frontkontakten gewählt, sowie ein einfacher, industrienaher Siebdruckprozeß.¹ Prozesse mit Schrägwinkelbedampfung [Hezel 95], [Kress 97], [Terheiden 97] sind ausschließlich auf mechanisch texturierten Zellen durchführbar und wurden daher für Vergleiche zwischen texturierten und untexturierten Zellen nicht verwendet.

In den Kapiteln 2.2.2 und 2.2.3 werden für beide Metallisierungsarten die Einbettung der mechanischen Texturierung in den Herstellungsprozeß und die erzielten Zellergebnisse vorgestellt. In den Kapiteln 2.2.4 und 2.2.5 werden anschließend die Einflüsse der Texturierung auf die Reflexion und die Quantenausbeute ausführlich analysiert. Die experimentellen Ergebnisse werden dabei durch Computersimulationen ergänzt. In Kapitel 2.2.6 wird basierend auf Computersimulationen der Gesamteinfluß der mechanischen Texturierung auf die IV-Kenndaten quantifiziert.

2.2.2 Mechanisch texturierte Zellen mit photolithografisch definiertem Frontkontakt

2.2.2.1 Der Herstellungsprozeß

Zum Studium der Auswirkungen mechanischer Texturierung wurde in dieser Arbeit zunächst ein Hochleistungs-Solarzellenprozeß verwendet, der an der Universität Konstanz 1997 als 'Standardprozeß' verwendet wurde. Die mechanische Texturierung wurde hierbei als Prozeßschritt neu eingeführt,

¹ Mit konventionell ist gemeint, daß die Frontkontakte auf einem homogen eindiffundierten n^+ -Emitter liegen, die Basis p-dotiert ist und die Basiskontakte auf der Rückseite der Zelle liegen.

und mehrere ‘Batches’ von sowohl untexturierten als auch mechanisch texturierten Solarzellen wurden hergestellt und charakterisiert. Der Hochleistungsprozeß für die im weiteren vorgestellten Zellen bestand (mit gewissen Variationen) aus den in Tabelle 2.1 angegebenen Schritten.

Tabelle 2.1: Hochleistungsprozeß zur Herstellung von mechanisch texturierten Si-Solarzellen.

Ausgangspunkt: p-dotierte 5x5 cm ² Si-Wafer	
Isotrope Defektätze in CP4 ¹⁾ , 20 Ω m / Seite	
Mechanische Texturierung, Sägeschadentfernung 7 Ω m / Seite in CP4	Keine Texturierung der planen Referenzzellen
POCl ₃ Phosphordiffusion	
Thermische Oxidation	
Aufdampfen von 2.5 Ω m Aluminium auf die Rückseite	
Einsintern des Aluminiums bei 800°C ²⁾ Abätzen des rückgebildeten Aluminiums	
Definition der Frontkontakte mit Photolithografie ³⁾ Aufdampfen von 50 nm Ti / 50 nm Pa / 3 Ω m Ag und Lift-off	
Aufdampfen von 2 Ω m Aluminium als Rückkontakt	
Tempern in Formiergas (Ar/H ₂) bei 380°C	
Aussägen von 4 2x2 cm ² Solarzellen aus jedem 5x5 cm ² Wafer	
Nachträgliche H-Passivierung (optional)	
ARC-Beschichtung (optional)	

¹⁾ CP4 steht für ein Gemisch aus HNO₃, HF und Essigsäure

²⁾ Neben 800°C wurden auch höhere Sintertemperaturen getestet. Bei diesem Sinterschritt wird die bei der P-Diffusion auch an der Rückseite gebildete n⁺-Schicht überkompensiert bzw. geschluckt.

³⁾ Es wurde der Photolack AZ 4652 von Höchst verwendet.

Vor den Hochtemperaturschritten Diffusion und Oxidation wurden die Zellen einer ‘IMEC-Reinigung’ unterzogen [Meuris 95]. Weitere Details zu den angeführten Prozessschritten finden sich in früheren Doktor- und Diplomarbeiten an der Universität Konstanz [Bitnar 98], [Fath 98], [Hahn 99], [Kress 97], [Spiegel 98b]. Emitterprofile wurden mit SIMS und Stripping Hall gemessen und sind teilweise in [Hahn 99] wiedergegeben.

Als Ausgangsmaterial für die Untersuchungen wurde hauptsächlich blockgegossenes multikristallines (mc) Silizium verwendet, daneben bandgezogenes RGS (Ribbon Growth on Substrate) Si, CZ (Czochralski) und FZ (Float-Zone) Silizium. Für Vergleiche bei blockgegossenem Material wurden stets Zellen aus benachbarten Wafern mit gleicher Kornstruktur herangezogen.

Der vorgestellte Prozeß greift auf Photolithografie zur Herstellung der Frontkontakte zurück und ist daher für die Massenproduktion preiswerter Solarzellen auf mc-Si ungeeignet. Die Erkenntnisse über die Auswirkungen der Texturierung sind aber auf kostengünstigere Prozesse übertragbar. Der besondere Vorzug des verwendeten Prozesses sind seine Verlässlichkeit und hohe Reproduzierbarkeit bei geringen statistischen Streuungen, was für das Feststellen kleinerer Effekte unabdingbar ist.

2.2.2.2 Mechanische Texturierung im Hochleistungsprozeß

Um mechanische Texturierung in den beschriebenen Prozeß zu integrieren, wurden zwei neue Zellgeometrien erprobt, die eine optimale Vergleichbarkeit mit untexturierten Zellen garantieren. In beiden Fällen wird das Frontgrid auf einen flachen Bereich plaziert, während die Frontoberfläche zwischen den Kontaktfingern mit V-Gräben überzogen ist. In Abb. 2.2 sind die Strukturen dargestellt.

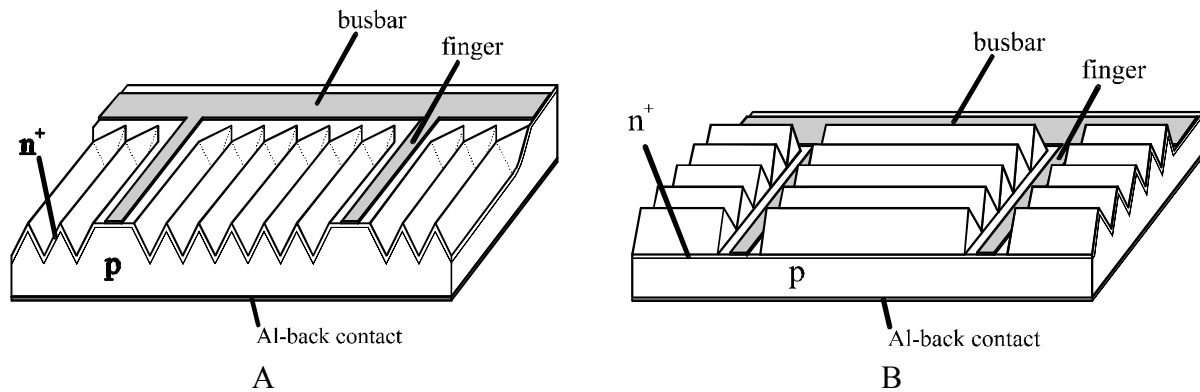


Abb. 2.2: Hochleistungs-Strukturen für frontseitig texturierte Solarzellen. In (A) sind die Metallfinger parallel zu den gefrästen V-Gräben, in (B) liegen sie senkrecht zu den V-Gräben in tiefen, flachen Gräben, die in einem zusätzlichen Sägeschnitt erzeugt wurden (aus [Zechner 97b]).

Vom Gesichtspunkt eines maximalen Wirkungsgrades ist Struktur B zu favorisieren, da die senkrecht zu den Metallfingern verlaufenden V-Gräben die ohmschen Verluste im Emitter verkleinern, während die parallelen V-Gräben dieselben ohmschen Verluste vergrößern, und zwar jeweils um den Faktor Emitterfläche/Zellfläche, der beim erzeugten Grabenprofil (Abb. 2.3) etwa den Wert 2 hat. Das Ausmaß dieses Vorteils von Struktur B wurde berechnet und zeigt sich als eher gering: Bei dem angestrebten Emitter-Schichtwiderstand von $80 \Omega/\text{sqr.}$ und den verwendeten Fingerabständen von 0.8 mm betragen die Füllfaktorverluste aufgrund der ohmschen Verluste im Emitter etwa 0.2 % für Struktur B und 0.8% für Struktur A. Erwähnt sei an dieser Stelle, daß Struktur B bereits ein Jahrzehnt früher durch anisotropes Ätzen auf FZ-Wafern erzeugt wurde [Blakers 86]. Auf jenen Zellen wurden erstmals mit Siliziumsubstraten Wirkungsgrade über 20% unter Standardbedingungen erzielt.

Von praktischer Seite betrachtet zeigt Struktur A einen wesentlichen Vorteil: Der Lift-off nach dem Aufdampfen der Frontkontakte funktioniert besser. Auf den hochliegenden, flachen Plateaus wird nämlich dieselbe Dicke des Photolacks erreicht wie auf untexturierten Zellen, in den tiefliegenden Plateaus von Struktur B kann der Photolack wegen der Kapillarwirkung der Gräben erheblich dicker werden (siehe Abb. 2.4), was zu Schwierigkeiten beim Lift-off und einer ungenügenden Qualität der Frontmetallisierung führte. Aus diesem Grund wurden nach anfänglichen Untersuchungen mit beiden Strukturen nur noch Zellen der Struktur A hergestellt.

Abb. 2.3 zeigt elektronenmikroskopische Aufnahmen von Metallfingern auf Solarzellen beider Strukturen. Das mechanische Strukturieren dünnt die Zellen effektiv aus und macht sie entsprechend brüchiger. Dennoch sind auch strukturierte Wafer im Labor nur bei fehlerhafter Handtierung zerbrochen. Eine Ausnahme bildet der Strukturierungsvorgang selbst: Eine kleine Anzahl von Wafern (0-10 %, je nach Ausgangsdicke und Material) zerbrach beim Texturieren.

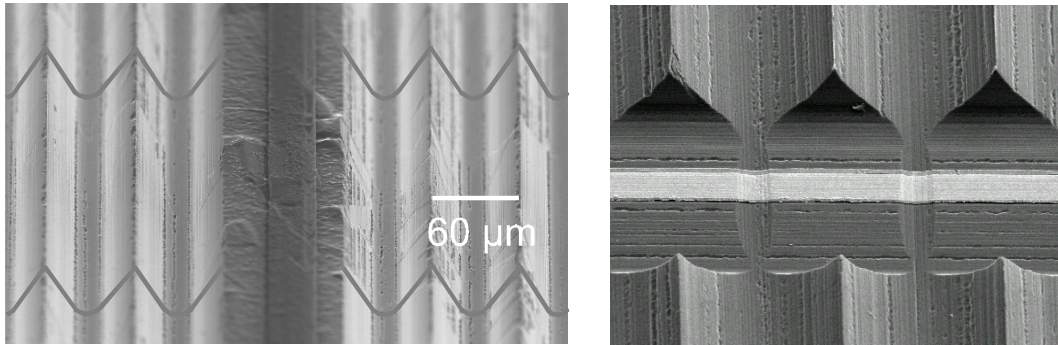


Abb. 2.3: SEM-Aufnahmen von Metallfingern parallel (links, dunkler Streifen) und senkrecht (rechts, heller Streifen) zu V-Gräben. Die V-Gräben wurden bei der links gezeigten Zelle mit einem Einzelsägeblatt eingebracht, bei der rechts gezeigten mit einer Strukturierungswalze. Ihre Breite beträgt 60 µm links, bzw. 130 µm im rechten Bild. Die grauen Linien links sind als Hilfestellung per Hand eingezeichnet. (aus [Zechner 97b])

2.2.2.3 Photolithografie auf mechanisch texturierten Zellen

Damit die Photolithografie und der Lift-off gut funktionieren, sollte der aufzuspinnende Photolack den Wafer mit einer gleichmäßig dicken Schicht überziehen. Dies gelingt bei untexturierten Wafern problemlos. Bei mechanisch texturierten Wafern mit tiefen Strukturen in der Oberfläche ergaben sich jedoch Schwierigkeiten. Einerseits füllten sich die V-Gräben sehr hoch mit Photolack, andererseits konnte die Lackschicht an den V-Spitzen unterbrochen sein, insbesondere dann, wenn die V-Gräben sehr tief waren. Die Situation wird aus Abb. 2.4 deutlich.

Die Strukturierung wurde mehrmals variiert, um eine Lösung zu finden, die einerseits einen problemlosen Lift-off gewährleistet und andererseits doch möglichst tiefe und steile V-Gräben aufweist. Als verlässliches und gutes Profil wurde eine Grabenbreite und -tiefe von knapp 60 µm bei parallelem Verlauf von V-Gräben und Metallfingern gefunden. Tiefere V-Gräben führten auch bei Variation der Aufspinn-Parameter und mehrmaligem Lackaufspinnen zu einer inakzeptablen Ausbeute beim Lift-off (siehe auch [Kress 97]).

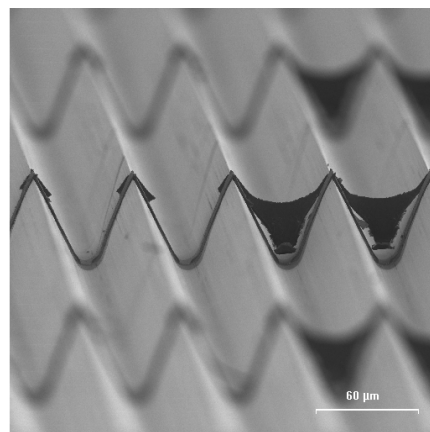


Abb. 2.4: SEM-Aufnahme einer V-texturierten Solarzellenoberfläche mit Metallfingern, die senkrecht zu den V-Gräben verlaufen. Die schwarzen 'Dreiecke' sind aus Metall, das beim Lift-off nicht abgegangen ist. An ihnen wird sichtbar, daß der Photolack die V-Gräben bis fast oben auffüllt und an den Spitzen der V-Gräben äußerst dünn wird. Die Tiefe der hier abgebildeten V-Gräben beträgt 80 µm.

Bei der Belichtung muß der Wafer justiert werden, um die Metallfinger auf die dafür vorgesehenen Plateaus zu plazieren. Dazu bedient man sich Justiermarken, die ebenfalls mechanisch in den Wafer eingesägt werden können. Eine Treffgenauigkeit von etwa 20 µm konnte problemlos erreicht werden und war völlig ausreichend, bei sehr sorgfältigem Arbeiten sind mit den an der Universität Konstanz vorhandenen Geräten auch noch höhere Genauigkeiten erzielbar.

2.2.2.4 Zellergebnisse

In zwei aufeinanderfolgenden Experimenten wurden mechanisch texturierte Solarzellen hergestellt und mit untexturierten Referenzen verglichen. Als Substratmaterial wurde blockgegossenes Si der Bezeichnung 'P48' von Eurosolare sowie bandgezogenes RGS Si verwendet, ein von Bayer entwickeltes R&D Material [Lange 90], [Hahn 99]. Die Texturierung war von der Art wie in Abb. 2.3 links dargestellt. Der Herstellungsprozeß folgte ohne Abweichung dem in Tabelle 2.1 vorgestellten Ablauf.

Im folgenden werden gemessene Daten von je 12 texturierten und untexturierten Zellen auf blockgegossenem Si präsentiert. Die 24 Zellen haben die Größe 2x2 cm² und stammen paarweise von benachbarten Positionen des mc-Si Ingots, wodurch nur Zellen mit den gleichen Kristalliten verglichen werden. Tabelle 2.2 zeigt die gemittelten IV-Kennndaten.

Tabelle 2.2: Gemittelte IV-Kennndaten von 12 texturierten und 12 untexturierten Zellen ohne Wasserstoffpassivierung und Antireflexbeschichtung, gemessen bei Standardbedingungen (AM1.5 Beleuchtung, 25°C).

	J _{sc} [mA/cm ²]	V _{oc} [mV]	FF [%]	η [%]
untexturierte Zellen ¹	22.4 ± 0.3	593 ± 6	76.3 ± 0.8 ³	10.4 ± 0.3 ³
V-texturierte Zellen ¹	30.0 ± 0.3	592 ± 6	75.8 ± 1.1 ³	13.6 ± 0.4 ³
Gewinn durch V-Texturierung ²	+7.6 ± 0.2	-1 ± 7	-0.5 ± 1.0 ⁴	+3.2 ± 0.2 ⁴

¹Mittelwerte von 12 Zellen

²paarweiser Vergleich von Zellen gleicher Kornstruktur

³Bei FF und η: Mittelwerte der 9 besten Zellen. (FF-Ausreißer nach unten wurden nicht berücksichtigt.)

⁴Vergleich unter 8 Zellpaaren. (FF-Ausreißer nach unten wurden nicht berücksichtigt.)

Die V-Texturierung schlägt sich in einer Erhöhung von J_{sc} um 34 % relativ nieder, was in erster Linie auf die kleinere Reflexion zurückzuführen ist, zum geringeren Teil auch auf die etwas höhere interne Quantenausbeute im langwelligen Spektralbereich von V-texturierten Zellen [Keller 97]. Um den Einfluß des letzteren Effekts zu quantifizieren, verwendete der Autor folgende Darstellung von J_{sc}:

$$J_{sc} = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} q \cdot \Phi(\lambda) \cdot IQE(\lambda) \cdot (1 - R(\lambda)) \cdot d\lambda \quad (2.1)$$

Darin ist q die Elementarladung, Φ(λ) der einfallende Photonenfluß pro Flächen- und Wellenlängeneinheit, IQE(λ) die interne Quantenausbeute und R(λ) die Reflexion. Mit (2.1) läßt sich nun eine über den gesamten Spektralbereich gewichtete mittlere Reflexion R_{eff} definieren durch:

$$R_{\text{eff}} \cdot \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} q \cdot \Phi(\lambda) \cdot IQE(\lambda) \cdot d\lambda = \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} q \cdot \Phi(\lambda) \cdot IQE(\lambda) \cdot R(\lambda) \cdot d\lambda \quad (2.2)$$

Der durch völlige Vermeidung von Reflexionsverlusten erzielbare Kurzschlußstrom $J_{\text{sc,noR}}$ läßt sich nun einfach ausdrücken durch:

$$J_{\text{sc,noR}} = J_{\text{sc}} / (1 - R_{\text{eff}}) \quad (2.3)$$

Mit den gemessenen Kurven $R(\lambda)$ (Abb. 2.5) und $IQE(\lambda)$ (hier nicht dargestellt) läßt sich aus (2.2) R_{eff} berechnen. Als mittlere Werte für untexturierte und texturierte Zellen wurden $R_{\text{eff, untext.}} = 36.1\%$ und $R_{\text{eff, V-text.}} = 17.3\%$ bestimmt. Damit ergibt sich nach (2.3) aus den Mittelwerten von J_{sc} in Tabelle 2.2 $J_{\text{sc,noR, untext.}} = 35.1 \text{ mA/cm}^2$ sowie $J_{\text{sc,noR, V-text.}} = 36.3 \text{ mA/cm}^2$. Der verbleibende Unterschied von 1.2 mA/cm^2 , also eine Steigerung von 3.4% relativ, ist der höheren internen Quantenausbeute der V-texturierten Zellen zuzuschreiben.

Bei gleichen Diodensättigungsströmen sollte der höhere Kurzschlußstrom der V-texturierten Zellen mit einer um etwa 8 mV erhöhten offenen Klemmspannung einhergehen. Daß dies nicht der Fall ist, liegt an einer Erhöhung der Sättigungsströme durch die V-Texturierung. Die Rekombination im Emitter und in der Raumladungszone ist direkt der Emitterfläche proportional. Außerdem werden von der größeren Emitterfläche mehr Elektronen in die Basis injiziert, was - solange die Basisdiffusionslänge nicht wesentlich größer ist als die Strukturierungstiefe - auch die Rekombination in der Basis erhöht [Zechner 96b]. Die größere Fläche der Raumladungszone ist neben dem längeren Strompfad innerhalb des Emitters und dem damit verknüpften Serienwiderstand Ursache für den etwas niedrigeren Füllfaktor bei den mechanisch texturierten Zellen.

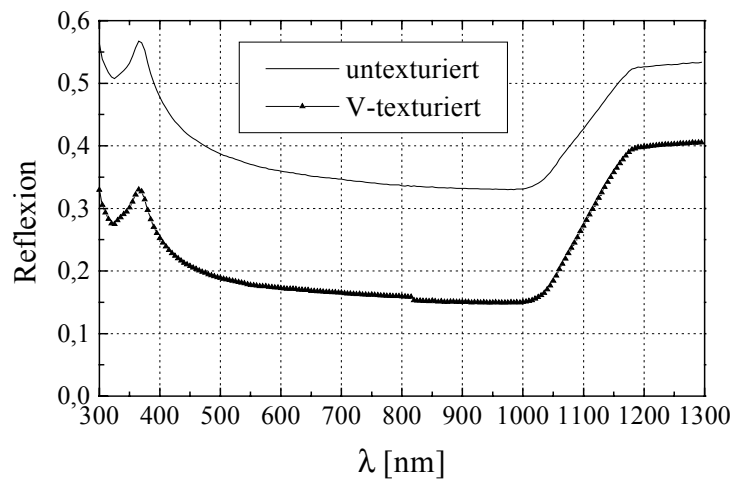


Abb. 2.5: Gemittelte Reflexion von 12 V-texturierten und 12 untexturierten Solarzellen ohne ARC, gemessen mit einem Cary V Photospektrometer, ohne Beleuchtung des Busbars. Die Texturierung bewirkt eine Reflexionsverringering für alle Wellenlängen.

2.2.2.5 Beste Zellen

Um höhere Wirkungsgrade zu erzielen wurden die besten Zellen einer dreistufigen Nachbehandlung unterzogen. Diese bestand aus den Schritten:

1. Zweites Tempern in Ar/H₂-Atmosphäre: 3 Stunden bei 380 °C.
2. Wasserstoffpassivierung in einer MIRHP (Microwave Induced Remote Hydrogen Plasma) Anlage [Spiegel 98b] bei 350 °C.
3. Abscheidung einer Doppel-Antireflexschicht (DARC). Dies geschah 1997 durch Abscheiden von SiN und SiO₂ in einer PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition) Anlage, 1998 durch Vakuum-Aufdampfen von MgF₂ und ZnS.

RGS Silizium

Ein großer Erfolg wurde im August 1997 zusammen mit den Kollegen Bernd Bitnar, Markus Spiegel, Giso Hahn und Wolfgang Jooss mit der RGS-Solarzelle '100_4d' erzielt [Hahn 98]. Die gemessenen Kenndaten nach den einzelnen Schritten der Nachbehandlung sind in Tabelle 2.3 eingetragen.

Tabelle 2.3: IV-Kenndaten der RGS-Zelle 100_4d nach verschiedenen Prozeßschritten (aus [Spiegel 98a]).

	J _{sc} [mA/cm ²]	V _{oc} [mV]	FF [%]	η [%]
nach 30 min Ar/H ₂ - Tempern	22.7	509	71.5	8.25
nach 3 h Ar/H ₂ - Tempern	22.9	511	72.2	8.44
nach 2 h MIRHP	25.7	538	74.6	10.30
mit DARC (SiN+SiO ₂)	28.5 ¹	538 ¹	72.4 ¹	11.1 ¹

¹Gemessen im Eichlabor des Fraunhofer ISE in Freiburg

Der Wirkungsgrad 11.1 % war bis zum Januar 1999 Weltrekord auf RGS-Silizium [Koch 98].¹ Etwas unglücklich war, daß beim letzten Tempern nach dem Aufbringen der Antireflexbeschichtung der Füllfaktor der Zelle um 2 % sank, anstatt wie erwartet anzusteigen. Abb. 2.6 zeigt die Reflexion und IQE der Zelle 100_4d. Die Wasserstoffpassivierung bewirkte eine drastische Erhöhung der langwelligen IQE. Mit zweidimensionalen Computersimulationen (Näheres in Kapitel 2.2.4.2) wurde gezeigt, daß diese Erhöhung durch eine Steigerung der Bulkdiffusionslänge von 9 µm auf 22 µm hervorgerufen wird. Auffällig ist die hervorragende kurzwellige Quantenausbeute trotz der niedrigen Bulklebensdauer. Auch in RGS-Solarzellen kann die im Emittter dominierende Auger-Rekombination durch Erzeugung eines niedrig dotierten Phosphorprofils ($N_{D,max} < 2 \cdot 10^{19}$) gering gehalten werden und die Oberfläche durch ein thermisches Oxid gut passiviert werden.

Das Abscheiden der DARC hat auf die Diffusionslänge keinen Einfluß, drückt aber etwas die IQE im kurzwelligen Bereich. Dies ist auf die Absorption kurzwelliger Photonen im PECVD-SiN zurückzuführen.

¹ Mittlerweile wurde an der Universität Konstanz durch einen etwas geänderten Prozeß und eine verbesserte DARC auf mechanisch texturiertem RGS-Silizium ein Wirkungsgrad von 12.2 % erzielt [Hahn 99b].

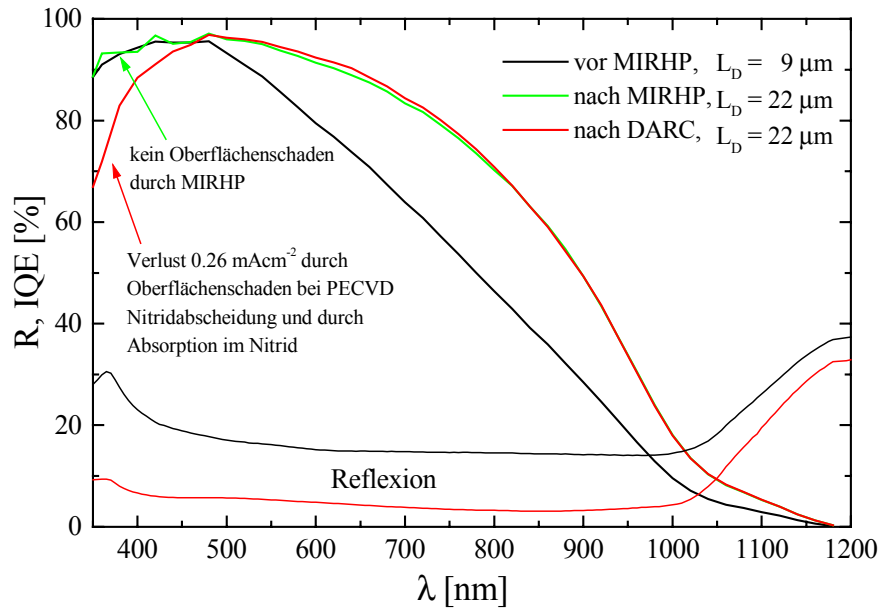


Abb. 2.6: Interne Quantenausbeute IQE und Reflexion R der RGS-Zelle 100_4d nach verschiedenen Prozessschritten. Die Bulkdiffusionslänge wurde mit zweidimensionalen Computersimulationen bestimmt (nach [Spiegel 98a]).

Blockgegossenes Silizium

Auch bei blockgegossenem Silizium von Eurosolare steigert die Wasserstoffpassivierung die Diffusionslänge, allerdings nicht im selben Ausmaß wie bei RGS-Silizium. Abb. 2.7 zeigt die gemessene IQE der texturierten Zelle 100_e2c vor und nach der Wasserstoffpassivierung. Auffällig ist auch hier die exzellente Qualität des Emitters.

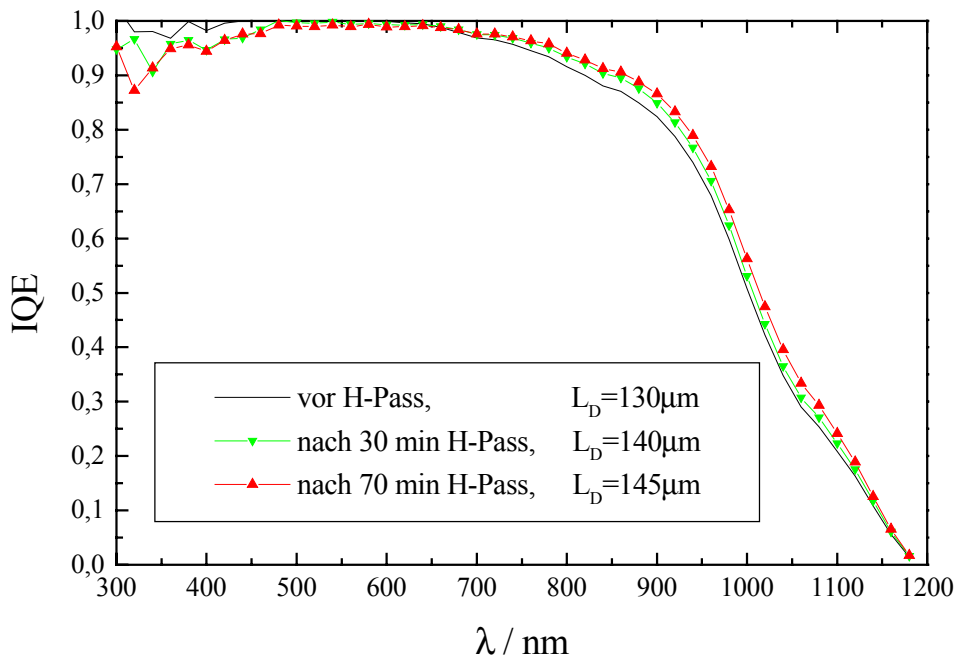


Abb. 2.7: Interne Quantenausbeute IQE der V-texturierten Zelle 100_e2c vor und nach der Wasserstoffpassivierung. Die Bulkdiffusionslänge L_D wurde mit zweidimensionalen Computersimulationen bestimmt.

Die Zelle 100_e2d auf P48 mc-Si von Eurosolare erreichte nach Aufdampfen einer DARC einen Wirkungsgrad von über 16 %. Tabelle 2.4 zeigt die IV-Kennndaten nach den abschließenden Prozessschritten.

Tabelle 2.4: IV-Kennndaten der 'P48'-Zelle 100_2d nach verschiedenen Prozessschritten

	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]
nach 30 min Ar/H ₂ - Tempern	30.2	601.4	76.2	13.9
nach 3 h Ar/H ₂ - Tempern	30.3	603.5	77.0	14.1
nach 2 h MIRHP	30.5	607.0	78.0	14.4
mit DARC (MgF ₂ +ZnO)	34.7	599.0	77.9	16.2

Die Reflexion vor und nach dem Aufdampfen der ersten und zweiten Antireflexschicht ist in Abb. 2.8 gezeigt und mit der Reflexion einer untexturierten Zelle verglichen.

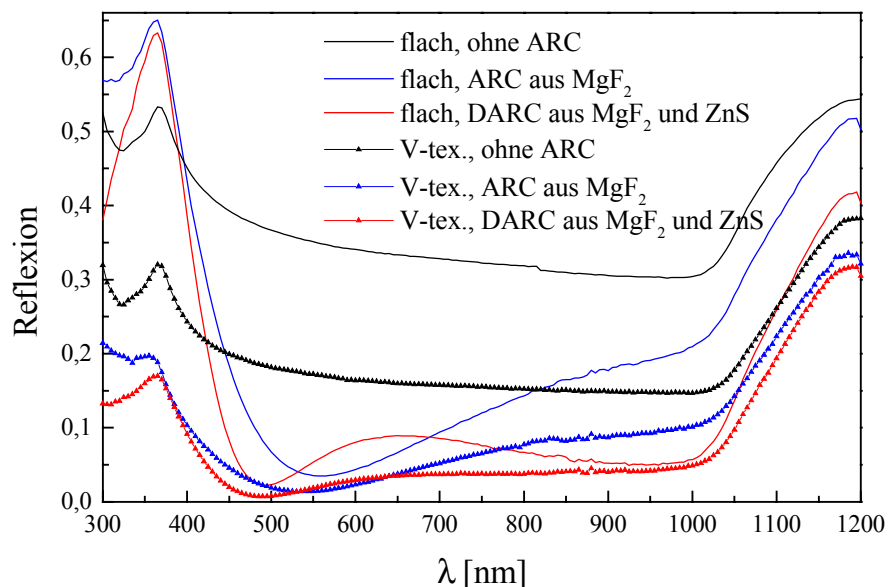


Abb. 2.8: Gemessene Reflexion der Zelle 100_e2d und einer untexturierten Vergleichszelle ohne Antireflexschicht, nach Aufdampfen der ersten Antireflexschicht und nach Aufdampfung der DARC. Knapp 2 % der gemessenen Reflexion ist den Silber-Frontkontaktfingern zuzuschreiben. (Aufdampfen und Messung durch Giso Hahn)

16.2 % ist ein respektablem Wirkungsgrad, zur etwa gleichen Zeit wurden allerdings an anderen Instituten auf vergleichbarem Material noch höhere Wirkungsgrade erzielt. Verbesserungen im beschriebenen Herstellungsprozess müßten nach Ansicht des Autors an folgenden Punkten ansetzen:

- Die Diffusionslänge L_D der fertigen Solarzellen sind gut, aber steigerungsfähig. Wolfgang Jooss fand Möglichkeiten, L_D durch Al-P-Kogettern bei diesem Material auf über 300 μm zu steigern [Jooss 98]. Dies geschieht am einfachsten, indem vor der P-Diffusion Al auf die Rückseite der Zelle gedampft wird. Mit einem solchen Prozeß erzielte man am ISE Freiburg einen Wirkungsgrad von 17.4 % auf einer 5x5 cm²-Zelle. Durch sorgfältiges Abstimmen der Temperaturrampen bei allen Hochtemperaturschritten und Phosphor-Pregettern wurden sogar Diffusionslängen > 500 μm erreicht und mittels guter Rückseitenpassivierung Wirkungsgrade > 18% und Spannungen von 650 mV erzielt [Stocks 97] (auf 1x1 cm² mit einigen Kniffen sogar 19.6 % [Zhao 98]). Ein

Versuch des Autors, den in [Stocks 97] angegebenen Prozeß zu reproduzieren, brachte leider keinen Erfolg.

- Die 2x2 cm² - Zellen werden ohne weitere Behandlung aus dem Wafer ausgesägt. Dies ist freilich eine sehr unsanfte Methode, die Zellfläche zu definieren, insbesondere für kleine Zellen mit entsprechend großem Verhältnis Zellumfang/Zellfläche (siehe unten und Anhang A).

Andere Gruppen benutzen überlegene Methoden, um die Emitterfläche zu begrenzen. Zhao [Zhao 98] etwa beließ die Zellen im Wafer und definierte die Zellfläche durch Aufdampfen einer photolithographisch definierten Aluminium-Schattenmaske rund um die Zelle. Bei dieser Technik wird der Emitter nicht auf der gesamten Waferfläche eindiffundiert, damit im unbeleuchteten Teil des Wafers, der nicht zur Zellfläche angerechnet wird, möglichst wenig Rekombination stattfindet. Vor der Emitterdiffusion wird mithilfe von Photolithografie eine Öffnung in einem thermischen Oxid definiert. Selbst bei dieser behutsamen und aufwendigen Methode der Zellflächenbegrenzung sind Verluste am Zellrand nicht vernachlässigbar [Altermatt 96a].

Die durch Aussägen der Zellen mit einer Wafersäge entstehenden Rekombinationsverluste werden in Anhang A analysiert. Die unpassivierten Kanten der Zelle sind vor allem für FF schädlich, daneben auch für V_{oc} und im geringeren Ausmaß für J_{sc} . Berechnungen des Autors zeigten, daß der auf einer geschädigten Oberfläche freiliegende pn-Übergang für einen wesentlichen Teil der Verluste verantwortlich ist [Schönecker 98]. Tabelle 2.5 zeigt eine Abschätzung der Verluste bei den besten Zellen durch Rekombination am Zellrand, die auf der Analyse in Anhang A basiert. Nimmt man den Trennsägeschaden als materialunabhängig an, so ergeben sich die größten Einbußen für Zellen mit hohem V_{oc} .

Tabelle 2.5: Abschätzung von Wertebereichen der Verluste durch Rekombination am Zellrand für multikristalline Solarzellen der Fläche 2x2 cm² auf Grundlage der Analyse in Anhang A

Zelle	ΔFF [%]	ΔV_{oc} [mV]	$\Delta \eta$ [%]
RGS-Zelle 100_4d mit DARC	0.3 - 0.8	0.6 - 1.5	0.06 - 0.15
'P48'-Zelle 100_e2d mit DARC	1.0 - 2.5	1.5 - 4.0	0.25 - 0.63

Indes hätte auch mit etwas mehr Glück ein höherer Wirkungsgrad erzielt werden können, doch ausgerechnet bei der besten Zelle auf blockgegossenem Si platzte ein Teil der DARC beim Tempern ab. Außerdem wurden die größten Diffusionslängen just auf jenen flachen Zellen erreicht, zu denen keine strukturierten Pendanten mit gleicher Kornstruktur hergestellt wurden.

2.2.3 Mechanisch texturierte Zellen mit siebgedruckten Kontakten

2.2.3.1 Herstellung

Mechanisch texturierte Solarzellen wurden nach dem in Tabelle 2.6 angegebenen Siebdruckprozeß hergestellt und mit untexturierten Referenzen verglichen.

Tabelle 2.6: Siebdruckprozeß zur Herstellung von mechanisch texturierten Si-Solarzellen.

Ausgangspunkt: p-dotierte 5x5 cm ² Si-Wafer	
Isotrope Defektätze in CP4 ¹⁾ , 20 µm/Seite	
Mechanische Texturierung ²⁾ , Sägeschadentfernung 8 µm/Seite in CP4	keine Texturierung der planen Referenzzellen
POCl ₃ Phosphordiffusion ³⁾	
Siebdruck des Ag-Frontkontakts	
Trocknen der Ag-Paste in einem Infrarot-Gürtelofen	
Siebdruck des ganzflächigen Al-Rückkontakts	
Trocknen der Al-Paste in einem Infrarot-Gürtelofen	
Ko-Feuern der Kontakte in einem Infrarot-Gürtelofen ⁴⁾	
Absägen des Zellrands zur Trennung des parasitären pn-Übergangs	
Sintern in Formiergas (Ar/H ₂), 30 min bei 370°C	
DARC-Aufdampfung (beste Zelle)	

¹⁾ CP4 steht für ein Gemisch aus HNO₃, HF und Essigsäure

²⁾ Grabentiefe 90 µm (der Siebdruckprozeß erlaubt auch sehr tiefe Gräben), Sägeblatt mit 35° Spitzenwinkel, ca. 30 % der Fläche entfällt auf Plateaus für Frontmetallfinger und Busbar.

³⁾ Es wurde 20 min bei 890 °C diffundiert, was einen Schichtwiderstand von etwa 30 Ω/sqr. ergab. Das bei der Diffusion sich bildende Phosphorglas wurde nach der Diffusion mit verdünnter HF abgeätzt. Vor der Diffusion wurden die Zellen einer 'IMEC-Reinigung' unterzogen [Meuris 95].

⁴⁾ Die verwendeten Feuerparameter (Temperaturprofil und Gürtelgeschwindigkeit des Infrarotofens) wurden von den Kollegen Christoph Gerhards, Frank Huster, Benita v. Finckenstein und Christoph Marckmann übernommen.

Schon 1994 wurde gezeigt, daß man hervorragende Siebdruckkontakte auf ganzflächig gleichmäßig V-texturierten Frontseiten erzielen kann, wenn die Frontmetallfinger parallel zu den V-Gräben aufgedruckt werden [Szlufcik 94]. Die aus dem Querlaufen des Busbars zu den V-Gräben entstehenden Schwierigkeiten konnten gemeistert werden. Nicht paralleles Aufdrucken führte dagegen zu seitlichem Verlaufen der Finger in die Gräben sowie zu Fingerunterbrechungen.

Für den angestrebten Vergleich von texturierten mit untexturierten Zellen wurde eine aufwendigere Textur verwendet, die alle unerwünschten Begleiteffekte ausschließt: Das gesamte Frontgrid wurde auf ein untexturiertes Plateau aufgedruckt, und nur die Flächen zwischen den Metallfingern waren V-texturiert. Dies entspricht dem linken Bild in Abb. 2.2. Da das Busbar-Plateau in der Mitte der 5x5 cm² - Zelle liegt, mußte von beiden Seiten texturiert werden.

2.2.3.2 Zellergebnisse

Als Referenzzellen zu den in Kapitel 2.4 diskutierten Solarzellen mit DOSS-Diffusion und selektivem Emitter wurden acht Zellen hergestellt. Davon war die Hälfte texturiert, die Hälfte untexturiert, die Hälfte auf CZ-Si (Hersteller Bayer, 1.3 Ωcm), die andere auf mc-Si (Ingot ‘P48’ von Eurosolare). Von jeder Art gab es zwei Zellen, deren Kontakte mit den verschiedenen Parametersätzen ‘A’ und ‘B’ ge-
feuert wurden.

IV-Kenndaten

Tabelle 2.7: IV-Kenndaten und Ergebnisse des Dunkelkennlinien-Fits von vier Zellen, deren Kontakte unter Bedingung A (keine Bildung von Al-Knötchen) ge-
feuert wurden. Ohne ARC, Zellfläche 23 cm².

Nr.	Mat.	Textur	J _{sc} [mA/cm ²]	V _{oc} [mV]	FF [%]	η [%]	I ₀₁ [pA/cm ²]	I ₀₂ [10 ⁻⁸ A/cm ²]	R _{serie} [Ωcm ²]	R _{shunt} [Ωcm ²]
1	CZ	nein	23.5	613.9	76.0	11.0	1.0	1.4	0.64	1420
2	CZ	ja	28.4	604.0	75.3	12.9	1.5	2.8	0.76	600
3	mc P48	nein	20.5	580.1	74.5	8.9	3.3	6.4	0.93	1220
4	mc P48	ja	26.1	568.0	73.1	10.8	6.5	13.9	0.99	1830

Die mechanisch texturierten Zellen zeigen deutlich größere Ströme, sowie kleinere Spannungen und Füllfaktoren als die untexturierten. Der Unterschied im Strom würde sich bei Aufbringen einer Antireflexschicht stark reduzieren. Die Unterschiede in Spannung und Füllfaktor rühren von der verschiedenen Geometrie: Die Rekombination in Raumladungszone (Diodenfaktor 2) und Emitter steigt direkt proportional zur Emitterfläche an, die Rekombination in der Basis ist ebenfalls in der V-texturierten Zelle größer, sofern nicht die Diffusionslänge sehr groß und die Rückseite sehr gut passiviert ist. Auch die Rekombination an den gesägten Zellkanten ist in den V-texturierten Zellen größer, da sie eine längere Linie unpassivierten, freigelegten pn-Übergangs aufweisen.

Dunkelkennlinien

Die Dunkelkennlinien der Solarzellen geben Rückschlüsse auf die Verteilung verschiedener Verlustmechanismen. Dazu kurz die Theorie:

Eine Solarzelle lässt sich als beleuchtete Diode beschreiben. Die IV-Kennlinie wird dabei unter einigen Näherungen durch eine ‘Zweiodengleichung’ ausgedrückt [Goetzberger 94]:

$$I(V) = I_{01} \cdot \left| e^{\frac{q(V-I \cdot R_s)}{n_1 k T}} - 1 \right| + I_{02} \cdot \left(e^{\frac{q(V-I \cdot R_s)}{n_2 k T}} - 1 \right) + \frac{V - I \cdot R_s}{R_p} - I_{photo} \quad (2.4)$$

Hier sind I₀₁ und I₀₂ die Diodensättigungsströme der ‘ersten’ und ‘zweiten’ Diode, R_s der Serienwiderstand, R_p der Shuntwiderstand (oder Parallelwiderstand), I_{photo} der durch Einsammlung optisch generierter Ladungsträger erzeugte Lichtstrom, der bei Abdunkelung der Zelle verschwindet, n₁ und n₂ die Diodenqualitätsfaktoren. Die erste Diode beschreibt die Rekombination in Emitter und Basis sowie an der Front- und Rückoberfläche, die zweite Diode die Rekombination in der Raumladungszone. Wesentliche Annahmen für die Gültigkeit von (2.4) sind:

- Injektionsunabhängigkeit von Minoritätsladungsträgerlebensdauern und Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten

- Homogenität der Solarzelle (keine Vermischung guter und schlechter Bereiche)
- Kleiner ohmscher Widerstand in der Frontmetallisierung und im Emitter. Ein großer Widerstand führt dazu, daß verschiedene Bereiche der Solarzelle gleichzeitig bei verschiedenen Arbeitspunkten operieren, was in der Literatur mit ‘non generation losses’ [Mahan 80] bezeichnet wird.

Alle drei Annahmen sind in der Praxis nur sehr grob erfüllt. Ist Shockley-Read-Hall Rekombination [Shockley 52] der dominierende Rekombinationsmechanismus, so ergibt sich für n_1 der theoretische Wert 1 [Shockley 49]. Die Rekombination in der Raumladungszone läßt sich näherungsweise durch die zweite Diode mit Diodenfaktor $n_2 = 2$ beschreiben [Sah 57].

Die gemessenen Dunkelkennlinien wurden mit (2.4) gefittet. Dabei wird nach jenem Werte-tupel $\{ I_{01}, I_{02}, R_s, R_p \}$ gesucht, das - in (2.4) eingesetzt - die beste Übereinstimmung mit der gemessenen IV-Kurve ergibt. Als Fitroutine wurde das von Andreas Tikart in Zusammenarbeit mit dem Autor geschriebene Programm ‘DF7’ verwendet [Tikart 99], die Diodenfaktoren wurden dabei auf $n_1 = 1$ und $n_2 = 2$ festgehalten.

Die Ergebnisse der Fits der mit Parameter A gefeuerten Siebdruckzellen sind in Tabelle 2.6 eingetragen. Grafik 2.6 zeigt die gemessenen Dunkel IV-Kennlinien zusammen mit den Kurven, die als bester Diodenfit mit DF7 berechnet wurden. Man sieht eine sehr gute Übereinstimmung von Messung und Fit. Die Shuntwiderstände unterliegen den bei Siebdruckzellen üblichen statistischen Streuungen.

Die Unterschiede in I_{02} zwischen texturierten und untexturierten Zellen entsprechen im Rahmen der Meßgenauigkeit gerade dem Flächenverhältnis der Raumladungszonen. Das bedeutet, daß der höhere Wert von I_{02} der texturierten Zellen rein geometrisch und nicht durch einen durch das Sägen verursachten Oberflächenschaden bedingt ist. Die Serienwiderstände sind bei den V-texturierten Zellen um etwa $0.1 \Omega\text{cm}^2$ größer. Dies läßt sich aus der längeren Wegstrecke der Elektronen im Emitter erklären: Der Emitteranteil zum Serienwiderstand beträgt bei flachen Zellen in erster Näherung (unter Vernachlässigung der ‘non generation losses’ (siehe oben)):

$$R_{S,Emitter} = \frac{R_s d}{6l} \quad (2.5)$$

Hierin ist R_s der Schichtwiderstand, d der Zwischenraum zwischen den Metallfingern und l die Fingerlänge pro Flächeneinheit. Bei V-texturierten Zellen mit Metallfingern parallel zu den V-Gräben wird $R_{S,Emitter}$ um den Geometriefaktor $G_F = A_{Emitter} / A_{Zelle}$ größer, da der Strom eine längere Strecke im Emitter zurücklegt. In den betrachteten Zellen liegen die Finger auf untexturierten Plateaus der Breite $b = 800 \mu\text{m}$. Für diesen Fall ergibt sich unter denselben Näherungen wie für (2.5) folgende Formel:

$$R_{S,Emitter} = \frac{R_s d}{6l} \cdot \left(1 + (G_F - 1) \cdot \left| \frac{d-b}{d} \right|^3 \right) \quad (2.6)$$

Setzt man die Werte $R_s = 30 \Omega/\text{sqr.}$, $d = 0.22 \text{ cm}$, $l = 4.48 \text{ cm}^{-1}$, $G_F = 2.3$ (aus SEM-Aufnahme des Grabenprofils) und $b = 0.08 \text{ cm}$ in die Formeln (2.5) und (2.6) ein, so ergibt sich $R_{S,Emitter} = 0.25 \Omega\text{cm}^2$ für untexturierte und $R_{S,Emitter} = 0.33 \Omega\text{cm}^2$ für texturierte Zellen.

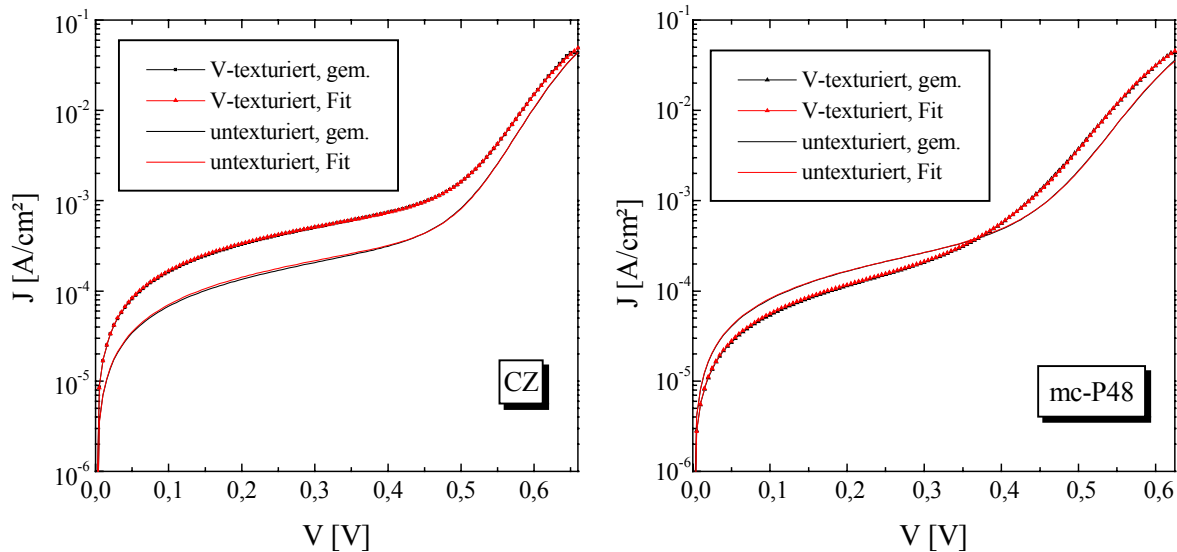


Abb. 2.9: Fits der gemessenen Dunkelkennlinien nach dem Zweidiodenmodell mit dem Programm DF7. Links: Zellen auf CZ-Si, recht: Zellen auf mc-Si. Die Diodenfaktoren n_1 und n_2 sind auf die Werte 1 und 2 festgelegt. Die Übereinstimmung zwischen gemessenen und gefitteten Kurven ist bei diesen Zellen sehr zufriedenstellend.

Eine genauere Auswertung der gemessenen Kennlinien unter Mitberücksichtigung der räumlichen Verteilung der Serienwiderstände wurde mit dem auf [Mahan 80] aufbauenden Fit-Programm 'IVCC' [Fischer 00] durchgeführt, welches auch das simultane Anfitzen von Hell- und Dunkelkennlinien ermöglicht. Sie zeigte, daß der Serienwiderstand überwiegend als verteilter Widerstand vorliegt, demnach also die Anteile in Emitter und Metallgrid gegenüber den Kontaktwiderständen dominieren. Die Genauigkeit der Messung und der Theorie ist jedoch nicht ausreichend groß, um bei den vorliegenden Zellen eine exakte Aufschlüsselung des Serienwiderstands in einen 'geklumpten' externen (englisch *lumped*) und einen verteilten Anteil zu ermöglichen.

Beste Zelle

Die Siebdruckzelle mit dem höchsten Wirkungsgrad war die mechanisch texturierte Zelle '7' auf CZ-Si, deren Kontakte nach Rezept 'B' (unter Bildung von danach zu entfernenden Al-Knötchen) gefeuert wurden. Tabelle 2.8 zeigt ihre IV-Kenndaten.

Tabelle 2.8: IV-Kenndaten der mechanisch texturierten Zelle 7 auf CZ-Si; Zellfläche 23 cm², ohne ARC.

J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]
29.0	607.2	76.3	13.4

Abb. 2.10 zeigt die gemessene Reflexion und interne Quantenausbeute von Zelle 7. Zwei Schwachpunkte der Solarzelle verhindern einen noch höheren Wirkungsgrad: Erstens verursacht die zu hohe Frontmetallbedeckung von knapp 10 % einen großen Grundanteil der Reflexion. Die gedruckten Metallfinger sind breiter als sie sein sollten (160 μm statt 100 μm), ohne daß gleichzeitig ihre Leitfähigkeit vergrößert ist. Zweitens ist die Quantenausbeute im kurzwelligen Spektralbereich gering. Letzteres ist typisch für einen Emitterschichtwiderstand von 30 $\Omega/\text{sqr.}$ und könnte durch die Verwendung

eines hochohmigeren, passivierten Emitters verbessert werden. Von beiden Schwächen sind gleichermaßen auch die untexturierten Referenzzellen betroffen.

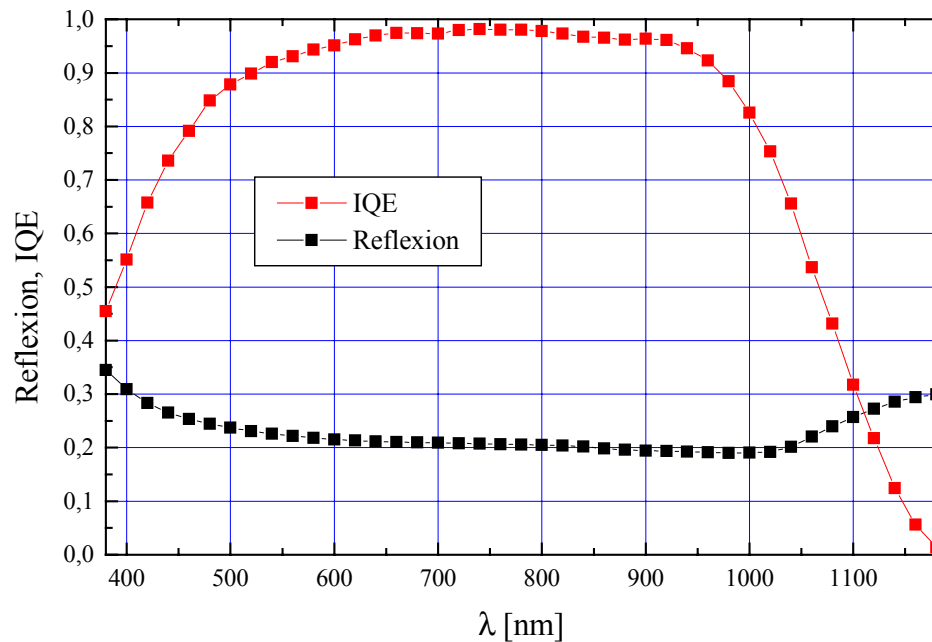


Abb. 2.10: Reflexion und interne Quantenausbeute der V-texturierten Zelle 7 aus CZ-Si ohne ARC. (IQE-Messung ohne Bias-Licht und ohne Kurzschlußstrom-Eichung)

2.2.4 Analyse der Reflexion

Der Hauptvorteil der mechanischen V-Texturierung liegt in der Verringerung der Reflexion. Schon früh wurde erkannt, daß tiefe, spitz zulaufende Gräben die Reflexion am wirkungsvollsten reduzieren [Nussbaumer 93] und auch höchste Wirkungsgrade ermöglichen [Nakaya 94]. Freilich sind solche V-Gräben in der Massenproduktion nicht unbedingt am einfachsten zu realisieren. Neben dem Wirkungsgrad gibt es noch zwei entscheidende Kriterien, welche die Texturierung erfüllen muß:

- Die Texturierung muß sehr schnell erfolgen. Bei einer 30 MW_{peak}-Produktionsanlage muß pro Sekunde ein 10x10 cm² Wafer texturiert werden (im 24 Stunden-Schichtbetrieb).
- Die Bruchverluste beim Texturieren und in der Folge des Texturierens müssen deutlich kleiner ausfallen als der Zugewinn im Wirkungsgrad.

Diese Kriterien sind gerade dann am ehesten zu treffen, wenn mit Texturierungswalzen flache, stumpfe V-Gräben ausgefräst werden.

In diesem Kapitel wird der Einfluß des Texturprofils auf die Reflexion untersucht. Dabei werden erst gemessene Reflexionskurven an Zellen ohne ARC vorgestellt. Das Hauptaugenmerk liegt anschließend auf verkapselten Zellen mit Einfach-ARC. Die Reflexion solcher Zellen wurde mit Computersimulationen berechnet. Abschließend werden verkapselte Zellen mit mechanischer und alkalischer Texturierung miteinander verglichen.

2.2.4.1 Gemessene Reflexion von Solarzellen mit verschiedener V-Textur

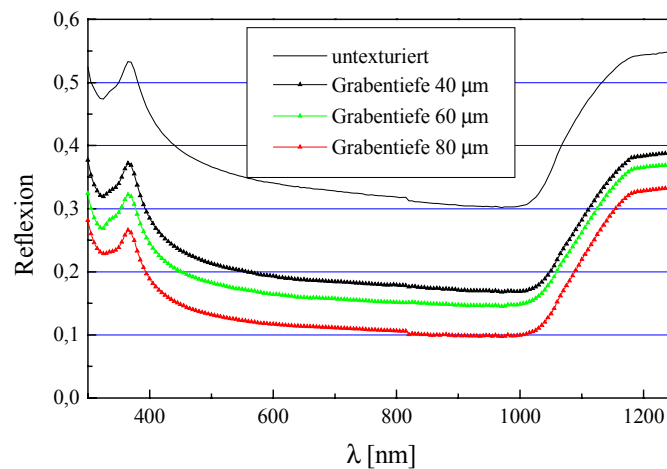


Abb. 2.11: Gemessene Reflexion von vier Zellen mit photolithografisch definiertem Frontkontakt ohne ARC mit verschiedenen tiefen V-Gräben auf der Frontoberfläche. Auf der Rückseite war Al auf ein eingesintertes Al-BSF aufgedampft.

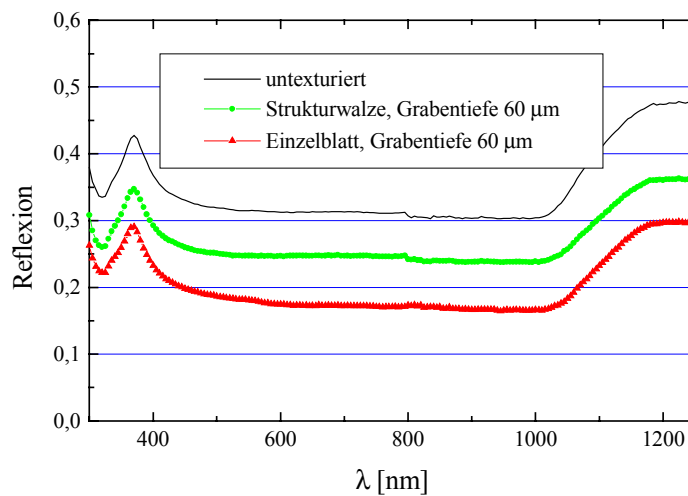


Abb. 2.12: Gemessene Reflexion von drei Zellen mit photolithografisch definiertem Frontkontakt ohne ARC. Bei gleicher Texturierungstiefe zeigen die Einzelblatt-texturierten Zellen aufgrund der geringeren Verrundungen an den V-Rillen-Böden die niedrigere Reflexion. (Aus [Zechner 97b])

Die Abbildungen 2.11 und 2.12 zeigen die gemessene Reflexion an Zellen mit verschiedener V-Textur. Tiefere V-Gräben führen zu einer geringeren Reflexion. Dies liegt freilich nicht an der Tiefe an sich, sondern daran, daß die im Ausmaß gleich großen Verrundungen an den Grabenböden und Spitzen bei tieferen Gräben weniger ins Gewicht fallen. Eine gewisse Verrundung der Grabenböden ist nicht vermeidbar, da die Sägeblätter nicht beliebig spitz hergestellt werden, und nach dem Fräsen der Gräben der Frässchaden abgeätzt werden muß.

Die Grabenprofile zu den gezeigten Reflexionskurven sind in Abb. 2.13 gezeigt. Das mit der Walze erzeugte Profil ist deutlich verrundeter als die Einzelblattprofile.

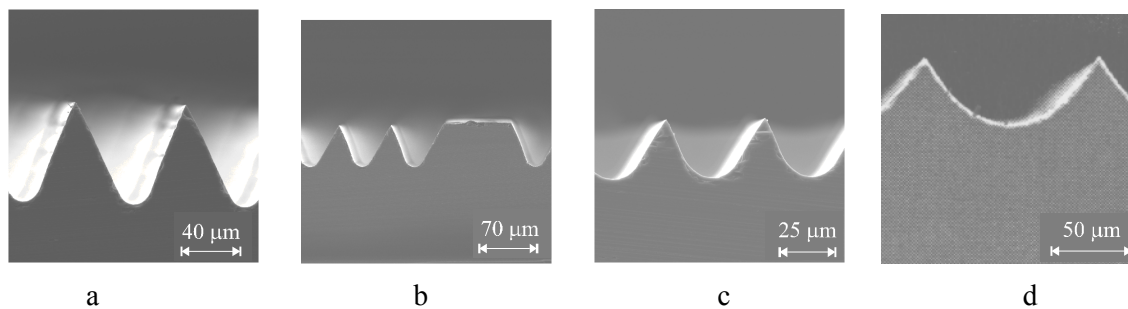


Abb. 2.13: SEM-Aufnahmen der V-Graben-Profile der Zellen, deren Reflexionskurven in Abb. 2.11 (a-c) und Abb. 2.12 (b,d) gezeigt sind. a-c: Einzelblatt-texturiert mit demselben Sägeblatt. a...Grabentiefe 80 μm , b...Grabentiefe 60 μm , c...Grabentiefe 40 μm , d...Walzen-texturiert, Grabentiefe 45 μm .

Bemerkenswert sind die Unterschiede im lang- und kurzwelligen Spektralbereich zwischen den in Abb. 2.11 und Abb. 2.12 dargestellten Reflexionskurven, die aus zwei verschiedenen Experimenten stammen. Die Kurven in Abb. 2.11 zeigen an beiden Enden des gemessenen Bereichs eine höhere Reflexion. Für große Wellenlängen, bei denen Silizium kaum absorbiert, liegt dies an einem unterschiedlichen Reflexionsverhalten der Rückkontakte. Bei den in Abb. 2.12 verglichenen Zellen wurde eine dickere Al-Schicht für die BSF-Bildung aufgedampft. Beim Einsintern des BSF bildete sich vermutlich eine sehr raue Grenzfläche aus, die das auftreffende Licht diffus reflektiert oder stärker absorbiert als die etwas glattere Rückseite der Zellen in Abb. 2.11. Licht, das von der Rückseite diffus zurück zur Frontseite reflektiert wird, kann nur zu einem kleinen Teil als meßbare Reflexion aus der Zelle austreten, der größte Teil bleibt durch Totalreflexion an der frontseitigen Grenzfläche Silizium/Luft in der Zelle gefangen.

Schwieriger ist es, die Unterschiede im Kurzwelligen zu erklären, die auch bei den untexturierten Referenzzellen auftreten. Eine mögliche Ursache ist eine Verschiedenheit im Herstellungsprozeß: Die in Abb. 2.12 verglichenen Zellen wurden nach der Oxidation einem halbstündigen Emittter-Drive-In Schritt bei 950°C in Ar-Atmosphäre ausgesetzt. Möglicherweise hat sich dabei oder an späterer Stelle ein Film an der Oberfläche gebildet, der einen Teil des kurzwelligen Lichts absorbiert.

2.2.4.2 Berechnete Reflexion von Solarzellen mit Einfach-ARC und Verkapselung

Für den industriellen Hersteller ist die Reflexion der verkapselten, mit ARC versehenen Zelle entscheidend. In der Massenproduktion ist das Aufbringen von Einfach-ARC's aus TiO_2 oder SiN üblich. Nach der Verkapselung befindet sich direkt auf der Zelle ein Laminat oder Gießharz und darauf eine Glasscheibe. Die Brechungsindizes aller Komponenten der Verkapselung sind gewöhnlich im Bereich 1.45 - 1.52 für den interessierenden Spektralbereich.

In diesem Kapitel werden mittels Computersimulationen die Reflexionsspektren mechanisch texturierter Zellen für verschiedenen Grabenformen berechnet und miteinander verglichen. Dafür (und für die spätere Analyse der internen Quantenausbeute) werden vier typische V-Profile definiert. Sie sind in Abb. 2.14 gezeigt.

Die Berechnung der Spektren wurde mit dem Programm Sonne [Zechner 96b], [Zechner 98] durchgeführt. Sie basiert auf Monte Carlo Ray-Tracing, d.h., der Strahlengang einer sehr großen Anzahl von Photonen jeder Wellenlänge wird auf dem Weg auf und durch die Solarzelle verfolgt. Die Absorption in Silizium wird berücksichtigt, und an jeder Material-Grenzfläche wird die Aufteilung in reflektier-

ten, gebrochenen und absorbierten Strahlanteil berechnet. Letzteres geschieht durch vollständiges Lösen der Maxwellgleichungen an den Grenzflächen mit Berücksichtigung der Photonenpolarisation.

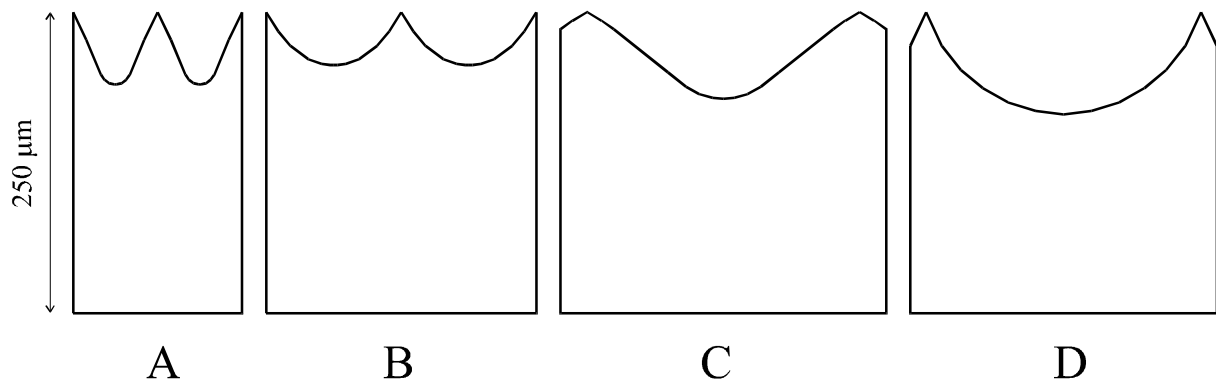


Abb. 2.14: Grabenprofile A, B, C, D für die in dieser Arbeit vorgestellten Berechnungen von Reflexion und interner Quantenausbeute. Als Grundlage der Zeichnungen dienen elektronenmikroskopische Aufnahmen. Die Profiltrundungen sind durch Polygonzüge wiedergegeben. Profil A ist typisch für eine 60 μm tiefe Einzelblatt-Strukturierung, Profil B für eine Texturierung mit einer Strukturwalze der 'vierten Generation' (1998 entwickelt), Profil C für eine Texturierung mit einer Strukturwalze, die speziell für industrielle Texturierung von zu verkapselnden Zellen entworfen wurde, Profil D für Zellen mit einer Drahtsäge-Texturierung mit 180 μm Drahtdurchmesser.

Die Verkapselung aus Glas und Laminat oder Gießharz wurde als 100 % transmittante Schicht mit Brechungsindex 1.46 und planer Frontoberfläche angenommen¹. Als Antireflexschicht wurde eine Einfach-SiN Schicht gewählt, mit dem unter Verkapselungen sehr geeigneten Brechungsindex $n = 2.3$ bei $\lambda = 600 \text{ nm}$. Die optischen Daten $n(\lambda)$ und $k(\lambda)$ dieses Nitrids wurden von Gisa Kragler mittels Ellipsometrie bestimmt. Als ARC-Dicke wurde gleichmäßig 66 nm angenommen, was beim gewählten Nitrid der beste Wert ist.

Als Zelldicke an der dicksten Stelle wurde bei allen Strukturen 250 μm angenommen. Schwierig ist es, die Reflexion an der Zellrückseite korrekt zu simulieren, insbesondere dann, wenn die rückseitige Oberfläche nach Aufbringen und Einsintern eines Al-Rückkontakts aufgeraut ist. Während eine glatte Oberfläche spiegelnde Reflexion ergibt, ist die Reflexion an einem Al-Rückkontakt mit BSF großteils diffus. Die meisten Solarzellen-Computerprogramme, etwa PC1D [Basore 93a] oder Sunrays [Brendel 94], erlauben eine einstellbare Aufteilung in einen spiegelnden und einen lambertianisch (das heißt in alle Richtungen gleichmäßig) diffusen Anteil der Reflexion. Dies trifft die Wirklichkeit allerdings schlecht, da nicht berücksichtigt wird, daß es auch für den diffusen Anteil Vorzugsrichtungen gibt, deren Verteilung experimentell nach folgendem Verfahren bestimmt werden muß: Man nimmt eine ausreichend große Si-Halbkugel und bringt den Rückkontakt mit Al-BSF an der planen Seite auf. Dann beleuchtet man mit einem radial gerichteten Strahl und mißt die Intensität der Reflexion für alle Raumrichtungen. Das Hauptproblem dieses Experiments ist, daß es zu sinnvollen Preisen keine Si-Halbkugeln zu kaufen gibt. Am Fraunhofer ISE in Freiburg wurde ein entsprechendes Experiment mit Si-Halbzyklindern durchgeführt [Schumacher 98]. Unglücklicherweise wurden aber keine Ergebnisse für gedruckte Rückkontakte publiziert, die in industrieller Massenproduktion üblich sind.

¹ In Wirklichkeit wird durchaus ein kleiner Teil des Lichts in der Verkapselung absorbiert, insbesondere im Spektralbereich $\lambda < 400 \text{ nm}$ und bei Verwendung von Gießharz zwischen Silizium und Deckglas. Da dieser Anteil aber wesentlich vom verwendeten Verkapselungsmaterial und dessen Dicke abhängt, erscheint es dem Autor am sinnvollsten, ihn aus der vorgestellten Untersuchung auszuklammern.

Der Autor entschied sich, den Rückkontakt im gezeigten Vergleich durch 60 % spiegelnde Reflexion und 40 % Absorption für alle Wellenlängen zu simulieren.

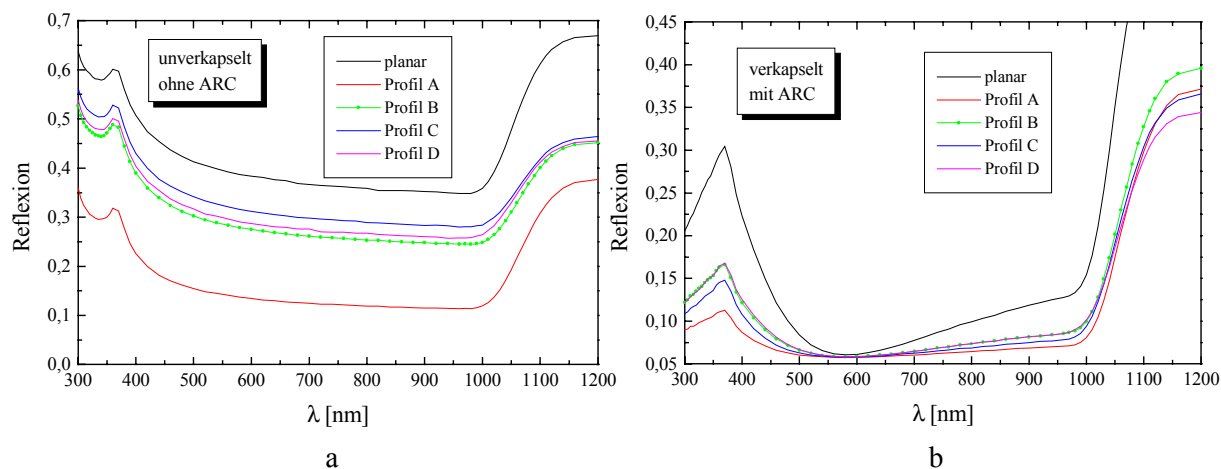


Abb. 2.15: Berechnete Reflexion von unverkapselten Solarzellen ohne ARC (a) und von verkapselten Zellen mit Einfach-ARC (b) für die in Abb. 2.14 gezeigten V-Graben-Profile und eine untexturierte Referenzzelle ohne Berücksichtigung der Frontmetallisierung, gemittelt über verschiedene Lichteinfallrichtungen. Die Berechnungsmethode ist im Text beschrieben.

Um die mittlere Reflexionen der Zellen zu vergleichen, wurde das einfallende Licht als Mix von 17 Einfallrichtungen beschrieben (dargestellt in Tabelle C.1 in Anhang C). Sie decken den gesamten Raumwinkelbereich grob ab. Das größte Gewicht wurde Lichteinfallrichtungen nahe zur Senkrechten auf die Zellfläche beigemessen. Abb. 2.15 zeigt die nach obigen Angaben berechneten Reflexionskurven für die verschiedenen Grabenprofile. Die Reflexion aufgrund der Frontmetallisierung hängt von der Art der Metallisierung und weniger vom V-Grabenprofil ab und wurde daher aus den Berechnungen absichtlich weggelassen.

Die entscheidende Größe ist die über Lichteinfall und interne Quantenausbeute nach Gleichung (2.2) gewichtete mittlere Reflexion R_{eff} . Um sie für die berechneten Reflexionskurven aus Abb. 2.15 zu berechnen, verwendete der Autor eine gemessene Kurve der IQE einer verkapselten Industriesolarzelle und die tabellierte Lichtintensitäten des ‘AM1.5 global’ - Sonnenspektrums [Hulstom 85]. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.9 gegeben, die verwendete IQE-Kurve in Abb. 2.16.

Tabelle 2.9: Effektive mittlere Reflexion R_{eff} , berechnet nach Gleichung (2.2) aus den in Abb. 2.15 dargestellten Reflexionskurven und der in Abb. 2.16 dargestellten IQE.

	R_{eff} ohne ARC ohne Verkapselung [%]	R_{eff} mit ARC mit Verkapselung [%]
untexturiert	38.8	11.9
Profil A	13.9	7.4
Profil B	27.6	8.4
Profil C	31.2	8.0
Profil D	28.9	8.3

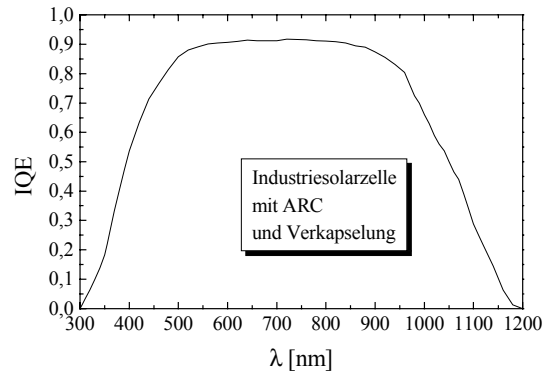


Abb. 2.16: Gemessene IQE-Kurve einer Industriesolarzelle für die Berechnung von R_{eff} in Tabelle 2.9.

Aus Abb. 2.15 und Tabelle 2.9 läßt sich viel herauslesen:

1. Die ARC und Verkapselung verringern den Einfluß der Texturierung, da bereits untexturiertes Silizium im Mittel nur 11.9 % reflektiert, wovon die Hälfte auf die Reflexion an der Grenzfläche Luft / Glas zurückgeht, welche von der darunterliegenden Texturierung unbeeinflusst ist.
2. Das Profil C ist ohne Verkapselung den Profilen B und D unterlegen, nach der Verkapselung hingegen überlegen.
3. Das Profil A (Einzelblatt-Texturierung) mit steilen V-Gräben und geringer Grabenverrundung schneidet in jedem Fall am besten ab.
4. Das Profil D (Drahtsäge) zeigt das beste Light-Trapping, d.h., die Reflexion für große Wellenlängen ist am geringsten. Die Ursache dafür ist, daß der annähernd V-förmige Querschnitt der anderen Profile den Wiederaustritt von Photonen nach einem doppelten Durchgang durch das Silizium begünstigt. Dieser Effekt ist freilich nur dann beobachtbar, wenn die Reflexion an der Rückseite nicht zu diffus ist.

Um Punkt 2 zu erklären, ist in Abb. 2.17 die Wirkung der Verkapselung illustriert.

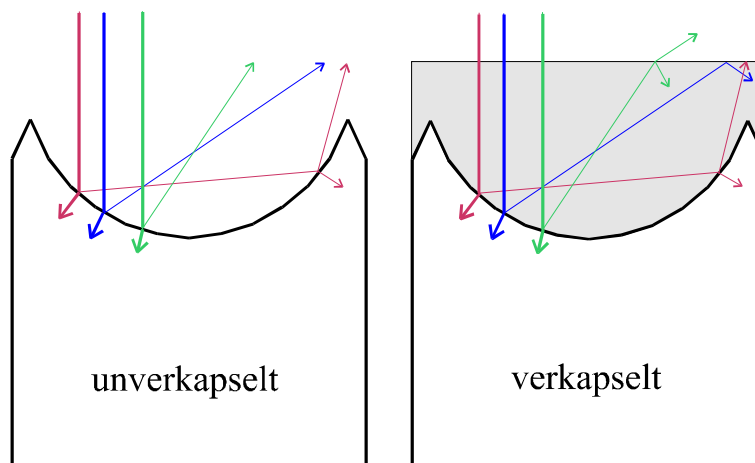


Abb. 2.17: Reflexion von senkrecht einfallenden Lichtstrahlen an texturierten Zellen mit und ohne Verkapselung. (Die Dicke der Verkapselung (grau) ist stark verkleinert eingezeichnet.) Der einmal reflektierte Anteil des roten Strahls trifft ein zweites Mal auf die Si-Oberfläche. Der einmal reflektierte Anteil des blauen Strahls wird in der verkapselten Zelle an der Grenzfläche Enkapsulant/Luft totalreflektiert.

Die meisten Photonen dringen an der ersten Grenzfläche Luft/Si bzw. Enkapsulant/Si ins Silizium ein, ein weitaus kleinerer Anteil wird reflektiert. Die Textur vergrößert die Chance des reflektierten Anteils, ein weiteres Mal die Si-Oberfläche zu erreichen. Tritt dies ein, so dringen auch beim zweiten Mal die Mehrzahl der verbliebenen Photonen ins Silizium ein.

Entscheidend für die Effizienz der Texturierung ist, daß ein möglichst geringer Anteil der einmal reflektierten Photonen die Zelle ohne zweite Chance, ins Silizium einzudringen, verlassen kann. Wie Abb. 2.17 zeigt, ist dieser Anteil größer, wenn die Zelle verkapselt ist. Im linken Bild erhält nur der rote Teilstrahl zwei Eintrittschancen, im rechten Bild aufgrund der Totalreflexion an der Glasoberfläche auch der blaue Teilstrahl.

Diese Anteile lassen sich sehr einfach berechnen: Für reflektierte Strahlen gilt Einfallswinkel = Ausfallswinkel. Für den Grenzwinkel α für Totalreflexion gilt $\sin(\alpha) = 1/n_{\text{Enkapsulant}}$, mit $n_{\text{Glas}} = 1.46$ ergibt sich $\alpha = 43^\circ$. Tabelle 2.10 enthält die Ergebnisse dieser Berechnungen. Es bestätigt sich, daß Profil C bei unverkapselten Zellen bescheiden, nach Verkapselung aber sehr effizient wirkt.

Tabelle 2.10: Anteil der einfallenden Photonen, die nach einmaliger Reflexion an der Si-Oberfläche entweichen können, ohne ein zweites Mal auf die Si-Oberfläche zu treffen, berechnet für die in Abb. 2.14 vorgestellten Grabenprofile und senkrechten Lichteinfall.

	unverkapselt	verkapselt ($n_{\text{Glas}}=1.46$)
untexturiert	100 %	100 %
Profil A	10 %	10 %
Profil B	55 %	25 %
Profil C	78 %	18 %
Profil D	53 %	28 %

Vergleichbare Simulationen wurden in [Brendel 95] veröffentlicht, waren allerdings auf idealisierte V-Texturen beschränkt. In [Zechner 96a] sind weitere Simulationsergebnisse zum Einfluß des V-Graben-Profils auf die Reflexion von mechanisch texturierten Si-Solarzellen zusammengestellt.

2.2.4.3 Reflexionsvergleich mechanisch und alkalisch texturierter Industriesolarzellen

Bei manchen industriellen Herstellern werden Solarzellen aus mc-Si mittels einer anisotropen NaOH oder KOH Defektätze texturiert. Im folgenden wird daher ein Reflexionsvergleich mit anisotrop geätzten Zellen durchgeführt. (Bei einer Wirtschaftlichkeitsanalyse von mechanischem Texturieren muß entsprechend auch eine eventuelle Kostenreduktion bei der alkalischen Defektätze eingerechnet werden. In der vorliegenden Arbeit werden allerdings keine Kostenanalysen durchgeführt.)

Bei der alkalischen Texturierung von mc-Si ist das Ergebnis auf jedem Kristallit von dessen Orientierung zur Oberfläche abhängig. Darüber hinaus gibt es auch Einflüsse des Texturierungsprozesses selbst auf das Ergebnis. Je nach Zusammensetzung des Textur-Bades, Temperatur und Dauer des Texturierens ändert sich die Größe und Qualität der geätzten Pyramiden. Der Kompromiß zwischen hohem Durchsatz, geringen Kosten und Qualität der Textur kann durchaus von Hersteller zu Hersteller verschieden ausfallen.

Im Jahr 1998 wurden aus mc-Si-Solarzellen parallel mechanisch (mit Strukturierungswalze) und alkalisch texturierte Siebdruckzellen gefertigt und zu Modulen verkapselt. Der Autor führte Reflexionsmessungen an Zellen beider Art mit Einfach-ARC und Verkapselung durch. Dazu standen ihm zwei Minimodule mit einer mechanisch und fünf Minimodule mit einer alkalisch texturierten Zelle zur Verfügung. Jedes Modul wurde an vier Stellen gemessen, um einen Mittelwert über verschiedene

Kornorientierungen zu erhalten. Die gemessene mittlere Reflexion der beiden Zelltypen ist in Abb. 2.18 dargestellt, ebenfalls das V-Profil der mechanisch texturierten Zelle. Die Metallfinger wurden auf untexturierte Stege gedruckt.

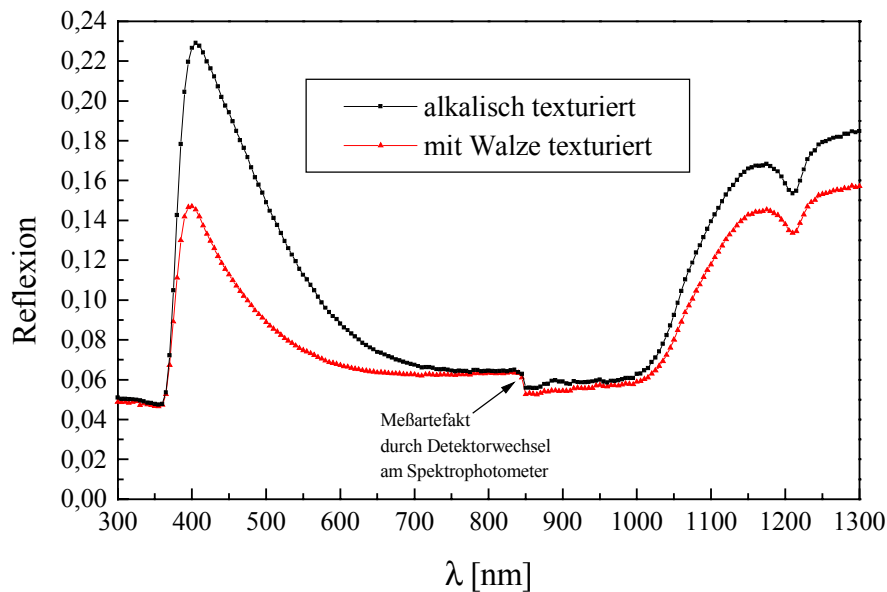


Abb. 2.18: Gemessene Reflexion (links) von mechanisch und alkalisch texturierten Siebdruck-Solarzellen mit Einfach-ARC und Verkapselung. Die Kurven sind gemittelt aus insgesamt acht Messungen an zwei Minimodulen mit mechanisch texturierten Zellen bzw. 20 Messungen an fünf Minimodulen mit alkalisch texturierten Zellen. (Messungen ohne Reflexion am Busbar.) Der Sprung bei $\lambda = 840$ nm ist ein Meßartefakt. Bei dieser Wellenlänge wechselt das Cary V Photospektrometer den Detektor. Das rechte Bild zeigt eine SEM-Aufnahme des V-Profiles der mechanisch texturierten Zelle.

Der in Abb. 2.18 gezeigte Vergleich ist nicht allgemeingültig, da sowohl die alkalische als auch die mechanische Texturierung in anderen Experimenten verschieden wirkungsvoll ausgeführt werden können. Er gibt aber eine grobe Richtlinie, welche Reflexionsverminderung durch mechanisches Texturieren erzielt werden kann. Mit Gleichung (2.2) läßt sich aus Abb. 2.18 die effektive mittlere Reflexion berechnen, wenn man die gemessene IQE der Zellen zugrunde legt. Man erhält $R_{\text{eff}} = 7.2$ % für die mechanisch texturierten Zellen, und $R_{\text{eff}} = 9.3$ % für die alkalisch texturierten Zellen. Der relative Stromgewinn aufgrund der verringerten Reflexion beträgt im untersuchten Fall 2.3%.¹ Mit einem verbesserten Walzenprofil mit reduzierter Verrundung am Grabenboden könnte dieser Wert auf etwa 3% gesteigert werden.

¹ Wegen $(100\% - 7.2\%) / (100\% - 9.3\%) = 1.023$

2.2.5 Analyse der internen Quantenausbeute

Die V-Texturierung beeinflusst die interne Quantenausbeute IQE von Si-Solarzellen [Keller 97]. Im langwelligen Spektralbereich wird die IQE durch die Texturierung erhöht, sofern die Bulkdifusionslänge kleiner ist als die Zelldicke. Die Ursache dafür ist erstens, daß das Licht zum Teil schräg zur Zelloberfläche gebrochen wird und deswegen weniger schnell zu den tiefliegenden Bereichen der Basis durchdringt, zweitens, daß viele Minoritäten in Bereich der V-Spitzen erzeugt werden, wo sie fast allseitig von Emitterfläche umgeben sind, was ihre Chance erhöht, den Emitter zu erreichen ohne zu rekombinieren [Zechner 96b].

Im kurzwelligen (Lichteindringtiefen $< 1 \mu\text{m}$) sollte sich die Texturierung nicht auf die IQE auswirken, denn die im Emitter generierten Minoritätsladungsträger 'sehen gar nichts' von der V-Texturierung. Entscheidend für die IQE ist, welcher Anteil der Minoritätsladungsträger in Richtung der lokalen Flächennormalen das p-Typ Silizium erreichen kann. Im Emitter liegt daher die gleiche 'eindimensionale' Struktur vor wie in Zellen mit planen Oberflächen. Der einzige Unterschied aufgrund der Geometrie ist, daß sich die kurzwellige Ladungsträgergeneration auf eine größere Oberfläche pro Zellfläche verteilt. Das bewirkt aber keine spürbare Veränderung des Injektionsniveaus im Emitter und damit keine Änderung in der IQE. Denkbar ist allerdings, daß die Oberfläche durch den Strukturierungsvorgang geschädigt wird. Auch nach Abätzen einiger Mikrometer nach dem Texturieren kann ein Oberflächenschaden zurückbleiben. Ist dies der Fall, so zeigt sich dieser in einer Abnahme der kurzwelligen IQE gegenüber flachen Referenzzellen. Darüberhinaus äußert sich ein nicht entfernter Sägeschaden auch in einem Spannungsabfall.

2.2.5.1 Gemessene Kurven von IQE

Die Auswirkung der V-Texturierung auf die IQE hängt von einigen Faktoren ab: In jedem Fall von der Bulkdifusionslänge, von der Rückseitenbeschaffenheit und vom V-Profil. Außerdem, bei unzureichendem Ätzen nach dem Sägen vom Ausmaß des verbliebenen Oberflächenschadens. Ein Einfluß der V-Texturierung auf die Bulklebensdauer kann nicht a priori ausgeschlossen werden. Denkbar sind sowohl eine verbesserte Getterwirkung der größeren Emitterfläche als auch eine Bulkschädigung durch das Strukturieren, daneben auch noch versteckte Einflüsse wie das stärkere Haften von Partikeln in V-Gräben.

Im folgenden werden mehrere experimentelle Vergleiche zwischen V-texturierten und untexturierten Zellen präsentiert.

IQE bei kleinen Diffusionslängen, Beobachtung von Oberflächenschaden

Bei kleinen Diffusionslängen bringt eine mechanische Texturierung den größten Gewinn an IQE im langwelligen Bereich. Abb. 2.19 zeigt einen Vergleich der IQE mechanisch texturierter Zellen und untexturierter Zellen auf CZ-Si mit sehr geringer Diffusionslänge. Flache wie texturierte Zellen zeigen eine hervorragende Qualität der Frontoberfläche.

Im selben Experiment wurden zusammen mit den CZ-Solarzellen auch Zellen aus FZ-Si mit lokalem Rückkontakt hergestellt, deren gemessene IQE in Abb. 2.20 dargestellt ist. Aus der Analyse der langwelligen IQE und der PCVD-Messung [Bitnar 98] ergeben sich für texturierte wie untexturierte Zellen Diffusionslängen von $(400 \pm 100) \mu\text{m}$. In der kurzwelligen IQE zeigt sich jedoch ein markanter Einbruch bei den mechanisch texturierten Zellen. Dies ist überraschend, da sie gemeinsam mit den Zellen aus CZ-Si mechanisch texturiert wurden und der Texturierungsschaden im selben Ätzschritt entfernt wurde. Dies ist ein Hinweis, daß das Auftreten und die Entfernbarkeit eines Texturierungsschadens von den speziellen Eigenschaften des Substratmaterials abhängig sein könnte.

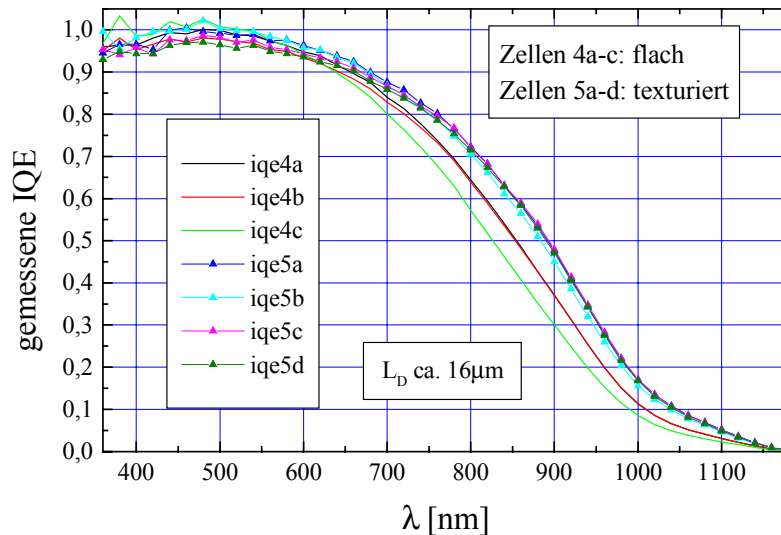


Abb. 2.19: IQE von zusammen hergestellten untexturierten und Einzelblatt-texturierten Solarzellen aus CZ-Si. Für $\lambda > 600$ nm ist die Quantenausbeute der texturierten Zellen deutlich höher. Die Diffusionslänge beträgt für untexturierte wie texturierte Zellen etwa $16 \mu\text{m}$. Bei kleinen Wellenlängen verschlechtert sich das Signal/Rauschverhältnis der Spectral Response Messung. (Die Zellen 5c und 5d waren auch auf der Rückseite texturiert, das spielt bei dieser Diffusionslänge aber keine Rolle.)

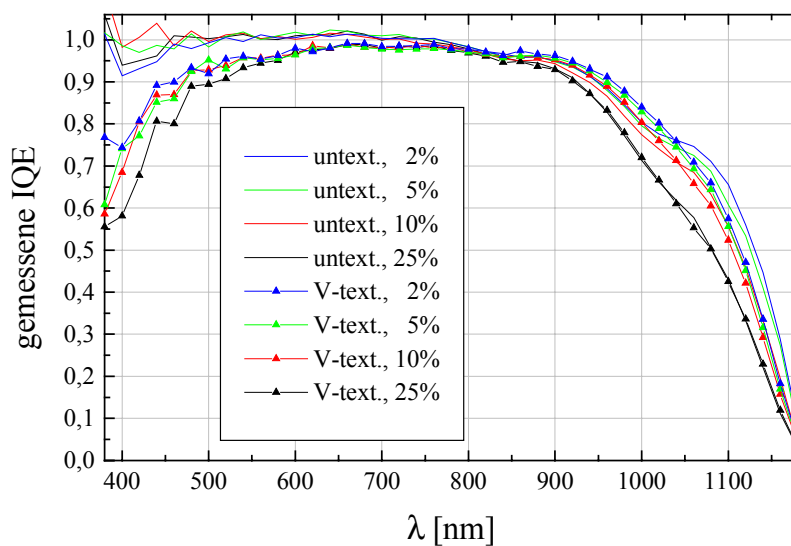


Abb. 2.20: IQE von untexturierten und Einzelblatt-texturierten FZ-Solarzellen mit verschiedenem Kontaktierungsflächenanteil auf der Rückseite. Die nicht kontaktierten Bereiche der Rückseite waren mit einem thermischen Oxid passiviert. Je kleiner die Punktkontakte der Rückseite desto höher die langwellige IQE. Auffallend ist der Einbruch der kurzwelligen IQE bei den V-texturierten Zellen.

Das Verbleiben von Oberflächenschaden zeigt sich auch in der geringeren offenen Klemmspannung der texturierten Zellen. Die untexturierten Zellen aus FZ-Si brachten V_{oc} -Werte von 626-631 mV, die texturierten Zellen 598-607 mV.

Die gezeigte Beobachtung einer ungenügenden Emittorqualität bei mechanisch texturierten FZ-Solarzellen ist ein Einzelfall. In anderen Experimenten wurden auf mechanisch texturiertem FZ-Silizium sehr gute Emittoreigenschaften erzielt, z.B. [Terheiden 97], [Metz 98].

IQE bei mittleren Diffusionslängen, Einfluß des Grabenprofils

In einem Experiment wurden zwei V-Profile miteinander verglichen: Eines wurde mit Einzelsägeblättern, das andere mit einer Texturierungswalze erzeugt. Im Querschnitt entsprechen sie den Zeichnungen A und B in Abb. 2.14. Abb. 2.21 zeigt die an drei CZ-Si Solarzellen verschiedener Textur gemessene IQE. Wie theoretisch erwartet (vgl. Abb. 2.28) ist die Steigerung der IQE im langwelligen Spektralbereich bei der Einzelblatt-texturierten Zelle etwa doppelt so groß wie bei der Walzen-texturierten Zelle. Bei diesen Zellen hatte die Texturierung keinen Einfluß auf die Diffusionslänge.

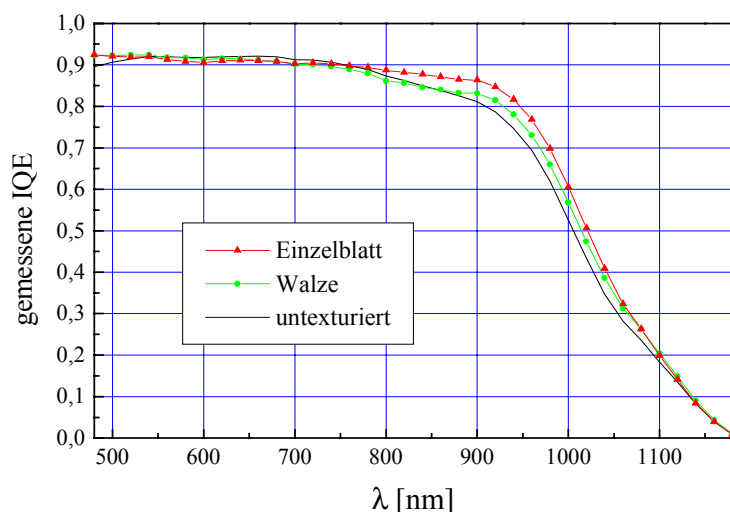


Abb. 2.21: IQE von drei zusammen hergestellten Solarzellen aus CZ-Si mit verschiedener Frontseitentextur.

In einem anderen Experiment wurden in Zusammenarbeit mit einem Solarzellenproduzenten untexturierte, frontseitig texturierte und beidseitig texturierte Solarzellen auf CZ-Si hergestellt. Abb. 2.22 zeigt die mittlere gemessene IQE von je 8 Solarzellen jeder Art.

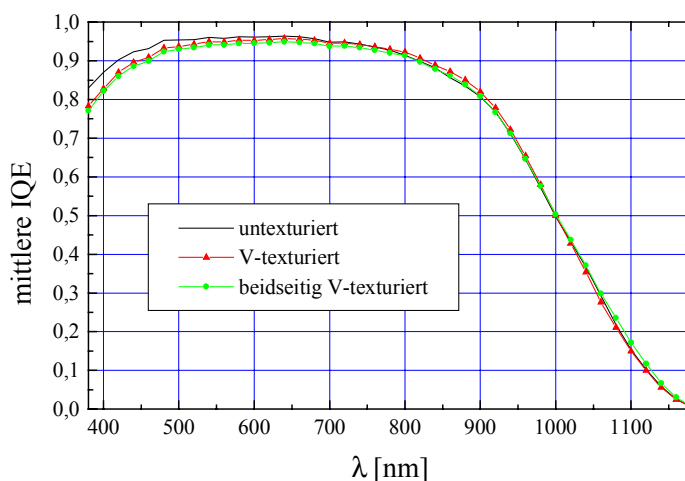


Abb. 2.22: IQE von Solarzellen verschiedener Textur, gemittelt aus Messungen an jeweils 8 Solarzellen. Die Frontseite war mit einem Einzelblatt texturiert worden. Ein unpassivierter, ganzflächiger Al-Kontakt bildete die Zellrückseite.

Bei kurzen Wellenlängen zeigen die untexturierten Zellen in Abb. 2.22 die größte IQE, was auf einen Rest-Oberflächenschaden der texturierten Zellen hinweist. Bei Wellenlängen > 800 nm unterscheiden sich die Kurven fast nicht, obwohl die texturierten Zellen bei gleicher Diffusionslänge L_D eine höhere langwellige IQE zeigen sollten (vgl. Abb. 2.21 und Abb. 2.25 rechts). Daraus läßt sich schließen, daß bei diesem Experiment - anders als in der Regel - texturierte und untexturierte Zellen nicht die gleiche Diffusionslänge haben können. Aus den abgebildeten IQE-Kurven wurde mithilfe zweidimensionaler Computersimulationen nach [Keller 97] $L_D = 180 \mu\text{m}$ für die untexturierten und $L_D = 110 \mu\text{m}$ für die texturierten Zellen berechnet. Offenbar litt beim Herstellungsprozeß, der zum Teil ohne Bekanntgabe von Details beim Solarzellenproduzenten durchgeführt wurde, an einer nicht näher bekannten Stelle die Diffusionslänge der mechanisch texturierten Wafer.

IQE bei großen Diffusionslängen

In Abb. 2.23 werden die IQE von mechanisch texturierten und untexturierten CZ-Solarzellen mit siebgedruckten Kontakten verglichen. Der hochdotierte Emitter (Phosphorkonzentration an der Oberfläche ca. $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, bestimmt aus einer Stripping Hall - Messung) bedingt eine geringe IQE für kleine Wellenlängen. Im Langwelligen schlägt sich dagegen eine hohe Bulkdiffusionslänge und die hervorragende BSF-Wirkung des siebgedruckten Al-Rückkontakts in einer sehr hohen IQE nieder. In diesem Experiment hatte die Oberflächentextur keinen Einfluß auf die Emitterqualität und L_D .

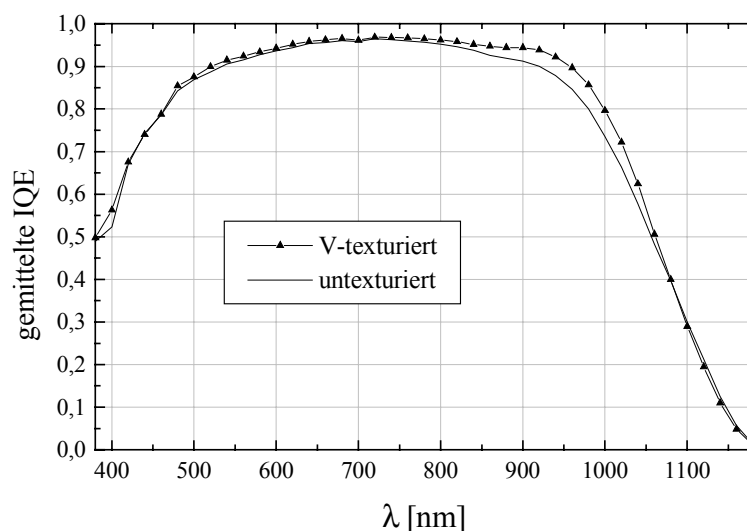


Abb. 2.23: IQE von V-texturierten und untexturierten CZ-Solarzellen mit Siebdruckkontakten, gemittelt aus Messungen an jeweils zwei Zellen. Als V-Textur dienten $100 \mu\text{m}$ tiefe, mit Einzelsägeblättern gefräste Gräben; ein Drittel der Zellfläche der texturierten Zellen war als Kontaktplateau untexturiert.

Ein weiterer experimenteller Vergleich zur IQE mechanisch texturierter Zellen ist in Kapitel 2.4 in Abb. 2.48 gezeigt, bei diesem weisen allerdings die mechanisch texturierten Zellen einen selektiven Emitter auf, was ihre kurzwellige IQE begünstigt.

2.2.5.2 Berechnete IQE-Kurvenscharen für verschiedene V-Texturierungen

In diesem Abschnitt werden berechnete IQE-Kurven für verschiedene V-Profile, Diffusionslängen und Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeiten vorgestellt. Die Computeranalyse beschränkt sich auf die vier in Abb. 2.14 vorgestellten Grabenprofile A, B, C, D.

Verfahren

Die IQE von V-texturierten Zellen kann am Computer mit dem Softwarepaket `DessisISE` [Dessis 98] berechnet werden. Basierend auf dem in [Keller 97] angegebenen Verfahren entwickelte der Autor eine Methode, deren Besonderheiten zu Beginn dieses Kapitels kurz vorgestellt seien. Allgemeine Informationen zu Computersimulationen mit `Dessis` finden sich im Manual [Dessis 98] sowie in [Keller 97b] und [Tikart 99].

Als erster Schritt werden Simulationseinheitszellen entworfen und Diskretisierungs-Meshs erzeugt. Um mit beherrschbarem numerischen Aufwand genaue Ergebnisse zu erzielen, ist es von großem Vorteil, die Meshs bei V-texturierten Zellen der Emittteroberfläche anzupassen, was mit `DessisISE` seit Anfang 1998 möglich ist. Man erreicht damit die notwendige hohe Auflösung in der Richtung vertikal zur Emittteroberfläche bei gleichzeitiger gröberer Auflösung in dazu senkrechter Richtung. Abb. 2.24 veranschaulicht den Vorteil oberflächenangepaßter Diskretisierungsmeshs.

Als weiterer Weg wurde in [Keller 97] folgender angegeben:

- Berechnung eines Profils der optischen Generation bei Beleuchtung mit Licht einer einzigen Wellenlänge mit dem Programm `Sonne` [Zechner 96b], [Zechner 98]
- Berechnung der Reflexion R bei dieser Wellenlänge mit `Sonne`
- Berechnung des Kurzschlußstroms mit `DessisISE`
- Berechnung der IQE durch:

$$IQE = \frac{\text{Zahl (eingesammelte Ladungsträger)}}{\text{Zahl (auftreffende Photonen)}} \cdot \frac{1}{1 - R} \quad (2.7)$$

Diese Methode läßt allerdings folgenden numerischen Fehler unkorrigiert: `Sonne` berechnet den exakten Wert der optischen Ladungsträgergenerationsrate an den Meshpunkten. `Dessis` verwendet für die Diskretisierung der Halbleiter-Differentialgleichungen die Boxmethode [Varga 62], und rechnet jedem Meshpunkt ein ihn umgebendes Volumen (eine 'Box') zu, nämlich jenen Raumanteil des Simulationselements, dessen sämtlicher Inhalt zum betrachteten Punkt den geringsten Abstand hat. In der diskretisierten Schreibweise der Halbleiter-Differentialgleichungen wird die gesamte optische Generation in dieser Box auf den Gitterpunkt gelegt, und zwar dem Betrag nach als Produkt der Generationsrate am Gitterpunkt mit dem Boxvolumen. Dieses Produkt unterscheidet sich etwas von der tatsächlich in dieser Box stattfindenden optischen Generation, was einen numerischen Fehler verursacht, der um so größer ist, je mehr die optische Generationsrate zwischen benachbarten Gitterpunkten variiert. Bei Einfall kurzwelligen Lichts fällt die Generationsrate ins Innere der Solarzelle innerhalb von Mikrometerbruchteilen um Zehnerpotenzen ab, was bei unzureichender Auflösung zu enormen Fehlern der Boxmethode führt. Da eine für die Berechnung kurzwelliger IQE's ausreichende Auflösung bei V-texturierten Zellen definitiv die zur Verfügung stehende Rechnerkapazität übersteigt, gibt der Autor einen Weg an, diesen Fehler durch eine 'kalibrierte' Rechnung zu korrigieren.

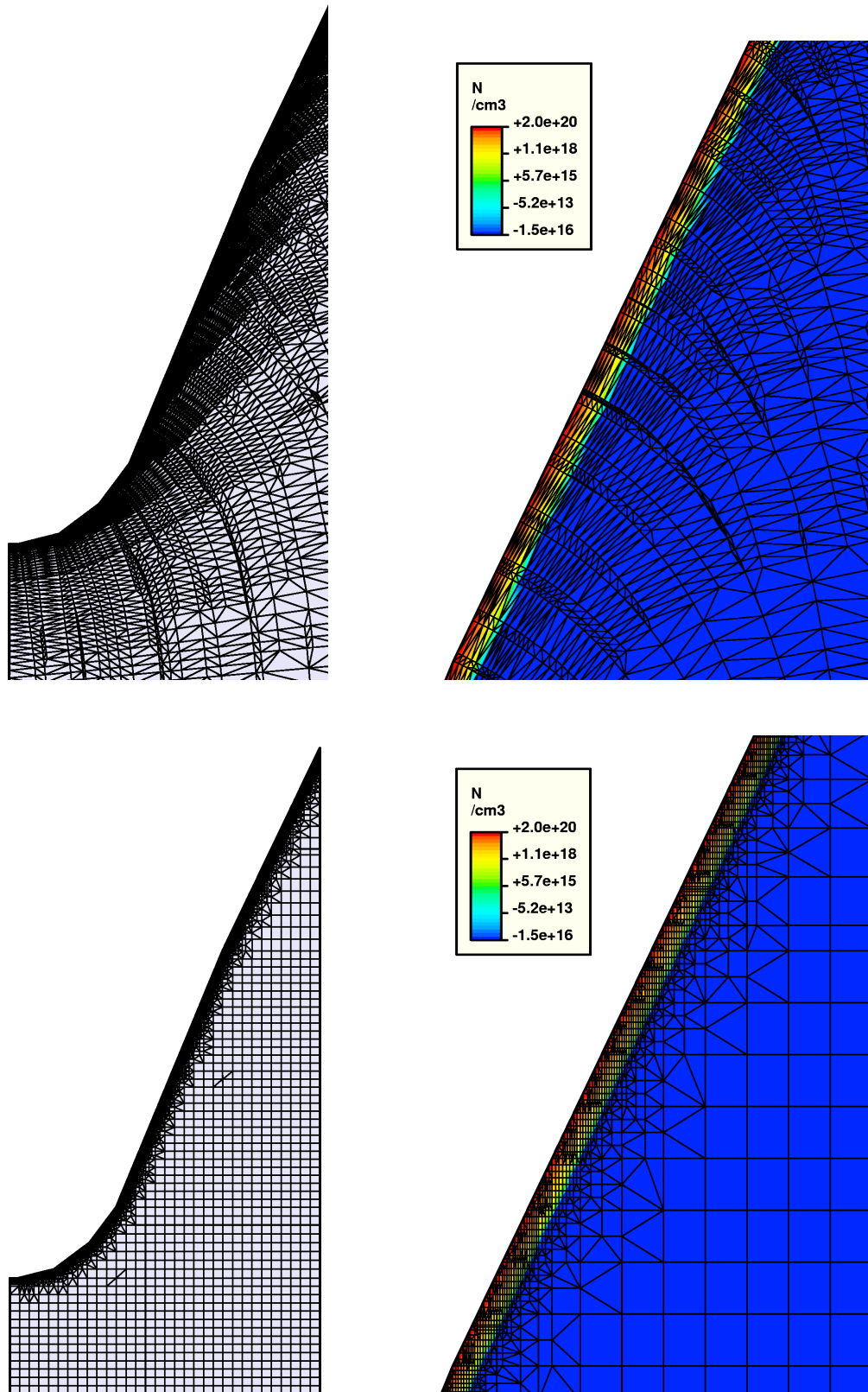


Abb. 2.24: Diskretisierungsmesh mit (oben) und ohne (unten) Oberflächenanpassung, erstellt mit dem Programm Mdraw 5.0 aus dem Softwarepaket TCAD_{ISE}. Die linken Bilder zeigen eine halbe V-Spitze, die rechten Bilder einen vergrößerten Ausschnitt der schrägen Oberfläche. Das oberflächenangepasste Mesh benötigt bei besserer Auflösung senkrecht zur Emitterfläche eine wesentlich geringere Zahl von Gitterpunkten.

Für die Berechnung der IQE bei kleinen Wellenlängen entwickelte der Autor folgende Methode:

- Berechnung eines Profils der optischen Generation bei Beleuchtung mit Licht einer einzigen Wellenlänge mit dem Programm Sonne [Zechner 98]
- Berechnung des Kurzschlußstroms J_{sc} mit Dessis_{ISE}
- Berechnung des 'idealen' Kurzschlußstroms $J_{sc, ideal}$ mit Dessis_{ISE}. Dabei werden sämtliche Rekombinationsmechanismen innerhalb der Solarzelle bewußt ausgeschaltet, so daß jeder optisch erzeugte Minoritätsladungsträger eingesammelt wird.
- Berechnung von IQE durch

$$IQE = \frac{J_{sc}}{J_{sc, ideal}} \quad (2.8)$$

Für $\lambda > 925$ nm ist die Berechnung nach Gleichung (2.7) vorzuziehen, weil hier die Absorption im Rückkontakt die IQE vermindert, was bei der neuen, kalibrierten Rechnung zunächst unberücksichtigt ist. Da bei diesen Wellenlängen die optische Generationsrate innerhalb der Zelle nur moderat abfällt, ist der numerische Fehler der Boxmethode gering (bei guter Diskretisierung < 1%).

IQE bei verschiedenen Werten von L_D und S_b

Abb. 2.25 zeigt die berechnete IQE von Zellen mit Grabenprofil A ('Einzelblatt') aus Abb. 2.14 und untexturierten Zellen für verschiedene Werte von L_D und S_b .

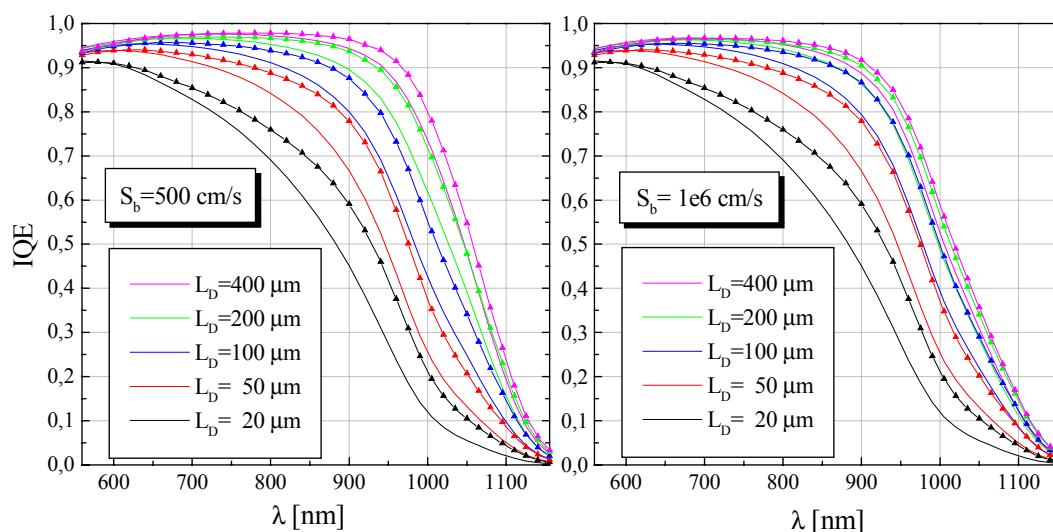


Abb. 2.25: Berechnete IQE von untexturierten Solarzellen (glatte Linien) und V-texturierten Solarzellen (Linien mit Dreiecken) des Grabenprofils A aus Abb. 2.14 bei verschiedenen Diffusionslängen und Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeiten. Die Kurven wurden unter folgenden Annahmen berechnet: Keine ARC, keine Verkapselung, Rückseitenreflexion 60 % spiegelnd, Rückseitenabsorption 40 %, Lichteinfall senkrecht von oben, keine Mitberücksichtigung von untexturierten Plateaus für die Frontmetallisierung.

Die berechneten IQE-Kurven liefert folgende Erkenntnisse:

- Eine V-Texturierung bringt für alle Werte von L_D eine Steigerung der IQE für $\lambda > 600$ nm.
- Der größte Gewinn wird bei kleinen Diffusionslängen erzielt. (Dies ist der Grund, warum die V-Texturierung gerade auf RGS-Silizium so große Erfolge brachte.)

- Die IQE-Steigerung durch V-Texturierung hängt nicht stark von der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit ab. Auch bei großer L_D und unpassivierter Rückseite steigt die langwellige IQE durch die V-Texturierung.

Um die grafisch sichtbare IQE-Steigerung als Kurzschlußstromsteigerung auszudrücken, eignet sich die in Gleichung (2.1) gegebene Darstellung von J_{sc} . Setzt man in diese Gleichung bewußt für alle Zellen die gleiche Reflexion und gleiche kurzwellige ($\lambda < 550$ nm) IQE ein, so läßt sich der Zugewinn zum Strom aufgrund der höheren langwelligen IQE texturierter Zellen herauschälen.

Tabelle 2.11: J_{sc} von untexturierten und texturierten Solarzellen (Profil A), berechnet nach Formel (2.1) mit den in Abb. 2.25 gezeigten langwelligen IQE-Kurven und der in Abb. 2.26 gezeigten Reflexionskurve und Kurve der kurzwelligen IQE. Die Tabelle zeigt den Einfluß und relativen Gewinn allein aufgrund der größeren langwelligen IQE.

L_D [μm]	$S_b = 500$ cm/s			$S_b = 10^6$ cm/s		
	$J_{sc, \text{ untext.}}$ [mA/cm ²]	$J_{sc, \text{ text.}}$ [mA/cm ²]	rel. Gewinn [%]	$J_{sc, \text{ untext.}}$ [mA/cm ²]	$J_{sc, \text{ text.}}$ [mA/cm ²]	rel. Gewinn [%]
20	24.36	25.99	6.7	24.35	25.98	6.7
50	27.59	29.04	5.3	27.58	29.00	5.1
100	29.71	30.89	4.0	29.50	30.51	3.4
200	31.50	32.29	2.5	30.59	31.22	2.1
400	32.48	32.95	1.4	30.99	31.45	1.5

Als Reflexionskurve wurde die in Abb. 2.26 a dargestellte Kurve herangezogen. (Es ist eine berechnete Reflexionskurve für eine Zelle mit Grabenprofil C ('stumpfe Walze'), Einfach-ARC, Verkapselung und 6% Frontkontaktreflexion.) Als gemeinsame kurzwellige IQE wurde die in Abb. 2.26 b dargestellte IQE-Kurve verwendet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.11 und Abb. 2.27 zusammengestellt. Abb. 2.27 enthält außerdem Ergebnisse für Grabenprofil B ('Walze').

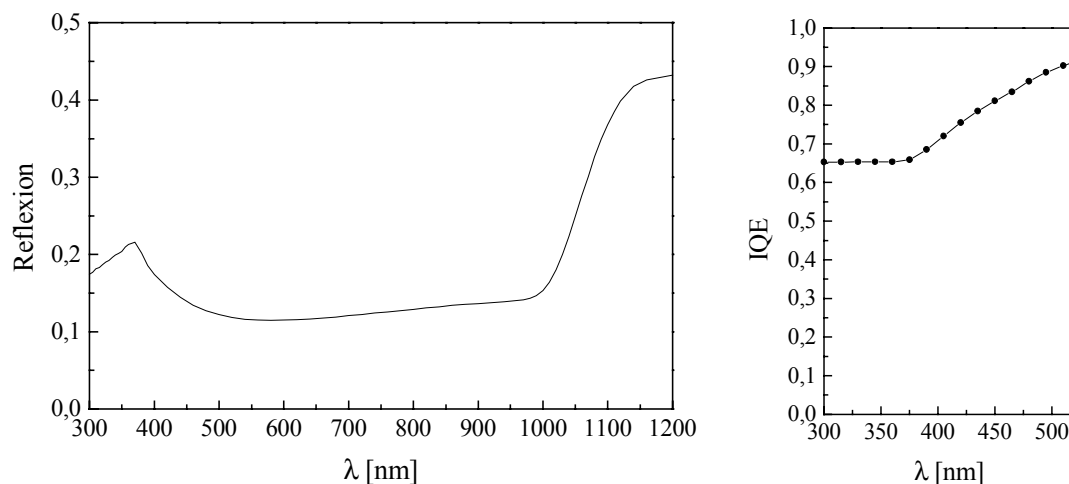


Abb. 2.26: Verwendete Reflexionskurve (links) und kurzwellige IQE (rechts) zur Berechnung von J_{sc} nach Gleichung (2.1). Die Reflexionskurve ist aus Abb. 2.15 b, Profil C entnommen, unter Einrechnung von 6% Reflexion durch die Frontmetallisierung. Die kurzwellige IQE wurde unabhängig von der Basisdiffusionslänge und der Zellgeometrie für sämtliche Zellen gleich angesetzt. Für Wellenlängen > 550 nm wurden die in Abb. 2.25 gezeigten, berechneten Kurven von IQE in (2.1) eingesetzt.

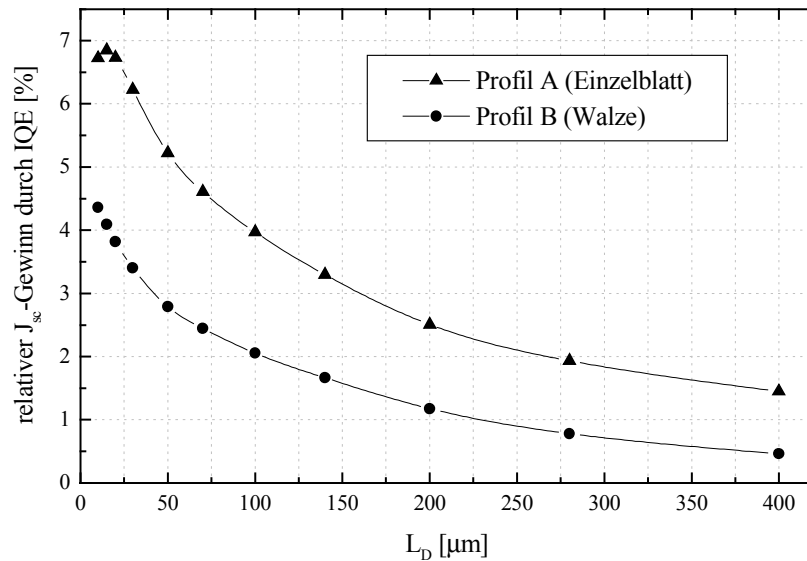


Abb. 2.27: Beitrag der texturbedingt größeren langwelligen IQE zur relativen Steigerung von J_{sc} als Funktion der Wellenlänge, berechnet für die Grabenprofile A und B für senkrechten Lichteinfall, ohne ARC und Verkapselung, mit $S_b = 500 \text{ cm/s}$, auf Grundlage von Gleichung (2.1). Alle Werte wurden mit der gleichen, in Abb. 2.26 dargestellten Reflexionskurve berechnet. Die Grafik zeigt daher allein den Einfluß der IQE ohne Mithberücksichtigung der unterschiedlichen Reflexion texturierter Zellen.

Der in Abb. 2.27 gezeigte relative Kurzschlußstromanstieg aufgrund der höheren langwelligen IQE von texturierten Zellen ist überaus aufschlußreich.

- Der Gewinn durch höhere IQE in V-texturierten Zellen ist bei kleinen Diffusionslängen L_D am größten und kann bei Grabenprofil A bis zu 7 % ausmachen.
- Profil A mit spitzen V-Gräben und geringer Grabenverrundung bringt bei kleinen L_D etwa 60% mehr Gewinn als Profil B, bei mittleren Diffusionslängen ($L_D = 100 - 200 \mu\text{m}$) etwa den doppelten Gewinn, bei großen Diffusionslängen etwa den dreifachen Gewinn.
- Bei allen Diffusionslängen bringt Profil A um über 1 % mehr Steigerung als Profil B. Bei Diffusionslängen unter $100 \mu\text{m}$ beträgt der Unterschied mehr als 2 %.

Einfluß des Grabenprofils

Der Gewinn in langwelliger IQE kommt aus der verbesserten Einsammelwahrscheinlichkeit für in den V-Spitzen generierte Ladungsträger. Wie schon Abb. 2.27 zeigte, hängt dieser Effekt vom Grabenprofil ab. Der Autor berechnete IQE-Kurven für alle in Abb. 2.14 gezeigten Profile.

Abb. 2.28 zeigt, daß eine Einzelblatt-Texturierung mit spitzen, steilen V-Gräben (Profil A) den deutlich größten Gewinn an IQE gegenüber untexturierten Zellen einbringt. Die Profile B, C und D schneiden in etwa gleich gut ab und bringen verglichen zu Profil A nur den halben Gewinn. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit den in Abb. 2.21 gezeigten gemessenen Kurven und in Einklang mit der Erfahrungen von Kollegen des Autors [Gerhards 99]. In Tabelle ist der nach Gleichung (2.1) berechnete Gewinn an J_{sc} aufgrund der IQE-Steigerung aufgelistet. Für die Berechnung wurden wieder die in Abb. 2.26 gezeigten Kurven für Reflexion und kurzwellige IQE verwendet.

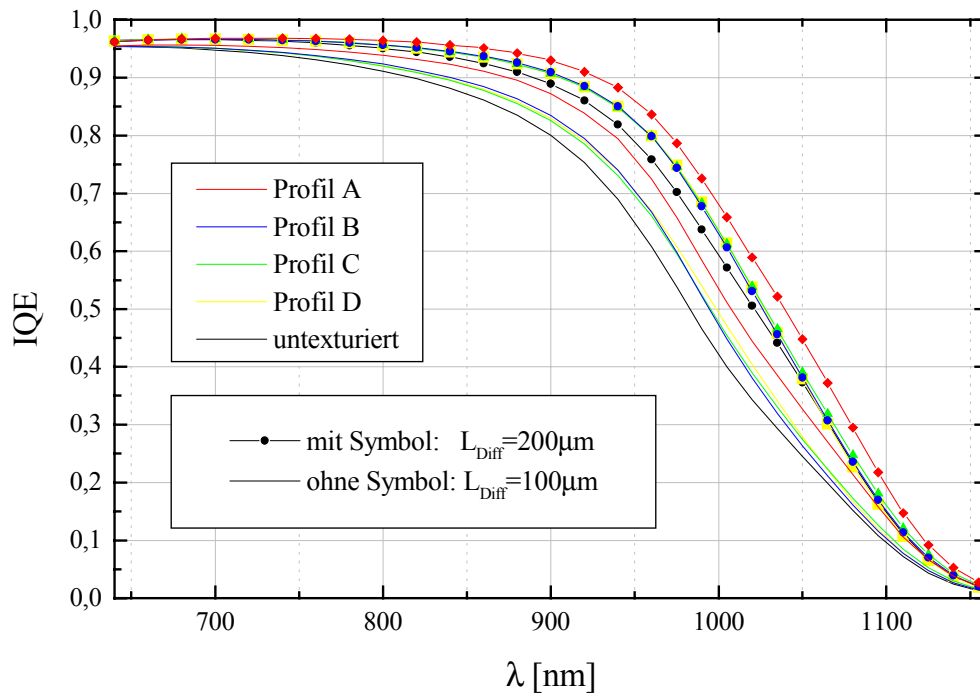


Abb. 2.28: Berechnete IQE für verschiedene V-Graben-Profile und Diffusionslängen. Zellen mit Einfach-ARC und Verkapselung, der Lichteinfall wurde als Mix aus 17 Einfallrichtungen angenommen (Liste in Tabelle C.1, Anhang C), $S_b=1000 \text{ cm/s}$, Rückseitenreflexion 60 %, Rückseitenabsorption 40 %, keine Mitberücksichtigung von untexturierten Plateaus für die Frontmetallisierung

Tabelle 2.12: J_{sc} von untexturierten und texturierten Solarzellen, berechnet nach Formel (2.1) mit den in Abb. 2.28 gezeigten Quantenausbeuten und der in Abb. 2.16 gezeigten Reflexionskurve. Die Tabelle zeigt den Einfluß und relativen Gewinn allein aufgrund der größeren langwelligen IQE.

L_D [μm]	$J_{sc, \text{ untext.}}$ [mA/cm ²]	$J_{sc, \text{ Profil A}}$ [mA/cm ²]	$J_{sc, \text{ Profil B}}$ [mA/cm ²]	$J_{sc, \text{ Profil C}}$ [mA/cm ²]	$J_{sc, \text{ Profil D}}$ [mA/cm ²]
100	29.69	30.78	30.12	30.12	30.18
200	31.33	32.05	31.56	31.62	31.57

Interessant ist ein Vergleich dieser Ergebnisse mit der in Tabelle 2.9 angegebenen J_{sc} -Steigerung durch verminderte Reflexion: Hinsichtlich der Reflexion nach Antireflexbeschichtung und Verkapselung schneidet Profil A nur geringfügig (0.4 % - 1 %) besser ab als die anderen Grabenprofile. Der Zugewinn aufgrund höherer langwelliger IQE ist dagegen bei Zellen mit Profil A um absolut 1 %, bei kleinen Diffusionslängen sogar um 2 % größer.

Bei der Interpretation der Ergebnisse ist zu beachten, daß auch bei anderen Texturierungsmethoden die langwellige IQE gegenüber planen Zellen etwas ansteigen sollte, da das Licht bei allen texturierten Zellen schräg in die Zelle eingekoppelt wird.

2.2.5.3 Lokale interne Quantenausbeute

Die Einfluß der V-Gräben auf die IQE wird besonders schön deutlich, wenn der Ausleuchtungsfleck viel kleiner ist als die Grabenbreite. Die Quantenausbeute ist dann je nach Beleuchtungsort verschieden groß. Trifft das Licht auf die V-Spitzen der Rillen, so wird der größte Anteil an Ladungsträgern im Silizium-Volumen zwischen den Grabenflanken erzeugt, was die Einsammlungschance maximiert. Trifft es dagegen auf die Grabenböden, so dringen die eingekoppelten Photonen in die Tiefe der Solarzelle, was die Einsammlungswahrscheinlichkeit für optisch generierte Minoritäten verringert. Die interne Quantenausbeute ist also eine Funktion des Beleuchtungsorts. Dies wurde erstmals 1998 von M. Rinio und G. Hahn experimentell gezeigt und vom Autor mit Computersimulationen beschrieben [Hahn 99].

Experimenteller Zugang: LBIC-Messung

Die lokale IQE wird mit einem LBIC (Laser Beam Induced Current) Mapping erfaßt. Das Prinzip und der Aufbau dieser Meßmethode wurden in [Rinio 99] beschrieben. Ein Laserstrahl wird auf eine Spotgröße von wenigen Mikrometern auf die Solarzelle fokussiert, und der dadurch erzeugte Strom in der Zelle wird mithilfe eines Lock-In-Verstärkers elektronisch erfaßt. Ist diese Messung an einem Punkt der Zelle abgeschlossen, wird die auf einem XY-Tisch montierte Zelle verschoben und der nächste Punkt gemessen. Um aus dem Stromsignal die lokale IQE berechnen zu können, muß die ebenfalls lokal schwankende Reflexion mitgemessen werden. Dies geschieht mit folgender geschickten Konstruktion: Unmittelbar oberhalb der vom Laser beleuchteten Stelle ist eine Photozelle montiert, mit einem kleinen Loch, durch das der Laserstrahl durchgeht. Das reflektierte Licht trifft auf diese Referenzzelle auf. Der in der Referenzzelle erzeugte Strom ist damit ein Maß für die Reflexion. Sofern nur ein Laser mit fester Wellenlänge im LBIC-Meßstand verfügbar ist, ist die Messung auf eben diese Wellenlänge beschränkt.

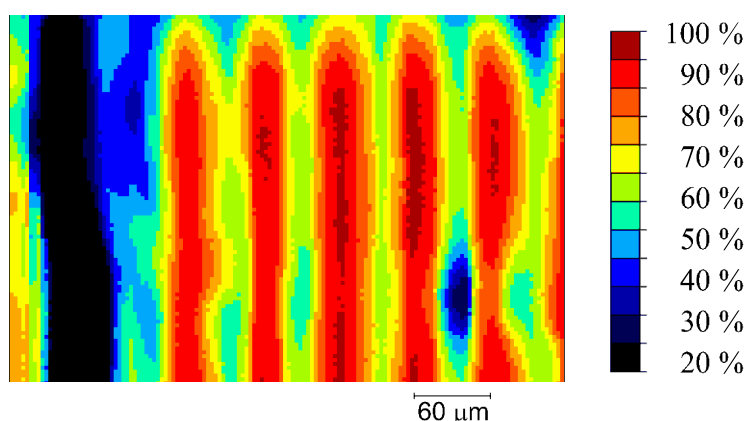


Fig. 2.29: Lokal aufgelöste IQE einer V-texturierten RGS-Solarzelle, gemessen mit LBIC-Mapping. Die verbesserte Einsammlung von Ladungsträgern in den V-Spitzen resultiert in einer höheren lokalen IQE (rot) als in den V-Gräben (grün). Der schwarze Bereich links ist ein Metallfinger auf einem Plateau. (Messung von Markus Rinio, TUBA Freiberg)

Abb. 2.29 zeigt die gemessene lokale IQE der RGS-Solarzelle '100_4d' (vgl. Kap. 2.2.2.5). Deutlich sichtbar ist die höhere IQE ($> 90\%$) für Licht, das auf die V-Spitzen auftrifft, im Vergleich zu Licht, das auf die Grabenböden auftrifft (IQE = $55 - 65\%$). Der für die LBIC-Messung verwendete Laser hatte die Wellenlänge 833 nm und eine Spotgröße von $6\text{ }\mu\text{m}$. Die Lichteindringtiefe d bei 833 nm für RGS-Silizium wurde mit Transmissionsmessungen an dünnen RGS Si-Plättchen zu $d = 30\text{ }\mu\text{m}$ bestimmt [Hahn 99].

Berechnung mit 2D-Computersimulationen

Die lokale IQE kann analog zur ganzflächig gemittelten IQE mithilfe zweidimensionaler Computersimulationen berechnet werden. Das einfallende Licht wird einfach auf schmale Streifen begrenzt. Abb. 2.30 zeigt zwei Profile der optischen Generation, die auf diese Art berechnet wurden.

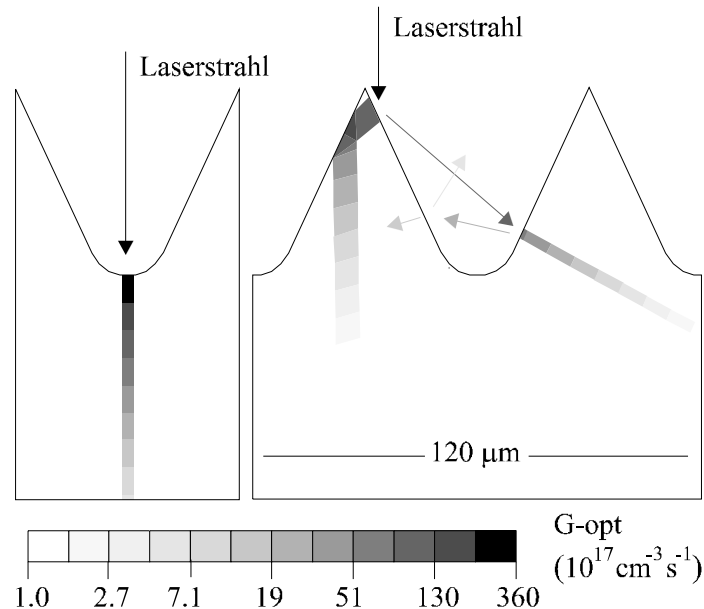


Abb. 2.30: Profile der optischen Generation für verschiedene Positionen der Beleuchtung mit einem Laserstrahl der Wellenlänge 833 nm, berechnet mit dem Programm Sonne. Nach einer ersten Reflexion können Photonen weitere Chancen erhalten, ins Silizium einzudringen. (aus [Hahn 99])

Da nur schmale Streifen innerhalb der Zelle beleuchtet werden, ist es unbedingt notwendig, die Berechnung der lokalen IQE nach der in Kapitel 2.2.5.2 angegebenen Methode zu kalibrieren. Tut man dies nicht, so verursacht die Anwendung der Boxmethode durch das Programm Dessis gravierende numerische Fehler, aus folgendem Grund: Die Streifen sind so schmal, daß sie in ihrer Breite nur wenige Gitterpunkte umfassen. Den Gitterpunkten, die ganz nahe am Rand des beleuchteten Streifens liegen, wird ein Boxvolumen außerhalb dieses Streifens zugeordnet. Liegt nun der Streifen so, daß zufällig eine sehr große Anzahl von Gitterpunkten gerade noch innerhalb liegen, liefert die Boxmethode eine zu große gesamte optische Generation. Umgekehrt, liegen zufällig viele Punkte gerade knapp außerhalb des beleuchteten Streifens, so berechnet die Boxmethode eine zu kleine gesamte Generation.

Bei der kalibrierten Rechnung wird die IQE als Quotient der berechneten Ströme der echten Solarzelle und einer idealen Referenzsolarzelle ohne Rekombinationsverluste bestimmt. Da die optische Generation und das Diskretisierungsgrid für beide Solarzellen gleich sind, wird dabei der numerische Fehler der Boxmethode in erster, völlig ausreichender Ordnung korrigiert.

Abb. 2.31 zeigt die berechnete lokale IQE als Funktion der Position des Laserstrahls. Bei Einstellen der Diffusionslänge auf 25 µm ergibt sich eine hervorragende Übereinstimmung mit dem Meßergebnis in Abb. 2.29.

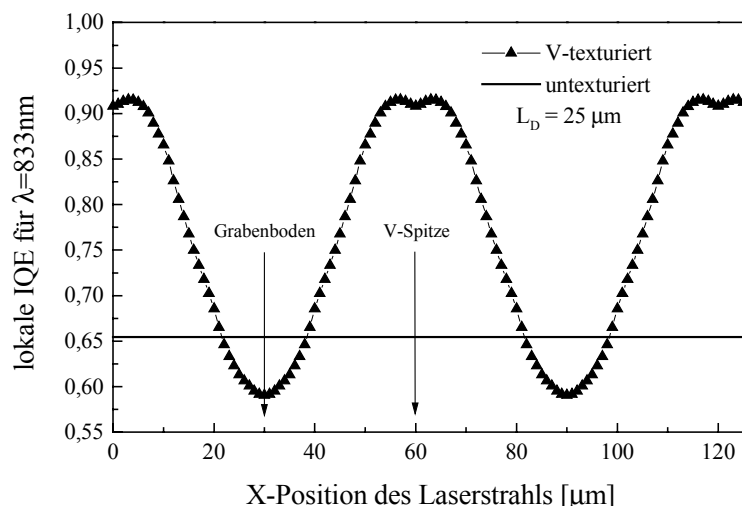


Abb. 2.31: Berechnete lokale IQE einer V-texturierten Solarzelle mit Basisdiffusionslänge $25\ \mu\text{m}$ als Funktion der Position des $833\ \text{nm}$ Laserspots. Die berechnete IQE einer untexturierten Zelle ist als Referenzlinie eingezeichnet.

(Die kleine 'Delle' in der Kurve in Abb. 2.31 an den Stellen der V-Spitzen ist kein Rechenfehler. Sie resultiert daraus, daß beim gewählten Grabenwinkel das auf die Spitze eintreffende Licht nach einer inneren Totalreflexion praktisch senkrecht unter der Spitze nach unten läuft (vgl. Abb. 2.30) und sich daher der Strahl von beiden Flanken entfernt. Trifft das einfallende Licht dagegen etwas seitlich der Spitze auf die Zelle auf, so wird der Strahl erst zu gegenüberliegenden Flanke gebrochen, geht von dort erst senkrecht nach unten und bleibt daher länger in enger Nähe von zumindest einer Flanke.)

2.2.6 Gesamtauswirkung der Textur auf die Zellparameter

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse von Computersimulationen mit den Programmen Dessi_{ISE} [Dessis 98] und Sonne [Zechner 98a] vorgestellt, mit denen die Gesamtauswirkung der mechanischen Texturierung auf die IV-Kenndaten J_{sc} , V_{oc} , FF und η von Solarzellen berechnet wurde. Die Ausgangsannahmen der Simulationen sind so gewählt, daß die Ergebnisse für typische industriell hergestellte Solarzellen aussagekräftig sind, und stützen sich dabei so weit wie möglich auf experimentelle Daten.

Entsprechend der besonders hohen Bedeutung dieses Kapitels für eine Gesamtbeurteilung der Methode 'Mechanisches Texturieren' werden die für die Simulation notwendigen Annahmen detailliert dargestellt, um einerseits Nachvollziehbarkeit zu gewährleisten und andererseits klar festzuhalten, für welche Voraussetzungen die Ergebnisse erzielt worden sind, d.h., für welche Solarzellen die Ergebnisse genau stimmen.

Die mechanische Texturierung beeinflusst die IV-Kenndaten auf mehrfache Weise:

- Die Reflexionsverluste werden reduziert und die langwellige interne Quantenausbeute wird erhöht. Diese Einflüsse wurden in den Kapiteln 2.2.4 und 2.2.5 eingehend analysiert.
- Die Frontoberfläche ist nach der Texturierung größer. Mit ihr steigen direkt proportional die Rekombinationsverluste im Emitter und in der Raumladungszone an. Ist die Diffusionslänge nicht wesentlich größer als die Texturierungstiefe, wächst auch der Sättigungsstromanteil der Basis, da von einer größeren Emitterfläche aus Elektronen in die Basis injiziert werden [Zechner 96b].

- Liegt die Diffusionslänge zumindest in der Größenordnung der Zelldicke, so wirkt sich auch die Reduktion der mittleren Zelldicke durch den Texturierungsvorgang auf J_{sc} und V_{oc} aus: bei schlechter Rückseitenpassivierung negativ, bei guter Rückseitenpassivierung positiv.
- Die Serienwiderstandsverluste im Emitter werden beeinflusst. Liegen die V-Gräben parallel zu den Frontkontaktfingern, was bei siebgedruckten Frontkontakten einfacher zu realisieren ist [Szlufcik 95], steigen diese Verluste aufgrund des längeren Strompfades im Emitter. Verlaufen die V-Gräben senkrecht zu den Frontkontaktfingern, wie etwa in [Kühn 97] mit ‘Buried Contact’ - Zellen realisiert, dann sinken die Verluste, da ein ‘breiterer’ Strompfad im Emitter zur Verfügung steht.

Bei der Texturierung entsteht zunächst ein Oberflächenschaden, der durch ein anschließendes Sägeschadenätzen entfernt werden soll. Die notwendige Ätztiefe für die restlose Entfernung des Sägeschadens hängt unter anderem vom Ausgangs-Silizium-Material und von der Größe der Diamantkörner auf dem Strukturierungswerkzeug ab und liegt nach Erkenntnisstand des Autors im Wertebereich 5 - 15 μm . (Diese Einschätzung basiert auf eigenen Experimenten (vgl. Kap. 2.2.5.1) und Erfahrungsaustausch mit den Kollegen Christoph Gerhards und Frank Huster.)

In den Berechnungen zu diesem Kapitel wurde angenommen, daß die Qualität der Frontoberfläche bei den mechanisch texturierten Zellen nicht beeinträchtigt ist, in Übereinstimmung mit vielen Experimenten. Eine Auswirkung der mechanischen Texturierung auf Shuntverluste wurde im Experiment nicht beobachtet und daher für die Berechnungen auch nicht angenommen.

2.2.6.1 Annahmen für die Simulationen

Geometrie

Drei Geometrien werden miteinander verglichen: Untexturierte Zellen und Zellen mit den V-Texturen A (Einzelblatt-Texturierung) und C (Walzenprofil für verkapselte Zellen) aus Abb. 2.14. Die Zelldicke beträgt für allen Geometrien 250 μm an der dicksten Stelle. Für die texturierten Zellen wird eine durchgehende Textur angenommen, d.h., es gibt keine Plateaus für die Metallisierung.

Die Breite der Simulationseinheitszelle der texturierten Zellen ist eine halbe V-Spitze. Die ohmschen Verluste im Emitter werden einem externen Serienwiderstand aufgeschlagen.

Die Mesh-Diskretisierungsgitter wurden sämtlich mit ‘Mdraw_{ISE} 5.0’ oberflächenangepaßt berechnet, mit den selben Refinementkriterien für alle drei Geometrien. Die Zahl der Gitterpunkte betrug 590 für die untexturierte Zelle, 8294 für Profil A und 13522 für Profil C.

Optik

Die Zellen haben eine optimierte Einfach-ARC und eine Verkapselung. Als Beleuchtung wurde das Lichtspektrum ‘AM1.5 global’ aus [Hulstom 85] verwendet, das auf die Standardintensität 1000 W/m^2 geeicht wurde. Um die Verhältnisse für starr montierte Module annähernd wiederzugeben, wurde ein Mix aus 17 Lichteinfallrichtungen angenommen, der in Anhang C, Tabelle C.1 wiedergegeben ist.

Um den numerischen Fehler der Boxmethode bei kleinen Wellenlängen zu eliminieren (siehe Kapitel 2.2.5.2), wurde folgendes Verfahren eingeschlagen:

In einer vorbereitenden ‘Eichrechnung’ wurde für Wellenlängen $< 940 \text{ nm}$ eine ideale externe Quantenausbeute $\text{EQE}_{\text{ideal}}$ berechnet, unter der Annahme, daß in der Solarzelle keine Rekombination stattfindet. Nun sollte $\text{EQE}_{\text{ideal}} / A_{\text{in Si}}$ gerade 1 sein, wobei $A_{\text{in Si}}$ der im Silizium absorbierte Anteil an einfallenden Photonen ist. Weicht der Quotient $\text{EQE}_{\text{ideal}} / A_{\text{in Si}}$ von 1 ab, so liegt dies allein am numerischen Fehler der Boxmethode. Die gesamte optische Generation pro einfallendem Lichtquant wird um

den Faktor $\text{EQE}_{\text{ideal}} / A_{\text{in Si}}$ zu groß (bzw. zu klein) berechnet. Dieser Fehler wird für jede Wellenlänge einzeln dadurch eliminiert, daß die Intensität des einfallenden Lichts durch eben diesen Faktor dividiert wird.

Auf diese Weise wird vor dem Start der Haupt-Berechnungen für jede Geometrie das Lichtspektrum eigens geeicht. Diese Rechnung ist beim Vergleich verschiedener Geometrien unbedingt notwendig, da sonst die numerischen Fehler durchaus die geometriebedingten Unterschiede verwaschen oder gar überdecken können.

Dotierung

Als Bor-Basisdotierung wurde für alle Berechnungen $N_A = 1.54 \cdot 10^{16} / \text{cm}^3$ gewählt. Das entspricht dem spezifischen Widerstand $1 \Omega \text{cm}$.

Rückseitenrekombination

Die Rekombinationsgeschwindigkeit S_b am Rückkontakt wurde im Command-File für das Programm Dessis eingestellt. Verwendet wurden die beiden Werte 500 cm/s (erreichbar durch ein ganzflächiges, siebgedrucktes Al-BSF) und 10^6 cm/s (unpassivierter Rückkontakt).

Ohmsche Verluste und zweite Diode

Die Simulation mit Dessis zeigt keine Shuntverluste auf; sie müssen deswegen nachträglich eingerechnet werden. Vom Serienwiderstand der Solarzelle wird allein der geringe Anteil der Basis 'in-situ' von Dessis mitberechnet. Um den Anteil des Emitters zum Serienwiderstand a priori mitzuberechnen, muß die Breite Simulationseinheitszelle zumindest einen halben Fingerabstand betragen. Dies war in den Berechnungen für dieses Kapitel nicht möglich, da die dafür notwendige Zahl an Meshdiskretisierungspunkten die Computerleistung bei weitem überfordert hätte. Zusammen mit den Kontaktwiderständen und den Serienwiderstandsverlusten im Grid wurde er gemäß Abb. 2.32 als externer Serienwiderstand nachträglich zur Simulation der Einheitszelle mit Dessis eingerechnet.

Die Shockley-Read-Hall (SRH) Rekombination in der Raumladungszone ist für einen Verluststrom mit Diodenfaktor 2 verantwortlich. Sie wird beim Lösen der Halbleitergleichungen durch Dessis automatisch mitberechnet, allerdings - sofern die Default-Einstellungen der SRH-Rekombination verwendet werden (Midgap-Traps, etwa gleiche SRH-Lebensdauern τ_e und τ_h für Elektronen und Löcher in der gesamten Solarzelle) - um Größenordnungen unterschätzt, was ohne Korrektur zu überhöhten Füllfaktoren in den Simulationen führt. Daß die Rekombination in der Raumladungszone tatsächlich viel größer ist als mit Default-Einstellungen von Dessis berechnet, hat folgende zwei Ursachen: Erstens kann die SRH-Löcherlebensdauer τ_h wesentlich geringer sein als τ_e . Dies macht sich kaum in der Basisdiffusionslänge bemerkbar, denn in der Basis sind Löcher die Majoritäten, ebenfalls kaum im Emittter, wo Auger-Rekombination dominiert, wohl aber in der Raumladungszone. Zweitens ist die Raumladungszone ein kompensierter Bereich mit sowohl Bor- als auch Phosphoratomen und liegt in unmittelbarer Nachbarschaft zum hochdotierten Emittter. Da bei der Emittterdiffusion selbst die Konzentration an Si-Gitterleerstellen (Vacancies) und Selbst-Interstitials im oberflächennahen Bereich deutlich von den Bulkwerten abweicht, ist es sehr plausibel, daß die SRH-Lebensdauer in der Raumladungszone drastisch geringer sein kann als in der Basis.

Um die Diskrepanz zwischen experimentell typischen Werten des der Raumladungszonenrekombination zugeordneten Sättigungsstroms I_{02} und den mit Dessis berechneten Werten auszugleichen, kann die Rechnung gezielt beeinflusst werden. Etwa dadurch, daß die SRH-Lebensdauern in oberflächennahen Bereichen generell kleiner angesetzt werden als im Bulk, oder dadurch, daß für τ_h ein um Größenordnungen kleinerer Wert angesetzt wird als für τ_e . Der Autor entschied sich für eine dritte, sehr übersichtliche Methode: Der Rekombinationsverlust in der Raumladungszone wird extern berück-

sichtigt, indem eine externe Diode mit Idealitätsfaktor 2 eingerechnet wird, mit einer Sättigungsstromdichte, die an experimentell erzielten Werten orientiert ist.

Der Berechnung der IV-Kenndaten lag damit das in Abb. 2.32 gezeigte Schaltbild zugrunde. (Anmerkung: Der an das einfache Zweidiodenmodell (Gleichung 2.4) gewohnte Leser mag sich fragen, ob nicht etwa auf die ‘erste Diode’ vergessen wurde. Die mit der ‘ersten Diode’ assoziierten Rekombinationsmechanismen sind aber bereits vollständig in der Simulation einer Einheitszelle mit Dessis berücksichtigt, da sie als Rekombinationsraten in den fundamentalen Halbleitergleichungen auftauchen.)

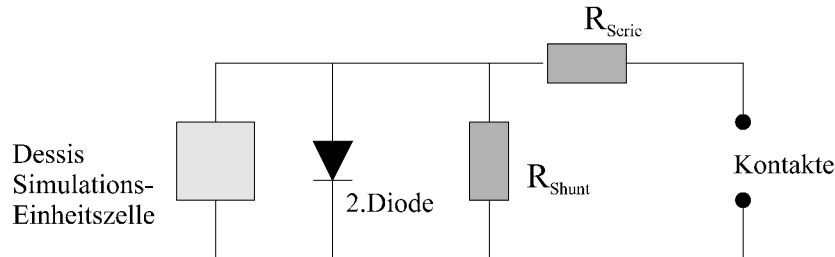


Abb. 2.32: Schaltbild für die Berechnung der IV-Kenndaten. Parallel zur Simulationseinheitszelle tragen eine externe ‘2.Diode’ und ein Shuntwiderstand Verluste ein. Der Strom fließt über einen externen Serienwiderstand zu den externen Kontakten. J_{sc} , V_{oc} , FF und η werden aus IV-Kurven an den externen Kontakten berechnet.

Emitter

Die Emittereigenschaften sind von größter Bedeutung für den Vergleich zwischen untexturierten und mechanisch texturierten Zellen. Die Simulationen wurden für zwei charakteristische Parametersätze für den Emitter durchgeführt: für einen siebdrucktauglichen Emitter und einen Hochleistungsemitter (z.B. für ‘Buried Contact’-Solarzellen). Die mit dem Emitter verknüpften Simulationsparameter sind untenstehend tabelliert.

Tabelle 2.13: Simulationsparameter, die mit der Emitterwahl verknüpft sind

	Siebdruckemitter	Hochleistungsemitter
Emittersättigungsstrom I_{0e} ¹⁾	0.5 pA/cm ²	0.2 pA/cm ²
Shuntwiderstand	4000 Ωcm^2	10000 Ωcm^2
Serienwiderstand (untexturiert) ²⁾	0.5 Ωcm^2	0.4 Ωcm^2
Serienwiderstand (Profil C)	0.51 Ωcm^2	0.395 Ωcm^2
Serienwiderstand (Profil A)	0.55 Ωcm^2	0.38 Ωcm^2
externe 2.Diode: I_{02} ³⁾ [10^{-8} A/cm ²]	G_F ⁴⁾ · (1.0 + 450 / (L_D in μm))	G_F · (0.2 + 150 / (L_D in μm))

¹⁾ I_{01} kann berechnet werden, indem die Basis-Rekombination auf Null gesetzt wird. Für die Simulationen wurde zuerst das Emitterprofil festgelegt und anschließend das gewünschte I_{01} durch ‘Drehen’ an den Auger-Koeffizienten im Parametersatz des Programms Dessis eingestellt.

²⁾ Der Emitteranteil am Serienwiderstand hängt von der Textur ab. Für den Siebdruckemitter wurde angenommen, daß die V-Gräben parallel zu den Frontkontaktfingern verlaufen, was R_{Serie} in den texturierten Zellen erhöht. Für den Hochleistungsemitter wurde ein senkrechter Verlauf zu den Frontkontaktfingern angenommen.

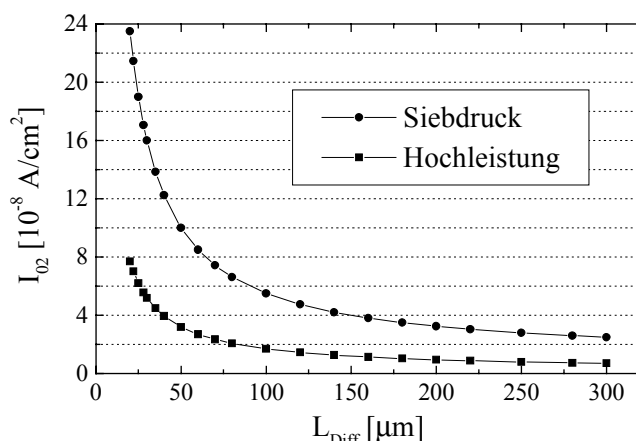


Abb. 2.33: Angenommene Abhängigkeit des Sättigungsstroms I_{02} der 2.Diode ($n_2 = 2$) von der Basisdiffusionslänge für Zellen mit siebdrucktauglichem Emittor und Hochleistungsemittor. (Berechnet nach den Formeln aus Tabelle 2.13)

³⁾ Für die externe 2.Diode wird der Verluststrom $I_{02} \cdot \exp(U/2kT)$ angesetzt. Es wird angenommen, daß I_{02} von der Basisdiffusionslänge L_D abhängt. Die angegebene Abhängigkeit orientiert sich für Siebdruck-Solarzellen an experimentellen Ergebnissen. Der Autor berechnete I_{02} aus den Dunkelkennlinien zahlreicher mono- und multikristalliner Solarzellen mit Siebdruckkontakten und trug das Ergebnis als Funktion der Diffusionslänge in ein Diagramm auf. Die in Tabelle 2.13 angegebene Formel $I_{02} = (1.5 + 450 / (L_D \text{ in } \mu\text{m})) \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ ist ein guter 'Fit' durch die so zusammengetragenen Daten. Sowohl die Fehler bei der Bestimmung der Einzeldaten als auch die Streuung der Werte im Diagramm waren dabei allerdings sehr groß. Die angegebene Formel ist daher nur als grobe Richtlinie zu verstehen. Letztlich wird die Sinnhaftigkeit der Annahme durch die realistischen, wenngleich etwas hohen Werte der berechneten Füllfaktoren bestätigt.

Die angegebene Formel für I_{02} des Hochleistungsemittors wurde mangels guter experimenteller Daten aus freien Stücken postuliert. Die Leitidee dabei war, eine günstige Annahme für die mechanische Texturierung zu treffen und I_{02} daher klein anzunehmen. Wie die sehr hohen berechneten Füllfaktoren bei den Zellen mit Hochleistungsemittor zeigen, ist die angegebene Formel für I_{02} recht optimistisch. Abb. 2.33 zeigt die angenommene Abhängigkeit von I_{02} von L_D .

⁴⁾ G_F steht für Geometriefaktor und ist das Verhältnis von Emittoroberfläche zur Zellfläche. G_F ist 1 für untexturierte Zellen, 1.2 für Profil C und 2.05 für Profil A. Entsprechend ist I_{02} für mechanisch texturierte Zellen größer als für untexturierte.

Dies ist im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeit im Einklang mit experimentellen Ergebnissen (vgl. Tabelle 2.7 in Kapitel 2.2.3.2). Alternativ wäre auch denkbar, daß nicht die gesamte Emittorfläche gleichermaßen zu I_{02} beiträgt, sondern vor allem die durch die Metallisierung eventuell geschädigte Fläche unter den Kontakten. In diesem Fall wäre I_{02} nicht der Emittorfläche sondern der kontaktierten Fläche proportional. Letztere Hypothese wurde experimentell nicht bestätigt. Bei einem dazu durchgeführten Vergleich untexturierter Siebdruckzellen mit verschiedenen großen Flächenanteilen der Frontmetallisierung zeigte die Analyse der Dunkelkennlinien keinen Einfluß der Kontaktfläche auf I_{02} .

Einen gewissen Beitrag zu I_{02} liefert allerdings die Rekombination am Zellrand (vgl. Anhang A). Für diesen Beitrag müßte ein kleinerer Geometriefaktor angesetzt werden, nämlich $G_{F,\text{Rand}} = (G_F + 1) / 2$, da nur zwei Zellkanten senkrecht, die anderen beiden parallel zu den V-Gräben verlaufen. Für Zellgrößen von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ oder größer ist dieser Beitrag allerdings sehr klein und wurde im folgenden vernachlässigt.

Modell und Parameter für das ‘Band Gap Narrowing’

Die intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_i von Silizium wurde sehr genau von Sproul und Green gemessen. Sie bestimmten den Wert $n_i = (1.00 \pm 0.04) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [Sproul 91]. Die Bedeutung dieser Größe für Simulationsrechnungen wird daraus deutlich, daß bei geringer Ladungsträgerkonzentration die Gleichgewichtskonzentrationen von Minoritäten N_{Min} und Majoritäten N_{Maj} der Gleichung $N_{\text{Min}} \cdot N_{\text{Maj}} = n_i^2$ genügen. Die Zahl der bei einer gegebenen Spannung (Differenz der Fermi-niveaus) zwischen Emitter und Basis über den pn-Übergang injizierten Minoritäten ist proportional zu n_i^2 .

Bei sehr großer Ladungsträgerkonzentration ($N > 10^{18} / \text{cm}^3$) - etwa in den hochdotierten Emitterregionen der Solarzelle - liegen veränderte Zustandsdichtefunktionen in Leitungs- und Valenzband vor. Experimentell wurde gefunden, daß damit ein Zusammenrücken von Leitungs- und Valenzband einhergeht, das sogenannte ‘Band Gap Narrowing’. Für diesen Effekt werden in [Altermatt 97, p.20] vier Ursachen genannt. Für n-dotiertes Material sind dies:

- 1) Die große Zahl freier Elektronen schirmt die Löcher voneinander ab (‘screening’), wodurch die Valenzbandenergie um die sogenannte Korrelationsenergie angehoben wird.
- 2) Ihre Fermionennatur hält Elektronen gleichen Spins tendenziell voneinander fern, was ihre Coulombabstoßung verringert und das Leitungsband um die sogenannte Austauschenergie absenkt.
- 3) Die mobilen Elektronen schirmen die Löcher von den positiven Ladungen der ionisierten Donatoren ab, was das Valenzband anhebt.
- 4) Bei sehr hohen Dotierungen spielt auch die Wechselwirkung zwischen den Donatoren eine Rolle.

Dessis_{ISE} führt für hochdotierte Bereiche eine effektive intrinsische Ladungsträgerdichte

$$n_{i,eff} = n_i \cdot \exp \frac{\Delta E_g}{2kT} \quad (2.9)$$

ein [Heiser 91], wobei ΔE_g das ‘Band Gap Narrowing’ bezeichnet. Die Degeneriertheit wird also durch ein starres Zusammenrücken der Energiebänder modelliert. In der verwendeten Version 5.0 von Dessis_{ISE} wird ΔE_g für jeden Meshpunkt als Funktion allein der Dotanden-Konzentration berechnet, ohne die tatsächlich vorliegende Ladungsträgerkonzentration mitzuberechnen.

Dessis 5.0 bietet mehrere Modelle an, ΔE_g als Funktion der Dotierkonzentration zu berechnen, die auf Messungen verschiedener Autoren beruhen. Der Autor entschied sich nach einem Erfahrungsaustausch mit Jürgen Schumacher und Jochen Dicker (beide ISE Freiburg) für das Modell nach del Alamo, das sich auf Messungen an hoch n-dotiertem Silizium stützt, und mit den Arbeiten zahlreicher Autoren in Einklang steht [del Alamo 87]. Nach diesem Modell wird ΔE_g ausgedrückt durch:

$$\Delta E_g = \begin{cases} E_{bgn} \ln \left| \frac{N_D}{N_{ref}} \right| & N_D \geq N_{ref} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.10)$$

N_D ist die Dotierkonzentration, E_{bgn} und N_{ref} sind Modellparameter. Da die in Dessis implementierten Default-Parameter für nicht zu hohe Dotierung dem überholten Wert [Green 90] $n_i = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ angepaßt sind, änderte der Autor die Parameter so, daß sich für hohe Dotier-Konzentrationen das von del Alamo gemessene Band Gap Narrowing ergibt, für geringe ($N_D < N_{ref}$) jedoch der neuere Wert $n_i = 1.00 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Die Parameterwahl ist in Tabelle 2.14 gezeigt.

Tabelle 2.14: Simulationsparameter zur Berechnung von ΔE_g nach Gleichung 2.10.

	Bandgap E_{g0} [eV]	E_{bgn} [eV]	N_{ref} [cm ⁻³]
Dessis-Defaultwerte ¹ (Version 5.0)	1.15557	0.0187	$7.000 \cdot 10^{17}$
vom Autor gewählt	1.17350	0.0187	$2.683 \cdot 10^{17}$

¹aus [del Alamo 87]

Modell für Mobilität und Lebensdauer

Für die Mobilitäten von Elektronen und Löchern stellt Dessis eine Reihe von Modellen zur Verfügung. Nach Vorschlag von Jürgen Schumacher [Schumacher 98] wählte der Autor das ‘Philips Unified Model’ das in [Klaassen 92] ausführlich beschrieben wird. Entsprechend der neueren experimentellen Daten (eine aktuelle Übersicht gibt [Green 95]), berechnet dieses Modell dotierungsabhängige Mobilitäten mit einem unterschiedlichen Verlauf für Minoritäten und Majoritäten. Der Autor verwendete die Default-Modellparameter, die aus [Klaassen 92] entnommen sind.

Die dominierenden Rekombinationsmechanismen im Silizium-Bulk sind Shockley-Read-Hall (SRH) und Auger-Rekombination. Die SRH - Elektronenlebensdauer τ_e wurde für alle gewünschten Diffusionslängen aus der Beziehung $L_D^2 = kT/q \cdot \mu_e \cdot \tau_e$ berechnet, mit der für die Basis bestimmte Elektronenmobilität μ_e . Die (für konventionelle n^+p - Solarzellen kaum bedeutende) Löcher-SRH-Lebensdauer wurde der Elektronenlebensdauer gleichgesetzt.

Abschließend ein ganz konkreter Hinweis für alle Benutzer von Dessis_{ISE}: Die ‘Physics Section’ des Steuerfiles für Dessis_{ISE} war folgendermaßen gewählt:

```
Physics {
  Temperature = 298.15
  EffectiveIntrinsicDensity ( delAlamo )
  Mobility ( PhuMob ( phosphorus ) )
  Recombination ( Auger SRH )
}
```

Die SRH-Lebensdauern sowie die geänderten Parameter für das Band Gap Narrowing nach del Alamo wurden in ein von Dessis einzulesenden Parameterfile eingetragen. Für die Auger-Koeffizienten wurde die Default-Einstellung gewählt, welche die in [Häcker 94] gemessene Abhängigkeit von der Dotierkonzentration berücksichtigt.

2.2.6.2 Ergebnisse und Diskussion

Abb. 2.34 zeigt den berechneten Einfluß der mechanischen Texturierung auf die Zellparameter als Funktion der Diffusionslänge für Zellen mit siebdrucktauglichem Emitter. Abb. 2.35 zeigt den Einfluß der Texturierung für Zellen mit Siebdruck- und Hochleistungsemitter, aufgetragen über dem Logarithmus der Diffusionslänge. Abb. 2.36 zeigt die relative Wirkungsgradsteigerung durch mechanische Texturierung für beide Emitter und Zellen mit hoher und geringer Rückseitenrekombination.

Die Berechnungen für die Abbildungen wurden mit größter Sorgfalt durchgeführt und nahmen mehrere Wochen in Anspruch. Trotzdem sind kleine numerische Fehler (insbesondere bei der Berechnung von J_{sc}) unvermeidlich. Der Anspruch an die Rechengenauigkeit ist vor allem deswegen sehr hoch, da letztlich sehr *kleine Unterschiede* in den Kenndaten verschieden texturierter Zellen genau bestimmt werden sollen.

Die Größe der numerischen Fehler wurde durch Konsistenzbetrachtungen eingeschätzt: Die berechneten Kurven sind untereinander stimmig, aber bei sehr genauer Betrachtung nicht vollkommen konsistent. Ein Vergleich des J_{sc} -Gewinns mit einer Abschätzung des Gewinns aus der veränderten Refle-

xion und internen Quantenausbeute (Kapitel 2.2.4 bzw. 2.2.5) zeigt ebenfalls Unstimmigkeiten von maximal etwa 1% der berechneten Ströme (vgl. z.B. Tab. 2.9, Tab. 2.11 und Abb. 2.27). Der Autor schätzt daher die numerischen Fehler der berechneten IV-Kennndaten auf maximal 1% relativ.

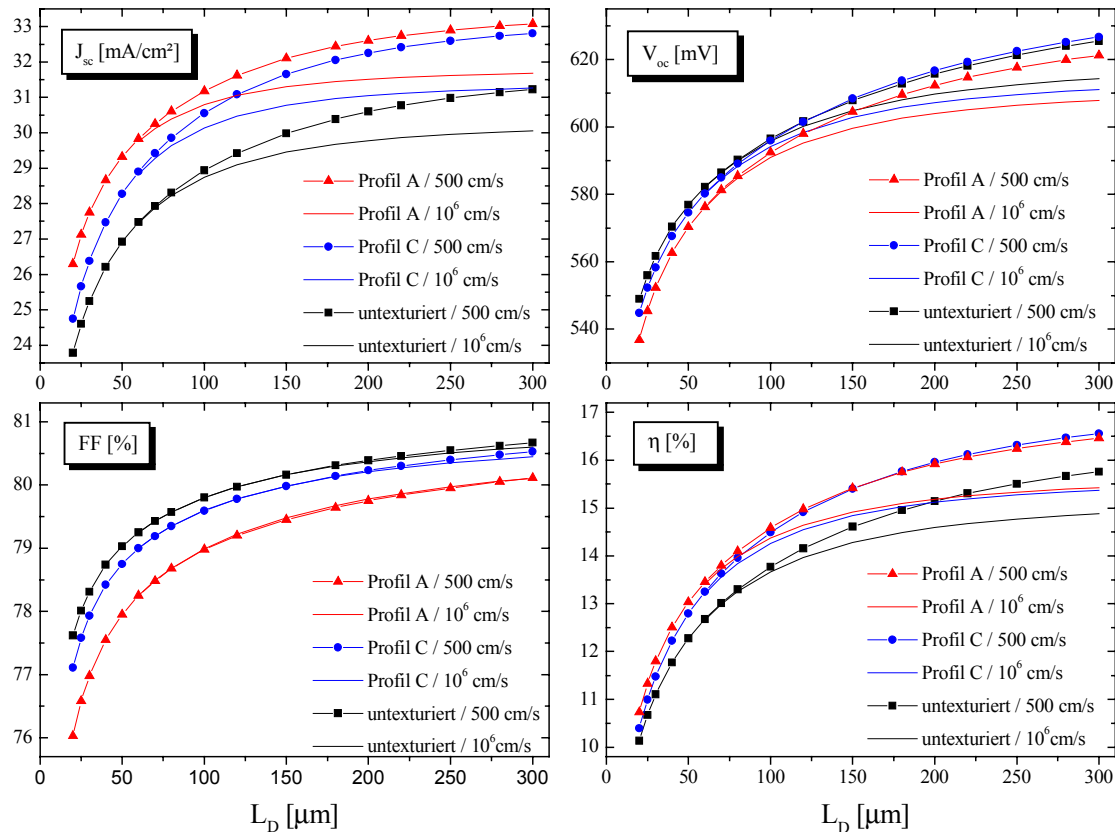


Abb. 2.34: Berechnete IV-Kennndaten für Solarzellen mit siebdrucktauglichem Emittor als Funktion der Diffusionslänge L_D , berechnet für drei Texturen (Profile A ('Einzelblatt') und C ('stumpfe Walze') aus Abb. 2.14) und die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeiten 500 cm/s und 10^6 cm/s. Die Annahmen für die Simulation sind in Kapitel 2.6.1.1. beschrieben.

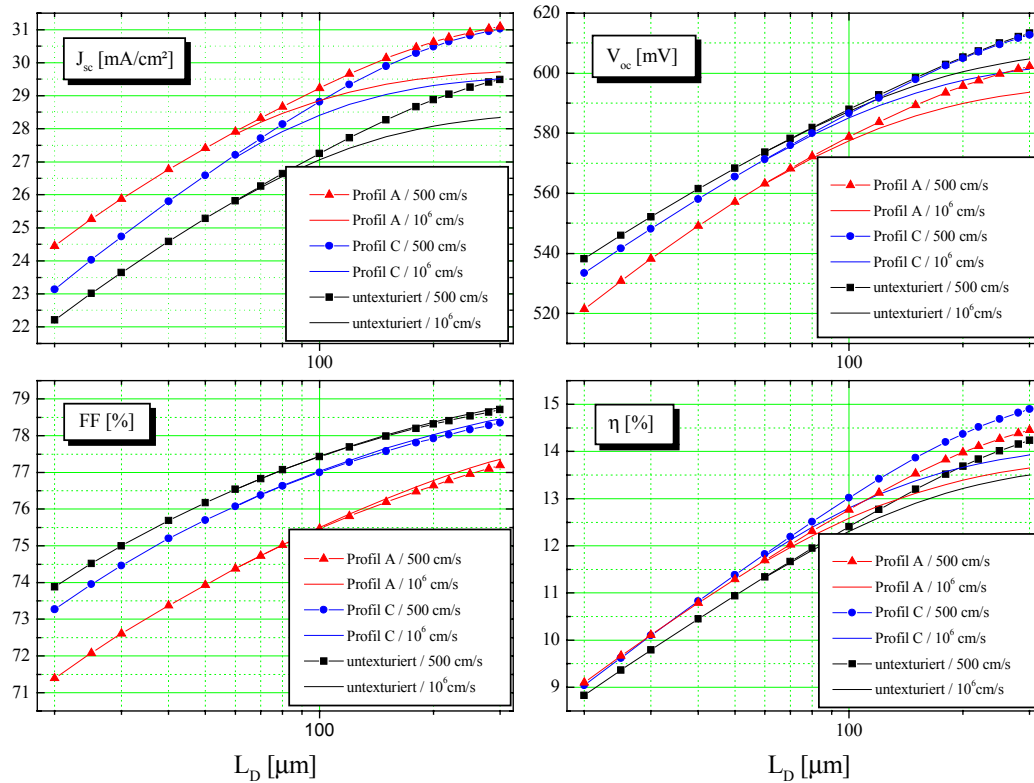
Kurzschlußstrom

J_{sc} ist bei allen Berechnungen bei Profil A am größten und bei den untexturierten Zellen am kleinsten. Dies liegt einerseits an der geringeren Reflexion, andererseits an der höheren langwelligen internen Quantenausbeute der texturierten Zellen.

Der Vorteil geringerer Reflexion ist für Profil A nur wenig besser als für Profil C (vgl. Tabelle 2.9) und hängt kaum merkbar von der Diffusionslänge ab, nämlich nur insofern, als bei kleinen Diffusionslängen L_D der langwellige Teil des Spektrums wenig zum Strom beiträgt und daher die mittlere Reflexion anders gewichtet wird: Die Einfach-ARC wirkt für lange Wellenlängen nicht optimal, weshalb das gewichtete Mittel der Reflexion (definiert in Gleichung 2.2) bei kleinen Diffusionslängen etwas kleiner und damit auch der Reflexionsvorteil durch Texturierung etwas geringer ist.

Die unterschiedliche IQE wirkt sich deutlich am meisten bei kleiner L_D und Profil A aus, wie auch Abb. 2.27 zeigt. Bei kleinen Diffusionslängen liefern Zellen mit steilem Grabenprofil deutlich mehr Strom als Zellen mit Profil C, bei großen Diffusionslängen ist dieser Unterschied wesentlich geringer.

Siebdrucktauglicher Emittor



Hochleistungsemittor

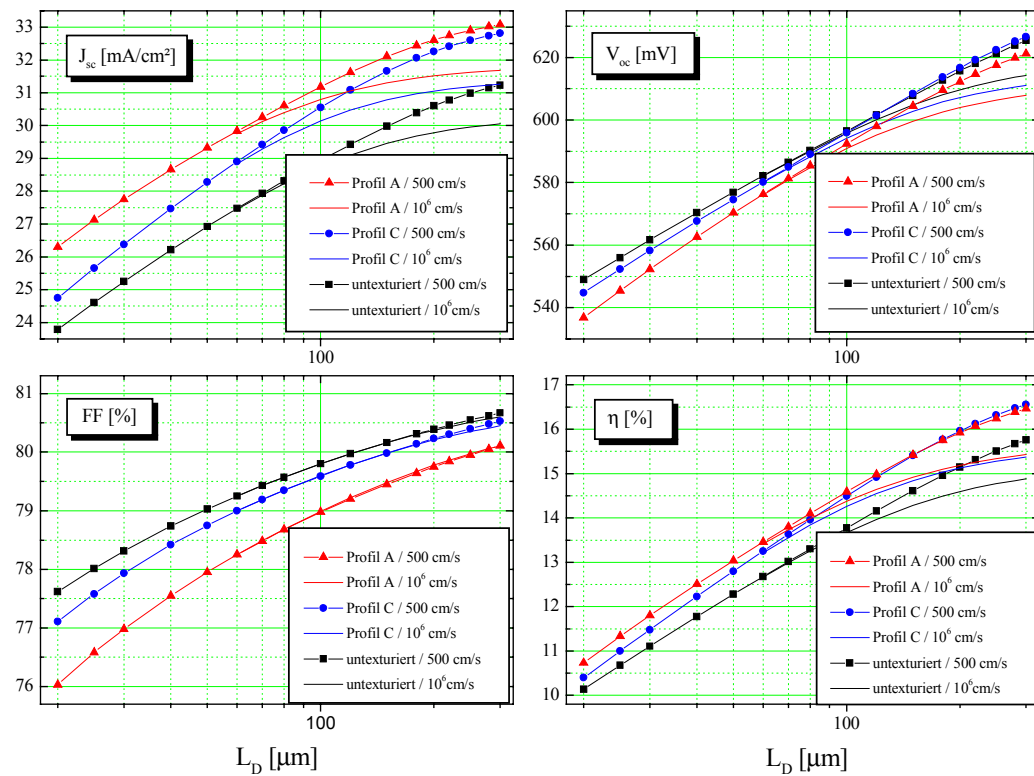


Abb. 2.35: Berechnete IV-Kenndaten für Solarzellen mit siebdrucktauglichem Emittor (oben) und Hochleistungs-Emittor (unten) als Funktion der Diffusionslänge für drei Texturen (Profile A und C aus Abb. 2.14) und die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeiten 500 cm/s und 10⁶ cm/s. Die Simulationsannahmen sind in Kapitel 2.6.1.1. beschrieben.

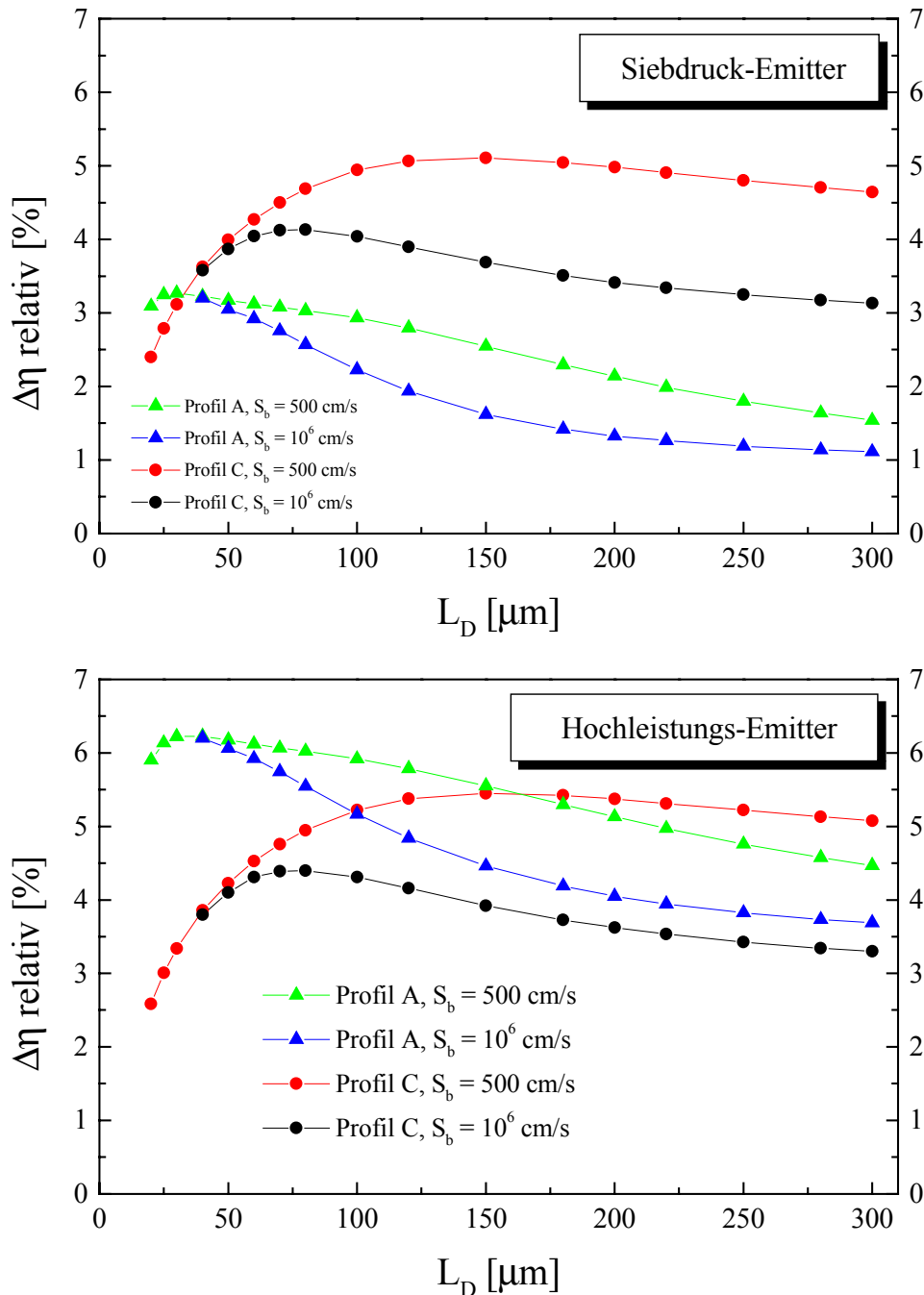


Abb. 2.36: Berechnete relative Wirkungsgradsteigerung durch mechanische Texturierung gegenüber untexturierten Zellen für siebdrucktauglichen Emitter (oben) und Hochleistungsemitter (unten) als Funktion der Diffusionslänge, berechnet aus den Kurven für η aus Abb. 2.35 für die V-Profil A ('Einzelblatt') und C ('stumpfe Walze') aus Abb. 2.14 und die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit $S_b = 500$ cm/s und 10^6 cm/s.

Die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_b ist für J_{sc} nur bei mittleren und großen Diffusionslängen von Bedeutung. Da die Zellen mit Profil C im Mittel am dünnsten sind, ist der Einfluß von S_b auf diese Zellen eine Spur größer als bei den anderen Zellen.

Der Hochleistungsemitter nützt wegen der geringeren Auger-Rekombination den kurzwelligen Teil des Spektrums besser und liefert für alle Texturen höhere Ströme.

Offene Klemmspannung

Die Auswirkung der mechanischen Texturierung auf V_{oc} hängt wesentlich von der Diffusionslänge L_D ab.

Bei sehr kleinen Diffusionslängen (L_D ist deutlich kleiner als die Abmessungen der V-Gräben) sind alle Sättigungsstromanteile (mit Ausnahme der gewöhnlich geringen Frontkontaktrekombination) proportional zur Emmitterfläche. Für die Rekombination im Emmitter und der Raumladungszone ist das unmittelbar klar. Für die Rekombination in der Basis gilt es nur für kleine Diffusionslängen [Zechner 96b]. Die Folge ist, daß die Spannung bei den Zellen mit größter Emmitteroberfläche am geringsten ist. Dominieren bei offener Klemmspannung Rekombinationsmechanismen mit Idealitätsfaktor 1 (etwa SRH-Rekombination in der Basis) so gilt für den Spannungsverlust der texturierten Zellen:

$$\Delta V_{oc} = \frac{kT}{q} \cdot \ln \left| \frac{A_{Emmitter}}{A_{Zelle}} \right| - \frac{kT}{q} \cdot \ln \left(\frac{J_{sc, \text{text.}}}{J_{sc, \text{untext.}}} \right) \quad (2.11)$$

Mit dem zweiten Term wird der Einfluß des höheren J_{sc} der texturierten Zellen auf V_{oc} berücksichtigt. Für $L_D = 20 \mu\text{m}$ und den Werten für J_{sc} aus Abb. 2.35 ergibt sich $\Delta V_{oc} = 16 \text{ mV}$ für Profil A und $\Delta V_{oc} = 4 \text{ mV}$ für Profil C. Dies stimmt gut mit den berechneten Werten in Abb. 2.35 überein. Die geringfügigen Abweichungen haben zwei Ursachen: Erstens ist die Bedingung einer kleinen L_D nur grob erfüllt, was den ersten Term in (2.11) etwas reduziert. (Im Bereich der äußersten V-Spitze ist sie verletzt). Zweitens findet ein Teil der Rekombination 'in der zweiten Diode' mit Idealitätsfaktor 2 statt. Im ungünstigsten Fall (2. Diode dominiert die gesamte Rekombination) müßte der erste Term in (2.11) mit dem Faktor 2 multipliziert werden.

Bei mittleren Diffusionslängen ($L_D > \text{Grabentiefe}$) ist die Rekombination in der Basis für texturierte Zellen nur unwesentlich größer, bei großen Diffusionslängen ($L_D > \text{Zelldicke}$) sogar kleiner als bei untexturierten Zellen. Der Einfluß der Texturierung auf V_{oc} hängt wesentlich davon ab, welche Rolle die Rekombination im Emmitter spielt. Bei den Annahmen für den siebdrucktauglichen Emmitter ($J_{oe} = 0.5 \text{ pA/cm}^2$) ist der Emmitteranteil an der Rekombination groß genug, daß V_{oc} der Zellen mit Profil A auch bei großen L_D um gut 10 mV unter V_{oc} der untexturierten Zellen liegt. Beim Hochleistungsemmitter fällt dieser Spannungsverlust geringer aus. Bei guter Rückseitenpassivierung ($S_b = 500 \text{ cm/s}$) zeigen die dünneren Zellen mit Profil C sogar ein höheres V_{oc} als die untexturierten Zellen.

Füllfaktor

FF ist für alle Parameter bei den untexturierten Zellen am größten und bei den Zellen mit Profil A am geringsten. Hauptursache dafür ist der Einfluß der 2. Diode, der für die texturierten Zellen proportional zur Emmitterfläche größer angesetzt wurde. Dementsprechend sind die Unterschiede in FF bei den Zellen mit siebdrucktauglichem Emmitter größer, da für diesen Emmitter ein größeres I_{02} angenommen wurde.

Der externe Serienwiderstand (Annahmen in Tabelle 2.13) wirkt sich auf die texturierten Zellen ungünstiger aus, wegen des größeren J_{sc} und geringeren V_{oc} . Der Shuntwiderstand wurde groß angenommen und hat einen nur geringen Einfluß auf die Füllfaktoren. S_b hat keinen direkten Einfluß auf FF.

Insgesamt liegen die berechneten Füllfaktoren eher höher als die Werte, die in industrieller Produktion erreicht werden, insbesondere bei den Hochleistungszellen. Das bestätigt, daß die empirisch nur schwach gestützten Annahmen für I_{02} nicht zu pessimistisch getroffen wurden. Mit anderen Worten: Sofern es nicht gelingt, im Herstellungsprozeß den emitterflächenproportionalen Sättigungsstrom I_{02} auf ein sehr geringes Niveau zu bringen, geht mit der Texturierung in Form von spitzen Gräben (Profil A) ein spürbarer Füllfaktorverlust einher.

Wirkungsgrad

Wichtigste Größe ist letztlich wieder der Wirkungsgrad. Abb. 2.36 zeigt die berechnete relative Wirkungsgradsteigerung aufgrund der Texturierung. Folgendes läßt sich zusammenfassen:

- Der durch mechanische Texturierung erzielbare Wirkungsgradanstieg $\Delta\eta$ liegt im Wertebereich 1-6 % relativ. In der für die industrielle Praxis sehr relevanten Kombination siebdrucktauglicher Emittter auf Profil C für mittlere Diffusionslängen und passivierte Rückseite beträgt $\Delta\eta$ etwa 5 % relativ.
- Mechanische Texturierung lohnt sich mehr bei hochwertigen Emitttern mit geringen Rekombinationsverlusten.
- Bei großen Diffusionslängen bringt mechanische Texturierung bei gut passivierter Rückseite deutlich mehr ein als bei unpassivierter Rückseite.
- Ein spitzes Grabenprofil lohnt sich nur bei sehr kleinen Diffusionslängen. Bei großen Diffusionslängen wurden für das flache Profil C beim siebdrucktauglichen Emittter größere Wirkungsgradvorteile berechnet.

Für alle in diesem Kapitel diskutierten Ergebnisse wurden völlig untexturierte Solarzellen als Referenz gewählt. Bei einem Vergleich von mechanischer und alkalischer Texturierung müssen die berechneten Wirkungsgradvorteile nach unten korrigiert werden, allerdings ist auch eine alkalische Texturierung mit Kosten verbunden.

Zu Beginn von Solarzellenprozessen wird in der Regel eine 10-20 μm tiefe geschädigte Oberflächenschicht alkalisch abgeätzt. Bei den dafür üblicherweise verwendeten Ätzlösungen bleibt danach eine glänzende Oberfläche zurück, die hinsichtlich der Reflexion kaum besser ist als eine polierte Oberfläche [Szlufcik 97]. Es ist möglich, nach dieser Defektätzung eine anisotrope Texturätzung mit verdünnter NaOH oder KOH und Zusatz von Isopropanol durchzuführen [Szlufcik 97]. Wie in der Einleitung erwähnt, ist dieses Verfahren für mc-Si wegen der Zufallsorientierung der Kristallite nicht sehr effizient. Nach Einschätzung von Gee führt eine Texturätzung von multikristallinen Wafern zu einer Wirkungsgradsteigerung von etwa 2 % im Modul und wird aus Kostengründen von den meisten Herstellern nicht durchgeführt [Gee 99].

2.2.6.3 Vergleich mit früheren Ergebnissen

Schon in früheren Arbeiten wurden mechanisch texturierte Zellen mit untexturierten mithilfe von Computersimulationen mit den Programmen Dessis und Sonne verglichen [Fath 97], [Zechner 97a], [Hahn 99]. Die grundlegenden Tendenzen wurden in allen Arbeiten gleichermaßen festgestellt, etwa, daß mechanisch texturierte Zellen höhere Ströme liefern und bei kleinen Diffusionslängen geringere Spannungen. Die quantitativen Aussagen über die erzielbare Wirkungsgradsteigerung $\Delta\eta$ sind jedoch drastisch verschieden. In der vorliegenden Arbeit kam der Autor zum Ergebnis, daß $\Delta\eta$ für alle getroffenen Annahmen unter 1 % absolut beträgt, in [Hahn 99] wurden ähnliche, aber etwas größere Werte berechnet, in [Zechner 97a] berechnete der Autor für $\Delta\eta$ Werte bis zu 2 % absolut. Peter Fath berechnete in [Fath 97] Wirkungsgradsteigerungen bis 3 % absolut aufgrund der mechanischen Texturierung. Diese Unterschiede sind enorm, und die älteren Ergebnisse lassen die mechanische Texturierung weitaus vorteilhafter erscheinen als die hier vorgestellten.

Die folgenden unterschiedlichen Annahmen führten zur Verschiedenheit der Ergebnisse:

1. Rekombination im Emittter: In [Zechner 97a] wurde angenommen, daß die Rekombination im Emittter vollständig vernachlässigbar ist gegenüber der Rekombination in der Basis. Die Berechnungen für [Fath 97] wurden mit einer sehr hohen Emittterqualität durchgeführt (maximale P-Konzentration: $2 \cdot 10^{19}$, SRV = 100 cm/s), so daß die Rekombination im Emittter ebenfalls einen

geringen Einfluß auf V_{oc} hatte. Da texturierte Zellen eine größere Emittterfläche haben, wurden sie durch diese Annahmen begünstigt. In [Hahn 99] wurde eine Emitttersättigungsstromdichte von 0.5 pA/cm^2 angenommen.

2. I_{02} und Füllfaktor: Die Rekombination in der Raumladungszone wurde in den vergangenen Arbeiten nicht adäquat berücksichtigt. In [Zechner 97a] wurde ein konstanter Füllfaktor von 75% postuliert und η aus dem Produkt von V_{oc} und J_{sc} berechnet. In [Fath 97] und [Hahn 99] wurde FF und η direkt aus simulierten IV-Kennlinien berechnet. Ohne Einrechnung von Verlusten in der 2. Diode ergeben sich bei der Simulation freilich unüblich hohe Füllfaktoren, die experimentell bisher nur auf Höchstleistungszellen erreicht wurden. In der vorliegenden Arbeit wurden Rekombinationsverluste in der Raumladungszone durch eine extern zugeschaltete 2. Diode (siehe Abb. 2.32) realistisch berücksichtigt. Wegen der Annahme, daß der Sättigungsstrom dieser Diode der Fläche der Raumladungszone proportional ist, sind die texturierten Zellen von diesen Verlustmechanismen stärker betroffen.
3. Geometrie: In [Zechner 97a] und [Fath 97] wurde mit ideal spitzen V-Gräben gerechnet. Der Grabenwinkel betrug in [Zechner 97a] 53° , in [Fath 97] 90° . Beide Rechnungen wurden zudem für Zellen ohne Verkapselung durchgeführt. Durch diese Annahmen war der Vorteil geringerer Reflexion texturierter Zellen ausgeprägter als in der vorliegenden Arbeit.
4. Eichrechnung zur Vermeidung von numerischen Fehlern durch die Boxmethode: Eine Eichrechnung wie in Kapitel 2.2.5.2 beschrieben wurde nur in [Hahn 99] durchgeführt, in den älteren Arbeiten nicht. Um den numerischen Fehler einzuschränken wurde in [Zechner 97a] der kurzwellige Teil des Spektrums für die Berechnung des Profils der optischen Ladungsträgergeneration kurzerhand weggelassen. In [Fath 97] wurde der V-Grabenwinkel auf 90° festgelegt, was eine sehr gute Oberflächenanpassung der Simulationsgrids und damit eine weitgehende Reduktion des numerischen ‘Boxmethoden-Fehlers’ ermöglichte. (Die Möglichkeit, ein oberflächenangepaßtes Simulationsmesh auch für geneigte Oberflächen zu erzeugen, bestand in der 1997 verfügbaren Version von Dessis_{ISE} noch nicht.)
5. Physikalische Modelle: Die physikalischen Modelle für die Simulationen mit Dessis wurden in den älteren Arbeiten [Zechner 97a] und [Fath 97] zum Teil unterschiedlich gewählt, insbesondere die Modelle und Modellparameter für das ‘Band-Gap-Narrowing’, was einen großen Einfluß auf V_{oc} und η hat, sowie die Modelle für die Mobilitäten von Minoritäts- und Majoritätsladungsträgern. In beiden Arbeiten wurde außerdem mit dem überholten Wert $n_i = 1.41 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ gerechnet, was zu erhöhten Basis-Sättigungsströmen und geringeren Spannungen führte als der auf neueren Messungen [Sproul 91] basierende Wert $n_i = 1.00 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Die Unterschiede in den gewählten Modellen und Modellparametern betreffen allerdings alle untersuchten Zelltexturen in ähnlicher Weise, weshalb sie sich mehr auf die berechneten Absolutwerte der IV-Daten als auf die berechneten Unterschiede zwischen verschiedenen texturierten Zellen auswirken.

Zusammenfassend sei festgehalten, daß in den für Hochleistungszellen ausgelegten Simulationen in älteren Arbeiten einige Annahmen getroffen wurden, welche texturierte Zellen begünstigen. Die in diesem Kapitel vorgestellte Analyse orientiert sich stärker als die vorangegangenen daran, welche Zelleigenschaften in einem *industriellen* Solarzellenprozeß erreichbar sind. Sie wurde außerdem mit einer ausgereifteren Simulationstechnik durchgeführt. Aus diesem Grund ist den neueren Ergebnissen die größere Geltung beizumessen als den vorausgegangenen Arbeiten.

2.2.7 Wirtschaftlichkeit

In Kapitel 2.2.6 wurde gezeigt, daß für verkapselte Module eine mechanische Texturierung je nach Zellparametern Wirkungsgradzuwächse von 3-6 % relativ gegenüber untexturierten Zellen verspricht. Gegenüber alkalisch texturierten multikristallinen Zellen schrumpft dieser Vorteil auf etwa 1-4 %.

Dieses Kapitel widmet sich der Frage, ob sich mechanische Texturierung für konventionelle Solarzellen aus multikristallinem Silizium wirtschaftlich rentiert. Die Antwort hängt eng mit den Rahmenbedingungen der Silizium-Photovoltaik-Industrie zusammen. Zwei aktuelle Entwicklungen spielen eine wesentliche Rolle.

1. Die Taktzeiten modernster Produktionsanlagen sind etwa 3 Sekunden pro Solarzelle. Es werden derzeit Technologien entwickelt, die für den gesamten Prozeß Taktzeiten von einer Sekunde pro Wafer erlauben. Gleichzeitig geht der Trend zu immer größeren Solarzellen. Etwa produziert die Firma Kyocera (Japan) heute schon Solarzellen aus mc-Si mit einer Zellfläche von 20x20 cm².
2. Ein immer größerer Anteil der Gesamtkosten fertiger Photovoltaiksysteme entfällt auf die Herstellung der Silizium-Wafer. 1997 lag er im Mittel von fünf Herstellern bei 46 % [Szlufcik 97], in Produktions-Szenarien von 500 MW_{peak} Jahresproduktion liegt er über 50 % [Bruton 97]. Das rasche Wachsen der PV-Industrie in den vergangenen 15 Jahren hat dazu geführt, daß das ehemals preiswerte Feedstock-Silizium, ein Abfallprodukt der Elektronikindustrie teurer und knapper wird. Um Materialkosten zu sparen, werden daher die Silizium-Wafer so dünn wie möglich gesägt. Eine untere Schranke für die Waferdicke setzt die abnehmende mechanische Stabilität. Bemerkenswert sind in dieser Hinsicht technologische Entwicklungen bei BP Solarex, einem der weltgrößten Hersteller von Solarzellen aus multikristallinem Silizium: Durch Verbesserung der Drahtsägen kann BP Solarex heute 200 µm dicke Wafer aus blockgegossenen Ingots sägen. Dennoch wird vorerst weiter auf 250 µm dicken Wafern produziert, um Waferbruch und Produktionsausfälle möglichst gering zu halten [Wohlgemuth 97].

Unter diesen Rahmenbedingungen ergeben sich für die mechanische Texturierung zwei Prüfsteine:

1. Es muß demonstriert werden, daß eine automatische mechanische Texturierung von großflächigen Siliziumwafern im Sekundentakt im Dauerbetrieb möglich ist, mit einer äußerst geringen Bruchrate und zu Kosten die geringer sind als 3-5 % der Gesamtmodulkosten. Nach einer Abschätzung in [Fath 97a], die auf eher optimistischen Annahmen beruht, könnten Strukturierungskosten von 0.02 US\$/W_{peak} erreichbar sein. Praktische Erfahrungen wurden bisher nur mit gewöhnlichen Wafersägen gesammelt, die eigentlich zum Trennen elektronischer Bauteile konstruiert sind. Diese Erfahrungen sind ermutigend, doch die von der PV-Industrie geforderten Kriterien können von den bislang verwendeten Sägemaschinen nicht erfüllt werden. Es bedarf nun einer Weiterentwicklung der Wafersägen für die Anwendung als Texturierungsmaschinen. Diese Entwicklung ist derzeit im Gang. Ob eine eigens konstruierte, automatische Strukturierungsmaschine letztlich die hohen Anforderungen an Durchsatz, Bruchrate und Kosten für gewöhnliche Solarzellen jemals gleichzeitig erfüllen können wird, kann der Autor heute nicht abschätzen, er ist aber eher pessimistisch.
2. Die mechanische Texturierung darf die Bruchfestigkeit der Wafer nicht merklich reduzieren. Die Bruchfestigkeit hängt stark von der Waferdicke ab. Daher liegt es auf der Hand, daß nach dem Einfräsen tiefer Gräben die Bruchwahrscheinlichkeit von Zellen ansteigt, insbesondere entlang der V-Graben-Böden. Eine gewisse Tiefe der V-Gräben ist aber notwendig, da sonst beim Sägeschadenätzen die Grabenprofile zu stark verrunden. Hersteller kämpfen heute auch ohne mechanische Texturierung mit Ausbeute-Problemen [Bruton 97], insbesondere, wenn sie mit extrem dünnen Wafern produzieren [Wohlgemuth 97]. Bei den heutigen Produktionsstandards ist mechanische Texturierung also nur dann ohne Ausbeute-Einbußen in eine Prozeßlinie integrierbar, wenn gleichzeitig die Dicke der Ausgangswafer erhöht

würde, was wiederum die Kosten in die Höhe triebe. (Dies war zur Zeit, als die mechanische Texturierung eingeführt wurde, anders. Damals wurden Wafer mit Dicken über 300 μm zur Herstellung von Solarzellen verwendet.)

Das Ausbeute-Argument ist derzeit sehr schwerwiegend. Unter zwei Umständen würde es an Gewicht verlieren: Erstens, wenn die Handlingsysteme und einzelnen Prozeßkomponenten in den Zellproduktionslinien soweit verbessert werden können, daß die minimale Waferdicke nicht mehr durch Bruch in der Zellproduktionslinie sondern durch Bruch beim Drahtsägen limitiert ist. Oder zweitens, wenn relativ preiswertes 'Solar-Grade'-Silizium das heute verwendete Feedstock-Silizium verdrängt (sei es auch als Substratmaterial für eine hochwertige Silizium-Schicht, die aus der Flüssigphase oder Gasphase darauf abgeschieden wird), und eine höhere Zelldicke sich nicht mehr so sehr auf die Kosten niederschlägt.

Angesichts dieser beiden Schwierigkeiten glaubt der Autor nicht, daß sich mechanische Texturierung in den kommenden Jahren als Technik zur Senkung der Systemgesamtkosten pro W_{peak} installierter PV-Leistung etablieren kann. Mittelfristig hält er es für denkbar.

Ein Nischenmarkt für architektonische Anwendungen ergibt sich eventuell dann, wenn Kunden aufgrund des Erscheinungsbildes Module mit mechanisch texturierten Wafern bevorzugen und einen etwas höheren Preis zu zahlen bereit sind. Solche Module sind dunkler und optisch wesentlich homogener als Module mit alkalisch texturierten multikristallinen Zellen, bei welchen die ungleiche Reflexion verschiedener Kristallkörner die Multikristallinität des Materials widerspiegelt. Der Preis für solche Module müßte freilich niedriger sein, als der Preis für optisch mindestens ebenso schöne Konkurrenzprodukte mit Zellen aus CZ-Silizium.

Zur Zeit der Fertigstellung dieser Arbeit beginnt in Konstanz die Firma 'Sunways' als erstes Unternehmen mit der Serienfertigung von mechanisch texturierten Solarzellen. Angestrebt wird nach einer Anlaufphase eine Jahresproduktion von einer Million semitransparenten Solarzellen, die auf beiden Seiten mechanisch texturiert sind. Die mechanische Texturierung dient hier in erster Linie zur Erzeugung der Semitransparenz, mit der Nischenmärkte in der Architektur oder für Autodächer erschlossen werden sollen. Da die semitransparenten Module wegen ihrer Schönheit zu höheren Preisen verkauft werden können, soll sich die mechanische Texturierung auch bei höheren Kosten und Strukturierungszeiten lohnen.

Damit ist ein erster Einsatz mechanischer Texturierung in einem Industrieunternehmen vorerst gesichert, und mit den Erfahrungen dieser Firma wird man über die Tauglichkeit von mechanischer Texturierung für die Massenproduktion konventioneller Solarzellen viel dazulernen.

2.3 Beidseitige Texturierung

2.3.1 Einleitung

Da Silizium als indirekter Halbleiter langwellige Photonen nur schwach absorbiert, ist es wünschenswert, daß Photonen einen möglichst langen Weg durch das Silizium zurücklegen, bevor sie wieder austreten können. Wird dies durch eine geschickt designte Zellgeometrie erreicht, spricht man von 'Light trapping'. Schon 1986 wurde erkannt, daß rechtwinklig zueinander verdrehte V-Gräben auf Front- und Rückseite ein besonders gutes 'Light trapping' garantieren [Landis 86], [Campbell 87]. Warum dies so ist, wird in Abb. 2.37 illustriert.

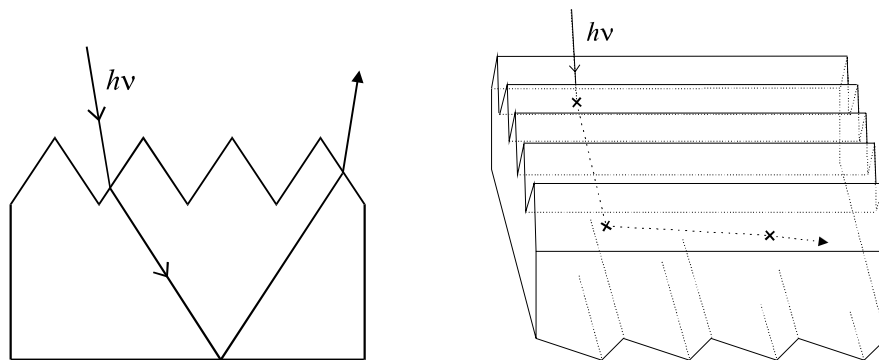


Abb. 2.37: Weg eines langwelligen Photons durch eine frontseitig (links) und eine beidseitig (rechts) texturierte Solarzelle mit idealen V-Gräben. Im linken Bild hat das Photon nach einer Reflexion an der Rückseite die Chance, zu entkommen. Rechts hat die Bewegungsrichtung nach der Reflexion an der Rückseite eine Komponente parallel zu den frontseitigen V-Gräben, wodurch es beim nächsten Auftreffen auf die Frontseite totalreflektiert wird und im Silizium bleibt. (aus [Zechner 98b])

Nach Kenntnis des Autors wurde diese Geometrie vor dieser Arbeit nie experimentell realisiert. Mit der Möglichkeit, auf mechanischem Weg V-Gräben zu erzeugen, lag es nun nahe, erstmals Solarzellen dieser Geometrie herzustellen und zu analysieren. Das vorliegende Kapitel folgt eng dem Konferenzbeitrag [Zechner 98b] des Autors.

2.3.2 Experimentelle Umsetzung

Solarzellen mit beidseitiger Texturierung wurden zusammen mit Referenzzellen mit nur frontseitiger sowie gar keiner Texturierung hergestellt. Als Herstellungsprozeß wurde der in Tabelle 2.1 vorgestellte Hochleistungsprozeß mit photolithografisch definierten Frontkontakten gewählt, mit verschiedenen Abweichungen für die Rückseitengestaltung.

Für das rückseitige V-Profil gelten andere Anforderungen als für das frontseitige. Rückseitig sind spitz zulaufende V-Gräben unvorteilhaft, da das Licht dann mehrmals an der Oberfläche reflektiert wird, bevor es wieder ins Zellinnere zurückgeworfen wird, was die Absorptionsverluste im Rückkontakt erhöht. Besser geeignet sind flach zulaufende, asymmetrische Gräben, wie in Abb. 2.37 rechts gezeigt. Auf der in Abb. 2.38 gezeigten SEM-Aufnahme eines Ausschnitts einer beidseitig texturierten Zelle ist das für die Experimente gewählte Rückseitenprofil sichtbar.

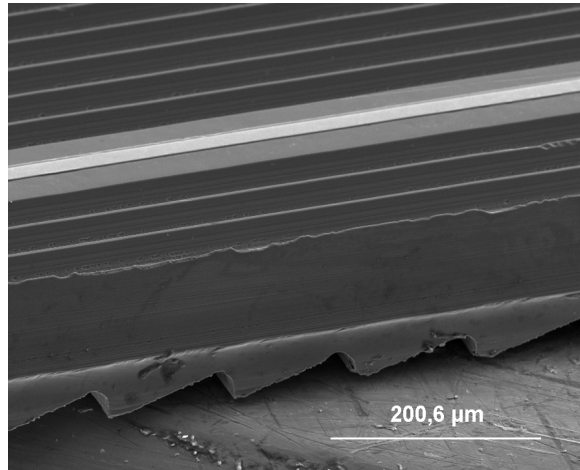


Abb. 2.38: SEM-Bild einer beidseitig texturierten Si-Solarzelle. Der weiße Streifen ist ein Frontkontaktfinger, der auf einem untexturierten Plateau liegt. Die Breite und Tiefe der Frontgräben sind jeweils $60\ \mu\text{m}$.

2.3.2.1 Gemessene Reflexion

Die Art der Rückmetallisierung ist für das Reflexionsverhalten der schwach absorbierten langwelligen Photonen äußerst wichtig. Die Light-Trapping-Vorteile der rückseitigen V-Gräben kommen dann am stärksten zur Geltung, wenn die Rückseite das auftreffende Licht zur Gänze spiegelnd reflektiert. Wird der größte Anteil dagegen diffus reflektiert oder im Rückkontakt absorbiert, dann läßt die Rückseiten-Textur einen nur sehr geringeren Light-Trapping-Vorteil erwarten. Experimentell wurden drei Arten des Rückkontakts hergestellt:

1. Ein SiO_2/Al - Rückseitenreflektor, der durch kleinflächige, photolithografisch definierte Punktkontakte mit eingesintertem Al unterbrochen war. Die SiO_2 -Schicht zwischen Si und Al war $120\ \text{nm}$ dick. Die Anteil der spiegelnden Reflexion an der Rückseite liegt im Bereich $90 - 100\ \%$ für alle Lichtaufreffwinkel [Campbell 86].
2. Aufgedampftes Al, ohne Einsintern eines BSF's. Dieser Fall liefert einen mittleren Anteil spiegelnder Reflexion. Um zu vermeiden, daß eine n^+ -dotierte Schicht von der Emitterdiffusion an den Rückkontakt angrenzt, wurde die Rückseite während der Diffusion mit einem Maskier-Oxid geschützt.
3. Aufgedampftes Al auf einem davor eingesinterten Al-BSF, wie in Tabelle 2.1 beschrieben. Bei der Herstellung des BSF (Rekristallisation aus einem Si/Al-Eutektikum) bildet sich eine raue Oberfläche, an der das auftreffende Licht größtenteils diffus reflektiert oder absorbiert wird.

Abb. 2.39 zeigt gemessene Reflexionskurven von beidseitig, frontseitig und gar nicht texturierten Solarzellen für die drei Fälle des Rückkontaktdesigns.

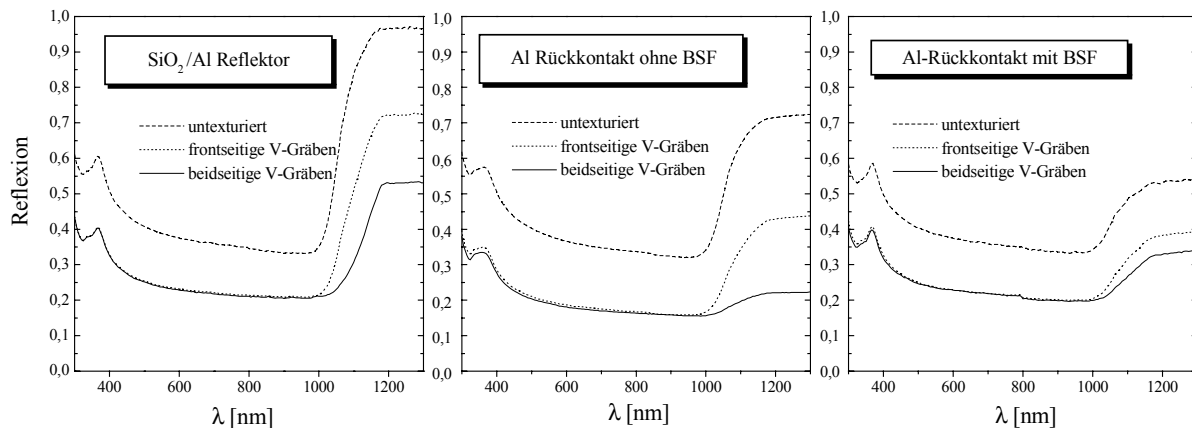


Abb. 2.39: Gemessene Reflexion von Solarzellen mit SiO₂/Al-Reflektor (Oxiddicke 120 nm), aufgedampftem Al-Rückkontakt und Al-BSF an der Rückseite. Alle Zellen sind ohne Verkapselung und Antireflexbeschichtung. Für $\lambda > 1000$ nm sind die Reflexionsverluste bei den beidseitig texturierten Zellen geringer als bei den nur frontseitig texturierten, aufgrund des besseren Light-Trappings. Am geringsten ist dieser Effekt bei Zellen mit ganzflächigem Al-BSF (rechts), wo die Rückseitenreflexion zu einem hohen Anteil diffus ist. Das rückseitige Grabenprofil der Zellen mit SiO₂/Al - Rückseitenreflektor war nicht optimal. (aus [Zechner 98b])

2.3.2.2 Quantenausbeute

Die geringe Reflexion im langwelligen Spektralbereich schlägt sich in einer verbesserten Ausnutzung der langwelligen Photonen nieder, also in einer höheren Quantenausbeute. Um diesen Effekt zu quantifizieren, wird die 'light trapping quantum efficiency' LQE definiert:

$$\text{LQE} = \text{EQE} / (1 - R_f) \quad (2.12)$$

Dabei bezeichnet EQE die externe Quantenausbeute und R_f den sofort an der Frontseite reflektierten Anteil an Photonen, also jenen Anteil, der nie ins Silizium eintritt. LQE ist demnach die Zahl der eingesammelten Ladungsträger pro ins Silizium eingetretenes Photon. R_f gleicht für Wellenlängen unter 950 nm der gemessenen Reflexion. Bei größeren Wellenlängen kann es für Solarzellen ohne ARC einfach dadurch bestimmt werden, daß die für $\lambda < 950$ nm gemessene Reflexionskurve flach extrapoliert wird. Der Unterschied zur gemessenen Reflexion rührt dann allein von den Photonen, die nach zumindest einem Durchgang durch die Zelle wieder vorne austreten. (Ausgenutzt wird bei der Extrapolation, daß sich der Brechungsindex von Si zwischen 950 und 1300 nm kaum ändert.)

Abb. 2.40 zeigt die LQE gleichzeitig prozessierter Solarzellen aus FZ-Silizium mit SiO₂/Al Rückreflektor. Wie in Kapitel 2.2.3.2 diskutiert zeigen die V-texturierten Zellen die höhere Quantenausbeute für langwelliges Licht. Bei Wellenlängen über 1050 nm kommt der Light-Trapping Effekt zum Tragen (vgl. Abb. 2.39), und die beidseitig texturierte Zelle verwertet die Photonen besser als die frontseitig texturierte.

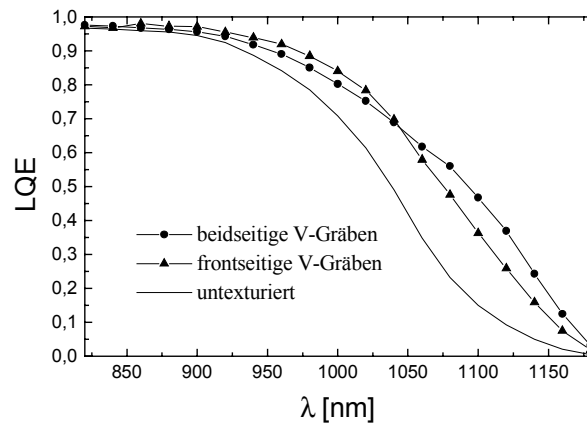


Abb. 2.40: 'Light trapping quantum efficiency' LQE (Definition im Text) von drei im selben Prozeß hergestellten Zellen aus FZ-Si mit verschiedenen Texturen. (aus [Zechner 98b])

2.3.3 Computerunterstützte Analyse

2.3.3.1 Kombination von optischen 3D-Simulationen mit elektrischen 2D-Simulationen

Um Zellen mit der beschriebenen beidseitigen V-Textur am Computer zu studieren, ist es unumgänglich, alle optischen Analysen in 3D durchzuführen. Andererseits erfordern dreidimensionale elektrische Simulationen solcher Zellen eine nicht handhabbar große Zahl von Meshdiskretisierungspunkten. Genaue elektrische Simulationen können dagegen in 2D durchgeführt werden. Im folgenden wurde der in [Zechner 96] angegebene Weg eingeschlagen, optische 3D-Simulationen mit elektrischen 2D-Simulationen zu kombinieren. Das Prinzip dieser Methode ist in Abb. 2.41 dargestellt.

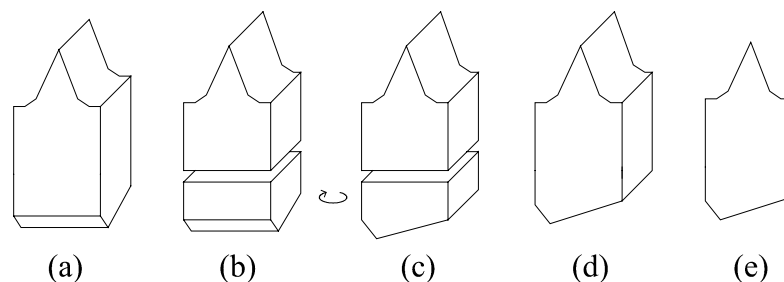


Abb. 2.41: Das Profil der optischen Generation wird in drei Dimensionen berechnet (a). Die Simulations-Einheitszelle wird dann in zwei Teile geteilt (b), die gegeneinander um 90° verdreht werden (c). Wieder zusammengefügt (d) kann die Zelle auf eine 2D-Einheitszelle (e) projiziert werden. Im letzten Schritt wird die optische Generation entlang der Senkrechten auf die Ebene der 2D-Einheitszelle gemittelt. Die 2D-Zelle (e) wird für die elektrische Devicesimulation verwendet. (aus [Zechner 98b])

2.3.3.2 Berechnete Reflexionsspektren

Eine von praktischer Seite wichtige Frage ist, wieviel vom verbesserten Light Trapping nach Antireflexbeschichtung und Verkapselung noch übrig bleibt. Dazu wurden mit dem 3D Ray-Tracing-Programm Sonne Reflexionsspektren berechnet, die in Abb. 2.42 gezeigt sind.

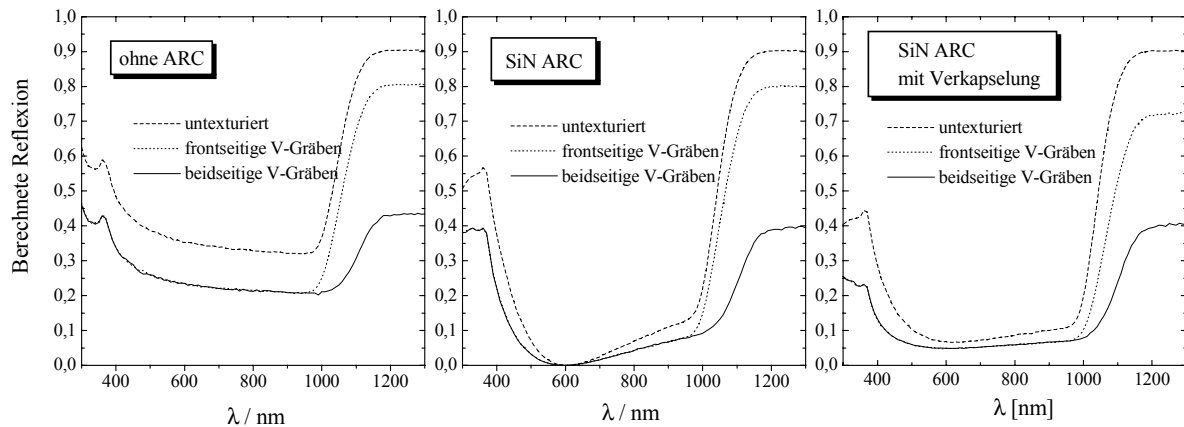


Abb. 2.42: Berechnete Reflexion für verschiedene Texturen bei senkrechtem Lichteinfall. Die Rückseitenreflexion wurde auf den fixen Wert 90 % eingestellt, die maximale Zeldicke bei allen Geometrien auf 180 μm . Die Reflexion durch die Frontmetallisierung wurde nicht eingerechnet. (aus [Zechner 98b])

Die Berechnungen zeigen, daß eine Verkapselung den durch die Rückseitentexturierung erzielten Gewinn etwas verringert. Die Ursache dafür ist, daß die Verkapselung das Light-Trapping in der einseitig texturierten Zelle unterstützt, wodurch weniger Raum für eine weitere Verbesserung durch die Rückseitentexturierung bleibt.

Die berechneten Kurven sind in vernünftiger Übereinstimmung mit den in Abb. 2.39 gezeigten gemessenen Reflexionskurven. Die Unterschiede erklären sich dadurch, daß eine gewisse Rauigkeit der Oberfläche nach der mechanischen Texturierung (abhängig von der Diamant-Korngröße auf den Sägeblättern) bei den Berechnungen nicht einbezogen wurde. An Stellen rauher Oberfläche wird ein Teil des Lichts an der Frontseite parallel zu den V-Gräben gestreut, was bei der einseitig texturierten Zelle zu einem besseren Light-Trapping führt, als für 'ideale' Oberflächen berechnet wird.

2.3.3.3 Berechnete IV-Kenndaten

Wieder interessiert am meisten die erzielbare Wirkungsgradsteigerung durch beidseitige Texturierung. Neben der Verbesserung des Light-Trapping spielen dafür noch zwei Effekte eine Rolle: Erstens, die Zelle wird bei der Rückseitentexturierung im Mittel dünner, weil Material weggenommen wird. Dies ist im Fall einer guten Rückseitenpassivierung vorteilhaft, ansonsten nachteilig für die offene Klemmspannung. Zweitens, die rückseitige Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit wird durch die Texturierung effektiv größer. Dieser Effekt ist nicht durch eine Oberflächenschädigung verursacht, sondern rein geometrisch: Minoritätsladungsträger in der Nähe der Rückseite treffen bei texturierten Oberflächen im statistischen Mittel öfter auf die Rückseite, bevor sie wegdiffundieren, und werden daher zu einem größeren Teil rekombinieren als bei planen Oberflächen.

Um die Gesamtauswirkung der Rückseitentextur zu studieren, wurden Computersimulationen mit Dessis_{ISE} durchgeführt, mit dem in Abb. 2.41 gezeigten Vorgehen. Frontseitig und beidseitig texturierte Zellen wurden miteinander verglichen. Als Grundlage für die Grabenstrukturen dienten SEM-Aufnahmen der in Abb. 2.38 gezeigten Zelle, das Frontgrabenprofil wurde für beide Zelltypen gleich angenommen. Außerdem wurden folgende Simulationsparameter gewählt:

- 90% spiegelnde Rückseitenreflexion für alle Einfallrichtungen
- Einfach SiN-ARC
- keine Verkapselung

- 5% der Fläche entfällt auf die Frontmetallisierung
- Maximale Zelldicke: 180 μm

Für beide Zelltypen wurde die in Kap. 2.2.5.2 beschriebene Eichrechnung durchgeführt, um numerische Fehler auszuschließen. Das Diskretisierungsgitter wurde mit dem Mesh-Generator Mdraw_{ISE} 5.0 [ISE 98] erzeugt, mit einer auf die Emitterflächen zugeschnittenen Oberflächenanpassung.

Mit Dessis wurden J_{sc} und V_{oc} berechnet. Der Zellwirkungsgrad wurde durch Multiplikation mit einem festeingestellten Füllfaktor von 78 % berechnet. Abb. 2.43 zeigt die berechneten Kenndaten als Funktionen der Diffusionslänge L_D und der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_b .

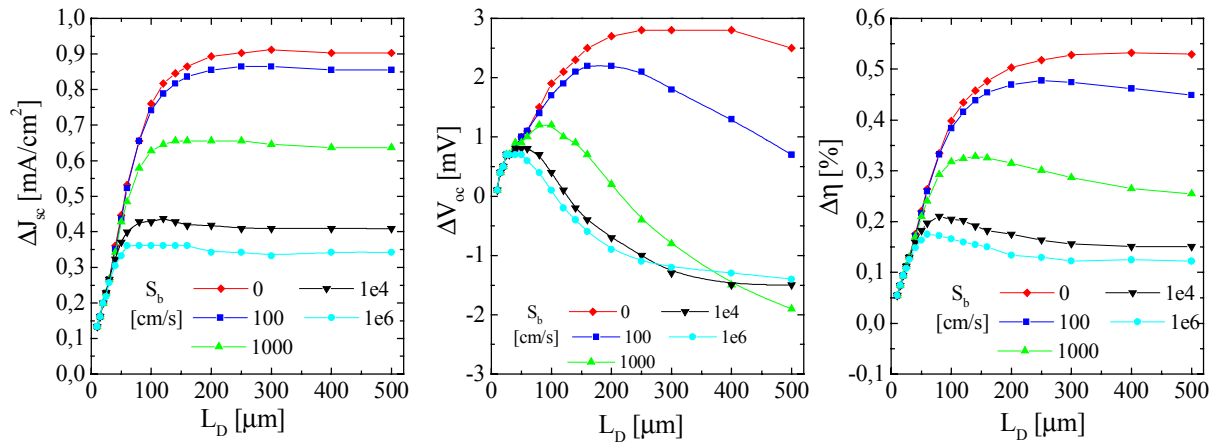


Abb. 2.43: Berechneter Gewinn in J_{sc} , V_{oc} und Wirkungsgrad η aufgrund der zusätzlichen Rückseitentexturierung von V-texturierten Solarzellen als Funktion der Diffusionslänge L_D und Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_b . Simulationsparameter siehe Text. (nach [Zechner 98b])

Der Effekt der Rückseitentexturierung schlägt sich am deutlichsten im höheren Strom der beidseitig texturierten Zellen nieder (Abb. 2.43 links). Bei sehr kleinen Diffusionslängen spielt S_b keine Rolle. In diesem Fall wächst der Vorteil mit der Diffusionslänge, da bei sehr kleinen Diffusionslängen nur ein kleiner Volumenanteil der Zelle von der durch Light-Trapping erhöhte Ladungsträgergenerationsrate profitiert. Ist L_D größer als die Zelldicke, so hängt der Gewinn ΔJ_{sc} wesentlich von S_b ab, da die Zelldicke beim Texturieren der Rückseite im Mittel reduziert wird. Bei kleinem S_b ($S_b < L_D / \tau_e$ mit τ_e ... Elektronenlebensdauer) wirkt sich diese Verdünnung positiv auf die Einsammelwahrscheinlichkeit der im Bulk generierten Minoritäten aus, bei großem S_b ($S_b > L_D / \tau_e$) negativ.

Der Einfluß der Rückseitentexturierung auf die Spannung läßt sich am einfachsten mit folgenden häufig gebrauchten Gleichungen [Green 82] aus der eindimensionalen Theorie der Solarzelle diskutieren:

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \cdot \ln \left| \frac{J_{sc}}{J_0} \right| \quad (2.13)$$

$$J_0 = J_{0e} + \frac{qD_e n_i^2}{L_D N_A} \cdot \frac{S_b \cosh(W / L_D) + D_e / L_D \sinh(W / L_D)}{D_e / L_D \cosh(W / L_D) + S_b \sinh(W / L_D)} \quad (2.14)$$

Darin ist k die Boltzmannkonstante, J_0 der Sättigungsstrom, J_{0e} der Emittersättigungsstrom, D_e der Elektronen-Diffusionskoeffizient, L_D die Basisdiffusionslänge, S_b die Rückseitenrekombinationsge-

schwindigkeit, W die Basisdicke, und N_A die Basis-Dotierungskonzentration. V_{oc} wird durch die Rückseitentexturierung auf dreifache Art beeinflusst:

1. Der höhere Kurzschlußstrom wird von einem Spannungsanstieg begleitet. Für diesen gilt:

$$\Delta V_{oc, J_{sc}} = \frac{kT}{q} \cdot \ln \frac{J_{sc} + \Delta J_{sc}}{J_{sc}} \approx \frac{kT}{q} \cdot \frac{\Delta J_{sc}}{J_{sc}} \quad (2.15)$$

wobei die Näherung $\ln(1+x) \approx x$ für $x \ll 1$ verwendet wurde. Für die gezeigte Grafik (Abb. 2.43) ist dieser Anteil am Spannungsanstieg im Bereich 0.2 - 0.7 mV und somit sehr gering.

2. Die im Mittel um 25 μm verringerte Zelldicke wirkt im rechten Bruchterm von (2.14), dem sogenannten 'Geometriefaktor', und zwar je nach S_b entweder spannungssteigernd oder vermindern. Dieser Einfluß ist für $L_D \ll$ Zelldicke vernachlässigbar und erreicht für große Diffusionslängen etwa 2 mV.
3. Der Wert des 'eindimensionalen S_b ' in (2.14) wird durch die Texturierung größer. Dies wirkt sich am stärksten für mittlere Werte von S_b ($S_b \approx L_D/\tau_e$) und großes L_D aus, wo J_0 nach (2.14) am empfindlichsten auf S_b reagiert. Aus diesem Grund sinkt die Spannung in Abb. 2.43 am meisten bei der Zelle mit $S_b = 1000 \text{ cm/s}$. Die Quantifizierung dieses dritten Einflusses ist mit einer 1D-Betrachtung nicht möglich, in der mehrdimensionalen Computersimulation wird sie 'automatisch' mitgeliefert.

Ist L_D groß und S_b klein, so tritt in der durchgeführten Simulation die Emitterrekombination in den Vordergrund, und der Spannungsgewinn durch die Rückseitentexturierung flacht ab.

2.3.4 Chancen der beidseitigen Texturierung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde die Wirkungsgradsteigerung $\Delta\eta$ durch eine die Frontseiten-V-Texturierung ergänzende Rückseiten-V-Texturierung berechnet. Als maximaler Wert für $\Delta\eta$ wurde $\Delta\eta_{\text{max.}} = 0.5 \%$ absolut gefunden (Abb. 2.43), für folgende günstige Annahmen:

- 90 % spiegelnde Rückseitenreflexion
- $S_b \leq 100 \text{ cm/s}$
- frontseitige V-Gräben ohne Oberflächenrauigkeiten

Davon sind insbesondere die beiden ersten sehr wichtig. Nach Einschätzung des Autors sind sie nur dann erreichbar, wenn auf der Rückseite die meiste Silizium-Fläche von SiO_2 oder SiN mit sehr guter Passivierung bedeckt ist und der Metallkontakt nur stellenweise direkt auf Silizium liegt. Dies ist gegenwärtig in der Massenproduktion von Solarzellen auf multikristallinem Si nicht der Fall. Bei der Herstellung von Hochleistungssolarzellen mit passivierter Rückseite auf FZ- oder CZ-Si greift man hingegen auf chemische Texturierungsverfahren zurück, die auf monokristallinem Material sehr effizient sind.

Betrachtet man verkapselte Industriesolarzellen aus mc-Si mit Al-BSF auf der Rückseite, so läßt sich keine nennenswerte Wirkungsgradsteigerung durch mechanische Rückseitentexturierung erwarten. Der Light-Trapping-Gewinn ist wegen der diffusen Rückseitenreflexion äußerst gering (Abb. 2.39), und die Spannung wird nach Abb. 2.43 sogar ein wenig reduziert.

Es bleiben die Argumente von praktischer Seite: Die mechanische Rückseitentexturierung ist ein zusätzlicher Prozessschritt. Welche Kosten er mit sich bringt, kann derzeit nicht angegeben werden. Andererseits liegt es nahe, bei Zellen, die auf beiden Seiten mechanisch bearbeitet werden, die Eingangs-Defektätze einzusparen und nur den viel weniger tiefen Texturierungsschaden abzuätzen, wodurch man Kosten einsparen könnte.

Ein sehr wichtiger Aspekt sind die Verluste durch Waferbruch. Aufgrund des hohen Si-Preises geht der Trend in der PV-Industrie zu immer dünneren Substraten, wobei ein Optimum zwischen Materialersparnis und möglichst kleinen Waferbruch-Verlusten gesucht wird [Wohlgemuth 97]. Ein tiefes mechanisches Texturieren der Rückseite verringert die mechanische Stabilität des verbleibenden Wafers, was durch das geringe Wirkungsgradplus gewiß nicht kompensiert werden kann. Aus diesem Grund sieht der Autor keine wirtschaftliche Chance für die beidseitige mechanische Texturierung von Si-Solarzellen auf Waferbasis.

Bislang wurde in Kapitel 2.3 nur die Rückseitentexturierung frontseitig mechanisch texturierter Zellen diskutiert. Wie verhält es sich bei andersartiger Frontseitentexturierung?

Bei planer Front- und Rückseite und spiegelnder Rückseitenreflexion ist das Light-Trapping besonders schlecht, was einen größeren Verbesserungsspielraum durch Rückseitentexturierung bringt als bei frontseitig texturierten Zellen. Allerdings ist dieser Fall in der Praxis ohne große Relevanz, da eine plane Frontseite im gesamten Wellenlängenbereich zu unnötig hohen Reflexionsverlusten führt und deswegen in der Regel vermieden wird.

Bei alkalisch texturierter Frontseite ist der erzielbare Gewinn durch Rückseitentexturierung kleiner als bei mechanisch texturierter Frontseite, weil die für das Light-Trapping ideale Struktur mit rechtwinklig zueinander verlaufenden Gräben nicht erreicht wird.

2.4 Selektiver Emitter durch DOSS-Diffusion

2.4.1 Prinzip der DOSS (Dopant Oxide Solid Source) - Diffusion

Die DOSS Diffusion erlaubt es, in einem einzigen Ofenschritt auf der Frontseite einen Emitter und auf der Rückseite ein BSF zu diffundieren. Da bei der Diffusion ein nur sehr dünnes Phosphorglas entsteht, kann im selben Hochtemperaturschritt außerdem ein thermisches Oxid sehr hoher Qualität erzeugt werden [Krygowski 96]. Abb. 2.44 zeigt das Prinzip der DOSS-Diffusion. In das Diffusionsrohr werden abwechselnd 'Source'- und 'Sample'-Wafer gestellt. Die Source-Wafer dienen als Diffusionsquelle für P, B oder Al. Auf sie wird in einem vorangehenden Ofenschritt die jeweilige Dotierquelle eingebracht, in der Regel durch einen Spin-On Dopant (SOD). Die Sample Wafer sind die späteren Solarzellen. Stehen sie zwischen einem P- und einem B-dotierten Source-Wafer, so wird gleichzeitig ein Emitter und ein BSF eindiffundiert. Störende 'Querdiffusionen' auf die falsche Waferseite werden nicht beobachtet, sofern alle Sample und Source Wafer das gleiche Format haben. [Krygowski 96].

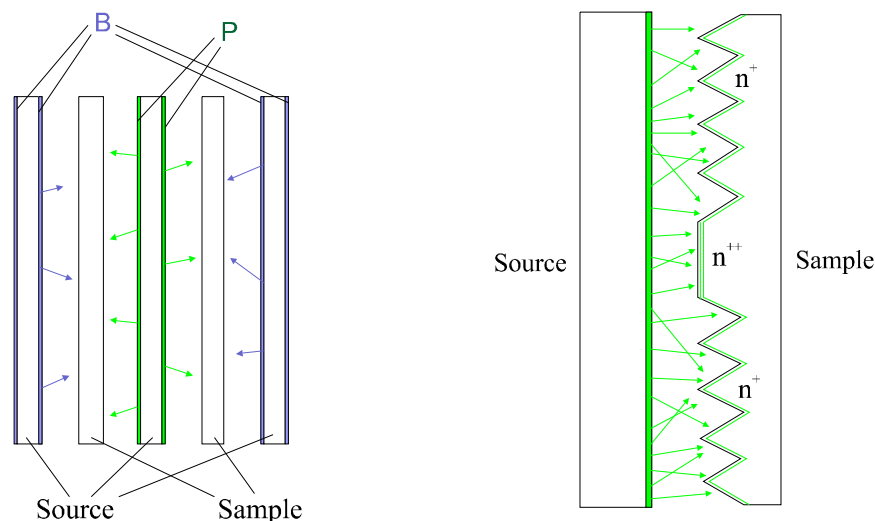


Abb. 2.44: Prinzip der DOSS Diffusion (links) und DOSS Diffusion eines selektiven Emitters (rechts). Als Dotierquelle dienen Source-Wafer, die im Diffusionsrohr neben den Solarzellen- (Sample-) Wafern stehen. Pro Flächeneinheit landen mehr Phosphoratome auf den untexturierten Plateaus als auf den V-texturierten Gräben.

Die DOSS Diffusion eignet sich nach [Krygowski 97] zum Erzeugen von selektiven Emittern. Bei beschränktem Phosphorvorrat auf den Source-Wafern erhielt er auf ganzflächig alkalisch texturierten FZ-Si Sample Wafern etwa den doppelten Schichtwiderstand wie auf polierten FZ-Si Sample Wafern. Der Grund ist, daß pro Oberflächeneinheit des Sample-Wafers weniger Phosphor zur Verfügung steht. Krygowski schlug vor, diesen Effekt auszunützen, um gleichzeitig nebeneinander einen hochohmigen Emitter auf texturierten und einen niederohmigen Emitter auf untexturierten Bereichen zu diffundieren, was für hocheffiziente Siebdruck-Solarzellen sehr vorteilhaft ist.

Die mechanische Texturierung ist für diesen Ansatz besonders gut geeignet, da beim Ausfräsen steiler Grabenwinkel ein größeres Oberflächenverhältnis zwischen texturierten und untexturierten Flächen erzielbar ist als bei alkalischer Texturierung.

2.4.2 Schichtwiderstand und Emittersättigungsstrom

2.4.2.1 Messung des Emitterschichtwiderstands auf V-texturierten Wafern

Der Schichtwiderstand eines Solarzellen-Emitters wird gewöhnlich mit einer Vierpunkt-Messung bestimmt [Sze 85]. Vier äquidistante Spitzen in einer Linie werden auf den Wafer gedrückt. Ein Strom I wird durch die äußeren Spitzen geleitet, und die Spannung V zwischen den inneren Spitzen wird gemessen. Der Schichtwiderstand ρ_{sh} wird nach der Formel $\rho_{sh} = CF * V / I$ berechnet, wobei CF ein geometrischer Korrekturfaktor ist. Für ideale Spitzen und unendlich große, untexturierte Wafer gilt $CF = \pi / \ln(2) \approx 4.53$.

Da bei der DOSS Diffusion ein anderer Schichtwiderstand auf texturierten Flächen erzielt wird, ist es notwendig, den Schichtwiderstand auch auf einem V-texturierten Gebiet messen zu können. Dabei stellt sich die Frage, ob die Vierpunkt-Messung für V-texturierte Zellen ohne weiteres anwendbar ist, und ob Korrekturen für den Geometriefaktor erforderlich sind.

Anhand von Abb. 2.45 wird bewiesen, daß die Vierpunktmessung ohne weitere Korrekturen auch für V-texturierte Proben durchgeführt werden kann und das Ergebnis von der Orientierung der vier Kontaktspitzen zu den V-Gräben unabhängig ist.

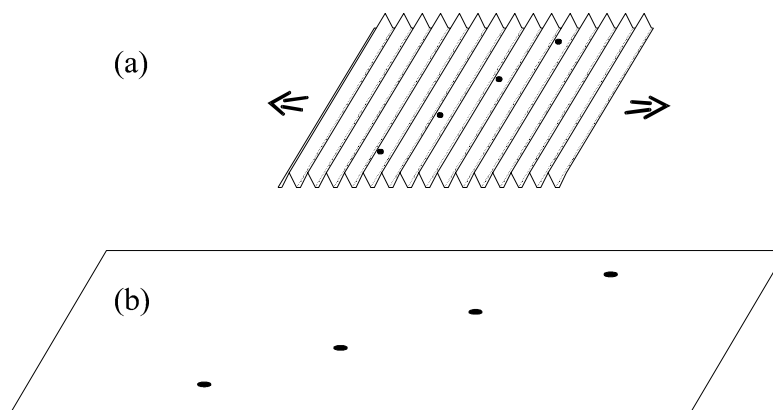


Abb. 2.45: Vier äquidistante Spitzen auf einem V-texturierten Emitter (a). Wird in einem Gedankenexperiment die Emitterfläche zu einer Ebene auseinandergezogen (b), so bleiben die Spitzen auf einer äquidistanten Linie.

Für den Stromfluß bei der Vierpunktmessung macht es keinen Unterschied, ob der Emitter zu V-Gräben gefaltet ist (Abb. 2.45 a) oder zu einer Ebene auseinandergezogen (Abb. 2.45 b). Deswegen ergibt die reale Vierpunktmessung auf dem V-texturierten Wafer dasselbe Ergebnis für U/I wie die hypothetische Messung auf dem zu einer Ebene ausgezogenen Emitter und verlangt folglich den gleichen geometrischen Korrekturfaktor CF wie eine Messung an einem untexturierten Wafer.

Dies wurde auch experimentell bestätigt. Mechanisch texturierte Wafer wurden zusammen mit untexturierten einer konventionellen $POCl_3$ - Emitterdiffusion unterworfen. Bei dieser Diffusionsart sollte das Emitterprofil von der Oberflächentextur unabhängig sein. Vierpunktmessungen des Schichtwiderstands zeigten keinen Einfluß der Lage der Meßspitzen zu den V-Gräben auf das Ergebnis und keinen Unterschied im Schichtwiderstand zwischen den texturierten und untexturierten Zellen, wenn in beiden Fällen der Geometriefaktor 4.53 verwendet wurde.

2.4.2.2 Testdiffusionen

Hinsichtlich des Emitters interessieren zunächst zwei Fragen: Erstens, welche Schichtwiderstände werden auf mechanisch texturierten Substraten erzielt, im Vergleich zu untexturierten Substraten? Zweitens, wie groß sind die Emittersättigungsströme J_{0e} auf mechanisch texturierten Oberflächen? Um diese Fragen zu klären, wurden von Tom Krygowski am Georgia Tech in Atlanta Testdiffusionen mit mechanisch texturierten Scheiben durchgeführt.

Als Substrate wurden 10 hochohmige n-Typ FZ-Wafer mit großer Bulklebensdauer verwendet. Sie eignen sich besonders gut zur genauen Bestimmung von J_{0e} . Die Wafer wurden beidseitig mit einer Strukturierungswalze texturiert (Grabenprofil ähnlich zu Profil B in Abb. 2.14) und der Sägeschaden durch anschließendes Abätzen von 9 μm pro Seite in CP4 entfernt. Die DOSS Diffusion wurde am Georgia Tech durchgeführt, zusammen mit untexturierten und alkalisch texturierten Referenzen. Um verschiedene Schichtwiderstände auszutesten, wurden Source-Wafer mit unterschiedlichem Phosphorgehalt im Spin-On-Dopant präpariert.

Emitter-Schichtwiderstand und Sättigungsstrom wurden am Georgia Tech mittels Vierpunktmessung und kontaktloser Photoleitfähigkeits-Decay (PCD) Messung bestimmt. Letztere ist in [Kane 85] erstmals vorgeschlagen und ausführlich beschrieben. Abb. 2.46 und Abb. 2.47 zeigen die Ergebnisse der Testdiffusionen.

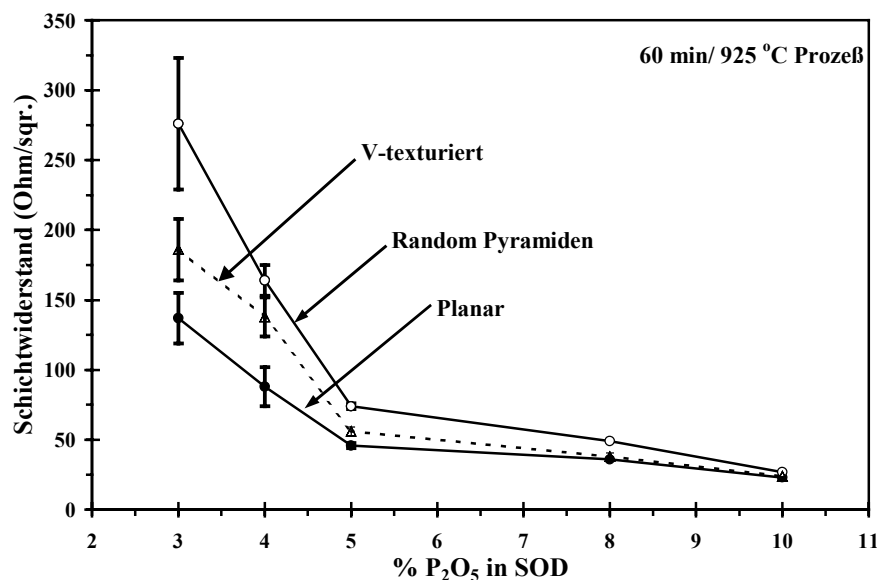


Abb. 2.46: Emitterschichtwiderstand nach DOSS-Diffusion als Funktion des P_2O_5 -Gehalts im Spin-On-Dopant des gegenüberstehenden Source-Wafers für mechanisch texturierte, alkalisch texturierte und polierte FZ-Wafer (gemessen von Tom Krygowski).

Für eine limitierte Phosphorquelle (geringer Anteil P_2O_5 im SOD) wird ein unterschiedlicher Schichtwiderstand je nach Textur beobachtet. Bei der gewählten Walzentextur mit stumpfem Grabenprofil liegt der erzielte Schichtwiderstand höher als bei planen und niedriger als bei alkalisch texturierten Wafern. Steht bei der Diffusion reichlich Phosphor zur Verfügung (hoher Anteil P_2O_5 im SOD) verringert sich der Einfluß der Textur auf ρ_{sh} . Dies wurde auch in [Krygowski 97] beobachtet. Die Emitter-Sättigungsströme waren bei den mechanisch texturierten Zellen deutlich größer als bei den alkalisch texturierten. Dies zeigt, daß auch nach Abätzen von 9 μm / Seite in CP4 nach dem Texturieren ein geringer Schaden an der Oberfläche zurückbleibt. Die gemessenen Werte von J_{0e} sind

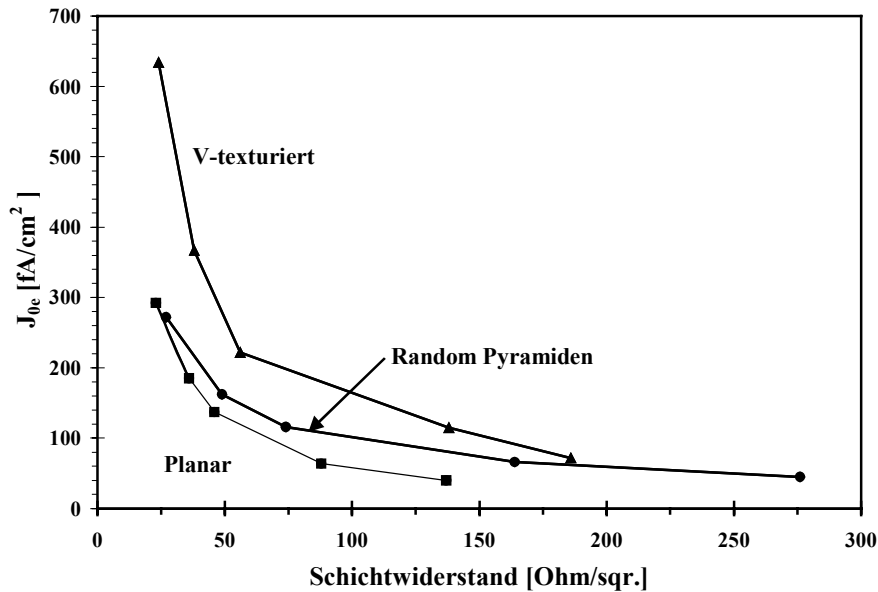


Abb. 2.47: Emittersättigungsstrom J_{0e} als Funktion des Schichtwiderstands für mechanisch texturierte, alkalisch texturierte und planare FZ-Wafer (PCD-Messungen von Tom Krygowski).

indes auch bei den mechanisch texturierten Wafern so gut, daß sie nur bei sehr hoher Bulk- und Rückseitenqualität einen Einfluß auf V_{oc} haben. Typische Werte für den Schichtwiderstand im hochohmigen Teil eines selektiven Emitters für Siebdruck-Solarzellen sind 60 - 80 $\Omega/\text{sqr.}$. In diesem Bereich ist ein J_{0e} von 200 fA/cm² (bezogen auf die Zellfläche) auf FZ-Si erreichbar, was V_{oc} bei einem angenommenen J_{sc} von 36 mA/cm² auf den Maximalwert

$$V_{oc,max} = \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{J_{sc}}{J_{0e}}\right) = 25.9mV \cdot \ln\left(\frac{3.6 \cdot 10^{-2}}{2 \cdot 10^{-13}}\right) = 670mV \quad (2.16)$$

begrenzt. Bei industriell gefertigten Siebdruck-Solarzellen wird V_{oc} gewöhnlich durch Rekombination in der Basis auf Werte um 580 - 620 mV beschränkt. $J_{0,Basis}$ liegt dann im Wertebereich 2 - 6 pA/cm², also eine gute Größenordnung über dem vom Restsägeschaden verursachten Zuwachs an J_{0e} . Demnach hat der nach dem Sägeschadenätzen noch verbleibende Oberflächenschaden keinen Einfluß auf V_{oc} industrieller Siebdruck-Solarzellen, was auch in [Fath 98] festgestellt wurde.

2.4.3 Mechanisch texturierte Siebdruck-Solarzellen mit DOSS-Diffusion

Auf 5x5 cm² CZ-Si Wafern wurden Solarzellen hergestellt [Zechner 99], bei denen gemäß Abb. 2.2 die Oberflächenbereiche zwischen dem Frontkontakt mechanisch texturiert waren. Bei der DOSS-Diffusion am Georgia Tech wurden gleichzeitig die Schichtwiderstände 63 $\Omega/\text{sqr.}$ und 25 $\Omega/\text{sqr.}$ auf mechanisch texturierten bzw. untexturierten Gebieten erzielt. (Diese Werte wurden auf ganzflächig texturierten bzw. untexturierten Wafern gemessen.) Alle übrigen Prozeßschritte wurden an der Universität Konstanz durchgeführt. Tabelle 2.15 zeigt die IV-Kenndaten der besten texturierten Solarzelle und der besten untexturierten Referenzsolarzelle; Abb. 2.48 zeigt einen Vergleich der IQE.

Tabelle 2.15: IV-Kenndaten der besten teil-texturierten Zelle mit selektivem Emitter und der besten im selben Prozeß hergestellten untexturierten Referenzzelle, beide ohne ARC.

	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]
texturiert	28.9	599	64.0	11.1
untexturiert	19.8	587	75.4	8.8

Wie erwartet, liefert die texturierte Zelle einen wesentlich höheren Strom. Dies liegt zum einen an den geringeren Reflexionsverlusten, zum anderen an einer höheren IQE im gesamten Spektralbereich, wobei die kurzwellige IQE vom niedriger dotierten Emitter in den texturierten Bereichen profitiert, die langwellige IQE dagegen von der V-Graben-Geometrie und der damit verbundenen Verbesserung der Einsammelwahrscheinlichkeit für in der Basis generierte Minoritätsladungsträger.

Auch hinsichtlich der Spannung sind die texturierten Zellen den Referenzen überlegen, trotz der größeren Oberfläche. Dies liegt nicht allein am deutlich höheren Strom sondern auch an der ausgezeichneten Emitter-Passivierung durch das in-situ mitgewachsene Oxid.

Die in Tabelle 2.15 vorgestellten Wirkungsgrade sind freilich wesentlich geringer als bei den in Kapitel 2.2.3 vorgestellten Zellen mit POCl₃-diffundiertem Emitter (vergleiche Tabelle 2.8 auf S. 18). Die nicht eigens optimierte Temperaturrampe bei der DOSS-Diffusion führte zu einer geringen Bulkdiffusionslänge (vergleiche Abb. 2.48 mit Abb. 2.10 auf S. 19).

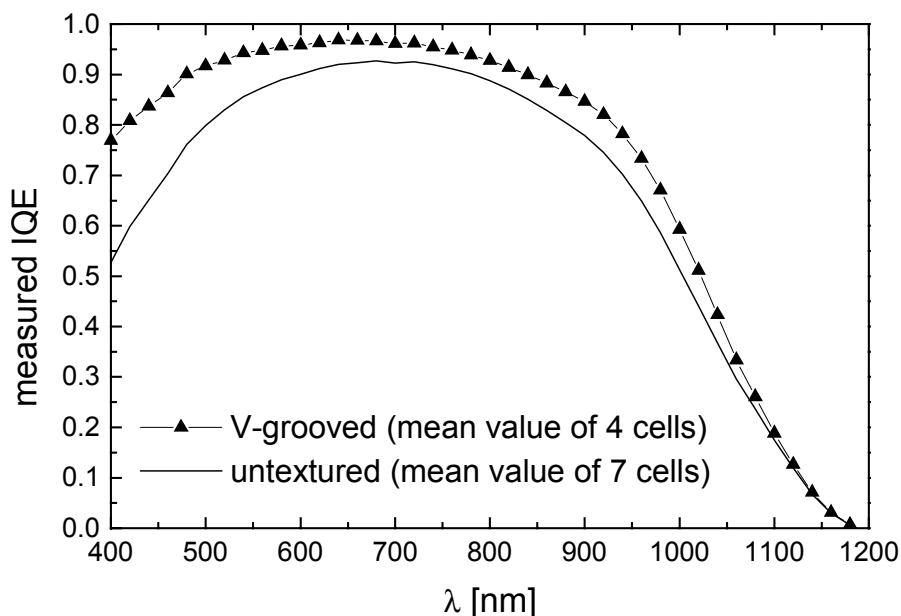


Abb. 2.48: Mittelwert der IQE von 4 texturierten Zellen mit selektivem Emitter und 7 untexturierten Referenzzellen. Der Unterschied für kleine Wellenlängen ist auf den verschiedenen Emitterschichtwiderstand in texturierten und untexturierten Zellbereichen zurückzuführen, der Unterschied für große Wellenlängen ist eine reine Auswirkung der Geometrie. (aus [Zechner 99])

Das Hauptproblem bei den Zellen mit selektivem Emitter ist der geringe Füllfaktor, wofür hohe Serienwiderstandsverluste verantwortlich sind. Der verwendete Frontkontakt-Fingerabstand von 2.3 mm war für die Zellen mit selektivem Emitter deutlich zu hoch, da nicht nur der hohe Schichtwiderstand in den texturierten Bereichen zum Serienwiderstand beiträgt, sondern auch der Umstand, daß der Stromweg innerhalb des Emitters quer über die V-Gräben läuft, welche zu den Kontaktfingern paral-

lel sind. Außerdem war der Kontaktwiderstand zwischen Metallfingern und DOSS-Emitter hoch, was an der dünnen Oxidschicht auf dem DOSS-Emitter liegen kann und daran, daß nur wenige Zellen zur Optimierung der Parameter für das Feuern der Siebdruckkontakte zur Verfügung standen.

Es ist zudem möglich, daß auf den untexturierten Plateaus der texturierten Zellen ein etwas höherer Schichtwiderstand vorlag als auf den ganzflächig untexturierten Referenzen, etwa dann, wenn einige Phosphoratome bei der DOSS-Diffusion einen längeren Weg in der Gasphase zurücklegen als in Abb. 2.44 dargestellt. In diesem Fall wären die Kontaktwiderstandsverluste bei den teilweise V-texturierten Zellen größer als bei den Referenzen. Nach Wissen des Autors ist in der Literatur noch kein direkter Nachweis für die Selektivität des Emitters wiedergegeben. Durchführbar wäre er auf mehreren Wegen: Erstens, durch eine orts aufgelöste SIMS-Messung direkt nach der Diffusion. Zweitens, durch eine Vierpunktmessung mit Mikro-Kontaktspitzen nach der Diffusion, deren Abstand wesentlich kleiner sein sollte als die Breite der untexturierten Plateaus. Drittens, durch eine sehr präzise orts aufgelöste Messung der IQE fertiger Solarzellen bei kurzweiliger Beleuchtung. Die letzte Methode ist indirekt und stellt die höchsten Anforderungen an die Meßgenauigkeit.

2.5 Zusammenfassung

Das Prinzip der mechanischen Texturierung ist das Ausfräsen oder Schleifen von Rillen in die Oberfläche von Siliziumwafern. Sie läßt sich als Prozeßschritt in die Herstellung konventioneller Solarzellen integrieren.

In diesem Abschnitt wurden mechanisch texturierte Solarzellen mit untexturierten Referenzen durch Experimente und Computersimulationen verglichen. Die mechanische Texturierung erhöht den Kurzschlußstrom durch eine Verminderung der Reflexionsverluste und durch eine Steigerung der internen Quantenausbeute für langwellige Photonen. Auf die Spannung und auf den Füllfaktor wirkt sich die vergrößerte Emitteroberfläche negativ aus, was jedoch durch den Stromgewinn mehr als kompensiert wird.

Nach dem Abfräsen von Silizium verbleibt zunächst ein Oberflächenschaden, der durch naßchemisches Abätzen einer Schicht von 7-9 µm Dicke in den meisten Fällen auf ein vernachlässigbares Maß reduziert werden kann. Die Tiefe dieses Oberflächenschadens hängt von den Details der mechanischen Texturierung und auch von Eigenschaften des Basis-Silizium-Materials ab. Ein Einfluß des mechanischen Texturierens auf die Bulkdiffusionslänge wurde nur in Einzelfällen festgestellt.

Die Auswirkung einer Frontseitentexturierung auf den Zellwirkungsgrad verkapselter Industriesolarzellen mit Antireflexschicht wurde in Kapitel 2.2.6 studiert. Die durch mechanische Texturierung erzielbare Steigerung liegt im Bereich 3 % - 6 % relativ gegenüber Zellen ohne Texturierung. Sie ist am größten für Zellen mit hoher Emittlerqualität, guter Rückseitenpassivierung und Rillenprofilen mit großem Spitzenwinkel. Steile Grabenprofile bringen nur bei sehr kleinen Diffusionslängen einen Vorteil.

Eine zusätzliche Rückseitentexturierung verbessert die Verwertung von langwelligen Photonen, indem diese durch Totalreflexion im Zellinneren eingefangen werden. Bei sehr guter Rückseitenverspiegelung und Rückseitenpassivierung bringt sie eine Steigerung des absoluten Zellwirkungsgrads von bis zu 0.5 %. Bei gewöhnlicher Rückseitenqualität ist die Auswirkung auf den Wirkungsgrad jedoch minimal und rechtfertigt nicht den Aufwand eines zusätzlichen Prozeßschritts.

Mithilfe der DOSS-Technik lassen sich auf teilweise texturierten Zellen in einem einzigen Diffusionsschritt selektive Emitter erzeugen, was die Herstellung von Solarzellen mit Siebdruckkontakten mit hoher kurzweiliger Quantenausbeute erlaubt. Für eine Bewertung dieser Technik sind noch weitere grundlegende Experimente notwendig.

Für eine Einführung mechanischer Oberflächentexturierung in die industrielle Solarzellen-Großfertigung müssen noch Maschinen entwickelt werden, mit denen die Texturierung wirtschaftlich sinnvoll ist. Die Vorgaben dabei sind kurze Texturierungszeiten, eine fast vollständige Vermeidung von Waferbruch in Zusammenhang mit der Texturierung, sowie ausreichend niedrige Investitions- und Betriebskosten. Nicht zuletzt angesichts des Trends zu immer dünneren Wafern scheint dieses Ziel schwer erreichbar zu sein.

3 Rückkontakt-Solarzellen

3.1 Einleitung

Bei konventionellen Solarzellen liegt der Basiskontakt auf der Rückseite, der Emitterkontakt in Form eines ‘Grids’ mit Metallfingern und Busbars auf der lichtzugewandten Frontseite. Dieses seit Jahrzehnten bewährte Konzept erlaubt die einfachste Zellherstellung und wird heute bei fast allen kommerziell hergestellten Solarzellen aus kristallinem Silizium verwendet.

Gegenstand dieses Abschnitts sind Solarzellen, bei denen nicht nur der Basiskontakt auf der Rückseite liegt, sondern auch - mindestens teilweise - der Emitterkontakt. Sie werden im weiteren als Rückkontakt-Solarzellen bezeichnet. Im folgenden werden nun erst die Vorteile dieser Zellen präsentiert sowie verschiedene Ausführungen, welche zur Zeit in der Literatur diskutiert werden. Anschließend werden die besonderen Erfordernisse bei der Herstellung beschrieben, und zuletzt wird der finanzgebende Rahmen dieser Arbeit, das EU-Projekt ‘ACE Designs’, kurz vorgestellt. In Kapitel 3.2 werden unterschiedliche Methoden der Rückseitenprozessierung analysiert. Kapitel 3.3 beschreibt einen neuen, industrienahen Herstellungsprozeß für Emitter Wrap Through - Solarzellen (Erklärung siehe nächste Seite) und widmet sich ausführlich der Charakterisierung und computergestützten Analyse dieser Zellen. Kapitel 3.4 präsentiert Verbesserungspotentiale und eine Geometrie-Optimierung durch Computersimulationen für diesen Herstellungsprozeß und schließt mit einer Bewertung des Prozesses ab. In Kapitel 3.5 wird anhand von Simulationen die Rückseitengestaltung von Metallisation Wrap Through - Solarzellen (Erklärung siehe nächste Seite) diskutiert.

Vorteile von Rückkontakt-Solarzellen

Drei Vorteile versprechen eine Verbesserung des Preis/Leistungs-Verhältnisses durch das Rückkontakt-Design.

a) Die Serienverschaltung der Zellen im Modul wird wesentlich vereinfacht.

Für das Verschalten konventioneller Solarzellen mit Front- und Rückkontakt sind mehrere Schritte notwendig: Tabs (Metallstreifen) werden auf die Front-Busbars der einzelnen Zellen angebracht, die Zellen werden nacheinander zu einer Serienschaltung zusammengelötet, der zerbrechliche Schaltkreis von Zellen wird in die Verkapselungsstation gebracht und dort zu einem Modul eingebettet [Wenham 95]. Dieser Prozeß führt über mindestens drei Stationen, die jeweils einen geringen Durchsatz haben und teuer zu automatisieren sind [Gee 97].

Rückkontakt-Solarzellen können dagegen in einem einzigen Schritt im Modul verschaltet werden, indem die Kontakte mit vorgefertigten Leiterbahnen auf der Modulrückplatte verbunden werden (Abb. 3.1). Dieses Verfahren scheint leicht automatisierbar und verspricht eine Reduktion von Personal- und Kapitalkosten im Modulbau von etwa 50%. Die Vorfertigung von Modulrückplatten geht allerdings mit einem - freilich geringen - Anstieg an Materialkosten im Modulbau einher [Gee 97].

b) Die Reflexionsverluste werden verringert.

Dies ist unmittelbar einsichtig, da auf der Vorderseite gar kein oder nur ein reduzierter Emitterkontakt notwendig ist. Das Fehlen der frontseitigen Lötstreifen führt auch zu einem sehr ansprechenden, homogenen Erscheinungsbild der Module.

c) Minoritätsladungsträger werden auch an der Rückseite eingesammelt.

Das gelingt dann, wenn der Emitter sich über einen wesentlichen Teil der rückseitigen Oberfläche erstreckt.

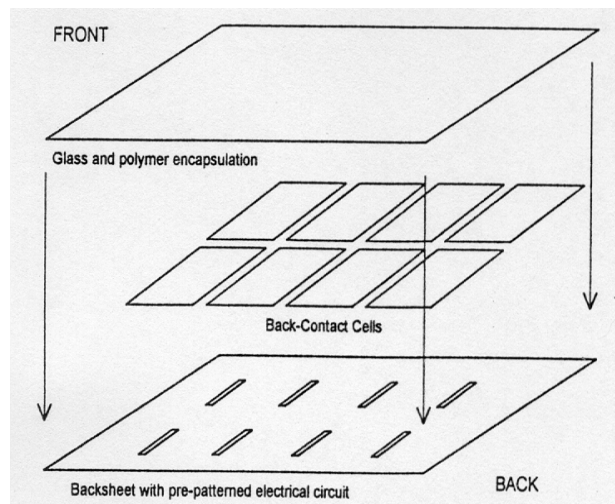


Abb. 3.1: Einfache Modulfertigung mit Rückkontakt-Solarzellen (aus [Gee 97]).

Typen von Rückkontakt-Solarzellen

Rückkontakt-Solarzellen können in verschiedenen Designs hergestellt werden. An der Vorderseite liegt stets ein ganzflächiger Emitter. Die Rückseitenoberfläche ist dagegen unterteilt in n- und p-leitende Bereiche. Nach der Art, ob und wie der frontseitige Emitter mit dem rückseitigen Emitter verbunden ist, unterscheidet man verschiedene Zelltypen.

a) ‘Eigentliche’ Rückkontaktzellen

Hier besteht gar keine n-leitende Verbindung zwischen front- und rückseitigem Emitter. Realisiert wurde dieser Zelltyp etwa in den von Sinton entwickelten Punktkontakt-Konzentratorsolarzellen [Sinton 85] und in Höchstleistungssolarzellen [Glunz 97]. Der frontseitige ‘floating’ Emitter dient hier lediglich der Oberflächenpassivierung. Minoritätsladungsträger, die nahe der Vorderseite generiert werden, müssen durch die Basis zur Rückseite diffundieren, um eingesammelt zu werden. Für gute Zellwirkungsgrade sind sehr hohe Diffusionslängen ($L_{\text{Diff}} \gg \text{Zelldicke}$) notwendig, die nur mit einem hochwertigen Ausgangsmaterial und Prozeß erreicht werden können. In der vorliegenden Arbeit wurde dieser Zelltyp nicht näher untersucht. Sehr detaillierte Analysen findet man in [Dicker 98a], [Dicker 98b].

b) Emitter Wrap Through (EWT) - Solarzellen

Bei der Emitter Wrap Through (EWT) - Solarzelle [Gee 93], [Gee 95] sind front- und rückseitige Oberfläche über Löcher im Wafer miteinander leitend verbunden, nämlich über eine n^+ -dotierte Oberflächenschicht an den Löchern. Der gesamte Emitterkontakt liegt auf einem n^+ -dotierten Oberflächensbereich der Zellrückseite, auf der Frontseite ist kein Metall.

Eine interessante und erfolgreiche Verwirklichung derselben Geometrie mit Dünnschicht-Silizium gelang mit der VEST-Zelle [Deguchi 94], [Hamamoto 97]. Die Möglichkeit einer Massenproduktion wurde allerdings noch nicht demonstriert.

Die Untersuchung von EWT-Solarzellen bildet das Kernstück dieses Abschnitts.

c) Metallisation Wrap Through (MWT) - Solarzellen

Auch hier verbinden Löcher die beiden Oberflächen. Auf der Vorderseite der Zelle befindet sich ein Emitterkontakt in Form von Metallfingern, welcher durch metallgefüllte Löcher mit dem rückseitigen

Emitterkontakt verbunden ist. Der Vorteil gegenüber EWT-Zellen ist, daß hier eine sehr kleine Anzahl von Löchern genügt, der Nachteil, daß die Abschattungsverluste durch Frontmetallisierung nicht vollständig vermieden werden.

Für die Rückseitengestaltung bieten sich zwei Möglichkeiten. Entweder entfällt die meiste Fläche auf den Basiskontakt, und für den Emitterkontakt werden nur schmale Busbar-Streifen definiert [Van Kerschaver 98]. Oder man wählt eine Struktur aus verzahnten Basiskontakt- und Emitterkontakt-Fingern, welche jeweils mit einem Busbar verbunden sind [Van Kerschaver 99]. In Kapitel 3.5 werden die beiden Alternativen miteinander verglichen.

Eng verwandt mit der MWT-Zelle ist die von ECN (NL) entwickelte PUM ('pin-up module') Zelle [Burgers 99], [Bultman 99]. Bei dieser befindet sich zunächst der gesamte Emitterkontakt auf der Frontseite. Bei der Modulfertigung wird er durch eine kleine Anzahl von Löchern von der Rückseite her mit einer von Nadeln hochgestanzten Folie elektrisch verbunden.

d) Metallisation Wrap Around (MWA) - Solarzellen

Bei diesen wird ein frontseitiges Metallgrid über zwei gegenüberliegende Zellkanten mit rückseitigen Emitterbusbars verbunden. Der Nachteil dieses Konzepts, daß bei großen Zellen ($>10 \times 10 \text{ cm}^2$) erhebliche Serienwiderstandsverluste im Frontgrid auftreten, läßt sich minimieren, wenn der Frontkontakt aus gut leitenden 'Buried Contact'-Metallfingern hergestellt wird [Jooss 99]. Es läßt sich außerdem problemlos mit dem MWT-Konzept kombinieren [Blaschek 00].

e) Trioden-Solarzellen

Auf Solarzellen mit zwei getrennten Emitterkontakten auf Front- und Rückseite wurden bereits früh hohe Wirkungsgrade erzielt [Warabisako 92]. Diese Zellen nützen aber nur einen Vorteil des Rückseitendesigns, nämlich die Einsammlung von Ladungsträgern auf der Rückseite, und dieser ist, wie die Analysen in Kapitel 3.6 zeigen, gering. Es ist prinzipiell möglich, an beide Emitterkontakte eine verschiedene Spannung anzulegen, allerdings zum Preis von unangemessen großen Schwierigkeiten bei der Modulverschaltung.

In dieser Arbeit stehen EWT-Solarzellen mit Siebdruckkontakten im Vordergrund. Kapitel 3.5 widmet sich darüber hinaus der Rückseitengestaltung von MWT-, und Trioden-Zellen.

Erfordernisse für Rückkontaktzellen

Bei der Herstellung von EWT- und MWT-Solarzellen treten neue Aufgaben auf, die eine Erweiterung des Herstellungsprozesses um neue Arbeitsschritte notwendig machen.

a) Erzeugung der Löcher zur Verbindung von Front- und Rückseite.

Speziell bei EWT-Zellen ist eine hohe Lochdichte notwendig (etwa 1 Loch/mm^2), um die Serienwiderstandsverluste im Front-Emitter und entlang der Löcher gering zu halten [Schönecker 97].

Für die Erzeugung der Löcher wurden mechanisches Sägen [Willeke 94a], [Kress 98], anisotropes Ätzen [Leistiko 94], [Jorgensen 97] und Laserverdampfen [Gee 93], [Schönecker 97] erfolgreich erprobt. Die beiden ersten Methoden haben für die Massenproduktion gravierende Nachteile: Anisotropes Ätzen kann nur bei monokristallinem Silizium verwendet werden und erfordert relative aufwendige Prozeßschritte; beidseitiges Sägen von Gräben, die jeweils tiefer sind als die halbe Zelldicke, steigert die Bruchgefahr des Wafers bei den nachfolgenden Prozeßschritten erheblich.

Laserverdampfen ist im Labormaßstab ein langsames Verfahren. Für eine $12.5 \times 12.5 \text{ cm}^2$ EWT-Zelle müssen etwa 10.000 Löcher erzeugt werden, was bei einer Laserzeit von 50 ms pro Loch (Nd-YAG Laser mit 10 Watt Ausgangsleistung) und einer Positionierzeit von über 100 ms mehrere Minuten erfordert. Im Fertigungsbetrieb könnte allerdings diese Bearbeitungszeit durch die Verwendung vieler Laser oder eines wesentlich stärkeren Lasers mit schneller Positionierung wesentlich reduziert werden. Gee gab bereits 1993 an, daß kommerzielle Lasersysteme mehr als tausend Löcher pro

Sekunde in Siliziumscheiben erzeugen können [Gee 93]. Die Meisterung des annähernd gleich aufwendigen Lasereinsatzes bei der Fertigung von 'Buried Contact' Solarzellen durch BP Solarex [Mason 91] gibt Grund zur Annahme, daß mit Laserverdampfen auch höchste Durchsätze erzielt werden können.

Sowohl mechanisches Fräsen als auch Laserverdampfen lassen einen Oberflächenschaden zurück, der - etwa durch naßchemisches Ätzen - entfernt werden muß.

b) Trennung von Basis- und Emitterkontakt auf der Rückseite

Die Basismetallisierung steht allein zur Basis, die Emittermetallisierung zum Emitter in ohmschem Kontakt. Für die beiden Kontakte werden gewöhnlich zwei verschiedenen dotierte Oberflächenbereiche definiert, entweder durch teilweises Entfernen des Emitters nach der Diffusion, oder durch Maskieren eines Teils der Oberfläche mit einer Diffusionssperre vor der Diffusion. Alternativ dazu können auch beide Kontakte auf einen ganzflächigen rückseitigen Emitter aufgebracht werden, mit anschließender Unterbrechung des Emitters zwischen den Kontakten. Der Basiskontakt (gewöhnlich mit Aluminium) steht dabei nach einem Hochtemperaturschritt in direktem ohmschen Kontakt mit der (gewöhnlich p-leitenden) Basis.

An der Rückseite grenzen Emitter- und Basisoberfläche direkt aneinander. Minoritäten, die nahe dieser Grenzlinie vom Emitter in die Basis injiziert werden, können nach sehr kurzem Diffusionsweg an der Basisoberfläche rekombinieren. Besonders an der Grenzlinie zwischen Oberfläche und pn-Übergang findet bei ungenügender Passivierung Rekombination in einem Ausmaß statt, das sowohl Spannung [Kress 00b] als auch Füllfaktor [Schönecker 98], [Kühn 98] der Rückkontaktzellen sinken läßt. Ein Minimum an Rückseiten-Oberflächenpassivierung ist insbesondere bei jenen Rückkontaktzellen zwingend notwendig, welche ineinander verzahnte Kontaktgrids und somit sehr lange Grenzlinien zwischen n- und p-dotierten Oberflächenbereichen haben, also etwa bei allen EWT-Solarzellen.

Eine Vielfalt von Prozessen ist möglich, um die Trennung der Kontakte praktisch durchzuführen. Einige davon werden in Kapitel 3.2 näher vorgestellt.

Projekt ACE Designs

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Forschungsarbeiten wurden im Rahmen des Projekts 'ACE Designs' ('Advanced Crystalline Silicon Solar Cells Designs') durchgeführt, das von der EU unter dem Vertrag Nr. JOR3-CT98-0269 finanziert wird. In diesem werden Rückkontakt-Solarzellen der Typen a-d entwickelt. Projektpartner sind neben der Universität Konstanz ECN (NL), IMEC (B), Fraunhofer ISE (Freiburg), BP Solarex (UK), Eurosolare (I) und MIC (DK), Projektlaufzeit ist 1.07.1998 - 30.06.2001. Bei der Entwicklung industrietauglicher Prototypen werden Prozesse mit Siebdruck und stromlosem Plattieren als Metallisierungsverfahren entwickelt, untersucht und verbessert [Schönecker 99].

3.2 Definition von n-Typ und p-Typ Kontaktbereichen für Rückkontakt-Solarzellen mit siebgedruckten Kontakten

Übersicht

In Abb. 3.2 sind drei grundlegende Verfahren zur Trennung der Kontaktbereiche Rückkontakt-Solarzellen illustriert. Bei der Methode (a) (linke Spalte in Abb. 3.2) wird nach der Emitterdiffusion ein Teil des rückseitigen Emitters wieder entfernt. Dies kann etwa durch naßchemisches Ätzen [Warabisako 92], [Schönecker 97] oder Plasma-Ätzen [Lüdemann 99] in Verbindung mit einer aufgedruckten Ätz-Barriere oder durch mechanisches Abfräsen [Kress 97] getan werden.

Bei Methode (b) (mittlere Spalte) werden beide Kontakte auf den Emitter gedruckt. Die aluminiumhaltige Basiskontakt-Siebdruckpaste bildet beim Kontaktfeuern ($T > 700^{\circ}\text{C}$) über den Zwischenschritt eines Si/Al Eutektikums einen ohmschen Kontakt zur Basis. Anschließend muß der Emitter zwischen den Kontakten unterbrochen werden, etwa durch Plasma-Ätzen (eventuell unter Verwendung der Metallkontakte als Ätz-Barriere [Kress 98]), durch Laserverdampfen oder durch mechanisches Fräsen, was in [Blaschek 00] für 'Buried Contact' MWT-Zellen vorgestellt wird.

Bei Methode (c) (rechte Spalte) wird vor der Emitterdiffusion auf einen Teil der Zelle eine Diffusionsbarriere aufgebracht. Dies kann entweder eine gedruckte Barriere sein oder eine Schicht aus SiN oder SiO₂, die erst ganzflächig erzeugt und dann teilweise entfernt wird. In der Regel ist es nicht notwendig, die Diffusionsbarriere nach der Diffusion wieder zu entfernen. Der Basiskontakt kann durch die Barriere 'durchgefeuert' werden, wenn die Feuertemperaturen ausreichend hoch sind.

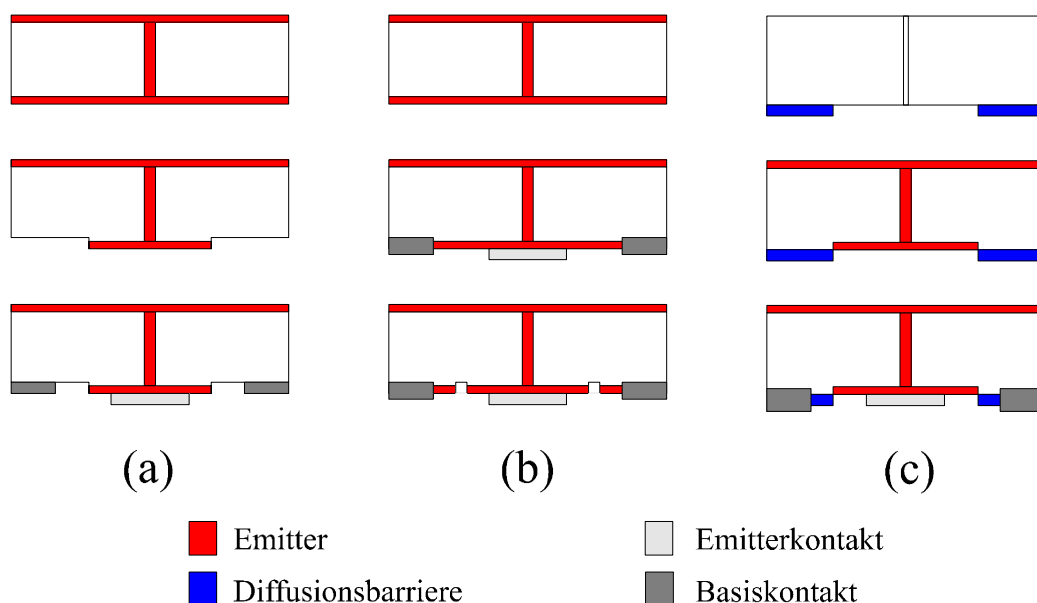


Abb. 3.2: Drei Verfahren zur Trennung der Oberflächenbereiche von Rückkontaktzellen.

Für die partielle Entfernung von SiN kommen dieselben Techniken in Frage, wie für die partielle Emitterentfernung. Daneben wurde vom Autor in Zusammenarbeit mit Rinse Bethlehem (ECN) Laserverdampfen durch Abrastern großer Flächen getestet. Dieses Verfahren funktionierte ausgezeichnet und ist auch sehr elegant, da am gleichen Laser ohne Zwischenschritte die Löcher und das Muster der Diffusionsmaske erzeugt werden können. Die benötigten Abdampfzeiten waren freilich relativ hoch. Mit einem Nd-YAG Laser mit 10 Watt Ausgangsleistung konnten etwa 0.1 cm²/s abgedampft werden.

Ob mit stärkeren, besser geeigneten Lasern ausreichend hohe Durchsätze für eine Massenproduktion erzielt werden können, ist noch nicht geklärt. Untersuchenswert scheint vor allem der Einsatz von Ultrakurzpulslasern, mit welchen die Oberflächenschicht ohne vorangehendes Aufheizen und Aufschmelzen tiefer liegender Bereiche abgedampft werden kann [Nolte 99].

Im folgenden werden Experimente vorgestellt, mit denen konkrete Varianten der Methoden (a) und (b) getestet wurden. Ziel der Untersuchungen ist in erster Linie die Quantifizierung der Rekombinationsverluste an der Rückseite, da diese den Wirkungsgrad der Zellen verringern können.

Experimente mit SiN als Diffusionssperre wurden vom Autor ebenfalls durchgeführt, werden aber in dieser Arbeit nicht diskutiert. Die Kollegen Ralph Kühn und Andre Kress haben an der Entwicklung und Untersuchung dieser Technik den größeren Anteil [Kühn 98b], [Kress 00a] und werden sie in ihren Dissertationen ausführlich darstellen.

3.2.1 Lasertrennen des Emitters

3.2.1.1 Einleitung

Die Idee dieses Verfahrens ist, den Emitter zwischen den beiden Kontakten durch Abdampfen der n-leitenden Silizium-Schicht zu durchtrennen. Die Kontakte werden dadurch mit einem höchst einfachen Prozessschritt voneinander isoliert (vgl. Abb. 3.2 (b)).

Bei in der Si Photovoltaik üblichen Emittlern genügt es, eine Schicht von etwa 1 μm Dicke abzutragen. Hinsichtlich der Laser-Bearbeitungszeit sind die Anforderung geringer als bei der heute schon üblichen Gräben-Bildung für 'Buried Contact' - Solarzellen. Die Justierung der Laserschnitte kann durch computergesteuerte Spiegel bewerkstelligt werden, was unproblematisch ist und bei entsprechender Programmierung ein sogar gewisses Ausgleichen von Justierungsfehlern bei der Metallisierung, etwa durch ein 'Verziehen' der Drucksiebe, erlaubt.

Kritisch ist bei diesem Verfahren die Schädigung der von der Laserbehandlung betroffenen Oberfläche. Sind die Metallkontakte bereits aufgedruckt, so kann die durch Laserabdampfen geschädigte Oberflächenschicht praktisch nicht mehr durch Ätzen entfernt werden, ohne die Kontakte zu schädigen. Ein Abätzen des Schadens ist also nur vor der Metallisierung möglich, allerdings muß dabei der Emitter vom Angriff der Ätzlösung geschützt werden, durch ein zwischen Emitterdiffusion und Laserbehandlung abgeschiedenes Nitrid oder Oxid. Eine NaOH-Ätzlösung greift dann nur die vom Laser freigelegte Si-Oberfläche an. Diese Nitrid- bzw. Oxidschicht müßte vor dem Drucken der Kontakte vielleicht wieder entfernt werden (durch Abätzen mit Flußsäure), da anzunehmen ist, daß sich die Schicht in den Löchern zwischen Front- und Rückseite dünner ausbildet als auf der Rückseite, was beim Feuern des Emitterkontakts Shunts im Bereich der Löcher verursachen kann.

Bei dem im folgenden vorgestellten Experiment werden Auswirkungen eines nicht entfernten Oberflächenschadens auf die Zellparameter untersucht.

3.2.1.2 Experiment

Tabelle 3.1 stellt den Ablauf eines Experiments zur Bestimmung des Einflusses des Laserschadens auf die Zellparameter vor. Das Experiment und die Analyse wurden im Rahmen eines zehnwöchigen Forschungsaufenthaltes des Autors bei ECN (NL) durchgeführt, in Zusammenarbeit mit Rinse Bethlehem (Laserbearbeitung) und Henk Rieffe (IV-Messungen).

Tabelle 3.1: Experiment zur Bestimmung des Schadens durch Laserverdampfen von Emitterstreifen.

IV-Messung an 21 ungeschädigten Standard-Solarzellen
Laserverdampfen von 13 Emitterstreifen (zwischen jedem vierten Metallfinger)
IV-Messung der Solarzellen
Laserverdampfen von 12 weiteren Emitterstreifen (zwischen jedem vierten Metallfinger)
IV-Messung der Solarzellen
Laserverdampfen von 22 weiteren Emitterstreifen (zwischen jedem zweiten Metallfinger)
IV-Messung der Solarzellen

Ausgangspunkt waren Solarzellen der Fläche 100 cm^2 aus multikristallinem Silizium mit siebgedruckten Kontakten auf einem $30 \text{ } \Omega/\text{sqr.}$ -Emitter und ohne Antireflexschicht. Verwendet wurde ein gepulster Nd-YAG Laser mit maximaler Ausgangsleistung von 10 Watt und Q-Switch Steuerung. Bei dieser Laserart müssen Schnitte als Aneinanderreihung von kreisrunden Flecken realisiert werden. Der Durchmesser dieser Flecken bestimmt die Schnittbreite. Mit der verwendeten Optik wurde eine Schnittbreite von $60 \text{ } \mu\text{m}$ erzielt.

Nach Vorexperimenten, bei denen die verlässliche Unterbrechung des Emitters durch Laserschnitte geprüft wurde, wurden verschiedene Laserparameter für das Experiment ausgewählt. Mit dem gegebenen Laser war es leider nicht möglich, Silizium zu verdampfen, ohne gleichzeitig einen größeren Bereich der Oberfläche aufzuschmelzen. (Mit Ultrakurzpulslasern ist dies möglich). Für eine vollständige Unterbrechung der Emitterleitfähigkeit mußten durch kombiniertes Verdampfen und Schmelzen Gräben von etwa $10 \text{ } \mu\text{m}$ Tiefe erzeugt werden.

Das Frontgrid der Solarzellen bestand aus 49 Fingern im Abstand von 2 mm und zwei Busbars. Die Laserschnitte wurden jeweils in die Mitte zwischen zwei benachbarte Fingern plaziert, mit Unterbrechungen bei der Querung der Busbars und einer Gesamtlänge von 90 mm pro Schnitt.

Ergebnisse

Ein wichtiger Parameter des verwendeten Lasers ist die Q-Switch-Frequenz QF, mit der die Verstärkungsbedingung und somit das Laserlicht ein- und ausgeschaltet werden. Eine sehr hohe QF bringt mit sich, daß sich das laseraktive Material zwischen den Pulsen nicht voll aufladen kann. Bei $QF > 5000 \text{ Hz}$ konnte der Emitter kaum durchtrennt werden.

Die Zelldegradation durch die Laserschnitte hing nur geringfügig von den verwendeten Parametern ab, am geringsten war sie für die Kombination $QF = 5000 \text{ Hz}$ und Schnittgeschwindigkeit $v = 40 \text{ mm/s}$ oder 50 mm/s bei maximalem Lampenstrom. Tabelle 3.2 zeigt die Degradation der Zellen durch Laserschnitte mit diesen Parametern.

Tabelle 3.2: Degradation von V_{oc} und FF durch Einbringen von Laserschnitten in multikristalline Siebdruck-Solarzellen (QF: Q-Switch-Frequenz, v: Schnittgeschwindigkeit)

Zellnr	Laserparameter			V_{oc} [mV] // Zahl der Schnitte				FF [%] // Zahl der Schnitte			
	QF [Hz]	v [cm/s]	Lampenstrom [a.u.]	0	13	25	47	0	13	25	47
16	5000	40	225	570.4	564.8	558.5	547.2	74.5	70.7	68.7	65.6
17	5000	50	225	558.8	552.7	547.1	535.5	75.1	71.8	69.6	66.1

Hauptursache der Degradation war eine Verschlechterung der Diodensättigungsströme. Daneben stiegen die Shuntverluste mit der Anzahl der Schnitte (Abb. 3.3). Der Kurzschlußstrom war erwartungsgemäß kaum von den Laserschnitten betroffen.

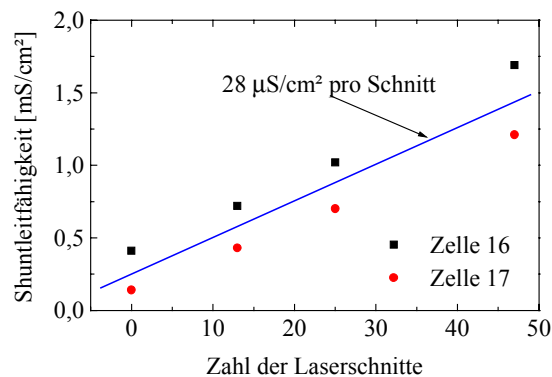


Abb. 3.3: Anstieg der Shuntverluste zweier Zellen durch Laserschnitte zwischen den Frontmetallfingern, bestimmt aus der Steigung der Hellkennlinien am Spannungs-Nullpunkt.

3.2.1.3 Simulation der Laserschädigung

Das Einbringen von Laserschnitten wurde mit 2D-Computersimulationen mit dem Programm Dessis_{ISE} untersucht. Die Diffusionslänge wurde in der Simulation so groß gewählt, daß sich als Ausgangsspannung etwa der gleiche Wert wie im Experiment ergab.

Eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen ergab sich, wenn für die vom Laser freigelegte Oberfläche im Simulationsmodell eine Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von 10^7 cm/s angenommen wurde, was etwa der thermischen Geschwindigkeit von Elektronen im Leitungsband von Silizium entspricht. Eine Gegenüberstellung von gemessener und berechneter Degradation zeigt Tabelle 3.3.

Bei der Simulation wurden zwei Vereinfachungen gemacht, die trotz der guten Ergebnisse erwähnt werden sollen. Erstens bildet das zweidimensionale Modell der Simulation glatte Schnitte über die gesamte Zellbreite ab, während die Schnittränder im Experiment etwas ausgefranst sind. Zweitens wird die Schädigung allein durch eine erhöhte Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit modelliert, während tatsächlich ein Teil der Rekombinationsverluste auch durch eine Minderung der Bulklebensdauer unmittelbar unter den Laserschnitten hervorgerufen werden kann.

Tabelle 3.3: Gemessene und berechnete Degradation von V_{oc} und FF durch Laserschnitte. Bei den korrigierten Simulationsergebnissen wurde der experimentell beobachtete Anstieg der Shuntleitfähigkeit um $28 \mu\text{S}/\text{cm}^2$ pro Schnitt eingerechnet (vgl. Abb. 3.3) und berücksichtigt, daß die Laserschnitte sich nur über 90% der Zellbreite erstrecken.

Zahl der Laserschnitte	Meßwerte (Mittelwerte der Zellen 16 und 17)		2D - Dessis-Simulation, unkorrigiert		Simulation, korrigiert um Schnittlänge und Shuntverluste	
	ΔV_{oc} [mV]	ΔFF [%]	ΔV_{oc} [mV]	ΔFF [%]	ΔV_{oc} [mV]	ΔFF [%]
0	0	0	0	0	0	0
13	5.9	3.6	6.4	3.2	6.1	3.5
25	11.8	5.7	12.4	5.2	12.2	5.8
47	23.3	9.0	23.8	7.3	22.8	8.4

Während die Spannung mit der Zahl der Gräben etwa linear abfällt, wirken die ersten Schnitte auf den Füllfaktor besonders schädlich. Die Füllfaktor-Degradation hat zwei Ursachen:

- a) Die Rekombination an den Bereichen des Aufeinandertreffens von Raumladungszone und geschädigter Oberfläche. (Eine Aufspaltung der Rekombinationsverluste in weitergehenden Simulationen zeigte, daß sich die übrige neu hinzukommende Oberflächenrekombination lediglich auf V_{oc} auswirkt [Schönecker 98].)
- b) Das Zusammenspiel schlechter Zellgebiete (nahe dem Schnitt) und guter Gebiete bewirkt, daß kein Teil der Zelle an seinem idealen 'Maximum Power Point' operiert. Dieser Effekt wirkt beim Einbringen der ersten Gräben am stärksten. Beim Einbringen immer weiterer Gräben werden die Zellen letztlich wieder homogener.

3.2.1.4 Übertragung der Ergebnisse auf Rückkontakt-Solarzellen

Für die Übertragung dieser Ergebnisse auf Rückkontaktzellen muß folgendes beachtet werden: Beim beschriebenen Experiment mit Standardsolarzellen hat der Emitter zu beiden Seiten der Laserschnitte das gleiche elektrische Potential. Bei Rückkontaktzellen wäre der Emitter auf einer Seite der Schnitte mit dem Basiskontakt verbunden und hätte einen viel kleineren Fermi-niveau-Unterschied zur p-Typ Oberfläche als der andere, mit dem Emitterkontakt verbundene Emitter. Der dominierende Rekombinationsverlust findet demnach nur an einer Kante zwischen unpassivierter p-Typ Oberfläche und Emitteroberfläche statt, der Gesamtschaden durch einen Laserschnitt ist nur etwas mehr als halb so groß wie beim durchgeführten Experiment.

Entscheidend ist nun, welche Schnittlänge für das Trennen der Kontaktbereiche notwendig ist. Bei MWT- und MWA-Solarzellen, die abgesehen vom Basiskontakt nur den Emitterkontakt-Busbar auf der Rückseite haben, genügen zwei bzw. ein Laserschnitt pro rückseitigem Busbar. Die dadurch verursachten Rekombinationsverluste sind vertretbar gering. Bei der Pin-Up-Zelle [Bultman 99] könnte Lasertrennen verwendet werden, um den Rückkontakt elektrisch von den wenigen Löchern im Wafer zu isolieren.

Anders ist die Situation bei Rückkontaktzellen mit ineinander verzahnten (englisch: 'interdigitated') Basis- und Emitter-Kontaktfingern, wie etwa bei allen EWT-Zellen. Hier ist zwischen jedem n-Typ und p-Typ Metallfinger ein Laserschnitt notwendig, was ohne Abätzen des laserinduzierten Schadens bei einem typischen Fingerabstand von 0.8-1.5 mm zu ähnlich hohen Verlusten in V_{oc} und FF führt, wie im oben vorgestellten Experiment. Ob sich die Situation bei Verwendung anderer Lasertypen, insbesondere von Ultrakurzpulslasern [Nolte 99] und UV-Lasern, besser darstellt, ist noch nicht erforscht.

3.2.2 Teilweises Entfernen des Emitters durch Plasma-Ätzen

Bei diesem Verfahren wird nach der Emitterdiffusion ein Teil der Rückseite mit einer Ätz-Barriere geschützt und anschließend in einem Plasmareaktor der ungeschützte Rückseiten-Emitter abgeätzt. Eine sehr umfangreiche, gute Darstellung dieser Technologie findet man in [Lüdemann 99].

Die Zellfrontseite muß beim Ätzen auch geschützt werden, entweder ebenfalls durch eine Ätz-Barriere oder durch Fernhalten des Plasmas von der Frontseite, etwa, indem die Zelle gasdicht auf einen Probentisch festgeklemmt wird, oder, indem, während das Plasma von oben auf die Zellrückseite wirkt, von unten ein inertes Gas die Zellfrontseite umspült. Es genügt nicht, die Zelle ohne weitere Maßnahmen mit der Frontseite nach unten auf einen flachen Probentisch zu legen, da in diesem Fall

die vom Plasma erzeugten Radikale eine gewisse Strecke zwischen Zelle und Probenstück kriechen und deshalb am Zellrand den Frontseitenemitter abätzen.

Als Ätz-Barriere auf der Rückseite lassen sich prinzipiell die bereits gedruckten Kontakte verwenden. Diese Möglichkeit wird in Kapitel 3.3.2.5 näher untersucht.

Die Wahl des Ätzverfahrens und der in die Reaktorkammer eingeleiteten Gase spielt eine große Rolle auf den an der geätzten Oberfläche zurückbleibenden Oberflächenschaden. Dieser Schaden kann gleich wie ein Laser- oder Sägeschaden durch nachträgliches naßchemisches Ätzen in NaOH entfernt werden, wenn der vom Ätzen nicht entfernte Emitter durch SiN geschützt ist. Andernfalls kann er - ebenfalls analog zu Laser- oder Sägeschaden - bei einer Rückseitengeometrie mit ineinander verzahnten Kontakten V_{oc} und FF drastisch reduzieren.

3.2.2.1 Experimente mit einem ‘direct plasma’-Reaktor

An der Universität Konstanz steht ein ‘direct plasma’-Reaktor zum Plasma-Ätzen zur Verfügung: In diesen werden die Prozeßgase O_2 und CF_4 in die evakuierte Probenkammer eingeleitet, und ein Plasma wird durch Mikrowellenanregung direkt über den Siliziumwafern gezündet. Eine Möglichkeit, die Zellen aktiv zu kühlen besteht im gegebenen Reaktor nicht. Die Schädigung der Oberfläche durch Plasmateilchen und Strahlung ist relativ groß.

In [Tikart 99] wurde der Plasmaschaden durch bewußtes Schädigen konventioneller n^+p -Siebdruck-Solarzellen untersucht, nach der gleichen Vorgehensweise wie auch in Anhang A zur Untersuchung vom Schaden durch Sägeschnitte dargestellt: Schmale Emitterstreifen wurden zwischen den Metallfingern (Fingerabstand 2 mm) abgeätzt und die Änderung der IV-Kenndaten festgehalten. Weiters wurde untersucht, ob sich der Plasmaschaden durch eine Wasserstoffpassivierung ausheilen läßt. Abb. 3.4 zeigt die von Tikart erhaltenen Ergebnisse. Folgende Schlüsse lassen sich ziehen:

- Das Plasma-Ätzen reduzierte V_{oc} und FF. Das Ausmaß der Schädigung war geringer als bei den analogen Experimenten mit mechanischer Schädigung (Abb. A.1) und Laserschädigung (Tabelle 3.3). Die Methode ist also sanfter, was nicht überrascht, da das Plasma nur auf die äußerste Oberfläche einwirkt. Außerdem wurde eine größere Streuung der Ergebnisse beobachtet, die durch Ungenauigkeiten beim Etchresist-Drucken verursacht sein kann.
- Eine nachfolgende Wasserstoffpassivierung konnte einen Teil des Plasmaschadens ausheilen. Bei einigen Zellen (Zelle 11 und 13) führte das kombinierte Ätzen und Wasserstoffpassivieren zu keiner Verschlechterung der Zellparameter.

Eine Verschlechterung des Shuntverhaltens wie bei der Laserverdampfung des Emitters wurde nicht beobachtet. Das Experiment legt nahe, daß Plasma-Ätzen in einem einfachen ‘direct plasma’-Reaktor bei optimierten Parametern ein taugliches Verfahren für die Emitterentfernung darstellen kann, auch ohne nachträgliches naßchemisches Ätzen. Bevor es einsatzbereit ist, müßte mit weiteren Tests und Optimierungsarbeiten gezeigt werden, daß man ohne die von Tikart beobachtete Streuung konstant gute Ergebnisse erzielen kann.

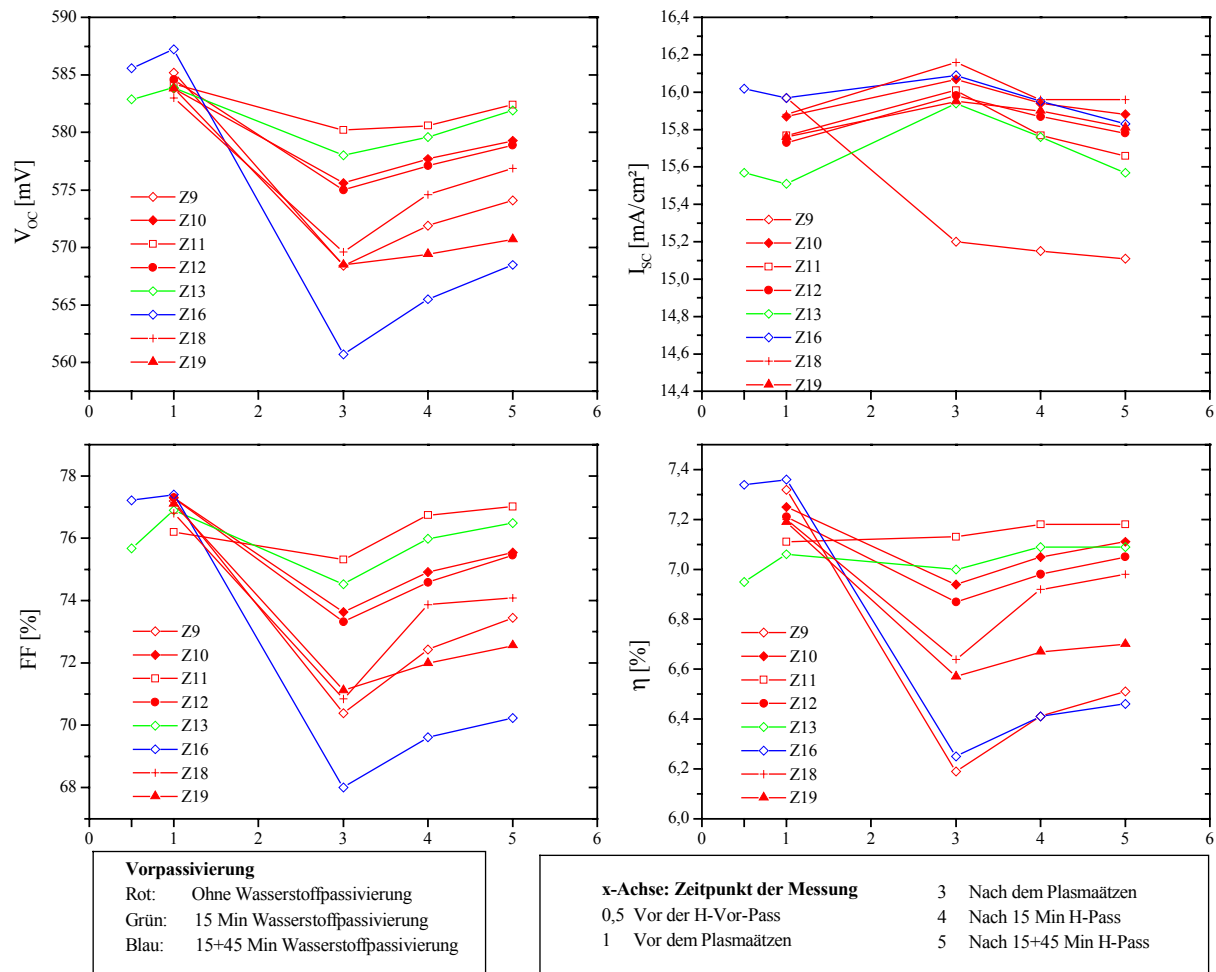


Abb. 3.4: Änderung der IV-Kennndaten von Standardsolarzellen durch gezieltes Einbringen von Plasmaschaden und anschließende Wasserstoffpassivierung. Die Zellen mit grün und blau dargestellten Kurven erhielten eine Vorpassivierung mit Wasserstoff. (nach [Tikart 99], Seite 68)

3.2.2.2 Testsolarzellen für Siebdruck auf 10 Ω/sqr. Emitter und RIE-Emitterentfernung

Mit RIE (Reactive Ion Etching) läßt sich Silizium bei geeigneten Ätzparametern ohne allzu großen Oberflächenschaden abätzen [Lüdemann 99]. Als Vorbereitung für die Herstellung der in Kapitel 3.3 beschriebenen EWT-Solarzellen mit selektivem Emitter wurden einfache, konventionelle Testsolarzellen hergestellt, mit folgenden Untersuchungszielen:

- Optimierung der Feuerparameter für Siebdruckkontakte auf einem POCl₃-diffundiertem 10 Ω/sqr. Emitter.
- Test, ob es zu Shuntverlusten führt, wenn ein Teil der Frontkontaktpaste nicht auf einem 10 Ω/sqr. Emitter liegt, sondern auf einer getemperten LPCVD SiN-Schicht, die einen 150 Ω/sqr. Emitter schützt, welcher selbst für Siebdruckkontakte ungeeignet ist.
- Abschätzung des Emittersättigungsstroms des 10 Ω/sqr. Emitters.
- Test verschiedener RIE-Parameter: Entfernen schmaler Emitterstreifen zwischen den Frontkontaktfingern und Bestimmung der Rekombinationsverluste.
- Test, ob die Oberflächenschädigung durch RIE mit Wasserstoffpassivierung ausgeheilt werden kann.

Ausgangsmaterial war CZ-Silizium, das in 5x5 cm² große Wafer gesägt wurde. Für das Untersuchungsziel b wurden 10 von BP Solarex teilprozessierte Wafer verwendet. Diese hatten auf der Frontseite eine Pyramiden-Textur, einen niedrig-dotierten Emitter und ein LPCVD-SiN. In Tabelle 3.4 ist der Ablauf des Experiments dargestellt.

Die Schädigung durch RIE wurde dem bereits beschriebenen Verfahren bestimmt, nach der ersten IV-Messung schmale Emitterstreifen zwischen den Frontkontaktfingern abzutragen und die IV-Kennlinien erneut zu messen. Das RIE wurde von Sebastian Schäfer am ISE Freiburg durchgeführt.

Erwartungsgemäß stellte der Siebdruck auf dem 10 Ω/sqr. Emitter kein Problem dar, doch auch auf diesem hochdotierten, tiefen Emitter ergaben sich Unterschiede in den IV-Kennlinien für verschiedene Parameter beim Kontaktfeuern im Gürtelofen. Die Tabellen 3.5 und 3.6 zeigen die IV-Kennlinien J_{sc} , V_{oc} , FF und die aus den Dunkelkennlinien berechneten Shuntwiderstände der mit den besten Parametern gefeuerten Wafer, jeweils vor der gezielten Zellschädigung mit RIE.

Tabelle 3.4: Ablauf des Vorversuchs zur Parameterbestimmung und Optimierung für die Herstellung von EWT-Zellen. Die Zellen von BP Solarex waren an der Frontseite vorprozessiert (siehe Text).

	Betroffene Zellen	Prozeßschritt
Vorbereitung	6 Zellen von BP	Frontseite teilweise mit Etch-Resist bedrucken
	alle Zellen von BP	Plasma-Ätzen: Entfernung des LPCVD-SiN von der nicht mit Etch-Resist geschützten Frontseite
	6 Zellen von BP	Etch-Resist entfernen
Herstellung	alle	NaOH-Defektätzen (ca. 15-20 µm/Seite)
	alle	Reinigung und POCl ₃ -Diffusion: 30 min bei 950° C, langsame Heiz- und Kühlrampen zwischen 800° C und 900° C
	alle	Siebdruck und Trocknen der Kontakte Frontkontakt: Ag-Paste, 2 verschiedene Kontaktsiebe Rückkontakt: AgAl-Paste, ganzflächig Ko-Feuern der Kontakte mit verschiedenen Parametern
	alle	Absägen des Zellrandes
Auswertung	alle	IV-Messung
	alle	Etch-Resist aufdrucken
	alle	RIE mit verschiedenen Parametern
	alle	Etch-Resist entfernen
	alle	IV-Messung
	alle	MIRHP Wasserstoffpassivierung (30 min bei 350°C)
	alle	IV-Messung

Tabelle 3.5: Mittelwerte von J_{sc} und V_{oc} der mit den besten Parametern gefeuerten Testsolarmodule. Sechs von BP Solarex vorprozessierte Wafer waren auf der Frontseite teilweise mit einem Nitrid über einem Hochleistungsemitter bedeckt.

CZ-Si Quelle	Frontkontaktfläche [%]	SiN auf Frontseite	Symbol	Anzahl	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]
Bayer	23%	nein	♣	9	14.0 ± 0.2	588.3 ± 1.0
Bayer	7%	nein	♠	7	17.1 ± 0.1	593.4 ± 0.4
BP	7%	ja	♥	6	25.5 ± 0.4	589.3 ± 3.8
BP	7%	nein	♦	4	15.3 ± 0.3	570.7 ± 4.3

Tabelle 3.6: Verteilung der Füllfaktoren und Shuntwiderstände. Ein Teil der Zellen wurde sofort nach Erreichen der programmierten Ofentemperaturen kontaktgefeuert, beim anderen Teil wurde eine halbe Stunde gewartet, bis sich die Ofentemperatur stabilisiert. Die Symbole ♣♠♥♦ geben nach Tabelle 3.6 das verwendete CZ-Material und das Frontkontaktgrid an. Die mit ♥ gekennzeichneten Zellen sind frontseitig etwa zur Hälfte mit SiN auf einem Hochleistungsemitter bedeckt.

FF [%]	>79	78.5-79	78-78.5	77.5-78	77-77.5	76.5-77	76-76.5	<76
	♣	♣♣	♣	♣♣	♣♠♠♠♠♦	♣♣♠♠♠	♦♦♦	♥♥♥♥♥♥♥
Shunts [kΩcm ²]	>10	5-10	3-5		2-3	1.2-2	0.8-1.2	<0.8
	♣♦♦	♣♣♠♦	♣♠♠♠♠♠♥♥		♣♣♠♠♥	♥	♣♣	♣♥♥

Aus den Tabellen 3.5 und 3.6 läßt sich folgendes festhalten:

- Die Streuung in J_{sc} und V_{oc} war äußerst gering. Die Werte von J_{sc} sind sehr niedrig. Dies liegt, wie Messungen der IQE belegen, an der sehr schlechten Verwertung kurzweiliger Strahlung durch den $10 \Omega/\text{sqr}$. Emitter.
- Alle ‘gewöhnlichen’ Zellen haben Füllfaktoren über 76 %. Bei den von BP vorprozessierten Testzellen mit teilweiser Nitridbedeckung reduziert der Serienwiderstand im hochohmigen Emitter unter dem Nitrid den Füllfaktor. Bei den Zellen mit 23 % Frontkontaktbedeckung ist der Füllfaktor am höchsten. Dies liegt am geringeren Serienwiderstand dieser Zellen.
- Alle ‘gewöhnlichen’ Zellen mit 7 % Frontkontaktbedeckung haben Shuntwiderstände über $2 \text{ k}\Omega\text{cm}^2$. Wie erwartet sind also die Shuntverluste bei kleinerer Kontaktfläche kleiner. (Hingegen zeigten Fits der gemessenen Dunkelkennlinien, daß bei diesem Experiment die Kontaktfläche keinen Einfluß auf I_{02} hat.)
- Das Nitrid bietet bei den gewählten Ofenparametern einen annehmbaren Schutz vor einem ‘Durchfeuern’ des darunterliegenden Hochleistungsemiters mit der Frontkontaktpaste. (‘Durchfeuern’ bedeutet, daß der Emitterkontakt auch zur Basis einen ohmschen Kontakt bildet.)

Emittersättigungsstrom J_{0e}

Für die spätere Analyse von EWT-Solarzellen mit selektivem Emitter (Kapitel 3.3.4), deren Kontakte auf einen gleich diffundierten $10 \Omega/\text{sqr}$ -Emitter gedruckt sind, ist es wertvoll, J_{0e} an diesen einfachen Testsolarzellen zu bestimmen.

Bei eindimensionaler Betrachtung setzt sich der gesamte Sättigungsstrom J_0 zusammen aus einem Anteil des Emitters und einem Anteil von Basis und Rückseite. Mit Strom J_{sc} und Spannung V_{oc} steht er in guter Näherung in folgender Beziehung:

$$J_0 \approx J_{sc} \cdot e^{-qV_{oc}/kT} \quad (3.1)$$

Shuntverluste und der Einfluß der Rekombination in der Raumladungszone sind in dieser Gleichung vernachlässigt. Setzt man für J_{sc} und V_{oc} die Werte aus Tabelle 3.6 ein, so ergibt sich für die Zellen aus dem Bayer-Material $J_0 = 1.6 \text{ pA}/\text{cm}^2$. Der Anteil aus Basis und Rückkontakt läßt sich ausdrücken durch [Green 82]:

$$J_{0B} = \frac{qD_e n_i^2}{L_{eff} N_A} \quad (3.2)$$

Hierin ist D_e die Elektronen-Diffusionskonstante, N_i die intrinsische Ladungsträgerkonzentration, N_A die Substratdotierung. Die 'effektive Basisdiffusionslänge' L_{eff} ist mit S_b als Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit und W als Basisdicke folgendermaßen definiert:

$$L_{\text{eff}} = L_{\text{Diff}} \cdot \frac{D_e / L_{\text{Diff}} \cosh\left(\frac{W}{L_{\text{Diff}}}\right) + S_b \sinh\left(\frac{W}{L_{\text{Diff}}}\right)}{S_b \cosh\left(\frac{W}{L_{\text{Diff}}}\right) + D_e / L_{\text{Diff}} \sinh\left(\frac{W}{L_{\text{Diff}}}\right)} \quad (3.3)$$

L_{eff} läßt sich durch Messung der internen Quantenausbeute und Fit an ein analytisches Modell bestimmen [Basore 93]. Messungen und Computersimulationen von Zellen aus Bayer-CZ-Silizium ergaben $L_{\text{eff}} = (280 \pm 80) \mu\text{m}$. (Die Unsicherheit rührt vom großen Einfluß von Meßungenauigkeiten, sowie von ungenau bekannten Größen bei der Auswertung, etwa der Rückseitenreflexion und der optischen Konstanten von Silizium [Keller 98].) Mit den Werten $N_A = 1.15 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (berechnet aus der Leitfähigkeit), $D_e = 27.9 \text{ cm}^2/\text{s}$ und $n_i = 1.00 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [Sproul 91] ergibt sich aus Gleichung (3.2) der Wertebereich $J_{0B} = (1.4 \pm 0.5 \text{ pA}/\text{cm}^2)$.

Für J_{oe} ergibt sich: $J_{\text{oe}} = J_0 - J_{0B} = (0.2 \pm 0.5 \text{ pA}/\text{cm}^2)$. Davon ist natürlich nur der positive Bereich sinnvoll. Das Ergebnis dieser Bestimmung ist also: $J_{\text{oe}} \leq 0.7 \text{ pA}/\text{cm}^2$.

RIE-Schaden und Wasserstoffpassivierung

Auf die bereits vermessenen Zellen wurde auf die Zellen mit dem Frontkontaktmuster 1 (23% Metallbedeckung, Fingerabstand 4.5 mm) ein Ätz-Resist aufgedruckt, mit je einer schmalen (0.3 mm), linienförmigen Öffnung zwischen benachbarten Metallfingern. Der Emitter wurde an diesen Öffnungen durch RIE entfernt, unter 5 verschiedenen Parametersätzen für das Ätzen. Anschließend wurde

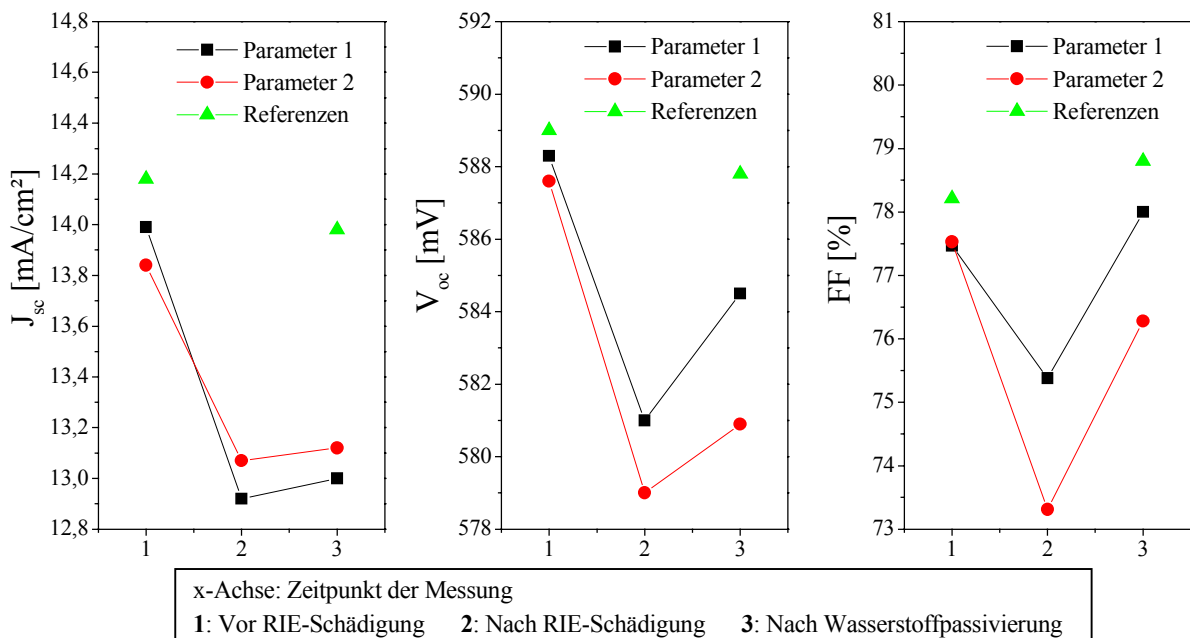


Abb. 3.5: Änderung der IV-Kenndaten durch RIE-Abätzen von schmalen Emitterstreifen zwischen den Frontkontaktfingern und durch nachfolgende Wasserstoffpassivierung. Die Kurven sind Mittelwerte von Messungen an jeweils drei Zellen bzw. vier Referenzzellen, wobei sämtliche Einzelmessungen kaum von den Mittelwerten abweichen.

getestet, welche Rekombinationsverluste durch das Plasma-Ätzen entstanden sind, ob sich der Plasma-Oberflächenschaden durch eine MIRHP-Wasserstoffpassivierung ausheilen läßt und ob der Emitter tatsächlich abgeätzt wurde. Mit Referenzzellen wurde die Wirkung der Wasserstoffpassivierung ohne vorangehende RIE-Schädigung festgehalten. Nur zwei der fünf Parametersätze zeigten eine eindeutige Durchtrennung des Emitters an den Öffnungen im Etch-Resist. Für diese zeigt Abb. 3.5 die Ergebnisse.

Das Experiment zeigt, daß auch partielle Emitterentfernung durch RIE zu Rekombinationsverlusten führt, allerdings ist das Ausmaß tolerierbar, und der Schaden kann durch eine nachfolgende Wasserstoffpassivierung zum großen Teil ausgeheilt werden. Nicht geklärt wurde bei diesem Experiment, ob auch andere Hochtemperaturschritte, speziell das Feuern der gedruckten Metallkontakte den Plasmaschaden ausheilen können. Die Verluste in J_{sc} entstehen vor allem durch die Reduktion der Emitterfläche und sind daher ohne weitere Bedeutung für die Anwendung von RIE bei der Gestaltung der Solarzellenrückseite.

In Kapitel 3.3.2.5 wird ein Experiment beschrieben, bei dem getestet wurde, ob die Verwendung der Metallkontakte als Ätz-Barriere zu einem größeren Schaden führt.

3.2.3 Mechanisches Trennen der Kontakte

Der zunächst ganzflächige rückseitige Emitter wird entweder an den für den Basiskontakt vorgesehenen Stellen abgefräst [Kress 97], [Kress 98] oder zwischen Basis- und Emitterkontakt durchtrennt [Blaschek 00]. Als Werkzeug dient wie bei der mechanischen Frontseitentexturierung ein Strukturierungsgerät mit schnellrotierender Walze, in deren Oberflächenschicht Diamantkörner eingearbeitet sind, oder, sofern nur wenige Schnitte gemacht werden müssen, eine konventionelle Wafersäge.

Wie bei Laserschnitten bleibt auch beim mechanischen Emitter-Entfernen ein Oberflächenschaden zurück. Um diesen loszuwerden, muß die geschädigte Oberfläche abgeätzt werden, etwa in NaOH bei gleichzeitigem Schutz des verbliebenen Emitters unter einer vor der Diffusion aufgetragenen Nitridschicht. Andernfalls nehmen die Rekombinationsverluste an den freigelegten Oberflächen (speziell den an die Oberflächen stoßenden pn-Übergängen) ein ähnlich großes Ausmaß an wie bei der Laserverdampfung. Dies ist durch in Anhang A beschriebene Experimente eindeutig belegt und steht in gutem Einklang mit tatsächlich erzielten IV-Kenndaten [Kress 97].

Damit läßt sich auch die fast gleiche Schlußfolgerung wie bei der Laserbearbeitung ziehen: Für Rückkontaktzellen, bei denen vom Emitterkontakt allein Busbars auf der Rückseite plaziert sind, ist mechanisches Trennen ein vorzügliches Verfahren für Kontaktisolation [Blaschek 00]. Bei Zellen mit ineinander verzahntem Basis- und Emitterkontakt ist mechanisches Abfräsen ohne nachheriges Oberflächenschadenätzen eine schlechte Methode, da die verursachten Rekombinationsverluste sowohl Spannung als auch Füllfaktor drastisch einbrechen lassen. Außerdem erfordert eine verzahnte Geometrie bei großen Zellen mit mehr als einem Busbar pro Polarität ein Von-oben-in-die-Zelle-Hineinfahren mit der Strukturierungswalze, was eine schwer lösbare technische Aufgabe ist. Mindestens müßten bei dieser Aufgabe für die Umsetzbarkeit im Massenproduktionsbetrieb die heute verfügbaren Strukturierungsgeräte hinsichtlich Bearbeitungszeit und Waferbelastung noch wesentlich weiterentwickelt werden.

3.3 Herstellung und Analyse von EWT-Solarzellen

In diesem Kapitel werden EWT-Solarzellen durch Messungen und Computersimulationen eingehend charakterisiert. Die Untersuchung beschränkt sich auf ein einziges, sehr erfolgversprechendes Herstellungsverfahren für EWT-Solarzellen mit selektivem Emitter, welches in Kapitel 3.3.1 vorgestellt wird.

3.3.1 Der Herstellungsprozeß

In Tabelle 3.7 ist ein Herstellungsprozeß für EWT-Solarzellen mit selektivem Emitter vorgeschlagen, der in Zusammenarbeit mit den ACE-Projekt-Partnern BP Solarex, ECN und Fraunhofer ISE erfolgreich erprobt wurde.

Tabelle 3.7: Herstellungsprozeß für EWT-Solarzellen mit siebgedruckten Kontakten und selektivem Emitter.

Nr.	Prozeßschritt	Ort der Durchführung
1	Vorprozessierung mit folgendem Resultat: Zufallspyramiden, hochohmiger Emitter und LPCVD-SiN auf der Frontseite der Wafer; plane Rückseite ohne LPCVD-SiN	BP Solarex
2	5x5 Zellen aussägen	Uni Konstanz
3	Löcher erzeugen mit einem Nd-YAG Laser	ECN
4	Entfernen des Laserschadens in heißer NaOH Von der Rückseite wurden etwa 15-20 µm abgeätzt	Uni Konstanz
5	Reinigung in H ₂ O ₂ /H ₂ SO ₄ und HF	Uni Konstanz
6	POCl ₃ -Diffusion, 30 min bei 950° ¹ , langsame Heiz- und Abkühlrampen zwischen 800° und 950°, Phosphorglas ätzen in verdünnter HF	Uni Konstanz
7	Vollständiges Bedrucken der Frontseite mit Etch-Resist, Aufdrucken einer Etch-Resist-Maske auf der Rückseite mit Siebdruck	Uni Konstanz
8	Emitter abätzen mit RIE, Ätzgase SF ₆ und O ₂ , gekühlter Probenstisch	ISE Freiburg
9	Strippen des Etch-Resist mit Gykoether, Reinigung in heißer H ₂ O ₂ /H ₂ SO ₄ und HF ²	Uni Konstanz
10	Siebdruck und Trocknen von Ag-Emitterkontaktpaste Siebdruck und Trocknen von AgAl-Basiskontaktpaste	Uni Konstanz
11	Ko-Feuern der Siebdruckkontakte	Uni Konstanz
12	30 min Sintern bei 380° in Ar/H ₂ -Atmosphäre ³	Uni Konstanz

¹ Die Schichtwiderstände nach der Diffusion waren $(10.0 \pm 1.0) \Omega/\text{sqr.}$ an der rückseitigen Silizium-Oberfläche und $(150 \pm 10) \Omega/\text{sqr.}$ auf dem von BP vorprozessierten Frontseitenemitter unter der SiN Schicht.

² Die vom Plasma geätzte Oberfläche war nach dem HF-Dip nicht wasserabweisend.

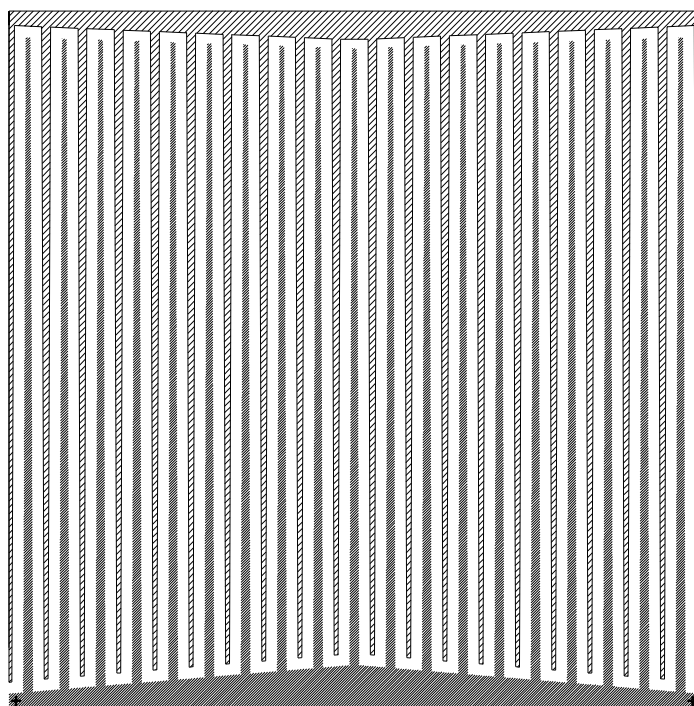
³ An einigen Zellen wurde vor dem Sintern eine MIRHP-Wasserstoffpassivierung durchgeführt. Dies hatte keine positiven Auswirkungen auf die IV-Kenndaten.

Das von BP Solarex erhaltene CZ-Si hatte eine Dicke von 300 μm und einen spezifischen Widerstand von 1.33 Ωcm . Ein Abtrennen der Zellränder ist bei diesem Prozeß überflüssig. Justieren ist zwar bei den Siebdruckschritten unumgänglich, die Herstellung eines selektiven Emitters erfordert aber keine zusätzlichen Justierungsschritte.

Parallel zu den EWT-Zellen mit selektivem Emitter wurden zwei Arten von Referenzzellen hergestellt: Reine Rückkontakt-Solarzellen, bei denen das Löcherbohren ausgelassen wurde, und EWT-Solarzellen mit homogenem 10 $\Omega/\text{sqr.}$ -Emitter. Bei letzteren wurde ein CZ-Material von Bayer mit einem spezifischen Widerstand von 0.47 Ωcm und der Ausgangsdicke 340 μm verwendet und auf die Vorprozessierung der Frontseite völlig verzichtet. In Summe wurden 13 EWT-Zellen mit selektivem Emitter, 3 Rückkontaktzellen und 2 EWT-Zellen mit homogenem Emitter hergestellt.

Abb. 3.6 zeigt das Layout der verwendeten Siebe für die Metallisierung. Der Abstand der beiden Kontakte zueinander und zum Zellrand beträgt an jeder Stelle mindestens 800 μm . Die Etch-Resist Maske für das Schützen des Emitters überragte die Emitterkontakt-Maske an jeder Stelle genau um 400 μm . Die Fehlertoleranz beim Drucken der Kontakte war demnach 400 μm , was auch ohne automatisches Justiersystem problemlos eingehalten werden konnte. Die Verjüngung der Metallfinger und der Busbars dient der Minimierung der Serienwiderstandsverluste.

Abb. 3.7 einige Elektronenmikroskop-Bilder der Zellen.



Zellgröße 50x50 mm²

Emitterkontakt:

Busbar: max. Breite: 2.00 mm
min. Breite: 1.00 mm

Finger: max. Breite: 0.64 mm
min. Breite: 0.24 mm

Randfinger: max. Breite: 0.39 mm
min. Breite: 0.19 mm

Basiskontakt:

Busbar: max. Breite: 3.00 mm
min. Breite: 1.00 mm

Finger: max. Breite: 0.70 mm
min. Breite: 0.30 mm

Abstand zweier gleichartiger
Metallfinger (Mitte zu Mitte) : 2.56 mm

Abstand der Kontakte
zueinander: 0.8 mm
zum Zellrand: 0.8 mm

Abb. 3.6: Zeichnung der Druckmasken für die Metallisierung. Oben hell die Emitterkontakt-Maske, unten dunkel die Basiskontakt-Maske, links die Maßangaben der Masken. Bei sämtlichen IV-Messungen wurden die Zellen allein in der Mitte der beiden Busbars kontaktiert.

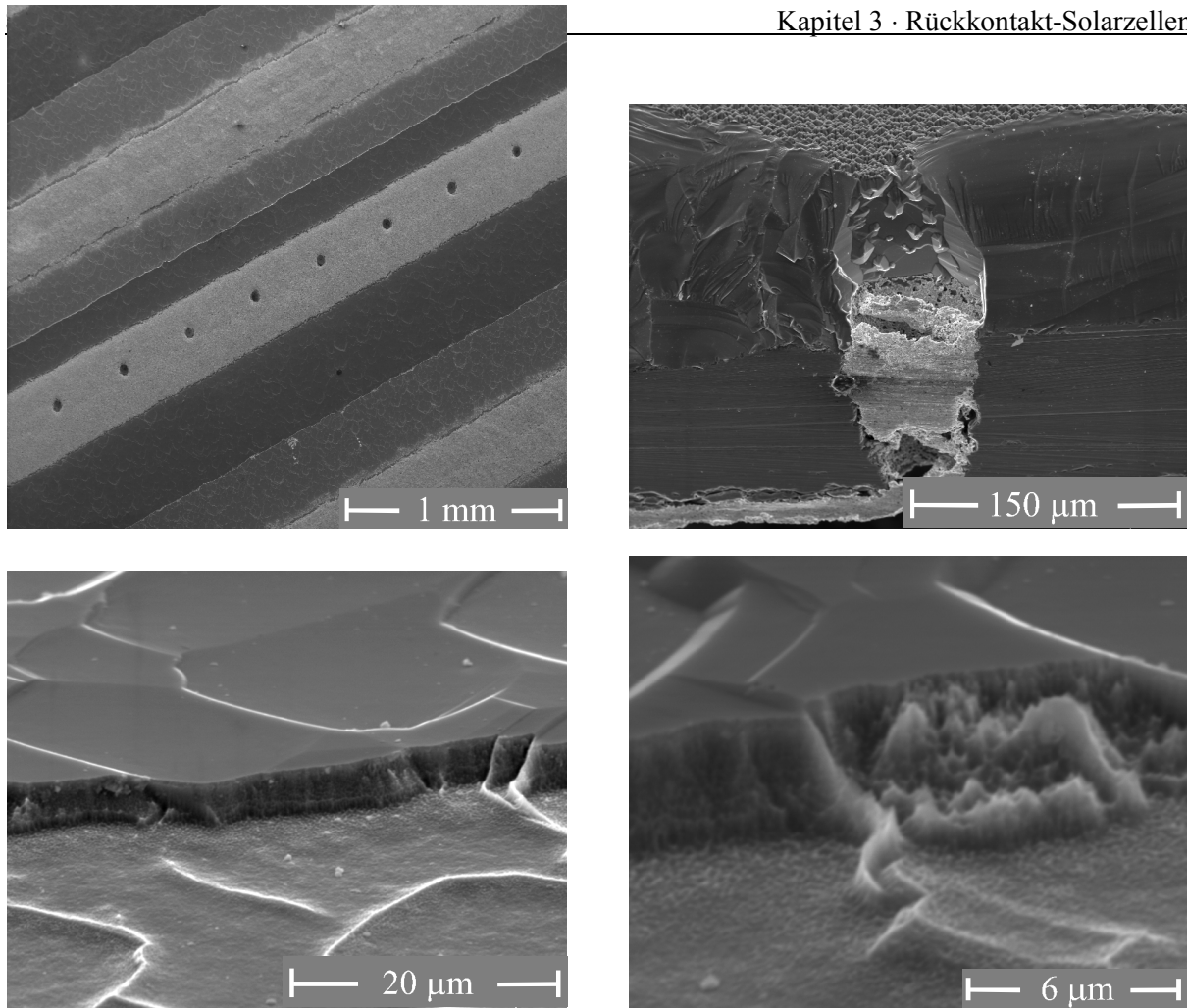


Abb. 3.7: SEM-Aufnahmen der EWT-Solarzellen. Oben links: Aufnahme der Rückseite. Ein Emitterkontaktfinger (Bildmitte) läuft über die Löcher auf dem dunklen Emitterbereich, die Basiskontaktfinger liegen auf den helleren Basisbereichen. Oben rechts: Querschnittsaufnahme eines lasergebohrten Lochs, das etwa bis zur Hälfte mit Silberkontakt gefüllt ist. Es ist deutlich zu sehen, daß sich die Kontaktpaste beim Trocknen oder beim Feuern zusammenzieht. Unten links: Was aussieht wie die Kreidefelsen von Dover bei schwerem Seegang, ist die Kante zwischen Emitter- und Basisoberfläche, entstanden durch das teilweise Abätzen des Emitters mit RIE. Die 'Wellenstruktur' entsteht beim NaOH-Defektätzen. Unten rechts: An vielen Stellen dieser Kante gibt es Strukturen wie auf diesem Bild. Wahrscheinlich war an diesen Stellen die Ätz-Barriere sehr dünn und bot nur einen 'halben' Schutz gegen das Plasma.

3.3.2 Experimentelle Charakterisierung

3.3.2.1 IV-Messungen

Hellkennlinien

Tabelle 3.8: IV-Kenndaten der EWT-Solarzellen mit selektivem Emitter sowie der Referenz-Solarzellen unter Standardbedingung (25°C, Lichtintensität 100mW).

Zellnr.	FF [%]	J_{sc} mA/cm ²	V_{oc} [mV]	η [%]
EWT-Zellen mit selektivem Emitter				
beste Zelle z10	67.23	36.94	582.0	14.45
zweitbeste Zelle z8	66.33	36.90	580.9	14.22
Mittelwerte über alle 13 Zellen	62.0 ± 2.9	36.7 ± 0.5	579 ± 3	13.2 ± 0.6
Referenzen ohne Löcher				
z14	68.60	8.04	549.6	3.03
z18	69.89	7.29	546.4	2.78
z4	70.45	6.41	544.0	2.46
Referenzen mit homogenem 10 Ω/sqr.-Emitter und 0.47 Ωcm Substratmaterial				
z7	69.80	19.46	591.5	8.03
z2	69.22	19.14	595.8	7.89

Strom und Spannung aller Zellen gleicher Herstellungsart unterliegen nur geringfügigen statistischen Schwankungen. Alle EWT-Zellen mit selektivem Emitter haben gute Ströme und weisen Wirkungsgrade > 12.4 % auf. Die beiden besten Zellen haben Wirkungsgrade über 14.2%, was Ende 1999 den höchsten Wirkungsgrad auf siebgedruckten EWT-Solarzellen darstellt. Die eher geringe Spannung liegt, wie die Analyse später zeigt, vor allem an einer geringen Basisdiffusionslänge des verwendeten CZ-Si von etwa 160 µm am Ende des Prozesses.

Die Referenzen ohne Löcher haben sehr geringe Ströme, was daran liegt, daß die meisten Ladungsträger nahe der Frontseite generiert werden, die Diffusionslänge aber kleiner ist als die Zelldicke. Die Referenzen mit homogenem Emitter haben kleine Ströme. Dies liegt neben der schlechten blauen Quantenausbeute auch am Fehlen einer Frontseitentexturierung und Antireflexbeschichtung. Die Spannungen dieser Zellen sind dagegen wegen der hohen Substratdotierung hoch.

Die größte Schwäche der EWT-Zellen mit selektivem Emitter liegt im niedrigen Füllfaktor, welcher, wie die spätere Analyse zeigt, vor allem durch hohe verteilte Serienwiderstandsverluste beeinträchtigt wird. Die Füllfaktoren streuen stark und waren vor dem abschließenden Sintern noch geringer. Beides deutet darauf hin, daß ein Teil der Serienwiderstandsverluste durch hohe Kontaktwiderstände hervorgerufen wird. Dieser Verdacht wird durch den Umstand erhärtet, daß die vom Plasma freigelegte Si-Oberfläche, auf welche der Basiskontakt gedruckt wurde, nach einem HF-Dip nicht wasserabweisend war, also möglicherweise von einer dünnen Schicht bedeckt, die den ohmschen Kontakt zwischen Rückkontaktpaste und Silizium verschlechtert. Eine Verbesserung dieser Situation wäre zu erwarten, wenn man statt des Ko-Feuerns der Metallkontakte zuerst den Basiskontakt bei höherer Temperatur feuert und erst danach den Emitterkontakt druckt und bei der für den Emitterkontakt optimierten Temperaturrampe feuert.

Dunkelkennlinien

Durch Fits der gemessenen Dunkelkennlinien nach Gleichung (2.4) können die Größen R_{shunt} und I_{02} bestimmt werden. Abb. 3.8 zeigt die Fitergebnisse für die EWT-Zellen und die Referenzen. Während die Streuung unter den EWT-Zellen mit selektivem Emitter ein normales Ausmaß hat, zeigen sich deutliche Unterschiede zu den Referenzzellen.

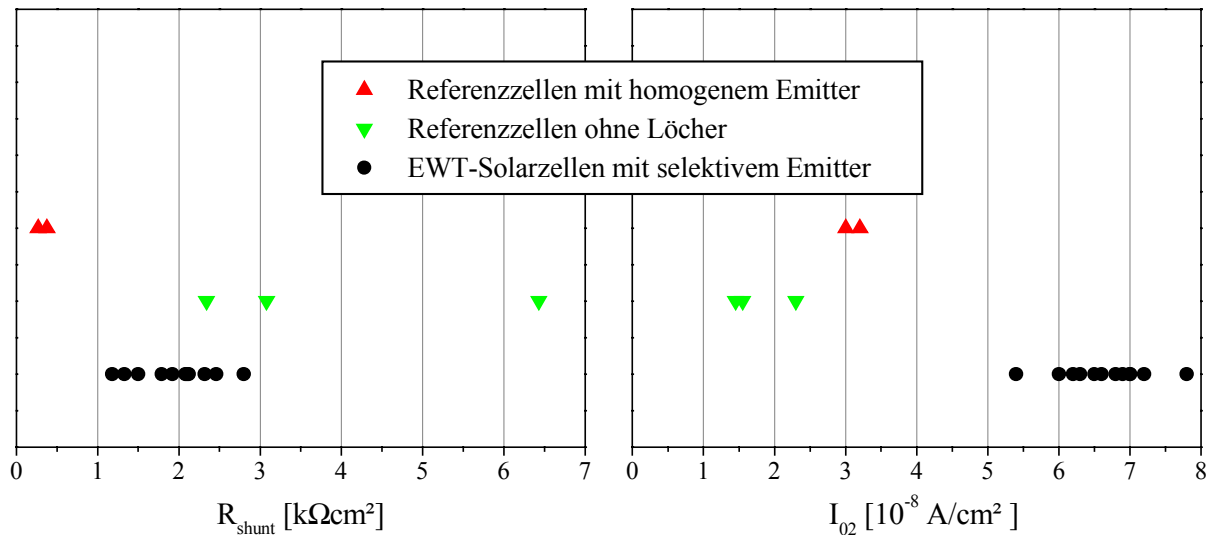


Abb. 3.8: Verteilung der Shuntwiderstände R_{shunt} und der Sättigungsströme I_{02} der 'zweiten Diode', bestimmt durch Fits der gemessenen Dunkelkennlinien mit dem Programm DF7 [Tikart 99] nach Gleichung (2.4) mit festem Diodenqualitätsfaktor $n_2 = 2$.

Die beiden Referenzzellen mit homogenem Emitter haben als einzige gravierende Shuntverluste. Die Ursache dafür liegt wahrscheinlich darin, daß bei diesen Zellen die Frontseite nicht mit einem Nitrid bedeckt ist. Beim Siebdruck und beim Trocknen der Kontaktpasten in einem Infrarot-Gürtelofen liegen die Zellen auf der Frontseite, auf welcher sich dabei Verunreinigungen absetzen können (dies wurde etwa in [Horzel 97] beobachtet), beispielsweise Spuren von Aluminium, welches von früheren Experimenten her am Gürtel des Trockenofens anhaften könnte. Ohne Schutz durch ein Nitrid können solche Verunreinigungen leichter zu lokalen Kurzschlüssen (Shunts) zwischen Emitter und Basis führen.

Für die signifikant besseren Diodenfit-Werte von R_{shunt} und I_{02} der Referenzzellen ohne Löcher gibt es drei mögliche Erklärungen:

- Der Beitrag der frontseitigen pn-Übergangs zu R_{shunt} und I_{02} tritt in den Dunkelkennlinien der Rückkontaktzellen bei kleinen Spannungen gar nicht auf, weil es keine ohmsche Verbindung zwischen Emitterkontakt und Frontseitenemitter gibt. Deswegen fehlt dieser Beitrag auch im Ergebnis des Fits nach der Zwei-Dioden-Gleichung (2.4). Derselbe Effekt wurde bei vergleichbaren Rückkontakt-Solarzellen in [Dicker 98b] durch Messungen und Simulationen festgestellt.
- Die Emitterkontaktpaste könnte innerhalb der Löcher ein anderes Feuerverhalten zeigen als an den Zelloberflächen. In diesem Fall könnte eine Verbesserung durch Variation des Lochdurchmessers oder durch eine eigene Optimierung der Feuertemperaturen mit EWT-Zellen anstatt mit konventionellen Solarzellen erzielt werden.
- Der Laserschaden wurde durch das anschließende NaOH-Ätzen nicht vollständig entfernt. Diese Möglichkeit ist nach Erkenntnissen aus anderen Experimenten unwahrscheinlich.

Die guten Werte von I_{02} bei den Referenzzellen ohne Löchern zeigen, daß ein möglicher Plasmaschaden an den rückseitigen Übergangslinien zwischen p-Typ und n-Typ Oberflächen nach dem Kontaktfeuern soweit ausgeheilt ist, daß er den Füllfaktor der Zellen kaum beeinträchtigt.

Einen Einblick auf die Auswirkungen der Verluste durch R_{shunt} und I_{02} gibt Tabelle 3.9. Beide Verlustmechanismen beeinträchtigen den Füllfaktor der EWT-Zellen mit selektivem Emmitter nur in geringem Ausmaß. Bemerkenswert ist jedoch, daß die Referenzzelle 'z7' ohne die Shuntverluste einen Füllfaktor von über 76 % erreichen könnte.

Tabelle 3.9: Wirkungsgradsteigerung durch Vermeidung der Verluste durch R_{shunt} und I_{02} in den IV-Kenndaten für Solarzellen aus Tabelle 3.8

Zelle	FF[%]	V_{oc} [mV]	η [%]
z10 gemessen (EWT mit selektivem Emmitter)	67.23	582.0	14.45
z10, $R_{shunt} = 10 \text{ k}\Omega\text{cm}^2$ statt gemess. $1.92 \text{ k}\Omega\text{cm}^2$	67.57	582.3	14.53
z10, $I_{02} = 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ statt gemess. $6.6 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$	67.54	590.0	14.71
z7 (Referenz mit homogenem Emmitter)	69.80	591.5	8.03
z7, $R_{shunt} = 10 \text{ k}\Omega\text{cm}^2$ statt gemess. $270 \Omega\text{cm}^2$	76.50	597.5	8.89
z7, $I_{02} = 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ statt gemess. $3.0 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$	70.16	598.0	8.16

Hellkennlinien bei geringer Lichtintensität

Die hohen Serienwiderstände der EWT-Solarzellen mit selektivem Emmitter machen sich bei geringerer Lichtintensität weniger stark bemerkbar. Es lag daher nahe, IV-Kennlinien auch bei Lichtintensitäten unter 100 mW/cm^2 zu messen. Abb. 3.9 zeigt das Ergebnis. Obwohl die Spannung mit geringerer Lichtintensität deutlich abfällt, liegt das Wirkungsgradmaximum bei Lichtintensitäten von nur etwa 50 mW/cm^2 .

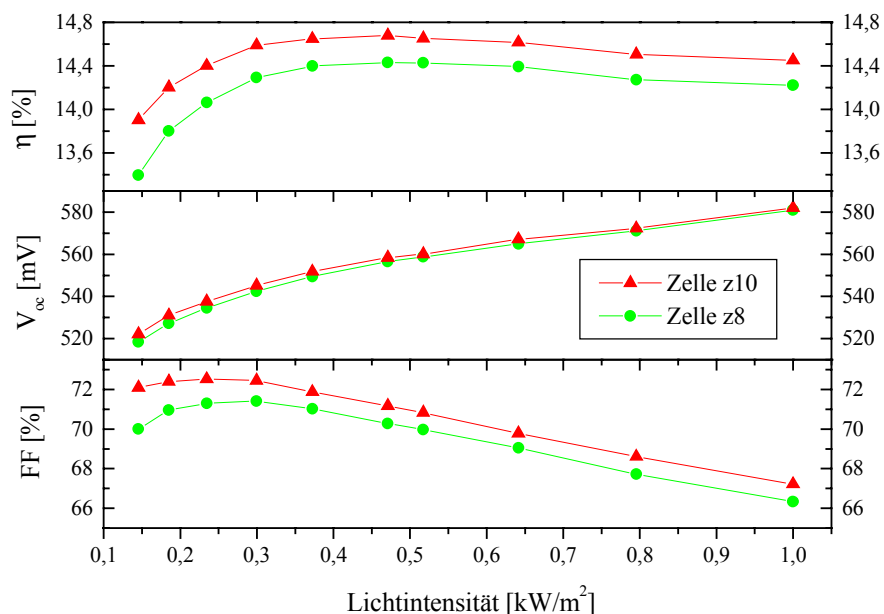


Abb. 3.9: IV-Kenndaten der EWT-Solarzellen 'z10' und 'z8' in Abhängigkeit von der Lichtintensität. Für J_{sc} wurde ein linearer Abfall mit der Lichtintensität angenommen, η wurde aus den gemessenen Werten für V_{oc} und FF berechnet. Das unterschiedliche Füllfaktor-Verhalten bei sehr kleinen Beleuchtungsstärken stammt vom Einfluß der verschiedenen großen Shuntverluste ($R_{shunt} = 1920 \Omega\text{cm}^2$ bei Zelle z10, bzw. $1180 \Omega\text{cm}^2$ bei Zelle z8).

IV-Kenndaten bei teilweiser Abdeckung der Solarzellen

Die Randbereiche der Zellen, insbesondere die Bereiche der Busbars tragen in besonderem Ausmaß zu Serienwiderstandsverlusten bei. Elektronen, die vom frontseitigen Emitter im Bereich über dem Basis-Busbar eingesammelt werden, müssen eine besonders lange Strecke im Emitter zum nächstliegenden Emitterkontakt zurücklegen. Im äußersten Fall, an der breitesten Stelle des Basis-Busbars, sind es über 4.5 mm vom Zellrand bis zum ersten lasergebohrten Loch, das den Frontseitenemitter mit dem Emitterkontakt verbindet. Beim gemessenen Frontseiten-Emitterschichtwiderstand von $150 \Omega/\text{sqr.}$ (vor der Diffusion beabsichtigt waren übrigens $100 \Omega/\text{sqr.}$) führt dies zu einem dramatischen Spannungsabfall innerhalb des Frontseitenemitters. Analog sind die Verhältnisse beim gegenüberliegenden Emitter-Busbar. Dort führt der große Abstand zum Basisgrid zu einem Spannungsabfall in der Basis, der jedoch geringer ausfällt, da der Basis-Schichtwiderstand nur etwa $50 \Omega/\text{sqr.}$ beträgt und die Breite des Emitterkontakt-Busbars wegen der besseren Leitfähigkeit der Emitterkontaktpaste schmaler gewählt wurde als die des Basiskontakt-Busbars. Kontaktwiderstände zwischen Silizium und Metallisierung vergrößern den negativen Einfluß der Busbar-Gebiete zusätzlich, da sie verhindern, daß die äußersten Spitzen der Kontaktfinger den Strom aus dem gesamten Busbarbereich aufnehmen, was effektiv die Busbarbereiche noch weiter ausdehnt.

Es wurden Hellkennlinien gemessen, bei denen Teile der Zelle durch lichtundurchlässige Masken abgedeckt wurden. Das Abdecken von 'schlechten' Teilen der Zellen reduziert auch etwas die Serienwiderstandsverluste in den Kontaktgrids, da insgesamt weniger Strom durch die Zellen fließt.

In Tabelle 3.10 sind die Ergebnisse für vier Abdeckmasken zusammengestellt. Strom und Wirkungsgrad beziehen sich jeweils auf die beleuchtete Zellfläche. Diese wird so groß angegeben, daß der Strom gegenüber voller Ausleuchtung der Zellen unverändert bleibt. Mit dieser Definition werden erstmals mit siebgedruckten EWT-Zellen Wirkungsgrade über 15 % demonstriert. V_{oc} wird durch die Abdeckung etwas geringer, da nur ein Teil der Zelle Strom generiert, aber auch in den abgeschatteten Bereichen Rekombination stattfindet.

Tabelle 3.10: IV-Kenndaten bei teilweiser Abdeckung der Solarzellen, gemessen bei 25°C und 100 mW/cm^2 Lichtintensität. Die Fläche wurde so angegeben, daß J_{sc} durch partielles Abdecken von Teilen der Zellen nicht verändert wurde.

Zelle	Maske	Öffnung	beleuchtete Fläche [cm^2]	FF [%]	J_{sc} [mA/cm^2]	V_{oc} [mV]	η [%]
z10	keine	-	25.0	67.23	36.94	582.0	14.45
z10	A	4 x 4 cm^2 in der Zellmitte	16.0	73.17	36.94	570.6	15.52
z10	D	4.2 x 4.8 cm^2 in der Zellmitte; beide Busbar-Regionen verdeckt	19.7	72.05	36.94	577.3	15.37
z8	keine	-	25.0	66.33	36.90	580.9	14.22
z8	A	4 x 4 cm^2 in der Zellmitte	16.0	72.44	36.97	567.9	15.21
z8	B	4 x 5 cm^2 ; p-Typ Busbar verdeckt	20.0	69.60	36.90	571.4	14.66
z8	C	4 x 5 cm^2 ; n-Typ Busbar verdeckt	20.0	68.38	36.90	571.4	14.15
z8	D	4.2 x 4.8 cm^2 in der Zellmitte; beide Busbar-Regionen verdeckt	19.7	71.48	36.90	572.6	15.10

3.3.2.2 Spannungsabfall entlang der Metallisierung

Die Serienwiderstandsverluste an den Kontaktgrids lassen sich direkt bestimmen, indem man den Potentialverlauf entlang der Finger und der Busbars zu den Kontaktspitzen des Meßtischs mißt. Für frontseitige Beleuchtung läßt sich diese Messung mit den gegebenen Aufbauten praktisch nicht verwirklichen, da die Kontakte auf der Zellunterseite für zusätzliche Meßspitzen unzugänglich sind. Problemlos ist die Messung dagegen dann, wenn die Zelle mit den Rückkontakten nach oben auf dem Meßtisch liegt: Zwei Kontaktspitzen werden auf die Mitte der Busbars gedrückt, und ein konstanter Strom zwischen diesen Spitzen wird angelegt. Mit einer dritten Kontaktspitze läßt sich der Potentialverlauf entlang der Metallisierung abgreifen. Die gesamte Messung wird am einfachsten bei geringer Lichtintensität (Raumbeleuchtung) durchgeführt.

In Abb. 3.10 wird der Spannungsabfall entlang der Metallisierung dargestellt. Bei der Messung wurde ein fester Strom von 0.9 A angelegt, was einer Stromdichte von 36 mA/cm² entspricht. Für beide Kontaktgrids liegt der Spannungsabfall zum Kontaktpunkt auf der Busbarmitte im Mittel über 10 mV. Unter Kurzschlußstrom-Bedingungen ist die mit den Kontaktspitzen abgegriffene Spannung demnach um mehr als 20 mV geringer als die mittlere Spannung zwischen Basis- und Emitterkontakt.

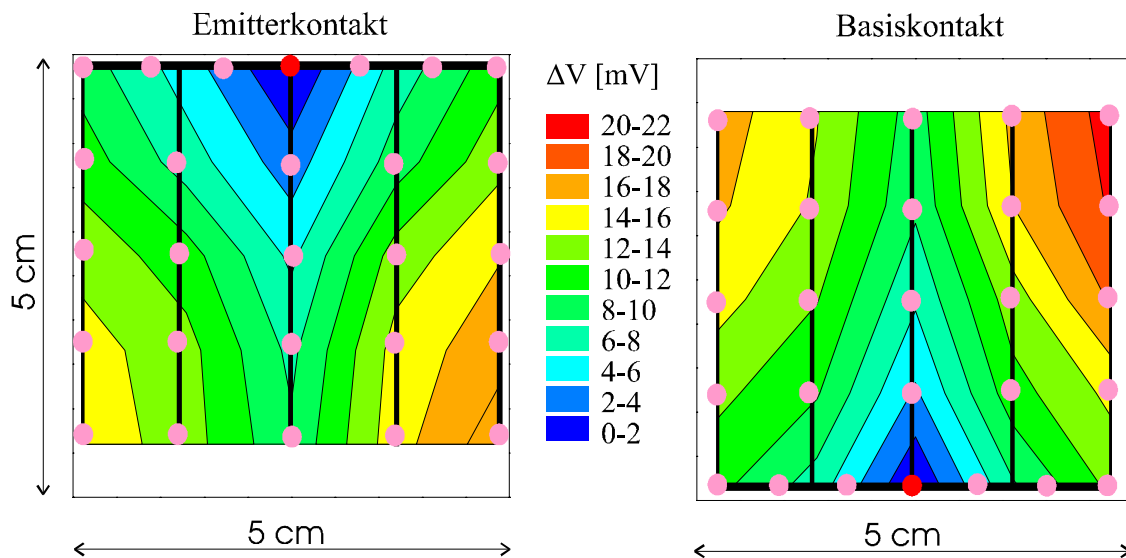


Abb. 3.10: Spannungsabfall ΔV an den Kontaktgrids, gemessen an Zelle z9 bei geringer Beleuchtung und einem zwischen den Busbar-Mitten (rote Punkte) angelegten Strom von 0.9 A. Die dicken, schwarzen Linien symbolisieren Busbars und einzelne Finger, auf welchen an den lila Punkten die Potentialdifferenz zu den roten Punkten abgegriffen wurde. Die vollständigen Kontaktmuster sind in Abb. 3.6 gezeigt. Die Asymmetrie des Spannungsabfalls zwischen linker und rechter Zelhälfte ist ein Hinweis auf Zellbereiche mit unterschiedlicher Lebensdauer, was durch eine LBIC-Messung bestätigt wird (vgl. Abb. 3.11).

Der Spannungsabfall ΔV ist in erster Näherung proportional zum durch die Zelle fließenden Strom. Eine Abschätzung anhand von Abb. 3.10 für eine Zelle mit einem Strom J_{MPP} von 32 mA/cm² und einer Spannung V_{MPP} von 445 mV am Arbeitspunkt mit maximaler Leistung (entspricht Zelle z10) ergibt einen relativen Leistungsverlust $\Delta V / (\Delta V + V_{MPP})$ von etwa 4.5 % aufgrund der ohmschen Verluste innerhalb der Kontakte. Um diese Verluste zu schmälern müßten der Abstand zwischen den Busbars reduziert werden und die Busbars selbst entweder bei der IV-Messung an mehreren Stellen kontaktiert oder durch Lötstreifen verstärkt werden. Simulationen dieser Verluste und Verbesserungsmöglichkeiten werden in den Kapiteln 3.3.4.7 und 3.4.3 vorgestellt.

3.3.2.3 LBIC-Messung

Bei der ‘Laser Beam Induced Current’ - Messung wird mit einem schmalen Laserstrahl ein kleiner Bereich der Zelle beleuchtet und der eingesammelte Strom gemessen. Durch Abrastern der Zelle (oder eines Zellbereichs) erhält man ein orts aufgelöstes Bild des Kurzschlußstrom-Signals für Beleuchtung mit der Laser-Wellenlänge. Der Aufbau der verwendeten Anlage ist in [Pernau 99] wiedergegeben.

Abb. 3.11 zeigt das orts aufgelöste LBIC-Signal der Zelle ‘z9’. Das deutlich sichtbare Ringmuster ist für CZ-Silizium nichts Ungewöhnliches: Beim Czochralski-Verfahren werden zylindrische Einkristalle aus einer Schmelze gezogen. Der mechanische Streß und das Temperaturprofil beim Kristallziehen variieren mit dem Abstand zur Zylinderachse. In der Folge kann auch die Bulklebensdauer eine Funktion dieses Abstands sein, insbesondere dann, wenn die Temperaturrampen beim Solarzellen-Herstellungsprozeß nicht optimal auf das CZ-Material abgestimmt sind [Glunz 99]. Die abgebildete 5x5 cm²-Zelle wurde aus einem größeren Wafer ausgesägt; die rechte obere Ecke der Zelle ist dem Achsenbereich des Czochralski-Zylinders zuzuordnen.

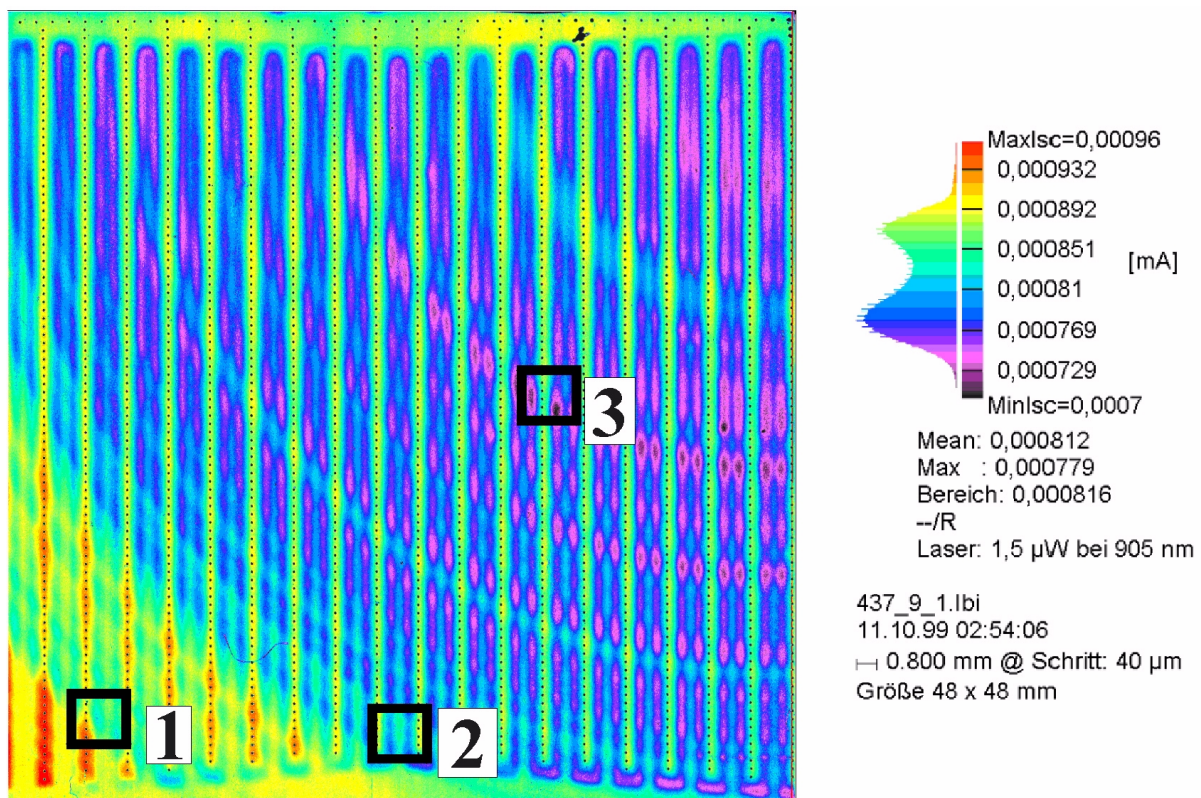


Abb. 3.11: LBIC-Signal eines 48x48 mm² großen Ausschnitts der Zelle ‘z9’, gemessen ohne Bias-Spannung und ohne Bias-Licht mit der Laser-Wellenlänge 905 nm. Der Durchmesser des Beleuchtungssspots ist etwa 10 µm. Die Löcher sind als schwarze Punkte zu sehen, der Emitterkontakt-Busbar liegt am oberen Bildrand, der Basis-Busbar am unteren. Die schwarz eingezeichneten Quadrate markieren die Lage der Beleuchtungsflecke bei der Spectral Response-Messung.

Neben der Ringstruktur, die von der örtlichen Variation der Lebensdauer herrührt, sind die Lage der lasergebohrten Löcher, des rückseitigen Emitters und des rückseitigen Basiskontakts erkennbar. Die Löcher erscheinen als schwarze Punkte im LBIC-Bild. An den senkrechten Streifen entlang der Löcher sowie am oberen Bildrand (Emitter-Busbar-Region) ist das LBIC-Signal erwartungsgemäß hoch,

da dort auch auf der Rückseite ein Emitter vorhanden ist, was die Einsammelwahrscheinlichkeit für die vom Laser generierten Ladungsträger erhöht. Über dem Basiskontakt, genau in der Mitte zwischen den Lochreihen, sowie am unteren Bildrand (Basis-Busbar) ist das LBIC-Signal moderat. In den schmalen Regionen rückseitiger unpassivierter p-Typ Oberfläche zwischen rückseitigem Emitter und Basiskontakt ist das LBIC-Signal am kleinsten. Die Übergänge zwischen den Zonen verschieden hoher LBIC-Signale sind über eine Breite in der Größenordnung der Diffusionslänge verschmiert.

Daß sich das Signal über dem Basiskontakt deutlich von dieser schlechteren Zone abhebt, liegt an der positiven Wirkung des Al-BSF's, welches sich beim Kontaktfeuern ausbildet und den Basiskontakt passiviert. Dabei ist es von Vorteil, daß der Kontakt auf einen Bereich gedruckt wurde, von dem der Emitter nach der Diffusion abgeätzt worden war. Die alternative Möglichkeit, daß durch eine Getterwirkung des AlAg-Rückkontakts das Gebiet über dem Rückkontakt eine lokal etwas höhere Diffusionslänge aufweisen könnte, läßt sich nach Erkenntnissen von Kollegen praktisch ausschließen [Hahn 99b], [Kress 99].

Die Absorptionslänge in Silizium bei 905 nm wurde in der Literatur durch Messung der Transmission an dünnen Wafern bestimmt. Die publizierten Werte unterscheiden sich um bis zu 40% relativ [Bücher 94], was zum Teil daran liegt, daß der genaue Wert von der Art der Silizium-Materials abhängt [Bücher 94], [Hahn 99]. Der von Green angegebene Wert 34.6 μm [Green 95] mit einer geschätzten Fehlergrenze von 4 % [Green 95b] basiert auf Messungen an hochreinen, monokristallinen Wafern mit spezifischem Widerstand $> 50 \Omega\text{cm}$ [Weakliem 79].

Die Absorptionslänge ist damit klein genug, daß die optischen Eigenschaften der Rückseite auf das LBIC-Signal keinen Einfluß haben. An der Frontseite wird das einfallende Licht an den Pyramiden-Oberflächen gebrochen. Unter Annahme geometrischer Optik für diese Brechung beträgt die effektive Eindringtiefe knapp 75% der Absorptionslänge, da das Licht innerhalb des Siliziums schräg nach unten läuft. Die Abmessungen der Pyramidenflächen liegen im Bereich 0.5-8 μm (siehe Abb. 3.7). Bei einer Wellenlänge von 0.905 μm in Luft bzw. 0.25 μm in Silizium treten außer Lichtbrechung auch Beugungserscheinungen auf, die, wie das Limit unendlich kleiner Pyramiden nahelegt, dazu führen sollten, daß sich das Licht im Mittel steiler nach unten ausbreitet als nach geometrischer Optik zu erwarten wäre. Für die Analyse des LBIC-Signals in Kapitel 3.3.4.5 wurde für die Eindringtiefe der Wert 27.5 μm festgesetzt.

Unklar ist, ob die intensive, monochromatische Laserbeleuchtung auf die Lebensdauer der generierten Ladungsträger und somit auf das LBIC-Signal einen Einfluß hat. Die Beleuchtungsleistung 1.5 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ entspricht bei einer Beleuchtungsfleckgröße von 10x10 μm^2 der 15-fachen Sonneneinstrahlung. Durch Brechung und Beugung an den Pyramiden verteilt sich allerdings das Licht in der Zelle rasch auf einen größeren Bereich. Die erzeugten Ladungsträger diffundieren teils durch beleuchtete Gebiete, teils durch undurchstrahlte Gebiete mit sehr geringerer Ladungsträgerdichte. Angesichts der geringen Eindringtiefe des Lichts liegt es nahe, daß die Diffusionslänge vor allem nahe der Frontseite beeinflusst sein könnte.

3.3.2.4 Reflexion und Spectral Response

Abb. 3.12 zeigt die Reflexion und IQE der Zelle 'z9'. Die Reflexion könnte kaum niedriger sein. Die Ursache liegt in der hervorragenden Pyramiden-Textur und im völligen Fehlen von Metallkontakten auf der Frontseite. Die kurzwellige IQE ist sehr zufriedenstellend, was zeigt, daß die Oberfläche des hochohmigen Frontseitenemitters durch das Nitrid gut passiviert ist. Die langwellige IQE zeigt für jene Stellen der Solarzelle die besten Werte, wo auch das LBIC-Signal am höchsten lag. Außerdem fällt auf, daß die langwellige IQE bei Messung unter Bias-Licht höher ausfällt als ohne Bias-Licht.

Aus den gemessenen IQE-Kurven werden mithilfe zweidimensionaler Computersimulationen in Kapitel 3.3.4.4 die zugehörigen Diffusionslängen bestimmt.

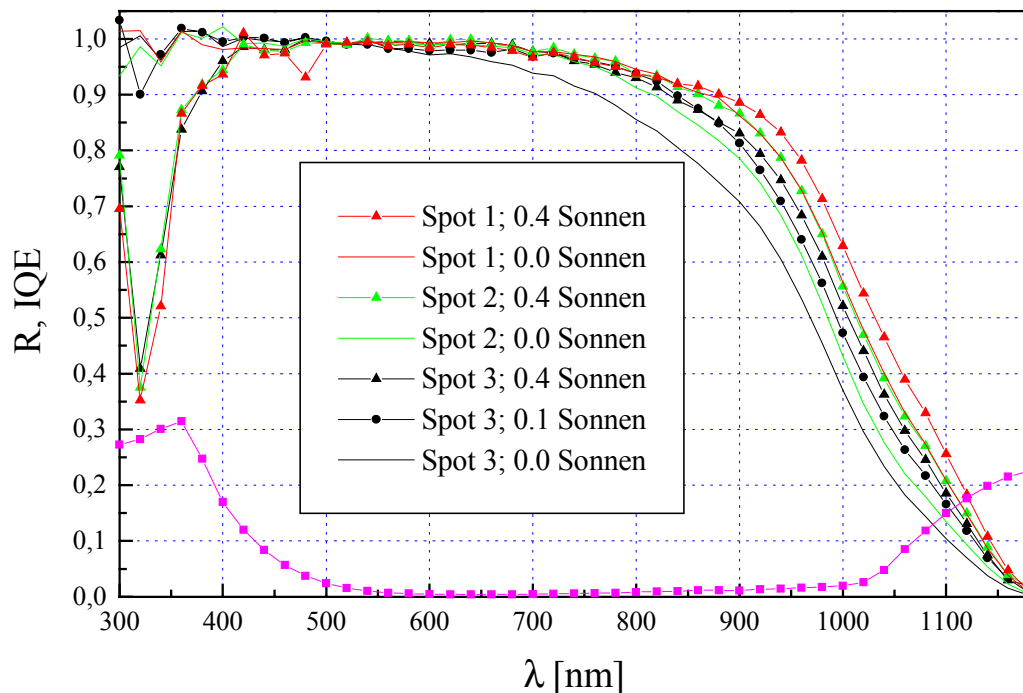


Abb. 3.12: Gemessene Reflexion (violett) und IQE der Zelle 'z9'. Die IQE wurde an den drei in Abb. 3.10 gekennzeichneten Stellen unter verschiedener Bias-Beleuchtung gemessen und auf den Wert 0.99 bei $\lambda = 520$ nm normiert. Die niedrigen Werte der IQE unter 400 nm bei starker Bias-Beleuchtung sind Meßartefakte.

3.3.2.5 Plasma-Ätzen mit Kontakten als Ätz-Barriere

Anstatt, wie in Tabelle 3.7, Schritte 7-9, beschrieben, vor der Metallisierung eine Ätz-Barriere aufzudrucken um einen Teil des Emitters abzuätzen, kann man auch die Metallkontakte selbst als Ätz-Barriere verwenden [Kress 98].

Bei dieser Variante werden beide Metallkontakte auf den zunächst ganzflächigen Emitter gedruckt. Für die Basismetallisierung wird eine aluminiumhaltige Kontaktpaste verwendet, welche beim Kontaktfeuern den darunterliegenden Emitter überkompensiert, während die Emitterkontaktpaste nur zum Emitter einen ohmschen Kontakt schließt. Nach dem Kontaktfeuern wird die Emitterschicht zwischen den Kontakten durch Plasma-Ätzen entfernt.

Das Verfahren ist aus zwei Gründen sehr attraktiv:

- Verwendet man die Metallkontakte als Ätz-Barriere, so genügt es an Genauigkeit, wenn sich die Kontaktflächen nicht überlappen. Drückt man dagegen eine zusätzliche Ätz-Barriere vor der Metallisierung, so darf deren Rand keine der beiden späteren Kontaktflächen schneiden, was zu beiden Kontakten einen Mindestabstand erfordert. Mit den Metallkontakten als Ätz-Barriere reduzieren sich demnach die Genauigkeitsanforderungen beim Drucken auf die Hälfte. Dies ist für die industrielle Herstellung von EWT-Solarzellen mit siebgedruckten Kontakten ein unschätzbare Vorteil, da Drucksiebe bei hohen Stückzahlen nicht völlig formstabil bleiben und sich bei hoher Beanspruchung um einige 0.1 mm 'verziehen' können. Eine größere Genauigkeit wird mit Schablonendruck erreichbar sein [Hoornstra 98], bei dem anstelle von Drucksieben harte Metallschablonen verwendet werden.
- Das Aufdrucken einer Ätz-Barriere auf die Zellrückseite und das Ablösen derselben entfällt. Ist die Probenhalterung des Plasma-Ätzers so gebaut, daß auf der plasmaabgewandten Seite nicht geätzt

wird, so muß abgesehen von den ohnedies notwendigen Kontakten gar keine Ätz-Barriere gedruckt werden. Nach Herstellerangaben ist eine solche Bauweise auch für hohe Prozeßdurchsätze möglich [Walther 99], indem man ein inertes Gas mit leichtem Überdruck von der Plasma-abgewandten Seite einströmen läßt.

Experiment

Es wurde getestet, ob die Verwendung der Metallkontakte als Ätz-Barriere schädliche Nebeneffekte hat. Dazu wurden fünf fertige Rückkontaktzellen nach der IV-Messung ein zweites Mal RIE-Plasma-geätzt, wobei auf der Rückseite nur die Metallkontakte als Ätz-Barriere wirkten und der verbliebene Emitter vollständig entfernt wurde. Die plasmaabgewandte Zellfrontseite war dabei mit einer aufgedruckten Ätz-Barriere geschützt.

Die IV-Kenndaten vor und nach dem zweiten Plasma-Ätzen sind in Tabelle 3.11 gegenübergestellt. J_{sc} geht durch das nachträgliche Ätzen leicht zurück und sinkt bei den Referenzzellen ohne Löcher sogar auf unter 50 % des Ausgangswerts, was durch die Reduktion der rückseitigen Emitterfläche auch zu erwarten ist. V_{oc} sinkt um etwa 10 mV, was auf Rekombinationsverluste an den Rändern des Emitterkontakts hinweist. Die Shuntverluste sind nach dem zweiten Ätzen geringer als davor.

Etwas überraschend ist der leichte Anstieg des Füllfaktors. Die Ursache dafür ist wahrscheinlich eine Verringerung des Kontaktwiderstands in der Zeit zwischen der Messung vor und der Messung nach dem Plasma-Ätzen. Der Einfluß auf die Diodencharakteristik ist, wie die in Abb. 3.13 gezeigte Veränderung der Dunkelkennlinien zeigt, komplex und noch unverstanden. Die Leitfähigkeit der beiden Metallkontakte wurde durch den Plasmaangriff um je etwa 30 % reduziert, was durch Messen des Spannungsabfalls an den Kontaktgrids bei Stromdurchfluß bestimmt wurde.

Tabelle 3.11: Änderung der IV-Kenndaten und des aus der Dunkelkennlinie gefitteten Shuntwiderstands durch RIE-Entfernen des rückseitigen Emitters mit den Metallkontakten als Ätz-Barriere. Die Zellen 'z1', 'z5', 'z6' sind EWT-Solarzellen mit selektivem Emitter, die Zelle 'z4' ist eine Referenzzelle mit homogenem Emitter, die Zelle 'z2' eine Referenzzelle ohne Löcher im Wafer.

	Vor dem zweiten Plasma-Ätzen					Nach dem zweiten Plasma-Ätzen				
	FF [%]	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	η [%]	R_{shunt} [Ω cm ²]	FF [%]	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	η [%]	R_{shunt} [Ω cm ²]
z1	60.20	37.23	583.4	13.08	1440	61.50	36.46	573.5	12.86	1828
z5	58.29	36.80	580.7	12.46	2100	61.23	36.36	570.3	12.69	2690
z6	59.37	36.96	581.1	12.75	2130	60.96	36.00	566.0	12.36	4500
z4	70.45	6.41	544.0	2.46	3090	64.90	2.82	483.8	0.88	5280
z2	69.22	19.14	595.8	7.89	375	60.41	17.80	537.0	5.78	467

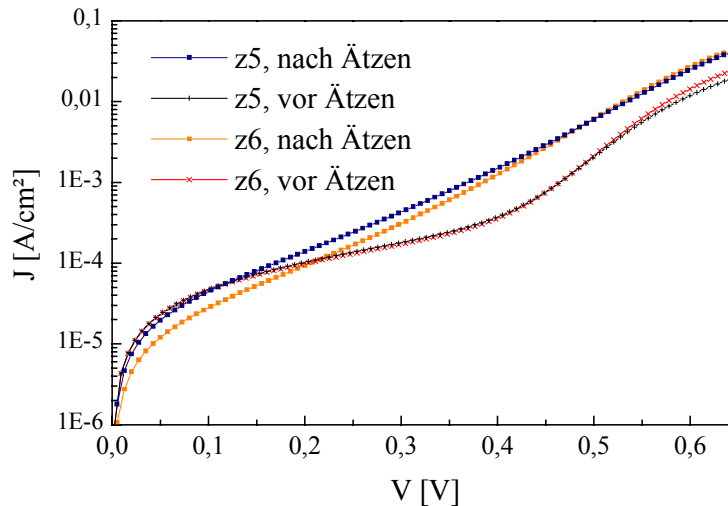


Abb. 3.13: Dunkelkennlinien der Zellen 'z5' und 'z6' vor und nach Plasma-Ätzen mit Metallkontakten als Ätz-Barriere. Nach dem Plasma-Ätzen werden die Dunkelkennlinien von einem Rekombinationsmechanismus dominiert, der einen Idealitätsfaktor von etwa 2.8 hat.

Die Ergebnisse bestätigen, daß die Siebdruckkontakte als Ätz-Barriere verwendet werden können. Dabei entstehen aber Rekombinationsverluste, die zu einer noch unverstandenen, deutlichen Verschlechterung der Diodencharakteristik und der offenen Klemmspannung führen. Für eine Beurteilung dieses Prozeßschritts müßte in weiteren Experimenten untersucht werden, ob durch eine andere Wahl der Ätzbedingungen die verursachten Rekombinationsverluste und die Abnahme der Leitfähigkeit der Kontakte vermindert werden können.

3.3.3 Netzwerkmodell für die computergestützte Analyse

Die in den Kapiteln 3.3.1 und 3.3.2 vorgestellten EWT-Solarzellen sollen durch ein Computermodell auf Basis der Drift-Diffusions-Differentialgleichungen [Sze 81] beschrieben werden. In diesem Kapitel wird das verwendete Modell vorgestellt.

3.3.3.1 Grundlagen

Eine 3D-Devisimulation einer kompletten EWT-Solarzelle der Größe 50×50×0.28 mm ist ohne Zerlegung in kleine Elemente technisch undurchführbar. Die Simulation eines kleinen Symmetrieelements allein genügt dagegen nicht für eine vollständige Beschreibung der Zelleigenschaften. Dies liegt einerseits daran, daß die Zelle aus verschiedenen Bereichen besteht (z.B. Zellmitte und Busbarregionen), die nicht alle durch ein einziges Symmetrieelement abgebildet werden können, andererseits an den Serienwiderstandsverlusten im Metallgrid, die dazu führen, daß verschiedene Zellbereiche gleichzeitig unter verschiedenem Potentialunterschied zwischen Emitter- und Basiskontakt betrieben werden, was durch die Einführung eines einzigen 'externen' Serienwiderstands nicht zufriedenstellend beschrieben werden kann [Fang 78], [Nielsen 82]. EWT-Solarzellen haben besonders ausgeprägte Unterschiede zwischen Busbar- und Normalregionen [Smith 99] und große verteilte Serienwiderstände, weshalb die Beschränkung der Computeranalyse auf ein einziges Symmetrieelement große Defizite aufweisen würde.

Das von Heiser und Altermatt vorgestellte Netzwerkmodell [Heiser 95] ermöglicht dagegen eine korrekte Berechnung von IV-Kennlinien bei überschaubarem numerischen Aufwand. Eine Simulation nach dem Netzwerkmodell ist in zwei Schritten organisiert:

1. Die Solarzelle wird in Simulationsblöcke unterteilt (Abb. 3.14). Die IV-Kennlinien der einzelnen Blöcke werden durch Devicesimulationen berechnet.
2. Alle Simulationsblöcke werden über ohmsche Widerstände zu einem elektrischen Netzwerk verbunden, und die Gesamt-IV-Kurve wird in einer Netzwerksimulation berechnet.

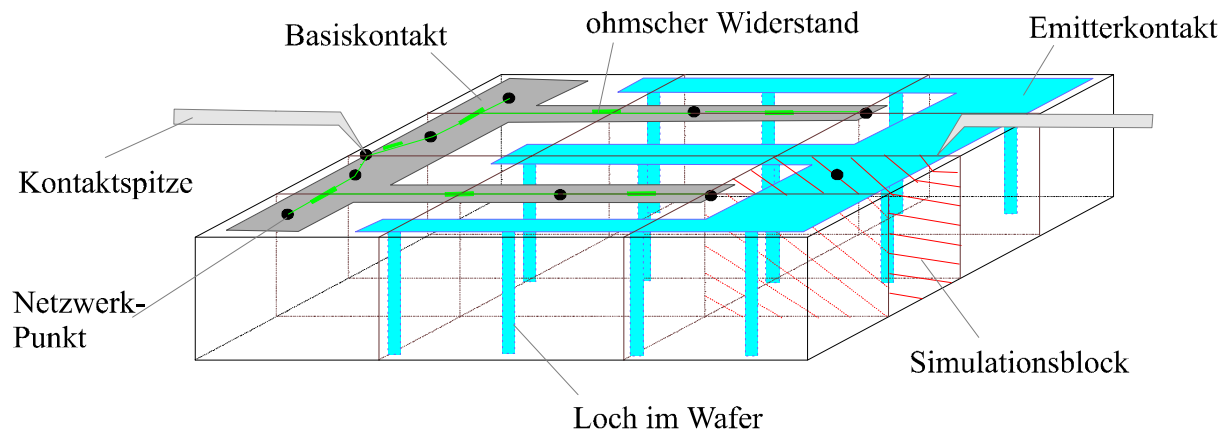


Abb. 3.14: Primitives Simulationsnetzwerk für eine EWT-Solarzelle (Ansicht von der Rückseite: links: Basis-Busbar, rechts: Emitter-Busbar). Die roten Linien unterteilen die Zelle in 12 Simulationsblöcke. Jeder Block ist mit zwei Netzwerkpunkten verbunden, einem Punkt am Basiskontakt (eingezeichnet) und einem am Emitterkontakt (nur im schraffierten Simulationsblock eingezeichnet). Die Netzwerkpunkte der beiden Kontaktgrids sind über ohmsche Widerstände (grün) miteinander verbunden.

Um den Einfluß verteilter Serienwiderstände realistisch wiederzugeben, ist eine größere Anzahl von Simulationsblöcken notwendig als in Abb. 3.14 gezeichnet. Andererseits kann das Netzwerk bei homogener Materialqualität aus Symmetriegründen auf eine Zelhälfte reduziert werden.

3.3.3.2 Definition der Simulationsblöcke

Abb. 3.15 zeigt das tatsächlich verwendete Netzwerk für die Simulation der EWT-Solarzellen. Es umfaßt nur die halbe Zellfläche, was der in Abb. 3.11 gezeigten Inhomogenität der Basisdiffusionslänge nicht ganz gerecht wird, ansonsten aber aus Symmetriegründen völlig genügt und die Rechenzeiten wesentlich verkürzt. Die Zelle ist in insgesamt 63 Simulationsblöcke unterteilt. Davon entfallen 49 Blöcke und 78 % der Gesamtfläche auf die Standard-Region in der Zellmitte, 7 Blöcke und 7.7 % der Gesamtfläche auf die Basisbusbar-Region (hellgrau), 7 Blöcke und 6.7 % der Gesamtfläche auf die Emitterbusbar-Region (grün) sowie 7 Blöcke und 7.6 % der Gesamtfläche auf die Randfinger-Region (gelb).

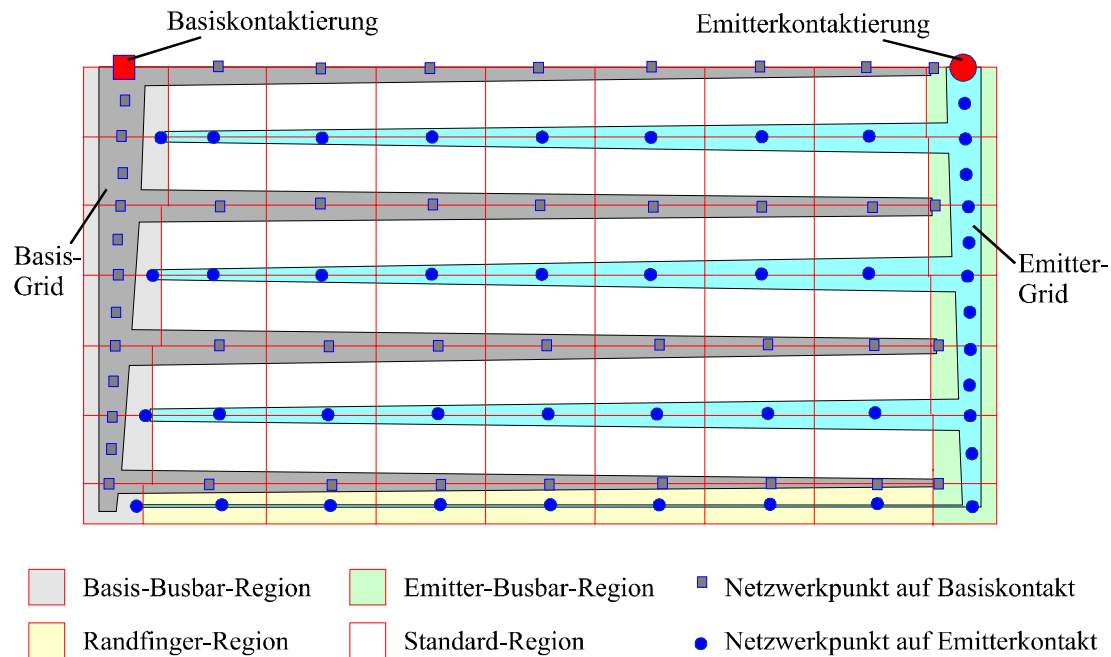


Abb. 3.15: Netzwerkgeometrie für die Simulation von EWT-Solarzellen. Die roten Linien unterteilen die Zelhälfte in 63 Simulationsblöcke. Jeder Simulationsblock ist mit je einem Netzwerkpunkt des Basis- und Emitterkontakts verbunden. Die Netzwerkpunkte beider Kontaktgrids sind untereinander durch ohmsche Widerstände verbunden.

Die Zahl der Kontaktfinger im Netzwerk wurde absichtlich klein gewählt, um die Zahl der Simulationsblöcke zu beschränken. Bei der Devicesimulation der Blöcke in der Standard-Region kann trotzdem der tatsächliche Kontaktfinger-Abstand verwendet werden. Die Breite der Metallfinger in Abb. 3.15 spiegelt die elektrische Leitfähigkeit bezogen auf die Breite der Simulationsblöcke wider. Sämtliche Devicesimulationen werden in zwei Dimensionen durchgeführt, was bei sorgfältiger Definition der Simulationselemente völlig ausreicht. Der Rechenaufwand für 3D-Devicesimulationen wurde getestet. Es zeigte sich, daß sie mit den zur Verfügung stehenden Rechnern in ausreichender Genauigkeit und Rechengeschwindigkeit nicht durchführbar sind, weil das Zusammentreffen von Symmetrie-Einheitszellen mit Abmessungen von mehreren hundert Mikrometern mit dem Erfordernis einer Auflösung im Zehntel-Mikrometer-Bereich an den pn-Übergängen und an der beleuchteten Oberfläche bei korrekter 3D-Modellierung zu einer übergroßen Zahl an Diskretisierungspunkten für die Lösung der Halbleitergleichungen führt.

Die Blöcke der durch verschiedene Farben gekennzeichneten Regionen in Abb. 3.15 erfordern unterschiedliche Einheitszellen für die Devicesimulation. Strenggenommen bilden die beiden Simulationsblöcke an den unteren Ecken noch zwei weitere eigenständige Regionen, bei denen die Simulation in 2D eine etwas gröbere Vereinfachung darstellt als bei allen anderen Blöcken. Da sie mit einem Flächenanteil von zusammen weniger als 1% der Zellfläche kaum ins Gewicht fallen, wurden sie ohne spürbaren Fehler mit der gleichen 2D-Einheitszelle abgebildet wie die Busbarregion-Blöcke. Abb. 3.16 zeigt die gewählte Geometrie der 2D-Simulationszellen.

Die Löcher zwischen Front- und Rückseite werden bei der 2D-Simulation modifiziert abgebildet. Bei der Standard- und Basisbusbar-Simulationszelle steht der Emitterstreifen am rechten Zellrand für ein Loch. Nicht übersehen werden soll, daß die 3D-Entsprechung dieses Streifens keine Lochreihe, sondern eine ebene, n^+ -dotierte Fläche in der Zelle ist. Für die Simulationsergebnisse relevant ist vor

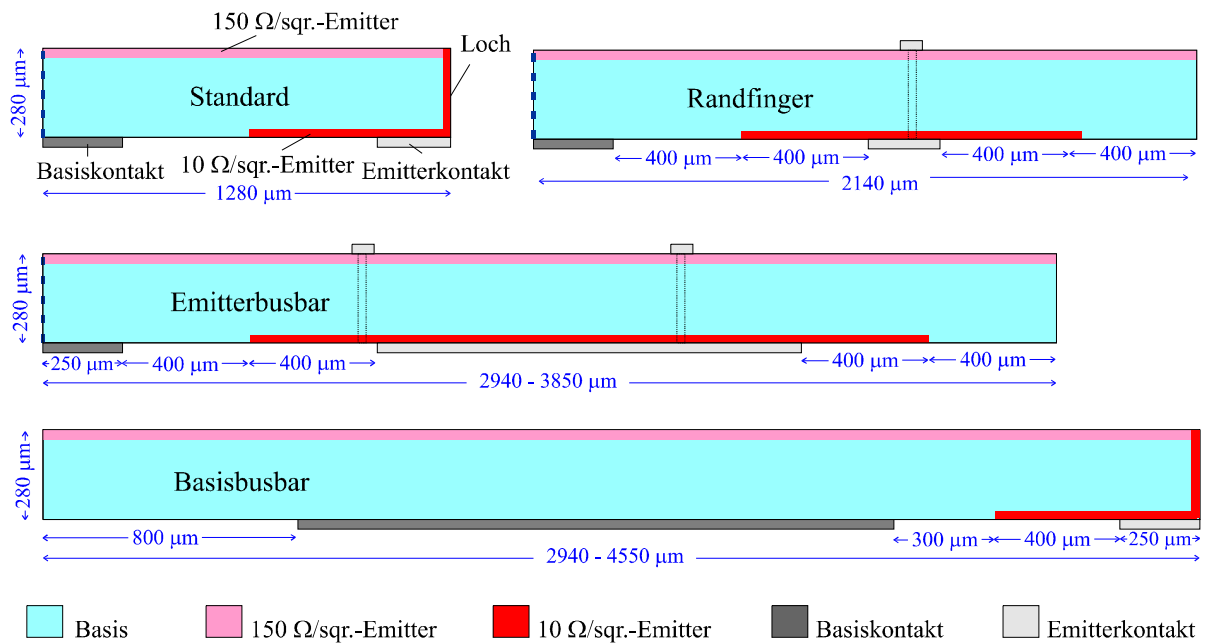


Abb. 3.16: Muster der Einheitszellen für die Devicesimulation von Blöcken aus verschiedenen Regionen von EWT-Solarzellen mit selektivem Emitter. Die Tiefe der Emitter ist vergrößert eingezeichnet. Die Einheitszellen 'Standard' und 'Randfinger' sind 2D-Schnitte durch die Zelle, die senkrecht zu den Kontaktfingern liegen, die Busbar-Einheitszellen sind 2D-Schnitte senkrecht zu den Busbars.

An den mit violetten Strichen abschließenden linken Seitenrändern schließt eine benachbarte Einheitszelle an, an allen anderen Oberflächen findet Rekombination statt. Die Bedeutung der frontseitigen Emitterkontakte in den Einheitszellen 'Randfinger' und 'Emitterbusbar' sind im Text erklärt. Die pyramidisch texturierten Oberflächen wurden in der elektrischen Simulation als plane Oberflächen simuliert.

Die Busbar-Einheitszellen sind in je vier Breiten definiert, mit der größten Breite an der Mitte der Busbars. Bei den Standard- und Randfinger-Einheitszellen richtet sich der Breitenanteil von Basis- und Emitterkontakt nach dem Abstand zum Basis-Busbar. Um den sich verjüngenden Metallfingern gerecht zu werden, wurden beide Einheitszellen mit je fünf verschiedenen Aufteilungen der Rückseite in Basis- und Emitterbereich definiert.

allein die Leitfähigkeit der Löcher. Wegen des niedrigen Emitter-Schichtwiderstands ist der Serienwiderstandsverlust in den Löchern gering. Bei der Simulation kompensieren sich zwei 'Fehler' etwa gleicher Größe: Einerseits steht an den Wänden der lasergebohrten Löcher nur etwa die halbe Fläche zur Elektronenleitung zur Verfügung wie in einer in der Simulation abgebildeten n-leitenden Ebene. Andererseits sind die Löcher der EWT-Zellen bis etwa zur Hälfte mit Kontaktmetall gefüllt, so daß sich, unter Vernachlässigung des Emitter-Kontaktwiderstands, der Strompfad in den Löchern auf die Hälfte verkürzt.

Bei den Einheitszellen des Randfingers und Emitterbusbars ist ein Ersatz der Löcher durch Emitterstreifen zwischen Front- und Rückseite nicht möglich, da im 2D-Simulationsfall dieser Emitterstreifen die Basis völlig durchtrennen würde. Deshalb werden bei der Simulation weitere Emitterkontakte dort auf die Frontseite plaziert, wo eine Lochreihe zu erwarten wäre. Diese haben in der Rechnung dasselbe elektrische Potential wie der untenliegende Emitterkontakt. Der Serienwiderstand bei der Stromleitung durch ein Loch wird durch einen Kontaktwiderstand am frontseitigen Emitter ersetzt. Die zusätzlichen Kontakte werden in der optischen Simulation als lichtdurchlässig betrachtet, da sie auf den EWT-Zellen nicht wirklich vorhanden sind.

Bei den Busbar-Zellen ist zu berücksichtigen, daß auch die dem Busbar zugeordneten Finger Strom einsammeln. Da diese Finger in einem zu den Busbars senkrechten 2D-Schnitt nicht simuliert werden können, wurde zum Ausgleich bei der Emitterbusbar-Zelle der linke Frontseiten-Emitterkontakt platziert und bei der Basisbusbar-Zelle wurde der Basiskontakt etwas über die Abmessung des Busbars hinaus zum Emitterkontakt hin verlängert. Diese Korrekturen sind freilich von geringer Bedeutung, da der Hauptteil des hohen Serienwiderstands in den Busbar-Zellen von jenem Ladungsträgertyp herrührt, der nur durch eine Spitze des Metallfingers in der Einheitszelle vertreten ist.

3.3.4 Extraktion von Zellparametern durch Computersimulation

Nachdem das Grundgerüst der Netzwerksimulation vorgestellt wurde, wird nun ein konsistenter Satz an Parametern gesucht, mit dem *sämtliche* in Kapitel 3.3.2 vorgestellten Meßergebnisse korrekt wiedergegeben werden. Das Ziel dieses Unternehmens ist, eine ‘richtige’¹ Beschreibung der Solarzelle zu erhalten. Mit dieser lassen sich auch Größen berechnen, die man nicht direkt messen kann, und die Einflüsse einzelner Parameter studieren.

Der in diesem Kapitel eingeschlagene Weg der Parameterbestimmung aus Computersimulationen ist nicht allein für die zur Diskussion stehenden EWT-Solarzellen geeignet, sondern ganz allgemein für die Analyse beliebiger komplexer Siliziumsolarzellen.

3.3.4.1 Übersicht, Algorithmus und physikalische Modelle

Bei der Simulation der EWT-Solarzellen muß eine Fülle von Modellen und Parametern festgelegt oder bestimmt werden. Dabei ist es sinnvoll, folgende Reihenfolge einzuhalten:

1. Zuerst wird festgelegt, auf welche *physikalischen* Modelle sich die Simulationen stützen sollen. Da sich komplexe Solarzellen wenig dafür eignen, die grundlegende Physik weiterzuentwickeln, muß die Wahl der Modelle und einiger Modellparameter a priori getroffen werden. Sie orientiert sich daran, was in der Literatur über Silizium und Siliziumsolarzellen vorgeschlagen und erfolgreich eingesetzt wurde.
2. Danach werden jene Parameter festgelegt, die durch eine direkte Messung bestimmt werden können, etwa die Zelldicke oder die Basisdotierung.
3. Zuletzt werden jene Parameter bestimmt, die sich nur auf solche Meßgrößen auswirken, welche von mehreren Größen abhängen, etwa die Rekombinationsgeschwindigkeiten an der Rückseite. Dies ist die komplexeste Aufgabe.

Tabelle 3.12 beschreibt die Abfolge, die für die Bestimmung der wichtigsten Parameter der EWT-Zellen vorgeschlagen wird.

Die Modelle der elektronischen Eigenschaften (z.B. Rekombinationsmechanismen, ‘Band Gap Narrowing’ etc.) wurden gleich gewählt wie bei der Simulation mechanisch texturierter Solarzellen. Diese Auswahl ist in Kapitel 2.2.6.1 ausführlich beschrieben. Die Reflexion wurde für alle Wellenlängen der gemessenen Reflexionskurve (Abb. 3.12) angepaßt.

Von sehr großem Einfluß auf die Auswertung von LBIC- und IQE-Messung ist die genaue Kenntnis der Lichteindringtiefe. Dabei stellen sich zwei Schwierigkeiten. Erstens sind die in der Literatur angegebenen Tabellen des Absorptionskoeffizients keineswegs einheitlich [Bücher 94]. Zweitens ist

¹ An dieser Stelle sei an Karl Poppers Mahnung erinnert, daß jedes Modell durch Experimente zwar falsifiziert, nicht aber verifiziert werden kann.

nicht geklärt, wie groß der Fehler ist, wenn für die Berechnung der Ausbreitungsrichtung im pyramidisch texturierten Silizium geometrische Optik verwendet wird.

In allen Simulationen wurden die von Green und Keevers angegebenen Absorptionsdaten [Green 95] verwendet. Bei voller Gültigkeit geometrischer Optik ist die Ausbreitungsrichtung nach einfacher Brechung an einer Pyramidenfläche 41.7° zur Senkrechten auf die Zellfläche. Um die Beugungseffekte aufgrund der kleinen Pyramiden-Abmessungen zu berücksichtigen, die im Grenzfall unendlich kleiner Pyramiden zu senkrechtem Lichtdurchgang führen, wurde die mittlere Abweichung auf den Wert 37.4° herabgesetzt. Mit α als Absorptionskoeffizienten ist die Lichteindringtiefe damit auf $\cos(37.4^\circ)/\alpha$ festgelegt.

Table 3.12: Reihenfolge und Methode der Festlegung von Modellen und Parametern für die Simulation von komplexen Solarzellen.

Nr.	Parameter bzw. Modell	Methode der Festlegung oder Messung
1	physikalische Modelle	Vorgabe (Literatur)
2	Geometrie	Vorgabe (Maskendesign), Dickenmessung
3	Dotierung, Emitterschichtwiderstand	Vierpunktmessung
4	Emitterprofile	Vorgabe (Literatur)
5	Frontseiten-Oberflächenrekombination	kurzwellige IQE
6	mittlere Diffusionslänge	J_{sc} der Referenzzellen ohne Löcher
7	Verteilung der Diffusionslänge	LBIC, langwellige IQE
8	Sättigungsstrom der zweiten Diode	Dunkelkennlinien
9	Shuntverluste	Dunkelkennlinien
10	Rekombinationsgeschwindigkeit an Rückkontakt und p-dotierter Rückseitenoberfläche	LBIC
11	Serienwiderstand in den Metallkontakten	Potentialgefälle am Grid
12	Kontaktwiderstände	Hellkennlinien bei partieller Abdeckung, Messung an Kontaktwiderstands-Proben

3.3.4.2 Basisdotierung und Emitterprofile

Die Basisdotierung $N_A = 1.09 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ wurde aus der Beziehung

$$\sigma_{Basis} = N_A \cdot \mu_h(N_A) \cdot q = \frac{\rho_{S,Basis}}{d} \quad (3.4)$$

bestimmt. Hierin ist σ_{Basis} die spezifische Leitfähigkeit, μ_h die Löcher-Mobilität, q die Elementarladung, $\rho_{S,Basis}$ der Schichtwiderstand der Basis und d die Waferdicke. $\rho_{S,Basis}$ wird durch Vierpunktmessung eines undotierten Wafers bestimmt. Die Abhängigkeit der Mobilität μ_h von der Dotierung wurde nach [Klaassen 92] berechnet.

Die hergestellten EWT-Solarzellen haben einen hochdotierten, tiefen Emitter in den Löchern sowie auf Teilen der Rückseite und einen niedrigdotierten Emitter an der Frontseite. Die Schichtwiderstände wurden durch Vierpunktmessung auf $(10.0 \pm 1.0) \Omega/\text{sqr.}$ bzw. $(150 \pm 10) \Omega/\text{sqr.}$ bestimmt.

Von den Kontakteigenschaften abgesehen interessieren an den Emittlern im Hinblick auf ein optimales Design von EWT-Solarzellen nur drei Größen: erstens der Schichtwiderstand, welcher den Serienwiderstand beeinflusst; zweitens der Emittersättigungsstrom, welcher V_{oc} beeinflusst; drittens die kurz-

wellige IQE, welche durch den Frontseitenemitter und die Frontseiten-Oberflächenpassivierung determiniert ist. Das Emitterprofil wirkt sich in der Simulation nur über diese drei ‘Sekundäreigenschaften’ auf die Solarzelle aus. Es ist daher nicht notwendig, das Emitterprofil selbst genau zu bestimmen, zumal die Bestimmung dieser Sekundäreigenschaften durch Berechnung aus dem Emitterprofil ungenauer ist als durch direkte Messung. Für die Simulation der EWT-Zellen wurden zwei Emitterprofile festgelegt, welche plausibel sind und die gewünschten Schichtwiderstände ergeben: Die Phosphorkonzentration des $10 \Omega/\text{sqr.}$ -Emitters wird durch eine Errorfunktion¹ beschrieben, mit der Oberflächendichte $3.0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und einer Tiefe des pn-Übergangs von $1.7 \mu\text{m}$, jene des $150 \Omega/\text{sqr.}$ -‘Drive In’-Emitters durch eine Gaußverteilung¹ mit der Oberflächen-Phosphorkonzentration $7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und einer Tiefe des pn-Übergangs von $1.0 \mu\text{m}$.

3.3.4.3 Oberflächenrekombination an der Frontseite

Auf die simulierte kurzwellige IQE haben drei Größen einen Einfluß: Das Emitterprofil, die Parameter der Auger-Rekombination und die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_f an der Frontseite. Da die ersten beiden bereits festgelegt sind, kann die gemessene IQE dazu verwendet werden, S_f so zu bestimmen, daß Simulation und Messung hinsichtlich der kurzwelligen IQE übereinstimmen. Die kurzwellige IQE wurde für verschiedene Werte von S_f berechnet² und ist in Abb. 3.17 dargestellt. Für den Vergleich mit den experimentellen Kurven in Abb. 3.12 werden die Messungen ohne Bias-Licht herangezogen, da die Messungen mit Bias-Licht bei kleinen Wellenlängen wegen eines schlechten Signal/Störsignal-Verhältnisses unbrauchbar sind und kein Grund zur Annahme besteht, daß das Bias-Licht einen Einfluß auf die kurzwellige IQE Bias-Licht haben sollte. Eine im Rahmen der Meßgenauigkeit sehr gute Übereinstimmung ergibt sich für alle Werte von $S_f \leq 2000 \text{ cm/s}$.

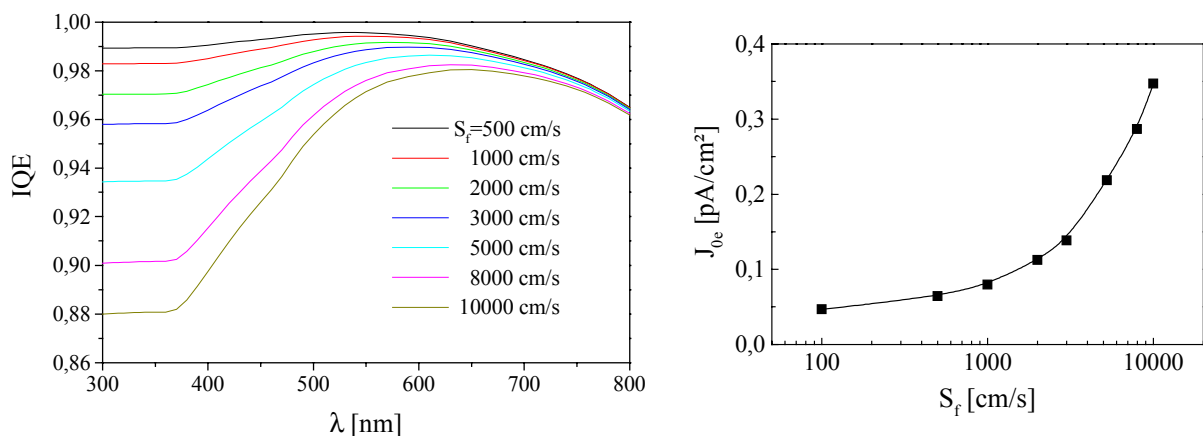


Abb. 3.17: Links: IQE des $150 \Omega/\text{sqr.}$ -Emitters für kurze Wellenlängen mit S_f als Parameter. Rechts: Berechneter Emittersättigungsstrom des $150 \Omega/\text{sqr.}$ -Emitters als Funktion von S_f für eine pyramidisch texturierte Oberfläche. (Die Berechnung wurde für eine untexturierte Emitteroberfläche durchgeführt und das Ergebnis mit den Flächenvergrößerungsfaktor $\sqrt{3}$ multipliziert.)

¹ Diese Verteilungen ergeben sich aus dem zweiten Fick’schen Gesetz für Diffusionen mit unendlichem bzw. endlichem Phosphorvorrat [Goetzberger 94]. Tatsächlich ist die Phosphordiffusion in Si kompliziert, und gemessene Profile bei unendlichem Phosphorvorrat weisen eine ‘kink and tail’-Struktur auf [Tsai 69].

² Um numerische Fehler aufgrund unzureichender Gitterauflösung auszuschließen, wurde dabei die in Kapitel 2.2.5.2 vorgestellte Methode nach Gleichung (2.8) verwendet.

Der Emittersättigungsstrom J_{0e} läßt sich mit $\text{Dessis}_{\text{ISE}}$ nach Gleichung (3.1) berechnen. Läßt man in der Simulation die Rekombination in der Basis, an den Kontakten und den rückseitigen Oberflächen gezielt verschwinden, so bleibt J_{0e} als einziger Beitrag zu J_0 übrig. In Abb. 3.17 rechts ist J_{0e} als Funktion von S_f dargestellt. Es zeigt sich, daß J_{0e} für $S_f \leq 2000 \text{ cm/s}$ in jedem Fall so klein ist, daß es auf V_{oc} keinen Einfluß hat. Aus diesem Grund ist es mit den gegebenen Zellen auch nicht möglich, J_{0e} des Frontseitenemitters direkt zu messen.

Für die weitere Simulation kann festgehalten werden, daß die Abbildung des Frontseitenemitters in der Simulation durch das gewählte Profil und $S_f = 2000 \text{ cm/s}$ die drei wichtigen Eigenschaften Schichtwiderstand, kurzweilige IQE und J_{0e} in völlig ausreichender Genauigkeit wiedergibt.

3.3.4.4 Basisdiffusionslänge L_D

Wie die LBIC- und IQE-Messungen zeigen (Abb. 3.11 und Abb. 3.12), ist L_D räumlich inhomogen und zudem von der Beleuchtung abhängig.

Der Mittelwert von L_D bei der Standardbeleuchtung von 100 mW/cm^2 läßt sich mithilfe der Referenzzellen ohne Löcher bestimmen. Da die mehrheitlich an der Frontseite generierten Ladungsträger eine weite Strecke zur Rückseite diffundieren müssen, hängt J_{sc} dieser Zellen besonders empfindlich von der Diffusionslänge ab.

Abb. 3.18 zeigt diese Abhängigkeit in einem linearen Diagramm. Da die Kurve im Bereich zwischen $L_D = 100 \mu\text{m}$ und $L_D = 200 \mu\text{m}$ in guter Näherung gerade verläuft, geben die senkrechten Linien das arithmetische Mittel der Diffusionslänge über die gesamte Zellfläche der Referenzzellen an. Gemittelt über die drei Referenzzellen beträgt es $(159 \pm 12) \mu\text{m}$.¹

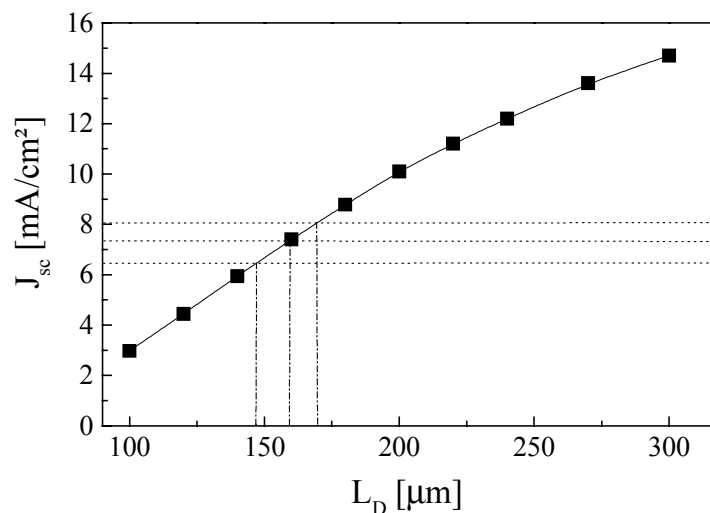


Abb. 3.18: Berechneter Kurzschlußstrom für Referenzzellen ohne Löcher als Funktion der Diffusionslänge. Die horizontalen Linien geben die drei gemessenen Werte wieder und entsprechen den Diffusionslängen $147 \mu\text{m}$, $160 \mu\text{m}$ und $170 \mu\text{m}$.

¹ Vor dem abschließenden Formiergas-Tempnern betrug der mittlere Strom der drei Referenzzellen 10.24 mA/cm^2 , was nach Abb. 3.18 $L_D = 203 \mu\text{m}$ entspricht. Aus nicht näher bekannten Gründen hat sich demnach L_D beim Sintern verringert.

Eine zweite, sehr gebräuchliche Art, die Diffusionslänge zu bestimmen, ist die Analyse der IQE im Wellenlängenbereich zwischen 850 nm und 1000 nm. Bei EWT-Solarzellen kann dafür nicht der übliche Fit [Basore 93] verwendet werden, da ein Teil der Rückseite mit Emitter belegt ist, was die langwellige IQE erhöht. Möglich ist die Analyse durch 2D-Devicesimulationen, mit denen die IQE als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Diffusionslängen berechnet wird.

Bei den betrachteten EWT-Solarzellen verjüngen sich die Metallfinger. Bei Simulationen der IQE muß das berücksichtigt werden, in dem je nach Ort der Spectral Response Messung die Breite des rückseitigen Emitterbereichs in der Simulationseinheitszelle korrekt definiert wird.

Zum Vergleich zwischen Simulation und Experiment wurde der Wellenlängenbereich zwischen 900 nm und 950 nm herangezogen, in dem sich die Lichteindringtiefe von 26.0 μm auf 50.6 μm ändert. Damit ist sichergestellt, daß sowohl die Absorption und Rekombination im Emitter als auch die nicht genau bekannte Reflexion an der Rückseite keinen Einfluß auf das Ergebnis haben.

In Tabelle 3.13 ist das Ergebnis von Simulationen wiedergegeben, mit denen die in Abb. 3.12 gezeigten Messungen an drei unterschiedlichen Meßstellen der Solarzelle 'z9' nachvollzogen wurden.

Tabelle 3.13: Diffusionslänge an drei in der LBIC-Messung (Abb. 3.11) gekennzeichneten Stellen von Zelle z9, bestimmt durch Anpassen der gemessenen IQE (Abb. 3.12) mit 2D-Device-Simulationen im Wellenlängenbereich 900 nm - 950 nm. Die Fehlerangaben wurden für eine relative Ungenauigkeit der gemessenen IQE von 1 % in diesem Wellenlängenbereich berechnet.

	L_D [μm]	
	mit Bias-Licht (40 mW/cm ²)	ohne Bias-Licht
IQE-Meßstelle 1	400 \pm 100	180 \pm 40
IQE-Meßstelle 2	160 \pm 30	110 \pm 15
IQE-Meßstelle 3	140 \pm 20	92 \pm 10

Das LBIC-Bild in Abb. 3.11 zeigt, daß der größte Flächenanteil der Solarzelle 'z9' auf Bereiche mit mittlerer (Meßstelle 2) und kleiner (Meßstelle 3) Diffusionslänge fällt. Damit ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den aus Abb. 3.18 abgelesenen Mittelwerten der Diffusionslängen und den Resultaten in Tabelle 3.13.

3.3.4.5 Rekombinationsgeschwindigkeiten an der Rückseite

Analyse der lokalen IQE

Um die Rekombinationsgeschwindigkeiten $S_{b, \text{Kontakt}}$ an Basiskontakt und $S_{b, \text{frei}}$ an freier, nicht metallbedruckter Basisoberfläche voneinander zu trennen, ist eine Messung notwendig, deren Ortsauflösung feiner ist als die Breite der verschiedenen Oberflächenbereiche.

Sehr gut eignet sich die in Abb. 3.11 gezeigte LBIC-Messung mit hochfokussiertem Beleuchtungsstrahl. In Abb. 3.11 ist deutlich zu erkennen, daß die Stromausbeute bei einem Beleuchtungspot direkt über dem Rückkontakt etwas größer ist als über der freien Basisoberfläche. Am größten ist sie erwartungsgemäß bei Beleuchtung über der rückseitigen Emitterzone.

Die örtliche Variation des LBIC-Signals läßt sich nach der in Kapitel 2.2.5.3 angegebenen Methode mit Computersimulationen berechnen. Durch Vergleich der Simulationsergebnisse mit der LBIC-Messung wird ein Wertebereich für die gesuchten Größen S_b an Rückkontakt und Basisoberfläche festgelegt. Entscheidend für die lokalen Unterschiede des LBIC-Signals ist die Wirkung der Rückseite auf Minoritätsladungsträger: Am Emitter werden sie eingesammelt (höchstes Signal), an einer unpassivierten Oberfläche rekombinieren sie (niedrigstes Signal) und an einer passivierten Oberfläche wer-

den sie in die Basis zurück reflektiert und haben so eine Chance, zum frontseitigen Emitter zu diffundieren, welche um so größer ist, je höher die Diffusionslänge ist.

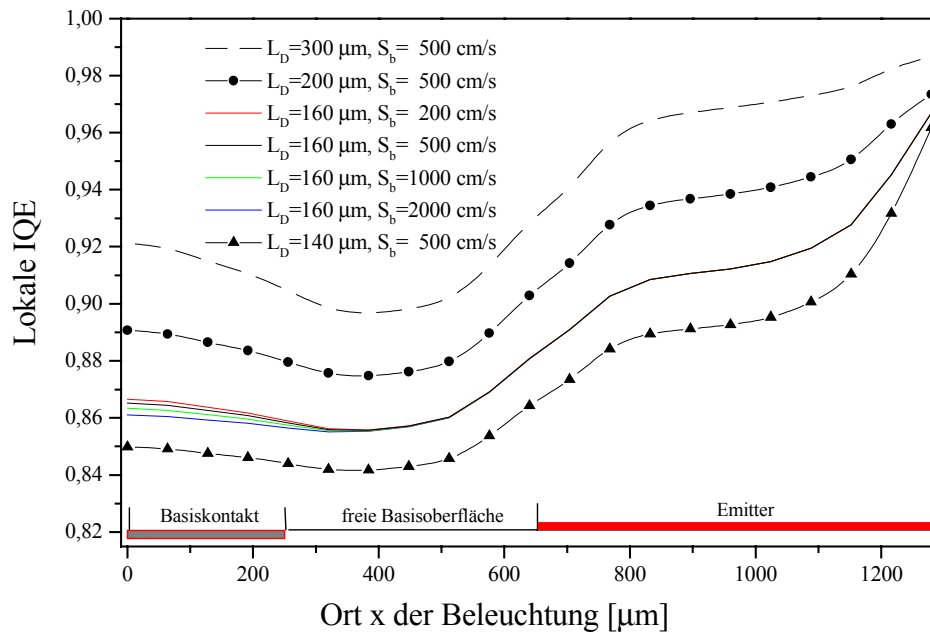


Abb. 3.19: Lokale IQE für die Wellenlänge 905 nm einer EWT-Zelle als Funktion des Beleuchtungsorts x , mit der Diffusionslänge L_D und der Rekombinationsgeschwindigkeit S_b am Basiskontakt als Parameter, berechnet für die Lichteindringtiefe 27.5 μm . Abgebildet ist ein Querschnitt senkrecht zu den Metallfingern. $x = 0 \mu\text{m}$ bezeichnet die Mitte des Basiskontakts, $x = 1280 \mu\text{m}$ die Mitte des Emitterkontakts und die Position eines Lochs. Der Bereich freier Basisoberfläche verläuft zwischen den Grenzen $x = 250 \mu\text{m}$ und $x = 650 \mu\text{m}$. $S_{b, \text{frei}}$ wurde bei den Berechnungen für diese Abbildung auf 10^6 cm/s festgesetzt.

Nahe der Löcher profitieren die Minoritätsladungsträger außerdem von der Möglichkeit, direkt an der Lochwand eingesammelt zu werden. Diese Möglichkeit wird in der zweidimensionalen Simulation etwas überschätzt (rechter Rand von Abb. 3.19), da die Löcher im 2D-Symmetrieelement als durchgehende Schnitte abgebildet sind.

Ein Vergleich des relativen Kurvenverlaufs zwischen Simulation (Abb. 3.19) und Messung (Abb. 3.11) ist äußerst zufriedenstellend. Die spürbare Differenz im gemessenen LBIC-Signal zwischen Beleuchtung direkt über dem Rückkontakt und Beleuchtung über freier p-Typ Oberfläche an der Rückseite läßt sich nur dann in der Simulation wiedergeben, wenn $S_{b, \text{Kontakt}} \leq 1000 \text{ cm/s}$ und $S_{b, \text{frei}} \geq 10000 \text{ cm/s}$ gesetzt wird. Bei Verfügbarkeit einer Wellenlänge mit doppelter Eindringtiefe für die LBIC-Messung wäre die Methode fast doppelt so empfindlich und ließe noch genauere Aussagen über S_b zu. Noch größere Eindringtiefen brächten dagegen neue Ungenauigkeiten bei der Auswertung, wegen des nicht exakt bekannten Reflexionsverhaltens am Rückkontakt.

Andere Methoden, die Werte für S_b an den EWT-Zellen zu bestimmen, bringen keine zusätzlichen Aufschlüsse. Etwa ist der Einfluß von S_b auf V_{oc} sehr gering, solange die Wertebereiche $S_{b, \text{Kontakt}} < 1000 \text{ cm/s}$ und $S_{b, \text{frei}} > 10000 \text{ cm/s}$ nicht verlassen werden.

Am pn-Übergang an der Oberfläche spielt neben dem bisher allein diskutierten Wert für Elektronen $S_{b, \text{Elektron}}$ auch die Rekombinationsgeschwindigkeit für Löcher $S_{b, \text{Loch}}$ eine Rolle. Die dort stattfindende Rekombination hat einen Diodenqualitätsfaktor von etwa 2 und liefert einen Beitrag zu I_{02} . Aus der Bedingung, daß dieser geringer sein muß als der aus den Dunkelkennlinien der Referenzzellen ohne

Löcher bestimmte Gesamtwert $I_{02} \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$, läßt sich durch Simulationen zeigen, daß das Produkt $S_{b, \text{Elektron}} \cdot S_{b, \text{Loch}}$ am pn-Übergang nicht größer sein kann als $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^2/\text{s}^2$.

Für die weiteren Simulationen wurde $S_{b, \text{Kontakt}}$ auf den Wert 500 cm/s, $S_{b, \text{frei}}$ auf den Wert $3 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ festgelegt. Dies müssen zwar nicht die physikalisch richtigen Werte sein, sie haben jedoch praktisch die gleichen Auswirkungen auf alle Meßgrößen wie die richtigen Werte, welche in den Bereichen $S_{b, \text{Kontakt}} \leq 1000 \text{ cm/s}$ und $S_{b, \text{frei}} \geq 10000 \text{ cm/s}$ liegen.

Rekombinationsgeschwindigkeit $S_{em.}$ am $10 \text{ } \Omega/\text{sqr.}$ -Emitter

Die hohe Emitterdotierung hält Minoritätsladungsträger von der Oberfläche fern, sowohl durch das elektrische Feld im Emitter als auch durch Auger-Rekombination. Es stellt sich heraus, daß $S_{em.}$ keinen Einfluß auf meßbare Parameter hat. $S_{em.}$ wurde in der Simulation auf $5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ festgelegt. Der Sättigungsstrom $J_{0e,10}$ des $10 \text{ } \Omega/\text{sqr.}$ -Emitters bezogen auf die Emitterfläche wurde unabhängig von $S_{em.}$ zu $J_{0e,10} = 0.53 \text{ pA/cm}^2$ berechnet, was sich gut mit der experimentell bestimmten oberen Schranke 0.7 pA/cm^2 verträgt, die in Kapitel 3.2.3.2 mit Testsolarzellen bestimmt wurde.

3.3.4.6 I_{02} und R_{shunt}

I_{02} und R_{shunt} lassen sich, wie in Kapitel 2.2.6.1 ausgeführt, durch Devicesimulationen auf Basis der Halbleitergleichungen nicht genau berechnen. Um beide Größen dennoch zu berücksichtigen, werden die IV-Kurven aller Simulationsblöcke vor der Simulation des Gesamtnetzwerks korrigiert, indem jedes berechnete Wertepaar (V, I) in ein korrigiertes Wertepaar $(V, I_{kor.})$ transformiert wird, nach

$$I_{kor.} = I - \Delta I_{02} \cdot \exp\left|\frac{qV}{2kT}\right| - \frac{V}{R_{shunt}}. \quad (2.5)$$

Darin ist ΔI_{02} die Differenz zwischen dem aus der Dunkelkennlinie bestimmten $I_{02, \text{Mess.}}$ und dem in der berechneten IV-Kurve des Simulationsblocks bereits enthaltenen $I_{02, \text{Sim.}}$. R_{shunt} wird allein aus der Dunkelkennlinie entnommen, da in der gewöhnlichen Devicesimulation gar kein Shuntmechanismus modelliert wird.

Diese Korrektur ist für Hellkennlinien nur dann zulässig, wenn I_{02} und R_{shunt} von der Beleuchtung unabhängig sind. Dies wird im weiteren angenommen und führt zu guten Fitergebnissen.

3.3.4.7 Serienwiderstand innerhalb der Kontakte

Der Serienwiderstand in den Kontakten führt zu einem Spannungsabfall entlang der Metallfinger und der Busbars. In der Netzwerksimulation wird er durch ohmsche Widerstände berücksichtigt, mit denen die benachbarten Simulationsblöcke verbunden sind (Abb. 3.14). Unter Voraussetzung einer konstanten Kontaktdicke läßt sich die Größe eines Widerstands R im Netzwerk durch $R = \rho_{s, \text{Metall}} \cdot l/b$ ausdrücken, wobei $\rho_{s, \text{Metall}}$ den Schichtwiderstand des gedruckten Kontakts bezeichnet, l die Länge und b die Breite des Metallstreifens zwischen zwei benachbarten Netzwerkpunkten. Da die Geometrie der Solarzellen bekannt ist, muß nur $\rho_{s, \text{Metall}}$ eigens bestimmt werden, natürlich sowohl für den Ag-Frontkontakt als auch für den AlAg-Rückkontakt.

Ausgangspunkt der Rechnung ist der in Abb. 3.14 dargestellte Spannungsabfall in den Kontakten bei einem Stromfluß von 0.9 A durch die praktisch unbeleuchtete Solarzelle. Diese Messung wird durch eine Netzwerksimulation nachvollzogen, und dabei werden die Schichtwiderstände $\rho_{s, \text{Ag}}$ und $\rho_{s, \text{AlAg}}$

variiert, bis sich schließlich die gleiche Potentialverteilung wie bei der Messung ergibt. Das Resultat dieses Fits ist:

$$\rho_{s, Ag} = (0.0030 \pm 0.0003) \Omega/\text{sqr.}$$

$$\rho_{s, AlAg} = (0.0042 \pm 0.0004) \Omega/\text{sqr.}$$

Abb. 3.20 zeigt den berechneten Spannungsabfall an den beiden Metallgrids, bei einer über die ganze Zelle konstant angenommenen Diffusionslänge von $110 \mu\text{m}$. Die Übereinstimmung mit dem Meßergebnis Abb. 3.14 ist äußerst gut. Eine Simulation, welche zusätzlich die Unterschiede in der Diffusionslänge zwischen verschiedenen Zellbereichen berücksichtigt, führt zu einer im Rahmen der Meßgenauigkeit perfekten Übereinstimmung mit der Messung.

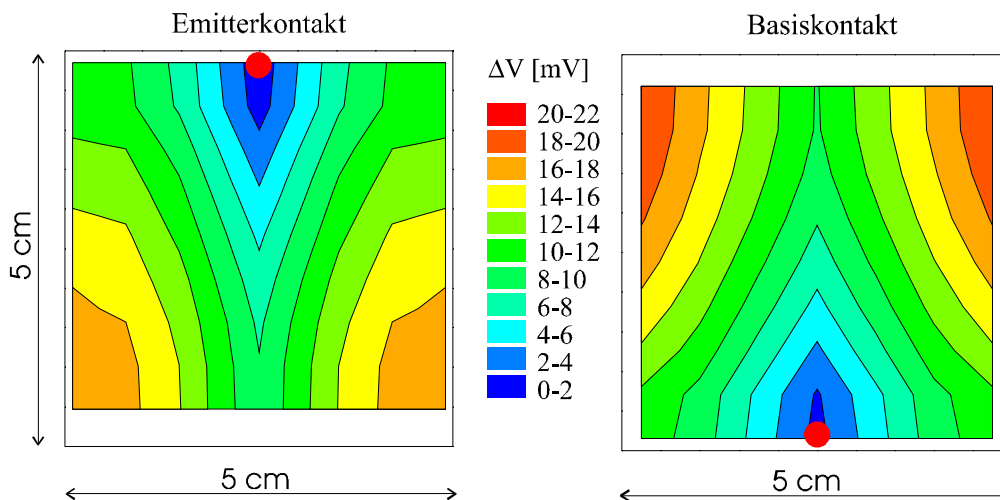


Abb. 3.20: Spannungsabfall ΔV an den Kontaktgrids für einen zwischen den Busbar-Mitten (rote Punkte) angelegten Strom von 0.9 A und die Fitparameter $\rho_{s, Ag} = 0.0030 \Omega/\text{sqr.}$ und $\rho_{s, AlAg} = 0.0042 \Omega/\text{sqr.}$, berechnet durch Netzwerksimulation ohne Beleuchtung und mit einer konstanten Basisdiffusionslänge von $110 \mu\text{m}$ für alle Simulationsblöcke. Die Knicke am rechten und linken Rand des linken Bildes kommen daher, daß der Spannungsabfall im Randfinger etwas kleiner ist als in den mittleren Emitterkontaktfingern.

3.3.4.8 Kontaktwiderstände

Die hergestellten EWT-Solarzellen unterscheiden sich vor allem im Füllfaktor, was durch unterschiedliche Serienwiderstände hervorgerufen wird. Zwei Gründe sprechen dafür, daß die Differenzen von unterschiedlich großen Kontaktwiderständen herrühren. Erstens sind alle anderen Anteile am Serienwiderstand für alle Zellen etwa gleich groß. Zweitens verbesserten sich die Füllfaktoren durch Tempern, insbesondere bei den zunächst schlechteren Zellen. Während ausgeschlossen werden kann, daß sich der Emitterschichtwiderstand durch Tempern oder einfach bei Raumtemperatur ändert, ist es denkbar, daß sich ein ohmscher Kontakt durch die Wirkung der Atmosphäre verbessert.

Eine direkte Messung der Kontaktwiderstände ist mithilfe eigens dafür angefertigter Musterdrucke auf Referenzwafern möglich, welche in der zur Diskussion stehenden Analyse nicht zur Verfügung standen. Gibt es eine Streuung zwischen verschiedenen Wafern, so erlaubt die direkte Messung an einer größeren Zahl von Musterdrucken immerhin die Angabe einer Verteilungsfunktion für Kontaktwiderstände.

Um die Kontaktwiderstände indirekt aus Netzwerksimulationen zu bestimmen, lassen sich die Hellkennlinien im Spannungsbereich $V > 0.3 \text{ V}$ heranziehen. In die IV-Kennlinien der Simulationsblöcke

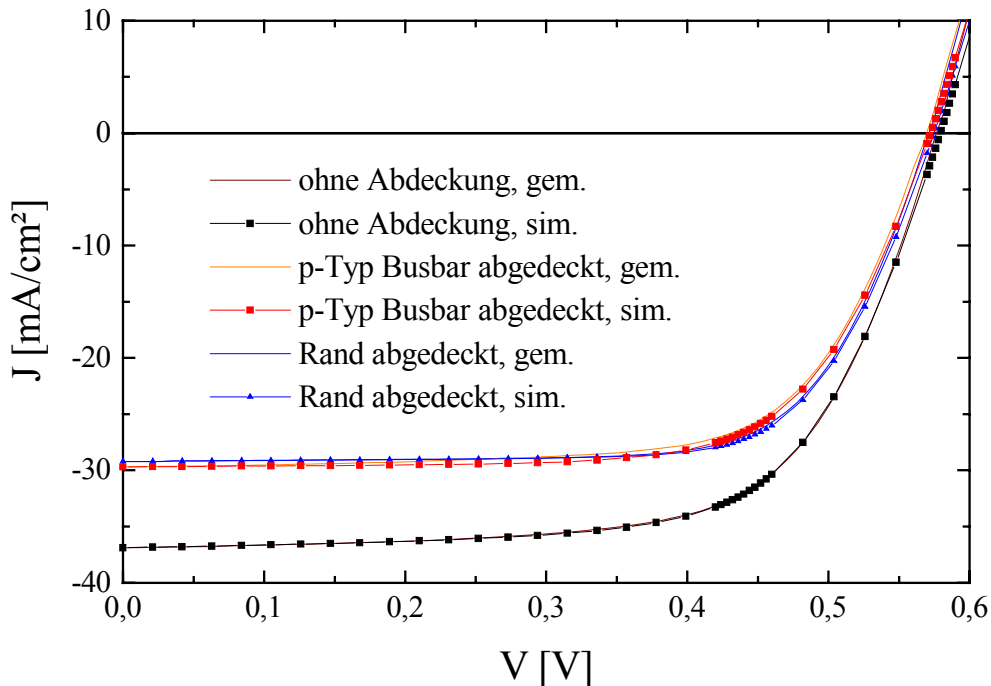


Abb. 3.21: Gemessene und berechnete IV-Kurven der Zelle 'z8' ohne Abdeckung (schwarz), unter Abdeckung eines 1 cm breiten Streifens über dem Basis-Busbar (rot) und unter Abdeckung von 4 mm breiten Streifen über beiden Busbars und zwei 1 mm breiten Streifen über den Randfinger-Bereichen (blau). Als Fitparameter für die Netzwerksimulation wurden die Kontaktwiderstände $R_{K, Ag} = 0.02 \Omega\text{cm}^2$ und $R_{K, AgAl} = 0.04 \Omega\text{cm}^2$ verwendet, alle anderen Parameter wurden aus anderen Meßdaten bestimmt.

werden Serienwiderstände der Größe $R_{\text{serie}} = R_{K, Ag} \cdot A_{K, Ag} + R_{K, AgAl} \cdot A_{K, AgAl}$ eingerechnet, wobei $R_{K, Ag}$ bzw. $R_{K, AgAl}$ die Kontaktwiderstände sind und $A_{K, Ag}$ bzw. $A_{K, AgAl}$ die Kontaktflächen, welche aus der bekannten Geometrie¹ entnommen werden. $R_{K, Ag}$ und $R_{K, AgAl}$ werden in den Rechnungen so lange variiert, bis es die beste Übereinstimmung mit den gemessenen IV-Kurven gibt. Diese Fitmethode zur Bestimmung von R_K ist freilich ungenau, insbesondere bei nicht allzu großen R_K . Ein kleiner Fehler im Schichtwiderstand des Frontseitenemitters, in dem die größten Serienwiderstandsverluste stattfinden, führt zu einer spürbaren Änderung des Fitergebnisses.

Die Kontaktwiderstände spielen vor allem dort eine Rolle, wo viel Strom durch eine geringe Kontaktfläche fließen soll. Dies ist an den Enden der Metallfinger der Fall, bei welchen der gesamte in den Busbarregionen eingesammelte Strom durch eine sehr kleine Kontaktfläche in die Finger fließt.

Die Fitgenauigkeit kann deshalb gesteigert werden, wenn man auch die IV-Messungen bei abgedecktem Basis- und Emitterkontakt-Busbar verwendet.

Abb. 3.21 zeigt den besten gemeinsamen Fit von an der Zelle 'z8' gemessenen Hellkennlinien. Er wurde mit den Kontaktwiderständen $R_{K, Ag} = 0.02 \Omega\text{cm}^2$ und $R_{K, AgAl} = 0.04 \Omega\text{cm}^2$ berechnet.

¹ Bei den Simulationsblöcken der Busbar-Regionen muß abgeschätzt werden, über welche Länge der Fingerspitze der Strom in die Finger abfließt. Der Strom wählt den Weg des geringsten Widerstands. Bei hohem Kontaktwiderstand fließt ein Teil des Stroms noch ein Stück in der Basis bzw. im Emitter und fließt durch eine größere Kontaktfläche.

3.3.4.9 Zusammenfassung des Modells

Simulationsparameter

In Tabelle 3.14 ist der beste Satz von Simulationsparametern für die Simulation der Zelle 'z10' zusammengestellt.

Tabelle 3.14: Zellparameter für die Netzwerksimulation

Größe		Bestwert
Substratdotierung	Dotierung	$1.09 \cdot 10^{16} / \text{cm}^3$
	spezifischer Widerstand	$1.33 \Omega\text{cm}$
mittlere Diffusionslänge	mit 1 Sonne Bias-Licht	$160 \mu\text{m}$
	ohne Bias-Licht	$110 \mu\text{m}$
Frontseitenemitter	Schichtwiderstand	$150 \Omega/\text{sqr.}$
	Oberflächendotierung	$7 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$
	S_f	2000 cm/s ¹
	Sättigungsstrom j_{oe}	0.11 pA/cm^2 ²
Rückseiten-Emitter	Schichtwiderstand	$10 \Omega/\text{sqr.}$
	Oberflächendotierung	$3 \cdot 10^{20} / \text{cm}^3$
	Sättigungsstrom j_{oe}	0.53 pA/cm^2
Rückkontakt	$S_{b, \text{Kontakt}}$	500 cm/s ³
freie p-Typ Oberfläche	$S_{b, \text{frei}}$	$3 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ ⁴
$I_{02, \text{Gesamt}}$		$6.8 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$
R_{shunt}		$1920 \Omega\text{cm}^2$
Metall-Schichtwiderstand	$\rho_{s, \text{Ag}}$ (Frontkontakt)	$0.003 \Omega/\text{sqr.}$
	$\rho_{s, \text{AgAl}}$ (Rückkontakt)	$0.0042 \Omega/\text{sqr.}$
Kontaktwiderstand	$R_{K, \text{Ag}}$ (Frontkontakt)	$0.02 \Omega\text{cm}^2$
	$R_{K, \text{AgAl}}$ (Rückkontakt)	$0.04 \Omega\text{cm}^2$

¹ möglicher Wertebereich: $S_f < 2000 \text{ cm/s}$

² möglicher Wertebereich: $(0.04 - 0.11) \text{ pA/cm}^2$

³ möglicher Wertebereich: $S_{b, \text{Kontakt}} < 1000 \text{ cm/s}$

⁴ möglicher Wertebereich: $S_{b, \text{frei}} > 10000 \text{ cm/s}$

IV-Kennlinien der Simulationsblöcke

In Abb. 3.22 sind die IV-Hellkennlinien von 8 Simulationsblöcken dargestellt, in Tabelle 3.16 die IV-Kenndaten. Diese IV-Kurven sind nicht direkt meßbar, da ja die Simulationsblöcke im festen Verbund mit der gesamten Zelle stehen.

Die Serienwiderstandsverluste in den Busbar-Blöcken sind sehr groß. Für die Simulationsblöcke aus der Mitte des Basis-Busbars wird sogar der Kurzschlußstrom vom Serienwiderstand reduziert. Die geringen Unterschiede in J_{sc} und V_{oc} der anderen Zellen stammen hauptsächlich von der verschiedenen Emitterbedeckung der Zellrückseite.

Abb. 3.22 macht deutlich, daß eine Beschreibung der untersuchten EWT-Zellen durch Symmetrieelemente der Zellmitte allein ungenügend ist.

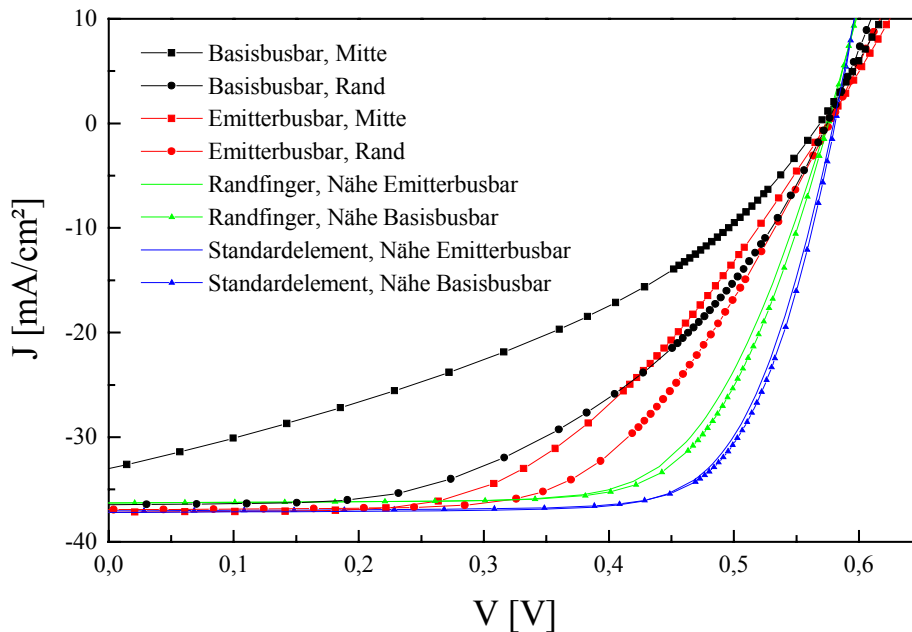


Abb. 3.22: Berechnete IV-Kennlinien von acht ausgewählten Simulationsblöcken unter Standardbedingungen. Die Geometrie der Einheitszellen ist in Abb. 3.16 gezeigt. Der Einfluß von R_{shunt} , I_{02} und Kontaktwiderständen ist in den Kurven berücksichtigt.

Einfluß verschiedener Verlustmechanismen

Tabelle 3.15 zeigt das Steigerungspotential durch Vermeidung einzelner Verlustmechanismen. Sie liefert Ansätze zum Verbessern der EWT-Solarzellen.

- Das größte Steigerungspotential liegt in der Verringerung der Serienwiderstände. Der Serienwiderstand im Kontaktgrid reduziert FF um knapp 3% absolut. Eine ideale Verstärkung der Busbars durch Modulleiterbahnen würde 70% dieses Verlustes eliminieren. Die schlechten IV-Kennlinien der Busbar- und Randfinger-Simulationsblöcke tragen wesentlich zum geringen Füllfaktor bei, obwohl auf diese Blöcke nur 22% der Zellfläche entfällt. Verbesserungsmöglichkeiten sind:
 - Verringerung des Schichtwiderstands des Frontseitenemitters
 - Wahl einer höheren Basisdotierung
 - Herstellung größerer Zellen, bei nur zwei Emitterkontakt-Busbars am Zellrand liegen und weitere Busbars in der Zellmitte. Letztere tragen wesentlich weniger zum Serienwiderstand bei, da die über diesen Busbars erzeugten Ladungsträger zu beiden Seiten zu den Kontaktfingern gelangen können.
 - Optimierung der Geometrie.
- Durch eine Minimierung der Kontaktwiderstände ist eine Steigerung des Füllfaktors von bis zu 3% möglich. Es ist demnach sehr wichtig, den Prozeßschritt des Kontaktfeuerns genauer zu untersuchen und zu optimieren.
- Eine Verbesserung von I_{02} und R_{shunt} bringt keine deutliche Wirkungsgradsteigerung. Die bestimmten Werte sind jetzt bereits zufriedenstellend.
- Hohe Diffusionslängen sind wie bei konventionellen n⁺p Si Solarzellen von großem Vorteil. Die Qualität des Ausgangsmaterials ist für L_D sehr wichtig, wobei $L_D = 300 \mu\text{m}$ mit kostengünstigem mc-Si wohl nicht erreichbar ist. Um ohne Änderung des Prozeßablaufs möglichst hohe Werte für L_D zu erzielen, ist vor allem eine Optimierung der Temperaturrampen bei der Diffusion des $10 \Omega/\text{sqr}$. Emitters notwendig [Glunz 98].

- Eine gute Passivierung der freien p-Typ Oberfläche bringt eine Wirkungsgradsteigerung von etwa 0.3 % absolut.

Tabelle 3.15: Berechnete Änderung der IV-Kenndaten bei gezieltem Weglassen einzelner Verlustmechanismen. Während je eine Verlustquelle 'ausgeschaltet' wird, bleiben alle anderen Parameter in der Simulation konstant.

	FF [%]	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	η [%]
Normalfall (alle Parameter nach Tabelle 3.15)	66.3	36.9	579.7	14.17
Änderung einer Simulationsgröße	ΔFF [%]	ΔJ_{sc} [mA/cm ²]	ΔV_{oc} [mV]	$\Delta \eta$ [%]
Ohne Serienwiderstand im Kontaktgrid	2.9	0.0	0.0	0.64
Ohne Serienwiderstand im Basiskontakt-Busbar	1.0	0.0	0.0	0.21
Ohne Serienwiderstand in den Basiskontakt-Fingern	0.6	0.0	0.0	0.14
Ohne Serienwiderstand im Emitterkontakt-Busbar	1.0	0.0	0.0	0.21
Ohne Serienwiderstand in den Emitterkontakt-Fingern	0.3	0.0	0.0	0.09
Basis-Busbar gleich gut wie Zellmitte ¹	2.6	0.2	0.3	0.63
Emitter-Busbar gleich gut wie Zellmitte ²	1.8	0.0	0.2	0.38
Randfinger-Bereich gleich gut wie Zellmitte ²	0.3	0.0	0.3	0.13
Ohne Kontaktwiderstände	3.0	0.1	0.0	0.67
$I_{02} = 1.0 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ statt $6.8 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$	0.3	0.0	7.4	0.26
Ohne Shuntwiderstand	0.4	0.0	0.4	0.10
$L_{Diff} = 300 \text{ } \mu\text{m}$ statt $160 \text{ } \mu\text{m}$	-0.3	1.1	11.7	0.67
$S_{b, frei} = 300 \text{ cm/s}$ statt $3 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$	-0.1	0.5	6.7	0.33

¹Gemeint ist, daß bei der Simulation die IV-Kennlinien der Basisbusbar-Blöcke durch IV-Kennlinien von Zellmitte-Blöcken ersetzt werden.

²Die Emitterbusbar- bzw. Randfinger-Blöcke werden durch Zellmitte-Blöcke ersetzt.

Unter V_{oc} -Bedingung findet etwa 55 % der Rekombination in der Basis statt, 25 % an der unpassivierten p-Typ-Oberfläche, 4 % im $10 \text{ } \Omega/\text{sqr}$ Emitter, 2 % an der Frontoberfläche, und etwa 14 % der Rekombination durch Verluste an den pn-Übergängen, die in I_{02} zusammengefaßt sind. Die Hauptanteile entfallen also auf Basis und Rückseite. Um V_{oc} zu steigern ist es notwendig, entweder eine hohe Diffusionslänge in der Basis zu erzielen und eine ganzflächige Rückseitenpassivierung einzuführen, oder die Basisdotierung zu erhöhen. Durch letztere Möglichkeit würde nicht nur der Sättigungsstrom von Basis und Rückseite reduziert, sondern auch die Leitfähigkeit der Basis und damit der Füllfaktor verbessert werden.

3.4 Geometrie-Optimierung von EWT-Solarzellen

Im vorangegangenen Kapitel wurde ein neuer Herstellungsprozeß für EWT-Solarzellen mit selektivem Emittor vorgestellt und ein Simulationsmodell präsentiert, das unter Auswahl geeigneter Parameter das meßbare Verhalten dieser Zellen vollständig und befriedigend erklärt.

Die einheitlichen, guten Zellergebnisse demonstrieren, daß der Herstellungsprozeß stabil ist. Die hohen Ströme legen nahe, daß mit einigen Änderungen auch wesentlich höhere Wirkungsgrade erzielt werden können. Mit dem Netzwerk-Simulationsmodell ist nun der Weg frei, ein optimales Zelldesign zu berechnen.

In diesem Kapitel wird eine Optimierung der Geometrie von großen EWT-Solarzellen durchgeführt. Berechnet werden die besten Werte für Busbarabstände, Fingerabstände und Fingerbreiten. Als Basis für diese Optimierung wird ein Satz von Zellparametern verwendet, der für eine industrielle Produktion realistisch ist. Es wird nur die Geometrie optimiert, vor allem deswegen, weil zwischen den wichtigsten Parametern wie Diffusionslänge, Basisdotierung, Emittorprofil und anderen viele Beziehungen bestehen, die stark von der Art des Silizium-Ausgangsmaterials und den Prozeßdetails abhängen und sich nicht in allgemeingültige Formeln fassen lassen.

3.4.1 Netzwerk

Der Trend der Si-Photovoltaik geht zu immer größeren Zellen [MUSIC FM]; Kyocera produziert heute bereits Zellen der Fläche 20x20 cm². Große EWT-Solarzellen werden sicherlich mehrere Busbars auf der Rückseite haben, deren Leitfähigkeit durch Lötstreifen oder durch vorgefertigte Leiterbahnen auf der Modulrückseite verstärkt ist. Die Simulation geht daher davon aus, daß entlang eines Busbars kein Potentialgefälle auftritt. Bei sehr großen Zellen ist außerdem der Einfluß des Zellrands gering. Vernachlässigt man ihn ganz, so ergibt sich ein sehr kleines Symmetrieelement für die Simulationen. Das zugehörige Netzwerk ist in Abb. 3.23 dargestellt.

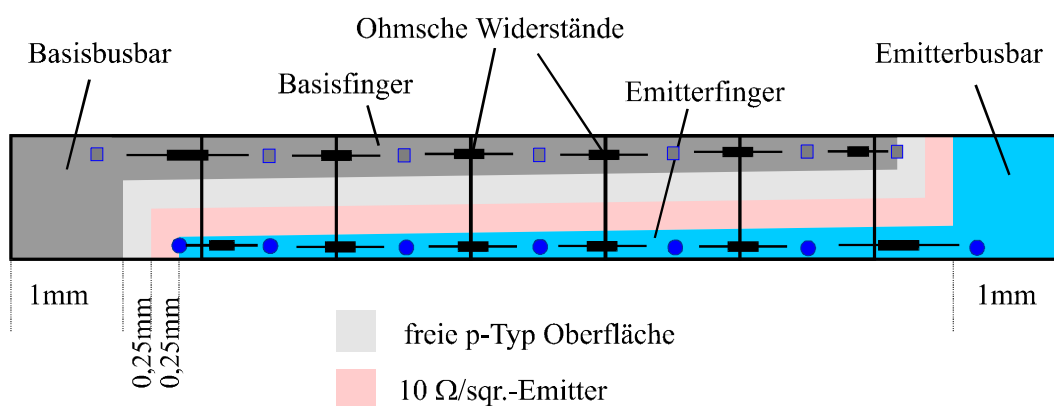


Abb. 3.23: Netzwerkmodell für die Geometrie-Optimierung; gezeigt ist die Zellrückseite. Das Symmetrieelement reicht von der Mitte eines Basisbusbars links zur Mitte eines Emittorbusbars rechts und von der Mitte eines Basisfingers zur Mitte eines Emittorfingers. Jeder der 7 Simulationsblöcke ist mit je einem Netzwerkpunkt der beiden Kontakte verbunden. Die Breite der halben Busbars ist auf 1 mm festgelegt, der Mindestabstand zwischen zwei Druckmasken auf 0,25 mm. Das Netzwerk besteht aus zwei Busbar-Simulationsblöcken und 5 Normal-Simulationsblöcken in der Zellmitte, welche sich durch verschiedene Breiten der Metallfinger unterscheiden.

3.4.2 Simulationsparameter

Zu Beginn der Geometrie-Optimierung ist es notwendig, alle Parameter, die nicht optimiert werden sollen, festzulegen. Dieser Schritt orientiert sich daran, was in der Praxis mit gewöhnlicher Materialqualität erreichbar ist. Ausgangspunkt sind die in Tabelle 3.14 aufgestellten Werte für die in Kapitel 3.3 analysierten EWT-Solarzellen. Einige Parameter werden jedoch neu festgelegt, insbesondere jene, die im ersten Experiment ungünstige Werte hatten, wie der Frontseiten-Schichtwiderstand. In Tabelle 3.16 sind die Festlegungen aufgelistet.

Tabelle 3.16: Zellparameter für die Geometrie-Optimierung

Größe		Bestwert
Substrat	Dotierung	$1.91 \cdot 10^{16} / \text{cm}^3$
	spezifischer Widerstand	$0.8 \Omega \text{cm}$
	Dicke	$280 \mu\text{m}$
Basisdiffusionslänge		$150 \mu\text{m}$
Frontseitenemitter	Schichtwiderstand	$75 \Omega/\text{sqr.}$
	Oberflächendotierung	$2.3 \cdot 10^{19} / \text{cm}^3$
	S_f	6000 cm/s
	Sättigungsstrom j_{oe}	0.46 pA/cm^2
Rückseiten-Emitter	Schichtwiderstand	$10 \Omega/\text{sqr.}$
	Oberflächendotierung	$3 \cdot 10^{20} / \text{cm}^3$
	Sättigungsstrom j_{oe}	0.53 pA/cm^2
Rückkontakt	$S_{b, \text{Kontakt}}$	500 cm/s
freie p-Typ Oberfläche	$S_{b, \text{frei}}$	$3 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$
$I_{02, \text{Gesamt}}$		$6.8 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$
R_{shunt}		$2000 \Omega \text{cm}^2$
Metall-Schichtwiderstand	$\rho_{s, \text{Ag}}$ (Frontkontakt)	$0.003 \Omega/\text{sqr.}$
	$\rho_{s, \text{AgAl}}$ (Rückkontakt)	$0.0042 \Omega/\text{sqr.}$
Kontaktwiderstand	$R_{K, \text{Ag}}$ (Frontkontakt)	$0.01 \Omega \text{cm}^2$
	$R_{K, \text{AgAl}}$ (Rückkontakt)	$0.01 \Omega \text{cm}^2$

Die Festlegung bedarf einiger Kommentare:

- Die Substratdotierung wurde bewußt hoch gewählt. Für EWT-Solarzellen hat dies einen doppelt positiven Einfluß, da nicht nur der Sättigungsstrom der Basis und der p-dotierten Rückseite reduziert wird, sondern auch die Serienwiderstandsverluste in der Basis, welche bei konventionellen Zellen mit ganzflächigem Rückkontakt vernachlässigbar sind.
- Die Diffusionslänge $150 \mu\text{m}$ ist sowohl für CZ-Si mäßiger Qualität als auch für mc-Si guter Qualität realistisch.
- Ein hochohmiger Frontseitenemitter ermöglicht zwar die beste IQE für kurze Wellenlängen, führt aber zu beträchtlichen Serienwiderstandsverlusten. Die Festsetzung des Schichtwiderstands auf $75 \Omega/\text{sqr.}$ ist demnach ein Kompromiß. Der Wert $S_f = 6000 \text{ cm/s}$ ist nach den positiven Erfahrungen aus Kapitel 3.3 realistisch. Der Wert 0.46 pA/cm^2 für j_{oe} ist aus den anderen Größen berechnet. Abb. 3.24 zeigt die kurzweilige IQE für den festgelegten Emitter.
- Der Rückseiten-Emitter und S_b an der Rückseite wurde nach Tabelle 3.14 festgesetzt.

- Die Werte für I_{02} , R_{shunt} , $\rho_{s, \text{Ag}}$ und $\rho_{s, \text{AgAl}}$ sind ebenfalls Tabelle 3.14 entnommen. Damit wurden bewußt konservative Werte gewählt, die im Experiment bereits erreicht wurden. Für I_{02} wird keine Abhängigkeit vom Fingerabstand postuliert, da beim vorgestellten Herstellungsprozeß die pn-Übergänge an der Rückseitenoberfläche allenfalls einen kleinen Anteil an I_{02} haben. Dies ist durch die niedrigen Werte von I_{02} der Referenzzellen ohne Löcher belegt (Abb. 3.8).
- Für $R_{K, \text{Ag}}$ und $R_{K, \text{AgAl}}$ wurden kleinere Werte gewählt als in Tabelle 3.14. Durch ein Verbessern der Parameter zum Feuern der Siebdruckkontakte sollten diese Werte jedoch erreichbar sein.

Nach diesen Festlegungen verbleiben für die Optimierung der Fingerabstand, der Busbarabstand und die Breite der Finger, wobei letztere nicht durch einen einzigen Wert dargestellt wird, sondern entsprechend der Anzahl der Finger-Simulationsblöcke in Abb. 3.23 durch fünf Werte, da es für die Minimierung des Serienwiderstands vorteilhaft sein kann, wenn sich die Metallfinger zum Busbar hin verbreitern.

Die Variation der Parameter Fingerabstand und Fingerbreite ist in der Simulation sehr aufwendig: Anders als bei der Untersuchung des Einflusses eines physikalischen Parameters, bei dem lediglich ein Eingabewert der Simulation verändert wird, muß hierbei für jedes Wertepaar ein eigenes Symmetrieelement definiert und ein kompletter Simulationszyklus (Berechnung eines Diskretisierungsgitters, der optischen Generation von Ladungsträgern und der IV-Kennlinien) durchgeführt werden.

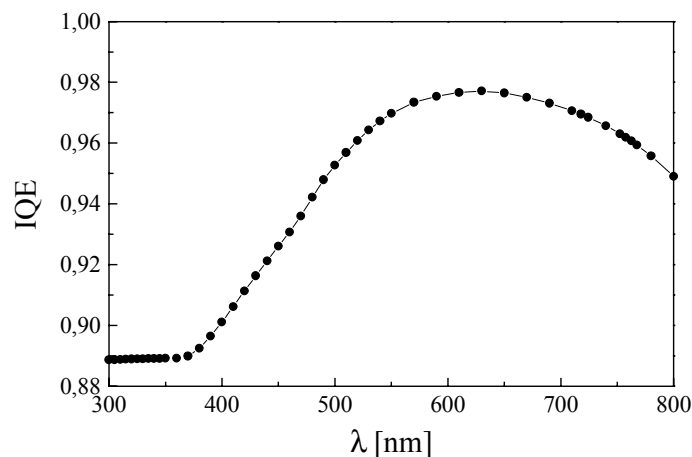


Abb. 3.24: Berechnete kurzwellige IQE der EWT-Zellen mit $75 \Omega/\text{sqr.}$ -Frontseiten-Emitter und $S_f = 6000 \text{ cm/s}$.

3.4.3 Ergebnis und Diskussion

Abb. 3.25 zeigt den Einfluß von Busbar- und Fingerabstand auf den Wirkungsgrad und den Füllfaktor bei idealem Zuschnitt der Fingerbreiten. Der höchste Wirkungsgrad ergibt sich für den Fingerabstand 1.2 mm und den Busbarabstand 18 mm. Die Kenndaten des nach Abb. 3.23 berechneten Netzwerks bei diesen Werten sind: $J_{\text{sc}} = 36.5 \text{ mA/cm}^2$, $V_{\text{oc}} = 593 \text{ mV}$, $\text{FF} = 77.7 \%$, $\eta = 16.81 \%$.

Im Vergleich mit den Kenndaten der in Kapitel 3.3.3 vorgestellten Solarzellen fällt auf, daß der Füllfaktor deutlich höher ist, was in erster Linie an der Annahme einer besseren Emitter- und Basisleitfähigkeit sowie geringerer Kontaktwiderstände liegt, erst in zweiter Linie an der Optimierung der Geometrie. Die bescheidenen Werte $I_{02} = 7 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ und $R_{\text{shunt}} = 2000 \Omega\text{cm}^2$ wurden dagegen in diesem Kapitel beibehalten.

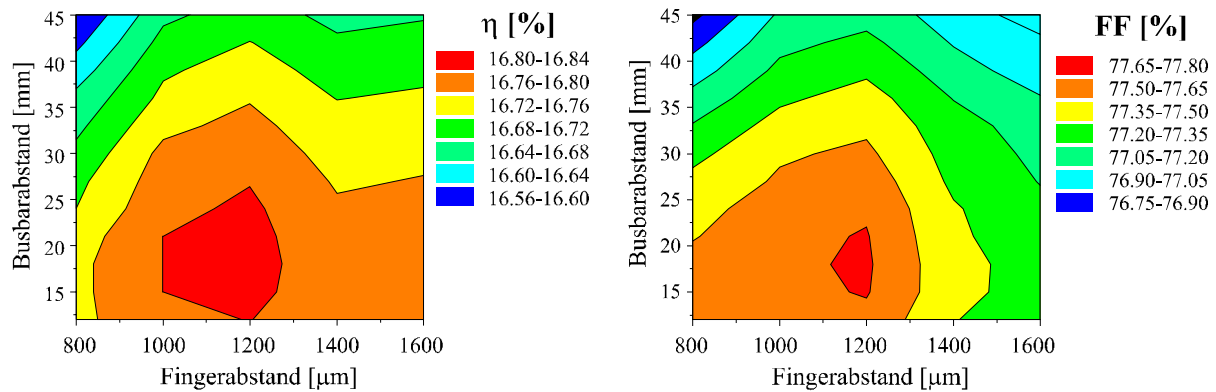


Abb. 3.25: Wirkungsgrad und Füllfaktor als Funktion von Busbar- und Fingerabstand, berechnet für das in Abb. 3.23 gezeigte Symmetrieelement. Für alle abgebildeten Werte wurde der bestmögliche Verlauf der Fingerbreite zwischen den beiden Busbars berechnet.

Für die Ausbildung des Wirkungsgradmaximums in Abb. 3.25 spielen gegenläufige Effekte eine Rolle: Ein kleiner Fingerabstand (800 μm) führt bei vorgegebener Druckgenauigkeit zu sehr schmalen Kontaktfingern, was zu hohen Kontaktwiderständen und Serienwiderständen in den Metallfingern führt, letzteres insbesondere bei großen Busbarabständen. Ein großer Fingerabstand führt dagegen zu Serienwiderstandsverlusten im Frontseitenemitter und in der Basis. Ein geringer Busbarabstand hat den Nachteil, daß ein erheblicher Anteil der Zellfläche auf die Busbarregionen entfällt. Ein großer Busbarabstand führt zu Serienwiderstandsverlusten in den Metallfingern.

Der absolute Einfluß von Busbar- und Fingerabstand auf den Wirkungsgrad ist gering. (J_{sc} und V_{oc} sind fast gar nicht betroffen.) Erst eine sehr weite Entfernung vom besten Wertepaar verringert den Wirkungsgrad der Solarzellen spürbar. Dies liegt daran, daß alle anderen Parameter, die in Kombination mit diesen Abständen die Serienwiderstandsverluste bestimmen, in Hinblick auf den Serienwiderstand günstig gewählt wurden. Bei höherem Emitterschichtwiderstand und größeren spezifischen Widerständen würden sich in Abb. 3.25 schärfere Maxima ausbilden, da jede Abweichung von der optimalen Zellgeometrie ein steileres Anwachsen eines Verlustfaktors mit sich bringen würde.

Bei Busbarabständen über 30 mm bringt es einen Vorteil, wenn die Kontaktfinger zum Busbar hin breiter werden, da dies den Serienwiderstand in den Fingern dort reduziert, wo der größte Strom fließt. Bei kleineren Busbarabständen macht sich dieser Vorteil kaum bemerkbar. Simulationen zeigen, daß die Kontaktfinger dann ohne merkbare Verluste in konstanter Breite hergestellt werden können. Eine starke Taillierung der Finger ist bei kleinen Busbarabständen sogar nachteilhaft, da an den schmalen Enden der Finger höhere Verluste durch den Kontaktwiderstand entstehen.

Bei einem Fingerabstand von 1200 μm und einem Busbarabstand von 18 mm wurden die höchsten Wirkungsgrade für konstante Fingerbreiten berechnet, wobei 300 μm des Fingerabstands auf die (halbe) Breite des Basiskontaktfingers entfallen, 400 μm auf die (halbe) Breite des Emitterkontaktfingers, und - entsprechend Abb. 3.23 - 500 μm auf den Abstand zwischen den Fingern.

Zellrand

Der Einfluß der Zellrand-Regionen wurde bislang nicht berücksichtigt. Will man komplizierte und lange Leiterbahnen für die Serienverschaltung von Zellen vermeiden, so müssen zumindest an zwei gegenüberliegenden Kanten der Zelle Busbars gedruckt werden. Diese Rand-Busbarregionen tragen, wie in Kapitel 3.3 demonstriert, in verstärktem Ausmaß zu Serienwiderstandsverlusten bei, da das Abfließen des lichtgenerierten Stroms nur nach einer Seite hin möglich ist. Bei den gewählten Parame-

tern ist die laterale Leitfähigkeit der Basis fast dreimal so groß wie die des Frontseitenemitters. Daher ist es günstiger, einen Emittterkontakt-Busbar an den Zellrand zu legen als einen Basiskontakt-Busbar. Abb. 3.26 zeigt zwei mögliche Designs der Metallisierung.

Bei Design A (Abb. 3.26 links) liegen nur an zwei Zellrändern Busbars. Der Nachteil dieser Variante ist, daß ein Teil der Leiterbahnen zur Serienschaltung benachbarter Zellen zwischen den Zellen liegen muß, was die Packungsdichte der Zellen im Modul verringert. Bei Design B werden alle Busbars eines Kontakts durch einen senkrecht laufenden Busbar am Zellrand miteinander verbunden. Dieses Design hat den Nachteil, daß in der Randregion des Basiskontakt-Verbindungsbusbars besonders hohe Serienwiderstandsverluste entstehen. Am besten ist wahrscheinlich ein Kompromißdesign, in dem nur die Emittterbusbars durch einen Verbindungsbusbar am Zellrand verbunden werden. Dies ermöglicht eine dichte Packung der Zellen im Modul und vermeidet gleichzeitig Serienwiderstandsverluste, welche in der Basis-Randbusbar-Region entstehen würden.

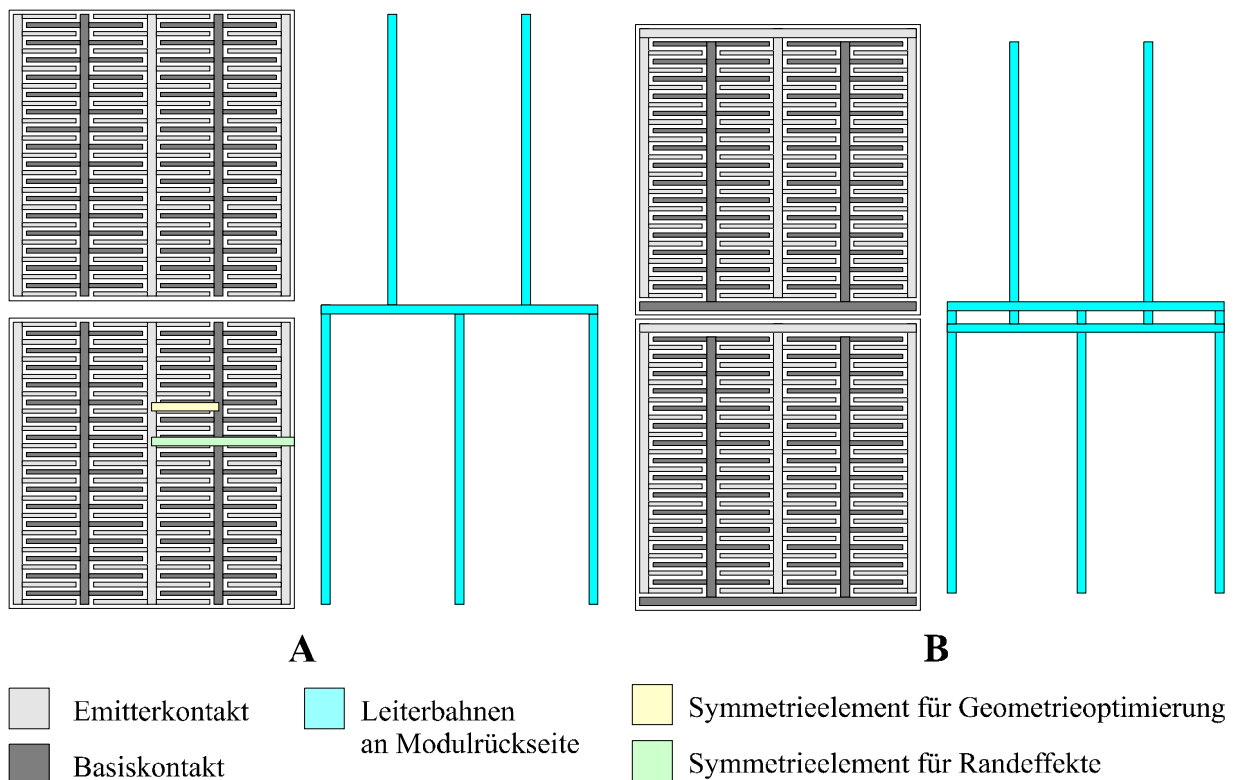


Abb. 3.26: Zwei Möglichkeiten für die Kontaktgeometrie großer EWT-Solarzellen. Dargestellt sind jeweils 2 Zellen übereinander und das zugehörige Leiterbahnenmuster (blau) für die Serienschaltung benachbarter Zellen im Modul. Bei Design A werden die Busbars durch Leiterbahnen außerhalb der Zellfläche miteinander verbunden, bei Design B leisten dies querliegende Busbars am oberen und unteren Rand der dargestellten Zellen. Das gelbe Rechteck wurde als Symmetrieelement zur Optimierung von Busbar- und Fingerabständen verwendet (vgl. Abb. 3.23), das grüne Rechteck als Symmetrieelement zur Berechnung der Verluste durch die seitlichen Busbarregionen.

Für die Simulation des Zellrand-Einflusses wurde das in Abb. 3.23 gezeigte Netzwerkmodell erweitert, so daß es nicht nur einen Ausschnitt aus der Zellmitte abbildet (gelbes Rechteck in Abb. 3.26), sondern sich über die halbe Breite einer Zelle erstreckt (grünes Rechteck). Berechnet werden soll, wie sehr die am Rand liegenden Emittterkontakt-Busbars den Wirkungsgrad von großen EWT-Solarzellen beeinflussen.

Die Simulation wurde für eine Zellbreite von 10 cm durchgeführt. Ausgangspunkt waren die nach Abb. 3.25 optimierten Werte für Finger- und Busbarabstand. Für den Busbarabstand ist bei fester Zellbreite nur ein diskreter Satz von Werten erlaubt, nämlich die Zellbreite gebrochen durch eine gerade Zahl ≥ 2 . Gewählt wurde der Abstand 1.66 cm, der eine 10x10 cm²-Zelle auf 4 parallele Emittibusbars und 3 parallele Basisbusbars festlegt. Tabelle 3.17 zeigt den Einfluß der Emitter-Randbusbars auf die IV-Kenndaten.

Tabelle 3.17: Einfluß des Randbereichs auf die IV-Kenndaten einer 10x10 cm² EWT-Solarzelle mit selektivem Emitter. Verglichen werden die Ergebnisse von Netzwerksimulationen für ein Symmetrieelement aus der Zellmitte (gelbes Rechteck in Abb. 3.26) und für ein Symmetrieelement, das auch den Randbereich miteinschließt (grünes Rechteck in Abb. 3.26).

	FF [%]	J _{sc} [mA/cm ²]	V _{oc} [mV]	η [%]
Zellmitte allein	77.67	36.51	593.0	16.81
Berücksichtigung des Randbusbars	77.13	36.51	592.9	16.69

Der Einfluß des Zellrands auf den Wirkungsgrad ist wesentlich kleiner als in Kapitel 3.3 beobachtet (vgl. Tabellen 3.10 und 3.15), was an der größeren Zellfläche und höheren Basisdotierung liegt, und an der Reduktion der Mindestabstände der Druckmasken von 400 µm in Kapitel 3.3 auf 250 µm in diesem Kapitel.

3.4.4 Wirkungsgradpotential von EWT-Solarzellen mit selektivem Emitter

Die Ergebnisse dieses Kapitels zeigen, daß mit dem in Tabelle 3.7 vorgestellten Herstellungsprozeß für EWT-Solarzellen auf CZ-Silizium mittlerer Qualität Wirkungsgrade über 16 % erzielt werden können. Die Stärke dieser Zellen ist der hohe Strom. Aufbauend auf den in Kapitel 3.3 vorgestellten Experimenten, sind zum Erreichen dieses Ziels folgende Verbesserungen notwendig:

- Eine Reduktion der Serienwiderstandsverluste durch Verringerung des Frontseiten-Emitterschichtwiderstands auf einen Wert unter 100 Ω/sqr., durch Wahl eines höherdotierten Basismaterials und durch Reduktion der Druckmaskenabstände.
- Eine Verstärkung der Busbars und ein Übergang zu größeren Zellen, bei denen alle Basiskontaktbusbars in der Zellmitte liegen.
- Eine Reduktion der Kontaktwiderstände durch Verbesserung des Kontaktfeuerns.

Jede dieser Verbesserungen ist durchführbar. Bei der Übertragung des Prozesses auf mc-Si ist zu untersuchen, ob die Diffusionslänge unter der hohen Temperatur bei der 10 Ω/sqr.-POCl₃-Diffusion leidet. Dies muß keineswegs der Fall sein [Zhao 97]. Außerdem ist die Wirkung einer Oberflächen-
texturierung mit alkalischer Ätze für mc-Si stark reduziert, weshalb es sich lohnen würde, Alternativen zu verwenden. Der Umstand, daß auf die Frontseite kein Metallkontakt gedruckt wird, erleichtert den Einsatz einiger neuer Texturierungsmethoden, die eine mechanisch empfindliche Oberflächenschicht erzeugen, etwa RIE (Reactive Ion Etching) oder die Herstellung von porösem Silizium. Eine mechanische Texturierung der Frontseite kommt ebenfalls in Frage. Durch Erzeugung von V-Gräben senkrecht zu den rückseitigen Metallfingern lassen sich zudem die Serienwiderstandsverluste im Emitter reduzieren.

3.5 Rückseitendesign von Metallisation Wrap Through (MWT) - Solarzellen

Bei MWT-Solarzellen ist der frontseitige Emittterkontakt über Löcher mit rückseitigen Busbars verbunden, um die Modulverschaltung zu vereinfachen [Van Kerschaver 98]. Wie in Kapitel 3.1 erwähnt, gibt es zwei Möglichkeiten, die Rückseite von MWT-Solarzellen zu gestalten:

- Die Rückseite ist fast zur Gänze mit einem Basiskontakt bedeckt, der nur an den Streifen der rückseitigen Emittterkontakt-Busbars unterbrochen ist.
- Basiskontakt und rückseitiger Emittterkontakt bestehen wie bei EWT-Solarzellen aus Busbars und ineinander verzahnten Fingern.

Bei Möglichkeit b) ist ein größerer Teil der rückseitigen Oberfläche mit einem Emittter bedeckt. Dies hat den Vorteil, daß nahe der Rückseite generierte Ladungsträger besser eingesammelt werden. Die größere Emittterfläche, die langen pn-Übergänge an der Oberfläche und der größere Serienwiderstand in der Basis können allerdings V_{oc} und FF reduzieren.

In diesem Kapitel werden beide Möglichkeiten mithilfe von zweidimensionalen Devicesimulationen mit Dessis_{ISE} [Dessis 98] verglichen. Ziel ist es, für verschiedene Fälle anzugeben, welcher Wirkungsgradvorteil durch Wahl des Designs b) erzielbar ist. Die vorgestellten Ergebnisse sind aus einer Zusammenarbeit mit Jochen Dicker (ISE Freiburg) und Emmanuel Van Kerschaver (IMEC) im Rahmen des EU-Projekts ‘ACE Designs’ entstanden und wurden zum größten Teil in [Van Kerschaver 99] veröffentlicht. Sie sind nicht allein für MWT-Solarzellen gültig, sondern in gleicher Weise auch für MWA- und Trioden-Solarzellen.

3.5.1 Modell

Abb. 3.27 zeigt das zweidimensionale Symmetrieelement für die Devicesimulation der Zellen mit ineinander verzahnten Rückkontakten. Der Frontkontakt wurde bewußt auf die gesamte Frontfläche plaziert, um zu vermeiden, daß eine Änderung des rückseitigen Fingerabstands eine ungewollte Änderung der Serienwiderstandsverluste im Frontseitenemittter mit sich bringt. Zum Vergleich wurde ein Symmetrieelement definiert, bei dem sich der Basiskontakt über die gesamte Rückseite erstreckt. Tabelle 3.18 gibt die für alle Rechnungen dieses Kapitels gewählten Simulationsmodelle und Parameter an.

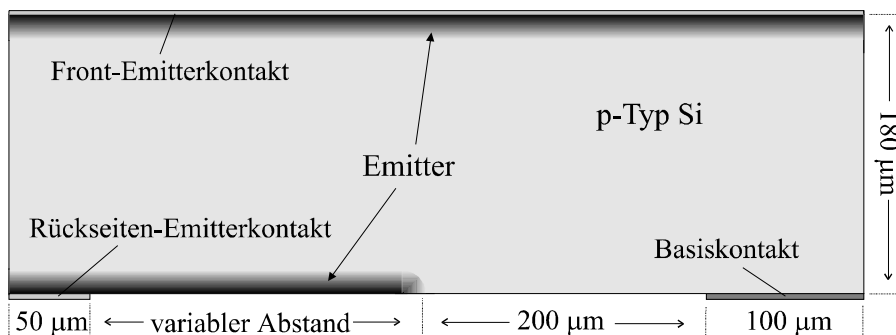


Abb. 3.27: Zweidimensionales Symmetrieelement für die Simulation von Solarzellen mit ineinander verzahnten Rückkontaktfingern. Das Element ist ein senkrecht zur Richtung der Kontaktfinger liegender 2D-Schnitt und reicht von der Mitte eines rückseitigen Emittterfingers zur Mitte eines Basiskontaktfingers. Die Emitttertiefe ist zur besseren Sichtbarkeit vergrößert eingezeichnet (nach [Van Kerschaver 99]).

Tabelle 3.18: Modelle und Parameter, die allen Simulationen des Kapitels 3.5 zugrundegelegt werden.

Elektrische Eigenschaften
- Emitterschichtwiderstand 50 Ω/sqr .
- Oberflächenrekombination an der Emitteroberfläche: $4 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$
- externer Serienwiderstand: 0.5 Ωcm^2
- kein Kontaktwiderstand
- Modelle für Band Gap Narrowing und Mobilität gleich wie in Kapitel 2.2.6.2
Optische Eigenschaften
- frontseitige Beleuchtung durch AM1.5 Globalstrahlung, normiert auf 1000 W/m^2
- 5 % Abschattungsverluste, die gleichmäßig über die Zellfläche verteilt sind
- Antireflexschicht aus SiN, keine Verkapselung
- 70 % konstante Rückseitenreflexion
- plane Oberflächen

Die Vernachlässigung der Kontaktwiderstände begünstigt im Vergleich etwas die Zellen mit ineinander verzahnten Kontaktfingern, da diese eine kleinere Kontaktfläche der Basismetallisierung haben. Zu beachten ist außerdem, daß für beide Gestaltungsmöglichkeiten der Rückseite der gleiche externe (lumped) Serienwiderstand angesetzt wird, was einer Vernachlässigung der Serienwiderstandsverluste in den Basiskontaktfingern gleichkommt. Bei ausreichend kleinem Busbarabstand sind diese auch tatsächlich verschwindend gering. Außerdem spricht nichts dagegen, breitere Basiskontaktfinger herzustellen und eine kleine Verringerung der rückseitigen Emitterfläche in Kauf zu nehmen. Der Einfluß der Regionen rückseitiger Emitterbusbars ist bei beiden Designvarianten praktisch gleich groß und muß daher nicht in die Simulation miteinbezogen werden.

3.5.2 Einsammelwahrscheinlichkeit für Minoritätsladungsträger

Die Stärke von Solarzellen mit hohem Emitteranteil an der Rückseite ist die in Abb. 3.28 gezeigte höhere Einsammelwahrscheinlichkeit für Minoritätsladungsträger, die in der Basis generiert werden. Für deren Berechnung bei Niedriginjektion nützt man aus, daß sie der Minoritätsladungsträgerdichte proportional ist, die ohne Beleuchtung bei kleiner positiver Spannung in die Basis injiziert wird [Donolato 85].

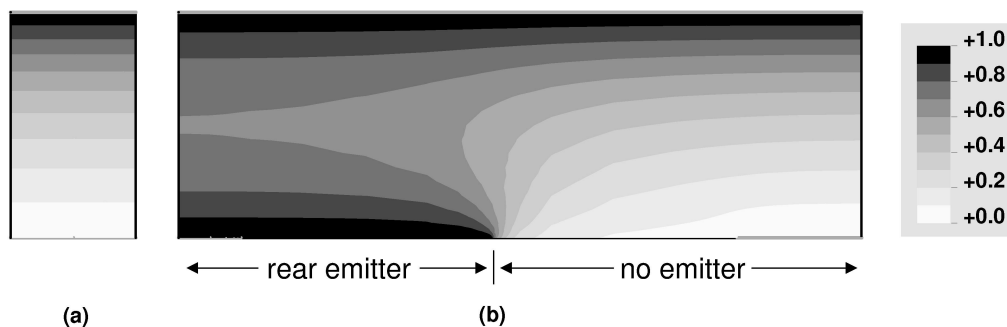


Abb. 3.28: Einsammelwahrscheinlichkeit für in der Basis generierte Minoritätsladungsträger für (a) einen ganzflächigen Rückkontakt und (b) eine Zelle mit beidseitiger Einsammlung, berechnet für die Zelldicke $180 \mu\text{m}$ und $L_D = 100 \mu\text{m}$. (aus [Van Kerschaver 99])

Die Folge ist ein höherer Kurzschlußstrom der Zellen mit rückseitigem Emitteranteil. Der Stromgewinn gegenüber einem Design mit fast ganzflächigem Rückkontakt ist dann am größten, wenn Zellen mit unpassiviertem Basiskontakt miteinander verglichen werden. Dies liegt einfach daran, daß an einer ganzflächigen unpassivierten Kontaktfläche mehr Ladungsträger rekombinieren, als an dem schmalen Kontaktfinger einer Zelle mit ineinander verzahnten Fingern.

Werden Zellen mit passiviertem Rückkontakt miteinander verglichen, so ist der Stromgewinn durch den rückseitigen Emitter dann am größten, wenn L_D so groß ist wie die halbe Zeldicke. Außerdem ist er für dünne Substrate etwas größer als für dicke [Van Kerschaver 99].

3.5.3 Auswirkung des Rückseitendesigns auf den Wirkungsgrad

Der höhere Strom ist nicht der einzige Effekt des Designs b) mit ineinander verzahnten Kontaktfingern auf der Rückseite.

Die Spannung ist bei diesem Design aus zwei Gründen etwas niedriger: Erstens ist die Emitterfläche größer, wodurch der Emittersättigungsstrom und bei kleiner Diffusionslänge auch der Basissättigungsstrom anwächst. Zweitens grenzt an der Rückseite über einen sehr langgestreckten pn-Übergang die Basisoberfläche direkt an den Emitter, bei unzureichender Passivierung dieser Zellregion zu drastischen Rekombinationsverlusten führen kann, die neben der Spannung auch den Füllfaktor reduzieren [Kühn 98a], [Schönecker 98].

Daneben ist auch der Serienwiderstand in der Basis größer, vor allem bei niedriger Substratdotierung und großen Fingerabständen.

Abb. 3.29 zeigt die Wirkungsgradifferenz zwischen beiden Designvarianten als Funktion des Fingerabstands und der Substratdotierung. Abb. 3.30 zeigt den Einfluß der Rekombinationsgeschwindigkeit an der freien p-Typ Oberfläche und am Basiskontakt.

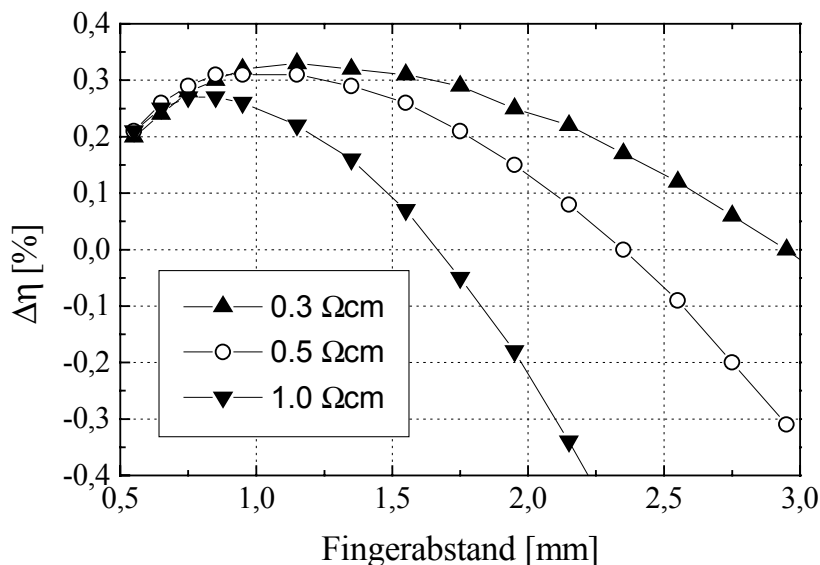


Abb. 3.29: Wirkungsgradgewinn $\Delta\eta$ durch ineinander verzahnte Kontaktfinger auf der Rückseite, gegenüber einem fast ganzflächigen Basiskontakt bei MWT-Solarzellen, als Funktion des Fingerabstands und der Substratdotierung, berechnet für $L_D = 100 \mu\text{m}$, Zeldicke = $180 \mu\text{m}$, unpassivierten Basiskontakt, Rekombinationsgeschwindigkeit an der freiliegenden p-Typ Oberfläche = 10^4 cm/s . Der Fingerabstand bezeichnet die Strecke von der Mitte des Basisfingers zur Mitte des Emitterfingers. (nach [Van Kerschaver 99])

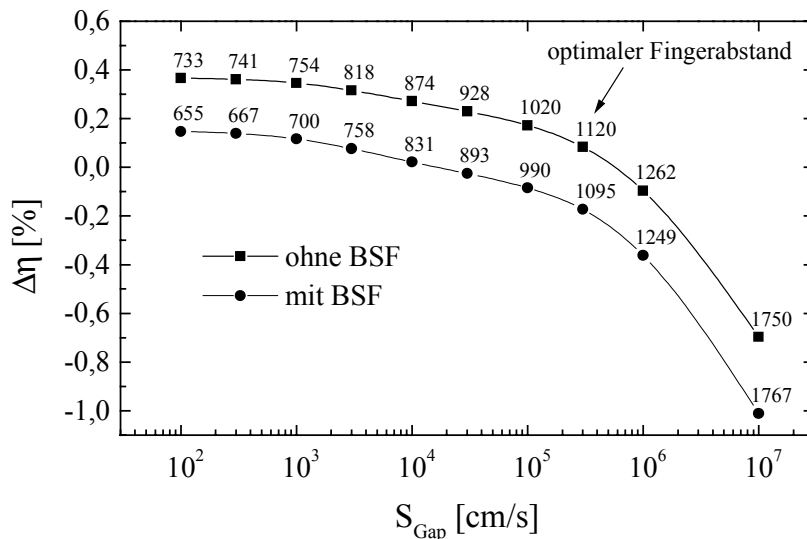


Abb. 3.30: Wirkungsgradgewinn $\Delta\eta$ durch ineinander verzahnte Kontaktfinger auf der Rückseite als Funktion der Rekombinationsgeschwindigkeit S_{Gap} an der freien p-Typ-Oberfläche zwischen Basiskontakt und Emitter ohne BSF ($S_{b, \text{Kontakt}} = 10^6 \text{ cm/s}$) und mit BSF ($S_{b, \text{Kontakt}} = 500 \text{ cm/s}$). $L_D = 100 \mu\text{m}$, spezifischer Widerstand der Basis = $1 \Omega\text{cm}$, Zeldicke = $180 \mu\text{m}$. Jeder Punkt der Grafik wurde mit optimalem Fingerabstand zwischen Emitter- und Basiskontakt berechnet. (Simulationen von J. Dicker in Zusammenarbeit mit dem Autor, nach [Van Kerschaver 99])

Wie Abb. 3.29 und Abb. 3.30 zeigen, hängt der optimale Fingerabstand von der Substratdotierung und von der Oberflächenpassivierung an den pn-Übergängen und der freien p-Typ Oberfläche ab. Ist er zu groß, führt der laterale Stromfluß in der Basis zu hohen Serienwiderstandsverluste. Ein kleiner Fingerabstand vergrößert dagegen die Zahl der pn-Übergänge an der Oberfläche und die damit verknüpften Rekombinationsverluste an der Rückseite.

Auf hochdotierten Substraten bietet die Variante mit ineinander verzahnten Kontaktfingern einen höheren Wirkungsgradvorteil als auf niedrigdotierten Substraten. Eine gute Substratleitfähigkeit erlaubt außerdem, einen großen Fingerabstand zu wählen, was die hohen Genauigkeitsanforderungen bei der Zellherstellung entspannt.

3.5.4 Zusammenfassung und Diskussion

Bei MWT- und MWA-Solarzellen können zusätzlich zu den Emitterkontaktbusbars auch Emitterkontaktfinger auf die Rückseite plaziert werden, die wie bei EWT-Solarzellen mit Basiskontaktfingern verzahnt sind. Die damit einhergehende Verbesserung der Einsammlung von Minoritätsladungsträgern führt zu einer Erhöhung des Kurzschlußstroms. Der Einfluß der rückseitigen Emitterfinger auf den Wirkungsgrad hängt von der Substratdicke, der Diffusionslänge, der Substratdotierung, dem Fingerabstand und der Passivierung der Rückseite ab. Die größte Wirkungsgradsteigerung ergibt sich für folgende Situation:

- Die Oberflächenregion zwischen Basiskontakt und Rückseitenemitter ist gut passiviert.
- Der Basiskontakt ist nicht durch ein BSF passiviert.
- Die Substratdotierung ist hoch.

Sie beträgt dann für Industriesolarzellen maximal 0.4 % absolut.

Der wichtigste Faktor ist die gute Oberflächenpassivierung am pn-Übergang (Abb. 3.30). Kann diese nicht erreicht werden, so bringt ein Design mit ineinander verzahnten Kontaktfingern keinen Vorteil. Bei Verwendung von Techniken zur Definition der n- und p-dotierten Bereiche, die einen Oberflächenschaden zurücklassen, wie mechanischen Trennen oder Lasertrennen, ist es besser, auf rückseitige Emitterfinger zu verzichten.

Abb. 3.30 zeigt außerdem, daß auch bei guter Rückseitenpassivierung sich das Design mit rückseitigen Metallfingern nur dann deutlich lohnt, wenn der Basiskontakt unpassiviert ist. Für die Praxis von größerer Bedeutung ist jedoch die Annahme eines Basiskontakts, der durch ein Al-BSF passiviert ist, da dies höhere Wirkungsgrade bringt und sich auch bei hohen Produktionszahlen durch Aufdrucken und Feuern einer Aluminiumpaste problemlos realisieren läßt [Wohlgemuth 97].

Für eine Entscheidung zwischen den beiden Zellvarianten ist auch ein technisches Argument zu beachten. Das Design ohne Metallfinger auf der Rückseite ist gegenüber kleinen Fehlern oder Ungenauigkeiten bei der Herstellung toleranter.

Das Fazit aus den Simulationsergebnissen ist, daß es in den wichtigsten Fällen keinen Vorteil bringt, die rückseitigen Emitterkontaktbusbars durch rückseitige Emitterkontaktfinger zu ergänzen.

Dies gilt natürlich nur für frontseitige Beleuchtung. Bei transparenter Modulrückplatte und Lichteinfall von beiden Seiten steht es außer Frage, daß eine große Emitterfläche auf der Rückseite den Ertrag der Zelle steigert.

4 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden zwei Techniken für Solarzellen aus kristallinem Silizium untersucht: Mechanische Oberflächentexturierung und die Verlagerung des Emitterkontakts auf die Zellrückseite.

Kapitel 2

Die mechanische Oberflächentexturierung wurde in die Herstellung von Solarzellen integriert und ihre Auswirkung auf die Zelleigenschaften mit Experimenten und Computersimulationen untersucht. Der beim Texturieren von Silizium zurückbleibende Oberflächenschaden kann durch Abätzen der oberflächennahen Schicht weitgehend entfernt werden; ein Einfluß der Texturierung auf die Basisdiffusionslänge wurde nur in Einzelfällen beobachtet.

Die mechanische Texturierung bewirkt eine Verringerung der Reflexionsverluste und zusätzlich eine Steigerung der internen Quantenausbeute für langwellige Photonen, die bei kleinen Grabenwinkeln und geringen Diffusionslängen am deutlichsten ausfällt. Auf die Spannung und auf den Füllfaktor wirkt sich die vergrößerte Emitteroberfläche negativ aus, was durch den Stromgewinn jedoch überkompensiert wird.

Die erzielbare Wirkungsgradsteigerung beträgt für Industriesolarzellen mit Antireflexbeschichtung und Verkapselung 3 % - 6 % relativ gegenüber Zellen ohne Texturierung. Am größten ist sie bei hoher Emitterqualität, guter Rückseitenpassivierung und Rillenprofilen mit großem Spitzenwinkel. Steile Grabenprofile sind nur bei sehr kleinen Diffusionslängen vorteilhaft. Auf RGS-Silizium ermöglichte die Anwendung mechanischer Texturierung Wirkungsgrade von bis zu 12.2 %.

Eine zusätzliche Rückseitentexturierung verbessert die Verwertung von langwelligen Photonen durch 'Light-Trapping'. Bei guter Verspiegelung und Passivierung der Rückseite erhält man eine Steigerung des Zellwirkungsgrads von bis zu 0.5 % absolut. Bei gewöhnlicher Rückseitenqualität ist die Auswirkung auf den Wirkungsgrad jedoch minimal.

Durch Anwendung der DOSS-Technik zur Herstellung von selektiven Emittern wurden auf teilweise texturierten Wafern Solarzellen mit Siebdruckkontakten und hoher kurzweiliger Quantenausbeute hergestellt.

Kapitel 3

Solarzellen mit beiden Kontakten auf der Rückseite haben geringere Reflexionsverluste und ermöglichen eine vereinfachte Modulverschaltung.

Zur Definition der rückseitigen Oberflächenbereiche für beide Kontakte wurden die Techniken Laserverdampfen, Plasma-Ätzen und mechanisches Trennen untersucht. Laserverdampfen und mechanisches Trennen erzeugen Oberflächenschäden, die bei Zellen mit ineinander verzahnten Rückkontaktfingern hohe Rekombinationsverluste verursachen, sofern sie nicht durch Abätzen entfernt werden.

Ein neuer Herstellungsprozeß für Emitter Wrap Through - Solarzellen mit siebgedruckten Kontakten und selektivem Emitter wurde vorgestellt, mit dem Ströme von 37 mA/cm² und Wirkungsgrade bis zu 14.4 % erreicht wurden. Die Analyse der Zellen durch Messungen und Computersimulationen erlaubt eine genaue Bestimmung der Verlustmechanismen. Optimierungsrechnungen zeigen, daß durch Reduktion der Serienwiderstandsverluste und eine verbesserte Zellgeometrie auf gewöhnlichem CZ-Material Wirkungsgrade über 16.5 % erzielt werden können.

Für MWT-Solarzellen wurde die Möglichkeit der Rückseitengestaltung mit ineinander verzahnten Kontaktfingern analysiert. Der verbesserten Einsammlung von Minoritätsladungsträgern durch die rückseitige Emitterfläche stehen Rekombinationsverluste zwischen den Fingern und Serienwiderstandsverluste in der Basis gegenüber. Das Design ist nur dann vorteilhaft, wenn die Oberfläche zwischen den Kontaktfingern gut passiviert ist, anderenfalls ist es besser, einen ganzflächigen Basiskontakt mit BSF herzustellen.

In beiden Abschnitten der Arbeit wurden Devicesimulationen genutzt und weiterentwickelt, um Einflüsse von physikalischen Parametern und der Zellgeometrie zu studieren. Für die Simulation des optischen Verhaltens von Solarzellen wurde das Ray-Tracing-Programm 'Sonne' entwickelt und in ein kommerzielles TCAD Softwarepaket integriert. Durch diese Verknüpfung wurde die Möglichkeit geschaffen, die Auswirkungen mechanischer Oberflächentexturierung auf optische und elektronische Eigenschaften von Solarzellen präzise zu analysieren.

Für die Berechnung der internen Quantenausbeute für kurze Wellenlängen und die Analyse des ortsaufgelösten LBIC-Signals von mechanisch texturierten Zellen und EWT-Solarzellen wurde ein neues Verfahren eingesetzt, bei dem alle aus der Diskretisierung der Halbleitergleichungen entstehenden numerischen Fehler weitgehend eliminiert werden. Bei diesem Verfahren werden die simulierten Stromsignale der zu untersuchenden Zellen mit den Signalen 'idealer' Referenzzellen verglichen, bei deren Berechnung alle Rekombinationsmechanismen abgeschaltet sind.

Für eine realistische Analyse von IV-Kennlinien ist eine direkte, experimentelle Bestimmung möglichst vieler Simulationsparameter notwendig. Mit der Technik der Netzwerksimulation konnten auch komplizierte Solarzellen mit unterschiedlichen Zellregionen und vermischten Serienwiderstandsverlusten vollständig beschrieben werden.

ANHANG A

Einfluß des Zellrand-Absägens

Als letzter Schritt vor der IV-Messung werden an der Universität Konstanz üblicherweise die Ränder der Solarzellen mit einer Wafersäge abgesägt. Damit wird erstens die Zellfläche definiert (kleine Solarzellen werden während des Herstellungsprozesses zunächst in einem größeren Silizium-Wafer belassen), und zweitens die leitende Verbindung des frontseitigen Emitters über die Waferkanten zum Rückkontakt unterbrochen.

Bei diesem Schritt bleibt eine stark geschädigte Oberfläche am Zellrand zurück, die nicht mehr vollständig passiviert werden kann (etwa durch Abätzen der oberflächennahen Schicht), ohne andere Teile der bereits fertigen Zelle in Mitleidenschaft zu ziehen. Der Umstand, daß der pn-Übergang diese geschädigte Oberfläche kreuzt, führt zu beträchtlichen Rekombinationsverlusten und Verlusten für V_{oc} und FF.

Ziel dieses Unterkapitels ist, die Auswirkungen des Zellrand-Absägens auf die im Labor hergestellten Zellen zu quantifizieren, um eine Abschätzung zu ermöglichen, wie groß die am Zellrand eingehandelten Verluste sind. Es stellt sich heraus, daß sie bei Laborzellen der Größe $2 \times 2 \text{ cm}^2$ insbesondere den Füllfaktor erheblich beeinträchtigen können. Wie in [Schönecker 98] gezeigt wurde, wirkt besonders die Schnittlinie zwischen pn-Übergang und der frisch gesägten Oberfläche schädlich für den Füllfaktor. Für Hochleistungssolarzellen auf FZ-Silizium, die in einem größeren Wafer eingebettet bleiben, wurde der Einfluß des Zellrands in der Literatur schon behandelt [Luque 93], [Altermatt 97a], nicht aber für Zellen mit mechanisch abgesägten Rändern.

Vermerkt sei hier noch, daß bei der industriellen Produktion von Solarzellen mit Siebdruckkontakten der Emitter am Zellrand in der Regel unmittelbar nach der Phosphordiffusion durch Plasma-Ätzen dicht aufeinandergestapelter Wafer entfernt wird. Der dabei entstehende Schaden hängt von den Details des Ätzvorgangs ab und ist im Fall einer optimierten Ätzprozedur deutlich geringer als der Schaden durch Zellrand-Absägen (siehe Kap. 3.2.2). Bei Zellgrößen von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ oder $12.5 \times 12.5 \text{ cm}^2$ treten Verluste am Zellrand in den Hintergrund. Eine Bewertung dieser Verluste für Industriesolarzellen hat der Autor in der Literatur nicht gefunden.

A.1 Experimentelle Untersuchungen

Die weitere Analyse stützt sich auf drei Experimente, welche von drei Kollegen des Autors durchgeführt wurden, die freundlicherweise ihre Meßdaten zur Verfügung stellten. Allen Experimenten gemeinsam ist folgender Ablauf: Solarzellen werden hergestellt und ihre Kennlinien gemessen. Dann werden zu den Schnitten am Zellrand weitere hinzugefügt und die Kennlinien erneut gemessen. Die Verschlechterung der IV-Kennlinien wird auf die neu eingebrachten Sägeschnitte zurückgeführt. Zunächst seien die drei Experimente beschrieben.

Kleinsägen fertiger Solarzellen

Die Zellrand-Effekte spielen eine um so größere Rolle, je kleiner eine Solarzelle ist. Sägt man ein Stück einer fertigen Solarzelle ab, so vergrößert sich das Verhältnis Umfang zu Fläche. In einem Experiment wurden 2 Hochleistungssolarzellen mit Oxid-passiviertem Emitter der Flächen $2 \times 2 \text{ cm}^2$ und $2 \times 1.7 \text{ cm}^2$ in drei Schritten kleingesägt, und dabei wurde die Breite von 2 cm auf 1.5 cm auf 1 cm auf 0.5 cm reduziert. Nach jedem Sägeschritt wurden Hell- und Dunkel- IV-Kurve gemessen.

Dieses Experiment und die Messungen wurden im April 1999 von Bernhard Fischer durchgeführt. Die Zellen stellte Barbara Terheiden zur Verfügung.

Einbringen von Schnitten in den Emitter

Indem man längs zwischen den Frontmetall-Fingern Schnitte in fertige Zellen sägt, erzeugt man genau wie am Zellrand geschädigte Oberflächen, an denen Ladungsträger rekombinieren. Da die Rekombination zum größten Teil in unmittelbarer Nähe des Emitters stattfindet, ist es von geringer Bedeutung, ob die Schnitte wie am Zellrand den Wafer ganz durchtrennen oder nur einige zehn Mikrometer tief reichen, wie im nun beschriebenen Experiment, das im Oktober 1998 von Andreas Tikart durchgeführt wurde und in [Tikart 99] ausführlich beschrieben ist.

Ausgangspunkt dieses Experiments waren Solarzellen mit siebgedruckten Frontkontakten auf einem unpassivierten $30 \Omega/\text{sqr.}$ - Emitter. Der frontseitige Busbar verlief am Zellrand, und der Abstand der Frontkontakt-Finger betrug 2.4 mm. Nach den ersten IV-Messungen wurden in zwei Schritten, erst in der Mitte zwischen jedem zweiten Finger, dann zwischen allen Fingern, Sägeschnitte eingebracht. Nach jedem Schritt wurden die IV-Kennlinien der Zellen gemessen. Die Rekombinationsverluste an den frisch eingebrachten Schnitten schlugen sich in einem Abfall von FF und V_{oc} nieder.

Außerdem wurde in diesem Experiment getestet, ob der so entstandene Schaden durch eine Passivierung mit atomarem Wasserstoff ausgeheilt werden kann. Dazu wurden die Zellen in zwei Stufen (erste Stufe: 15 min, zweite Stufe 45 min) in einer MIRHP (Microwave induced remote hydrogen plasma)-Anlage passiviert, mit anschließender IV-Messung. Tatsächlich konnte der Sägeschaden zu etwa einem Drittel ausgeheilt werden. Um nachzuweisen, daß die Wasserstoffpassivierung vor allem an den frisch freigelegten Oberflächen ihre passivierende Wirkung entfaltet, wurden auch Zellen vor Einbringen der Sägeschnitte atomarem Wasserstoff in der MIRHP-Anlage ausgesetzt. Die festgestellte Wirkung der Wasserstoffpassivierung auf noch ungeschädigte Zellen war minimal.

Abb. A.1 zeigt die IV-Kennlinien der Zellen nach dem Herstellungsprozeß und nach verschiedenen Stufen der Schädigung und der Wasserstoffpassivierung.

Löcher erzeugen durch In-die-Rückseite-Sägen an frontseitig texturierten Solarzellen

Sägt man rechtwinklig zueinander auf der Front- und Rückseite eines Silizium-Wafers Gräben, die jeweils tiefer sind als die halbe Waferdicke, so entstehen an den Kreuzungspunkten Löcher. Dieser Umstand läßt sich ausnutzen, um semitransparente Solarzellen herzustellen [Willeke 94a], denen der Name POWER-Solarzellen gegeben wurde, was als findiges Akronym für POlycrystalline Wafer Engineering Result steht [Willeke 94b].

Eine mögliche Realisierung dieses Konzepts ist, eine zunächst nur auf der Frontseite mit tiefen Gräben texturierte Zelle fertig herzustellen und in die fertige Solarzelle von der Rückseite her Gräben einzufräsen. Dies ist zwar einfach, doch beim abschließenden Sägen von Löchern entstehen wieder unpassivierte Oberflächen, in welche der pn-Übergang hineinläuft, mit den damit verbundenen Rekombinationsverlusten.

Ralph Kühn führte dazu im November 1997 folgendes Experiment durch [Kühn 98]: Fertige, auf der Frontseite mit tiefen Gräben texturierte Solarzellen wurden in vier Schritten von der Rückseite her texturiert. Im ersten Schritt wurden Gräben gesägt, die sich nicht mit den frontseitigen Gräben überlappten. In den weiteren Schnitten wurden sukzessive immer mehr rückseitige tiefe Gräben gesägt. Nach jedem Schritt wurden die IV-Kennlinien neu gemessen. Es zeigte sich, daß der erste Schritt die Zellen nur gering verschlechterte, alle weiteren hingegen drastisch. Beim ersten Schritt wurde zwar die Rückseitenrekombination vergrößert, die folgenden Schritte erzeugten aber pn-Übergänge an unpassivierten Oberflächen, was zu einem viel drastischeren Anstieg der Rekombinationsverluste führte.

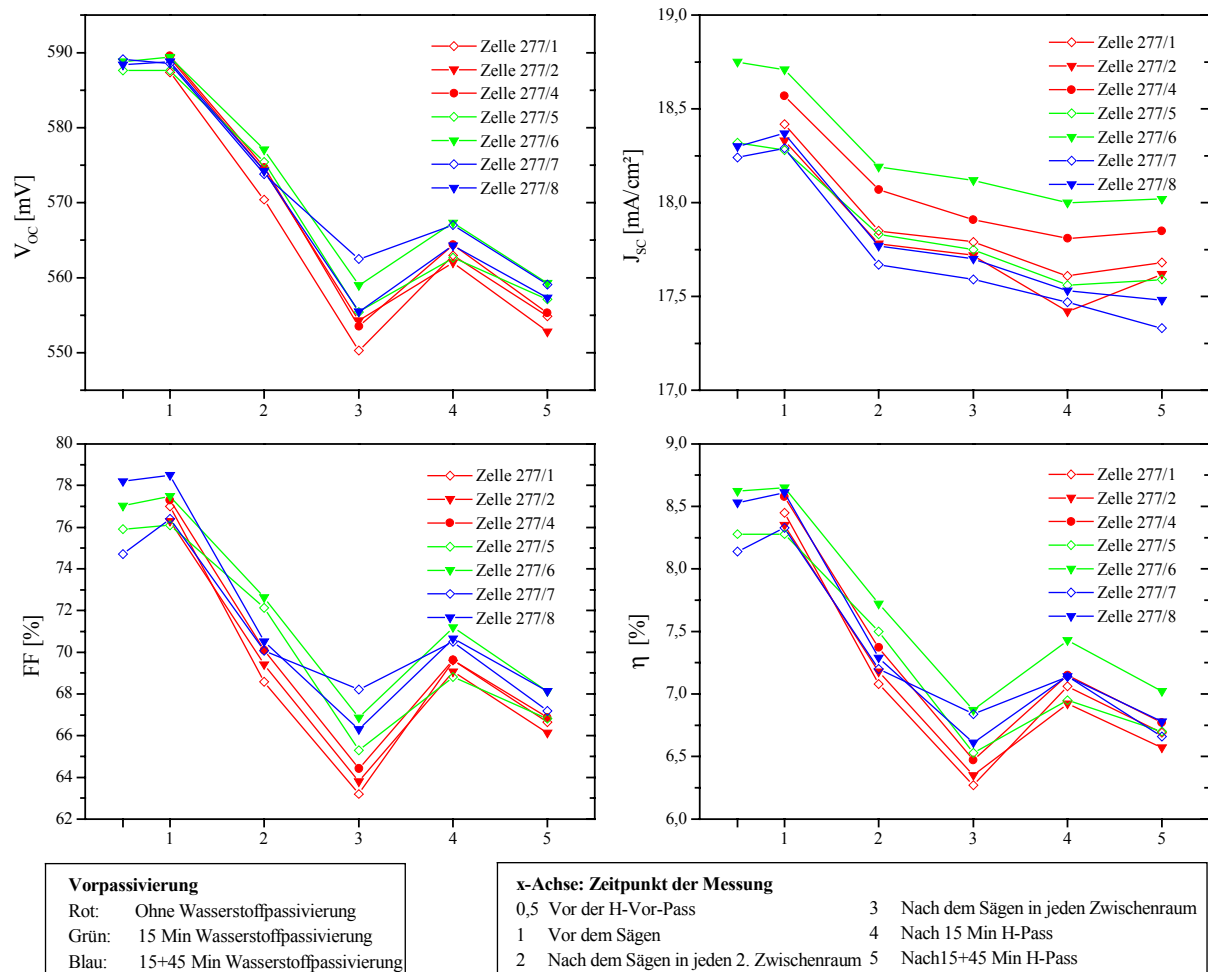


Abb. A.1: Verlauf der IV-Kenndaten während der einzelnen Prozessschritte: Vorpasivierung mit Wasserstoff (grüne und blaue Kurven), gezieltes Einbringen von Sägeschaden und anschließende Wasserstoffpassivierung. (nach [Tikart 99], Seite 67)

A.2 Modell für den Sägeschaden

Es wird ein einfaches Modell präsentiert, das den Ergebnissen der drei geschilderten Experimente eine gemeinsame Beschreibung gibt. Ausgangspunkt ist das Zwei-Dioden-Modell, in dem die Solarzelle durch Gleichung (2.4) beschrieben wird.

Für den durch Sägen erzeugten Schaden wird folgendes angenommen:

- (1) Der dominierende Anteil des Sägeschadens liegt in unmittelbarer Nähe des Emitters und wird durch einen zu (2.4) zusätzlich hinzugefügten Rekombinationsterm J_{Rand} beschrieben.

$$J_{Rand} = J_{0R} \cdot \left| e^{\frac{q(V-I \cdot R_S)}{n_{Rand} k T}} - 1 \right| \quad (A.1)$$

Dabei ist n_{Rand} der Idealitätsfaktor, und der Rand-Sättigungsstrom J_{0R} läßt sich ausdrücken als

$$J_{0R} = C \cdot RL_{spez.} \quad (A.2)$$

wobei C eine Konstante ist und $RL_{\text{spez.}}$ die spezifische Randlänge mit der Definition

$$RL_{\text{spez.}} = \frac{S_{\text{Rand}}}{A}, \quad (\text{A.3})$$

worin die Summe aller Längen s_{Rand} der Kreuzungslinien von pn-Übergang und frisch gesägter Oberfläche durch die Zellfläche dividiert wird. Beispielsweise ist $RL_{\text{spez.}}$ für eine untexturierte $5 \times 5 \text{ cm}^2$ Solarzelle nach dem Rand-Abtrennen $4.5 \text{ cm} / 25 \text{ cm}^2 = 0.8 \text{ cm}^{-1}$.

- (2) $n_{\text{Rand}} = 2.5$
- (3) Der Einfluß auf den Sättigungsstrom I_{01} in (2.4) ist gering. (Diese Annahme ist für hocheffiziente Zellen nicht gültig.)
- (4) Der Einfluß auf den Photostrom J_L in (2.4) ist gering.

Für den Diodenidealitätsfaktor n_{Rand} erwartet man zunächst den Wert 2. Dieser Wert ergibt sich für Shockley-Read-Hall Rekombination in der Raumladungszone [Sah 57], wenn man einfache Traps in der Mitte der Bandlücke annimmt. Die Versuche des Autors, die gemessenen Hell- und Dunkel-IV-Kennlinien mit diesem Wert zu fitten, brachten aber keine befriedigenden Ergebnisse. Hingegen konnten bei Annahme von $n_{\text{Rand}} = 2.5 \pm 0.2$ alle gemessenen IV-Kurven mit dem gewählten Modell gefittet werden. Offenbar gehört zum Rekombinationsmechanismus, der an mechanisch durchgetrennten pn-Übergängen dominiert, dieser hohe Idealitätsfaktor.

Die Konstante C in (A.2) kann von der Beschaffenheit des pn-Übergangs abhängen und ferner von den Details des Sägevorgangs, etwa von der Sägetiefe, von der Beschaffenheit des Sägeblattes und von der Stärke des Vakuums, mit dem der Wafer am Sägetisch festgehalten wird.

Ein Beispiel für das Modell

Die IV-Kurven, welche in den geschilderten Experimenten gemessen worden waren, wurden mit dem Programm DF7 [Tikart 99] mit den Annahmen $n_1 = 1$ und $n_2 = n_{\text{Rand}} = 2.5$ gefittet. (Indem man gleiche Werte für n_2 und n_{Rand} annimmt, kann man auch nach Hinzunahme des neu eingeführten Rekombinationsterms J_{Rand} mit dem in DF7 implementierten Zweidiodenmodell rechnen.)

Abb. A.2 zeigt als Beispiel die Messungen und Fits der Hell- und Dunkelkennlinien der Zelle 277/6, in welche in zwei Schritten Schnitte zwischen die Frontmetall-Finger eingebracht wurden.

Zu den Fits sei folgendes bemerkt:

1. Mit dem gewählten Modell lassen sich alle gemessenen Kurven sehr gut anpassen.
2. Für Hell- und Dunkelkennlinien der gleichen Solarzelle wurde der gleiche Satz an Fitparametern angenommen, mit Ausnahme von I_{02} . Diese Größe war bei den Hellkennlinien um den festen Betrag $1.4 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$ größer als bei den Dunkelkennlinien. (Dieser Unterschied trat unabhängig von den neu eingetragenen Schnitten auf. Eine Ursache für ihn könnte sein, daß sich die Rekombination in der Raumladungszone mit der Intensität der Beleuchtung ändert.)
3. Während I_{02} nach dem Einbringen der Schnitte auf ein Vielfaches des ursprünglichen Wertes anwächst, ändert sich I_{01} durch die Sägeschnitte wenig.

Das Sinken der Fitwerte von I_{01} für diese Zelle nach Eintragen der zweiten zehn Sägeschnitte ist physikalisch nicht erklärbar und zeigt, daß die Fits von I_{01} sowie die Messungen selbst nicht frei von Ungenauigkeiten sind. Insbesondere die ersten beiden Punkte sind deutliche Hinweise, daß das gewählte Modell der Wirklichkeit sehr nahe kommt. Die IV-Kurven der übrigen in der Folge analysierten Solarzellen ließen sich ähnlich gut fitten.

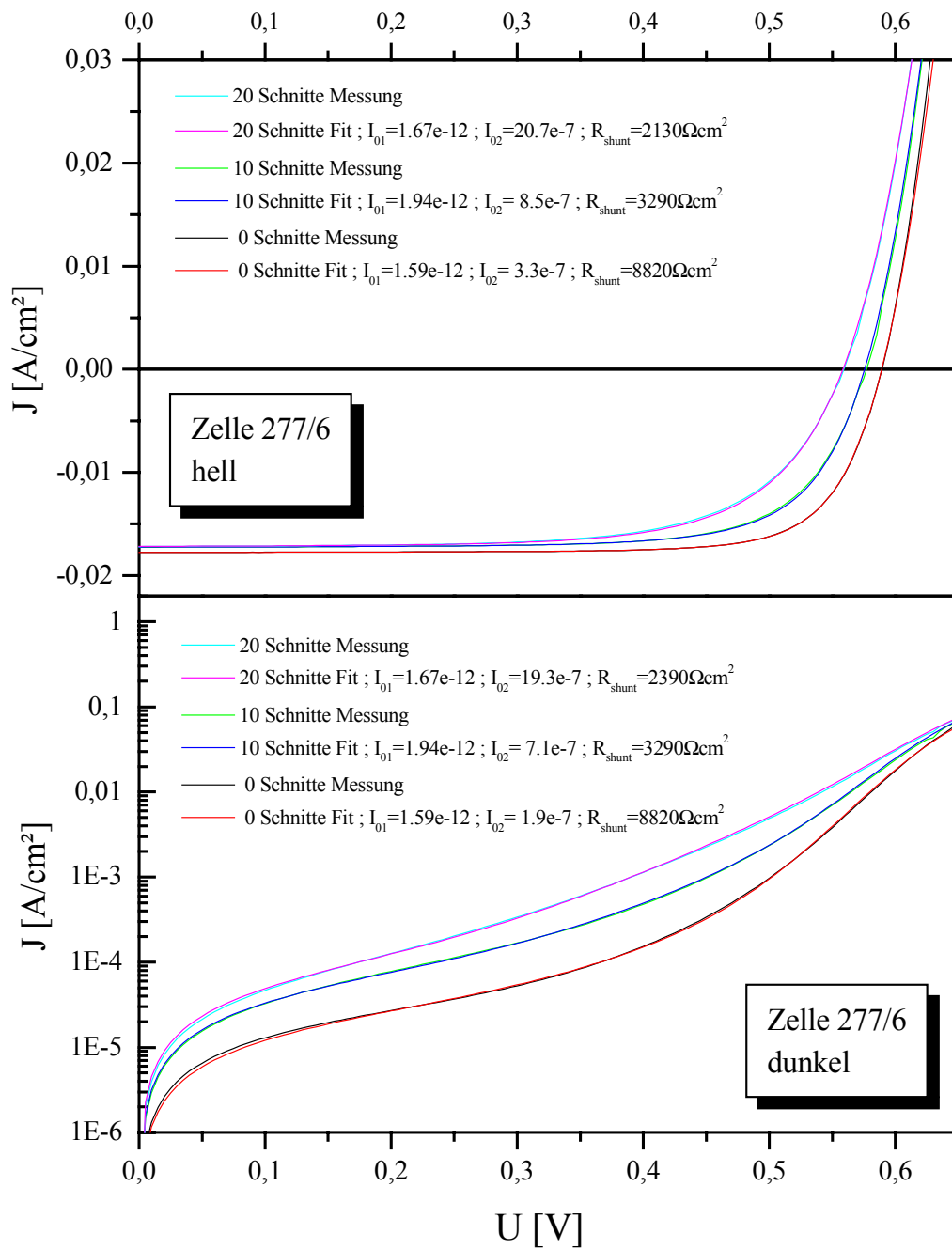


Abb. A.2: Gemessene und gefittete IV-Kurven der Zelle 277/6 vor und nach der Schädigung durch Sägeschnitte zwischen den Frontmetall-Fingern. Die Fits basieren auf der Zwei-Dioden-Gleichung (2.4). Für alle Fits wurde angenommen: $R_{serie} = 0.43 \Omega\text{cm}^2$, $n_1=1$, $n_2=2.5$. Die übrigen Fitparameter sind in der Grafik angegeben. (Die Messungen wurden von Andreas Tikart durchgeführt.)

A.3 Auswertung der Experimente

Es verbleibt die Aufgabe, die Konstante C in Gleichung (A.2) zu bestimmen. Dazu wurden bei den drei geschilderten Experimenten gemessenen IV-Kurven durch Fits mit dem Zwei-Dioden-Modell analysiert, wobei die Diodenidealitätsfaktoren stets als $n_1 = 1$ und $n_2 = 2.5$ angenommen wurden. Der Anstieg von I_{02} nach den Sägeschnitten an den fertigen Zellen ist in den Tabellen A.1 bis A.3 eingetragen.

Tabelle A.1: Zunahme des Sättigungsstroms I_{02} durch Kleinsägen von Solarzellen, bestimmt durch Fits der Dunkelkennlinien mit $n_2=2.5$ nach dem Zwei-Dioden-Modell.

Zellbreite [cm]	$\Delta RL_{\text{spez.}}$ [cm ⁻¹]	Zelle 91a		Zelle 91b	
		I_{02} [10 ⁻⁸ A/cm ²]	ΔI_{02} [10 ⁻⁸ A/cm ²]	I_{02} [10 ⁻⁸ A/cm ²]	ΔI_{02} [10 ⁻⁸ A/cm ²]
2	0	22	-	22	-
1.5	0.33	22	0	24	2.0
1	1	28	6	35	13
0	3	69	47	71	49

Tabelle A.2: Zunahme des Sättigungsstroms I_{02} durch Einbringen von Schnitten in den Emitter von Solarzellen, bestimmt durch Fits der Dunkelkennlinien nach dem Zwei-Dioden-Modell mit $n_2=2.5$.

Zahl der Schnitte	$\Delta RL_{\text{spez.}}$ [cm ⁻¹]	Zelle 277/6		Zelle 277/7		Zelle 277/8	
		I_{02} [10 ⁻⁸ A/cm ²]	ΔI_{02} [10 ⁻⁸ A/cm ²]	I_{02} [10 ⁻⁸ A/cm ²]	ΔI_{02} [10 ⁻⁸ A/cm ²]	I_{02} [10 ⁻⁸ A/cm ²]	ΔI_{02} [10 ⁻⁸ A/cm ²]
0	0	16	-	23	-	8	-
10	3.8	71	55	109	86	108	100
20	7.6	193	177	161	138	230	222

Tabelle A.3: Zunahme des Sättigungsstroms I_{02} durch Löcher-Erzeugen durch In-die-Rückseite-Sägen an frontseitig texturierten Solarzellen, bestimmt durch Fits der Dunkelkennlinien nach dem Zwei-Dioden-Modell mit $n_2=2.5$. Z ist die Zahl der Schnitte zwischen zwei benachbarten Fingern.

Stufe	$\Delta RL_{\text{spez.}}$ [cm ⁻¹]	Zelle ¹ ohne SiN		Zelle mit SiN	
		I_{02} [10 ⁻⁸ A/cm ²]	ΔI_{02} [10 ⁻⁸ A/cm ²]	I_{02} [10 ⁻⁸ A/cm ²]	ΔI_{02} [10 ⁻⁸ A/cm ²]
keine Löcher	0	22	-	67	-
Löcher	5.0	71	49	144	77
mehr Löcher	16.2	192	170	278	211
noch mehr Löcher	27.5	363	341	375	308

¹Es handelt sich um jene zwei Zellen, die auch in Tabelle 2 von [Kühn 98] als Beispiel dienten.

Abb. A.3 zeigt die Zunahme von I_{02} durch Sägeschnitte an fertigen Zellen als Funktion der spezifischen Randlänge $RL_{\text{spez.}}$. Wie in (A.2) postuliert ergibt sich im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeiten ein linearer Zusammenhang. Der Proportionalitätsfaktor C ist offenbar nicht unabhängig von den Details des Experiments. Das Experiment, in dem Schnitte eingebracht wurden (violett eingezeichnet), liefert größere Werte für C als die beiden anderen Experimente. C liegt aber bei allen Experimenten in der selben Größenordnung, nämlich, wie in Abb. A.3 durch zwei Begrenzungslinien markiert, im Wertebereich $(1.0 - 2.6) \cdot 10^{-7}$ A/cm.

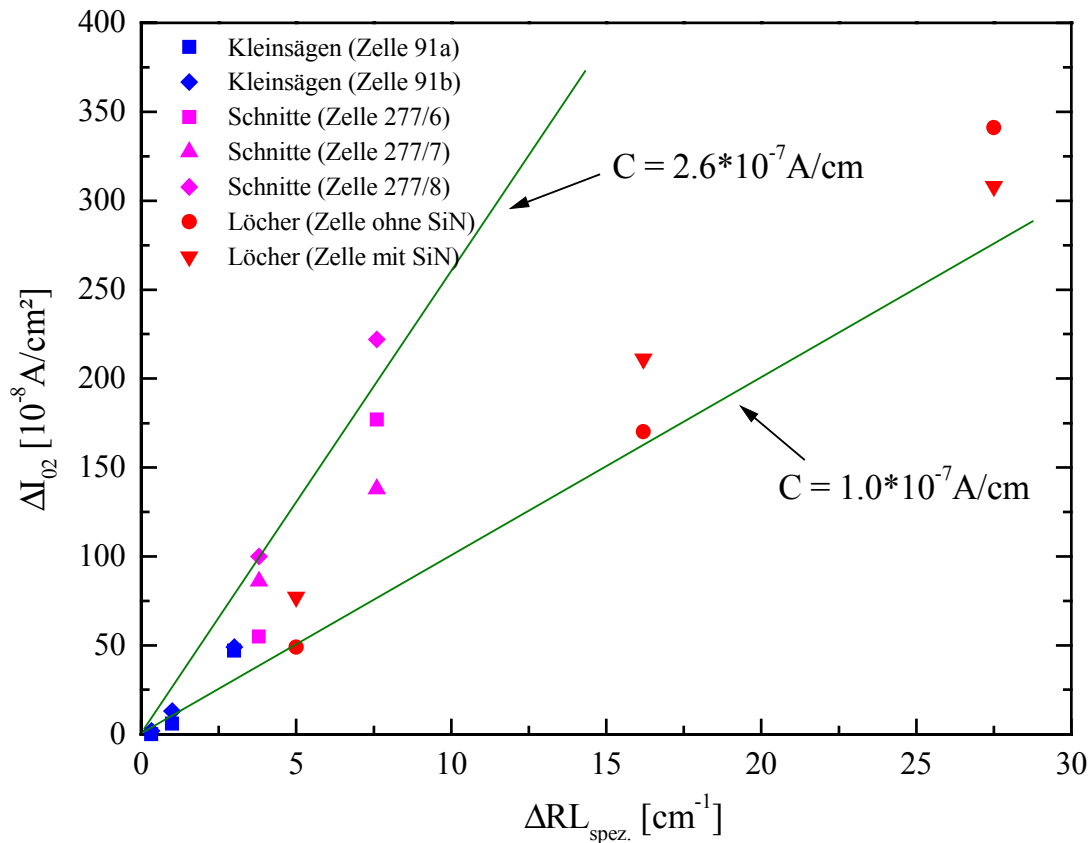


Abb. A.3: Anstieg ΔI_{02} des Sättigungsstroms der zweiten Diode mit Idealität $n_2 = 2.5$, verursacht durch eine Erhöhung $\Delta RL_{spez.}$ der spezifischen Randdichte. Für alle Experimente ergibt sich im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeit ein linearer Zusammenhang. Der Proportionalitätsfaktor C liegt im Wertebereich $1.0 \cdot 10^{-7} A/cm$ (geringster Anstieg) bis $2.6 \cdot 10^{-7} A/cm$ (größter Anstieg).

A.4 Einfluß der Rekombination am Zellrand auf die IV-Kenndaten von Solarzellen

Aufgrund der vorangegangenen Analyse wird angenommen, daß die Rekombination am abgesägten Zellrand mit folgender Formel beschrieben werden kann:

$$J_{Zellrand} = C \cdot RL_{spez.} \cdot \left| e^{\frac{V - IR_s}{2.5kT}} - 1 \right| \quad (A.4)$$

Der Wert von C liegt je nach Eigenschaften der Raumladungszone und den Details des Rand-Absägevorgangs zwischen $1.0 \cdot 10^{-7} A/cm$ und $2.6 \cdot 10^{-7} A/cm$. $RL_{spez.}$ ist für untexturierte Zellen einfach der Zellumfang gebrochen durch die Zellfläche. Bei mechanisch texturierten Zellen sind in der Regel zwei Zellränder parallel zu den V-Gräben und die anderen beiden senkrecht, was eine größere Länge der Schnittlinie zwischen Sägefläche und Raumladungszone mit sich bringt.

Bei Emitter Wrap Through - Solarzellen, die auf dem rückseitigen Rand von Emitter bedeckt sind, muß mit doppelt so großen Rekombinationsverlusten am Zellrand gerechnet werden, sofern dieser überhaupt abgetrennt wird.

In Tabelle 2.4 sind die Auswirkungen des zusätzlichen Rekombinationsstroms auf die IV-Kenndaten von typischen Solarzellen zusammengestellt. Der Einfluß des Zellrands auf I_{01} und J_{sc} ist dabei vernachlässigt.

Tabelle 2.4: Einfluß der Rekombinationsverluste am Zellrand auf die IV-Kennndaten von Si-Solarzellen. Die Spalten 4-7 zeigen die gemessenen Kennndaten. Die weiteren Spalten zeigen Kennndaten, die unter Abzug der Rekombination am Zellrand nach Gleichung (A.4) mit zwei Werten von C berechnet wurden. (Alle Zellen sind konventionelle n^+p -Solarzellen mit geringer oder gar keiner Frontseitentextur)

Zelle	Maße	RL_{spez} [cm^{-1}]	Messung				$C=1.0 \cdot 10^{-7}$ A/cm			$C=2.6 \cdot 10^{-7}$ A/cm		
			J_{sc} [mA/cm^2]	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]
85/r5a ¹	2x2 cm^2	2.0	18.18	500.0	72.2	6.56	500.8	72.6	6.61	502.0	73.4	6.70
85/f2a ²	2x2 cm^2	2.0	22.58	594.9	76.2	10.23	597.6	77.8	10.51	601.0 ⁶	80.42 ⁶	10.91 ⁶
91a ³	2x2 cm^2	2.0	30.74	655	73.6	14.83	662.3	76.1	15.49	- ⁷	- ⁷	- ⁷
205/14 ⁴	5x5 cm^2	0.8	22.77	601.2	73.1	10.01	602.5	73.8	10.13	604.5	75.0	10.33
277/6a ⁵	5x5 cm^2	0.8	17.79	588.8	77.0	8.07	590.1	77.9	8.17	592.1	79.2	8.34

¹RGS-Zelle mit Oxid-passiviertem Hochleistungsemitter, keine ARC

²Multikristalline Solarzelle mit Oxid-passiviertem Hochleistungsemitter, keine ARC

³Solarzelle aus FZ-Silizium mit passivierter Rückseite und thermischem Oxid als Antireflexschicht. (Bei dieser Hochleistungszelle ist davon auszugehen, daß die Rekombination am Zellrand auch einen wesentlichen Einfluß auf I_{01} hat. Dies wurde für die Tabelle allerdings nicht eingerechnet.)

⁴Zelle mit siebgedruckten Kontakten auf CZ-Silizium

⁵Zelle mit siebgedruckten Kontakten auf CZ-Silizium

⁶Der Dunkelstrom I_{02} ist bei der Messung kleiner als das Produkt $RL_{spez} \cdot C$ mit $C = 2.6 \cdot 10^{-7}$ A/cm. Da $I_{02} < 0$ keinen Sinn ergibt, wurde für C der größte noch sinnvolle Wert $2.25 \cdot 10^{-7}$ A/cm angenommen.

⁷Der Dunkelstrom I_{02} ist bei der Messung kaum größer als das Produkt $RL_{spez} \cdot C$ mit $C = 1.0 \cdot 10^{-7}$ A/cm. Die Berechnung mit $C = 2.6 \cdot 10^{-7}$ A/cm entfällt, da $I_{02} < 0$ keinen Sinn ergibt.

Zusammenfassend sei für die Auswirkungen des Zellrand-Absägens folgendes festgehalten:

- Bei 2x2 cm^2 großen Solarzellen macht die Rekombination am Zellrand einen spürbaren Anteil der gesamten Rekombinationsverluste aus. Je besser die Zelle, d.h. je geringer die Rekombination in der Basis, im Emitter und an den Kontakten, desto mehr fällt die Rekombination am Zellrand ins Gewicht und reduziert FF und V_{oc} . Schon bei der Solarzelle auf RGS-Silizium '85/r5a' liegt der Füllfaktorverlust am Zellrand in der Größenordnung 1 %, bei der multikristallinen Zelle '85/f2a' ist er schon mehr als doppelt so groß, und bei der FZ-Zelle '91a' wird neben dem Füllfaktor auch die offene Klemmspannung empfindlich beeinflusst.
- Bei sehr guten Zellen auf FZ-Material mit passivierter Front- und Rückseite kann die Rekombination am Zellrand durchaus dominieren und damit V_{oc} und FF beschränken.
- Die Rekombination am Zellrand ist wohl eine Hauptursache dafür, daß an der Universität Konstanz mit ausgesägten Zellen der Fläche 2x2 cm^2 auch auf bestem Material bislang nie Füllfaktoren über 80% und Spannungen über 660 mV erzielt worden sind.
- Auch bei 5x5 cm^2 Solarzellen mit siebgedruckten Kontakten (Zellen 205/14 und 277/6) drückt die Zellrand-Rekombination den Füllfaktor um 1-2% (!). Durch Übergang zur Zellgröße 10x10 cm^2 halbiert sich dieser Einfluß.

Der Einfluß eines abgesägten Zellrands auf die Zelleigenschaften darf nicht unterschätzt werden. Die Experimente von Andreas Tikart (siehe Abb. A.1) zeigen, daß etwa ein Drittel der Schädigung durch Wasserstoffpassivierung ausgeheilt werden kann. Möglicherweise genügt dafür auch ein Tempereschritt in Formiergas (Ar/H₂) nach dem Rand-Abtrennen.

ANHANG B

Zur PCVD-Messung mechanisch texturierter Solarzellen

Die PCVD (Photo Current Voltage Decay) Messung ist eine Methode zur Bestimmung der Bulkdiffusionslänge L_D , der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_b und des Emittersättigungsstroms J_{0e} . Aufbau der Konstanzer Meßapparatur und Theorie dieser Messung sind in [Kugler 97] und [Glatthaar 98] beschrieben. Die PCVD-Messung liefert zunächst ein τ_{eff} für den gekoppelten Einfluß von Basis und Rückseite. Durch die Kombination mit dem aus der Spectral Response Messung ermittelbaren Wert für L_{eff} lassen sich L_D und S_b bestimmen [Bitnar 98].

Die PCVD-Messung wird gewöhnlich mit einer eindimensionalen Theorie ausgewertet: Der beim Abschalten der Lichtquelle vorhandene Ladungsträgerüberschuß läßt sich in Moden entwickeln, die mit unterschiedlichen Zeitkonstanten abklingen. Eine gewisse Zeit nach dem Abschalten trägt nur noch die Mode mit langsamster Zeitkonstante zum Abklingverhalten bei, und die geringste Zeitkonstante kann bestimmt werden.

Prinzipiell liegen bei makroskopisch texturierten Zellen dieselben Verhältnisse vor [Glatthaar 98]. Allerdings lassen sich die Moden nicht mehr durch analytische Funktionen allein der Tiefe in der Zelle beschreiben. Die Abklingströme haben auch laterale Komponenten quer zu den V-Gräben, was ein numerisches Herangehen in zumindest zwei Dimensionen erfordert. Die Zahl der Moden wird erheblich größer, da jede Mode aus der eindimensionalen Rechnung in mehrere zweidimensionale Moden aufspaltet. Eine Schwierigkeit von praktischer Seite ist, daß die untexturierten Plateauflächen für Metallfinger und Busbar flächenmäßig klein sind, aber gerade unter ihnen die zweidimensionalen Abklingmoden mit größter Zeitkonstante ihr Maximum aufweisen. Die übliche Auswertung der PCVD-Messung, nämlich das Herausschälen der langlebigsten Mode, wird dadurch erschwert.

Eine exakte PCVD-Auswertung von makroskopisch V-texturierten Zellen ist durch eine zweidimensionale Computersimulation des zeitlichen Abklingverhaltens von J_{sc} bzw. V_{oc} möglich, etwa mit dem Softwarepaket Dessis_{ISE} [Dessis 98]. Die Abklingkurve wird dabei ohne Zerlegung in Moden auf numerischem Weg direkt als Transiente berechnet und durch Variation von L_D und S_b in der Simulationseinheitszelle an die gemessene Abklingkurve angefitet. Diese Methode harret noch der ersten Ausführung. Eine einfachere aber weniger exakte Auswertemethode ist die Annahme einer 'effektiven' PCVD-Zelldicke und Durchführung der Auswertung mit der eindimensionalen Theorie [Glatthaar 98].

Bei den im Zuge der vorliegenden Arbeit durchgeführten PCVD-Messungen waren die Signale bei den texturierten Zellen praktisch kaum reproduzierbar und folglich wesentlich ungenauer als bei den untexturierten Zellen. Der Autor führt dies darauf zurück, daß der (unsichtbare) Laser-Beleuchtungspot der Meßanlage je nach Positionierung der Solarzelle zu verschiedenen großen Anteilen auf untexturierte Plateaus fällt, was das Abklingsignal wesentlich beeinflusst. Auf eine Vorstellung und Auswertung von PCVD-Messungen texturierter Zellen wurde daher in dieser Arbeit verzichtet.

ANHANG C

Lichtmix

Bei einer Reihe von Berechnungen in Kapitel 2.2 wurde das einfallende Licht als Mix aus 17 verschiedenen Einfallsrichtungen simuliert, um die mittlere Sonneneinstrahlung für starr montierte Module annähernd wiederzugeben.¹ Betroffen sind die Reflexionskurven in Abb. 2.15, die IQE-Kurven in Abb. 2.25 und Abb. 2.28 sowie sämtliche in Kapitel 2.2.6 vorgestellten Ergebnisse. Der verwendete Mix ist in Tabelle C.1 wiedergegeben.

***Tabelle C.1:** Mix aus Lichtrichtungen, der in Kapitel 2.2 zur Berechnung von Reflexion, IQE und Strom verwendet wurde. θ bezeichnet den Winkel zwischen der Einfallsrichtung und der Senkrechten auf die Zellfläche, α den Winkel zwischen den frontseitigen V-Gräben und der Projektion der Einfallsrichtung auf die Zellfläche.*

Nr.	relative Intensität [%]	θ [°]	α [°]
1	18	0	0
2	7.5	20	0
3	7.5	20	90
4	7.5	20	180
5	7.5	20	270
6	7	40	45
7	7	40	135
8	7	40	225
9	7	40	315
10	3	60	22.5
11	3	60	67.5
12	3	60	112.5
13	3	60	157.5
14	3	60	202.5
15	3	60	247.5
16	3	60	292.5
17	3	60	337.5

¹ Eine kontinuierliche Verteilung von Einfallsrichtungen kann mit dem verwendeten Optikprogramm Sonne nicht simuliert werden.

Referenzen

- [Altermatt 96a] P. P. Altermatt, G. Heiser, M. A. Green, 'Numerical Quantification and Minimization of Perimeter Losses in High-efficiency Silicon Solar Cells', Prog. Photovolt. **4**, 1996, S. 355-367
- [Altermatt 96b] P. P. Altermatt, G. Heiser, A. G. Aberle, A. Wang, J. Zhao, S. J. Robinson, S. Bowden, M. A. Green, 'Spatially Resolved Analysis and Minimization of Resistive Losses in High-efficiency Si Solar Cells', Prog. Photovolt. Res. Appl. **4**, 1996, S. 399-414
- [Altermatt 97] P. P. Altermatt, 'The characterisation and optimisation of high-efficiency silicon solar cells by means of numerical simulation', Dissertation, Universität Konstanz und University of New South Wales, Juli 1997
- [Basore 93a] P. A. Basore, 'Numerical modeling of textured silicon solar cells using PC-ID', IEEE Trans. On Electron Dev., ED-37, 90, S. 337
- [Basore 93b] P. A. Basore, 'Extended spectral analysis of internal quantum efficiency', Proc. 23rd IEEE PVSC, 1993, S. 147
- [Bitnar 98] B. Bitnar, 'Oberflächenpassivierung von kristallinen Silizium Solarzellen', Dissertation an der Universität Konstanz, Juli 98
- [Blakers 86] A. W. Blakers and M. A. Green, '20% Efficiency Silicon Solar Cells', Appl. Phys. Lett. **48**, 1986, S. 215-217
- [Blaschek 00] K. Blaschek, W. Jooss, R. Tölle, T. M. Bruton, P. Fath, E. Bucher, '17% efficient back contact buried contact solar cell', eingereicht zur 16th ECPVSEC, Glasgow 2000
- [Brendel 94] R. Brendel, 'SUNRAYS: A Versatile Ray Tracing Program for the Photovoltaic Community', Proc. 12th European PVSEC, Amsterdam 94, S. 1339-1442
- [Brendel 95] R. Brendel, 'Coupling of Light into Mechanically Textured Silicon Solar Cells: a Ray Tracing Study', Prog. Photovolt. Res. Appl. **3**, Jan 1995, S. 25-38
- [Bücher 94] K. Bücher, J. Bruns, H. G. Wagemann, 'Absorption coefficient of silicon: An assessment of measurements and the simulation of temperature variation', J. Appl. Phys. **75**, 1994, S. 1127-1132
- [Bultman 99] J. H. Bultman, M. W. Brieko, A. R. Burgers, J. Hoornstra, A. C. Tip, A. W. Weeber, 'Interconnection through vias for improved efficiency and easy module manufacturing of crystalline silicon solar cells', Tech. Dig. 11th PVSEC, Sapporo 99, S. 921-922
- [Burgers 99] A. R. Burgers, J. H. Bultman, A. C. Tip, W. C. Sinke, 'Metallisation patterns for Interconnectrion through Via-Holes', Tech. Dig. 11th PVSEC, Sapporo 99, S. 329-330
- [Campbell 86] P. Campbell, 'Light Trapping and Reflection Control in a Crystalline Silicon Solar Cell', Dissertation, University of New South Wales, 1986
- [Campbell 87] P. Campbell, M. A. Green, 'Light trapping properties of pyramidically textured surfaces', J. Appl. Phys. **62**, 1987, S. 243-249
- [Chawla 71] B. Chawla, H. K. Gummel, IEEE Trans. Elec. Dev. **18**, 1971, S. 178
- [Deguchi 94] M. Deguchi, Y. Kawama, Y. Matsuno, Y. Nishimoto, H. Morikawa, S. Arimoto, H. Kumabe, T. Murotani, 'Prospect of the high efficiency for the VEST (Via-hole Etching for the Separation of Thin films) CELL', Proc. 1st WCPVSEC, Hawaii 94, S. 1287-1290
- [del Alamo 87] J. A. del Alamo und R. M. Swanson, 'Measurement of Steady-State Minority-Carrier Transport Parameters in Heavily Doped n-Type Silicon', IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. **34**, No.7, 1987, S. 1580-1589

- [Dessis 98] ISE Integrated Systems Engineering AG, Zürich, Manual für Dessis 5.0, 1998
- [Dicker 98a] J. Dicker, 'Charakterisierung von hocheffizienten Rückseitenkontaktzellen', Diplomarbeit am Fraunhofer ISE und an der Albert-Ludwigs Universität Freiburg, Juni 1998
- [Dicker 98b] J. Dicker, J. O. Schumacher, S. W. Glunz, W. Warta, 'Characterization of High-efficiency Silicon Solar Cells with Rear Side Contacts', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 1998, S. 95-98
- [Donolato 85] C. Donolato, 'A reciprocity theorem for charge collection', Appl. Phys. Lett. **46**, 1985. S. 270-272
- [Duerinckx 98] F. Duerinckx, J. Szlufcik, J. Nijs, R. Mertens, C. Gerhards, C. Marckmann, P. Fath, G. Willeke, 'High efficiency, mechanically V-textured, screen printed multicrystalline silicon solar cells with silicon nitride passivation', 2nd WCPVSEC, Wien 1998, S. 1248-1253
- [Fang 78] C. R. Fang, J. R. Hauser, 'A two-dimensional analysis of sheet resistance and contact resistance effects in solar cells', Proc. 13th IEEE PVSC, Washington 1978, S. 1306
- [Fath 93] P. Fath, G. Willeke, 'Hochleistungssolarzelle aus multikristalliner Siliziumscheibe', Deutsches Patent DE 43 25 407.1
- [Fath 96] P. Fath, E. Bucher, G. Willeke, 'Highly Efficient Silicon Solar Cells Using a Novel Shallow Angle Metallization (SAM) Technique', Proc. 25rd IEEE PVSC, Washington 1996
- [Fath 97a] P. Fath, C. Borst, C. Zechner, G. Willeke, E. Bucher, S. Narayanan, 'Progress in a novel high throughput mechanical texturization technology for highly efficient multicrystalline silicon solar cells', Sol. En. Mat Solar Cells **48**, 1997, S. 229-236
- [Fath 97b] P. Fath, C. Zechner, B. Terheiden, A. Boueke, C. Marckmann, C. Gerhards, R. Tölle, M. Spiegel, G. Willeke, E. Bucher, 'Processing, characterisation and simulation of advanced mechanically textured mono- and multicrystalline silicon solar cells', Proc. 14th European PVSEC, Barcelona 1997, S. 73-76
- [Fath 98] P. Fath, 'Processing, Characterisation and Simulation of Mechanically Textured Crystalline Silicon Solar Cells', Dissertation, Universität Konstanz, Oktober 1998
- [Fischer 00] B. Fischer, P. Fath, E. Bucher, 'Evaluation of solar cell JV measurements with distributed series resistance model', eingereicht zur 16th ECPVSEC, Glasgow 2000
- [Gee 93] J. M. Gee, W. K. Schubert, P. A. Basore, 'Emitter Wrap-through Solar Cell', Proc. 23rd IEEE PVSC, S. 265-270
- [Gee 94] J. M. Gee, W. K. Schubert, H. L. Tardy, T. D. Hund, G. Robinson, 'The effect of encapsulation on the reflectance of photovoltaic modules using textured multicrystalline-silicon solar cells', 1st WCPEC, Hawaii 1994, S. 1555-1558
- [Gee 95] J. M. Gee, 'Method of making aback contacted solar cell', US Patent 5468652, herausgegeben am 21.11.95
- [Gee 97] J. M. Gee, S. E. Garrett, W. P. Morgan, 'Simplified module assembly using back-contact crystalline-silicon solar cells', Proc. 26th IEEE PVSC, Anaheim 97, S. 1085-1088
- [Gee 99] James M. Gee, private Mitteilung
- [Gerhards 99] Christoph Gerhards, private Mitteilung
- [Glatthaar 97] R. Glatthaar, 'Oberflächencharakterisierung kristalliner Silizium Solarzellen mit der PCVD-Meßmethode', Diplomarbeit, Universität Konstanz, April 1998
- [Glunz 97] S. Glunz, J. Knobloch, C. Hebling, W. Wetzling, 'The range of high-efficiency silicon solar cells fabricated at Fraunhofer ISE', Proc. 26th IEEE PVSC, Anaheim 97, S. 231-234

- [Glunz 98] S. Glunz, S. Rein, W. Warta, J. Knobloch, W. Wettling, 'On the degradation of CZ-silicon solar cells', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 1998, S. 1343-1346
- [Glunz 99] S. Glunz, Mitteilung
- [Glunz 99b] S. Glunz, S. Rein, W. Warta, J. Knobloch, W. Wettling, 'Degradation of carrier lifetime in CZ silicon solar cells', Tech. Dig. PVSEC-11, Sapporo 1999, S. 549-552
- [Goetzberger 94] A. Goetzberger, B. Voß, J. Knobloch, 'Sonnenenergie: Photovoltaik', B. G. Teubner, Stuttgart, 1994
- [Green 82] M. A. Green, 'Solar Cells. Operating Principles, Technology and System Application', Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1982
- [Green 90] M. A. Green, 'Intrinsic concentration, effective densities of states, and effective mass in silicon', J. Appl. Phys. **67**, 1990, S. 2944-2954
- [Green 95] M. A. Green, 'Silicon Solar Cells - Advanced Principles & Practice', Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1995, S. 75-79
- [Green 95b] M. A. Green, M. J. Keevers, 'Optical Properties of Intrinsic Silicon at 300 K', Prog. Photovoltaics **3**, 1995, S. 189-192
- [Hahn 98] G. Hahn, C. Zechner, B. Bitnar, M. Spiegel, W. Jooss, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, H.-U. Höfs, 'Solar Cells with 11% Efficiency on Ribbon-growth-on-substrate (RGS) Silicon', Prog. Photovolt. Res. Appl. **6**, 1998, S. 163-167
- [Hahn 99] G. Hahn, 'RGS Silizium', Dissertation an der Universität Konstanz, Juni 1999
- [Hahn 99b] G. Hahn, private Mitteilung
- [Hamamoto 97] S. Hamamoto, H. Morikawa, H. Naomoto, Y. Kawama, A. Takami, S. Arimoto, T. Ishihara, K. Namba, 'Development of the VEST Cell Process for Low Cost Fabrication', Proc. 14th European PVSEC, Barcelona 1997, S. 2328-2332
- [Häcker 94] R. Häcker, A. Hangleiter, 'Intrinsic upper limits of the carrier lifetime in silicon', J. Appl. Phys. **75**, 1994, S. 7570-7572
- [Haynos 74] J. Haynos, J. Allison, R. Arndt, A. Meulenberg, 'The Comsat Non-Reflective Silicon Solar Cell: A Second Generation Improved Cell', Int. Conf. on Photovoltaic Power Generation, Hamburg, September 1974, S. 487
- [Heiser 91] G. Heiser, 'Design and Implementaion of a Three-Dimensional, General Purpose Semiconductor Device Simulator', Dissertation an der ETH Zürich, 1991, Hartung-Gorre Verlag Konstanz
- [Heiser 95] G. Heiser, P. P. Altermatt, 'Simulation of large-area silicon solar cells', IEEE Trans. CAD ICAS, 1995
- [Hezel 95] R. Hezel, 'A Novel Approach to Cost-Effective High Efficiency Solar Cells', Proc 13th ECPVSEC, Nizza 1995, S. 115-118
- [Hornstra 98] J. Hornstra, S. Roberts, H.H.C. de Moor, T. M. Bruton, 'First Experiments with Double Layer Stencil Printing for Low Cost Production Solar Cells', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 1998, S. 1527-1530
- [Horzel 97] J. Horzel, J. Szlufcik, J. Nijs, R. Mertens, 'A simple processing sequence for selective emitters', Proc. 26th IEEE PVSC, Anaheim 97, S. 139-142
- [ISE 98] ISE Integrated Systems Engineering AG, Zürich, ISE TCAD Manual 5.0, 1998
- [Hulstom 85] R. Hulstom, R. Bird, C. Riordan, 'Spectral Solar Irradiance Data for Selected Terrestrial Conditions', Solar Cells **15**, 1985, S. 365
- [Jooss 98] W. Jooss, 'Getterstudien an multikristallinem Silizium für Solarzellen', Diplomarbeit, Universität Konstanz, Februar 98
- [Jooss 99] W. Jooss, private Mitteilung

- [Jorgensen 97] A. M. Jorgensen, T. Clausen, O. Leistiko, 'Novel light trapping scheme for thin film crystalline cells utilizing deep structures on both wafer sides', Proc. 26th IEEE PVSC, Anaheim 1997, S. 263-266
- [Kane 85] D. E. Kane, R. M. Swanson, 'Measurement of the emitter saturation current by a contactless photoconductivity decay method', Proc. 18th IEEE PVSC, Las Vegas 85, S. 578-583
- [Keller 97] S. Keller, C. Zechner, M. Spiegel, A. Boueke, B. Terheiden, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, 'Quantum efficiency simulation and analysis of crystalline silicon solar cells by two dimensional device modeling', Proc. 14th European PVSEC, Barcelona 1997, S. 77-80
- [Keller 98] S. Keller, M. Spiegel, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, 'A Critical Evaluation of the Effective Diffusion Length Determination in Crystalline Silicon Solar Cells from an Extended Spectral Analysis', IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. **45**, Nr. 7, 1998, S. 1569-1574
- [Klaassen 92] D. B. M. Klaassen, 'A unified model for device simulation - I. Model equations and concentration dependences', Solid-State Electronics **35**, 1992, S. 953-959
- [Koch 98] W. Koch, H.-U. Höfs, C. Häbeler, S. Thurm, 'Preparation, characterization and cell processing of Bayer RGS silicon foils (ribbon growth on substrate)', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 1998, S. 1254-1259
- [Kress 97] A. Kress, 'Rückkontaktierung von Semi-Transparenten Kristallinen Silizium Solarzellen', Diplomarbeit, Universität Konstanz, 1997
- [Kress 98] A. Kress, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, 'Low-cost back contact silicon solar cells applying the emitter-wrap through (EWT) concept', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 1998, S. 1547-1550
- [Kress 99] A. Kress, priv. Mitteilung über Resultate von LBIC-Messungen an EWT-Zellen
- [Kress 00a] A. Kress, P. Fath, E. Bucher, 'Recent results in low cost back contact solar cells', eingereicht zur 16th ECPVSEC, Glasgow 2000
- [Kress 00b] A. Kress, O. Breitenstein, S. Glunz, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, 'Low-cost back-contact silicon solar cells', IEEE Trans. on Elec. Dev., in Druck
- [Krygowski 96] T. Krygowski, P. Sana, G. Crotty, A. Rohatgi, 'A novel technology for the simultaneous diffusion of boron, aluminum and phosphorus in silicon', Proc. 25th IEEE PVSC, Washington D.C. 96, S. 393-396
- [Krygowski 97] T. Krygowski, A. Rohatgi, D. Ruby, 'Simultaneous P and B diffusion, in-situ surface passivation, impurity filtering and gettering for high-efficiency silicon solar cells', Proc. 26th IEEE PVSC, Anaheim 1997, S. 19-24
- [Kugler 97] J. Kugler, 'Charakterisierung und Optimierung von Oberflächen kristalliner Silizium Solarzellen', Diplomarbeit, Universität Konstanz, April 1997
- [Kühn 98a] R. Kühn, A. Boueke, M. Wibrall, C. Zechner, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, 'Investigation of the effect of p/n-junctions bordering on the surface of silicon solar cells', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 1998, S. 1390-1393
- [Kühn 98b] R. Kühn, A. Boueke, M. Wibrall, M. Spiegel, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, '11% semitransparent bifacially active POWER crystalline silicon solar cells', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 1998, S. 2415-1417
- [Landis 86] G. Landis, 'Cross-grooved solar cell', US Patent 4.608.451, (herausgeg. am 26.8.86)
- [Lange 90] H. Lange, I. A. Schwirtlich, J. Cryst. Growth. **104**, 1990, S. 108
- [Lautenschlager 97] H. Lautenschlager, F. Lutz, C. Schetter, U. Schubert, R. Schindler, 'mc-silicon solar cells with > 17% efficiency', Proc. 26th IEEE PVSC, Anaheim 97, S. 7-12

- [Leistiko 94] O. Leistiko, 'The waffle: a new photovoltaic diode geometry having high efficiency and backside contacts', Proc. 1st WCPVSEC, Hawaii 94, S. 1680-1683
- [Lüdemann 99] R. Lüdemann, 'Plasmatechnologie für die Photovoltaik', Dissertation, Universität Konstanz / ISE Freiburg, Januar 1999
- [Luque 93] A. Luque, I. Tobias, 'Perimeter recombination in planar solar cells', J. Appl. Phys. **73**, 1993, S. 4042-4047
- [Mahan 80] J. E. Mahan, G. H. Smirnov, 'A new perspective of distributed series resistance effects in photovoltaic devices', Proc. 14th IEEE PVSC, San Diego 80, S. 612-618
- [Mason 91] N. B. Mason, D. Jordan, J. G. Summers, 'A high efficiency silicon solar cell production technology', Proc. 10th European PVSEC, Lissabon 1991, S. 280-283
- [Metz 98] A. Metz, R. Hezel, 'Innovative Process for the cost-effective production of highly efficient silicon solar cells', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 1998, S. 1890-1893
- [Meuris 95] M. Meuris, P. W. Mertens, A. Opdebeck, H. F. Schmidt, M. Depas, G. Vereecke, M. M. Heyns, and A. Phillipossian, 'The IMEC clean: A new concept for particle and metal removal on Si surfaces', Solid State Tech., Juli 1995, S.103-113
- [Nakaya 94] H. Nakaya, M. Nishida, Y. Takeda, S. Moriuchi, T. Tonegawa, T. Machida, T. Nunoi, 'Polycrystalline silicon solar cells with V-grooved surface', Sol. En. Mat. and Solar Cells **34**, 1994, S. 219-225
- [Nielsen 82] L. D. Nielsen, 'Distributed series resistance effects in solar cells', IEEE Trans. Elec. Dev. **29**, 1982, p. 821
- [Nolte 99] S. Nolte, C. Momma, B. N. Chichkov, H. Welling, 'Mikrostrukturierung mit ultrakurzen Laserpulsen', Phys. Blätter **55** (6), Juni 1999, S. 41-44
- [Nunoi 90] T. Nunoi, S. Okamoto, K. Nakajima, S. Tanaka, N. Shibuya, K. Okamoto, T. Nammori, H. Itoh, 'Cast Polycrystalline Silicon Solar Cell with Grooved Surface', Proc. 21th IEEE PVSC, New York, 1990, S.664-665
- [Nussbaumer 93] H. Nussbaumer, G. Willeke, E. Bucher, 'Optical behavior of textured silicon', J. Appl. Phys. **75** (4), 1994, S. 2202-2209
- [Pernau 99] T. Pernau, 'Lebensdauerbestimmung und orts aufgelöste Messung der Quantenausbeute an kristallinem Silizium', Diplomarbeit, Universität Konstanz, 1999
- [Rinio 99] M. Rinio, H. J. Moeller, M. Werner, Solid State Phenomena **63-64**, (Diffusion and Defect Data / B), 1999, S. 115
- [Sah 57] C. Sah, R. N. Noyce, W. Shockley, 'Carrier Generation and recombination in P-N Junctions and P-N Junctions Characteristics', Proc. of the IRE, 1957, S. 1228-1243
- [Saitoh 99] T. Saitoh, X. Wang, H. Hashigami, T. Abe, T. Igarashi, S. Glunz, W. Wettling, A. Ebong, B. Damiani, A. Rohatgi, I. Yamasaki, T. Nunoi, H. Sawai, H. Ohtuka, Y. Yazawa, T. Warabisako, J. Zhao, M. A. Green, 'Light Degradation and Control of Low-Resistivity CZ-Si Solar Cells', Tech. Dig. PVSEC-11, Sapporo 1999, S. 553-556
- [Schmid 98] J. Schmid, 'PV as a global energy source', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 1998, S. XLVII-LII
- [Schönecker 97] A. Schönecker, H. H. C. de Moor, A. R. Burgers, A. W. Weeber, J. Hoornstra, W. C. Sinke, P.-P. Michiels, R. A. Steeman, 'An industrial multi-crystalline EWT Solar Cell with screen printed metallization', Proc. 14th ECPVSC, Barcelona 1997, S. 796-799
- [Schönecker 98] A. Schönecker, A. W. Weeber, W. C. Sinke, C. Zechner, A. Kress, P. Fath, 'Attacking limiting factors in 10x10 cm² multicrystalline silicon, emitter wrap-through solar cell design and processing', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 1998, S. 1677-1680

- [Schönecker 99] A. Schönecker, N. Hamelin, R. Tölle, T. Bruton, C. Zechner, A. Kress, P. Fath, F. Ferrazza, E. van Kerschaver, J. Nijs, O. Leistiko, A. Jorgensen, S. Glunz, S. Schäfer, J. Dicker, R. Lüdemann, 'ACE Designs 12 Months Report', ECN-CX-99-075, Oktober 1999
- [Schumacher 98] Jürgen Schumacher (ISE Freiburg), private Mitteilung
- [Shockley 49] W. Shockley, 'The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors', Bell System Tech. J., **28**, 1949, S. 435
- [Shockley 50] W. Shockley, 'Electrons and Holes in Semiconductors', D. Van Nostrand, New York, 1950
- [Shockley 52] W. Shockley, W. T. Read, 'Statistics of the Recombination of Holes and Electrons', Phys. Rev. **87**, 1952, S. 835-842
- [Sinton 85] R. A. Sinton, Y. Kwark, S. Swirhun, R. M. Swanson, 'Silicon point contact concentrator solar cells', IEEE Elec. Dev. Lett., Vol EDL-6 No. 8, 1985, S. 405-407
- [Smith 99] D. D. Smith, J. M. Gee, M. D. Bode, J. C. Jimeno, 'Circuit Modeling of the Emitter-Wrap Through Solar Cell', IEEE Trans. Elec. Dev. **46**, 1999, S.1993-1999
- [Spiegel 98a] M. Spiegel, C. Zechner, B. Bitnar, G. Hahn, W. Jooss, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, H.-U. Höfs, C. Häßler, 'Ribbon growth on substrate (RGS) silicon solar cells with microwave-induced remote hydrogen plasma passivation and efficiencies exceeding 11%', Sol. En. Mat. Solar Cells **55**, 1998, S.331-340
- [Spiegel 98b] M. Spiegel, 'Microwave induced remote hydrogen plasma (MIRHP) passivation of multicrystalline silicon solar cells', Dissertation an der Universität Konstanz, Oktober 1998
- [Sproul 91] A. B. Sproul, M. A. Green, 'Improved value for the silicon intrinsic carrier concentration from 275 to 375 K', J. Appl. Phys. **70**, 1991, S. 846-854
- [Stocks 97a] M. Stocks, A. Cuevas, A. Blakers, 'High efficiency, reduced rear contact area multicrystalline silicon solar cells', Proc. 14th European PVSEC, Barcelona 97, S. 766-769
- [Stocks 97b] M. Stocks, A. Cuevas, A. Blakers, 'Minority carrier lifetimes of multicrystalline silicon during solar cell processing', Proc. 14th European PVSEC, Barcelona 97, S. 770-773
- [Sze 81] S. M. Sze, 'Physics of Semiconductor Devices', Joh Wiley & Sons, 1981
- [Sze 85] S. M. Sze, 'Semiconductor Devices - Physics and Technology', John Wiley & Sons, 1985, S. 34-37
- [Szlufcik 94] J. Szlufcik, P. Fath, J. Nijs, R. Mertens, G. Willeke, E. Bucher, 'Screen Printed Multicrystalline Silicon Solar Cells with a Mechanically Prepared V-Groove Front Texturization', Proc. 12th European PVSEC, Amsterdam 1994, S. 769-772
- [Szlufcik 97] J. Szlufcik, S. Sivorthaman, J. F. Nijs, R. P. Mertens, R. Van Overstraeten, 'Low Cost Industrial Technologies of Crystalline Silicon Solar Cells', Proc. of the IEEE **85**, 1997, S. 709-730
- [Terheiden 97] B. Terheiden, 'Silizium-Solarzellen mit lokalen Punktkontakten', Diplomarbeit an der Universität Konstanz, Oktober 1997
- [Tikart 99] A. Tikart, 'Verlustanalyse und Optimierung von Emitter-Wrap-Through Solarzellen', Diplomarbeit an der Universität Konstanz, Januar 1999
- [Tsai 69] S. C. Tsai, Proc. of the IEEE 57, 1969, S. 1499
- [Vahrenholt 99] F. Vahrenholt in 'Interview mit Fritz Vahrenholt', Solarstrom-Magazin Photon 6-99
- [Van Kerschaver 98] E. Van Kerschaver, R. Einhaus, J. Szlufcik, J. Nijs, R. Mertens, 'A novel silicon solar cell structure with both external polarity contacts at the back surface', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 1998, S. 1479

- [Van Kerschaver 99] E. Van Kerschaver, C. Zechner, J. Dicker, 'Double sided minority carrier collection in silicon solar cells', IEEE Trans. Elec. Dev., in Druck
- [Varga 62] R. S. Varga, 'Matrix Iterative Analysis', Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1962
- [Vaskonyi 99] E. Vaskonyi, K. De Clercq, R. Einhaus, E. Van Kerschaver, K. Sais, J. Poortmans, J. Szlufcik, J. Nijs, 'Improved anisotropic etching process for industrial texturing of silicon solar cells', Sol. En. Mat Solar Cells **57**, 1999, S. 179-188
- [Verbeck 97] M. Verbeck, A. Metz, A. G. Aberle, R. Hezel, 'Simplified 18.5% efficient mask-free evaporated silicon solar cells', Proc. 14th European PVSEC, Barcelona 1997, S. 388-391
- [Walther 99] G. Walther, Geschäftsführer der Secon GmbH, Österreich, private Mitteilung
- [Warabisako 92] T. Warabisako, K. Matsukuma, S. Kokuna, Y. Kida, T. Uematsu, H. Ohtsuka, H. Yagi, 'A 16.8% efficient, 100cm² polycrystalline silicon solar cell with triode structure', Proc. 12th European PVSEC Montreux 1992, S. 172-175
- [Wenham 95] S. R. Wenham, M. A. Green, M. W. Watt, 'Applied Photovoltaics', Kap. 5, Centre for Photovoltaic Devices and Systems, University of New South Wales, 1995
- [Wiekliem 79] H. A. Wiekliem, D. Redfield, 'Temperature dependence of the optical properties of silicon', J. Appl. Phys. **50**, 1979, S. 1491-1493
- [Willeke 92] G. Willeke, H. Nussbaumer, H. Bender, E. Bucher, 'A simple and Effective Light Trapping Technique for Polycrystalline Silicon Solar Cells', Sol. En. Mat. and Solar Cells **26**, 1992, S. 345-356
- [Willeke 94a] G. Willeke, P. Fath, 'Mechanical wafer engineering for semitransparent polycrystalline silicon solar cells', Appl. Phys. Lett. **64**, 1994, S.1274-1276
- [Willeke 94b] G. Willeke, P. Fath, 'The POWER silicon solar cell concept', Proc. 12th ECPVSEC, Amsterdam 1994, S. 766-768
- [Wohlgemuth 97] J. H. Wohlgemuth, D. Whitehouse, T. Koval, J. Craeger, F. Artigliere, T. Tomlinson, J. Cliber, A. Buckman, M. Perry, S. Narayanan, S. Shea, M. Roy, G. Kelly, M. Brisson, R. Dominguez, M. Conway, 'Progress in Solarex's crystalline silicon PVMaT program', Proc. 26th IEEE PVSC, Anaheim 97, S. 1055-1060
- [Zechner 96a] C. Zechner, P. Fath, 'Kurzschlußstrom in V-strukturierten Silizium-Solarzellen', interne Studie, Universität Konstanz, 1996
- [Zechner 96b] C. Zechner, 'Computerunterstützte Untersuchungen an Hochleistungs-Silizium-Solarzellen', Diplomarbeit an der TU Graz und Universität Konstanz, Oktober 96
- [Zechner 97a] C. Zechner, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, 'Numerical simulation studies of mechanically textured high efficiency silicon solar cells', Proc. 14th European PVSEC, Barcelona 1997, S. 69-72
- [Zechner 97b] C. Zechner, G. Hahn, W. Jooss, B. Bitnar, S. Keller, M. Spiegel, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, 'Systematic study towards high efficiency multicrystalline silicon solar cells with mechanical surface texturization', Proc. 26th IEEE PVSC, Anaheim 97, S. 243-246
- [Zechner 98a] C. Zechner, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, 'Two and three-dimensional optical carrier generation determination in crystalline silicon solar cells', Sol. En. Mat Solar Cells **51**, 1998, S. 255-267
- [Zechner 98b] C. Zechner, G. Willeke, E. Bucher, 'Light trapping in silicon solar cells with a mechanically formed blazed surface texture', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 1998, S. 1693-1696

- [Zechner 99] C. Zechner, B. Damiani, B. Terheiden, 'Single diffusion selective emitter on mechanically textured Si solar cells with plateaus and screen printed metallisation', Tech. Dig. 11th PVSEC, Sapporo 1999, S.345-346
- [Zhao 97] J. Zhao, A. Wang, P.P. Altermatt, M. A. Green, '18.2% efficient multicrystalline silicon cell', Proc. 26th IEEE PVSC, Anaheim 1997, S. 227-230
- [Zhao 98] J. Zhao, A. Wang, M. A. Green, '19.8% efficient multicrystalline silicon solar cells with 'honeycomb' textured front surface', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 1998, S. 1681-1684

Publikationen des Autors

- P. Fath, C. Borst, C. Zechner, G. Willeke, E. Bucher, S. Narayanan, 'Progress in a novel high throughput mechanical texturization technology for highly efficient multicrystalline silicon solar cells', Sol. En. Mat Solar Cells **48**, 1997, S. 229-236
- C. Zechner, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, 'Numerical simulation studies of mechanically textured high efficiency silicon solar cells', Proc. 14th European PVSEC, Barcelona 1997, S. 69-72
- P. Fath, C. Zechner, B. Terheiden, A. Boueke, C. Marckmann, C. Gerhards, R. Tölle, M. Spiegel, G. Willeke, E. Bucher, 'Processing, characterisation and simulation of advanced mechanically textured mono- and multicrystalline silicon solar cells', Proc. 14th European PVSEC, Barcelona 1997, S. 73-76
- R. Henschel, C. Zechner, G. Kragler, G. Willeke, E. Bucher, 'Double layer SIPOS/ μ c-Si/c-Si heterojunction solar cell', Proc. 14th European PVSEC, Barcelona 1997, S. 1509-1512
- S. Keller, C. Zechner, M. Spiegel, A. Boueke, B. Terheiden, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, 'Quantum efficiency simulation and analysis of crystalline silicon solar cells by two dimensional device modeling', Proc. 14th European PVSEC, Barcelona 1997, S. 77-80
- C. Zechner, G. Hahn, W. Jooss, B. Bitnar, S. Keller, M. Spiegel, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, 'Systematic study towards high efficiency multicrystalline silicon solar cells with mechanical surface texturization', Proc. 26th IEEE PVSC, Anaheim 97, S. 243-246
- B. Terheiden, R. Kühn, C. Zechner, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, 'Progress of the LOPE (Local Point Contact and Shallow Angle Evaporation) Silicon Solar Cell', Proc. 26th IEEE PVSC, Anaheim 97, S. 243-246
- C. Zechner, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, 'Two and three-dimensional optical carrier generation determination in crystalline silicon solar cells', Sol. En. Mat Solar Cells **51**, 1998, S. 255-267
- G. Hahn, C. Zechner, B. Bitnar, M. Spiegel, W. Jooss, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, H.-U. Höfs, 'Solar Cells with 11% Efficiency on Ribbon-growth-on-substrate (RGS) Silicon', Prog. Photovolt. Res. Appl. **6**, 1998, S. 163-167
- M. Spiegel, C. Zechner, B. Bitnar, G. Hahn, W. Jooss, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, H.-U. Höfs, C. Häbeler, 'Ribbon growth on substrate (RGS) silicon solar cells with microwave-induced remote hydrogen plasma passivation and efficiencies exceeding 11%', Sol. En. Mat. Solar Cells **55**, 1998, S. 331-340
- C. Zechner, G. Willeke, E. Bucher, 'Light trapping in silicon solar cells with a mechanically formed blazed surface texture', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 98, S. 1693-1696

- A. Schönecker, A.W. Weeber, W. C. Sinke, C. Zechner, A. Kress, P. Fath, '*Attacking limiting factors in 10x10 cm² multicrystalline silicon, emitter wrap through solar cell design and processing*', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 98, S. 1677-1680
- G. Hahn, C. Zechner, M. Spiegel, W. Jooss, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, '*Mechanical texturization and hydrogen passivation of RGS (ribbon growth on substrate) silicon solar cells*', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 98, S. 1840-1843
- R. Kühn, A. Boueke, M. Wibrall, C. Zechner, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, '*Investigation of the effect of p/n-junctions bordering on the surface of silicon solar cells*', Proc. 2nd WCPVSEC, Wien 98, S. 1390-1393
- C. Zechner, B. Damiani, B. Terheiden, '*Single diffusion selective emitter for silicon solar cells with a screen printed metallization*', Tech. Dig. of the 11th PVSEC, Sapporo 99, in Druck
- E. van Kerschaver, C. Zechner, J. Dicker, '*Double sided Minority carrier collection in silicon solar cells*', IEEE Trans. on Elec. Dev., in Druck
- G. Hahn, C. Zechner, M. Rinio, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, '*Enhanced carrier collection observed in mechanically structured silicon with small diffusion length*', J. Appl. Phys., in Druck
- G. Hahn, C. Gerhards, M. Spiegel, C. Zechner, P. Fath, G. Willeke, E. Bucher, H.-U. Höfs, C. Häbler, S. Thurm, F. Duerinckx, J. Szlufcik, J. Nijs, F. Ferrazza, C. Bucci, A. M. Valera, J. M. Serra, J. Maia Alas, R. Gamboa, J. C. Henriques, '*Overview and Results of the HEXSI Project*', eingereicht zur 16th ECPVSEC, Glasgow 2000

- C. Zechner, '*Computerunterstützte Untersuchungen an Hochleistungs-Silizium-Solarzellen*', Diplomarbeit an der TU Graz und der Universität Konstanz, Oktober 96

Nicht veröffentlicht wurden Arbeiten des Autors, die für Industriepartner durchgeführt wurden, darunter die Studie '*Ultra-Thin Silicon Solar Cells*' (24 Seiten) und eine Optimierung von Doppelantireflexschichten für verkapselte Solarzellen (12 Seiten).

Abkürzungen und Symbole

ARC	Antireflexbeschichtung
BSF	back surface field
CP4	Mischung aus HF, HNO ₃ und CH ₃ COOH zum isotropen Ätzen von Si
CZ-Si	Czochralski-Silizium
DARC	Doppelantireflexbeschichtung
DOSS	Dopant Oxide Solid Source
EQE	externe Quantenausbeute
EWT	Emitter Wrap Through
FF	Füllfaktor
FZ-Si	Float Zone Silizium
I	Strom oder Stromdichte
I ₀₁	Sättigungsstromdichte der 'ersten Diode', nach Gleichung (2.4)
I ₀₂	Sättigungsstromdichte der 'zweiten Diode', nach Gleichung (2.4)
IQE	interne Quantenausbeute
J	Stromdichte
J _{sc}	Kurzschlußstrom(dichte)
J ₀	Sättigungsstromdichte
J _{0B}	Sättigungsstromdichte der Basis
J _{0e}	Sättigungsstromdichte des Emitters
J _{MPP}	Strom am Leistungsmaximum
J _{Rand}	Sättigungsstromdichte der Rekombination am Zellrand
LBIC	Laser Beam Induced Current
L _D	Basisdiffusionslänge
L _{eff}	effektive Diffusionslänge
LPCVD	low pressure chemical vapour deposition
LQE	Light Trapping Quantenausbeute
mc-Si	multikristallines Silizium
MPP	Maximum Power Point
MWA	Metallisation Wrap Around
MWT	Metallisation Wrap Through
n ₂	Diodenqualitätsfaktor der 'zweiten Diode', nach Gleichung (2.4)
PCVD	Photo Current Voltage Decay
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition
PV	Photovoltaik
RIE	Reactive Ion Etching
R _K	Kontaktwiderstand
R _{serie}	Serienwiderstand
R _{shunt}	Shuntwiderstand
SEM	Scanning electron microscope
Si	Silizium
SiN	Siliziumnitrid
SOD	Spin On Dopant
SRH	Shockley-Read-Hall
τ _j	Abklingkonstante der Photocurrent Decay Messung
τ _v	Abklingkonstante der Photovoltage Decay Messung
V	Spannung
V _{MPP}	Spannung am Leistungsmaximum
V _{oc}	offene Klemmspannung

Danksagung

Ich möchte mich bei allen, die zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen haben, für ihre Zusammenarbeit und vielfältige Unterstützung bedanken. Mein besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. Ernst Bucher und meinem Doktorvater Priv.-Doz. Dr. Gerhard Willeke für die Aufnahme an den Lehrstuhl und in die Silizium-Arbeitsgruppe und die gewährte Forschungsfreiheit, für die Unterstützung eines zehnwöchigen Forschungsaufenthalts bei ECN und für die Übernahme der Korrektur dieser Arbeit.
- Dr. Peter Fath für sein jahrelanges, hohes Engagement für die Arbeitsgruppe, das wesentlich zur guten Ausstattung und zur internationalen Anerkennung beigetragen hat.
- Dr. Axel Schönecker (ECN) für seine ausgezeichnete Betreuung während des Forschungsaufenthalts bei ECN und die Kooperation im EU-Projekt ‘ACE-Designs’.
- Steffen Keller, Bernhard Fischer, Thomas Pernau und Andre Kress für den Aufbau und die Wartung guter Meßgeräte und für wertvolle Diskussionen über Solarzellenphysik.
- Jochen Dicker und Jürgen Schumacher (beide ISE Freiburg) für den offenen Erfahrungsaustausch über Solarzellensimulationen.
- Sebastian Schäfer (ISE Freiburg) für seine Unterstützung beim Plasma-Ätzen.
- Rainer Tölle (BP Solarex) für die Vorbereitung von Wafern für EWT-Solarzellen mit selektivem Emitter.
- Tom Krygowski und Ben Damiani (Georgia Tech, Atlanta) für die Herstellung und Analyse von DOSS-Emittern.
- Christoph Gerhards und Barbara Terheiden für die Hilfe bei der mechanischen Texturierung.
- Manfred Keil, Barbara Terheiden, Andre Kress, Christoph Marckmann, Christoph Gerhards, Jochen Hötzel, Arnd Boueke, Bernd Bitnar, Markus Spiegel, Katrin Faika, Ralph Kühn u.v.a. für ihren Einsatz beim Verbessern und Aufrechterhalten der Prozeßinfrastruktur in den Reinräumen.
- Martin Steiner und Stephan Kühne für den Kauf der Simulationsrechner, für die Betreuung des Computer-Netzwerks und für ihre Hilfe bei Elektronenmikroskop-Aufnahmen.
- Dr. Giso Hahn für die Einführung in das Herstellen von Solarzellen, für das Aufdampfen von Antireflexschichten und die gute Zusammenarbeit.
- Barbara Terheiden, Frank Huster, Wolfgang Jooss, Christoph Gerhards, Cornelia Wolf, Dr. Giso Hahn und Andre Kress für das Korrekturlesen dieser Arbeit und ihre Vorschläge.
- Dr. Markus Spiegel und Alexander Hauser für die Durchführung von Wasserstoffpassivierungen.
- Rinse Bethlehem für die Zusammenarbeit bei der Laserbearbeitung von Silizium bei ECN.
- Angela Schellinger für ihre Freundlichkeit und Sorge um die MitarbeiterInnen des Lehrstuhls.
- Steffen Scheibenstock für seine Hilfe beim Installieren meines Computers.