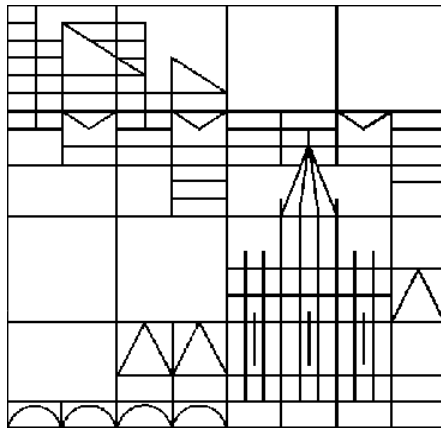


Oberflächenpassivierung von kristallinen Silizium Solarzellen



Bernd Bitnar

Oberflächenpassivierung von kristallinen Silizium Solarzellen

Dissertation

**zur Erlangung des akademischen Grades des
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)**

**an der Universität Konstanz
Fakultät für Physik**

vorgelegt von

Bernd Bitnar

**Konstanz
Juli 1998**

Datum der mündlichen Prüfung: 7. Oktober 1998

Referent: Prof. Dr. Ernst Bucher

Referent: Prof. Dr. Walter Rehwald

Inhaltsverzeichnis

EINLEITUNG.....	1
1 OBERFLÄCHEN-REKOMBINATIONSVERLUSTE IN SOLARZELLEN	4
1.1 DIE OBERFLÄCHEN-REKOMBINATIONSGESCHWINDIGKEIT	5
1.2 FELDEFFEKTPASSIVIERUNG.....	6
1.3 WIRKUNGSGRAD VON SOLARZELLEN.....	8
1.4 DER SÄTTIGUNGSSTROM	12
1.5 DIE REKOMBINATIONSGESCHWINDIGKEIT AN DER RÜCKSEITE.....	13
1.6 DER EMITTER-SÄTTIGUNGSSTROM UND DIE ORG AN DER FRONTSEITE	15
1.7 TEXTURIERTE OBERFLÄCHEN.....	18
2 CHARAKTERISIERUNG DER OBERFLÄCHENPASSIVIERUNG	22
2.1 CV-MESSUNG DER GRENZFLÄCHEN-STÖRSTELLENDICHTE	22
2.1.1 Die HF-CV-Meßmethode	25
2.1.2 Die kombinierte QS/HF-Messung	26
2.1.3 Beschreibung des CV-Meßplatzes.....	28
2.2 DIE PCVD-MEßMETHODE	30
2.2.1 Lösung der zeitabhängigen Kontinuitätsgleichung.....	32
2.2.2 Betrachtung der fundamentalen Mode des Stroms	35
2.2.3 Diskussion des Einflusses höherer Moden.....	37
2.2.4 Die Abklingrate der Offenen Klemmenspannung.....	40
2.2.5 Bestimmung des Emitter-Sättigungsstroms.....	45
2.2.6 PCVD-Messungen an rückseitig beleuchteten Solarzellen	48
2.2.7 Texturierte Oberflächen.....	50
2.2.8 Beschreibung des Meßaufbaus.....	52
2.3 SPECTRAL RESPONSE-MESSUNGEN	56
2.3.1 Kombination von spectral response und PCVD-Messung zur Trennung von L_n und S_B	56
2.3.2 Spectral response Untersuchungen an rückseitig beleuchteten Solarzellen	60
3 OBERFLÄCHENPASSIVIERUNG DURCH THERMISCHE OXIDE.....	64
3.1 EIGENSCHAFTEN THERMISCH GEWACHSENER OXIDSCHICHTEN	64
3.1.1 Oxidwachstum.....	64
3.1.2 CV-Messungen	66
3.2 HERSTELLUNG VON SOLARZELLEN MITTELS FOTOLITHOGRAFIE	69
3.3 PCVD-MESSUNGEN AN FOTOLITHOGRAFISCH HERGESTELLTEN SOLARZELLEN	71
3.3.1 Monokristalline Solarzellen	71
3.3.2 Multikristalline Solarzellen.....	76
3.4 HOCHLEISTUNGSSOLARZELLEN MIT LOKALEM BSF	80
3.5 SOLARZELLEN MIT MECHANISCHER V-TEXTURIERUNG	88

4 PASSIVIERENDE EIGENSCHAFTEN EINER PECVD ABGESCHIEDENEN ANTIREFLEXSCHICHT	92
4.1 DER PECVD-ABSCHIEDPROZESS	92
4.2 CV-MESSUNGEN AN PECVD-SCHICHTEN	94
4.3 CHARAKTERISIERUNG VON SOLARZELLEN MIT PECVD-ANTIREFLEXSCHICHT	98
5 PASSIVIERUNG DER OBERFLÄCHE VON SIEBDRUCK-SOLARZELLEN	103
5.1 DER SIEBDRUCK-PROZESS	104
5.2 PASSIVIERUNG VON HOCHDOTIERTEN EMITTERN	105
5.3 PCVD-MESSUNGEN AN SIEBGEDRUCKTEN SOLARZELLEN	107
5.4 UNTERSUCHUNG UNTERSCHIEDLICHER EMITTER	112
5.5 EINFLUSS DER ABSCHIEDPARAMETER DES PECVD-NITRIDES AUF DEN EMITTER-SÄTTIGUNGSSTROM	117
5.6 SIEBGEDRUCKTE SOLARZELLEN MIT HF-PECVD-NITRID	120
5.7 CHARAKTERISIERUNG SIEBGEDRUCKTER EMITTER	123
5.8 V-TEXTURIERTE SIEBDRUCKSOLARZELLEN	125
ZUSAMMENFASSUNG.....	130
LITERATURVERZEICHNIS.....	133
VERZEICHNIS DER VERWENDETEN SYMBOLE UND ABKÜRZUNGEN.....	142

Einleitung

Fällt Licht mit ausreichend großer Photonenenergie auf einen Halbleiter, kann ein Photon ein Elektron aus dem Atomverband herauslösen. Dieses kann sich frei im Halbleiter bewegen. Im Bandschema wird ein Elektron im Leitungs- und ein Loch im Valenzband, ein Elektron-Loch-Paar, erzeugt. Das Elektron im Leitungsband sowie das Loch im Valenzband sind frei bewegliche Ladungsträger. Legt man an diesen Halbleiter eine externe Spannung an, kann ein Strom fließen.

Zum Betrieb einer Solarzelle, d. h. zur Umwandlung der einfallenden Strahlungs- in elektrische Energie ist jedoch eine interne Trennung der Ladungsträger nötig, um eine Spannung an der Solarzelle zu erzeugen und damit einen externen Stromfluß zu ermöglichen.

Bei der Silizium-Solarzelle geschieht diese Ladungstrennung in der Regel durch das elektrische Feld eines pn-Übergangs. Werden ein p- und ein n-dotierter Halbleiter in Kontakt miteinander gebracht, diffundieren die jeweiligen Majoritätsladungsträger aufgrund des Konzentrationsgefälles in den entgegengesetzt dotierten Halbleiter. Diese Ladungsdichteverteilung erzeugt nach der Poisson-Gleichung ein elektrisches Feld, das die Diffusion bei der unbeleuchteten Solarzelle gerade ausgleicht. Dieses elektrische Feld, oder genauer gesagt die unterschiedlichen Quasiferminiveaus zu beiden Seiten des pn-Übergangs, sorgen für eine räumliche Trennung der Elektron-Loch-Paare bei Beleuchtung der Solarzelle. In Abb. E.1 ist der Verlauf der Bänder in einer beleuchteten Silizium-Solarzelle gezeigt. Auf beiden Seiten erzeugt das einfallende Licht ($h\nu$) Elektron-Loch-Paare. Die jeweiligen Minoritätsträger, Elektronen (negativ) auf der p-dotierten und Löcher (positiv) auf der n-dotierten Seite, werden bei Durchlaufen des pn-Übergangs zur entgegengesetzt dotierten Seite transportiert und bilden dort Majoritätsträger. Durch den Elektronenüberschuß auf der n-Seite und den Löcherüberschuß auf der p-Seite entsteht eine an der Solarzelle anliegende elektrische Spannung U . Über einen externen Verbraucher kann ein Strom fließen.

Wie die Elektron-Loch-Paare erzeugt werden, können diese jedoch vor Erreichen des pn-Übergangs auch wieder gegenseitig vernichtet werden. Man nennt diesen Prozeß Rekombination. Da die rekombinierten Ladungsträger für die Umwandlung in elektrische Energie verloren sind, muß zum Erreichen eines hohen Wirkungsgrades der Solarzelle die Rekombination weitestgehend minimiert werden.

Die Rekombination hat unterschiedliche Ursachen:

1. Strahlende Rekombination: Ein Elektron-Loch-Paar erzeugt ein Photon. Dies ist der umgekehrte Prozeß zur Erzeugung des Elektron-Loch-Paares. Bei Silizium als indirektem Halbleiter ist diese Art der Rekombination zu vernachlässigen.
2. Auger-Rekombination: Das rekombinierende Elektron-Loch-Paar gibt die freiwerdende Energie an ein anderes Elektron ab. Dieser Prozeß findet verstärkt bei großen Elektronendichten statt. In der Praxis dominiert die Auger-Rekombination bei hohen Dotierungen (ab 10^{18} cm^{-3}).
3. Störstellen-Rekombination im bulk: Störstellen im Kristall erzeugen Zustände in der Bandlücke von Silizium, über die Elektron-Loch-Paare leicht rekombinieren können. Einerseits wird diese Art der Rekombination bei monokristallinen Hochleistungssolarzellen durch die Fortschritte bei der Produktion hochreinen Siliziums immer unwichtiger. Andererseits wird die Störstellen-Rekombination bei der Verwendung preisgünstigen multikristallinen Siliziums zur Solarzellenherstellung oft dominierend.
4. Oberflächenrekombination: An Halbleiteroberflächen ist die Kristallstruktur abrupt beendet. Es treten freie, ungesättigte Bindungen auf. Diese erzeugen Zustände in der Bandlücke, die, ähnlich wie bulk-Störstellen, als Rekombinationszentren wirken. Eine Absättigung dieser freien Bindungen („dangling bonds“) und damit eine Reduzierung der Oberflächenrekombination nennt man Oberflächenpassivierung. Klassisch geschieht die Passivierung einer Silizium-Oberfläche durch ein thermisch aufgewachsenes Oxid. In zunehmendem Maße gewinnen aber auch Niedrigtemperatur-Prozesse an Bedeutung, wie zum Beispiel die Gasphasenabscheidung von Silizium-Nitrid (PECVD).

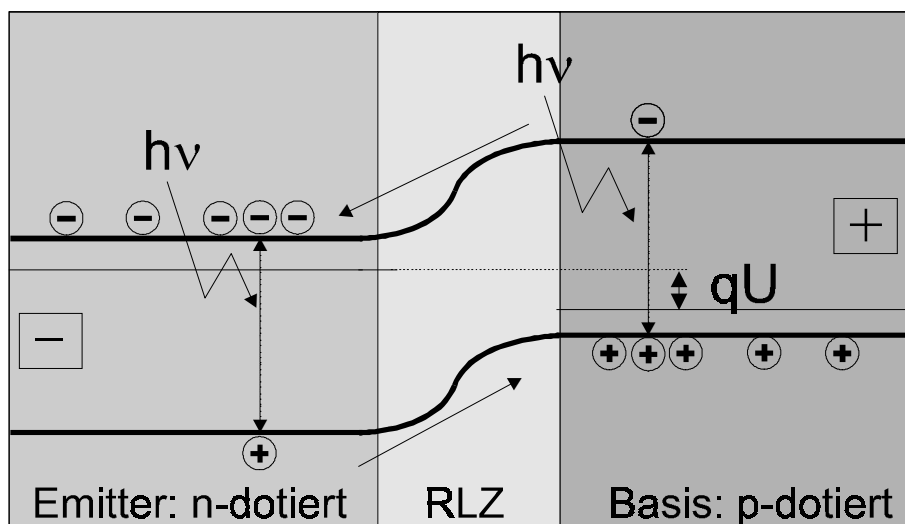


Abb. E.1: Umwandlung von Strahlungs- in elektrische Energie in einer Silizium-Solarzelle. Die generierten Elektron-Loch-Paare werden durch den pn-Übergang getrennt.

Eine gute Passivierung der Rückseite ist vor allem wichtig bei Hochleistungssolarzellen mit einer stark reduzierten bulk-Rekombination. Aber auch dünne Solarzellen, bei denen generierte Ladungsträger sehr schnell auf eine Oberfläche treffen, benötigen für einen hohen Wirkungsgrad eine gute Passivierung der Rückseite.

Da die Lichtabsorption in Silizium exponentiell erfolgt, wird ein Großteil der Ladungsträger nahe der Frontseite einer Solarzelle erzeugt. Die Eindringtiefe, d. h. die Tiefe, in der die Intensität des eindringenden Lichts um den Faktor $1/e$ abgenommen hat, beträgt für Licht im Strahlungsmaximum der Sonne bei 500 nm nur etwa 1 μm . Um den pn-Übergang dicht an der Frontseite zu plazieren, wählt man einen sehr dünnen Emitter (etwa 1 μm dick). Ist der Emitter nicht so hoch dotiert, daß aufgrund von Auger-Rekombination die im Emitter generierten Ladungsträger schon rekombinieren, bevor sie den pn-Übergang erreichen, so wird die Passivierung der Vorderseite extrem wichtig für die Nutzung des kurzwelligen Sonnenlichtes, das sehr nahe an der Vorderseite absorbiert wird.

Die Messung von Rekombinationsverlusten an der Oberfläche von Solarzellen und mit diesem Wissen die Optimierung von Prozeßschritten zur effektiven Oberflächenpassivierung sind die Ziele dieser Arbeit. Dies ist nicht nur bei Hochleistungssolarzellen auf teurem monokristalinem Silizium von großer Wichtigkeit. Vielmehr gewinnt durch die Verfügbarkeit hochqualitativen - auch multikristallinem - sogenanntem „solar-grade“-Siliziums, dies ist speziell für die Solarzellenfertigung hergestelltes kostengünstiges Material, der Einfluß der Oberflächenpassivierung auch bei industriellen Solarzellen zunehmend an Bedeutung. So kann anhand von siebgedruckten Solarzellen gezeigt werden, wie durch eine effektive Oberflächenpassivierung der Wirkungsgrad deutlich gesteigert werden kann.

Der Wirkungsgrad kommerzieller Solarzellen wurde in der Vergangenheit ständig erhöht bis auf heute 13 bis 15 %. Potentiale für weitere Verbesserungen des Wirkungsgrades liegen nicht zuletzt in besseren preisgünstigen Methoden der Oberflächenpassivierung. Unter anderem sind weitere Steigerungen des Wirkungsgrades nötig, um die Kosten der Photovoltaik weiter zu senken und - in hoffentlich nicht allzu ferner Zukunft - den photovoltaisch erzeugten Strom zu konventionell erzeugtem wettbewerbsfähig zu machen.

1 Oberflächen-Rekombinationsverluste in Solarzellen

Den typischen Aufbau einer Silizium Solarzelle zeigt Abb. 1.1. Die im Rahmen dieser Arbeit prozessierten und untersuchten Solarzellen orientieren sich an dem in Abb. 1.1 gezeigten Grundtyp.

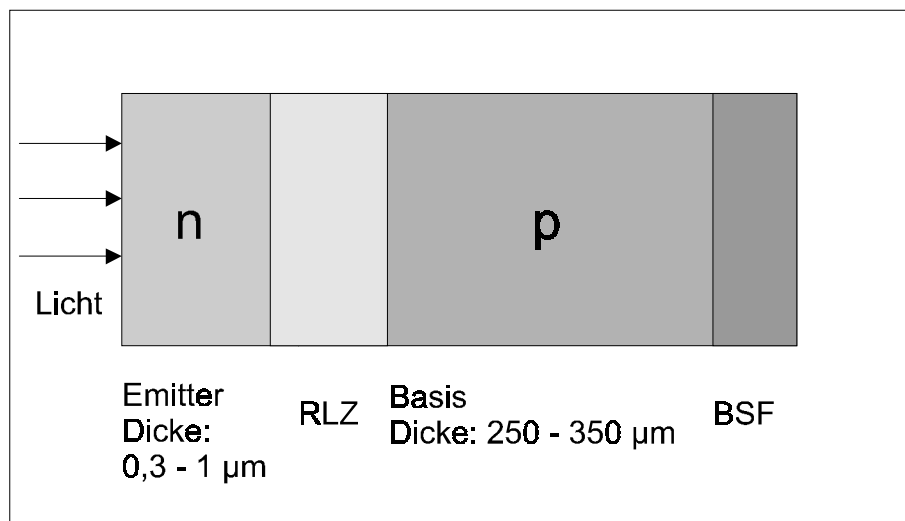


Abb. 1.1: Typischer Aufbau einer Silizium Solarzelle (nicht maßstabgerecht gezeichnet).

Wegen der relativ schwachen Lichtabsorption in Silizium müssen Solarzellen aus diesem Material ausreichend dick sein, um Durchstrahlungsverluste zu vermeiden [GOE]. Typische Dicken der untersuchten Solarzellen sind 250 - 350 µm. Die Dotierung der Basis beträgt etwa 10^{16} cm^{-3} . Dieser Wert erweist sich als optimal, um Verluste durch Auger- und Störstellenrekombination einerseits und Widerstandverluste andererseits zu minimieren [GRE1].

Der n-dotierte Emitter wird durch Eindiffusion von Phosphor mittels einer POCl_3 -Quelle hergestellt. Es ergeben sich Dotierprofile [BOU] mit Oberflächen-Phosphorkonzentrationen von 10^{19} bis einige 10^{20} cm^{-3} und Dicken zwischen 0,3 und 1 µm. Nähere Details zur Emitter-Prozessierung werden in Kapitel 3.2 erläutert.

Der Emitter befindet sich auf der von der Sonne bestrahlten Seite. Diese wird als Frontseite bezeichnet.

Im folgenden soll die Oberflächenrekombination an der Front- und der Rückseite von Solarzellen detaillierter betrachtet werden.

1.1 Die Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeit

An der Oberfläche eines kristallinen Festkörpers ist die Periodizität der Gitteratome stark gestört. Im Falle des Siliziums treten freie Bindungen, sogenannte „dangling bonds“, auf. Diese erzeugen Störstellen, die energetisch in der Bandlücke des Volumen-Kristalls liegen. Diese Störstellen wirken als Rekombinationszentren für Elektron-Loch-Paare.

Werden Überschußladungsträger, z. B. durch die Bestrahlung des Siliziums mit Licht, erzeugt und diffundieren diese an die Oberfläche, können sie über die Oberflächen-Störstellenniveaus rekombinieren.

Ein Maß für die Stärke der Rekombination ist die Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeit:

$$S = \frac{U_s}{\Delta n} \quad (1.1)$$

mit der Rekombinationsrate U_s [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$] und der Überschußladungsträgerdichte der Elektronen Δn [cm^{-3}] (für p-dotiertes Silizium). S hat die Dimension einer Geschwindigkeit. Anschaulich kann man sich vorstellen, daß sich die Ladungsträger mit der Geschwindigkeit S auf die Oberfläche zu bewegen und dort vernichtet werden. An einer nicht passivierten Oberfläche rekombinieren alle ankommenden Ladungsträger. Da diese sich mit der thermischen Geschwindigkeit $v_{\text{th}} = 10^7$ cm/s (bei $T = 300$ K) durch den Kristall bewegen, ist die maximale Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{max} gleich v_{th} .

Die Rekombination an Störstellen wird durch die Shockley-Read-Hall (SRH)-Theorie beschrieben [SHO]. Unter der Annahme eines einzigen Störstellen-Niveaus ist die Rekombinationsrate an der Oberfläche gegeben durch [SCH1]:

$$U_s = \frac{np - n_i^2}{\frac{1}{S_p}(n + n_1) + \frac{1}{S_n}(p + p_1)}. \quad (1.2)$$

In dieser Gleichung bedeuten:

$S_p = \sigma_p v_{\text{th}} D_{\text{it}}$ die Rekombinationsgeschwindigkeit von Löchern an Grenzflächen-Störstellen mit der Dichte D_{it} und dem Einfangquerschnitt σ_p , entsprechend S_n für Elektronen, n ist die Elektronen- und p die Löcherkonzentration.

p_1 und n_1 sind definiert durch:

$$p_1 = n_i \cdot e^{\frac{E_i - E_i}{kT}} \quad \text{und} \quad n_1 = n_i \cdot e^{\frac{E_i - E_i}{kT}}. \quad (1.3)$$

Aus der SRH-Gleichung läßt sich ersehen:

1. Gl. 1.2 und 1.3 zeigen, daß Störstellen in der Bandmitte am stärksten zur Rekombination beitragen.
2. Nur für $n_p > n_i^2$ ist U_S größer 0. Das heißt, an der Oberfläche müssen Überschußladungsträger vorhanden sein. Für Solarzellen bedeutet das, wenn die Oberfläche in einem Bereich liegt, in dem keine Generation stattfindet, z. B. an der Rückseite einer sehr dicken Zelle, so findet an dieser Oberfläche auch keine Rekombination statt.
3. Der Einfangquerschnitt σ_p liegt typisch im Bereich 10^{-15} cm^2 [EAD1]. Ist $\sigma_n = \sigma_p$ und liegt Niedriginjektion vor, d.h. die Anzahl der Überschußladungsträger ist klein gegenüber der insgesamt vorhandenen Ladungsträger, so ist für Störstellen in der Nähe der Bandmitte die ORG S unabhängig vom Injektionsniveau Δn .
4. Durch die Absenkung von n oder p wird U_S kleiner. Dies kann z. B. durch ein elektrisches Feld an der Oberfläche erreicht werden. Diese Feldeffektpassivierung wird im nächsten Abschnitt behandelt.
5. In der Praxis liegt meist eine kontinuierliche Verteilung der Störstellendichte über die Energie in der Bandlücke vor. In diesem Fall muß U_S durch Integration von Gl.1.2 über die Energie berechnet werden.

Insgesamt hängt die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (ORG) von der Störstellendichte D_{it} sowie den Einfangquerschnitten σ_n und σ_p ab. σ ist hierbei vor allem materialabhängig, D_{it} wird dagegen durch die Prozeßführung bestimmt. Hierauf wird weiter unten noch detailliert eingegangen. An dieser Stelle soll nur festgehalten werden, daß bei gegebenen σ_n und σ_p die ORG von der Störstellendichte D_{it} abhängt.

1.2 Feldeffektpassivierung

Bei der „Gate-enhanced Solarzelle“ [ABE1] kann über einen auf der passivierenden Schicht angebrachten Kontakt eine elektrische Spannung angelegt werden. Es zeigt sich, daß sich die ORG in Abhängigkeit der angelegten Spannung ändert. Bei großen positiven Spannungen wird S sehr klein (siehe auch [SUZ]).

Dies ist verständlich, wenn man sich Gl. 1.2 betrachtet. Die Rekombinationsrate wird für $n = p$ maximal - unter der Voraussetzung, daß σ_p gleich σ_n ist. Wird nun durch ein extern angelegtes Feld die Konzentration einer Ladungsträgerart reduziert, nimmt die Rekombinationsrate und damit S ab. Derselbe Effekt läßt sich in der Praxis viel einfacher erzielen, wenn die passivierende Schicht fest eingebaute Ladungen enthält. Unter festen Ladungen Q_f versteht man solche, die nicht durch äußere Einflüsse umgeladen werden können, im Gegensatz zu den Störstellen D_{it} .

Abb. 1.2 zeigt den Bandverlauf einer passivierten Silizium-Oberfläche mit festen positiven Ladungen in der passivierenden Schicht. Durch das elektrische Feld tritt eine Bandverbiegung auf. Positive Ladungen im Silizium werden von der Grenzfläche weggedrückt, negative zur Oberfläche hingezogen. Das Produkt np ändert sich dadurch und somit auch die ORG.

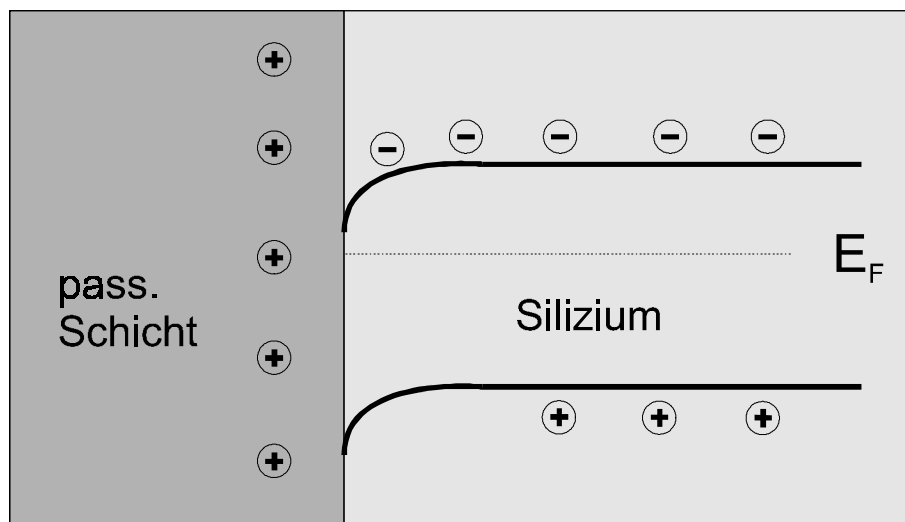


Abb. 1.2: Feldeffektpassivierung durch feste Ladungen in der Passivierungsschicht. An der Siliziumoberfläche tritt eine Bandverbiegung auf. Löcher werden daher von der Oberfläche fortgedrückt. Bei größerer positiver Ladungsdichte tritt an der Siliziumoberfläche Inversion ein. Die Löcherdichte an der Oberfläche strebt dabei gegen Null.

Die Annahme $\sigma_p = \sigma_n$ trifft in der Praxis jedoch oft nicht zu. An der Si/SiO₂-Grenzfläche berechneten [EAD1], [EAD2] und [ABE3] aus DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy)-Messungen die Einfangquerschnitte σ_p und σ_n . [ABE3] faßt die Messungen unterschiedlicher Gruppen zusammen. Es zeigt sich eine starke Abhängigkeit der gemessenen Einfangquerschnitte von den Herstellungsbedingungen der Proben. Außerdem liegt die Unsicherheit in der Bestimmung der σ -Werte bei etwa einer Größenordnung. Übereinstimmend ergeben aber alle Messungen ein sehr viel größeres σ_n als σ_p . Das Verhältnis σ_p/σ_n beträgt etwa 1/1000 [ABE3]. Die maximale Rekombinationsrate tritt dann auf für:

$$n = \frac{\sigma_p}{\sigma_n} \cdot p . \quad (1.4)$$

Die Löcherkonzentration muß in diesem Fall sehr viel größer sein als die Elektronenkonzentration, wenn S maximal sein soll. Eine ausreichende Absenkung von p

durch feste positive Oberflächenladungen reduziert S beträchtlich. Diesen Effekt nennt man Feldeffektpassivierung.

In der Praxis weisen thermisch gewachsene SiO_2 -Schichten und in noch stärkerem Maße PECVD-abgeschiedene Si_3N_4 -Schichten eine große Dichte positiver fester Ladungen auf. Nach [FÜS] sind die Ursache der festen Ladungen im Oxid Zustände in der oberen Hälfte der Bandlücke des SiO_2 , die durch tunnelnde Ladungsträger aus dem Silizium ständig besetzt sind. Für die Oberflächenpassivierung von Silizium-Solarzellen spielt die Feldeffektpassivierung eine wichtige Rolle.

In [ABE1] ist zum Beispiel gezeigt, daß aufgrund der Feldeffektpassivierung bei einer Dichte der festen Ladung $Q_f = 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, ein Wert der typisch ist für SiO_2 -Schichten, und einem Verhältnis $\sigma_p/\sigma_n = 1/100$ die ORG um über zwei Größenordnungen gesenkt werden kann. Dies gilt auf n-dotiertem und für Injektionsdichten oberhalb 10^{12} cm^{-3} auch auf p-dotiertem Silizium.

Ist der Einfangquerschnitt für Minoritäten deutlich größer als der Einfangquerschnitt für Majoritäten, zeigt die ORG eine Abhängigkeit vom Injektionsniveau. Bei p-Silizium sinkt bei Dotierungen oberhalb 10^{16} cm^{-3} die ORG dann mit steigendem Injektionsniveau stark ab [GLU1]. Dieses Verhalten wurde an rückseitigen Oberflächen von Solarzellen beobachtet [LEG1]. Für die Si/ Si_3N_4 -Grenzfläche schätzt [LEG1] aus der Abhängigkeit der ORG vom Injektionsniveau an einer p-dotierten Oberfläche ein Verhältnis $\sigma_p/\sigma_n = 1/20$ ab.

Abschließend soll festgehalten werden, daß die Dichte der festen positiven Ladungen Q_f eine entscheidende Größe für die passivierende Eigenschaft einer Schicht ist. Optimale Passivierungen weisen Schichten mit möglichst kleiner Störstellendichte D_{it} und möglichst großer Dichte der festen Ladung Q_f auf.

Eine nahezu vollständige Passivierung einer Silizium-Oberfläche in Flußsäure, die freie Bindungen an der Oberfläche absättigt und die Störstellendichte somit extrem stark herabsetzt, hat [YAB] beschrieben. Die ORG der untersuchten Probe beträgt nur 0,25 cm/s.

1.3 Wirkungsgrad von Solarzellen

Die in der Praxis interessanteste Größe einer Solarzelle, ein Maß für die Leistungsfähigkeit, ist deren Wirkungsgrad:

$$\eta = \frac{V_{oc} \cdot I_{sc} \cdot FF}{P_{ein}} \quad (1.5)$$

Hierbei steht im Zähler die abgegebene elektrische Leistung im „maximalen Power Point“ der Kennlinie und im Nenner die eingestrahelte Lichtleistung. Die elektrischen Größen kann man sich anhand der Solarzellen-Kennlinie verdeutlichen (Abb. 1.4):

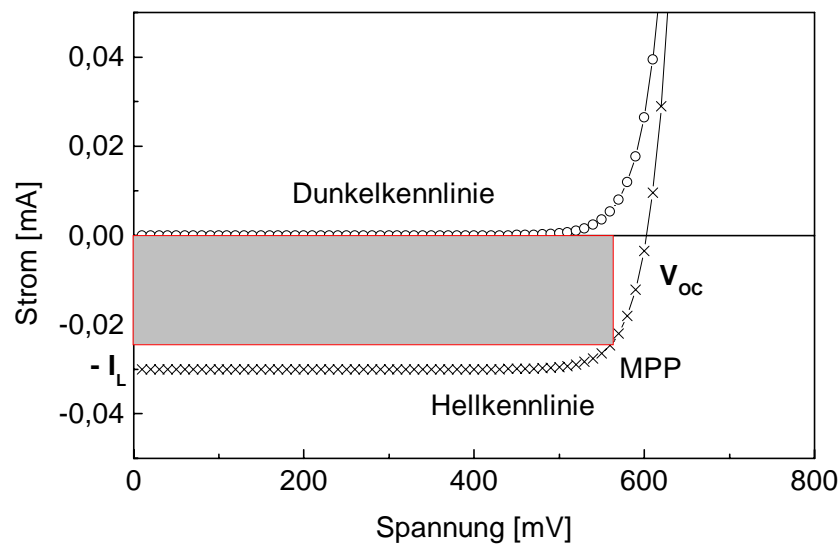


Abb. 1.3: Hell- und Dunkelkennlinie einer Solarzelle. Durch die Beleuchtung wird die Kennlinie um den konstanten Betrag I_L - dem Lichtstrom - nach unten verschoben. Im „maximalen Power Point“ (MPP) ist die abgegebene Leistung maximal. Beim Betrieb der Solarzelle muß der externe Lastwiderstand so gewählt werden, daß diese im „maximalen Power Point“ betrieben wird.

Unter Vernachlässigung der Rekombination in der Raumladungszone kann die Solarzelle durch eine einfache Diodenkennlinie beschrieben werden:

$$I(U) = I_0 \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) - I_L . \quad (1.6)$$

I_L ist hier der Lichtstrom, d. h. der durch die Beleuchtung generierte Strom. Ohne Beleuchtung ist $I_L = 0$ und es ergibt sich die Dunkelkennlinie.

Der Kurzschlußstrom I_{SC} beträgt $-I_L$ für $U = 0$ V.

Die offene Klemmenspannung V_{OC} erhält man, wenn man in Gl. 1.6 $I = 0$ setzt. Der Faktor -1 in Gleichung 1.6 kann in der Praxis vernachlässigt werden:

$$V_{OC} = \ln\left(\frac{I_{SC}}{I_0}\right) . \quad (1.7)$$

Der Füllfaktor FF wird hauptsächlich von drei Größen bestimmt:

1. dem Serienwiderstand R_{Ser} . Dieser faßt ohmsche Verluste der Kontaktierung, des Emitters und der Basis zusammen.

2. dem Shuntwiderstand R_{Sh} . Dieser enthält parasitäre Kurzschlüsse des pn-Übergangs.
3. dem Sättigungsstrom der 2. Diode I_{02} . Diesen erhält man unter Berücksichtigung der Rekombination in der Raumladungszone.

Diese drei Elemente lassen sich in einem Ersatzschaltbild für die reale Solarzelle zusammenfassen. Das Modell heißt Zwei-Dioden-Modell und wird z. B. in [WÜR] ausführlich beschrieben.

An dieser Stelle soll detaillierter auf den Kurzschlußstrom und die offene Klemmenspannung eingegangen werden.

In Abb. 1.4 ist der Verlauf der Bänder in einer Solarzelle beim Kurzschluß dargestellt. Minoritätsladungen werden durch eingestrahktes Licht generiert. Wenn diese nicht an Störstellen im Silizium oder der nächstgelegenen Oberfläche rekombinieren, werden sie bei Erreichen des pn-Übergangs durch das elektrische Feld in der Raumladungszone auf die entgegengesetzt dotierte Seite getrieben und bilden dort Majoritätsladungen. Bei externer Spannung 0 V (Kurzschluß) fließen die überschüssigen Ladungen über die Kontaktierung nach außen. Es fließt ein Strom von der Basis zum Emittor durch einen externen Stromkreis.

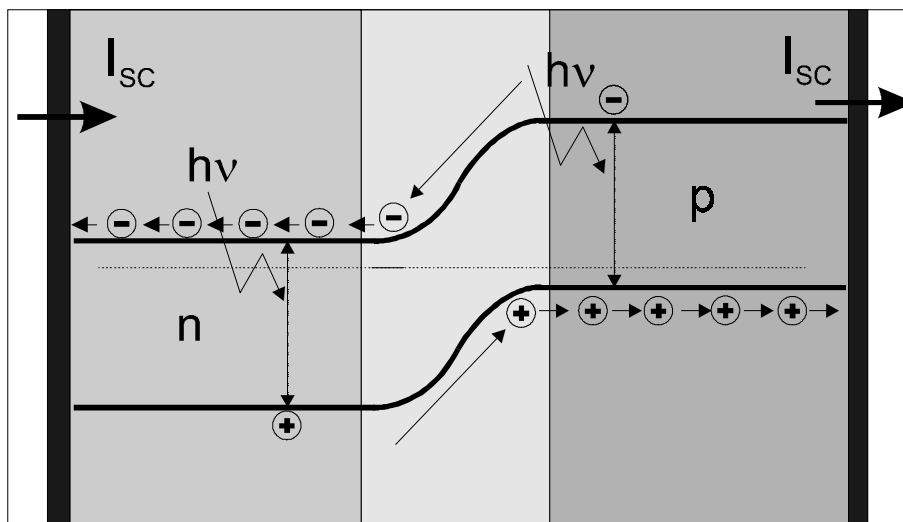


Abb. 1.4: Verlauf der Bänder in einer Solarzelle unter Kurzschlußstrom-Bedingungen. Die über den pn-Übergang tretenden Ladungsträger führen zu einem Strom der Majoritätsträger aus der Solarzelle durch einen externen Stromkreis.

Der gesamte Kurzschlußstrom setzt sich aus den in Emitter, Raumladungszone und Basis generierten Anteilen zusammen:

$$I_{ges} = I_E + I_{RLZ} + I_B . \quad (1.8)$$

Der Strom wird durch Rekombinationen im bulk oder an der jeweiligen Oberfläche begrenzt. Unter der Voraussetzung einer homogen p-dotierten Basis, d. h. bei Abwesenheit interner elektrischer Felder läßt sich der Strom aus der Basis berechnen [SZE]:

$$I_B = \frac{qF(1-R)\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \cdot \left(\alpha L_n - \frac{\frac{S_R L_n}{D_n} (\cosh(\frac{W_B}{L_n}) - \exp(-\alpha W_B)) + \sinh(\frac{W_B}{L_n}) + \alpha L_n \exp(-\alpha W_B)}{\frac{S_R L_n}{D_n} \sinh(\frac{W_B}{L_n}) + \cosh(\frac{W_B}{L_n})} \right) \quad (1.9)$$

hier bedeuten F: Photonenfluß in die Basis, α : Absorptionskoeffizient bei monochromatischer Einstrahlung, L_n : Diffusionslänge der Minoritäten in der Basis, S_R : ORG an der Rückseite, D_n : Diffusionskonstante für Elektronen in der Basis, W_B : Dicke der Basis.

Die Diffusionslänge $L_n = \sqrt{D_n \tau}$ mit der Lebensdauer der Minoritätsträger τ ist ein Maß für die Rekombination im bulk. Anschaulich beschreibt sie die Strecke, die ein Minoritätsträger nach der Generation im Mittel zurücklegen kann, ohne zu rekombinieren. In Gl. 1.9 sieht man, daß der generierte Strom vor allem vom Verhältnis W_B/L_n und der ORG S_R abhängt.

I_E ließe sich für einen homogen dotierten Emitter entsprechend formulieren. Im Falle eines Dotierprofils treten jedoch interne elektrische Felder auf, die eine numerische Berechnung des generierten Stroms erfordern. Eine solche Möglichkeit bietet das Computerprogramm PC1D [CLU]. Der Strom aus der RLZ I_{RLZ} liefert den kleinsten Beitrag zum Gesamtstrom. Er kann nach [GOE] berechnet werden.

In Abb. 1.5 ist der Fall der offenen Klemmenspannung gezeigt. Da kein externer Strom fließt, bildet sich auf beiden Seiten des pn-Übergangs ein Ladungsträgerüberschuß, der die Spannung V_{OC} erzeugt. Diese Spannung führt zu einer Absenkung der Bandverbiegung und daher einer Verkleinerung des elektrischen Feldes im pn-Übergang. Durch die Erniedrigung des elektrischen Feldes im pn-Übergang nimmt die Rückinjektion der Majoritätsträger durch Diffusion stark zu. Es bildet sich ein Gleichgewicht zwischen feldgetriebenen und rückdiffundierenden Minoritätsträgern.

Die maximal erreichbare offene Klemmenspannung ergibt sich aus der Potentialdifferenz der Quasi-Ferminiveaus auf beiden Seiten des pn-Übergangs. Diese Potentialdifferenz hängt von den Dotierungen ab und wird Diffusionsspannung U_D genannt [WÜR]:

$$U_D = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_E N_B}{n_i^2}\right). \quad (1.10)$$

[KIE1] berechnet für den Fall, daß nur strahlende Rekombination vorliegt, eine maximal mögliche offene Klemmenspannung für Silizium bei einem Bandabstand von 1,1 eV von 860 mV.

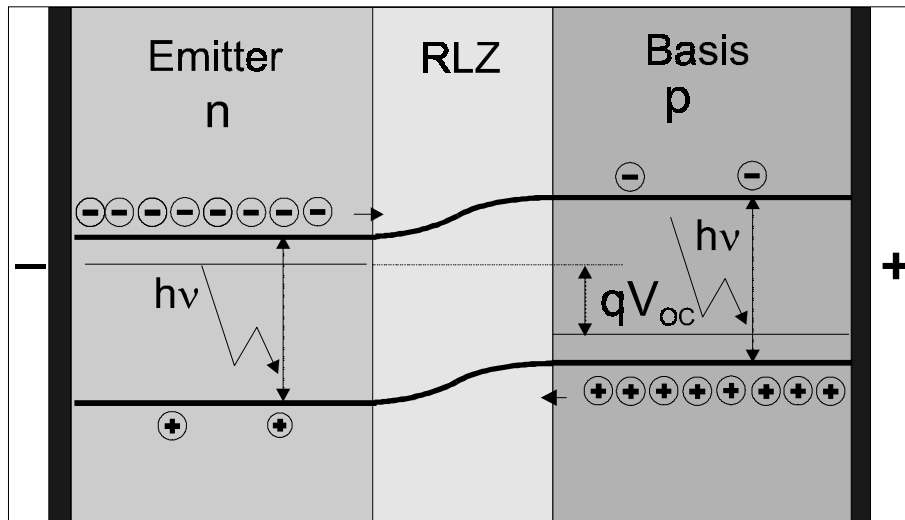


Abb. 1.5: Verlauf der Bänder in einer Solarzelle im Fall der offenen Klemmenspannung. Es bildet sich ein Überschuß an Majoritätsladungen auf beiden Seiten der Solarzelle. Dieser erzeugt eine Spannung und erniedrigt die Potentialschwelle am pn-Übergang. Rückdiffundierende Ladungsträger (kleine Pfeile) können auf der gegenüberliegenden Seite als Minoritäten rekombinieren und begrenzen so die offene Klemmenspannung.

Das nach Gl. 1.10 berechnete maximale V_{OC} wird in der Praxis jedoch nicht erreicht [ZHA]. Dies liegt daran, daß durch Rekombinationen im bulk und auch an den Oberflächen die Rückdiffusion über den pn-Übergang verstärkt wird. Je stärker also die Rekombination ist, desto mehr rückinjizierte Ladungen gehen verloren, desto kleiner ist die offene Klemmenspannung. Diese rückinjizierten rekombinierenden Ladungen stellen einen Diffusionsstrom über den pn-Übergang dar, den man als Sättigungsstrom I_0 bezeichnet.

1.4 Der Sättigungsstrom

Der Sättigungsstrom taucht als Faktor I_0 in der Diodengleichung (1.6) auf. Nach Gl. (1.7) setzt bei gegebenem I_{SC} eine möglichst große offene Klemmenspannung einen möglichst kleinen Sättigungsstrom I_0 voraus.

Zunächst soll qualitativ die Größe Sättigungsstrom erklärt werden. Bei Polung der Diode in Sperrichtung fließt ein sehr kleiner Sperrstrom, der nur schwach von der angelegten Spannung abhängt (Gl.1.6). Dieser Sperrstrom ist durch den Sättigungsstrom I_0 bestimmt. I_0 wird darum auch als Dunkelstrom der Diode bezeichnet.

Im Bandschema vergrößert sich die Bandverbiegung beim Anlegen einer Spannung in Sperrichtung. Die Majoritätsträger werden vom pn-Übergang weggedrückt. Der Sperrstrom entsteht durch thermisch generierte Minoritätsträger, die über den pn-Übergang treten. Nun ist die thermische Generation genauso wie die Rekombination von der Dichte der Störstellen und somit von der Diffusionslänge des Materials und von der ORG abhängig. Mit der Rekombination nimmt in gleichem Maße die thermische Generation zu. Dies führt zu einem größeren Sperrstrom und damit einem größeren Sättigungsstrom. Der Sättigungsstrom wächst also mit zunehmender Rekombination an.

Ein kleiner Sättigungsstrom bedeutet also eine schwache Rekombination und liefert daher nach Gl. 1.7 eine große offene Klemmenspannung.

Nun wird der Sättigungsstrom detaillierter betrachtet. Bei Vernachlässigung von Rekombination in der Raumladungszone setzt sich der Sättigungsstrom aus einem Anteil der Basis und einem des Emitters zusammen:

$$I_0 = I_{0E} + I_{0B} . \quad (1.11)$$

Im Falle einer homogen dotierten Basis kann I_{0B} leicht berechnet werden [ABE1]:

$$I_{0B} = \frac{q n_i^2 D_n}{N_B L_n} \cdot \frac{\cosh\left(\frac{W_B}{L_n}\right) + \left(\frac{D_n}{L_n S_R}\right) \cdot \sinh\left(\frac{W_B}{L_n}\right)}{\left(\frac{D_n}{L_n S_R}\right) \cdot \cosh\left(\frac{W_B}{L_n}\right) + \sinh\left(\frac{W_B}{L_n}\right)} \quad (1.12)$$

hierbei bedeuten D_n die Diffusionskonstante der Minoritäten in der Basis, N_B die Dotierung der Basis, L_n die Diffusionslänge der Minoritäten, W_B die Dicke der Basis und S_R die ORG an der Rückseite. Ein möglichst kleiner Basis-Sättigungsstrom setzt also eine möglichst große Diffusionslänge und eine möglichst kleine ORG voraus.

1.5 Die Rekombinationsgeschwindigkeit an der Rückseite

Der Einfluß der ORG an der Rückseite auf den Basis-Sättigungsstrom hängt entscheidend vom Verhältnis L_n/W_B ab. Denn dieses ist das Maß dafür, welcher Anteil der in der Nähe der Zellenrückseite generierten Ladungsträger den pn-Übergang erreicht, ohne vorher zu rekombinieren. Eine graphische Darstellung von Gl. 1.12 ist in Abb. 1.6 wiedergegeben. Der Basis-Sättigungsstrom ist in Abhängigkeit der ORG an der Rückseite für verschiedene Werte von W_B für konstantes L_n dargestellt.

Man sieht, daß für Diffusionslängen, die größer sind als die halbe Basisdicke, der Sättigungsstrom von der ORG an der Rückseite abhängt. Diese Abhängigkeit nimmt mit

steigendem L_n/W_B stark zu. Für Hochleistungssolarzellen mit großer Diffusionslänge ist eine möglichst kleine ORG S_R anzustreben. Daher ist die Passivierung der Rückseite von Solarzellen extrem wichtig.

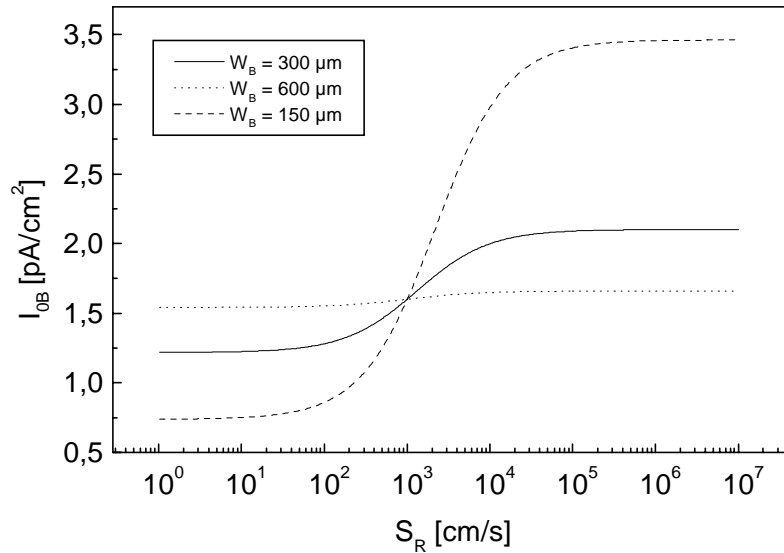


Abb. 1.6: Der Sättigungsstrom der Basis I_{0B} in Abhängigkeit der Basisdicke W_B . Die Eingabeparameter für die Berechnung sind: $L_n = 300 \mu\text{m}$, $D_n = 30 \text{ cm}^2/\text{s}$, $N_B = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (nach [GLA]).

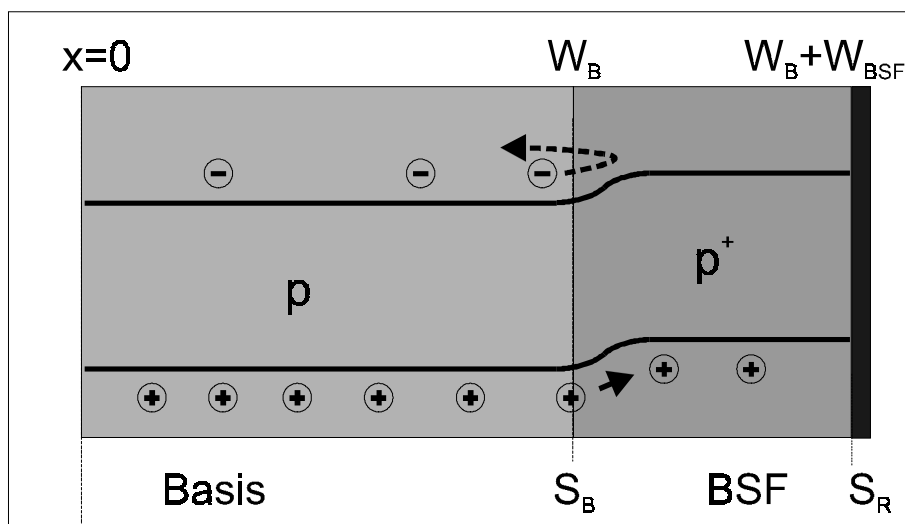


Abb. 1.7: Verlauf der Bänder in einer Solarzelle mit back surface field (BSF). Die starke p -Dotierung an der Rückseite der Solarzelle erzeugt ein elektrisches Feld, das Minoritätsträger von der Rückseite fernhält. Die Grenze zum BSF, an der die effektive ORG S_B definiert ist, ist gestrichelt eingezeichnet.

Eine effektive Art der Rückseitenpassivierung stellt das back surface field (BSF) dar. Durch eine starke p-Diffusion an der Rückseite der Solarzelle entsteht eine hoch p-dotierte Schicht, die an der Grenze zur Basis eine Bandverbiegung erzeugt, die die Minoritätsträger der Basis von der Rückseite der Solarzelle fernhält. Der Bänderverlauf ist in Abb. 1.7 dargestellt.

Gleichung 1.12 für den Sättigungsstrom gilt auch für eine Solarzelle mit BSF, wenn man die ORG S_R durch eine effektive ORG an der Grenze zum BSF S_B ersetzt (siehe Abb. 1.7). Die effektive ORG entspricht einer wahren ORG an der fiktiven Oberfläche bei $x = W_B$ in Abb. 1.7. Die effektive ORG hängt ab von der Dicke des BSF, dessen Dotierung und der ORG an der Oberfläche des BSF bei $x = W_B + W_{BSF}$. Bei einer Solarzelle ohne BSF ist $S_B = S_R$. Im folgenden wird auch S_B der Einfachheit halber als ORG an der Rückseite bezeichnet.

1.6 Der Emitter-Sättigungsstrom und die ORG an der Frontseite

Der Sättigungsstrom eines homogen dotierten Emitters ließe sich analog Gl. 1.12 berechnen. Im Falle diffundierter Emitter liegt jedoch immer ein nicht konstantes Dotierprofil vor. Bei der $POCl_3$ -Diffusion kann das Dotierprofil auf zwei unterschiedliche Weisen beschrieben werden. Bei der Diffusion unter Phosphor-Gas (unendliche Dotierquelle) ergibt sich ein Dotierprofil, das durch

$$N_E(x, t) = N_{E,OF} \cdot \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{D_{Ph}t}} \quad (1.13)$$

wiedergegeben wird [GOE]. Die Funktion erfc heißt komplementäre Fehlerfunktion. $N_{E,OF}$ ist die Phosphorkonzentration an der Emitter-Oberfläche und D_{Ph} die Diffusionskonstante für Phosphor in Silizium.

Wird dagegen ein diffundierter Emitter bei hoher Temperatur getempert, ohne daß weiterer Phosphor über die Atmosphäre nachgeliefert wird (drive-in Emitter), erhält man ein gaußförmiges Dotierprofil [GOE].

Für derartige Dotierprofile läßt sich der Emitter-Sättigungsstrom mit dem Computerprogramm PC1D numerisch berechnen.

Tab. 1.1 enthält auf diese Weise berechnete Emitter-Sättigungsströme für drei unterschiedliche Emitter I-III. Alle drei Emitter haben ein erfc -förmiges Dotierprofil. Variiert wurde die Oberflächen-Phosphorkonzentration und damit der Emitter-Schichtwiderstand. Die Emitterdicke unterscheidet sich nur kaum.

Emitter	R_S [Ω/sq]	$N_{E,OF}$ [cm^{-3}]	W_E [μm]	S_F [cm/s]	I_{0E} [pA/cm^2]
I	31	$1,2 \cdot 10^{20}$	1,0	10^3	0,16
II	50	$6,5 \cdot 10^{19}$	0,9	10^3	0,06
III	150	$1,4 \cdot 10^{19}$	0,8	10^3	0,01

Tab. 1.1: Berechnete Emitter-Sättigungsströme für drei unterschiedliche Emitter. Der Wert der ORG S_F ist typisch für gut passivierte Frontseiten von Solarzellen. Die Emitter unterscheiden sich in der Phosphorkonzentration $N_{E,OF}$ an der Oberfläche und entsprechend im Schichtwiderstand.

Man erkennt, daß der Emitter-Sättigungsstrom bei konstant gehaltener ORG an der Frontseite $S_F = 10^3 \text{ cm/s}$ mit ansteigender P-Konzentration an der Oberfläche größer wird. Dies ist auf die mit der Dotierung anwachsende Auger-Rekombination zurückzuführen [GRE2].

Wie der Emitter-Sättigungsstrom dieser drei Emitter von der ORG abhängt, zeigt Abb. 1.8. Hier sind die mittels PC1D berechneten Sättigungsströme in Abhängigkeit von S_F dargestellt.

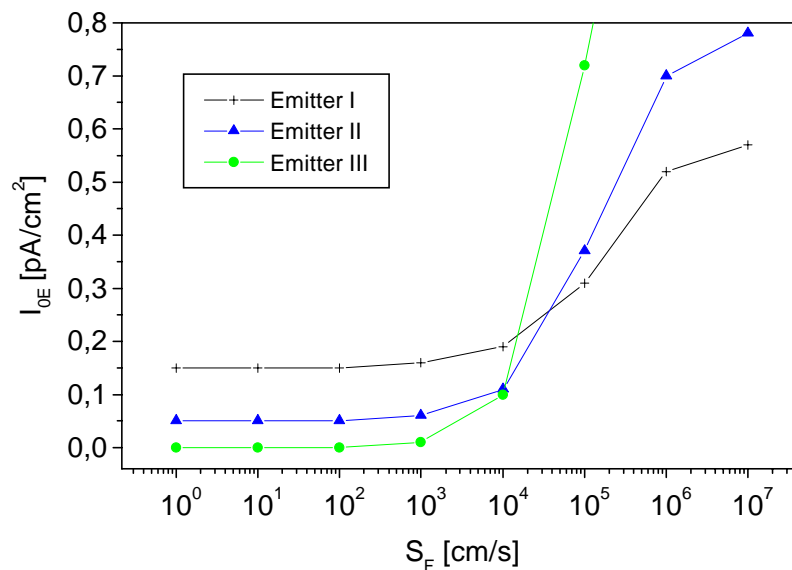


Abb. 1.8: Emitter-Sättigungsströme der drei Emitter aus Tab. 1.1 in Abhängigkeit der ORG an der Frontseite S_F . Emitter III zeigt die stärkste Abhängigkeit des I_{0E} von S_F . Alle drei Emitter sind bereits ab $S_F = 10^3 \text{ cm/s}$ optimal passiviert.

Es ist ersichtlich, daß mit dem am schwächsten dotierten Emitter III der niedrigste Sättigungsstrom erreicht werden kann. Allerdings ist die Passivierung der Oberfläche bei Emitter III sehr wichtig, um ein kleines I_{0E} zu erreichen: Ab einer ORG $S_F = 10^5 \text{ cm/s}$ wächst der Sättigungsstrom extrem stark an und übersteigt die Sättigungsströme der stärker dotierten

Emitter. Dies ist auf das im Vergleich zu den anderen beiden Emittern flachere Dotierprofil und dadurch schwächere interne elektrische Feld zurückzuführen. Durch die zur Oberfläche hin ansteigende Dotierkonzentration entsteht ähnlich wie beim BSF ein elektrisches Feld, das die Minoritäten im Emitter von der Frontseite wegdrückt. Je stärker die Oberflächen-Phosphorkonzentration bei gleicher Emitterdicke ist, desto stärker ist die Passivierung durch dieses interne elektrische Feld. Bei Emitter I ist diese Feldpassivierung am stärksten, darum ist der Einfluß der ORG S_F auf I_{0E} schwächer als bei den anderen beiden Emittern. Während bei Emitter I eine ORG von $S_F = 10^4$ cm/s ausreicht, um einen minimalen Sättigungsstrom zu erzielen, muß $S_F = 10^3$ cm/s oder kleiner sein, um Emitter III optimal zu passivieren.

[KAN] vergleicht Sättigungsströme von passivierten und metallisierten Emittern, die mit der PCD (Photo Conductivity Decay)-Methode bestimmt wurden. Dabei ist der Sättigungsstrom eines sehr stark dotierten Emitters mit einem Schichtwiderstand R_S von $9 \Omega/\text{sq}$ nahezu unabhängig von der Passivierung. Bei einem R_S von $57 \Omega/\text{sq}$ wird der Sättigungsstrom durch die Passivierung um den Faktor 10 reduziert.

Vergleicht man Abb. 1.8 mit Abb. 1.6, so ist ein wichtiger Unterschied im Einfluß der ORG an der Front- und der Rückseite auf den Sättigungsstrom sichtbar. Während an der Frontseite bei $S_F = 10^3$ cm/s der Emitter optimal passiviert ist, muß S_R kleiner als 100 cm/s sein, um bei Diffusionslängen, die größer sind als die Basisdicke, einen möglichst kleinen Sättigungsstrom zu liefern.

Sehr hochdotierte Emitter zeigen einen von S_F völlig unabhängigen Sättigungsstrom. Zusätzlich zur sehr starken Feldpassivierung kommt hier die an der Oberfläche sehr große Auger-Rekombination zum Tragen. Die oberflächennahe Diffusionslänge im Emitter ist kleiner als die Emitterdicke, so daß Minoritäten, die nahe der Frontseite generiert werden, gar nicht den pn-Übergang erreichen können. Die ORG an der Frontseite spielt für den Sättigungsstrom keine Rolle mehr. Wenn ein solcher Emitter einen großen Dotiergradienten aufweist, kann der Sättigungsstrom trotz der starken Oberflächen-Dotierung recht klein sein. Die starke Rekombination an der Frontseite wirkt sich aber im Kurzschlußstrom aus. Kurzwelliges Licht, das in der obersten Emitterschicht absorbiert wird, kann nicht zum Strom beitragen, da die generierten Minoritäten vor Erreichen des pn-Übergangs im stark dotierten Emitterbereich rekombinieren. Man spricht von einem nicht-transparenten Emitter. Eine Solarzelle mit einem solchen Emitter kann eine hohe offene Klemmenspannung aufweisen, aber der Kurzschlußstrom wird durch die starke Emitter-Rekombination reduziert sein. Bei der Messung des Kurzschlußstroms in Abhängigkeit der Wellenlänge (spectral response-Messung, siehe Kapitel 2.3) ist an diesem Fall eine sehr schlechte Stromausbeute im blauen Spektralbereich erkennbar. Zur Emitter-Charakterisierung solch hochdotierter Emitter müssen der Sättigungsstrom und die spectral response immer getrennt betrachtet werden.

Hochdotierte Emitter spielen beim Siebdruck-Prozeß eine wichtige Rolle (siehe Kapitel 5). Zur Erzielung niedriger Kontaktwiderstände der Frontmetallisierung ist eine sehr hohe oberflächennahe Dotierung nötig [TOE]. In Kapitel 5 wird auf siebgedruckte Solarzellen im Detail eingegangen.

Kurze Zusammenfassung:

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, wie sich im Detail die Rekombination in den verschiedenen Gebieten der Solarzelle auf die grundlegenden Meßgrößen I_{SC} und V_{OC} auswirkt. Der Kurzschlußstrom hängt dabei direkt von den eingesammelten, d.h. generierten und nicht wieder rekombinierten Minoritätsträgern ab. Eine wellenlängenabhängige Untersuchung des Kurzschlußstroms (spectral response) liefert Aussagen darüber, aus welchen Bereichen der Solarzelle generierte Ladungsträger eingesammelt werden. Weiterhin erhöhen Rekombinationen die verschiedenen Anteile des Sättigungsstroms. Der gesamte Sättigungsstrom bestimmt die offene Klemmenspannung. In Kapitel 2.3 wird eine Meßmethode vorgestellt, die eine Separation der unterschiedlichen Anteile des Sättigungsstroms erlaubt.

1.7 Texturierte Oberflächen

Abb. 1.9 zeigt schematisch einen Schnitt durch eine Solarzelle mit einer texturierten Frontseite. Das senkrecht einfallende Licht wird durch die Form der Oberfläche unter dem Winkel γ in die Solarzelle eingekoppelt. Die texturierte Oberfläche bietet eine Reihe von Vorteilen:

- Die Reflexionsverluste werden vermindert, da reflektiertes Licht bei geeigneter Wahl des Spitzenwinkels 2ϕ auf die gegenüberliegende Oberfläche trifft und eingekoppelt werden kann (links in Abb. 1.9). Bei Solarzellen mit texturierter Oberfläche und zusätzlicher Antireflexbeschichtung können die Reflexionsverluste kleiner als 4 % sein.
- Durch die schräge Lichteinkopplung legt das Licht in der Zelle einen größeren Weg zurück. Die Durchstrahlungsverluste werden kleiner. Dies ist wichtig bei dünnen Zellen. Bei Zellen mit kleiner Texturierungstiefe kann das Generationsprofil in genügend großem Abstand von der texturierten Oberfläche in x-Richtung beschrieben werden mit

$$g^*(x) = g\left(\frac{x}{\cos\gamma}\right). \quad (1.14)$$

g^* bezeichnet hier das Generationsprofil der texturierten Zelle in x-Richtung und g das entsprechende Profil einer flachen Zelle.

- Das Licht legt bei schräger Einkopplung einen längeren Weg zurück, bis es die Rückseite der Zelle erreicht. Der Einfluß der Oberflächenrekombination an der Rückseite wird kleiner. Dies ist wichtig bei Zellen mit relativ großem S_B .
- Durch die schräge Lichteinkopplung werden die Minoritätsladungen näher am pn-Übergang generiert als es bei flachen Zellen der Fall ist. Der negative Einfluß einer kleinen Diffusionslänge wird reduziert.

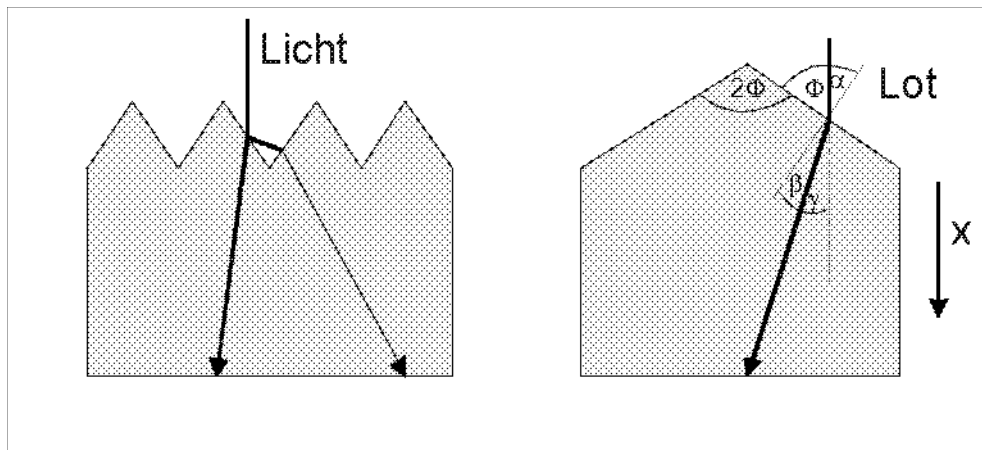


Abb. 1.9: Schematische Darstellung einer Solarzelle mit texturierter Oberfläche. Das Licht wird unter einem Winkel γ zur Senkrechten eingekoppelt. Im Ausschnitt rechts sind die im Text benutzten Winkel definiert.

Verändert man den Winkel 2ϕ an der Spitze der Texturierung, so ändert sich der Einkopplungswinkel γ . Mit Hilfe der in Abb. 1.9 rechts definierten Winkel und dem Snellius'schen Brechungsgesetz

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{\text{Si}} \quad (1.15)$$

erhält man den Zusammenhang zwischen dem Texturierungswinkel 2ϕ und dem Einkopplungswinkel γ :

$$\frac{\cos \Phi}{\cos(\Phi + \gamma)} = n_{\text{Si}} \cdot \quad (1.16)$$

Es gibt zwei Möglichkeiten, die Oberfläche einer Solarzelle zu texturieren. Durch anisotropes Ätzen in einer alkalischen Lösung lässt sich eine Pyramidenstruktur auf der Oberfläche erzeugen (alkalische Texturierung). Die Texturierungstiefe beträgt hierbei einige Mikrometer. Der Spitzenwinkel der Pyramiden auf einer (100) Oberfläche beträgt $70,5^\circ$ [GOE]. Durch die geringe Texturtiefe im Vergleich zur Zelldicke lässt sich das Generationsprofil nach Gl. 1.14 berechnen. Eine SEM-Aufnahme einer alkalisch texturierten Oberfläche ist Abb. 1.10 links abgebildet. Es sind unterschiedlich hohe Pyramiden zu erkennen. Die höchsten Pyramiden sind etwa $5 \mu\text{m}$ hoch.

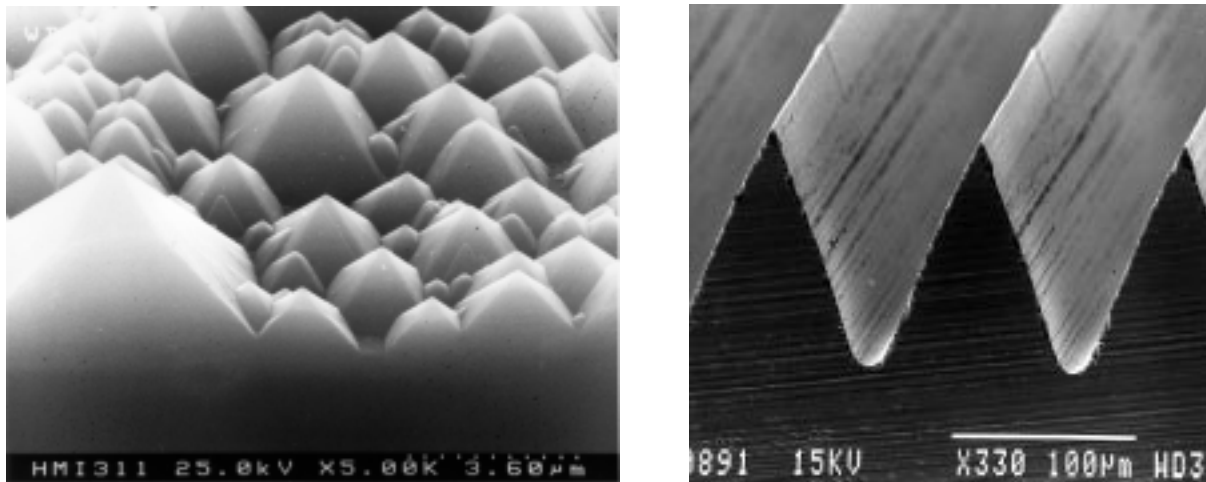


Abb. 1.10: SEM-Aufnahmen einer alkalisch texturierten (links) [BOU] und einer mechanisch V-texturierten Silizium-Oberfläche (rechts) [KRE].

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, in die Oberfläche mit einer kommerziellen Wafer-Säge V-Gräben zu sägen (mechanische V-Texturierung) [ZEC1], [FAT1], [TER1], [TER2]. Die Tiefe der Texturierung läßt sich dabei durch die Sägetiefe frei wählen. Der Spitzenwinkel der V-Stege kann durch die Wahl unterschiedlicher Sägeblätter oder Texturwalzen variiert werden. Typische Texturtiefen liegen bei 50 - 100 μm und sind damit in der gleichen Größenordnung wie die Zelldicke. Abb. 1.10 zeigt rechts einen Ausschnitt aus einer mechanisch texturierten Oberfläche. Die Tiefe der V-Gräben beträgt hier etwa 100 μm . Die Gräben wurden nacheinander mit einem einzigen Sägeblatt gefräst (Einzelblattverfahren). Es ist eine sehr gleichmäßige Struktur zu sehen. Die V-Stege sind sehr spitz. In den Gräben tritt eine leichte Verrundung auf.

Das Generationsprofil muß bei V-texturierten Zellen 2-dimensional numerisch berechnet werden. Derartige Berechnungen wurden von [ZEC2], [ZEC3] durchgeführt.

Texturierte Solarzellen haben eine größere Oberfläche als flache Solarzellen und entsprechend größer sind die Flächen des Emitters und der Raumladungszone. Da sämtliche Messungen an Solarzellen, wie zum Beispiel die der Kurzschlußstromdichte, auf die Zell-Querschnittsfläche A (und nicht die Oberfläche A_{tex}) bezogen sind, steigt der Emitter-Sättigungsstrom und der Sättigungsstrom der zweiten Diode bei gleichen Zelleigenschaften um die geometrische Vergrößerung der Oberfläche im Vergleich zur flachen Zelle an (siehe Abb. 1.11).

Diese geometrische Vergrößerung der Oberfläche beträgt für eine V-texturierte Oberfläche mit dem Spitzenwinkel 2Φ :

$$A_{\text{tex}} = \frac{A}{\sin \Phi} \quad (1.17)$$

mit der Zellfläche A und der texturierten Oberfläche A_{tex} .

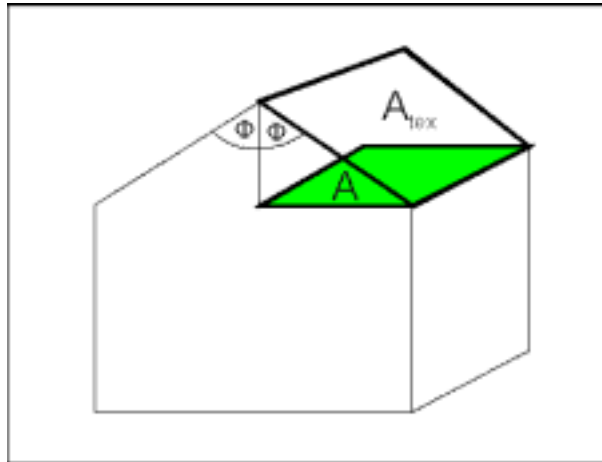


Abb. 1.11: Skizze zur geometrischen Vergrößerung der Oberfläche durch die Texturierung. Relativ zur Querschnittsfläche A ist die V-texturierte Oberfläche A_{tex} der Zelle größer.

2 Charakterisierung der Oberflächenpassivierung

2.1 CV-Messung der Grenzflächen-Störstellendichte

Ein wichtiger Parameter zur Bestimmung der ORG ist die Grenzflächen-Störstellendichte D_{it} . Diese bildet eine kontinuierliche Verteilung in Abhängigkeit der Energie in der Bandlücke. Die Grenzflächen-Störstellen entstehen durch unterschiedliche gestreckte oder nicht abgesättigte Bindungen (dangling bonds) an der Silizium-Oberfläche [FÜS]. Bei einer passivierten Oberfläche sind sie an der Silizium-Isolator-Grenzfläche lokalisiert.

Gl. 1.2 zeigt den Zusammenhang zwischen der Oberflächen-Rekombinationsrate U_S und der Grenzflächen-Defektdichte für Störstellen eines einzelnen Energieniveaus. Durch Integration über die Energie läßt sich U_S für eine kontinuierliche Verteilung der Defektdichte über die Bandlücke berechnen:

$$U_S = v_{th} \int_{E_v}^{E_L} dE D_{it}(E) \frac{n_S p_S - n_i^2}{\frac{1}{\sigma_p} (n_S + n_1) + \frac{1}{\sigma_n} (p_S + p_1)} . \quad (2.1)$$

Der Index S bezeichnet die Ladungsträgerdichten an der Silizium-Isolator-Grenzfläche. Diese werden durch die feste Ladung Q_f in der passivierenden Schicht mitbestimmt.

Die Grenzflächen-Defektdichte $D_{it}(E)$ und die feste Ladung Q_f können mit der CV-Messung bestimmt werden. Hierbei wird die Kapazität eines MIS (Metall-Isolator-Halbleiter)-Kondensators in Abhängigkeit der Gate-Spannung V_G gemessen. Die Kapazität ist dabei gegeben durch:

$$C = \frac{dQ}{dV_G} . \quad (2.2)$$

Abb. 2.1 zeigt links den Aufbau eines solchen MIS-Kondensators. Auf dem Silizium ist die passivierende Schicht (Isolator) aufgebracht. Auf diese wird eine Gate-Elektrode aufgedampft. Die Kapazität C dieser Probe kann entweder durch Anlegen einer linearen Spannungsrampe und die Messung des Ladestroms bestimmt werden (quasistatische Messung), oder durch Anlegen einer hochfrequenten Wechselspannung (hochfrequente Messung).

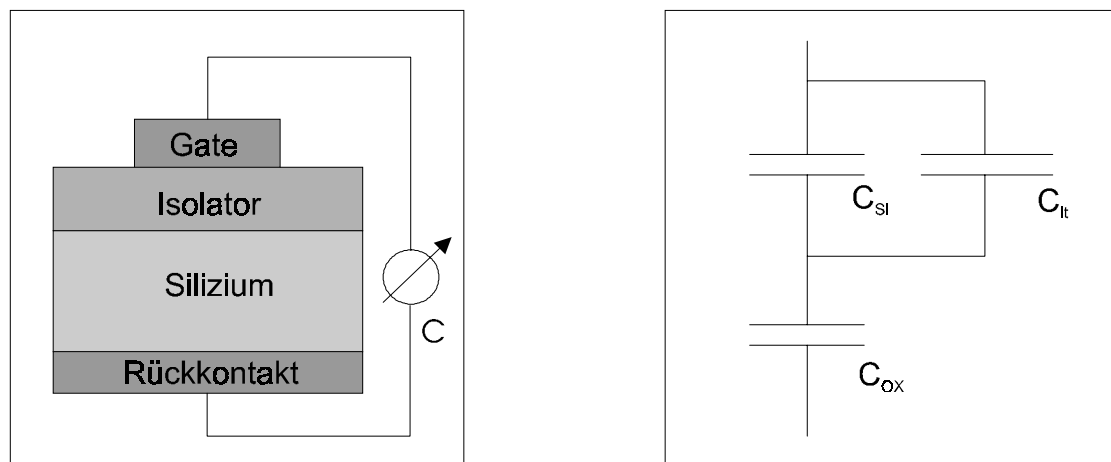


Abb. 2.1: Aufbau einer MIS-Probe (links) und deren Ersatzschaltbild (rechts). Weitere Erklärungen stehen im Text.

Rechts in Abb. 2.1 ist ein Ersatzschaltbild der MIS-Probe zu sehen. Die Kapazität C_{ox} , die durch den Kondensator Gate/Isolator/Silizium gebildet wird, ist in Reihe geschaltet zur Parallelschaltung von C_{si} und C_{it} . C_{si} ist die Kapazität durch die Ausbildung einer Raumladungszone an der Grenzfläche im Silizium. Die Bandverbiegung an der Oberfläche bestimmt die Ladungsträgerdichte (siehe dazu Abb. 1.2). Bei Variation der Gate-Spannung ändert sich die Bandverbiegung und damit die Ladungsdichte an der Oberfläche. Nach Gl. 2.2 ist eine differentielle Kapazität der RLZ meßbar [NIC S. 79]. Die Grenzflächen-Störstellen bilden die Kapazität C_{it} . Diese läßt sich auf ähnliche Weise wie die Kapazität der RLZ durch Umladen der Störstellen bei Variation der Bandverbiegung klar machen.

Der Zusammenhang zwischen der Dichte der Grenzflächen-Defekte und der Kapazität C_{it} ist gegeben durch [NIC S.324]:

$$D_{it} = \frac{1}{q} \cdot C_{it} \quad \text{mit der Einheit für } D_{it} \text{ [eV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{]}. \quad (2.3)$$

Mißt man die Kapazität quasistatisch (C_{QS}), tragen alle in Abb. 2.1 eingezeichneten Einzelkapazitäten zur Gesamtkapazität bei.

Bei einer Hochfrequenzmessung mit einer Frequenz der angelegten Wechselspannung ab 1 MHz (C_{HF}) werden zum einen die Grenzflächen-Störstellen nicht umgeladen. Zum anderen beträgt die Zeitkonstante, mit der Minoritätsträger bewegt werden können, 0,01 - 1 s [NIC S.105]. Bei der Hochfrequenzmessung tragen die Minoritäten daher nicht zur gemessenen Kapazität bei.

Eine typische CV-Kurve, die bei einer Frequenz von 1 MHz gemessen wurde, zeigt Abb. 2.2. Rechts daneben sind die Bandverhältnisse in p-dotiertem Silizium in (schwacher) Inversion eingezeichnet. Im Bereich der Anreicherung sind die Bänder an der Grenzfläche nach oben gebogen. Löcher sind oberflächennah angereichert und Elektronen werden von der Oberfläche ferngehalten. Dies ist der Fall bei negativer Gate-Spannung. Durch die große Anzahl der Majoritäten an der Grenzfläche ist C_{Si} viel größer als C_{OX} . Die Kapazität C_{HF} ist maximal und gleich C_{OX} . Bei Änderung der Gate-Spannung zu positiven Werten hin werden die Bänder nach unten gebogen. Es tritt zunächst der Fall flacher Bänder ein (Flachband). Bei weiterem Herabbiegen der Bänder nimmt die Löcherdichte ab (Verarmung) und die Dichte der Elektronen an der Oberfläche zu. Die Kapazität fällt in diesem Bereich durch die abnehmende Dichte der Majoritäten steil ab. Bei größerer positiver Spannung nimmt die Bandverbiegung so weit zu, daß die Dichte der Elektronen die Löcherdichte überwiegt (Inversion). Dieser Fall ist in Abb. 2.2 rechts dargestellt. Die Kapazität wird minimal, da die Dichte der Majoritäten an der Oberfläche in Inversion vernachlässigbar wird. Die Dichte der Minoritätsträger ist in Inversion zwar hoch, aufgrund deren großer Relaxationszeit leisten sie aber keinen Beitrag zur Kapazität bei 1 MHz Meßfrequenz.

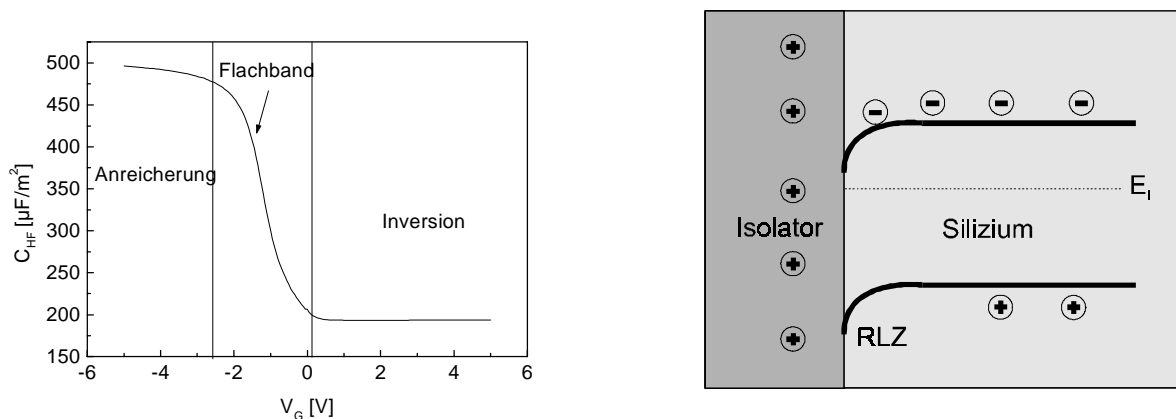


Abb. 2.2: Links eine hochfrequente CV-Kurve, gemessen bei 1 MHz, rechts die Bandverhältnisse an der Silizium/Isolator-Grenzfläche in Inversion bei p-dotiertem Silizium (mit positiver fester Ladung Q_f). Die Anzahl der Minoritäten überwiegt in diesem Fall die der Majoritäten. Die gemessene Kapazität wird minimal.

Das Ersatzschaltbild für eine hochfrequente Messung besteht nur aus den Kapazitäten C_{OX} und C_{Si} , wobei C_{Si} in Inversion viel kleiner ist als bei der quasistatischen Messung. Die Kapazität berechnet sich dann aus:

$$C_{HF} = \left(\frac{1}{C_{OX}} + \frac{1}{C_{Si}} \right)^{-1}. \quad (2.4)$$

Man sieht, daß für $C_{Si} \gg C_{OX}$ C_{HF} den maximalen Wert C_{OX} annimmt.

Aus der CV-Kurve lassen sich bestimmen:

- Die Dicke der Isolatorschicht mit:

$$d_{OX} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{OX}}{C_{OX}}. \quad (2.5)$$

- Über die Abhängigkeit von C_{Si} von der Dotierung läßt sich aus den Werten der maximalen und der minimalen Kapazität die Dotierung [SCH1 S. 51] und damit die Kapazität für den Fall flacher Bänder C_{FB} (Flachband-Kapazität) berechnen.
- Die Gate-Spannung, bei der C_{HF} gleich C_{FB} ist, (Flachband-Spannung V_{FB}) wird bestimmt durch:
 - die Differenz der Austrittsarbeiten von Silizium und dem Gate-Kontakt V_{WS} . Für einen Aluminiumkontakt ist diese Spannungsdifferenz [SCH1 S. 257]

$$V_{WS} = -0,6V + \frac{kT}{q} \ln \frac{n_i}{N_A}. \quad (2.6)$$

- die feste Oxidladung Q_f :

$$Q_f = -\frac{C_{OX}}{q} \cdot \Delta U \quad \text{mit } \Delta U = V_{FB} - V_{WS}. \quad (2.7)$$

Die feste Oxidladung ist eine wichtige Größe, da sie für die Feldeffektpassivierung verantwortlich ist.

2.1.1 Die HF-CV-Meßmethode

Aus der hochfrequenten CV-Meßkurve kann die Grenzflächen-Störstellendichte D_{it} bestimmt werden. Die Grenzflächen-Störstellen tragen zwar nicht zur gemessenen Kapazität C_{HF} bei, sie bewirken aber eine Streckung der CV-Kurve. Denn bei langsamer Variation der Gate-Spannung gilt, daß die Ladungsänderung am Gate dQ_G durch eine Änderung der Ladungen im Silizium kompensiert wird [NIC S. 321]:

$$dQ_G + dQ_{Si} + dQ_{it} = 0. \quad (2.8)$$

Hierbei ist $dQ_{Si} = C_{Si}d\psi$ die Änderung der Ladung in der RLZ und $dQ_{it} = C_{it}d\psi$ die Änderung der Ladung der Störstellen durch Variation der Bandverbiegung. Sind keine Störstellen vorhanden, so ist dQ_{Si} für ein bestimmtes dQ_G größer als wenn dQ_{it} einen Beitrag leistet. Das bedeutet, daß in diesem Fall die Änderung der Bandverbiegung mit der Gate-Spannung größer ist. Je größer C_{it} ist, desto langsamer ändert sich die Bandverbiegung ψ mit der Variation der Gate-Spannung V_G .

Zur Bestimmung der Grenzflächen-Störstellendichte wird eine für $D_{it} = 0$ theoretisch berechnete CV-Kurve $C(\psi)$ mit der gemessenen Kurve $C_{HF}(V_G)$ verglichen und die „Dehnung“ der Meßkurve gegenüber der berechneten bestimmt. Nach [NIC S. 328] kann aus beiden Kurven die Funktion $\psi(V_G)$ bestimmt werden. Aus der Steigung dieser Funktion berechnet sich mit

$$q \cdot D_{it}(\psi) = C_{ox} \left(\left(\frac{d\psi}{dV_G} \right)^{-1} - 1 \right) - C_{Si}(\psi) \quad (2.9)$$

die Grenzflächen-Defektdichte D_{it} in Abhängigkeit der Bandverbiegung ψ .

Diese Art der D_{it} -Bestimmung hat den Vorteil, daß nur eine Meßkurve aufgenommen werden muß. Die hochfrequente Messung ist viel unempfindlicher gegen Leckströme durch die passivierende Schicht als die quasistatische Messung. Wenn eine quasistatische Messung aufgrund solcher Leckströme nicht durchgeführt werden kann, ist oft eine hochfrequente Messung bei 1 MHz Meßfrequenz noch möglich. Nachteilig wirkt sich die recht aufwendige Berechnung von D_{it} aus. Mit der HF-Messung können Defektdichten D_{it} ab $1 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ gut gemessen werden.

In der Praxis wird die HF-Meßmethode für die Messung der Defektdichten von PECVD-Schichten angewandt. Diese weisen häufig Leckstellen (sogenannte Pinholes) auf, die eine quasistatische Messung nicht erlauben. Die typischen Defektdichten der PECVD-Schichten liegen gerade in dem Bereich, in dem die HF-Messung empfindlich ist (siehe Kapitel 4.2).

2.1.2 Die kombinierte QS/HF-Messung

Mißt man zusätzlich zur hochfrequenten die quasistatische Kapazität, kann die Grenzflächen-Defektdichte direkt aus den gemessenen Kapazitäten berechnet werden. Diese Meßmethode ist sehr empfindlich und kann daher für die Charakterisierung hochwertiger thermischer Oxide mit sehr geringen Grenzflächen-Defektdichten benutzt werden. Da die quasistatische Messung sehr empfindlich auf Leckströme reagiert, können nur gut isolierende Schichten gemessen werden. Bei der quasistatischen Messung wird durch Anlegen einer linearen Spannungsrampe an die MIS-Probe der Ladestrom der Kapazität gemessen. Abb. 2.3 zeigt das Schaltbild der quasistatischen CV-Messung. Der Spannungsrampen-Generator liefert eine sehr lineare

Spannungsrampe. Die Steigung der Rampe kann variiert werden und liegt typisch bei 50 mV/s. Bei schnellerem Durchfahren der Rampe ist die Bedingung des Gleichgewichtszustandes an der Probe nicht erfüllt. Die CV-Kurve erscheint gestreckt. Bei zu langsamer Rampe wird das Meßsignal zu klein, da der Ladestrom des Kondensators proportional zur Änderung der angelegten Spannung ist. Das Strom-Elektrometer wandelt den Ladestrom in eine Spannung um. Der Verstärkungsfaktor beträgt typisch 10^{10} .¹

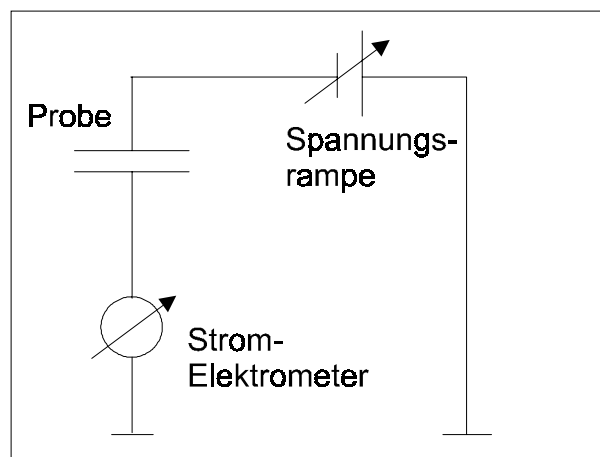


Abb. 2.3: Schaltbild der quasistatischen CV-Messung. Die Kapazität der Probe wird durch Anlegen einer linearen Spannungsrampe und Messung des Ladestroms mit einem Strom-Elektrometer bestimmt.

Bei der quasistatischen Messung trägt auch C_{it} zur gemessenen Kapazität C_{QS} bei (siehe Abb. 2.1). Die Kapazität C_{QS} berechnet sich gemäß dem Ersatzschaltbild zu:

$$\frac{1}{C_{QS}} = \frac{1}{C_{OX}} + \frac{1}{C_{Si} + C_{it}} \quad (2.10)$$

Die Kombination der Gleichungen 2.4 und 2.10 liefert für die Grenzflächen-Kapazität:

$$C_{it} = \left(\frac{1}{C_{QS}} - \frac{1}{C_{OX}} \right)^{-1} - \left(\frac{1}{C_{HF}} - \frac{1}{C_{OX}} \right)^{-1} \quad (2.11)$$

und mit Gl. 2.3 erhält man die Grenzflächen-Defektdichte D_{it} .

¹ Der Spannungsrampen-Generator und das Strom-Elektrometer wurden von Herrn Ströbele, Abt. Elektronik der Universität Konstanz, entwickelt und gebaut.

Diese Bestimmung von D_{it} ist sehr direkt. Man erhält im Gegensatz zur HF-Messung aber D_{it} in Abhängigkeit der Gate-Spannung V_G . Soll D_{it} in Abhängigkeit der Energie in der Bandlücke bestimmt werden, muß V_G in ψ umgerechnet werden [NIC S. 96].

Die QS/HF-Meßmethode ist eine gute Ergänzung zur HF-Messung. Durch die Empfindlichkeit für kleine Defektdichten bis herab zu $D_{it} = 1 \cdot 10^{10} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ wird sie zur Charakterisierung von thermisch gewachsenen Oxidschichten eingesetzt. Diese isolieren elektrisch ausreichend gut, so daß die quasistatische Messung durchgeführt werden kann.

2.1.3 Beschreibung des CV-Meßplatzes

Das Kernstück des CV-Meßstandes ist ein HP 4192 A LF Impedanz-Analysator. Dieser erlaubt die Messung der Kapazität einer Probe im Frequenzbereich 5 Hz - 13 MHz. Der Impedanz-Analysator wird zur hochfrequenten Messung der Kapazität eingesetzt. Zur quasistatischen Messung wurde die Apparatur um einen Linear-Spannungsrampen-Generator und ein Strom-Elektrometer erweitert. Aus dem Ladestrom der Probe wird die Kapazität bestimmt.

Zur Kontaktierung der MIS-Proben ist ein Vakuum-Probentisch aufgebaut worden, der über eine Nadel eine sichere Kontaktierung der Gate-Kontakte erlaubt. Das Meßprogramm wurde neu erstellt. Es erlaubt die quasistatische und die Hochfrequenz-Messung von MIS-Proben sowie die automatische D_{it} -Bestimmung nach der QS/HF-Methode. Für weitere Untersuchungen, auch an anderen Proben, können mit dem Meßstand der Leitwert in Abhängigkeit der Frequenz, die Dotierung der schwächer dotierten Seite einer pn-Diode über die Kapazität sowie die Impedanz einer pn-Diode gemessen werden.²

Die Meßdaten können weiteren Auswerteprogrammen zugeführt werden, mit denen die Berechnung einer theoretischen CV-Kurve und damit die Auswertung der HF-Messung erfolgt.³

Abb. 2.4 zeigt den CV-Meßstand. In der Mitte befindet sich der HP Impedanz-Analysator, das größte Gerät des Aufbaus. Direkt davor ist die Probenzelle angeschlossen. In dem Aluminiumgehäuse befindet sich ein Vakuumtisch, der den Rückkontakt der Proben herstellt und eine Kontaktierungsnadel für die Gate-Kontaktierung. Ganz vorne direkt an der Probenzelle ist das Stromelektrometer zu erkennen. Der Spannungsrampen-Generator steht ganz rechts auf dem Gehäuse des Präzisions-Netzteils. Weiter ist zu erkennen: oben rechts ein Multimeter zur Messung der Rampenspannung, links in der Mitte ein Spannungsmeßgerät zur Messung der Ausgangsspannung des Strom-Elektrometers und ganz oben eine Spannungsquelle zur Kapazitätsmessung unter Belastung.

² Die TestPoint-Programmierung der Auswerteprogramme wurde von Manfred Keil durchgeführt.

³ Die Auswerteprogramme wurden von Regine Glatthaar in ORIGIN programmiert.



Abb. 2.4: Der CV-Meßstand im Oberflächen-Charakterisierungslabor. Das größte Gerät in der Mitte ist der HP 4192 A LF Impedanz-Analysator. Davor befindet sich die Probenzelle und ganz vorne das Strom-Elektrometer.

Die Herstellung der MIS-Proben erfolgt auf zwei unterschiedlichen Wegen. Ein thermisch oxidiertes typisch $5 \times 5 \text{ cm}^2$ großer Silizium-Wafer wird durch Elektronenstrahl-Aufdampfen durch eine Lochmaske mit den Gate-Kontakten versehen. Die Kontakte haben einen Durchmesser zwischen $0,5$ und 1 mm^2 . Sie bestehen aus typisch 300 nm dickem Aluminium. Anschließend wird die Vorderseite mit Fotolack geschützt und nach einem HF-Dip der Rückseite der Aluminium-Rückkontakt 300 nm dick aufgedampft. Die fertige Probe wird 400° 20 min unter Ar/H gesintert, um den ohmschen Rückkontakt herzustellen und die Schädigung durch das Elektronenstrahl-Aufdampfen auszuheilen.

Zur Charakterisierung von PECVD-Nitriden, die zur Passivierung von Siebdruck-Solarzellen verwendet werden, ist es zweckmäßig, die CV-Probe ähnlich wie die Solarzellen herzustellen, um die passivierenden Eigenschaften bei den Solarzellen und der MIS-Probe vergleichen zu können. Die einseitig mit dem PECVD-Nitrid versehene Siliziumscheibe erhält auf der Rückseite einen typischen Siebdruck-Rückkontakt aus Ag/Al. Die Feuerung des Kontaktes (siehe Kapitel 5) erfolgt unter denselben Bedingungen wie die Feuerung von Solarzellen. Anschließend wird der Frontkontakt in der Elektronenstrahl-Aufdampfanlage durch die Lochmaske aufgebracht. Es erfolgt kein weiterer Ausheilschritt.

2.2 Die PCVD-Meßmethode

Die PCVD (Photo Current/Voltage Decay)-Meßmethode erlaubt Lebensdauermessungen an fertig prozessierten Solarzellen mit dem Ziel, Aussagen über die Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger in der Basis, die ORG an der Rückseite und den Emitter-Sättigungsstrom zu erhalten. Es werden die Abklingraten des Kurzschlußstroms sowie der offenen Klemmenspannung bei gepulster Beleuchtung gemessen. Zunächst sollen, wie schon in Kapitel 1 im Gleichgewichtsfall, anhand des Verlaufs der Bänder in einer Solarzelle die Bedingungen bei gepulster Anregung diskutiert werden. In den folgenden Kapiteln wird die Extraktion der gesuchten Zellparameter aus den Meßwerten beschrieben.

Zunächst kann anhand von Abb. 1.4 überlegt werden, wie sich der Kurzschlußstrom verhält, wenn die Beleuchtung instantan abgeschaltet wird. Die bereits generierten Minoritäten aus Basis und Emitter werden entweder rekombinieren oder zum pn-Übergang diffundieren und zum Strom beitragen. Nach einiger Zeit sind keine Überschußladungsträger mehr vorhanden. Der Strom wird also mit der Zeit abklingen, und zwar umso schneller, je stärker die Rekombinationen in Basis, Emitter und an den Oberflächen sind.

Die Konzentration der Überschußladungsträger in der Basis wird durch die zeitabhängige Kontinuitätsgleichung beschrieben [ROS1]:

$$\frac{\partial \Delta n(x,t)}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 \Delta n(x,t)}{\partial x^2} + g(x,t) - r(x,t). \quad (2.12)$$

Hier sind Δn die Konzentration der Überschußelektronen in der Basis, g die Generationsrate und r die Rekombinationsrate. Da die Dicke des Emitters W_E sehr viel kleiner als die Dicke der Basis W_B sein soll, kann der Beitrag des Emitters zum Gesamtstrom vernachlässigt werden. Der Kurzschlußstrom kann aus Δn mit

$$I_{SC}(t) = qD_n \left. \frac{\partial \Delta n(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (2.13)$$

berechnet werden. Die Randbedingung für den Kurzschlußfall an der Grenze der Basis zur RLZ lautet unter Vernachlässigung der Rekombination in der RLZ (zur Notation siehe auch Abb. 1.7) [ROS1]:

$$\Delta n(x,t) \Big|_{x=0} = 0. \quad (2.14)$$

Gl. 2.14 drückt aus, daß alle Minoritäten aus der Basis, die in die RLZ fließen, über den pn-Übergang treten. Man könnte auch sagen, die RLZ bildet eine Oberfläche der Basis mit der ORG $S = \infty$.

An der Rückseite gilt die Randbedingung [ROS1]:

$$\frac{1}{\Delta n(x,t)} \cdot \left. \frac{\partial \Delta n(x,t)}{\partial x} \right|_{x=W_B} = -\frac{S_R}{D_n} \quad (2.15)$$

mit der ORG an der Rückseite S_R . Besitzt die Solarzelle ein BSF, so gilt Gl. 2.15, wenn S_R durch ein effektives S_B ersetzt wird. Gl. 2.12 mit den Randbedingungen 2.14 und 2.15 wird im nächsten Kapitel gelöst werden.

Nun soll unter den gleichen Bedingungen der Verlauf der offenen Klemmenspannung mit der Zeit diskutiert werden. Aus Abb. 1.5 kann man sich überlegen, daß nach instantanem Abschalten der Beleuchtung bereits generierte Minoritäten entweder über den pn-Übergang transportiert werden oder vorher rekombinieren. Durch den Ladungsträgergradienten am pn-Übergang werden aber auch Majoritäten gegen die Feldrichtung über den pn-Übergang auf die entgegengesetzte Seite der Solarzelle rückinjiziert. Wäre keine Rekombination vorhanden, würde sich ein Gleichgewicht bilden, $V_{OC}(t)$ wäre konstant. Da in der Praxis aber immer Rekombination stattfindet, werden die rückinjizierten Ladungsträger im bulk oder an den Oberflächen rekombinieren und somit wird die offene Klemmenspannung mit der Zeit abklingen.

Analog zum Kurzschlußstrom wird wieder die Basis alleine betrachtet. Dann lautet die Randbedingung an der Grenze der Basis zur RLZ [ROS3]:

$$\frac{1}{\Delta n(x,t)} \cdot \left. \frac{\partial \Delta n(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{S_{eff}}{D_n} \quad (2.16)$$

Die effektive ORG S_{eff} ist eine Größe, die die Rekombination im Emitter und an der Frontseite in einer Gl. 2.15 ähnlichen Form zusammenfaßt. S_{eff} ist unter Vernachlässigung von Rekombination in der RLZ und parasitärem Shunt-Widerstand proportional dem Emitter-Sättigungsstrom [JAI]:

$$S_{eff} = \frac{I_{0E} N_B}{q n_i^2} \quad (2.17)$$

Die Randbedingung an der Rückseite mit oder ohne BSF ist dieselbe wie beim Kurzschlußstrom (Gl. 2.15). Nun soll der $V_{OC}(t)$ -Messung eine konstante bias-Beleuchtung

überlagert werden, deren Intensität viel größer als die zeitabhängige Bestrahlung ist. Dann wird $V_{OC}(t)$ proportional der Konzentration der Überschußelektronen am Rand der RLZ (small-signal-Bedingung) [ROS3]:

$$V_{OC}(t) = \frac{kT}{q} \cdot \frac{\Delta n(0, t)}{n_i} + \text{const.} \quad (2.18)$$

Die Konstante in Gl. 2.18 ergibt sich aus der Stärke der bias-Beleuchtung.

2.2.1 Lösung der zeitabhängigen Kontinuitätsgleichung

Die Lösung der zeitabhängigen Kontinuitätsgleichung (2.12) ist die Verteilung der Minoritätsträger in der Basis $\Delta n(x, t)$. Nach [TAD] kann $\Delta n(x, t)$ separiert werden in:

$$\Delta n(x, t) = F(x) \cdot G(t) \quad (2.19)$$

Dann erhält man als Lösung:

$$\Delta n(x, t) = \sum_i \left(A_i \cos \beta_i x + B_i \sin \beta_i x \right) \cdot \exp - \left(D_n \beta_i^2 + \frac{1}{\tau} \right) t \quad (2.20)$$

Die Minoritätsträgerdichte läßt sich als eine Fourierentwicklung mit zeitlich exponentiell abklingenden Moden darstellen. Die Koeffizienten β_i wachsen mit der Ordnung i der Moden an. Der Exponentialterm läßt somit die Moden desto schneller abklingen, je höher deren Ordnung ist. Die sogenannte fundamentale Mode mit $i = 0$ besitzt die längste Abklingdauer. Nach ausreichend langer Zeit sind alle höheren Moden bereits abgeklungen und die Minoritätsträgerverteilung wird allein durch die fundamentale Mode bestimmt.

Abb. 2.5 zeigt eine graphische Darstellung der ersten drei Moden der Fourierentwicklung nach Gl. 2.20. Die Kurven zeigen die Minoritätsträgerdichte in Abhängigkeit der Tiefe in der Solarzelle im Fall des Kurzschlußstroms (siehe unten). Es ist gut zu erkennen, wie die Anzahl der Knoten mit der Ordnung i der Moden zunimmt. Alle Moden haben aufgrund der Randbedingungen (siehe unten) einen Knoten bei $x = 0$ und einen Bauch an der Rückseite der Zelle bei $x = 300 \mu\text{m}$.

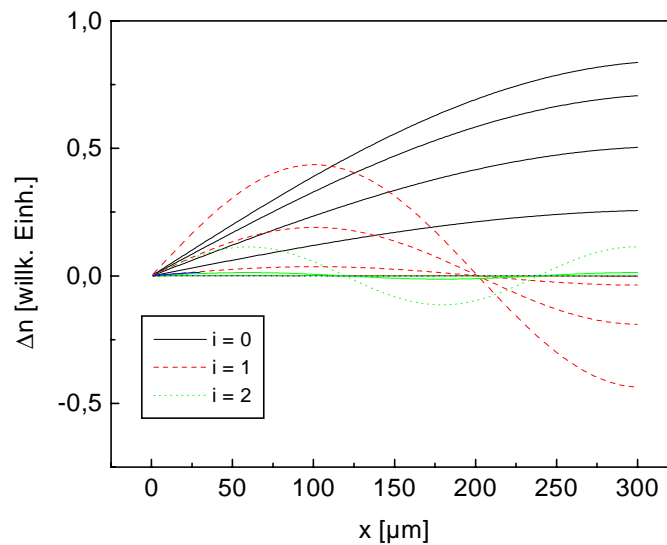


Abb. 2.5: Darstellung der ersten drei Moden in der Basis einer Solarzelle nach der Fourier-Entwicklung Gl. 2.20. $x = 0$ ist die Grenze zur RLZ und $x = 300 \mu\text{m}$ die Rückseite der Zelle. Die Moden sind berechnet für die Zeiten $t = 1 \mu\text{s}$, $2 \mu\text{s}$, $4 \mu\text{s}$ und $8 \mu\text{s}$ (mit abnehmender Amplitude). Die Parameter der Berechnung sind: $A_i = 0$, $B_i = 1$, $D_n = 30 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\beta_{0J} = 0,0048 \mu\text{m}^{-1}$ und $\tau = 10 \mu\text{s}$.

Je höher die Mode ist, desto schneller klingt sie ab. Die dritte Mode ist bereits nach $2 \mu\text{s}$ nahezu vollständig abgeklungen. Die zweite Mode ist nach $4 \mu\text{s}$ nur noch sehr klein. Dagegen ist die fundamentale Mode auch nach $8 \mu\text{s}$ noch deutlich sichtbar. Es ist offensichtlich, daß bei der Messung des Kurzschlußstroms nach $4 \mu\text{s}$ der Strom nur noch von der fundamentalen Mode abhängt.

Mit den Randbedingungen 2.14 und 2.15 erhält man für den Kurzschlußstrom eine Bestimmungsgleichung für die Koeffizienten β_{iJ} [ROS1]:

$$\beta_{iJ} \cdot \cot(\beta_{iJ} W_B) = -\frac{S_B}{D_n} \quad (2.21)$$

Der Index J steht für die Bedingung des Kurzschlußfalls. S_B ist die ORG an der Rückseite.

Die Koeffizienten A_{iJ} sind im Falle des Kurzschlusses alle gleich 0. Dies führt dazu, daß die Ladungsträgerdichte an der Grenze zur RLZ verschwindet und alle Moden an dieser Stelle einen Knoten aufweisen (siehe Abb. 2.5).

Mit den Randbedingungen 2.15 und 2.16 lassen sich die Koeffizienten β_{iV} für den Fall der offenen Klemmenspannung bestimmen [ROS3]:

$$D_n \tan(\beta_{iV} W_B) = \frac{\beta_{iV} (S_{\text{eff}} + S_B)}{\beta_{iV}^2 - \frac{S_{\text{eff}} S_B}{D_n^2}} . \quad (2.22)$$

In dieser Bestimmungsgleichung treten die ORGs an der Grenze zur RLZ S_{eff} und an der Rückseite S_B auf.

Nach Gl. 2.13 kann aus $\Delta n(x,t)$ die zeitliche Entwicklung des Kurzschlußstroms berechnet werden. Auch dieser setzt sich damit aus exponentiell abklingenden Ordnungen zusammen, die mit den Exponenten

$$\frac{1}{\tau_{ij}} = D_n \beta_{ij}^2 + \frac{1}{\tau} \quad (2.23)$$

abklingen. Meßtechnisch einfach zu bestimmen ist die Abklingrate der fundamentalen Mode τ_{0j} : Nach ausreichend langer Zeit klingt der Kurzschlußstrom exponentiell ab mit eben dieser Abklingrate.

Gemäß Gl. 2.18 gilt für den Fall der offenen Klemmenspannung unter der small-signal-Bedingung entsprechend:

$$\frac{1}{\tau_{iV}} = D_n \beta_{iV}^2 + \frac{1}{\tau} . \quad (2.24)$$

Der Einfachheit halber werden im folgenden die Abklingraten der fundamentalen Mode von Strom und Spannung mit τ_j und τ_v bezeichnet.

Man sieht an dieser Stelle, daß sowohl τ_j als auch τ_v immer kleiner sind als die Lebensdauer der Minoritäten im bulk τ . Ist τ bekannt, können über die Messung von τ_j und τ_v mit den Gleichungen 2.21 bis 2.24 die ORGs S_B und S_{eff} bestimmt werden.

Im Allgemeinen wird aber τ nicht bekannt sein. Es muß also zunächst die Abhängigkeit der Meßgrößen von τ untersucht werden. In Kapitel 2.3.1 wird mit Hilfe der spectral response- in Verbindung mit der PCVD-Messung eine Methode zur Bestimmung aller drei Rekombinationsparameter vorgestellt.

2.2.2 Betrachtung der fundamentalen Mode des Stroms

Zunächst wird die Abklingrate τ_j diskutiert. Nach Gl. 2.23 hängt τ_j von der Lebensdauer der Minoritäten τ und über β_{0j} und Gl. 2.21 von der ORG an der Rückseite S_B ab. Die Messung von τ_j alleine erlaubt keine Trennung von τ und S_B . Die Kombination der Gleichungen 2.23 und 2.21 liefert stattdessen eine Funktion $S_B(\tau)$, die für ein bestimmtes gemessenes τ_j die möglichen Parameter-Kombinationen S_B und τ angibt:

$$S_B = - \left(D_n \cdot \left(\frac{1}{\tau_j} - \frac{D_n}{L_n^2} \right) \right)^{1/2} \cdot \cot \left(\frac{W_B^2}{D_n} \cdot \left(\frac{1}{\tau_j} - \frac{D_n}{L_n^2} \right) \right)^{1/2}. \quad (2.25)$$

Hierbei wird die Diffusionslänge der Minoritätsträger in der Basis $L_n = (D_n \tau)^{1/2}$ statt der Lebensdauer τ verwendet. Abb. 2.6 zeigt $S_B(L_n)$ für zwei monokristalline Solarzellen. Qualitativ sieht man schon anhand der Kurven, daß die Solarzelle 18 ein deutlich kleineres S_B und eine größere Diffusionslänge besitzt als Zelle 14. Zelle 18 hat im Gegensatz zur Zelle 14 ein lokales back-surface-field (siehe Kapitel 3.4). Dieses reduziert erwartungsgemäß die ORG an der Rückseite. In die Berechnung der Kurven in Abb. 2.6 fließen außer der Meßgröße τ_j nur die Dicke der Basis W_B und die Diffusionskonstante D_n ein.

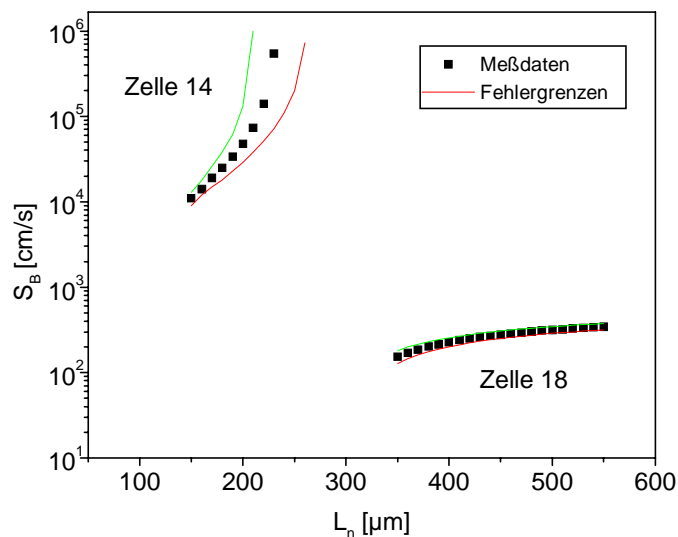


Abb. 2.6: Parameter-Plots $S_B(L_n)$ für die beiden Solarzellen 14 und 18.⁴ Die Kurven wurden aus der Abklingrate der fundamentalen Mode des Stroms τ_j nach Gl. 2.25 berechnet.

⁴ Die Solarzellen Nr. 14 und 18 sind identisch mit den entsprechenden Zellen in Kapitel 3.

Die Dicke der Solarzelle W wird mit einer Mikrometerschraube gemessen. Diese setzt sich aus den Dicken der Basis, des Emitters und der RLZ, des back-surface-fields (BSF) und des Rückkontaktes zusammen. Für die hier betrachteten Solarzellen betragen die Dicken vom Emitter und der RLZ etwa $1 \mu\text{m}$, vom aufgedampften BSF ebenfalls etwa $1 \mu\text{m}$ [LÖL] und vom Rückkontakt etwa $2 \mu\text{m}$. Die gesamte Dicke W der Zellen beträgt $250 - 260 \mu\text{m}$. Ist die Oberfläche hinreichend eben, kann die Dicke der Basis sehr genau bestimmt werden. Die hier betrachteten Zellen haben eine glanzgeätzte Oberfläche. Die Dicke variiert über die Fläche der Zellen nicht. Mißt man die Waferdicke vor der Prozessierung, müssen zur Bestimmung der Basisdicke nur die (vernachlässigbaren) Dicken des Emitters und des BSFs abgezogen werden. Insgesamt ist die Dicke der Basis auf etwa $1 \mu\text{m}$ genau meßbar. Diese Ungenauigkeit kann bei der weiteren Auswertung vernachlässigt werden.

Dasselbe gilt für die Bestimmung der Diffusionskonstanten der Elektronen in der Basis D_n . Diese wird mit der Einstein-Formel

$$D_n = \frac{kT}{q} \cdot \mu_n \quad (2.26)$$

aus der Beweglichkeit der Minoritäten μ_n berechnet [GOE]. Aus der Messung des spezifischen Widerstands des Materials läßt sich die Dotierung bestimmen. Aus der Dotierung wird die Beweglichkeit μ_n mit dem Computerprogramm PC1D berechnet [CLU], [GLA]. Bei einkristallinem Silizium ist diese Modellierung recht genau. Die Messung des spezifischen Widerstands erfolgt mittels eines 4-Punkt-Probers. Die Genauigkeit beträgt bei monokristallinem Silizium $1 - 3 \%$. Daraus ergibt sich eine Unsicherheit in D_n von $0,5 - 1 \%$. Bei einkristallinem Material ist daher der Fehler in der Bestimmung von D_n sehr klein.

Die Diffusionskonstante von multikristallinem (mc) Material ist allerdings nicht ohne weiteres berechenbar. Durch Korngrenzen ist die Beweglichkeit zusätzlich eingeschränkt. Dieser Effekt variiert mit der Güte und der Größe der Körner des mc-Siliziums. Für das sehr feinkörnige RGS-Silizium zeigt [HAH], daß die Beweglichkeit der Majoritäten viel kleiner ist als bei monokristallinem Silizium. Nimmt man dasselbe Verhalten für die Minoritätsladungen an, ist die Diffusionskonstante bei diesem Material viel kleiner als sich aus der Berechnung mit PC1D ergeben würde. [SPR] hat die Diffusionskonstante der Minoritätsladungen an hochwertigem FZ-Silizium mit der PCD-Methode gemessen. Vergleichbare Untersuchungen an multikristallinem Material sind bisher nicht bekannt.

Die Hauptfehlerquelle ist die Genauigkeit der Messung von τ_j . In den meisten Fällen läßt sich τ_j mit einem Fehler von maximal 2% genau messen. In Abb. 2.6 ist die Unsicherheit der $S_B(L_n)$ -Kurve aufgrund des Meßfehlers von τ_j als dünn gezeichneter Bereich um die Datenpunkte wiedergegeben. Dieser Unsicherheitsbereich hängt stark von der Dimension der Parameter ab. Während bei Zelle 18 für eine bestimmte Diffusionslänge die ORG S_B nur in einem schmalen Bereich liegen kann, wird der Meßfehler bei großen Werten von S_B , wie bei

der Zelle 14, recht groß. Eine ausführliche Diskussion der Meßgenauigkeit der PCVD-Messung geben [GLA] und [KUG]. Dort wird gezeigt, daß die Messung für S_B im Bereich zwischen 100 und 10000 cm/s recht empfindlich, außerhalb dieses Bereichs aber unempfindlich ist. Dies erklärt die unterschiedlich großen Fehlerbereiche in Abb. 2.6 für die beiden Zellen.

2.2.3 Diskussion des Einflusses höherer Moden

Wird die gesamte Meßkurve des Kurzschlußstroms, auch für kleine Zeiten t , betrachtet, müssen höhere Moden berücksichtigt werden. Abb. 2.7 zeigt eine berechnete $I_{sc}(t)$ - Kurve unter Berücksichtigung der fünf niedrigsten Moden (siehe [DAH], [GLA]). Ferner eingezeichnet ist die fundamentale Mode (gepunktet), die zweite Mode (gestrichelt) sowie die Summe aus diesen beiden niedrigsten Moden (Kreuze). Die Abklingrate der fundamentalen Mode beträgt $4 \mu\text{s}$ und die der zweiten Mode $1,04 \mu\text{s}$. Für Zeiten größer als $1 \mu\text{s}$ wird die Kurve durch die Summe aus den beiden niedrigsten Moden vollständig beschrieben. Ab $t = 4 \mu\text{s}$ ist nur noch die fundamentale Mode sichtbar.

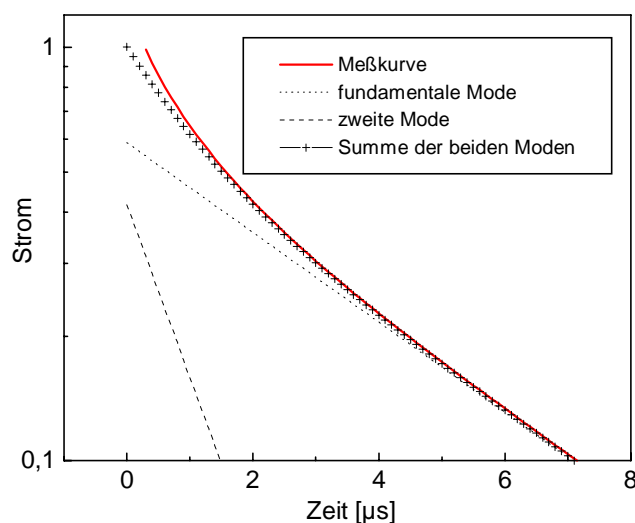


Abb. 2.7: Berechnete $I_{sc}(t)$ -Kurve (dick durchgezogene Linie). Der Anteil der fundamentalen Mode ist gepunktet und der der zweiten Mode gestrichelt eingezeichnet. Die Kreuze stellen die Summe aus den beiden niedrigsten Moden dar.

Im folgenden wird untersucht, ob durch die Bestimmung der Abklingkonstanten der zweiten Mode zusätzlich zur fundamentalen die nötige Information gewonnen werden kann, um L_n und S_B zu trennen. Die Abklingkonstante der zweiten Mode kann durch Anpassen an die Meßkurve bestimmt werden. Dabei muß sowohl die Zeitkonstante τ_{2J} dieser Mode als auch deren Amplitude (B_{2J} in Gl. 2.20) angefitet werden. Höhere Moden klingen noch schneller als die zweite Mode ab und können deshalb nur sehr unsicher in einem kurzen Zeitintervall am

Beginn der Kurve gefittet werden. An dieser Stelle soll daher nur die zweite Mode betrachtet werden.

Für die Parameter der bereits diskutierten Zelle 14 wurde die Zeitkonstante der zweiten Mode nach Gl. 2.21 berechnet und mit dieser ein Parameterplot $S_B(L_n)$ erstellt, entsprechend dem Parameter-Plot für die fundamentale Mode in Abb. 2.6. Zur Berechnung von τ_{2J} wurde $L_n = 210 \mu\text{m}$ und $S_B = 10^5 \text{ cm/s}$ verwendet (siehe hierzu auch Kapitel 2.3.1).⁵ Man erhält $\tau_{2J} = 0,57 \mu\text{s}$. In Abb. 2.8 ist dieser Parameter-Plot für die zweite Mode von Zelle 14 zusammen mit dem Parameter-Plot für die fundamentale Mode aus Abb. 2.6 gezeigt. Beide Kurven schneiden sich in einem Punkt. Dieser Schnittpunkt liegt genau bei der Diffusionslänge und der ORG an der Rückseite, mit denen τ_{2J} berechnet wurde.

Prinzipiell lassen sich demnach durch die Messung der Abklingraten der fundamentalen und der zweiten Mode L_n und S_B trennen.

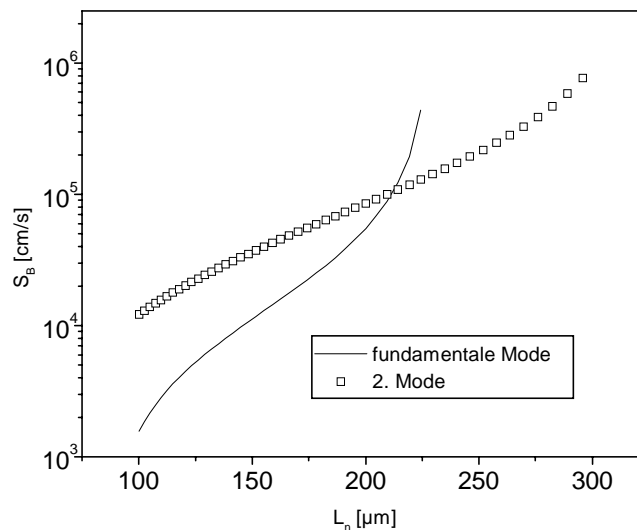


Abb. 2.8: Parameter-Plot $S_B(L_n)$ für die fundamentale Mode (durchgezogene Linie) und für die zweite Mode (offene Quadrate) der Solarzelle 14. Der Schnittpunkt beider Kurven gibt die Diffusionslänge und die ORG an der Rückseite an.

Abb. 2.9 zeigt den Parameter-Plot für die zweite Mode aus Abb. 2.8 nochmal. Zusätzlich eingezeichnet sind die Unsicherheitsbereiche, die sich ergeben, wenn τ_{2J} um $\pm 0,05 \mu\text{s}$ variiert wird (durchgezogene Linien) sowie durch eine Unsicherheit von D_n von $\pm 0,5 \text{ cm}^2/\text{s}$. Diese für die Praxis noch sehr optimistischen Fehler-Werte ergeben bereits eine Aufweitung des Parameter-Plots, die eine Auswertung - wie oben beschrieben - unmöglich machen. Meßunsicherheiten wirken sich bei der Betrachtung der zweiten Mode sehr viel stärker aus als

⁵ Das Computerprogramm zur Berechnung der Abklingrate der zweiten Mode wurde von C. Zechner erstellt.

bei der fundamentalen Mode, da die Abklingrate der zweiten Mode viel kürzer ist. Dasselbe gilt in noch stärkerem Maße für die noch höheren Moden, so daß deren Betrachtung sinnlos erscheint. Eine Trennung von S_B und L_n durch Einbeziehung höherer Moden ist also theoretisch möglich, praktisch aber durch die zu starke Empfindlichkeit auf Meßfehler nicht anwendbar.

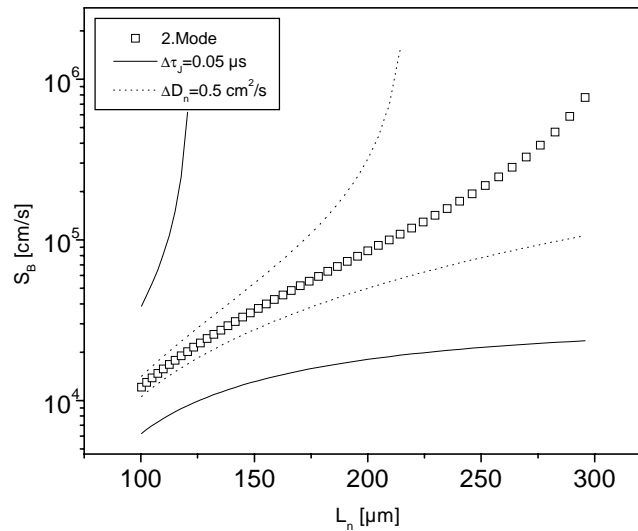


Abb. 2.9: Parameter-Plot $S_B(L_n)$ der zweiten Mode von Zelle 14. Zusätzlich eingetragen sind die resultierenden Unsicherheiten aufgrund eines Meßfehlers von τ_{2J} von $\pm 0,05 \mu\text{s}$ (durchgezogene Linien) sowie der Diffusionskonstanten D_n von $\pm 0,5 \text{ cm}^2/\text{s}$ (gepunktete Linien).

[GLA S. 42] zeigt dasselbe Ergebnis in etwas anderer Form: Die berechneten $I_{SC}(t)$ -Kurven zweier Solarzellen mit gleichem τ_J , aber unterschiedlichem τ_{2J} sind dargestellt. Diese theoretischen Kurven unterscheiden sich kaum voneinander. In der Praxis ist eine Trennung nicht möglich.

[WAR1] zeigt, daß sich gemessene $I_{SC}(t)$ -Kurven mit den Gleichungen von [DHA] vollständig anfitten lassen. Nach dem oben Gesagten läßt dies aber nicht den Umkehrschluß zu, daß aus den Fit-Parametern der einzelnen Moden die Zellparameter mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden können. [VER] und [LÖL] beschreiben eine geschickte Möglichkeit, die höheren Moden durch die Messung des Stroms bei $t = 0$ und die Rückextrapolation der fundamentalen Mode zu $t = 0$ zu berücksichtigen. Dieses Verfahren erfordert aber eine Beleuchtung der Solarzelle unter Gleichgewichtsbedingungen, die bei $t = 0$ instantan abgeschaltet wird. Bei Verwendung einer gepulsten Lichtquelle (siehe unten) ist es nicht anwendbar.

2.2.4 Die Abklingrate der Offenen Klemmenspannung

Experimentell wird beobachtet, daß die Abklingrate der offenen Klemmenspannung in Abhängigkeit der Stärke des bias-Lichts ein Minimum durchläuft [KUG]. Im folgenden wird unterschieden zwischen der gemessenen Abklingrate der offenen Klemmenspannung τ_U , die von U_{bias} abhängt, und der wirklichen Abklingrate τ_V der Zelle, mit der aus den Gln. 2.22 und 2.24 S_{eff} berechnet werden kann.

[WAR1] schlägt vor, aus dem minimalen τ_U den Emitter-Sättigungsstrom zu berechnen. Der Anstieg der Abklingrate mit abnehmendem bias-Licht wird von [MOO] mit dem Einfluß der Raumladungskapazität des pn-Übergangs auf die RC-Zeitkonstante erklärt. Er kommt zu dem Ergebnis, daß bereits ein sehr kleines bias-Licht ausreicht, um diesen Einfluß der Kapazität vernachlässigbar zu machen.

Abb. 2.10 zeigt ein Ersatzschaltbild der Solarzelle. Der differentielle Widerstand des pn-Übergangs $R_{\text{diff}} = dU/dI$ und die Raumladungskapazität C_{RL} sind eingezeichnet. Zunächst wird die Diffusionskapazität nicht berücksichtigt. Die Raumladungskapazität steigt schwach mit der Spannung an [GOE]:

$$C_{\text{RL}} = \sqrt{\frac{q\epsilon_{\text{Si}}\epsilon_0}{2(U_{\text{D}} - U)} \cdot \frac{N_{\text{B}}N_{\text{E}}}{N_{\text{B}} + N_{\text{E}}}}. \quad (2.27)$$

U_{D} ist die Diffusionsspannung (siehe Gl. 1.10).

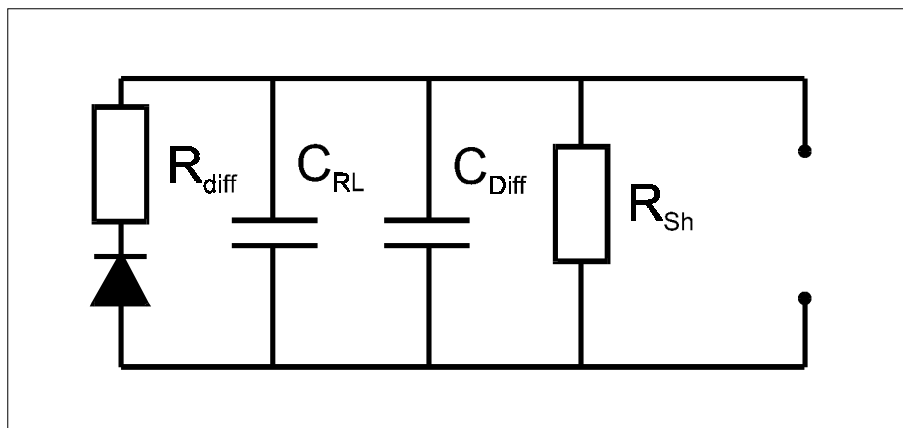


Abb. 2.10: Ersatzschaltbild der Solarzelle. Eingezeichnet sind der differentielle Innenwiderstand R_{diff} des pn-Übergangs, die Raumladungskapazität C_{RL} und die Diffusionskapazität C_{Diff} . Weiterhin ist der Shunt-Widerstand R_{Sh} dargestellt.

Die Raumladungskapazität bildet zusammen mit R_{diff} einen Tiefpaß. Dessen Zeitkonstante beträgt

$$\tau_{\text{RC}} = R_{\text{diff}} \cdot C_{\text{RL}} \quad (2.28)$$

Sofern τ_{RC} größer ist als τ_{V} , klingt die Spannung mit τ_{RC} ab. Da nun C_{RL} nur schwach mit der Spannung ansteigt, der differentielle Widerstand der Diode aber exponentiell abfällt, sinkt τ_{RC} mit zunehmendem U . Bei kleinen Spannungen U wird die Zeitkonstante τ_{RC} und ab einer bestimmten Spannung die eigentliche Abklingrate der Spannung τ_{V} dominieren.

Ein weiterer Grund für eine Abhängigkeit der Abklingrate τ_{U} vom Injektionsniveau, d. h. der Spannung U an der Zelle, ergibt sich bei Berücksichtigung des Shunt-Widerstands der Solarzelle. In Anlehnung an [LÖL] kann der Shunt-Widerstand bei der Berechnung des Emitter-Sättigungsstroms $I_{0\text{E}}$ aus S_{eff} berücksichtigt werden. Gl. 2.17 erhält dann die Form:

$$S_{\text{eff}} = \frac{I_{0\text{E}} \cdot \exp\left(\frac{qU}{kT} - 1\right) + \frac{U}{R_{\text{Sh}}}}{\frac{qn_i^2}{N_{\text{B}}} \cdot \exp\left(\frac{qU}{kT} - 1\right)} \quad (2.29)$$

S_{eff} hängt in diesem allgemeineren Fall unter Berücksichtigung des Shunt-Widerstands (bei konstantem $I_{0\text{E}}$) von der Spannung ab. Das heißt aber auch, daß τ_{U} von der durch das bias-Licht erzeugten Spannung U_{bias} abhängt.

Im folgenden soll untersucht werden, ob der genaue Verlauf der Spannungs-Abklingrate τ_{U} vom bias-Licht durch die Berücksichtigung der Raumladungskapazität und des Shunt-Widerstands beschrieben werden kann.

Abb. 2.11 zeigt τ_{U} in Abhängigkeit der durch das bias-Licht erzeugten Spannung U_{bias} für zwei verschiedene Solarzellen.⁶ Qualitativ stimmt der Verlauf der Kurven für beide Zellen überein. τ_{U} steigt mit zunehmender Spannung leicht an, erreicht ein flaches Maximum bei etwa 100 mV und fällt dann stark ab. Beide Zellen zeigen im Verlauf ein deutliches Minimum bei einer Spannung von etwa 470 mV. Die Kurven steigen zu größeren Spannungen wieder leicht an und erreichen ein Plateau bei Werten größer als 550 mV. Ein sehr ähnlicher Verlauf dieser Abhängigkeit wurde von [WAR1] gemessen.

⁶ Die Solarzellen Nr. 3 und 6 werden in Kapitel 5 detailliert behandelt.

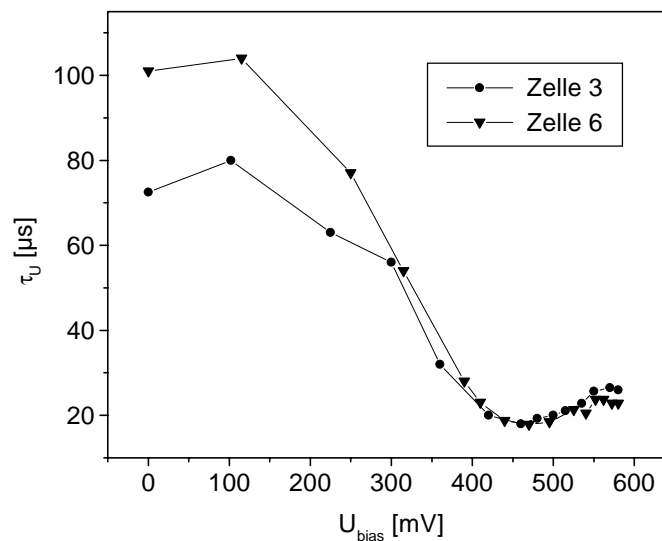


Abb. 2.11: Abklingrate der offenen Klemmenspannung τ_U in Abhängigkeit des bias-Lichts. Aufgetragen ist die durch das bias-Licht erzeugte Spannung U_{bias} an der Solarzelle. $U_{bias} = 620 \text{ mV}$ entspricht etwa einer Sonne.

Die nach Gl. 2.28 berechnete RC-Zeitkonstante der Solarzelle und die aus S_{eff} unter Berücksichtigung des Shunt-Widerstands nach Gl. 2.29 berechnete Abklingrate der Spannung in Abhängigkeit von U_{bias} sind in Abb. 2.12 dargestellt. Zusätzlich ist die gemessene Abhängigkeit $\tau_U(U_{bias})$ von Zelle 6 eingezeichnet. Den berechneten Kurven liegen die Parameter von Zelle 6 zugrunde, so daß die Kurven direkt miteinander verglichen werden können. Der differentielle Widerstand dU/dI wurde zur Berechnung von τ_{RC} dabei direkt aus der gemessenen Hellkennlinie von Zelle 6 bestimmt. Die meßbare Abklingrate τ_U wird durch die jeweils größere Zeitkonstante bestimmt. So ist τ_U bei kleinem bias-Licht, bei dem $\tau_{RC} > \tau_V$ ist, gleich τ_{RC} .

Qualitativ stimmen die gemessene und die berechneten Kurven gut überein. Die Lage des Minimums wie auch des Plateaus, bei dem der Shunt-Widerstand keinen Einfluß mehr ausübt, werden richtig wiedergegeben. Die Zeitkonstante bei $U = 0 \text{ V}$ wird durch C_{RL} richtig beschrieben. Lediglich bei Spannungen zwischen 100 und 400 mV ist der Betrag der berechneten RC-Zeitkonstanten und im Minimum das gemessene τ_U etwas zu groß. Deutlich wird aber, daß bei großem U_{bias} im Bereich des Plateaus weder C_{RL} noch R_{Sh} eine Rolle spielen. Hier ist $\tau_U = \tau_V$.

Zur Bestimmung des Emitter-Sättigungsstroms (siehe unten) kann also τ_V im Bereich des Plateaus bei hohem bias-Licht direkt gemessen werden. I_{0E} kann dann nach Gl. 2.17 berechnet werden. Mißt man dagegen τ_V im Minimum oder dem folgenden Anstieg zum Plateau, wird die Abklingrate τ_U durch den Shunt erniedrigt. Der Emitter-Sättigungsstrom muß dann unter Berücksichtigung von R_{Sh} nach Gl. 2.29 bestimmt werden.

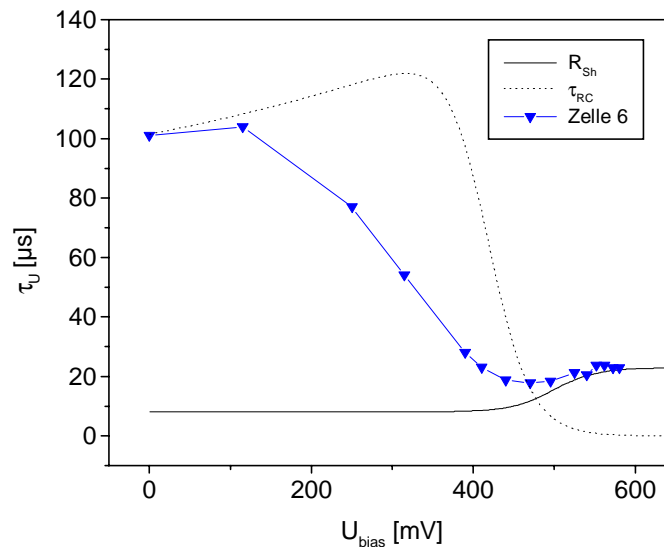


Abb. 2.12: Berechnung der RC-Zeitkonstanten τ_{RC} nach Gl. 2.28 und der Spannungs-Abklingrate, die sich aus S_{eff} nach Gl. 2.29 für eine Solarzelle mit einem Shunt-Widerstand von $3000 \Omega \text{ cm}^2$ ergibt. Die jeweils größere Zeitkonstante bestimmt die Abklingrate der Spannung τ_U . Zusätzlich eingetragen ist die Messung von Zelle 6 aus Abb. 2.11.

Die Abklingrate der offenen Klemmenspannung kann aber prinzipiell noch von zwei weiteren Effekten beeinflusst werden. Zum einen übt der Sättigungsstrom der zweiten Diode I_{02} einen Einfluß auf S_{eff} aus. Nach [LÖL] kann deshalb in Gl. 2.29 eine Korrektur für die zweite Diode eingefügt werden. Diese kann aber nur dann sinnvoll berücksichtigt werden, wenn der Sättigungsstrom I_{02} und auch der Diodenfaktor der zweiten Diode n_{02} [GOE] hinreichend genau bekannt sind. Dies ist jedoch in der Praxis nicht der Fall. Viele der untersuchten Solarzellen liefern beim Anfitten der Dunkelkennlinie Diodenfaktoren n_{02} zwischen 2,2 und 2,5. Der Diodenfaktor muß dabei mitgefittet werden. Es ist nicht möglich, $n_{02} = 2$ zu setzen, wie es theoretisch erwartet wird. Die auf diese Weise durch Anfitten der Dunkelkennlinie extrahierten Werte können nur als Anhaltspunkt gelten. Für quantitative Betrachtungen sind diese zu unsicher. Eine Korrektur von S_{eff} ist aufgrund der Ungenauigkeit der Fitwerte nicht sinnvoll. Eine Untersuchung des Einflusses der zweiten Diode auf S_{eff} zeigt, daß in den meisten Fällen bei $U_{\text{bias}} > 550 \text{ mV}$, in jedem Fall aber bei $U_{\text{bias}} > 600 \text{ mV}$, die zweite Diode keinen Einfluß auf S_{eff} ausübt. τ_U sollte also in diesem Bereich der Spannung U_{bias} gemessen werden, da bei kleineren Spannungen U_{bias} S_{eff} durch die zweite Diode größer erscheinen kann, als es tatsächlich ist.

Bei einigen Solarzellen zeigt der Verlauf $\tau_U(U_{\text{bias}})$ kein Plateau bei großem U_{bias} , sondern τ_U steigt in diesem Bereich stark an. Ein typisches Beispiel einer solchen Solarzelle zeigt Abb. 2.13. Es ist nur der Bereich höherer Spannungen U_{bias} wiedergegeben. Statt des erwarteten Plateaus bei großem U_{bias} steigt die Abklingrate annähernd exponentiell an. Dieses

Verhalten wurde nur bei Solarzellen mit großem Sättigungsstrom der zweiten Diode I_{02} beobachtet.

Dieser Anstieg von τ_U kann durch den Einfluß der Diffusionskapazität C_{Diff} (siehe Abb. 2.10) auf τ_{RC} erklärt werden. Die Diffusionskapazität entsteht bei sich zeitlich verändernder Spannung durch das Eindiffundieren von generierten Minoritätsträgern in die RLZ. Diese erzeugen eine zusätzliche Raumladung, die durch einen Majoritätsträger-Strom von der gegenüberliegenden Seite des pn-Übergangs kompensiert wird. Die Änderung dieser Ladung mit der Spannung bewirkt eine differentielle Kapazität (siehe auch Gl. 2.2), die Diffusionskapazität C_{Diff} genannt wird [FRI1], [FRI2], [MAH]. Die Diffusionskapazität berechnet sich zu:

$$C_{\text{Diff}} = C_0 \cdot \exp\left(b \cdot \frac{qU}{kT}\right) \quad \text{mit } C_0 = \frac{q}{kT} \cdot \frac{qn_i^2}{N_B} \cdot L_n \quad (2.30)$$

b ist hier ein zu fittender Parameter. Setzt man C_{Diff} aus Gl. 2.30 für C_{RL} in Gl. 2.28 ein und berechnet R_{diff} nach dem Eindiodenmodell, ergibt sich ein konstantes τ_{RC} , das viel kleiner ist, als typische Abklingraten der Spannung τ_V . C_{Diff} sollte unter diesen Voraussetzungen also vernachlässigbar sein. In der Praxis zeigt z. B. die Solarzelle in Abb. 2.11 auch keine Anzeichen eines exponentiellen Anstieges von τ_U für große Spannungen.

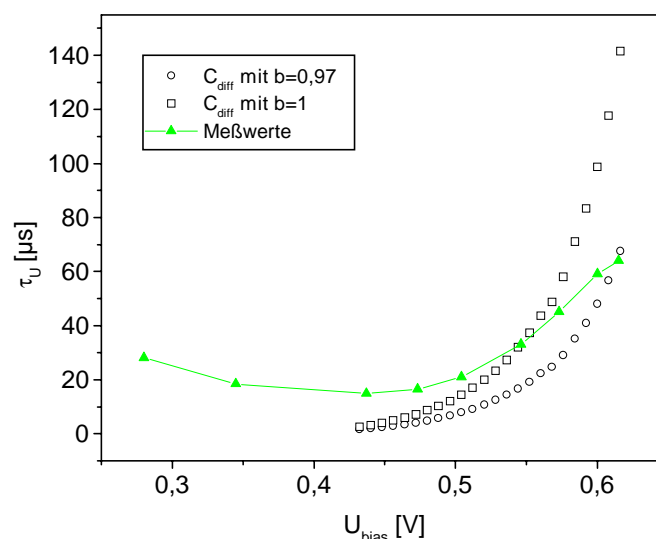


Abb. 2.13: Verlauf der Abklingrate der offenen Klemmenspannung τ_U in Abhängigkeit der Spannung U_{bias} für Zelle 18. Die Meßwerte steigen bei großen Spannungen stark an. Die berechneten Zeitkonstanten τ_{RC} durch die Diffusionskapazität sind für die beiden Parameter $b=1$ und $b=0,97$ eingezeichnet.

Ist der Sättigungsstrom der zweiten Diode I_{02} einer Solarzelle deutlich größer als 10^8 A/cm^2 , so kann für die Berechnung von τ_{RC} aus der Diffusionskapazität nicht das Eindiodenmodell verwendet werden. Der differentielle Widerstand R_{diff} muß aus der gemessenen Diodenkennlinie bestimmt werden.

Für zwei Parameter $b = 1$ und $b = 0,97$ sind die so berechneten kapazitiven Zeitkonstanten τ_{RC} durch die Diffusionskapazität in Abb. 2.13 mit eingezeichnet. Der experimentell gemessene Verlauf $\tau_U(U_{bias})$ kann hierdurch zumindest qualitativ gut beschrieben werden. Es ist zu beachten, daß mit steigendem U_{bias} die Stärke des Meßsignals kleiner wird und daher die Unsicherheit von τ_U wächst. Der Anstieg der gemessenen Kurve ist kleiner als der Anstieg der berechneten Kurve für $b = 1$. Dasselbe Verhalten wurde auch bei anderen Solarzellen mit ansteigendem τ_U bei hohem U_{bias} beobachtet. In allen Fällen läßt sich dieser Anstieg durch eine berechnete Kurve mit einem Parameter b , der etwas kleiner ist als 1, beschreiben.

Die wirkliche Abklingrate τ_v einer Solarzelle, deren τ_U kein Plateau bei hohem U_{bias} aufweist, kann nach diesen Betrachtungen nur abgeschätzt werden. Bei hohen Spannungen U_{bias} dominiert die Diffusionskapazität, bei kleineren ist der Einfluß des Sättigungsstroms der zweiten Diode auf S_{eff} nicht zu vernachlässigen, der nicht mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden kann. Die beste Möglichkeit, S_{eff} abzuschätzen, ergibt sich dadurch, gemäß Abb. 2.13 τ_{RC} aus der Diffusionskapazität zu berechnen und mit dem gemessenen τ_U der Zelle zu vergleichen. Es kann dann das τ_U bestimmt werden, das bei einer möglichst hohen Spannung U_{bias} gerade noch größer ist als τ_{RC} . Bei dieser Spannung U_{bias} hat τ_{RC} gerade keinen Einfluß mehr auf τ_U . Der nicht genau bekannte Einfluß von I_{02} auf S_{eff} führt dazu, daß nur eine obere Schranke für S_{eff} angegeben werden kann. Je größer die Spannung U_{bias} ist, bei der τ_U größer wird als τ_{RC} , desto näher liegt diese obere Schranke für S_{eff} beim wahren Wert.

Glücklicherweise zeigen die allermeisten Solarzellen ein Plateau des τ_U bei hohem U_{bias} , so daß die hier angestellten Betrachtungen nicht berücksichtigt werden müssen.

2.2.5 Bestimmung des Emitter-Sättigungsstroms

Ist auf diese Weise das τ_v der Solarzelle gemessen worden und die Diffusionslänge bekannt, kann mit den Gleichungen 2.22 und 2.24 S_{eff} berechnet werden. S_{eff} ist die effektive Rekombinationsgeschwindigkeit an der Grenze zur RLZ. Aus dieser kann mit Gl. 2.17 oder Gl. 2.29, wenn der Einfluß des Shunt-Widerstands auf S_{eff} korrigiert werden muß, der Emitter-Sättigungsstrom berechnet werden.

Zunächst soll anhand eines Beispiels die Abhängigkeit von S_{eff} auf Unsicherheiten der Diffusionslänge betrachtet werden. Bei den schon im vorherigen Kapitel betrachteten Zellen 3 und 6 konnte τ_v recht genau bei großer Intensität des bias-Lichts im Plateau-Bereich gemessen werden. Das damit bestimmte S_{eff} ist also nach Gl. 2.17 proportional dem Emitter-Sättigungsstrom. Abb. 2.14 zeigt für beide Zellen einen Parameter-Plot $S_{eff}(L_n)$. Bei beiden Zellen hängt S_{eff} näherungsweise linear von L_n ab. Ist L_n bis auf 10 % genau bekannt, so

variiert auch S_{eff} , und damit J_{0E} , um etwa 10 %. Da gemäß Abb. 2.6 L_n mit S_B verknüpft ist, kann in ähnlicher Weise auch die Abhängigkeit des S_{eff} von S_B betrachtet werden (Abb. 2.15). Auch hier findet sich ein näherungsweise linearer Zusammenhang. Auch bei größeren Unsicherheiten in L_n oder S_B sind somit noch Aussagen über S_{eff} möglich. Mit den dargestellten Parameter-Plots kann aus der Unsicherheit der Diffusionslänge der Fehler in der Bestimmung des Emitter-Sättigungsstroms ermittelt werden.

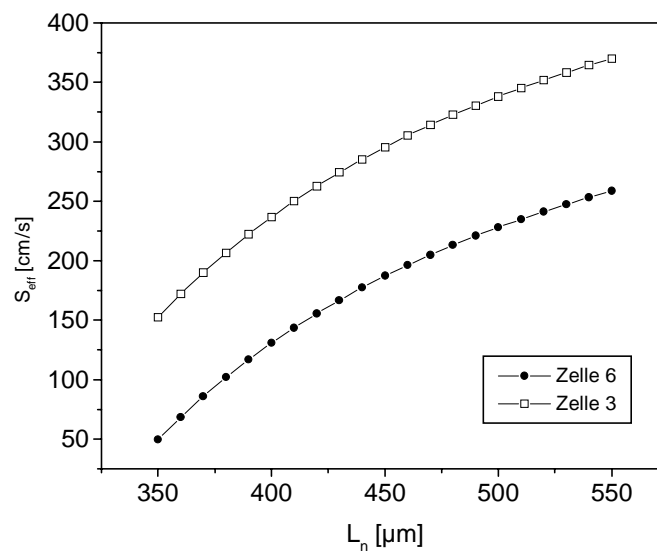


Abb. 2.14: S_{eff} in Abhängigkeit der Diffusionslänge für die Zellen 3 und 6.

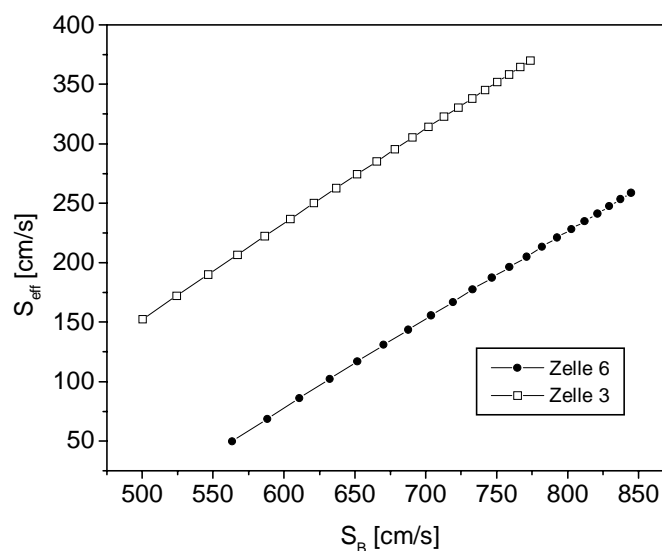


Abb. 2.15: S_{eff} in Abhängigkeit der rückseitigen Rekombinationsgeschwindigkeit S_B für die Zellen 3 und 6.

Für die beiden Zellen der Abb. 2.14 und 2.15 erhält man mit einer Diffusionslänge von $L_n = 450 \mu\text{m}$ ein $S_{\text{eff}} = 360 \text{ cm/s}$ bzw. $J_{0E} = 0,44 \text{ pA/cm}^2$ für Zelle 3 und $S_{\text{eff}} = 220 \text{ cm/s}$ bzw. $J_{0E} = 0,27 \text{ pA/cm}^2$ für Zelle 6 (siehe hierzu auch Kapitel 5.3).

[KUG] zeigt, daß sich die Unsicherheiten von D_n und W_B weniger stark auf die Bestimmung von S_{eff} auswirken als auf S_B . Im angegebenen Beispiel führen Unsicherheiten von 10 % in D_n und W_B zu einem Fehler in S_{eff} von nur 1 - 2 %. Die Meßfehler von τ_j und τ_v wirken sich dagegen stärker aus. Bei einer pessimistisch angenommenen Meßabweichungen von 5 % beträgt der Fehler in S_{eff} 20 - 30 %.

[GLA] weist darauf hin, daß für sehr kleine S_B im Bereich 100 cm/s S_{eff} nur noch sehr schwach von S_B abhängt. Insgesamt ist die PCVD-Meßmethode für den Bereich $100 < S_{\text{eff}} < 10^4 \text{ cm/s}$ empfindlich. Dies ist auch der für Solarzellen in der Praxis interessante Bereich.

Weitere Möglichkeiten der PCVD-Auswertung werden in der Literatur vorgeschlagen. So bestimmt [ROS2] unter Vernachlässigung des Emitter-Sättigungsstroms ausschließlich unter Verwendung der Meßwerte τ_j und τ_v die Diffusionslänge und S_B . Der durch den immer vorhandenen Emitter-Sättigungsstrom resultierende Fehler dieser Auswertemethode ist jedoch beträchtlich, so daß diese Methode nicht als zweckmäßig angesehen wird. [ROS3] schlägt vor, durch Sandstrahlen der Rückseite einer Solarzelle S_B auf den maximalen Wert 10^7 cm/s zu setzen. Durch die PCVD-Messung vor und nach der Schädigung der Zelle können alle drei Rekombinationsparameter bestimmt werden. Da es sich hierbei um eine zerstörerische Meßmethode handelt, die darüber hinaus auch die Unsicherheit birgt, die Diffusionslänge L_n durch das Sandstrahlen herabzusetzen, erscheint sie ebenfalls als nicht praktikabel.

Stattdessen kann eine Solarzelle mit einem ganzflächigen Rückkontakt ohne BSF hergestellt werden. Diese weist an der Rückseite ein $S_B = 10^7 \text{ cm/s}$ auf. In der Praxis eignen sich hierfür siebgedruckte Solarzellen mit einem Ag/Al-Rückkontakt (siehe Kapitel 5). Als Beispiel zeigt Abb. 2.16 die Parameterplots $S_B(L_n)$ und $S_{\text{eff}}(L_n)$ für eine solche Solarzelle (Zelle 5).⁷ Mit $S_B = 10^7 \text{ cm/s}$ läßt sich die Diffusionslänge ablesen: $L_n = 420 \mu\text{m}$. Mit dieser Diffusionslänge ergibt sich $S_{\text{eff}} = 520 \text{ cm/s}$ und $J_{0E} = 0,61 \text{ pA/cm}^2$.

Bei Solarzellen mit einem großen S_B reagiert die PCVD-Auswertung sehr empfindlich auf die Zelldicke. Für das angegebene Beispiel wurden daher die Parameterplots für $W_B \pm 5 \mu\text{m}$, eine typische Ungenauigkeit bei defektgeätztem monokristallinem Material, erstellt und die resultierende Unsicherheit in L_n und S_{eff} bestimmt. Man erhält: $L_n = 330 - 500 \mu\text{m}$, $S_{\text{eff}} = 390 - 560 \text{ cm/s}$. Der Fehler allein durch die Unsicherheit der Zelldicke ist somit beträchtlich. Die Untersuchung von Solarzellen mit unpassivierter Rückseite nach dieser Methode kann daher nur Anhaltswerte für L_n und J_{0E} liefern.

⁷ Die Solarzelle Nr. 5 ist identisch mit der entsprechenden Zelle aus Kapitel 5.

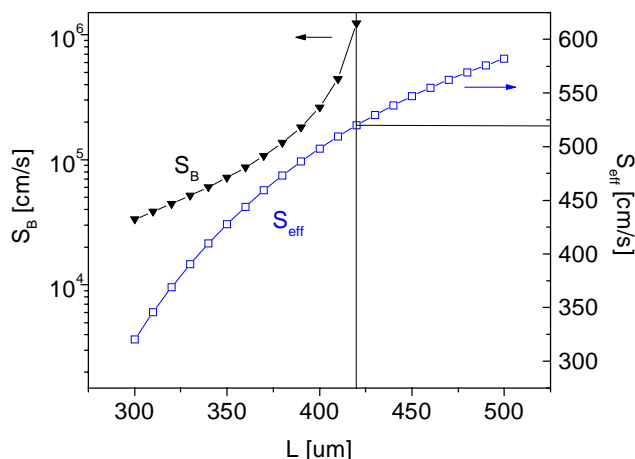


Abb. 2.16: Parameterplots $S_B(L_n)$ (linke Achse) und $S_{\text{eff}}(L_n)$ (rechte Achse). Die siebgedruckte Solarzelle 5 mit einem Ag/Al-Rückkontakt hat eine ORG an der Rückseite $S_B = 10^7$ cm/s. Die linke Kurve liefert damit die Diffusionslänge und der rechte Plot das S_{eff} .

Abschließend soll noch bemerkt werden, daß bei Kenntnis des Emitter-Sättigungsstroms und des Dotierprofils des Emitters Aussagen über die ORG an der Frontseite S_F der Solarzelle möglich sind. Hierbei muß der Emitter numerisch simuliert und z. B. mit dem Computerprogramm PC1D der Emitter-Sättigungsstrom in Abhängigkeit der Frontseiten-Passivierung berechnet werden. Durch Vergleich mit dem gemessenen Emitter-Sättigungsstrom lassen sich Aussagen über S_F machen.

2.2.6 PCVD-Messungen an rückseitig beleuchteten Solarzellen

Mißt man die Abklingrate des Stroms bei rückseitiger Beleuchtung einer Zelle, hat dies gegenüber der normalen Messung von der Frontseite her zwei wichtige Vorteile. Durch das geänderte Generationsprofil werden die Ladungsträger bevorzugt in der Nähe der Rückseite generiert. Höhere Moden verschwinden durch Rekombination an der Rückseite der Zelle sehr rasch. Die fundamentale Mode tritt daher schneller ein als bei frontseitiger Beleuchtung [BIS], [WAR1].

Abb. 2.17 zeigt die logarithmierte Abklingkurve des Kurzschlußstroms für Zelle 14 bei Beleuchtung von der Front- und der Rückseite. Man erkennt, daß der lineare Bereich der Abklingkurve, der die fundamentale Mode anzeigt, bei der rückseitigen Beleuchtung schneller und bei größeren Strömen auftritt. τ_j ist natürlich bei beiden Beleuchtungen gleich. Aber die Genauigkeit ist bei der rückseitigen Messung größer. In diesem Fall ist der Meßfehler von τ_j kleiner als 1 % (gegenüber 2 % bei Messung von der Frontseite).

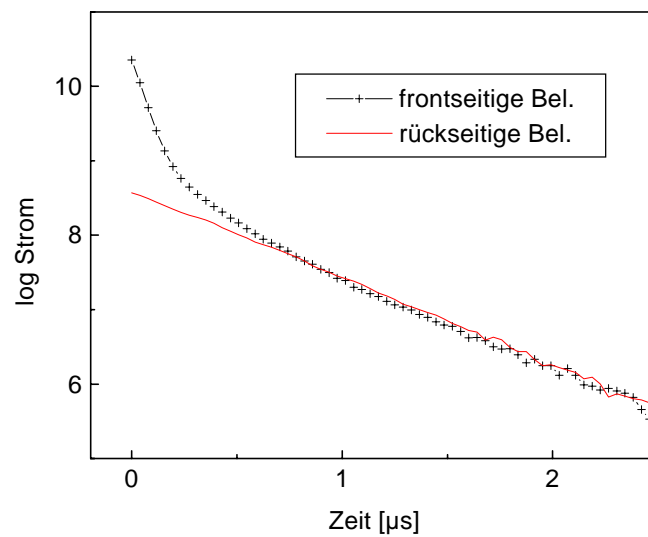


Abb. 2.17: Logarithmische Abklingkurven des Kurzschlußstroms bei Beleuchtung der Zelle von der Front- und der Rückseite. Die Kurven wurden an Zelle 14 gemessen.

Durch Anlegen einer konstanten bias-Beleuchtung von der Rückseite her kann zum zweiten das Injektionsniveau an der Rückseite über einen viel größeren Bereich variiert werden als es bei frontseitiger Beleuchtung möglich ist. Dadurch kann die Abhängigkeit von S_B vom Injektionsniveau untersucht werden. Abb. 2.18 zeigt die Abklingrate τ_j in Abhängigkeit der bias-Beleuchtung. Auf der x-Achse ist die Spannung an der Zelle U_{bias} durch das rückseitige bias-Licht aufgetragen. Diese ist viel kleiner als bei frontseitiger Beleuchtung mit derselben Beleuchtungsstärke, zum einen durch die Generation nahe der Rückseite, zum anderen aber, da das Licht nur durch einen schmalen nicht-metallisierten Streifen in die Zelle eingekoppelt wird.

Eine Abhängigkeit des τ_j von der bias-Beleuchtung läßt sich nur bei einem lokalen BSF beobachten. Solarzellen mit ganzflächigem BSF zeigen keine solche Abhängigkeit. Auch [KUG] konnte an Zellen mit ganzflächigem BSF bei frontseitiger Beleuchtung zeigen, daß τ_j unabhängig vom bias-Licht ist.

Die Abhängigkeit des S_B vom Injektionsniveau läßt sich mit der Abhängigkeit der ORG S_R an der oxidpassivierten Rückseite der Zelle erklären [ABE3].

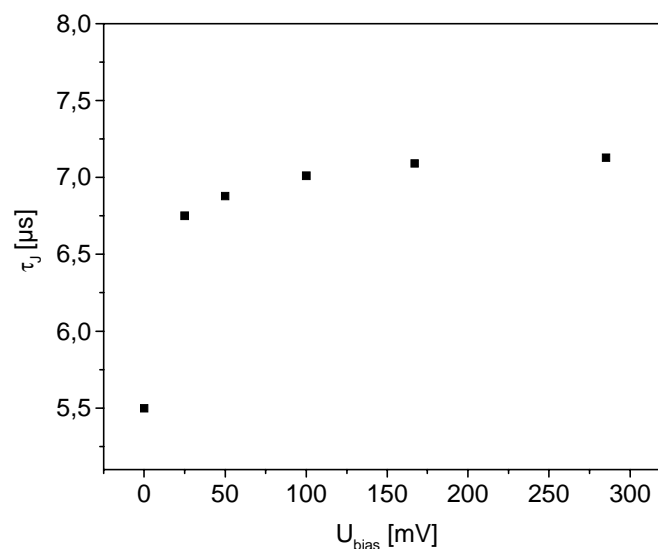


Abb. 2.18: τ_J in Abhängigkeit der durch das rückseitige bias-Licht erzeugten Spannung U_{bias} an der Solarzelle. Man erkennt, daß τ_J mit zunehmender Beleuchtung zunimmt.

Die rückseitige PCVD-Messung ist an bifacialen Solarzellen anwendbar. Aber auch „normale“ Zellen können bei der Herstellung leicht modifiziert werden, um rückseitige Messungen zu ermöglichen. Dabei muß lediglich während des Aufdampfens des Rückkontaktes ein schmaler Streifen (1-2 mm) abgedeckt werden. An dieser nicht-metallisierten Stelle kann das Licht für die Messung eingekoppelt werden. Die in diesem Kapitel vorgestellte Solarzelle wurde auf diese Weise hergestellt. Weitere Ergebnisse von rückseitigen PCVD-Messungen finden sich in Kapitel 3.4.

2.2.7 Texturierte Oberflächen

Die bisher besprochene Theorie der PCVD-Messung ist eindimensional. In diesem Kapitel soll untersucht werden, inwieweit sich die Messung auch zur Charakterisierung von Solarzellen mit texturierter Oberfläche eignet. Hierbei wird unterschieden zwischen Zellen mit mikroskopischer Texturierung, d. h. die Tiefe der Texturierung ist viel kleiner als die Zelldicke, und solchen mit makroskopischer Textur. Ein Beispiel für eine mikrotexturierte Oberfläche ist eine alkalisch texturierte (siehe Kapitel 1.7). Mechanisch V-texturierte Oberflächen stellen bei einer typischen Tiefe der V-Gräben von 50 - 100 μm eine makroskopische Texturierung dar.

Bei mikroskopischer Texturierung wirkt sich die Textur durch ein geändertes Generationsprofil aus. Das Licht wird schräg in die Zelle eingekoppelt. Dies kann durch eine Verkleinerung der Eindringtiefe des Lichts in Richtung senkrecht zur Querschnittsfläche der Zelle beschrieben werden (siehe Kapitel 1.7). Da die fundamentale Mode bei der PCVD-

Messung unabhängig vom Generationsprofil ist, muß die Texturierung in diesem Fall nicht berücksichtigt werden, ganz im Gegensatz zur spectral response-Messung (siehe auch [GLA]). Lediglich die Berechnung höherer Moden ist nur unter Verwendung des genauen Generationsprofils möglich.

Bei makroskopisch texturierten Zellen kann dagegen das Generationsprofil nicht mehr eindimensional beschrieben werden. Abb. 2.19 zeigt das zeitunabhängige Generationsprofil in einem Ausschnitt einer V-texturierten Solarzelle, das von [ZEC2] mit dem Halbleiter-Simulationsprogramm DESSIS berechnet wurde. Die Generationsrate nimmt zu helleren Farben hin zu. Man erkennt die starke Generation bei kleinen Eindringtiefen parallel zur Oberfläche der V-Struktur. Zur Zellrückseite hin wird die Generation ähnlich der einer flachen Zelle. Die innere Struktur in der Generation auf kleinen Größenskalen entsteht durch Reflexionseffekte an der V-Struktur. Licht, das an einem V-Steg reflektiert wird, trifft auf den gegenüberliegenden Steg und kann dort eingekoppelt werden. Dies ist in Form streifenförmiger Bereiche höherer Generation in der Zelle sichtbar.

Insgesamt unterscheidet sich das Generationsprofil stark von dem einer flachen Solarzelle.

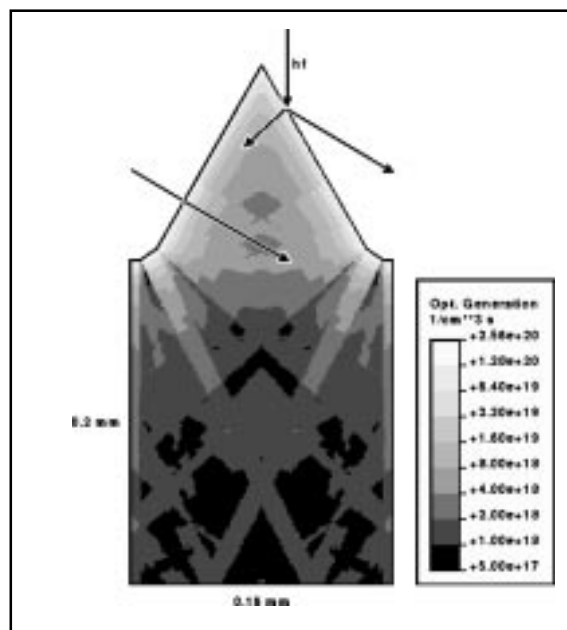


Abb. 2.19: Numerisch berechnetes 2-dimensionales Generationsprofil in der „Einheitszelle“ einer mechanisch V-texturierten Solarzelle (nach [ZEC2]).

Die Ladungsträger-Verteilung kann jedoch auch in zwei Dimensionen mit einer Fourier-Entwicklung gemäß Gl. 2.20 beschrieben werden. Auch in diesem Fall existiert eine fundamentale Mode existieren, die dazu führt, daß der Strom und die Spannung nach einiger Zeit exponentiell abklingen. Dieses Verhalten wurde an V-texturierten Solarzellen experimentell beobachtet. Auch bei diesen klingen Strom und Spannung wie bei flachen Zellen exponentiell ab.

Während zur Berechnung der Abklingraten der höheren Moden des Stroms die exakte zweidimensionale Lösung der Kontinuitätsgleichung berechnet werden müßte, kann bei Beschränkung auf die fundamentale Mode ein einfacherer eindimensionaler Weg beschritten werden. Hierzu muß lediglich eine effektive Dicke der texturierten Zelle bestimmt werden, mittels derer die PCVD-Messung eindimensional ausgewertet werden kann. Physikalisch läßt sich diese effektive Dicke plausibel machen durch die Annahme einer flachen Zelle, die in sehr großem Abstand von der Oberfläche, der sehr viel größer ist als die Strukturierungstiefe der texturierten Zelle, dieselbe Ladungsträger-Verteilung Δn aufweist wie die texturierte Zelle. In ausreichend großem Abstand von deren Oberfläche kann die Ladungsträger-Verteilung annähernd eindimensional betrachtet werden. Die Dicke der entsprechenden flachen Zelle ist die effektive Dicke der makroskopisch texturierten Solarzelle. Diese Vorgehensweise ist erlaubt, da die fundamentale Mode vom Ansatz her an jeder Stelle in der Zelle dieselbe Abklingrate aufweist.

Diese effektive Dicke kann experimentell bestimmt werden. Die Idee dazu ist die folgende: Zwei Solarzellen, von denen die eine eine mechanisch V-texturierte und die zweite eine flache Oberfläche hat, werden identisch prozessiert. Nun soll angenommen werden, daß sich die Diffusionslängen und die ORGs an der Rückseite S_B beider Zellen nicht voneinander unterscheiden. Dann können L_n und S_B der flachen Zelle mit dem in Kapitel 2.3.1 beschriebenen Verfahren unter Einbeziehung der SR bestimmt werden. Die Dicke, die für die texturierte Zelle dasselbe Ergebnis liefert, ist die gesuchte effektive Dicke dieser Zelle. Mit dieser wird aus τ_v der Emitter-Sättigungsstrom berechnet, der sich von dem der flachen Zelle unterscheiden wird.

Diese Methode wird in den Kapiteln 3 und 5 anhand von Messungen detaillierter dargestellt.

2.2.8 Beschreibung des Meßaufbaus

Eine schematische Darstellung des Aufbaus einer PCVD-Meßapparatur zeigt Abb. 2.20. Die Solarzelle wird mit einer gepulsten GaAs- Laserdiode bestrahlt. Die Abklingraten der offenen Klemmenspannung und des Kurzschlußstroms werden mit dem Digital-Oszilloskop gemessen. Der Strom/Spannungswandler regelt die Spannung an der Zelle bei der Messung des Kurzschlußstroms zu 0 V und wandelt den Strom in eine Spannung um, die mit dem Oszilloskop gemessen werden kann. Die Meßkurven werden in einen Computer eingelesen und mit einem in TestPoint erstellten Auswerteprogramm bearbeitet.⁸ Das bias-Licht dient zum einen zur Erfüllung der small-signal-Bedingung bei der Spannungsmessung, zum anderen kann damit das Injektionsniveau, bei dem die Messung erfolgen soll, variiert werden.

⁸ Das Auswerteprogramm wurde von J. Kugler unter Mitwirkung von M. Keil erstellt. R. Glatthaar hat das Programm weiterentwickelt.

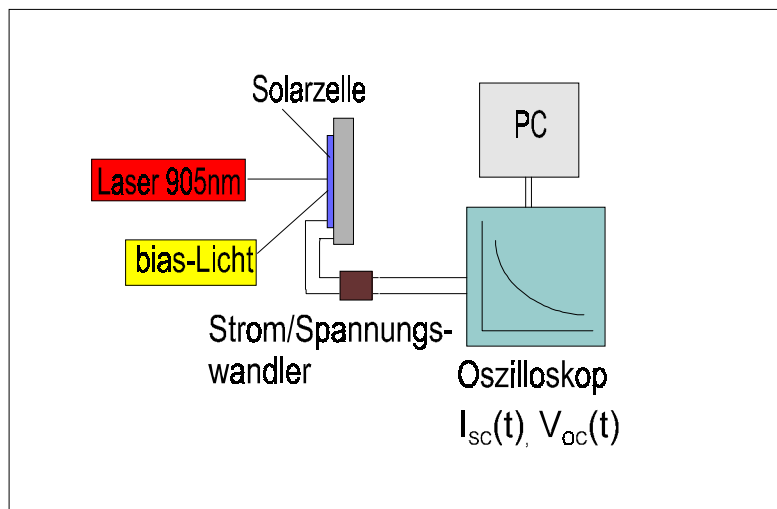


Abb. 2.20: Schematische Darstellung des PCVD-Meßaufbaus nach [KUG].

Ein Foto des Meßaufbaus zeigt Abb. 2.21. Auf der linken Seite ist das Digital-Oszilloskop zu sehen. In der Bildmitte befindet sich ein schwarzes verschließbares Gehäuse, das den Probenstisch mit der Kontaktierungsnaedel umgibt. Die Laserdiode samt Ansterelekttronik und Projektionsoptik ist höhenverstellbar in dem Zylinder untergebracht, der aus dem Deckel des Gehäuses ragt. Durch die Höhenverstellung läßt sich die Größe des Beleuchtungsflecks und damit die Bestrahlungssärke pro Fläche innerhalb des Laserflecks verändern. Ebenfalls im Gehäuse ist eine Halogenlampe als bias-Licht untergebracht. Die Bestrahlungsstärke des bias-Lichts beträgt etwas weniger als eine Sonne.

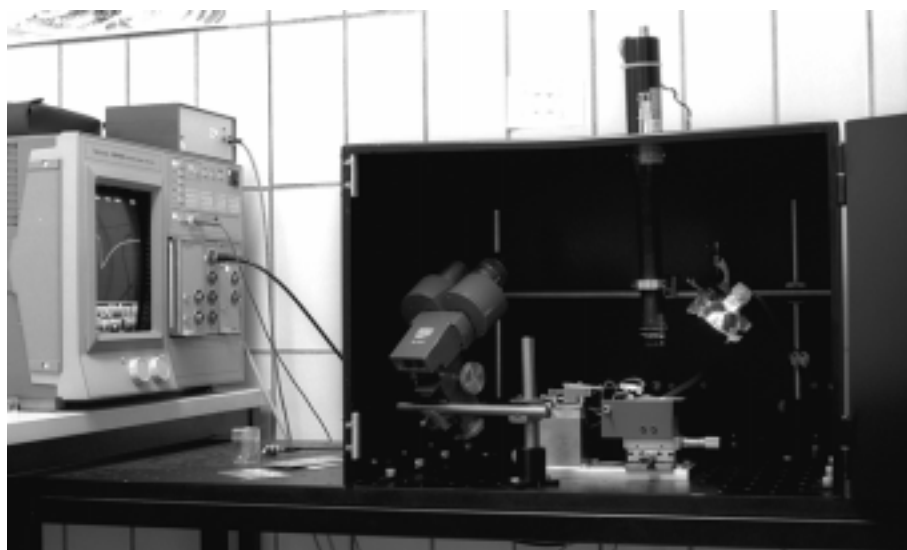


Abb. 2.21: Aufnahme der PCVD-Apparatur. Links ist das Digital-Oszilloskop zu sehen. Im schwarzen Kasten in der Bildmitte befindet sich der Probenstisch mit dem Kontaktierungsarm und dem Strom-Verstärker. Der Laser ist höhenverstellbar über dem Probenstisch angebracht.

Der gesamte Aufbau ist wegen der in Laserklasse IV eingestuften Laserdiode zusammen mit der CV-Meßapparatur in einem separaten Labor untergebracht. Abb. 2.22 zeigt den Probenstisch mit dem Kontaktierungsarm und der Platine des Strom/Spannungswandlers genauer. Der Vakuum-Probenstisch dient zur Kontaktierung des Rückkontaktes der Zelle. Er kann mittels Mikrometerschrauben in x- und y-Richtung gegenüber dem Laserfleck verschoben werden. Die frontseitige Kontaktierung erfolgt mit einer Nadel. Diese ist an einem Arm in x-, y- und z-Richtung präzise verstellbar gelagert. Ein einschwenkbares Mikroskop erlaubt eine genaue Kontaktierung auf einem Gridfinger direkt neben dem Laserfleck. Diese Art des Kontaktierens unterdrückt Schwingungen des Stroms [KUG]. Der Strom/Spannungswandler wandelt den Eingangsstrom 75-fach verstärkt in eine Spannung um, die das Oszilloskop einlesen kann. Er regelt zur Messung des Kurzschlußstroms die Spannung an der Solarzelle zu 0 V und ist in der Lage, bis zu 40 mA ausreichend schnell (etwa in 100 ns) zu verstärken. Weitere Beschreibungen des Meßaufbaus wie auch des Auswerteprogramms finden sich in [KUG] und [GLA].

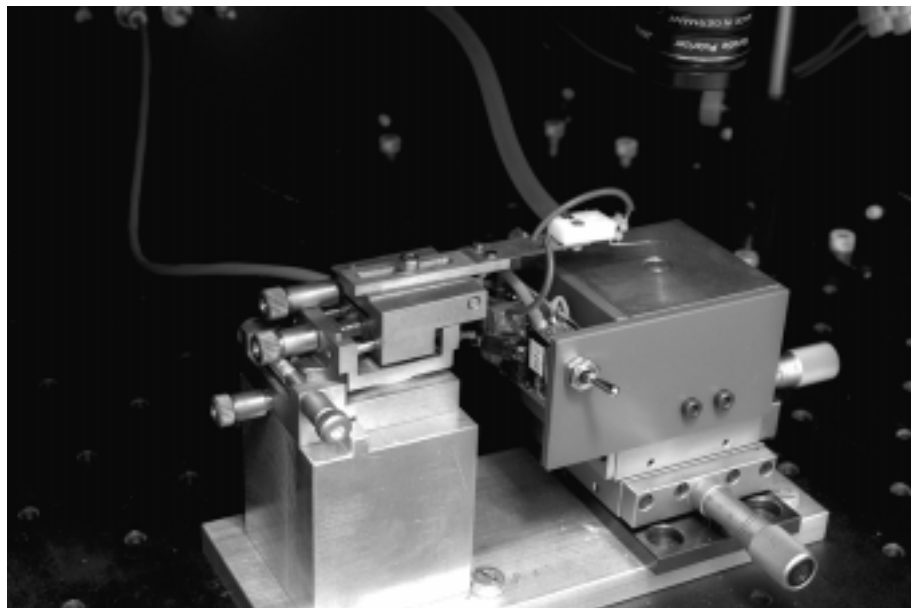


Abb. 2.22: Der Probenstisch mit Kontaktierungsarm und Strom/Spannungswandler im Detail. Die Laseroptik befindet sich direkt über dem Probenstisch.

Statt einem rechteckmodulierten cw-Laser mit einer Eindringtiefe der Strahlung im Bereich der Zelldicke, wie nach den theoretischen Betrachtungen zur PCVD-Messung zunächst angebracht erscheinen mag, wird eine gepulste Laserdiode mit einer Wellenlänge von 905 nm verwendet. Die Eindringtiefe der Strahlung beträgt 31 μm . Die Laserpulse können als gaußförmig mit einer Anstiegs- bzw. Abfallzeit von 100 ns betrachtet werden. Die Pulswiederholfrequenz beträgt 1 kHz. Bei einer Peakleistung von 20 W beträgt die zeitlich gemittelte Laserleistung (unter Annahme eines Rechteckpulses) 4 mW.

Diese Lösung ist sehr viel handlicher und kostengünstiger als der modulierte cw-Laser. [GLA] hat Abklingkurven des Kurzschlußstroms für den Fall der gepulsten Laserdiode mit dem Fall des rechteckmodulierten cw-Lasers verglichen. Sie zeigt, daß die fundamentale Mode bei der diodengepulsten Beleuchtung zwar etwas später auftritt als im anderen Fall, aber nach einigen Mikrosekunden gut gemessen werden kann. Wie erwartet, ist die Abklingrate der fundamentalen Mode in beiden Fällen identisch. Im Fall der rückseitigen Beleuchtung tritt auch bei Beleuchtung mit der Laserdiode die fundamentale Mode schon sehr schnell auf. [WAR1] berechnet die Verteilung der generierten Ladungsträger für beide Arten der Beleuchtung. Er findet bei anfänglich unterschiedlichen Generationsprofilen nach einigen Mikrosekunden identische Ladungsträgerverteilungen. Dies alles rechtfertigt die Verwendung einer gepulsten Laserdiode zur PCVD-Messung.

Das Licht des sehr kurzen Laserpulses generiert Ladungen, die über einen sehr viel längeren Zeitraum zum Strom beitragen. Das Injektionsniveau der Zelle während der Messung kann daher nicht aus der Peakleistung des Lasers, sondern muß aus dem Kurzschlußstrom der Zelle abgeschätzt werden.

Durch die Änderung des Abstands Laseroptik-Probenstück kann die Größe des Beleuchtungsflecks verändert werden. Außerdem reduziert ein aufschraubbarer Graufilter/Polarisationsfiltersatz die Intensität des Laserlichts um einen Faktor 3 - 4.

Tab. 2.1 zeigt für verschiedene Größen des Laserflecks die aus dem Strom der bestrahlten Solarzelle berechnete Bestrahlungssärke im Maximum der Strom-Kurve mit und ohne Verwendung des Filters. Die Messung der fundamentalen Mode geschieht immer bei Strömen, die deutlich kleiner sind als der maximale Strom der Meßkurve. D. h. die Messungen werden immer bei viel kleineren Injektionsniveaus durchgeführt. Bei den meisten Messungen wurde eine Größe des Laserflecks von $0,4 \text{ cm}^2$ verwendet.

Bei der Messung der Strom-Abklingkurve ohne bias-Licht wird das Filter verwendet. Die Bestrahlungsstärke im Maximum ist dann kleiner als eine Sonne. Bei Verwendung des maximalen bias-Lichts bei der Spannungs-Messung muß die Zelle dagegen mit ungefiltertem Laserlicht bestrahlt werden, um ein ausreichend großes Signal zu erhalten. Die Zelle hat dann im Maximum der Abklingkurve ein Injektionsniveau von etwa 3 Sonnen.

Es wurde untersucht, ob in diesem Fall Hochinjektionseffekte bei der Messung eine Rolle spielen, wie von [WAR1] behauptet wird. Dazu wurden Messungen der Spannung bei maximalem bias-Licht und unterschiedlichen Größen des Laserflecks und damit der Bestrahlungsstärke pro Fläche vorgenommen. Bis zum maximalen Injektionsniveau von 3 Sonnen konnten keine Hochinjektionseinflüsse nachgewiesen werden. Das gemessene τ_V ist unabhängig von der Bestrahlungsstärke im Laserfleck.

Größe Laserfleck [cm ²]	Filter	max. Strom [mA]	Bestrahlungsstärke [Sonnen]
0,06	nein	40	20
0,06	ja	10	6
0,4	nein	40	3
0,4	ja	10	< 1
2	ja	40	< 1

Tab. 2.1: Bestrahlungssärke der Solarzelle im Maximum des Strompulses. Die Bestrahlungssärke wurde aus dem Strom der Zelle berechnet.

2.3 Spectral response-Messungen

2.3.1 Kombination von spectral response und PCVD-Messung zur Trennung von L_n und S_B

Eine Trennung der Diffusionslänge L_n und der ORG an der Rückseite S_B ist alleine durch die PCVD-Messung nicht möglich. In diesem Kapitel wird durch Kombination der PCVD- und der spectral response-Messung eine Methode vorgestellt, die diese Separation erlaubt (PCVD/SR-Meßmethode).

Ein numerischer Fit der spectral response-Messung, z. B. mit dem Computerprogramm IQE1D [BRE], [KEL1] ist zwar prinzipiell möglich, hat aber den großen Nachteil, daß sehr viele Anfangsbedingungen vorgegeben werden müssen, die im Allgemeinen nicht bekannt und sehr schwierig zu bestimmen sind, wie z. B. die interne Reflexion der Zelle.

Stattdessen gibt es die einfache Möglichkeit, die reziproke interne Quantenausbeute (IQE) gegen die reziproke Eindringtiefe des Lichts aufzutragen und die Steigung dieser Kurve zu bestimmen („Basore-Fit“, siehe [BAS], [KEL1], [JOO], [WAR2]). Der Kehrwert der so bestimmten Steigung hat die Dimension einer Länge und wird als effektive Diffusionslänge L_{eff} bezeichnet. Bei einer Beschränkung der Betrachtung auf Wellenlängen zwischen 800 und 1000 nm betragen die Eindringtiefen 12 - 160 μm . Die Einflüsse des Emitters sowie der internen Reflexion an der Rückseite der (in der Praxis 250 - 300 μm dicken) Solarzelle auf den Verlauf der IQE sind in diesem Bereich sehr klein. Diese effektive Diffusionslänge hängt dann nur noch von der Diffusionslänge L_n und der ORG an der Rückseite der Zelle S_B ab [BAS]:

$$L_{\text{eff}} = L_n \cdot \frac{\frac{S_B L_n}{D_n} \cdot \tanh\left(\frac{W_B}{L_n}\right) + 1}{\frac{S_B L_n}{D_n} + \tanh\left(\frac{W_B}{L_n}\right)}. \quad (2.31)$$

Eingabeparameter sind lediglich die Dicke der Basis W_B sowie die Diffusionskonstante D_n , genau dieselben wie bei der PCVD-Messung. Gl. 2.31 kann nun nach S_B aufgelöst werden:

$$S_B = D_n \cdot \left(\frac{1 - \frac{L_{\text{eff}}}{L_n} \cdot \tanh\left(\frac{W_B}{L_n}\right)}{L_{\text{eff}} - L_n \cdot \tanh\left(\frac{W_B}{L_n}\right)} \right). \quad (2.32)$$

Durch die Bestimmung von L_{eff} aus der spectral response-Messung läßt sich somit, wie auch schon bei der PCVD-Messung, ein Parameter-Plot $S_B(L_n)$ angeben. Für die oben bereits betrachteten Zellen 14 und 18 ist dieses Ergebnis in Abb. 2.23 gezeigt. Den Fehlergrenzen (dünne durchgezogene Linien) liegt eine Unsicherheit von 5 % für L_{eff} zugrunde. [KEL1] gibt für die spectral response-Meßapparatur einen Meßfehler der IQE von 2 - 3 % an. Der Fehler durch die Streuung der Datenpunkte beim linearen Anfitten der reziproken IQE ist in der Regel kleiner als 2 %. [BAS] gibt bei vergleichbarer Meßgenauigkeit der spectral response-Messung eine Ungenauigkeit des auf diese Weise bestimmten L_{eff} von 5 % an. Diese Streuung wird im folgenden für die gemessenen L_{eff} -Werte angenommen. Die Unsicherheiten in der Bestimmung von W_B und D_n sind dagegen, wie schon oben diskutiert wurde, vernachlässigbar.

[KEL2] zeigt, daß die Theorie des „Basore-Fit“ nicht ganz exakt ist. Berechnet man die Anteile der IQE der Basis und des Emitters einer Solarzelle mit dem Computerprogramm IQE1D, so zeigt sich, daß der Emitter und die RLZ bei einer Wellenlänge von 800 nm noch einen deutlichen Anteil zur IQE beitragen. Außerdem ist die Herleitung von Gl. 2.31 nicht ganz exakt. Die interne Reflexion der Zelle darf nicht völlig vernachlässigt werden. Interessanterweise beschreibt der „Basore Fit“ im angegebenen Wellenlängenbereich in der Praxis die IQE doch recht gut, da sich beide Vernachlässigungen größtenteils gegenseitig aufheben [KEL2]. Dies zeigt sich nicht zuletzt durch die gute Linearität der $\text{IQE}^{-1}(\alpha^{-1})$ -Kurve. Die Bestimmung von L_{eff} durch den „Basore-Fit“ ist also in der Praxis gerechtfertigt.

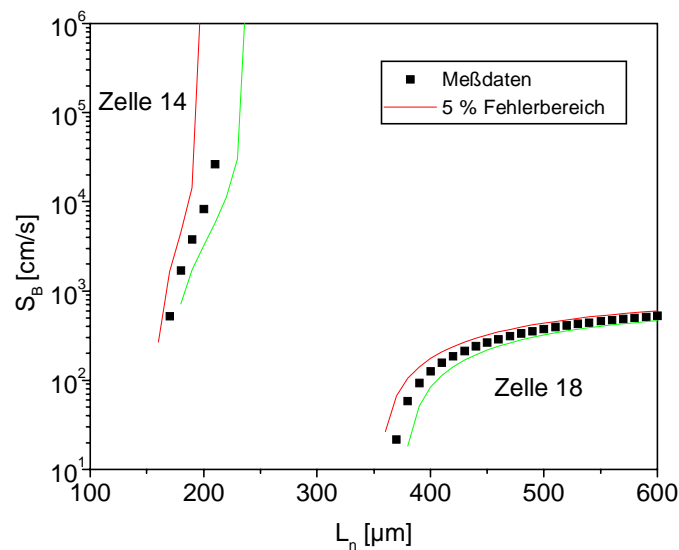


Abb. 2.23: $S_B(L_n)$ -Kurven für zwei Solarzellen (14 und 18), die sich aus dem „Basore-Fit“ der IQE ergeben. Die Datenpunkte sind aus der Messung erhalten, die dünnen Linien geben die Unsicherheit der Kurven für einen Meßfehler von L_{eff} von 5 % an.

Schließlich können die Parameter-Kurven $S_B(L_n)$ der spectral response- und der PCVD-Messung kombiniert werden: Beide Messungen ergeben unterschiedlich verlaufende Parameter-Kurven. Der Schnittpunkt der Kurven gibt die gesuchten Werte S_B und L_n an (siehe auch [BIT2]). Der Einfluß der Fehlerbereiche auf die Genauigkeit der Bestimmung des Schnittpunktes der Kurven hängt größtenteils vom Schnittwinkel ab. Wie sich die Kurven schneiden, bestimmen die Parameter der Solarzelle. Ein Schnittpunkt muß aber immer existieren, sonst liegt ein Meßfehler vor.

Abb. 2.24 zeigt das Ergebnis aus PCVD- und spectral response-Messung für die Zelle 14 und Abb. 2.25 die entsprechenden Graphen für die Zelle 18. Die Datenpunkte geben das Meßergebnis, die dünn gezeichneten Linien die Fehlergrenzen an. Man erkennt, daß sich die Parameterbereiche der beiden Messungen unter einem erfreulich großen Winkel schneiden. Die Fehlergrenzen lassen noch eine recht genaue Bestimmung der Diffusionslänge und der ORG an der Rückseite zu.

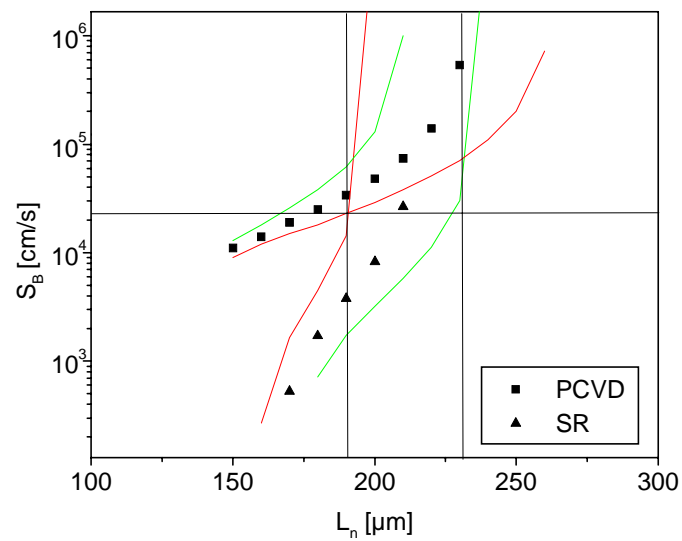


Abb. 2.24: Parameter-Kurven $S_B(L_n)$ aus der PCVD- und der spectral response-Messung für Zelle 14. Der Schnittpunkt der Kurven gibt die Diffusionslänge L_n und in diesem Fall eine untere Grenze für die ORG an der Rückseite S_B der Zelle an. Die Datenpunkte ergeben sich aus den Meßergebnissen. Dünn eingezeichnet sind die Fehlergrenzen der Messungen.

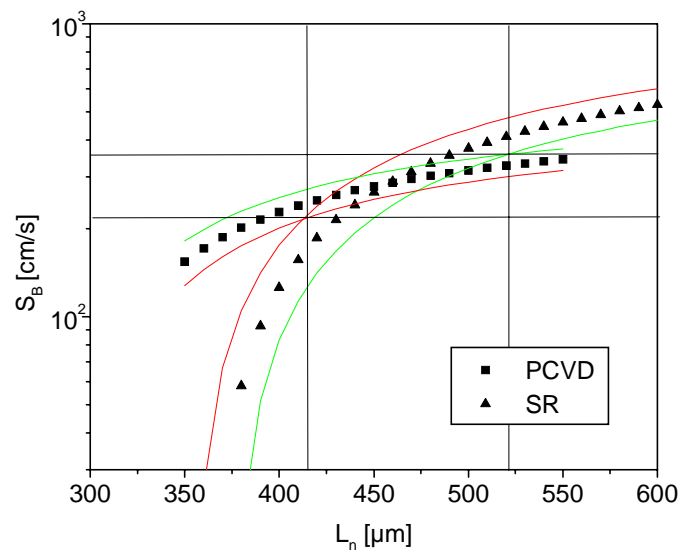


Abb. 2.25: Entsprechendes Ergebnis für Zelle 18. Zelle 18 weist eine viel größere Diffusionslänge und eine deutlich kleinere ORG S_B auf.

Das Ergebnis lautet für die Zelle 14:

Diffusionslänge $L_n = 210 +20/ -20 \mu\text{m}$

ORG an der Rückseite $S_B > 2 \cdot 10^4 \text{cm/s}$.

Die Diffusionslänge läßt sich recht genau angeben. Bei großen Werten von S_B sind beide Messungen nicht empfindlich. Es kann daher in diesem Fall nur eine untere Schranke für S_B bestimmt werden.

Für Zelle 18 läßt sich ablesen:

Diffusionslänge $L_n = 460 +60/ -40 \mu\text{m}$

ORG an der Rückseite $S_B = 300 +40 -70 \text{cm/s}$.

In diesem Bereich sind beide Messungen sehr empfindlich. Beide Werte lassen sich daher ziemlich genau bestimmen.

Die so bestimmten Werte für L_n und S_B können als Eingabeparameter der Spannungs-Decay-Auswertung zur Bestimmung des Emitter-Sättigungsstroms verwendet werden (Kapitel 2.2.5). Die Kombination des „Basore-Fits“ der IQE und der PCVD-Messung (PCVD/SR-Methode) erlaubt die Bestimmung der drei wichtigen Rekombinationsparameter einer Solarzelle: Diffusionslänge, ORG an der Rückseite S_B und Emitter-Sättigungsstrom J_{0E} . Außer den Meßwerten müssen nur die Dicke der Basis W_B und die Diffusionskonstante D_n bestimmt werden. Diese lassen sich über die Zelldicke und den spezifischen Widerstand recht leicht angeben. Die Ungenauigkeit des Meßergebnisses hängt daher nur noch von der Genauigkeit der PCVD- und der spectral response-Messung selbst ab.

Bisherige Veröffentlichungen zur Bestimmung dieser Meßgrößen an Solarzellen kommen nicht ohne aufwendige Fits und mit entsprechend vielen schlecht bekannten Ausgangsparametern aus (siehe z. B. zur Auswertung der spectral response-Messung [TUO]). Arbeiten zur PCVD-Messung ([WAR1], [ROS1], [ROS2], [ROS3]) setzen sich hauptsächlich mit dem Meßprinzip an sich auseinander. Die PCVD-Messung als praktisch anwendbare Möglichkeit der Standard-Charakterisierung von Solarzellen wurde dort noch nicht vorgestellt.

In den Kapiteln 3 und 5 wird die Anwendung der kombinierten PCVD/SR-Messung für die Charakterisierung unterschiedlicher Solarzellen dargestellt.

2.3.2 Spectral response Untersuchungen an rückseitig beleuchteten Solarzellen

Beleuchtet man eine bifaciale Solarzelle von der Rückseite, werden die meisten Ladungsträger weit entfernt vom pn-Übergang generiert. Der Strom hängt empfindlich von der Diffusionslänge und der ORG an der Rückseite S_B ab. Der Emitter übt keinen Einfluß auf die rückseitig gemessene IQE aus. Dafür bestimmt S_B den Verlauf der IQE im gesamten Bereich der Wellenlänge [WAW]. Eine spectral response-Messung unter rückseitiger Beleuchtung reagiert daher empfindlicher auf S_B als bei normaler Beleuchtung von der Frontseite.

Abb. 2.26 zeigt die berechnete rückseitige interne Quantenausbeute für eine Solarzelle mit einer Diffusionslänge von $210\ \mu\text{m}$ und einer Dicke von $255\ \mu\text{m}$ für verschiedene Werte von S_B . Man erkennt einen sehr starken Einfluß der ORG an der Rückseite S_B sowohl auf die Höhe des Peaks bei $1000\ \text{nm}$ als auch auf die (annähernd konstante) IQE bei kurzen Wellenlängen. Die Messung reagiert sehr empfindlich auf kleine Werte von S_B .

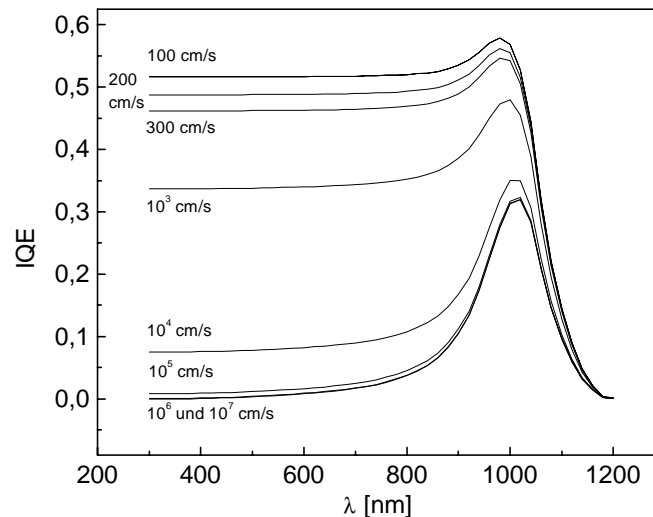


Abb. 2.26: Spectral response bei rückseitiger Beleuchtung für verschiedene ORGs S_B . Die zugrundegelegte Diffusionslänge beträgt $210\ \mu\text{m}$.

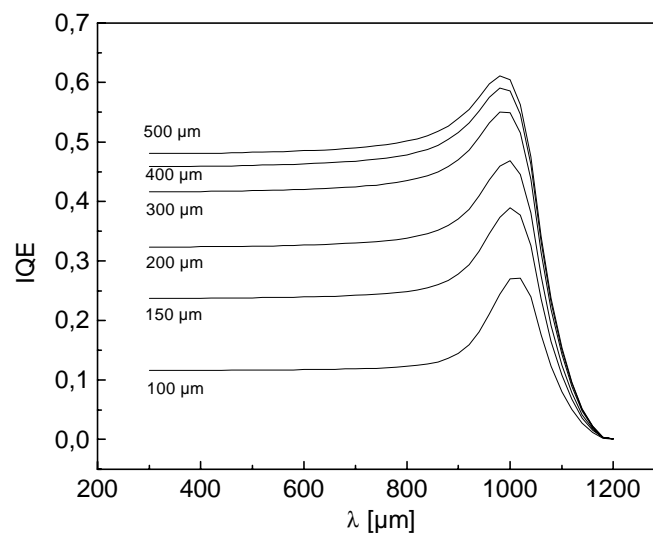


Abb. 2.27: Auswirkung der Diffusionslänge auf die rückseitige spectral response-Messung. Die ORG an der Rückseite S_B beträgt $10^3\ \text{cm/s}$.

Die drei Kurven mit $S_B = 100, 200$ und 300 cm/s lassen sich gut voneinander unterscheiden. Dagegen lassen sich Werte $S_B > 10^5$ cm/s, wie auch bei der PCVD-Messung, nicht voneinander trennen.

Die Abhängigkeit der rückseitigen IQE von der Diffusionslänge L_n zeigt Abb. 2.27. Die Rückseiten-Rekombinationsgeschwindigkeit S_B beträgt 10^3 cm/s. Die IQE hängt stark von der Diffusionslänge ab. Auch kleine Diffusionslängen, die deutlich kleiner sind als die Zelldicke, lassen sich noch gut voneinander unterscheiden.

Zur Messung der rückseitigen spectral response müssen die Zellen von der Rückseite beleuchtet werden können. Dies ist bei bifacialen Solarzellen möglich. Aber auch die bereits in Kapitel 2.2.6 beschriebenen Zellen mit nicht metallisiertem Streifen auf der Rückseite sind zur rückseitigen spectral response-Untersuchung geeignet. Abb. 2.28 zeigt die gemessenen rückseitigen internen Quantenausbeuten zweier auf diese Weise hergestellten Zellen. Beide Zellen haben ein ganzflächiges BSF. Zelle 16 weist eine größere Diffusionslänge auf als Zelle 14.⁹ Zur Berechnung der internen Quantenausbeute aus der externen müssen die Reflexion der bestrahlten Oberfläche und die Abschattungsverluste durch die Metallisierung bekannt sein. Die Reflexion wurde anhand einer Probe gemessen, die ein identisch prozessiertes ganzflächiges BSF ohne weitere Metallisierung besitzt. Die Abschattung durch die Metallisierung wird durch die Breite des nicht metallisierten Streifens und die Dimension des Beleuchtungsflecks bestimmt. Weiterhin ist zu beachten, daß Ladungsträger, die in einem Abstand zum Metallkontakt generiert werden, der kleiner ist als die Zelldicke, nicht zum Strom beitragen [ABE1]. Die Abschattung wurde damit zu 25 % abgeschätzt.

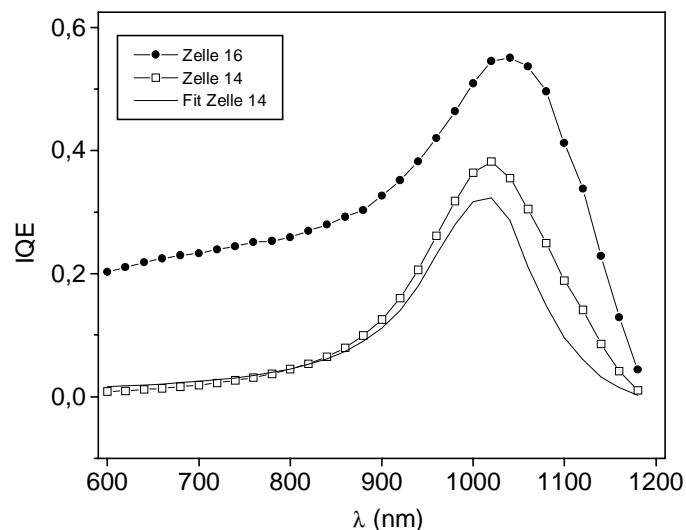


Abb. 2.28: Rückseiten-spectral response-Messungen der Zellen 14 und 16. Zelle 16 hat eine größere Diffusionslänge als Zelle 14 bei ähnlichem S_B . Zusätzlich eingezeichnet ist die berechnete IQE mit den oben bestimmten Daten von Zelle 14.

Bei der Berechnung der IQE kann nun der durch die Integration der IQE berechnete Kurzschlußstrom mit dem unter dem Sonnensimulator gemessenen geeicht werden [KEL1]. Die Korrektur liegt hierbei bei einigen Prozent.

Zusätzlich ist in Abb. 2.28 die mit den aus der PCVD/SR-Messung bestimmten Parametern von Zelle 14 berechnete rückseitige IQE eingezeichnet. Eine recht gute Übereinstimmung mit der gemessenen IQE ist erkennbar. Die verbleibende Abweichung bei sehr großen Wellenlängen läßt sich weder durch Variation der Diffusionslänge noch durch eine Änderung der ORG S_B reduzieren. Sie hängt letztlich von der internen Reflexion an der Vorderseite ab, die nicht bekannt ist. Dagegen wirkt sich eine Absorption im BSF auf den kurzwelligen Bereich aus, deswegen ist in Abb. 2.28 nur der Bereich der Messung ab einer Wellenlänge von 600 nm gezeigt. Die beste Übereinstimmung von Messung und Fit ergibt sich für $L_n = 210 \mu\text{m}$ und $S_B = 10^5 \text{ cm/s}$.

Die rückseitige spectral response-Messung ist eine sinnvolle Ergänzung zur vorderseitigen PCVD/SR-Messung. Erlaubt diese doch eine unabhängige, empfindliche Überprüfung der gewonnenen Ergebnisse. Der Empfindlichkeitsbereich beider Messungen unterscheidet sich kaum. Das Ergebnis der rückseitigen spectral response-Messung hängt aber bei genauer Betrachtung von schwer zu bestimmenden Größen, wie der internen Vorderseiten-Reflexion und der Absorption im BSF ab.

Eine Eingrenzung des Fehlerbereichs der PCVD/SR-Messung ist daher im Allgemeinen nicht möglich. Eine weitere Einschränkung besteht in der Notwendigkeit, Solarzellen mit einem Fenster auf der Rückseite herzustellen, wenn keine bifacialen Zellen zur Verfügung stehen.

Kurze Zusammenfassung:

Mit der PCVD/SR-Messung wurde eine Methode entwickelt, die die Bestimmung der Diffusionslänge, der ORG an der Rückseite und des Emitter-Sättigungsstroms an fertigen Solarzellen erlaubt. Die Meßgrößen für diese Methode sind dabei die Abklingraten des Kurzschlußstroms und der offenen Klemmenspannung aus der PCVD-Messung sowie die effektive Diffusionslänge aus dem „Basore-Fit“ der IQE. Weiterhin müssen nur die Dicke der Basis und die Diffusionskonstante D_n bekannt sein.

Die Hauptvorteile der PCVD/SR-Messung sind zum einen die Möglichkeit, fertige Solarzellen zu charakterisieren, und zum anderen, daß nur leicht zu messende Größen zur Auswertung nötig sind.

⁹ Die Solarzelle 16 wird in Kapitel 3 näher beschrieben.

3 Oberflächenpassivierung durch thermische Oxide

3.1 Eigenschaften thermisch gewachsener Oxidschichten

3.1.1 Oxidwachstum

Die Siliziumoberfläche oxidiert an einer sauerstoffhaltigen Atmosphäre zu Siliziumdioxid (SiO_2). Dieser Oxidationsprozeß beschleunigt sich sehr stark mit steigender Temperatur. Thermische Oxide mit einer Dicke von 10 - 100 nm können bei Temperaturen von 800° bis 1000° unter einer O_2 -Atmosphäre in etwa einer Stunde wachsen. Die Oxidschicht wächst bei diesem Prozeß um das 0,45-fache ihrer Dicke in das Silizium hinein [ABE1]. Zum einen durch dieses Hineinwachsen des Oxides in oberflächenferne, ungestörte Bereiche des Festkörpers, zum anderen durch die Eigenschaft, freie Silizium-Bindungen abzusättigen, eignet sich das SiO_2 vorzüglich zur Passivierung der Silizium-Oberfläche.

Zunächst wird das Oxidwachstum behandelt. Bei der Oxidation findet bei noch dünnen, für O_2 -Moleküle durchlässigen Schichten ein oberflächendominiertes Wachstum statt. Bei dickeren SiO_2 -Schichten muß der Sauerstoff durch die schon gebildete Schicht hindurchdiffundieren, die Oxidationskinetik ist durch die Diffusion bestimmt [KAT].

Dies drückt sich in einem linear-parabolischen Wachstumsgesetz für eine SiO_2 -Schicht aus [DEA]:

$$t - t_0 = \frac{1}{k_{\text{lin}}}(d - d_0) + \frac{1}{k_{\text{par}}}(d^2 - d_0^2) . \quad (3.1)$$

Hierbei ist d die Oxiddicke nach der Zeit t , d_0 ist die Dicke eines Anfangsoxids, das schon zur Zeit t_0 , zu Beginn der Oxidation, vorhanden ist. Bei Oxiddicken kleiner als $1 \mu\text{m}$ dominiert dabei das lineare, bei größeren Dicken das parabolische Verhalten.

[IRE1] und [MAS] zeigen, daß (3.1) nur für das Wachstum von Schichten ab einer Dicke von 30 - 40 nm gültig ist. Dünnere Oxide wachsen dagegen linear [IRE2] nach:

$$d = k(t - t_0) + d_0 . \quad (3.2)$$

Zur experimentellen Untersuchung des Wachstums thermischer SiO₂-Schichten wurden Silizium-Proben bei unterschiedlichen Temperaturen und unter verschiedenen Bedingungen oxidiert. Eine typische thermische Oxidation verläuft in folgenden Schritten:

Reinigung der Wafer (H₂SO₄+H₂O₂, HF-Dip)
 Beladen des Ofens unter N₂-Atmosphäre
 Aufheizen auf die Oxidationstemperatur unter N₂-Atmosphäre
 Oxidation unter O₂-Atmosphäre
 Anneal unter Ar-Atmosphäre bei der Oxidationstemperatur
 Abkühlen unter N₂-Atmosphäre
 Entladen des Ofens unter N₂-Atmosphäre.

Tab. 3.1 zeigt das Ergebnis der Untersuchung. Die Temperatur und die Oxidationszeit beziehen sich auf die eigentliche Oxidation. Die Oxidation erfolgte unter reinem O₂-Gas oder unter Zusatz von Trichlorethan („+TCA“). Das TCA setzt Chlor-Radikale frei, die Verunreinigungen, vorwiegend Alkali-Atome, binden und somit eine reinigende Wirkung hervorrufen. Weiterhin erfolgt die Oxidation beschleunigt [BHA]. Als Proben dienten p-dotierte Siliziumscheiben mit einer Dotierung von 10¹⁶ cm⁻³ und einer (100)-Oberfläche. Einige Proben wurden vor der Oxidation Phosphor-dotiert (Bezeichnung „auf Emitter“ in Tab. 3.1), so daß das Oxid in eine n-dotierte Schicht mit einer P-Konzentration an der Oberfläche von etwa 10²⁰ cm⁻³ aufgewachsen ist. Das Oxidwachstum ist dotierungsabhängig [KAT]. Ab einer Oberflächen-Phosphorkonzentration von etwa 10²⁰ cm⁻³ findet ein schnelleres Wachstum des Oxids statt. Weiterhin wächst ein Oxid etwa 20 - 30 % schneller auf einer (111)-Oberfläche als auf einer (100)-Fläche [ABE1].

Temperatur [°C]	Oxidationszeit [min]	weitere Angaben	Oxiddicke [nm]	k [nm/min]
800	10	-	3,8	0,38
900	15	-	10,5	0,7
900	15	auf Emitter	11,2	0,75
900	15	+TCA auf Emitter	13,4	0,89
900	60	auf Emitter	20,2	0,34
1000	120	-	82,2	0,69
1000	120	auf Emitter	104,4	0,87

Tab. 3.1: Ellipsometrisch gemessene Dicken thermisch gewachsener Oxidschichten. „TCA“ bedeutet Oxidation unter Zusatz von Trichlorethan. Der Wachstumsparameter *k* wird im Text erläutert.

Tab. 3.1 enthält schließlich die ellipsometrisch bestimmte Oxiddicke. Die Genauigkeit der Messung beträgt $\pm 0,2$ nm. Der Wachstumskoeffizient k wurde unter der Annahme $d_0 = 0$ nach dem linearen Wachstumsgesetz (Gl. 3.2) berechnet.

Qualitativ zeigt der Wachstumsparameter für die verschiedenen Oxide das erwartete Verhalten. Auf einem stark dotierten Emitter wächst das Oxid etwas schneller als auf einer schwächer dotierten Probe. Auch der Zusatz von TCA beschleunigt das Oxidwachstum. Der Wachstumsparameter steigt mit steigender Oxidationstemperatur stark an.

Tab. 3.2 enthält Wachstumsparameter aus der Literatur nach [IRE2].

Temperatur [°C]	k_{lin} [nm/min] nach Gl. 3.1	k [nm/min] nach Gl. 3.2
780	0,057	0,056
893	0,22	0,28
980	0,77	0,89

Tab. 3.2: Wachstumsparameter nach [IRE2] nach dem linear-parabolischen Wachstumsgesetz (Gl. 3.1) (mittlere Spalte) und nach dem rein linearen Gesetz (Gl. 3.2) (rechts) in Abhängigkeit der Oxidationstemperatur.

Die gemessenen Wachstumsparameter für 1000°C und für 900°C bei der Oxidation mit einer Dauer von 60 min stimmen dabei recht gut mit den Werten in Tab. 3.2 überein. Die dünneren Oxide aus Tab. 3.1 zeigen dagegen ein deutlich stärkeres Wachstum. Diese Abweichung kann entweder durch das Vorhandensein einer natürlichen Oxidschicht mit der Dicke $d_0 > 0$ erklärt werden, die in der Berechnung von k vernachlässigt wurde. Es erscheint plausibel, daß während der Zeitspanne von etwa 10 min, die zwischen dem HF-Dip der Reinigung und dem Beladen des Ofens verstreicht, eine dünne Oxidschicht wächst. Oder aber kleine Reste von Wasser auf den Proben führen zu einem beschleunigten Oxidwachstum am Anfang der Oxidation [KAT].

3.1.2 CV-Messungen

Im folgenden werden die passivierenden Eigenschaften thermischer Oxidschichten untersucht. Hierzu wurden MOS-Proben hergestellt (siehe Kapitel 2.1) und mittels der quasistatisch/hochfrequenter CV-Messung die Störstellendichte D_{it} und die feste Oxidladung Q_f bestimmt.

Eine typische Meßkurve zeigt Abb. 3.1. Die gepunktete Kurve zeigt den Verlauf der Kapazität bei der quasistatischen Messung C_{QS} . Die Kapazität durchläuft ein Minimum im Verarmungsbereich der Grenzfläche und nimmt mit negativer Gatespannung wieder zu. Dagegen steigt die hochfrequente Kapazität C_{HF} (durchgezogene Kurve) im Inversionsbereich (negative Gatespannung) nicht wieder an, da Minoritätsträger und Störstellen von der

Hochfrequenz nicht gemessen werden können. Aus der Differenz der beiden Kapazitäten im Verarmungsbereich läßt sich die Grenzflächen-Störstellendichte D_{it} bestimmen. Aus der Flachbandspannung V_{FB} kann die feste Oxidladung Q_f berechnet werden (siehe Kapitel 2.1).

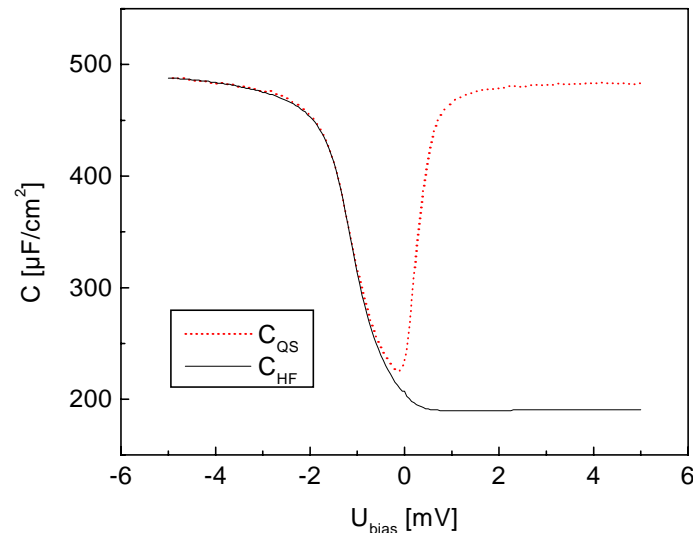


Abb. 3.1: CV-Kurve eines dickeren thermischen Oxids. Die gepunktete Kurve zeigt die quasistatisch gemessene Kapazität C_{QS} , die durchgezogene Kurve die bei einer Frequenz von 1 MHz gemessene Kapazität C_{HF} .

Das Oxid wurde 60 min bei einer Temperatur von 1000°C unter Zusatz von TCA oxidiert und im Anschluß 60 min in Ar annealed. Aus der CV-Messung lassen sich folgende Oxidparameter bestimmen:

Oxiddicke: $d = 70 \text{ nm}$

Grenzflächen-Störstellendichte in der Bandmitte: $D_{it} = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$

feste Ladungsdichte: $Q_f = 1,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.¹⁰

Die Dicke von 70 nm liegt im Bereich der Dicke einer Antireflexschicht (95 nm bei einem Brechungsindex von 1,46 für SiO_2). Solch dicke thermische Oxide finden bei der Prozessierung von Hochleistungssolarzellen Verwendung. Das passivierende Oxid dient dabei gleichzeitig als Antireflexschicht [ZHA], [KIE2].

Die gemessenen Oxidparameter entsprechen denen vergleichbarer, hochwertiger thermischer Oxidschichten [ABE2].

Zur Berechnung der ORG aus der Grenzflächen-Störstellendichte und der festen Oxidladung müssen zunächst die Ladungsträgerdichten n und p an der Silizium-Oberfläche bestimmt werden [ABE3]. Diese hängen von der Bandverbiegung an der Oberfläche und damit von der

¹⁰ Die Oxidparameter wurden durch eine unabhängige CV-Charakterisierung von S. Glunz am ISE, Freiburg bestätigt.

festen Oxidladung Q_f ab. Mit den so gewonnenen Werten für n und p und der Störstellendichte D_{it} kann mit der SRH-Formel (Gl. 2.1) die Rekombinationsrate bestimmt werden. Die ORG erhält man nach Gl. 1.1 in Abhängigkeit des Injektionsniveaus Δn . [ABE1] hat auf diese Weise mit einem iterativen Verfahren die ORG in Abhängigkeit des Injektionsniveaus und der festen Oxidladung berechnet. Für vergleichbare Oxidparameter - wie oben gemessen - und ein Injektionsniveau von 10^{13} cm^{-3} findet man eine ORG $S = 40 \text{ cm/s}$.

In vielen Fällen dient das thermische Oxid nur zur Passivierung der Frontseite einer Solarzelle. Eine auf das Oxid abgeschiedene Antireflexschicht darf durch das Oxid in ihrer Wirkung nicht beeinträchtigt werden. Darum sollte das Oxid möglichst dünn sein. Ein Oxid mit einer Dicke von etwa 10 nm beeinträchtigt die Antireflexwirkung einer Schicht mit einem höheren Brechungsindex nicht. Um die passivierenden Eigenschaften eines solch dünnen Oxids zu untersuchen, wurde eine Oxidschicht bei 900° C mit 15 min Oxidationsdauer und 15 min Ar-Anneal hergestellt und CV-Messungen durchgeführt.

Das Ergebnis der Messung ist:

Oxiddicke: $d = 11 \text{ nm}$

Grenzflächen-Störstellendichte in der Bandmitte: $D_{it} = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$

festen Ladung: $Q_f = -7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Die feste Oxidladung ist in diesem Fall negativ. Negative Oxidladungen wurden auch bei anderen ähnlich dünnen Oxiden gemessen.

Die Störstellendichte dieses sehr dünnen Oxids ist vergleichbar niedrig wie beim dickeren Hochleistungsoxid. [FUK] untersucht sehr dünne Oxidschichten, die in einem Infrarot-Ofen oxidiert wurden, und findet einen Anstieg der Grenzflächen-Störstellendichte mit abnehmender Dicke bei Oxiden, die dünner als etwa 7 nm sind. [KOP2] untersucht die passivierenden Eigenschaften von Oxiden mit 14 - 80 nm Dicke und findet keine Abhängigkeit der Passivierung von deren Dicke.

Beim Aufdampfen der Aluminium-Gate-Kontakte auf die MOS-Proben in der Elektronenstrahl-Aufdampfanlage (E-gun) entsteht ionisierende Strahlung, die Defekte in der Grenzfläche zwischen Oxid und Silizium induziert. Diese vergrößern die Grenzflächen-Störstellendichte D_{it} . Die Schädigung läßt sich auf die Injektion von Elektronen in das Leitungsband des Oxids zurückführen. Hierbei wird die Grenzfläche aufgeladen und es bilden sich Defekte [LEG1]. Diese Injektion können Photonen mit einer Energie von mindestens 3,2 eV auslösen.

Durch einen Annealing-Schritt der fertig kontaktierten Probe in Ar/H-Gas werden diese Defekte vollständig ausgeheilt [FÜS], [KOP1], [KOP2]. Die MOS-Proben werden daher vor der Messung 400° C 20 min unter Ar/H getempert. Bei diesem Schritt diffundiert Wasserstoff in die Grenzschicht und sättigt dort freie Bindungen ab. [ABE1] zeigt, daß bei MOS-Proben mit Aluminium-Gate-Kontakten diese Passivierung unabhängig ist von der Gaszusammensetzung. Spuren von Wasserdampf in der Anneal-Atmosphäre oder in der Oxidschicht können den Aluminiumkontakt oxidieren und dabei atomaren Wasserstoff freisetzen, der die Grenzfläche

passiviert („Alneal“). Durch diesen „Alneal“-Schritt ändert sich auch die feste Ladung im Oxid. Tab. 3.3 zeigt mittels CV-Messungen bestimmte feste Ladungen in dünnen Oxidschichten vor und nach einem „Alneal“-Schritt.

Oxiddicke [nm]	Q_f vor Anneal [10^{11} cm^{-2}]	Q_f nach Anneal [10^{11} cm^{-2}]	Oxidation
10	3	-7	O ₂
12	8	-3	O ₂ + TCA
11	7	-1	O ₂

Tab. 3.3: Einfluß eines „Alneals“ auf die feste Oxidladung Q_f bei sehr dünnen Oxiden. Nach dem „Alneal“ ist die feste Ladung negativ.

Man erkennt, daß sich bei allen drei Oxiden negative feste Ladungen Q_f bilden, auch wenn vor dem „Alneal“ die feste Ladung positiv war. Dieses Verhalten ist unabhängig davon, ob die Oxidation trocken oder unter Zusatz von TCA erfolgte.

Bei dickeren Oxiden wurden dagegen stets positive feste Oxidladungen beobachtet.

[VIT] beobachtet eine Abnahme der festen positiven Ladung durch einen Formiergas-Anneal. Die feste Ladung ist auch nach dem Anneal noch positiv. Die Untersuchung beschränkt sich aber auf Oxide, die dicker als 25 nm sind.

3.2 Herstellung von Solarzellen mittels Fotolithografie

Kristalline Silizium-Solarzellen wurden auf zwei unterschiedliche Arten hergestellt. Die Kontaktierung kann entweder mittels Fotolithografie definiert und aufgedampft oder mittels Siebdruck aufgebracht werden. Der Siebdruck-Prozeß ist ein schneller kostengünstiger Prozeß, der auch bei den meisten industriell gefertigten Solarzellen angewandt wird. Siebgedruckte Solarzellen werden in Kapitel 5 behandelt. In diesem Abschnitt wird die Herstellung von Solarzellen mittels Fotolithografie beschrieben. Der im Vergleich zum Siebdruck aufwendigere Fotolithografie-Prozeß bietet einige Vorteile:

1. Die Reproduzierbarkeit ist sehr hoch und damit die Streuung der Solarzellen-Parameter klein. Es ist gut möglich, den Einfluß einzelner Prozeßparameter anhand unterschiedlich prozessierter Solarzellen durch Vergleich der Daten einzelner Zellen miteinander zu untersuchen.
2. Durch die Verwendung von aufgedampftem Titan als Haftvermittler unter der Frontmetallisierung kann wegen dessen kleiner Austrittsarbeit auch auf einer schwächer dotierten Emitter-Oberfläche ein ohmscher Kontakt erzielt werden, als es beim Siebdruck möglich ist [GOE], [TOE].
3. Es können sehr viel feinere Metallfinger hergestellt werden als beim Siebdruck.

4. Selektive Emitter und lokale back-surface-fields sind standardmäßig herstellbar. Damit ergibt sich die Möglichkeit, Hochleistungs-Solarzellen zu prozessieren.
5. Durch die Verwendung eines thermischen Oxids läßt sich eine sehr gute Oberflächenpassivierung erreichen.

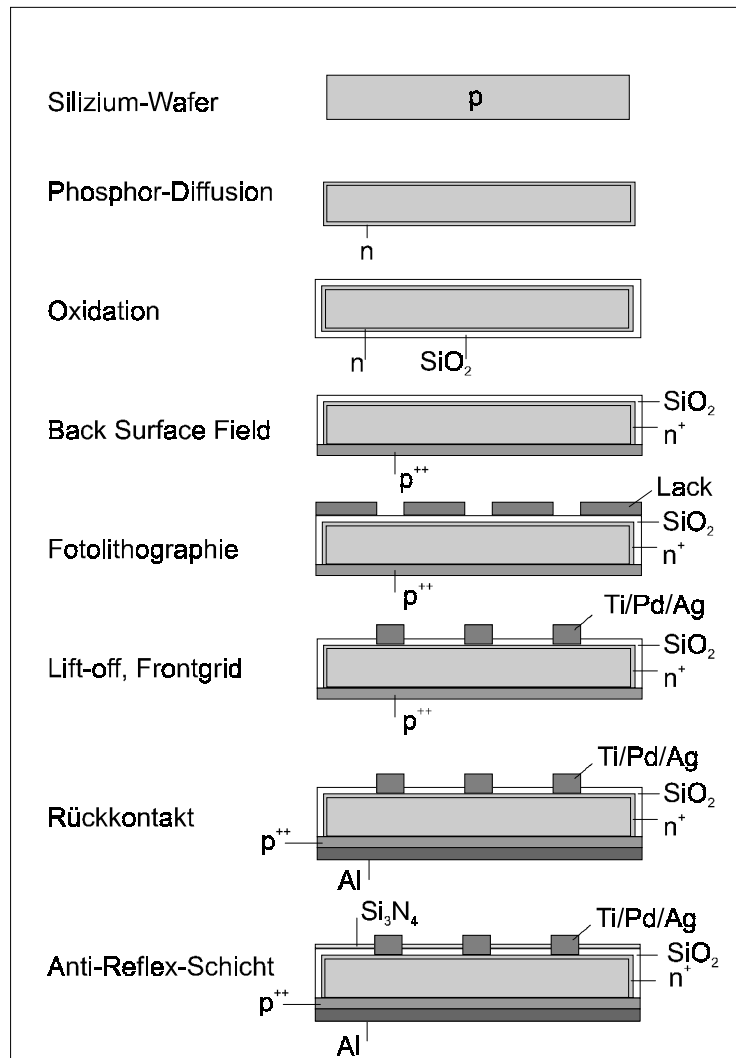


Abb. 3.2: Der fotolithografische Solarzellenprozeß. Der Ablauf ist im Text erläutert (nach [KUG]).

Der Solarzellenprozeß mittels Fotolithografie ist schematisch in Abb. 3.2 dargestellt. Der defektgeätzte und gereinigte Silizium-Wafer erhält im Diffusionsofen einen POCl_3 -diffundierten Emitter. Nach einem zweiten Reinigungsschritt wird der Wafer zur Oberflächenpassivierung thermisch oxidiert. Zur Ausbildung des BSFs wird in einer Elektronenstrahl-Aufdampfanlage (E-gun) Aluminium auf die Rückseite der Solarzelle aufgedampft. Die Probe wird bei einer Temperatur $T > 577^\circ \text{C}$ oberhalb der eutektischen Temperatur von Si/Al gesintert. Dabei bildet sich eine Al-dotierte Schicht, die nach dem Abkühlen vom Si/Al-Eutektikum bedeckt ist [BOU]. Diese wird nach dem Sintern mit

Salzsäure abgeätzt. Bei der Bildung des BSFs dringt das Al durch die rückseitige Oxidschicht und überkompensiert den Emitter an der Rückseite der Zelle.

Der nächste Schritt ist die fotolithografische Definition der Metallfinger auf der Frontseite. In den Öffnungen des Fotolacks wird das thermische Oxid in gebufferter Flußsäure weggeätzt und anschließend in der E-gun Titan als Haftvermittler zum Silizium, Palladium und die eigentliche Silber-Metallisierung aufgedampft. Das Metall zwischen den Fingern wird durch Weglösen des Fotolacks in Aceton im lift-off Schritt entfernt.

Auf die Rückseite wird ein Aluminium-Kontakt aufgedampft und die Solarzelle kann noch mit einer Antireflexschicht, z. B. aus Si_3N_4 , versehen werden. Zum Schluß wird der seitliche Emitter durch Aussägen der fertigen Zellen entfernt.

Beim Hochleistungsprozeß kann die Frontseite der Solarzellen texturiert werden. Dies kann durch alkalisches Ätzen oder mechanisches Sägen von V-Gräben geschehen. Bei der mechanischen Texturierung können z. B. flache Stege zwischen den texturierten Stellen stehen bleiben, auf denen später die Frontmetallisierung verläuft [ZEC1].

Die alkalische Texturierung geschieht durch anisotropes Ätzen von Pyramiden in verdünnter NaOH-Lösung. Eine einseitige Texturierung ist möglich, wenn ein vorher aufgewachsenes dickes thermisches Oxid (etwa 100 nm) die Rückseite schützt.

Ein lokales BSF läßt sich herstellen, wenn ebenfalls mit einem Maskieroxid auf der Rückseite die P-Diffusion des Emitters nur einseitig erfolgt. Anschließend wird dieses Maskieroxid entfernt und beidseitig ein passivierendes Oxid aufoxidiert. Mittels Fotolithografie werden auf der Rückseite der Zelle Punktkontakte definiert. An diesen Punkten entsteht durch Einsintern des Aluminiums das lokale BSF. Zwischen den Punkten ist die Rückseite durch das thermische Oxid passiviert. Anschließend wird eine Aluminiumschicht ganzflächig auf die lokalen BSF-Kontakte und das Oxid aufgedampft. Eine Beschreibung des Hochleistungsprozesses mit alkalischer Frontseiten-Texturierung und lokalem BSF gibt [GLA].

3.3 PCVD-Messungen an fotolithografisch hergestellten Solarzellen

3.3.1 Monokristalline Solarzellen

Mittels Fotolithografie wurden Solarzellen auf monokristallinem Silizium mit verschieden stark dotierten Emittern und unterschiedlich dicken thermischen Oxiden hergestellt. Mit der PCVD/SR-Methode wurden die Diffusionslänge L_n und die ORG an der Rückseite S_B gemessen. Die Sättigungsströme der unterschiedlichen Emitter wurden aus den PCVD-Meßwerten bestimmt.

Tab. 3.4 enthält eine Übersicht über die untersuchten Solarzellen. Es wurde FZ- und monokristallines Silizium geringerer Qualität verwendet. Die Parameter der beiden Materialien sind:

einfaches monokristallines Silizium:	spez. Widerstand $0,85 \pm 0,03 \Omega\text{cm}$ Dotierung $N_A = 2,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ Diffusionskonstante $D_n = 26,08 \pm 0,18 \text{ cm}^2/\text{s}$
FZ-Silizium:	spez. Widerstand $1,170 \pm 0,015 \Omega\text{cm}$ Dotierung $N_A = 1,28 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ Diffusionskonstante $D_n = 27,61 \pm 0,06 \text{ cm}^2/\text{s}$.

Die Emitter der Zellen 1-4 wurden gemeinsam diffundiert und anschließend bei den Zellen 3 und 4 die hochdotierte Schicht an der Oberfläche weggeätzt, bis der gewünschte Schichtwiderstand erreicht war (etch-back Emitter). Bei dem drive-in Emitter der Zellen 5 und 6 wurde nach der eigentlichen POCl_3 -Diffusion ein Tempersschritt unter Sauerstoff durchgeführt, der den Phosphor tiefer in die Solarzelle hineintreibt und die Oberfläche oxidiert. Beim anschließenden P-Glas-Ätzen wurde das Oxid entfernt und somit die P-Konzentration an der Oberfläche erniedrigt. Die Dicken der thermischen Oxide betragen etwa 10 nm.

Zelle	Material	Emitter	therm. Oxid
1	monokrist.	60 Ω/sq	800° 10 min
2	“	“	900° 12 min
3	“	90 Ω/sq etch-back	“
4	“	150 Ω/sq etch-back	“
5	FZ	80 Ω/sq drive-in	kein Oxid
6	“	“	900° 12 min

Tab. 3.4: Liste der untersuchten Solarzellen.

Die IV-Daten der Solarzellen aus der Messung der Hellkennlinien zeigt Tab. 3.5.

Zelle	I_{SC} [mA/cm^2]	V_{OC} [mV]	FF [%]	η [%]
1	21,9	598	75,8	9,9
2	22,0	600	76,5	10,1
3	22,2	603	74,9	10,0
4	23,2	602	74,1	10,3
5	21,6	584	78,6	9,9
6	23,6	600	73,7	10,4

Tab. 3.5: IV-Daten der Solarzellen aus den Hellkennlinien. Alle untersuchten Solarzellen haben keine Antireflexbeschichtung.

Alle Solarzellen haben keine Antireflexschicht, daher liegen die Wirkungsgrade nur um 10%. Vergleicht man die Parameter der Zellen 5 und 6, so sieht man, daß die Zelle 6 mit passivierendem Oxid einen größeren Strom und eine höhere offene Klemmenspannung aufweist. Trotz des deutlich kleineren Füllfaktors hat die passivierte Zelle einen höheren Wirkungsgrad.

Durch das Anfitten der gemessenen Dunkelkennlinie können der Shunt- und der Serienwiderstand sowie die Sättigungsströme I_0 und I_{02} bestimmt werden. Dabei läßt sich der Shuntwiderstand sehr genau aus der Steigung der Kennlinie um $U = 0$ V bestimmen. Die anderen Fitwerte sind dagegen aufgrund der Vielzahl der angefitteten Parameter im Allgemeinen recht unsicher und können daher nur als Anhaltspunkte gelten. Tab. 3.6 zeigt für drei Zellen die auf diese Weise aus der Dunkelkennlinie bestimmten Parameter. Zelle 5 ohne Oxid zeigt einen sehr viel größeren Sättigungsstrom als Zelle 6 mit passivierter Frontseite. Die Shunt-Widerstände aller Zellen sind ausreichend groß, um den Füllfaktor nicht zu erniedrigen.

Zelle	I_0 [pA/cm ²]	R_{Sh} [k Ω cm ²]	I_{02} [pA/cm ²]
3	0,7	1,7	7,8
5	2,4	37	4,7
6	0,7	11	10,3

Tab. 3.6: Ergebnisse aus dem Anfitten dreier Dunkelkennlinien. Angegeben sind der Sättigungsstrom I_0 , der Shunt-Widerstand R_{Sh} sowie der Sättigungsstrom der zweiten Diode I_{02} (für einen Diodenfaktor $n_{02} = 2$).

Tab. 3.7 zeigt die Abklingraten von Strom und Spannung aus der PCVD-Messung und die effektive Diffusionslänge aus der IQE der SR-Messung.

Zelle	τ_J [μ s]	τ_V [μ s]	L_{eff} [μ m]
1	1,6	3,8	
2	1,6	4,2	
3	1,6	4,2	150
4	1,6	4,3	
5	2,7	5,8	230
6	2,4	5,9	200

Tab. 3.7: Die Abklingraten des Kurzschlußstroms und der offenen Klemmenspannung. Außerdem angegeben ist die effektive Diffusionslänge L_{eff} aus dem „Basore-Fit“ der IQE.

Zur Bestimmung der Diffusionslänge L_n und der ORG an der Rückseite S_B werden aus τ_j und aus L_{eff} Parameter-Plots $S_B(L_n)$ erstellt. Der Schnittpunkt beider Parameter-Kurven liefert die gesuchten Werte L_n und S_B (siehe Kapitel 2.3.1). Abb. 3.3 zeigt diesen Parameter-Plot für die Zelle 3. Am Schnittpunkt beider Kurven, der durch die eingezeichneten Hilfslinien hervorgehoben wird, lassen sich L_n und S_B ablesen. Die Balken an den Hilfslinien geben die Unsicherheit der beiden Größen an. Man erkennt, daß die Diffusionslänge schon allein durch die Parameter-Kurve aus der SR nur in einem schmalen Bereich liegen kann. An der Stelle der senkrechten Hilfslinie hat der $S_B(L_n)$ -Plot aus der SR eine Polstelle, er strebt steil gegen $S_B = 10^7$ cm/s. Insgesamt läßt sich die Diffusionslänge daher recht genau angeben, für S_B kann aber nur eine untere Schranke bestimmt werden. Man erhält für die Diffusionslänge $L_n = 180$ μm . Die Diffusionslänge liegt mit den in den Kapiteln 2.2.2 und 2.3.1 diskutierten Fehlerbeiträgen zwischen 170 - 220 μm . Da die Zellen 1, 2 und 4 nahezu identisch mit Zelle 3 prozessiert wurden, wird angenommen, daß dieselbe Diffusionslänge, die für Zelle 3 bestimmt wurde, auch die anderen drei Zellen besitzen.

Abb. 3.4 zeigt die entsprechenden Parameter-Plots für die beiden Zellen aus FZ-Silizium 5 und 6. Es lassen sich folgende Diffusionslängen ablesen:

$$L_n = 330 +50/-30 \mu\text{m} \text{ für Zelle 5}$$

$$L_n = 250 +10/-20 \mu\text{m} \text{ für Zelle 6.}$$

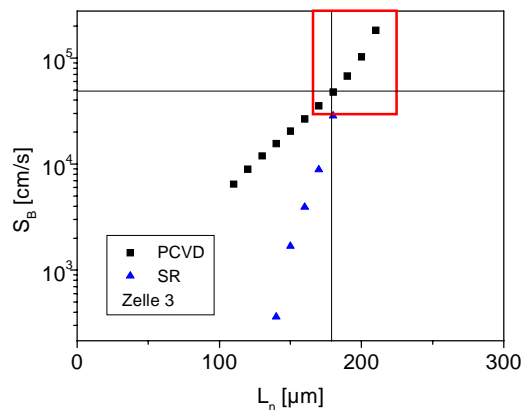


Abb. 3.3: Parameter-Plot $S_B(L_n)$ aus der PCVD/SR-Messung von Zelle 3. Die Hilfslinien markieren den Schnittpunkt der Parameter-Kurven zur Bestimmung von L_n und S_B . Das Rechteck gibt den Unsicherheitsbereich dieser Größen an.

Mit diesen Werten für die Basis-Diffusionslänge L_n können die PCVD-Meßwerte bezüglich S_B und I_{0E} ausgewertet werden. Das Ergebnis ist in Tab. 3.8 dargestellt. In Klammern ist der Fehlerbereich des Emitter-Sättigungsstroms angegeben, der sich aus der Unsicherheit der Diffusionslänge ergibt. Für Zelle 6 kann nur eine obere Grenze für I_{0E} bestimmt werden.

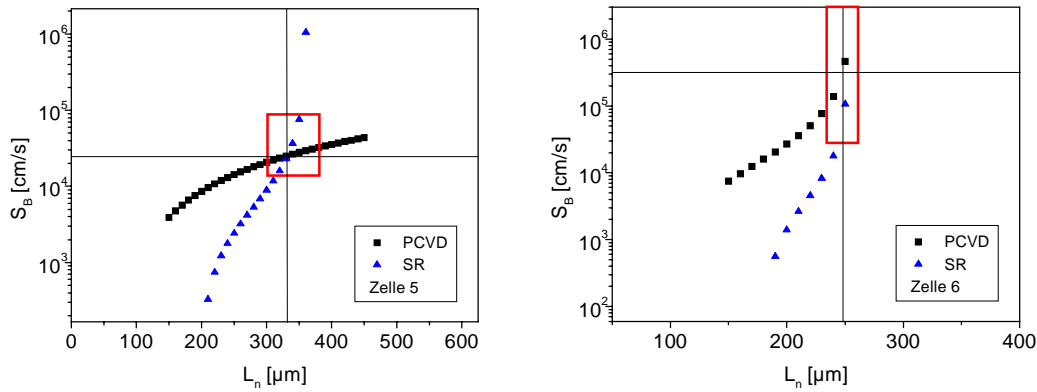


Abb. 3.4: Entsprechende Parameter-Plots $S_B(L_n)$ für die Zellen 5 (links) und 6 (rechts).

Bei allen Zellen findet man eine vergleichbare ORG an der Rückseite S_B im Bereich 10^4 bis 10^5 cm/s. Dies ist auch zu erwarten, da das BSF bei allen Zellen identisch prozessiert wurde. Insgesamt ist das auf diese Weise hergestellte BSF nicht sehr effektiv. Die ORG S_B ist nur um weniges niedriger als die maximale S_R unter einem Metallkontakt von 10^7 cm/s. [ROH] findet ein ähnlich hohes S_B für ein 1 μm dickes Al-BSF.

Beim Vergleich der Diffusionslängen der beiden Zellen 5 und 6 zeigt sich, daß die Zelle 6 mit thermischem Oxid eine signifikant kleinere Diffusionslänge als die Zelle 5 ohne Oxid aufweist. Die Diffusionslänge wurde folglich durch den Oxidationsschritt erniedrigt.

Zelle	L_n [μm]	S_B [cm/s]	I_{0E} [pA/cm^2]
1	180	$3,5 - 4,8 \cdot 10^4$	0,44 (0,37-0,62)
2	180	$> 10^5$	0,20 (0,14-0,37)
3	180	$> 3 \cdot 10^4$	“
4	180	$2,1 - 4,6 \cdot 10^4$	0,15 (0,10-0,32)
5	330	$1,4 - 9,1 \cdot 10^4$	$1,4 \pm 0,1$
6	250	$> 2,7 \cdot 10^4$	$< 0,48$

Tab. 3.8: Auswertung der PCVD-Meßdaten. Angegeben sind die Diffusionslängen aus den Parameter-Plots der PCVD/SR-Methode und die damit berechneten ORGs an der Rückseite S_B und die Emitter-Sättigungsströme I_{0E} .

Die Emitter-Sättigungsströme der Zellen 1 - 4 zeigen trotz der recht großen Unsicherheit der Werte, daß die Zellen mit dem etwas dickeren 900°-Oxid die niedrigeren I_{0E} -Werte aufweisen. Dies kann mit einer besseren Passivierung der Frontseite durch das dickere Oxid erklärt werden. Die Zelle 4 mit dem stärker zurückgeätzten Emitter weist ein etwas kleineres I_{0E} als die Zellen 2 und 3 auf. Allerdings überlappen sich die Fehlerbereiche. Die Erniedrigung des

Emitter-Sättigungsstroms durch den Emitter-etch-back ist daher insgesamt nur schwach sichtbar.

Die Emitter-Sättigungsströme der Zellen 5 und 6 zeigen, daß sich I_{0E} durch die Passivierung der Frontseite sehr stark reduziert. Zelle 5 besitzt zwar eine größere Diffusionslänge als Zelle 6 und daher einen kleineren Sättigungsstrom der Basis. Der viel kleinere Emitter-Sättigungsstrom von Zelle 6 führt aber dazu, daß die Zelle 6 insgesamt den niedrigeren Sättigungsstrom I_0 (Tab. 3.6) und deswegen die höhere offene Klemmenspannung im Vergleich zu Zelle 5 aufweist.

Kurze Zusammenfassung:

Das aufgedampfte BSF liefert eine ORG an der Rückseite von $10^4 - 10^5$ cm/s.

Eine deutliche Erniedrigung des Emitter-Sättigungsstroms durch ein passivierendes thermisches Oxid von $1,4$ pA/cm² auf weniger als $0,5$ pA/cm² wurde gemessen. Ein etch-back Emitter mit einer passivierten Frontseite liefert ein I_{0E} von $0,1 - 0,3$ pA/cm².

3.3.2 Multikristalline Solarzellen

In Zusammenarbeit mit der Firma Eurosolare (Nettuno, Italien) wurden multikristalline Solarzellen mit verschiedenen Emittlern charakterisiert. Verglichen wurden ein POCl₃-diffundierter und ein siebgedruckter Emitter von Eurosolare mit einem POCl₃-Emitter, der an der Universität Konstanz diffundiert wurde. Alle Zellen wurden nach der Emitter-Diffusion zusammen an der Universität Konstanz fertig prozessiert. Verwendet wurden zwei verschiedene multikristalline Materialien von Eurosolare:

Eurosil P 48: spez. Widerstand $1,5 \Omega\text{cm}$
 Dotierung $N_A = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
 Diffusionskonstante $D_n = 29 \text{ cm}^2/\text{s}$

Eurosil Standard: spez. Widerstand $0,5 \Omega\text{cm}$
 Dotierung $N_A = 3,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
 Diffusionskonstante $D_n = 23 \text{ cm}^2/\text{s}$.

Die Diffusionskonstanten wurden aus der Dotierung mit dem Computerprogramm PC1D berechnet. Dabei wurde vorausgesetzt, daß der von PC1D verwendete Zusammenhang zwischen Beweglichkeit und Dotierung nicht nur für mono-, sondern auch für hochwertiges multikristallines Material mit großen Körnern - wie das Eurosolare-Silizium - gilt.

Tab. 3.9 zeigt die Eigenschaften der untersuchten Solarzellen. Angegeben sind die Schichtwiderstände der Emitter. Der Zusatz „ES“ bedeutet, daß der Emitter von Eurosolare prozessiert wurde.

Zelle	Material	Emitter	therm. Oxid
7	Eurosil P 48	60 Ω /sq drive-in	800°C 10 min
8	“	66 Ω /sq (ES)	kein Oxid
9	Eurosil Standard	60 Ω /sq drive-in	800°C 10 min
10	“	33 Ω /sq siebdruck (ES)	kein Oxid

Tab. 3.9: Übersicht über die untersuchten Solarzellen. „ES“ bedeutet, daß der Emitter von der Firma Eurosolare prozessiert wurde.

Die Emitter, die an der Universität Konstanz diffundiert wurden, sind mit einem thermischen Oxid passiviert. Die bei Eurosolare hergestellten Emitter haben keine Passivierung. Der siebgedruckte Emitter von Zelle 10 wurde durch das Aufdrucken und Eindiffundieren einer phosphorhaltigen-Paste hergestellt (siehe dazu Kapitel 5.7).

Die aus der Messung der Hellkennlinien bestimmten IV-Daten der Zellen zeigt Tab. 3.10. Alle Zellen haben keine Antireflexbeschichtung. Den höchsten Strom liefert Zelle 10, da diese im Gegensatz zu den anderen eine leicht texturierte Frontseite besitzt.

Zelle	I_{SC} [mA/cm ²]	V_{OC} [mV]	FF [%]	η [%]
7	23,6	607	76,8	11,0
8	22,3	591	77,7	10,2
9	21,9	603	77,5	10,2
10	24,5	595	75,1	10,9

Tab. 3.10: IV-Daten der untersuchten Solarzellen aus der Messung der Hellkennlinien. Die Solarzelle 10 hat im Gegensatz zu den anderen Zellen eine leicht alkalisch texturierte Vorderseite. Durch deren niedrigere Reflexion erklärt sich der höhere Kurzschlußstrom.

Die Zellen wurden mit der PCVD-Methode charakterisiert und die internen Quantenausbeuten wurden gemessen. Tab. 3.11 enthält die Abklingraten des Stroms τ_j und der Spannung τ_v aus der PCVD-Messung und die effektiven Diffusionslängen L_{eff} , die aus der IQE bestimmt wurden.

Von allen vier Zellen wurden Parameter-Plots $S_B(L_n)$ aus τ_j und L_{eff} erstellt. Die beiden Plots für die Zellen 7 und 8 aus Eurosil P 48 Silizium sind in Abb. 3.5 dargestellt. Abb. 3.6 zeigt die entsprechenden Parameter-Plots für die Zellen 9 und 10 aus Eurosil Standard Silizium. Der Fehlerbereich für L_n und S_B ist als Rechteck um den Schnittpunkt eingezeichnet.

Zelle	τ_J [μ s]	τ_V [μ s]	L_{eff} [μ m]
7	4,6	8,8	248
8	3,4	5,0 - 5,3	209
9	3,9	5,0 - 5,2	194
10	3,7	4,5	153

Tab. 3.11: Die Abklingraten des Stroms und der Spannung aus der PCVD-Messung. Zusätzlich eingetragen ist die effektive Diffusionslänge L_{eff} aus der SR-Messung.

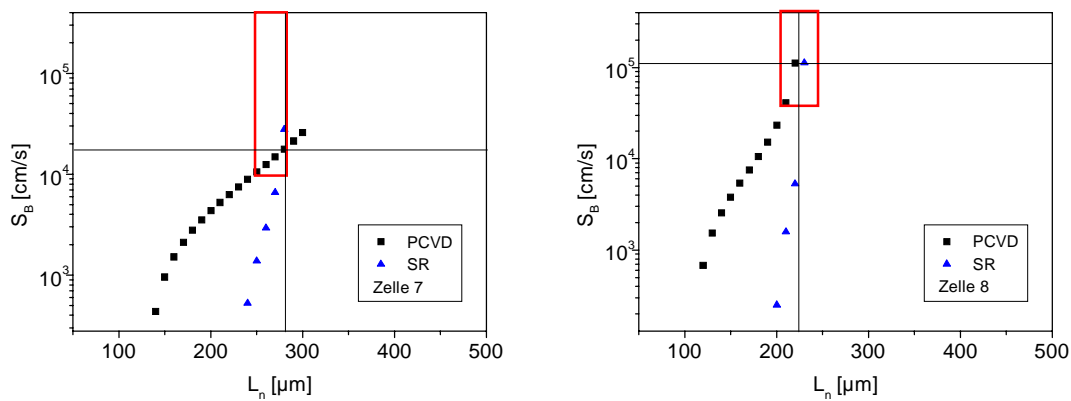


Abb. 3.5: Parameter-Plots $S_B(L_n)$ aus der PCVD/SR-Messung für die Zellen 7 (links) und 8 (rechts). Beide Zellen wurden aus Eurosil P 48 hergestellt. Trotzdem unterscheiden sich die Diffusionslängen.

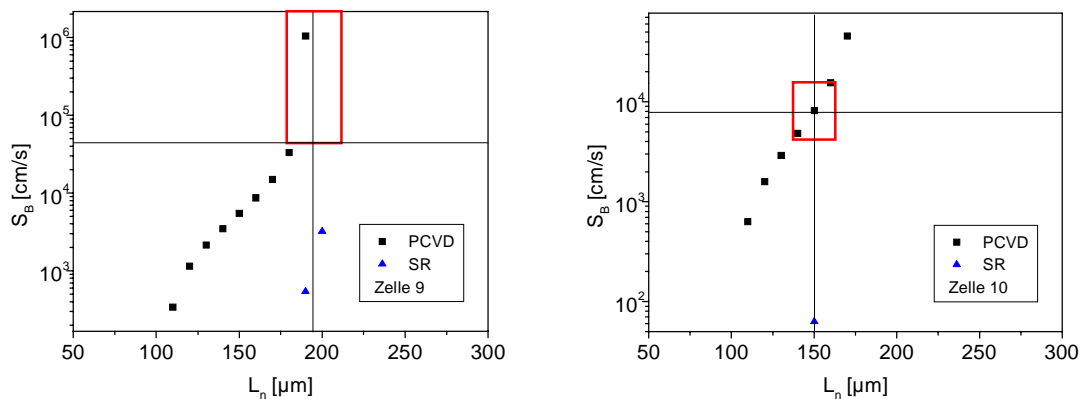


Abb. 3.6: Parameter-Plots $S_B(L_n)$ für die beiden Zellen 9 (links) und 10 (rechts) aus Eurosil Standard-Silizium.

Kleine L_{eff} -Werte erlauben nur einen sehr schmalen Bereich von L_n . Daher finden sich in den Parameter-Plots in Abb. 3.6 nur wenige Punkte aus der SR-Messung. Entsprechend groß ist die Genauigkeit der L_n -Bestimmung.

Tab. 3.12 enthält in der ersten Spalte die Diffusionslängen, die sich aus den Parameter-Plots ergeben. Die zweite Spalte enthält die ORGs an der Rückseite S_B und die letzte Spalte die Emitter-Sättigungsströme I_{0E} . Der Fehlerbereich für die Emitter-Sättigungsströme resultiert aus dem Fehlerbereich der Diffusionslängen und der Genauigkeit der τ_V -Messungen.

Zelle	L_n [μm]	S_B [cm/s]	I_{0E} [pA/cm^2]
7	280	$> 1,1 \cdot 10^4$	0,9 - 1,2
8	220	$> 3,8 \cdot 10^4$	2,7 - 3,7
9	190	$> 4,4 \cdot 10^4$	1,2 - 1,7
10	150	$5 - 16 \cdot 10^3$	1,3 - 1,8

Tab. 3.12: Auswertung der PCVD-Messung. Mit der Diffusionslänge L_n ergibt sich die ORG an der Rückseite S_B und der Emitter-Sättigungsstrom I_{0E} .

Aus Tab. 3.12 ist erkennbar, daß das Eurosil P 48 eine größere Diffusionslänge als das Eurosil Standard Silizium besitzt. Weiterhin weisen die Solarzellen, deren Emitter an der Universität Konstanz diffundiert wurde, eine größere Diffusionslänge auf als die Zellen mit Eurosolare-Emitter. Dies läßt sich dadurch erklären, daß durch die Getterwirkung des drive-in Schritts bei dem Emitter, der an der Universität Konstanz diffundiert wurde, die Diffusionslänge erhöht wurde (siehe dazu [JOO], [BOU]).

Die ORGs an der Rückseite S_B der Zellen 7 - 9 liegen in dem Bereich, der auch bei den Zellen 1 - 6 gemessen wurde. Lediglich die Zelle mit dem siebgedruckten Emitter 10 weist eine bessere Passivierung der Rückseite auf. Im Unterschied zu den anderen Zellen besitzt diese an der Rückseite keinen Emitter, der durch das BSF überkompensiert werden mußte.

Die Sättigungsströme der an der Universität Konstanz prozessierten Emitter sind niedriger als bei den beiden Eurosolare-Emittern. Dies ist am deutlichsten sichtbar beim Vergleich der beiden Zellen 7 und 8. Für das große I_{0E} der Zelle 8 ist auch die fehlende Passivierung dieses Emitters verantwortlich. Die niedrige offene Klemmenspannung dieser Zelle ist auf deren großen Emitter-Sättigungsstrom zurückzuführen. Die I_{0E} -Werte der Zellen 9 und 10 unterscheiden sich dagegen kaum. Aufgrund des großen Unsicherheitsbereichs sind aber keine genauen Aussagen möglich. Deutlich wird nur, daß der siebgedruckte Emitter von Zelle 10 einen viel kleineren Emitter-Sättigungsstrom aufweist als der POCl_3 -Emitter von Zelle 8. Wegen der stärkeren Dotierung des siebgedruckten Emitters wirkt sich die fehlende Oberflächenpassivierung nicht stark auf I_{0E} aus. Der kleinere Emitter-Sättigungsstrom der Zelle 10 im Vergleich zur Zelle 8 ist dafür verantwortlich, daß die Zelle 10 eine deutlich höhere offene Klemmenspannung aufweist (Tab. 3.10).

Kurze Zusammenfassung:

Die größere Diffusionslänge des Eurosolare P 48 gegenüber dem Eurosil Standard Silizium wurde gemessen. Der Einfluß der Emitter-Diffusion auf die Diffusionslänge zeigt sich darin, daß die Solarzellen mit dem an der Universität Konstanz diffundierten drive-in Emitter die größeren Diffusionslängen aufweisen. Die Emitter-Sättigungsströme sind mit Werten von mindestens 1 pA/cm^2 deutlich größer als bei Solarzellen aus monokristallinem Material. Die oxidpassivierten drive-in Emitter zeigen die niedrigsten I_{0E} -Werte der Untersuchung, aber auch der siebgedruckte Emitter weist trotz der höheren Dotierung und der fehlenden Passivierung der Oberfläche ein vergleichbares I_{0E} auf.

3.4 Hochleistungssolarzellen mit lokalem BSF

Zur Untersuchung von Solarzellen mit großer Diffusionslänge und guter Passivierung der Rückseite wurden Zellen mit lokalem BSF aus FZ-Silizium hergestellt. Zwei unterschiedliche Materialien wurden verwendet:

FZ 1: spez. Widerstand $0,510 \pm 0,009 \text{ } \Omega\text{cm}$

Dotierung $3,18 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

Diffusionskonstante $D_n = 23,32 \pm 0,10 \text{ cm}^2/\text{s}$

FZ 2: spez. Widerstand $1,170 \pm 0,015 \text{ } \Omega\text{cm}$

Dotierung $1,28 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

Diffusionskonstante $D_n = 27,61 \pm 0,06 \text{ cm}^2/\text{s}$.

Aus beiden Materialien wurden Solarzellen mit ganzflächigem (als Referenz) und lokalem BSF sowie mit flacher und alkalisch texturierter Frontseite hergestellt. Tab 3.13 zeigt eine Übersicht der untersuchten Solarzellen. Alle Zellen haben einen Emitter, der mit einem drive-in Schritt unter O_2 diffundiert wurde. Der Schichtwiderstand beträgt $90 \text{ } \Omega/\text{sq}$.

Zelle	Material	Frontseite	BSF
13	1	flach	ganzfl.
14	2	“	“
15	1	textur	“
16	2	“	“
17	1	flach	lokal (25%)
18	2	“	lokal (10%)
19	1	textur	lokal (25%)
20	2	“	lokal (10%)

Tab. 3.13: Übersicht der untersuchten Solarzellen. In Klammern ist der Bedeckungsgrad der Punktkontakte des lokalen BSFs angegeben.

Abb. 3.7 zeigt das Profil dieses Emitters, das mit der SIMS (Secondary Ion Mass Spectrometry)-Methode gemessen wurde. Bei der SIMS-Messung wird die Oberfläche der Probe mit Sekundär-Ionen abgesputtert und z. B. die Menge an Phosphoratomen detektiert, die abgetragen wurden [LÖL]. Zu beachten ist, daß die SIMS-Messung den gesamten Gehalt an Phosphoratomen detektiert. Auch P-Atome, die elektrisch nicht aktiv sind, d. h. für die elektrischen Eigenschaften der Solarzelle keine Rolle spielen, sind im SIMS-Meßsignal enthalten.

Der Emitter wurde auf multikristallinem Eurosolare P 48 Material diffundiert. In Abb. 3.7 ist das Profil eines Emitters, der nur diffundiert wurde zusammen mit dem Profil eines Emitters, der bei 900°C oxidiert und bei 950°C gegettert wurde, dargestellt. Der oxidierte und gegettete Emitter zeigt dabei eine Anreicherung an Phosphor in der oberflächennahen Schicht, der nicht oxidierte Emitter eine Verarmung. Dieses Verhalten läßt sich durch die Diffusion des Phosphors während des drive-in Schritts erklären. Während Phosphor dabei über eine nicht bedeckte Oberfläche ausdiffundiert und sich eine Verarmungszone an der Oberfläche bildet, wirkt das Oxid während der Oxidation als Diffusionsbarriere. Der Phosphor reichert sich dabei unter dem Oxid an [MOS]. Das Profil der oxidierten und gegetteten Probe entspricht ungefähr dem Emitterprofil der untersuchten Solarzellen, die bei 1000°C oxidiert wurden.

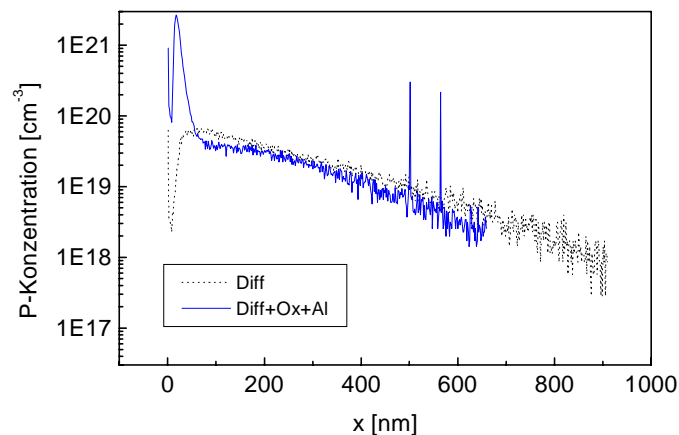


Abb. 3.7: SIMS-Messungen von Emitter-Profilen. x ist der Abstand von der Oberfläche. Der Emitter ($90 \Omega/\text{sq}$, O_2 drive-in Schritt) wurde auf Eurosolare P 48 Material diffundiert. Die gepunktete Kurve zeigt das Profil des diffundierten Emitters, die durchgezogene Kurve das Profil des Emitters, der zusätzlich bei 900°C oxidiert und bei 950°C gegettert wurde.¹¹

Das thermische Oxid, das die Frontseite der Solarzellen passiviert, dient gleichzeitig als Antireflexschicht. Die lokalen Rückkontakte haben Bedeckungsgrade von 10 und 25 %. Kleinere Bedeckungsgrade liefern zu hohe Serienwiderstände und damit zu kleine

¹¹ Die SIMS-Messung wurde von G. Hahn am NMRC, Cork (Irland) im Rahmen des LSF-Projektes der Europäischen Union durchgeführt.

Füllfaktoren. Tab. 3.14 zeigt die Ergebnisse der IV-Messungen an den Solarzellen. Vergleicht man die Daten von Zellen auf demselben 10 cm großen Wafer, so ist die Streuung klein. Für einige Zellen sind die Mittelwerte der offenen Klemmenspannungen und der Wirkungsgrade der Zellen auf demselben Wafer in Klammern angegeben.

Es ist deutlich zu erkennen, daß die Zellen, die aus dem höher dotierten Material FZ 1 hergestellt wurden, die höheren offenen Klemmenspannungen aufweisen. Weiterhin sieht man, daß die Texturierung der Frontseite den Strom vergrößert und die Zellen mit einem lokalen BSF höhere offene Klemmenspannungen aufweisen. Die Zelle 20 liefert den höchsten Wirkungsgrad mit 16,7 %.

Zelle	I_{SC} [mA/cm ²]	V_{OC} [mV]	FF [%]	η [%]
13	29,7	629 (629)	74	13,9 (13,7)
14	29,8	607 (608)	76	13,7 (13,6)
15	33,0	632	73	15,3
16	32,0	613	70	13,8
17	31,0	647	71	14,2
18	31,4	639 (636)	72	14,6 (14,4)
19	34,8	645	74	16,6
20	36,0	642 (636)	72	16,7 (16,2)

Tab. 3.14: IV-Daten der prozessierten Solarzellen. In Klammern angegeben sind die Mittelwerte für Zellen auf einem Wafer.

Zelle	I_0 [pA/cm ²]	R_{Sh} [k Ω cm ²]	R_{Ser} [Ω cm ²]	I_{02} [10^{-8} A/cm ²]
13	0,57	12	0,70	29 ($n_{02}=2,33$)
14	1,53	19	0,60	31 ($n_{02}=2,35$)
15	0,67	12	1,08	33 ($n_{02}=2,41$)
16	0,86	10	0,95	55 ($n_{02}=2,43$)
17	0,06	9,4	0,77	45 ($n_{02}=2,38$)
18	(0,02)	55	(2,7)	16 ($n_{02}=2,50$)
19	0,29	9,0	0,38	44 ($n_{02}=2,40$)
20	0,47	15	0,94	47 ($n_{02}=2,44$)

Tab. 3.15: Ergebnisse des Anfittens der Dunkelkennlinien. Die Sättigungsströme der 2. Diode sind zusammen mit den angefitteten Idealitätsfaktoren n_{02} angegeben. Für die Zelle 18 konnte die Kennlinie nicht sicher angefittet werden.

Das Ergebnis aus dem Anfitzen der Dunkelkennlinien ist in Tab. 3.15 dargestellt. Die Shunt-Widerstände sind alle groß genug, um den Füllfaktor nicht zu beeinflussen. Es fallen die großen Sättigungsströme der zweiten Diode auf. In Klammern sind die Idealitätsfaktoren der zweiten Diode n_{02} angegeben. Der große Sättigungsstrom der zweiten Diode ist für die nicht allzu hohen Füllfaktoren zwischen 70 und 76 % verantwortlich.

Tab 3.16 zeigt das Ergebnis der PCVD-Messungen und die effektiven Diffusionslängen aus den Fits der IQE. Mit diesen Daten wurden die Parameter-Plots $S_B(L_n)$ erstellt, aus denen wiederum L_n und S_B bestimmt wurden. Für die Zellen mit flacher Frontseite sind diese Graphen in Abb. 3.8 gezeigt.

Zelle	τ_j [μs]	τ_v [μs]	L_{eff} [μm]
13	2,5	5,9	172
14	2,1	5,6	179
15	2,9	7,9	230
16	2,7	8,3	244
17	5,5	11,6	292
18	7,1	33	571
19	5,7	11,3	304
20	7,0	22,3	578

Tab. 3.16: Ergebnisse der PCVD-Messungen und die effektiven Diffusionslängen aus der IQE.

Man erkennt einen sehr großen Unterschied in den Diffusionslängen der Zellen mit ganzflächigem und denen mit lokalem BSF. Ein wichtiger Unterschied bei der Herstellung dieser Zellen besteht darin, daß die Emitter-Diffusion bei den Zellen 13 und 14 mit ganzflächigem BSF beidseitig erfolgt. Das BSF überkompensiert die n-Dotierung an der Rückseite. Alle anderen Zellen, auch die alkalisch texturierten Zellen 15 und 16 mit ganzflächigem BSF, waren auf der Rückseite während der P-Diffusion maskiert, so daß der Emitter nur einseitig diffundiert wurde. Diese Zellen haben größere Diffusionslängen.

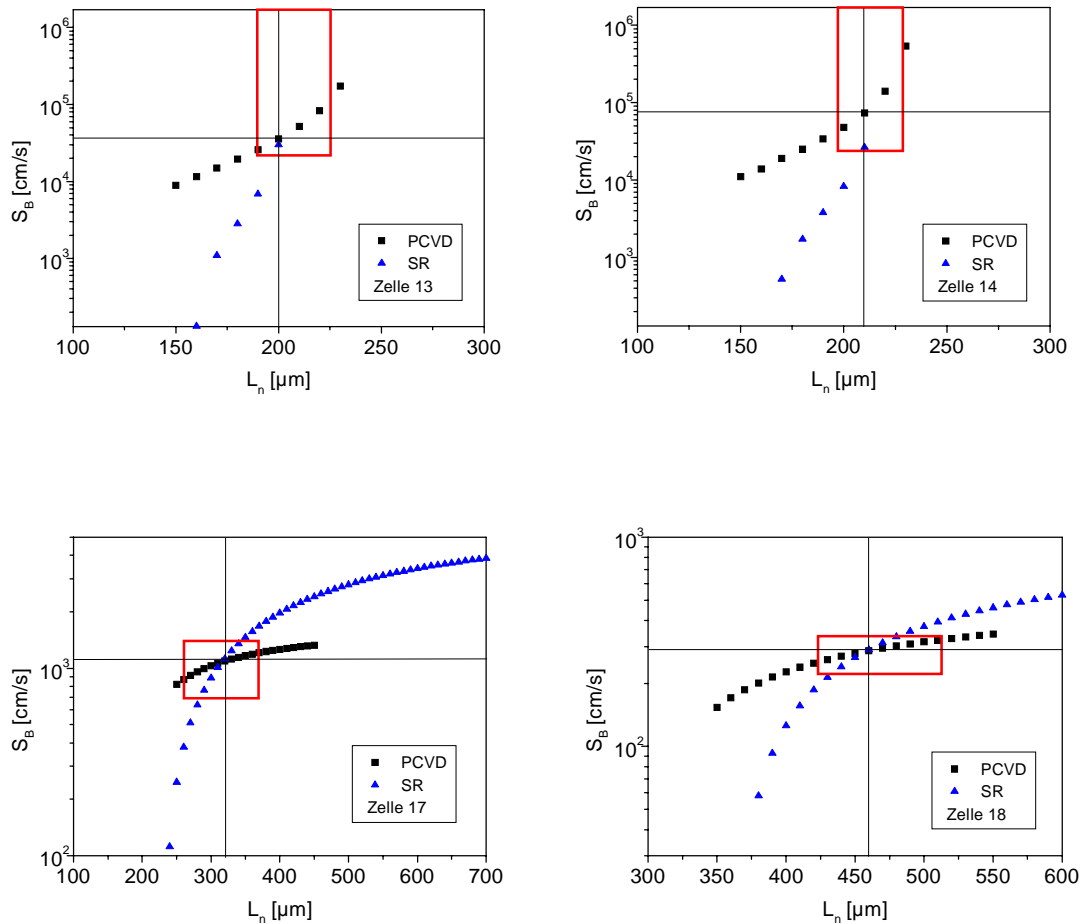


Abb. 3.8: Parameter-Plots $S_B(L_n)$ für die Zellen 13, 14, 17 und 18. Diese Zellen haben eine flache Frontseite, so daß die Lichteinkopplung senkrecht erfolgt.

Bei den Zellen mit alkalisch texturierter Vorderseite erfolgt die Lichteinkopplung nicht senkrecht. Vielmehr wird bei einem Spitzenwinkel der Pyramiden von $70,5^\circ$ das Licht unter dem Winkel von $\gamma = 43^\circ$ eingekoppelt (siehe Kapitel 1.7). Die effektive Diffusionslänge aus dem „Basore-Fit“ muß dann um den Faktor $\cos \gamma = 0,73$ korrigiert werden [KEL1]. Da aber nicht sicher ist, ob die Oberfläche vollständig mit Pyramiden bedeckt ist, oder diese zwischen den Pyramiden zum Teil auch weitgehend flache Bereiche aufweist, wird der tatsächliche Korrekturfaktor zwischen 0,73 und 1 liegen. Die Erstellung der entsprechenden Parameter-Plots ist daher nur mit einer großen Unsicherheit möglich. Aus diesem Grund wird vorausgesetzt, daß die Diffusionslängen der flachen Zellen 17 und 18 die gleichen sind wie die der texturierten Zellen 19 und 20. Diese Zellen wurden, abgesehen von der Texturierung, identisch prozessiert. Tab. 3.17 zeigt die mit diesen Diffusionslängen ausgewerteten PCVD-Meßdaten.

Zelle	L_n [μm]	S_B [cm/s]	I_{0E} [pA/cm^2]
13	190 - 210	$2 \cdot 10^4 - 10^7$	< 0,18
14	190 - 230	$2 \cdot 10^4 - 10^7$	< 0,21
15	290 - 360	12000 - 16000	< 0,17
16	430 - 490	8000 - 9000	< 0,37
17	290 - 360	820 - 1400	< 0,40
18	420 - 520	230 - 340	< 0,26
19	290 - 360	800 - 1000	< 0,52
20	420 - 520	210 - 260	< 0,82

Tab. 3.17: Auswertung der PCVD-Meßdaten. Wegen des Einflusses der zweiten Diode können für I_{0E} nur Obergrenzen angegeben werden.

Wie oben bereits angesprochen, fällt die stark reduzierte Diffusionslänge der Zellen 13 und 14 mit überkompensiertem Emitter an der Rückseite auf. Zur Herstellung von Hochleistungssolarzellen muß daher die Rückseite während der Diffusion maskiert werden. Das höher dotierte FZ 1 weist eine kleinere Diffusionslänge als das FZ 2 auf.

Die ORG an der Rückseite S_B der Zellen 13 und 14 mit überkompensiertem BSF ist vergleichbar mit dem S_B von ähnlich prozessierten Zellen, die in den vorherigen Kapiteln beschrieben wurden. Die Zellen 15 und 16 weisen dagegen kleinere S_B -Werte auf.

Die Zellen 17 und 19 mit einem lokalen BSF mit 25 % Kontaktbedeckung zeigen ein S_B von etwa 1000 cm/s. Die Zellen mit nur 10 prozentiger Kontaktfläche weisen dagegen den sehr kleinen Wert von 300 cm/s auf. Es soll nun angenommen werden, daß sich das gemessene S_B aus den beiden Anteilen S_{ROx} unter dem passivierenden Oxid und S_{BKon} unter den Punktkontakten gemäß

$$S_B = a \cdot S_{BKon} + (1 - a) \cdot S_{ROx} \quad (3.3)$$

zusammensetzt mit der prozentualen Kontaktfläche a . Dann können aus den oben gemessenen S_B -Werten der Zellen mit den Kontaktbedeckungen $a = 25\%$ und $a = 10\%$ S_{ROx} und S_{BKon} berechnet werden. Man erhält $S_{ROx} = 100$ cm/s und $S_{BKon} = 3000$ cm/s. Beide Werte sind sehr niedrig. So ist S_{BKon} deutlich kleiner als das S_B der Zellen mit ganzflächigem BSF. Vergleichbare ORG hat [ABE1] an ganzflächigen BSFs gemessen, die bei der sehr hohen Temperatur von 1050°C eingesintert wurden. An einer oxidpassivierten Solarzellen-Rückseite mißt [ABE2] im Injektionsbereich $\Delta n = 5 \cdot 10^{13}$ bis $1 \cdot 10^{14}$ cm^{-3} , der bei der Bestrahlungsstärke von einer Sonne von der Frontseite vorliegt, ein vergleichbar niedriges S_B um 100 cm/s. Auch [KOP2] beobachtet an der Rückseite von Solarzellen, die mit einem nur 14 nm dicken thermischen Oxid passiviert sind, ein S_B von 100 cm/s.

Für das kleine gemessene S_{ROX} sind neben der Güte der Oxidschicht zwei weitere Effekte verantwortlich. Die Zellen haben einen Aluminium-Rückkontakt, der ganzflächig auch über das passivierende Oxid gedampft wurde. Dieser Aluminium-Kontakt wirkt aufgrund der Austrittsenergie-Differenz zum Silizium wie eine positive Ladung auf der Rückseite [ABE1]. Diese verstärkt die Feldeffektpassivierung durch das thermische Oxid. Weiterhin entsteht während dem Kontaktsintern am Ende der Zellherstellung durch Oxidationsprozesse im Aluminium atomarer Wasserstoff, der zusätzlich die Grenzfläche passiviert („Alneal-Prozeß“) [SCH2] (siehe auch Kapitel 3.1).

Mit einer PCVD-Messung von der Rückseite kann der Einfluß der rückseitigen bias-Beleuchtung auf τ_j untersucht werden. Abb. 3.9 zeigt diese Abhängigkeit für die beiden Zellen 17 und 20. An der x-Achse ist die durch das bias-Licht erzeugte Spannung U_{bias} an der Zelle aufgetragen. Die oben angegebenen τ_j -Werte wurden ohne bias-Licht frontseitig gemessen. Sie sind identisch mit den hier für $U_{\text{bias}} = 0\text{V}$ angegebenen Werten. Die maximale Bestrahlung während der Messung beträgt etwas weniger als eine Sonne.

Die Zelle 17 zeigt eine starke Abhängigkeit des τ_j und damit der ORG S_B von der bias-Beleuchtung, die Zelle 20 dagegen kaum. Da die Zelle 17 die größere Punktkontakt-Bedeckung aufweist, deutet die gemessene Abhängigkeit auf ein injektionsabhängiges S_{BKon} hin. Da die Ladungsträgerdichte an den lokalen Rückkontakten größer ist als bei einem ganzflächigen Rückkontakt, erklärt die Injektionsabhängigkeit von S_{BKon} , daß S_{BKon} an einem lokalen Kontakt kleiner ist als S_B einer Zelle mit ganzflächigem BSF.

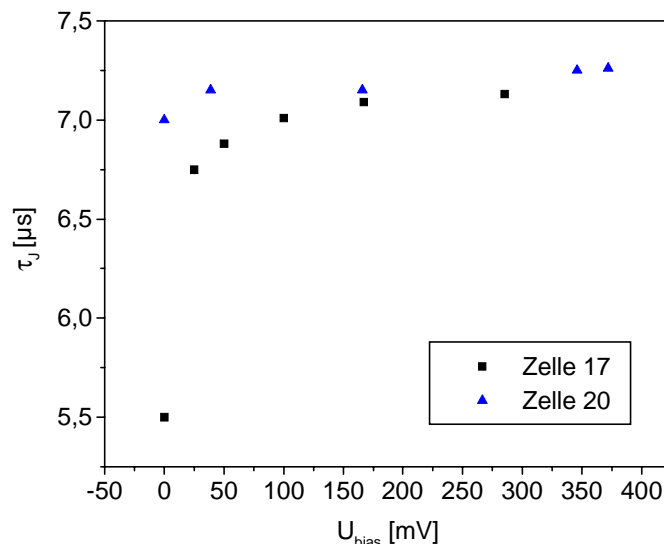


Abb. 3.9: Rückseitige PCVD-Messungen der Zellen 17 und 20. τ_j ist in Abhängigkeit der durch das bias-Licht erzeugten Spannung U_{bias} aufgetragen.

Bei der Berechnung des Emitter-Sättigungsstroms aus τ_V kann aufgrund des großen I_{02} die Diffusionskapazität C_{Diff} nicht vernachlässigt werden (siehe Kapitel 2.2.4). Daher wurde die Diffusionskapazität und die RC-Zeitkonstante für alle Zellen berechnet und mit dem Verlauf $\tau_U(U_{\text{bias}})$ verglichen. Das $\tau_U(U_{\text{bias}})$, das gerade größer ist als die RC-Zeitkonstante, wurde bestimmt und mit diesem das I_{0E} berechnet. Dieses Vorgehen ist in Kapitel 2.2.4 ausführlich dargestellt. Das auf diese Weise bestimmte I_{0E} enthält Einflüsse der Rekombination in der RLZ. Da die aus dem Anfitzen der Dunkelkennlinie bestimmten Werte für I_{02} und n_{02} nicht genau genug sind, erscheint es nicht als sinnvoll, I_{0E} mit diesen Werten zu korrigieren. Für die Emitter-Sättigungsströme sind daher in Tab. 3.17 nur obere Schranken angegeben. Qualitativ ist zu erkennen, daß das I_{0E} bei den texturierten Zellen größer ist als bei den flachen, da die texturierten Zellen eine geometrisch vergrößerte Emitterfläche besitzen. Insgesamt sind die Emitter-Sättigungsströme sehr klein, was aufgrund der hohen offenen Klemmenspannung der Zellen auch zu erwarten ist.

Abb. 3.10 zeigt die IQE der Zellen 17 und 20. Links ist die IQE der texturierten Zelle 20 abgebildet. Die IQE ist auch im blauen Bereich nahe eins und demonstriert damit, daß die Passivierung der Frontseite durch das thermische Oxid auch auf einer alkalisch texturierten Oberfläche sehr gut ist.

[GLU2] findet zwar auf texturierten Oberflächen ohne Emitter eine viel größere ORG von 1200 cm/s im Vergleich zu 67 cm/s auf einer flachen Oberfläche. Nach [KIN] ist ein ähnliches Verhalten auf schwach dotierten Emitttern zu beobachten. Bei einer Phosphorkonzentration an der Oberfläche von $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ sind die Sättigungsströme von Emitttern auf einer flachen und einer texturierten Oberfläche aber vergleichbar. Dies liegt daran, daß nach Abb. 1.8 eine ORG von 1000 cm/s ausreicht, um einen solchen Emitter zu passivieren.

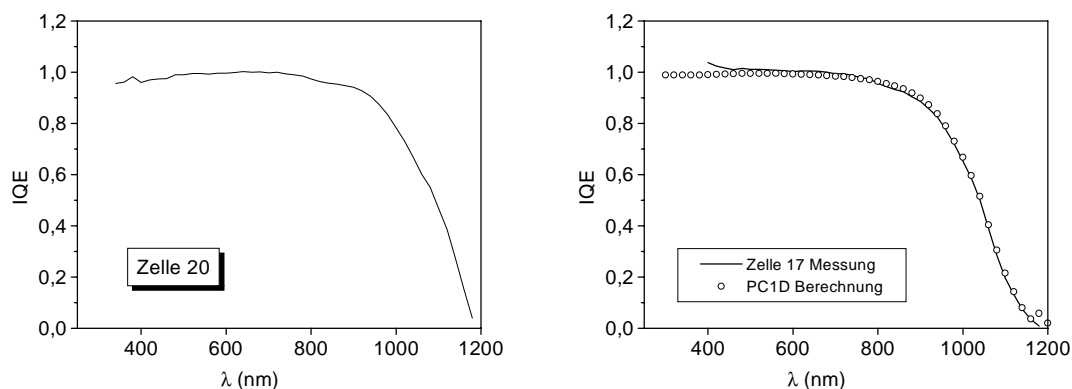


Abb. 3.10: IQE der beiden Zellen 20 (links) und 17 (rechts). Zusätzlich zur IQE von Zelle 17 ist die mittels PC1D aus den oben bestimmten Rekombinationsparametern berechnete IQE dargestellt. Beide Kurven zeigen eine sehr gute Übereinstimmung.

Rechts in Abb. 3.10 ist die gemessene IQE von Zelle 17 zusammen mit der theoretischen IQE aus den oben gemessenen Parametern L_n und S_B gezeigt. Die Berechnung wurde mittels PC1D durchgeführt. Die Übereinstimmung beider Kurven ist sehr gut. Die oben bestimmten Werte können daher als zuverlässig gelten.

Kurze Zusammenfassung:

Die Solarzellen aus FZ-Silizium zeigen große Diffusionslängen bis 450 - 500 μm . Zur Erzielung dieser Diffusionslängen ist eine Maskierung der Rückseite der Zellen während der Emitter-Diffusion notwendig. Zellen, bei denen die Rückseite nicht maskiert wurde, weisen deutlich kleinere Diffusionslängen auf. Die ORG an der Rückseite zeigt bei den Zellen mit lokalem BSF kleine Werte, die vom Bedeckungsgrad der Punktkontakte abhängen. Damit läßt sich eine ORG zwischen den Kontakten von 100 cm/s und an den lokalen Kontakten von 3000 cm/s bestimmen. Die Emitter-Sättigungsströme sind bei den texturierten Solarzellen etwas höher als bei den Zellen mit flacher Frontseite. Die IQE der texturierten Zellen zeigt aber eine ausreichend hohe Quantenausbeute im blauen Bereich nahe eins. Dies deutet auf eine sehr gute Passivierung der Oberfläche hin.

3.5 Solarzellen mit mechanischer V-Texturierung

Die mechanische V-Texturierung der Oberfläche einer Solarzelle mit einer konventionellen Wafersäge ist eine schnelle, kosteneffiziente Möglichkeit der Strukturierung [FAT1]. Eine einseitige Texturierung ist, im Gegensatz zur alkalischen Strukturierung, ohne einen Maskierschritt möglich. Im Gegensatz zur alkalisch geätzten Struktur sind die mechanisch gesägten V-Gräben makroskopisch tief und liegen in derselben Größenordnung wie die Zelldicke. Typische Texturtiefen sind 50 - 100 μm . In Kapitel 2.2.7 wurde beschrieben, wie sich solche Zellen mit der PCVD/SR-Meßmethode charakterisieren lassen.

Zelle	Material	Frontseite	Texturtiefe [μm]
21	FZ	flach	60
22	FZ	V-texturiert	“
23	P 48	flach	50
24	P 48	V-texturiert	“

Tab. 3.18: Übersicht der untersuchten Solarzellen. Es wird jeweils ein Paar aus einer flachen und einer texturierten Zelle miteinander verglichen.

Hierzu muß jeweils ein Solarzellen-Paar hergestellt werden, von dem eine Zelle eine flache und die andere eine mechanisch strukturierte Oberfläche besitzt. Zwei derartige Paare wurden aus FZ-Silizium und multikristallinem P 48 Material prozessiert. Die Daten des FZ-Siliziums sind im vorherigen Kapitel zu finden (FZ 2), die des Eurosolare P 48-Siliziums in Kapitel 3.3.2. Tab. 3.18 zeigt die Eigenschaften der untersuchten Zellen.¹²

Die Strukturierung erfolgte mit einer Wafersäge vom Typ Disco DAD 320 im Einzelblattbetrieb. Um eine sichere Fotolithografie zu ermöglichen, wurde eine Struktur mit flachen Stegen erzeugt, auf denen die Frontmetallisierung verläuft [ZEC1]. Nur zwischen den Metallfingern ist die Oberfläche texturiert. Alle Zellen erhielten einen Emitter mit einem Schichtwiderstand von $90 \Omega/\text{sq}$ und einem Sauerstoff drive-in Schritt. Die Frontseite der Zellen 23 und 24 ist durch ein 10 nm dickes thermisches Oxid passiviert, die beiden FZ-Zellen besitzen keine Passivierung der Vorderseite. Die Rückseite aller Zellen weist ein ganzflächiges BSF auf.

Die IV-Daten der Solarzellen aus der Messung der Hellkennlinien zeigt Tab. 3.19. Alle Zellen haben keine ARC. Durch die stark verminderte Reflexion der texturierten Zellen ist deren Kurzschlußstrom und damit deren Wirkungsgrad viel größer als bei den flachen Zellen.

Zelle	I_{SC} [mA/cm ²]	V_{OC} [mV]	FF [%]	η [%]
21	21,4	579	77	9,6
22	28,2	582	76	12,5
23	22,7	599	76	10,3
24	30,5	604	77	14,1

Tab. 3.19: Daten der Solarzellen aus der Messung der IV-Kennlinien. Die texturierten Zellen liefern einen deutlich größeren Strom als die flachen Solarzellen und haben dadurch den höheren Wirkungsgrad. Alle Zellen besitzen keine ARC.

Die Ergebnisse der PCVD-Messung zeigt Tab. 3.20. Weiterhin sind die effektiven Diffusionslängen L_{eff} aus dem „Basore-Fit“ der flachen Zellen angegeben. Die Abklingraten des Stroms und der Spannung der texturierten Zellen sind kleiner als bei den flachen Zellen, da durch die Texturierung deren effektive Dicke kleiner ist (siehe [GLA S. 48]).

¹² Die Zellen 21 und 22 wurden von B. Terheiden prozessiert.

Zelle	τ_j [μs]	τ_v [μs]	L_{eff} [μm]
21	2,0	4,45	182
22	1,68	3,83	
23	3,0	5,1	140
24	2,9	4,6	

Tab. 3.20: Abklingraten des Stroms und der Spannung aus der PCVD-Messung und die effektiven Diffusionslängen der flachen Zellen.

Mit den Meßdaten τ_j und L_{eff} der flachen Zellen können Parameter-Plots $S_B(L_n)$ erstellt werden, aus denen die Diffusionslänge L_n und die ORG an der Rückseite S_B abgelesen werden können. Diese sind in Abb. 3.11 dargestellt.

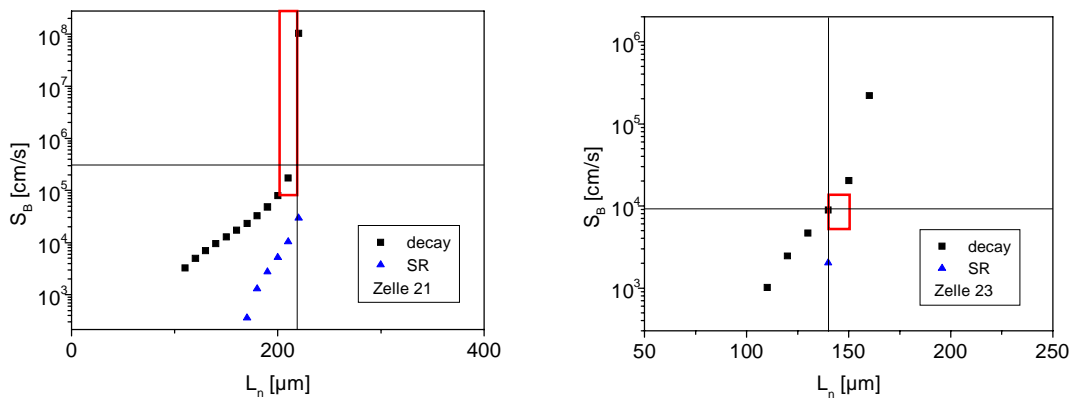


Abb. 3.11: Parameter-Plots $S_B(L_n)$ für die flachen Zellen 21 (links) und 23 (rechts).

Bei Solarzellen mit Diffusionslängen, die kleiner sind als die Zelldicke, ist der Einfluß der Rückseite auf die spectral response klein. In den Parameter-Plots verläuft die SR-Kurve daher sehr steil. Aus der SR kann nur die Diffusionslänge genau angegeben werden. Im Parameter-Plot läßt sich für S_B meist nur eine untere Schranke bestimmen. Dies ist der Fall im linken Graphen für die Zelle 21. Bei der Zelle 23 ist die Diffusionslänge mit $140 \mu\text{m}$ kleiner als die halbe Zelldicke ($W_B = 350 \mu\text{m}$). Hier beeinflußt die Rückseite die spectral response gar nicht. Im Parameter-Plot $S_B(L_n)$ liefert die SR-Kurve nur einen einzigen Punkt, durch den eine Senkrechte verläuft. Diese Senkrechte gibt die Diffusionslänge an, unabhängig von S_B .

Unter der Voraussetzung, daß die identisch prozessierten V-texturierten Zellen dieselbe Diffusionslänge und dasselbe S_B besitzen, wird eine effektive Dicke der texturierten Zelle gesucht, die zusammen mit deren τ_j dieselben Werte L_n und S_B ergibt. Diese effektive Dicke beträgt $225 \mu\text{m}$ für die Zelle 22, das entspricht etwa der halben Texturtiefe, und $340 \mu\text{m}$ für die Zelle 24. (Da die Zelle 24 aus multikristallinem Material besteht, das keine einheitliche

Dicke aufweist, ist es wahrscheinlich, daß der Wafer, aus dem Zelle 24 hergestellt wurde, vor der Texturierung dicker als 350 µm war.)

Zelle	L_n [µm]	S_B [cm/s]	I_{0E} [pA/cm ²]
21	200 - 210	$10^5 - 10^7$	0,7 - 1,0
22	„	„	1,0 - 1,1
23	140 -150	$6 \cdot 10^3 - 1,2 \cdot 10^4$	0,1 - 0,5
24	„	„	0,7 - 1,2

Tab. 3.21: Ergebnisse der Auswertung der PCVD-Messung.

Mit der so bestimmten effektiven Dicke kann I_{0E} der texturierten Zellen berechnet werden. Das Ergebnis ist in Tab. 3.21 dargestellt.

Die Zelle 23 weist eine niedrigere ORG an der Rückseite auf als die Zelle 21. Im Gegensatz zur Zelle 21 war die Zelle 23 während der Emitter-Diffusion auf der Rückseite maskiert.

Die aus der PCVD-Messung bestimmten Emitter-Sättigungsströme hängen sehr stark von der eingesetzten Diffusionslänge ab. Die recht kleine Unsicherheit in der Diffusionslänge führt daher zu einer großen Streuung in I_{0E} . Zum Vergleich der Werte sollte man beachten, daß die untere Grenze von I_{0E} für die kleinere Diffusionslänge und die obere Schranke für die größere Diffusionslänge berechnet wurde. Es ist dann möglich, die jeweiligen Emitter-Sättigungsströme, die mit derselben Diffusionslänge berechnet wurden, miteinander zu vergleichen.

Mit einem Spitzenwinkel der V-Stege von 75° läßt sich ein Vergrößerungsfaktor der Emitterfläche von 1,6 berechnen. Der Emitter-Sättigungsstrom ist bei der PCVD-Messung stets auf die Fläche der ganzen Solarzelle bezogen. Daher muß I_{0E} der texturierten Zelle auch im Fall optimaler Prozessierung um diesen Faktor größer sein als bei einer flachen Zelle, die identisch prozessiert wurde (siehe Kapitel 1.7). Bei Betrachtung der Ergebnisse in Tab. 3.21 ist das I_{0E} von Zelle 22 um ungefähr diesen Faktor größer als das I_{0E} der flachen Zelle 21, wenn man die kleinere Diffusionslänge betrachtet. Bei den Zellen 23 und 24 ist die Vergrößerung des Emitter-Sättigungsstroms durch die Texturierung stärker als um den Faktor 1,6.

4 Passivierende Eigenschaften einer PECVD abgeschiedenen Antireflexschicht

4.1 Der PECVD-Abschneideprozess

Zur Verringerung von Reflexionsverlusten werden Antireflexschichten (ARC) auf die Frontseite von Solarzellen aufgebracht. Diese können entweder aus TiO_2 - oder MgF_2 -Schichten bestehen, die in einer Elektronenstrahl-Aufdampfanlage auf die fertigen Solarzellen aufgedampft werden. Bei Hochleistungssolarzellen kann auch ein dickes passivierendes thermisches Oxid als ARC dienen, wie bei den Zellen in Kapitel 3.4 schon erwähnt wurde. Die Dicke einer solchen Antireflexschicht sollte für eine Wellenlänge von 600 nm etwa $\lambda/4$ betragen. Gut geeignet ist ein Brechungsindex der ARC-Schicht von etwa 2.

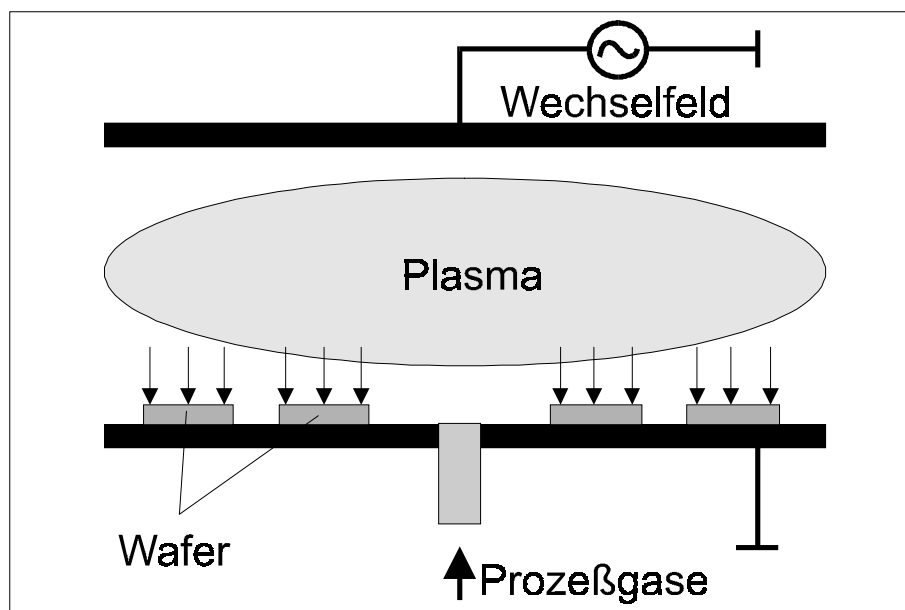


Abb. 4.1: Schematische Darstellung eines Parallel-Elektroden-PECVD-Reaktors. Zwischen den Elektroden der Anlage bildet sich ein Plasma aus den Prozessgasen. Die Wafer befinden sich direkt im Plasma. Auf der Oberfläche scheidet sich die gewünschte Schicht ab.

Eine elegante Möglichkeit des Aufbringens von Antireflexschichten bietet die Abscheidung Silizium-haltiger Schichten mit dem PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition)

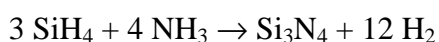
Verfahren. Bei der PECVD-Abscheidung strömen Prozeßgase, die die Atome enthalten, aus denen sich die abzuscheidende Schicht zusammensetzen soll, zwischen zwei Elektroden, an denen ein hochfrequentes Wechselfeld anliegt. In diesem Feld bildet sich ein Plasma. Die Atome oder Radikale der Prozeßgase treffen auf die Oberfläche der Wafer, die auf der Bodenelektrode direkt im Plasma liegen. Hier reagieren sie zur gewünschten Antireflexschicht. Eine schematische Darstellung eines PECVD-Reaktors zeigt Abb. 4.1. Gezeigt ist ein Schnitt durch die Probenkammer mit Elektroden, Plasma und Wafern. Details zum PECVD-Prozeß finden sich in [LEG2].

Es gibt verschiedene technische Realisierungen eines PECVD-Reaktors. Nach der Frequenz des Wechselfeldes zwischen den Elektroden unterscheidet man zwischen dem LF- (Low-frequency) und dem HF- (High-frequency) PECVD-Verfahren. Das Wechselfeld besitzt bei der HF-PECVD eine Frequenz oberhalb von einem GHz. Die Frequenz des Wechselfeldes bestimmt die Weglänge, die ein Ion während einer Halbschwingung des Feldes im Mittel zurücklegen kann. Je höher die Frequenz ist, desto kleiner ist diese Strecke und damit die Geschwindigkeit der Ionen. Eine Schädigung der Oberfläche der Wafer durch schnelle Ionen wird daher verringert durch eine Erhöhung der Frequenz des Wechselfeldes.

Weiterhin unterscheidet man zwischen dem Parallel-Elektroden-PECVD-Reaktor, wie er in Abb. 4.1 dargestellt ist, und dem batch-Reaktor. Bei ersterem liegen die Proben auf der horizontalen Bodenelektrode. Beim batch-Reaktor sind Elektroden und Wafer senkrecht in einem Boot angeordnet (siehe [LEG2]). Die Abscheidung erfolgt in beiden Fällen einseitig auf der freien Proben-Oberfläche, da die Rückseite der Wafer auf der Elektrode aufliegt. Weiterhin wird unterschieden zwischen dem direkten Abscheideverfahren, bei dem sich die Wafer im Plasma befinden (Abb. 4.1) und dem remote-PECVD-Verfahren. Bei letzterem brennt das Plasma außerhalb des Probenvolumens, nur die Reaktionsprodukte werden über die Proben-Oberfläche geleitet. Das remote-PECVD-Verfahren wird in [ABE4] und [LEN2] dargestellt. Dieses scheint gegenüber dem direkten Abscheideverfahren prinzipielle Vorteile zu bieten, hat sich aber aufgrund des komplizierteren Aufbaus und der schwierigeren Handhabung bisher nicht kommerziell durchgesetzt.

An der Universität Konstanz ist ein Parallel-Elektroden-PECVD-Reaktor vom Typ Applied Physics AMP 3000 im Einsatz. Er besitzt eine Frequenz des Wechselfeldes von 50 kHz (LF-PECVD). Die Wafer können während der Abscheidung auf maximal 350° C geheizt werden. Zwei Bodenelektroden für Wafer unterschiedlicher Größe stehen zur Verfügung. Bis zu einer Probengröße von 10 x 10 cm² ist eine homogene Abscheidung möglich. Als Prozeßgase stehen N₂, SiH₄, NH₃ und NO₂ in Reinstqualität zur Verfügung. Eine nähere Beschreibung der Anlage findet sich in [SPI].

Mit den genannten Gasen ist die Abscheidung von Silizium-Nitrid- und von Silizium-Dioxid-Schichten möglich. Die Reaktionsgleichungen lauten für die Si₃N₄-Reaktion:



und für die Abscheidung von SiO₂:



Der Aufbau der Schichten erfolgt jedoch nicht stöchiometrisch. Vielmehr wird überschüssiger Wasserstoff in die Schichten eingebaut. Auch läßt sich über die Gasflüsse der einzelnen Prozeßgase die Stöchiometrie, z. B. des Silizium-Nitrids, ändern. Hiermit kann der Brechungsindex der abgeschiedenen Schicht variiert werden. So lassen sich Silizium-Nitridschichten mit einem Brechungsindex zwischen 1,9 und 2,4 abscheiden. Diese Variation des Brechungsindex ist zum Beispiel bei der Herstellung von Doppel-Antireflexschichten wichtig [SPI].

Ein sehr entscheidender Vorteil einer PECVD-ARC-Schicht liegt in deren guter passivierender Eigenschaft [CHE1], [LAU2], [LEG3], [LEG4]. So ist es möglich, bei Temperaturen um 300° C und in relativ kurzer Zeit (wenige Minuten) eine passivierende Schicht abzuscheiden. Auch zeigen PECVD-abgeschiedene Silizium-Nitride vergleichbar gute, oder sogar bessere passivierende Eigenschaften als hochwertige thermische Oxide [LEG3], [LAU2], [SCH2]. Die am besten passivierenden PECVD-Schichten werden mit verdünnten Prozeßgasen z. B. in Helium abgeschieden [BAT]. Diese Möglichkeit besteht beim an der Universität Konstanz verwendeten Reaktor jedoch nicht.

In den nächsten Kapiteln werden die passivierenden Eigenschaften von PECVD abgeschiedenen Schichten untersucht.

4.2 CV-Messungen an PECVD-Schichten

Zur Charakterisierung der Grenzflächen-Störstellendichte und der festen Ladung wurden MIS-Proben mit PECVD-Schichten hergestellt und CV-Messungen durchgeführt. Es wurden Si₃N₄- und SiO₂-Schichten untersucht. Die MIS-Proben wurden dabei identisch mit den MOS-Proben (siehe Kapitel 3.1.2) hergestellt (bis auf die PECVD-Schicht statt dem thermischen Oxid), um die PECVD-Schichten mit den thermischen Oxiden gut vergleichen zu können. Direkt vor der PECVD-Abscheidung wurde jeweils eine Standard-Waferreinigung durchgeführt. Diese Reinigung erwies sich als sehr wichtig. MIS-Proben, bei denen die PECVD-Schicht ohne vorherige Reinigung abgeschieden wurde, ließen keine CV-Messung zu. Da die PECVD-Schicht, im Gegensatz zum thermischen Oxid, nicht in das Silizium einwächst, sondern auf der Oberfläche abgeschieden wird, befindet sich Schmutz, der vor der Abscheidung auf der Oberfläche war, automatisch an der Grenzfläche Silizium/Isolator. Dieser kann die Grenzfläche derart beeinflussen, daß keine definierte Bandverbiegung auftritt. Alle Proben erhielten einen Formiergas-Anneal nach der Metallisierung („Alneal“).

Da alle abgeschiedenen PECVD-Schichten eine poröse Struktur aufweisen, lassen sie sich nur mit der HF-CV-Methode charakterisieren. Eine typische CV-Kurve zeigt Abb. 4.2. Links sieht man die gemessene Kurve einer PECVD-SiO₂-Schicht zusammen mit der theoretischen CV-Kurve ohne Grenzflächen-Störstellen. Die Streckung der Meßkurve durch die Störstellen ist deutlich erkennbar. Rechts ist die daraus abgeleitete Grenzflächen-Störstellendichte in Abhängigkeit der Energie in der Bandlücke dargestellt. In der Mitte der Bandlücke ($E = E_i$) beträgt die Grenzflächen-Störstellendichte $D_{it} = 7 \cdot 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

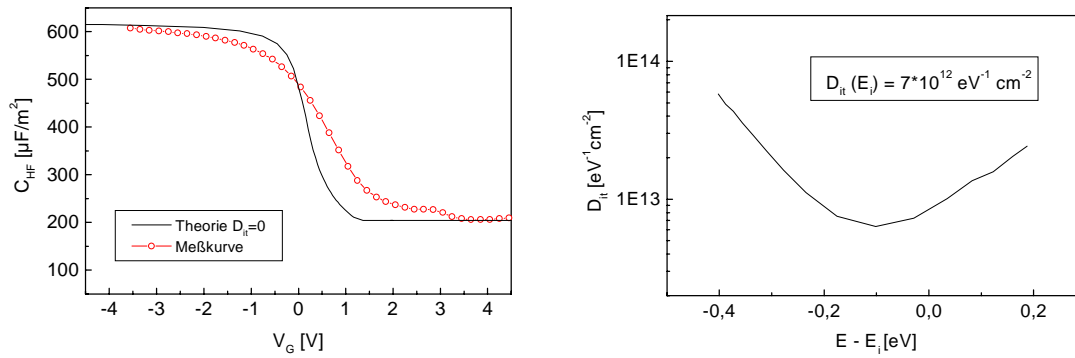


Abb. 4.2: CV-Messung an einer PECVD-SiO₂-Schicht. Links ist die CV-Meßkurve zusammen mit der theoretisch berechneten Kurve für $D_{it} = 0$ zu sehen, rechts die daraus berechnete Störstellendichte $D_{it}(E)$.

Untersucht wurden verschiedene Nitrid- und Oxidschichten, die bei unterschiedlichen Plasmaleistungen und Gasdrücken abgeschieden wurden. Das Ergebnis ist in Tab. 4.1 aufgelistet.

Probe	Schicht	T [°C]	pr [Pa]	P [W/m ²]	d [nm]	Q _f [cm ⁻²]	D _{it} [eV ⁻¹ cm ⁻²]
1	SiO ₂	305	40	658	52	2,4·10 ¹²	6 - 7·10 ¹²
2	Si ₃ N ₄	260	“	195	55	2,8·10 ¹²	1·10 ¹¹
3	“	“	27	“	54	3,5·10 ¹²	1·10 ¹¹
4	“	“	40	780	79	2,6·10 ¹²	3·10 ¹¹
5	“	“	27	“	78	2,8·10 ¹²	4·10 ¹¹

Tab. 4.1: CV-Meßergebnisse an PECVD-SiO₂- und Si₃N₄-Schichten. Variiert wurden die Plasmaleistung und der Gasdruck. Die Nitridschichten haben einen Brechungsindex von 2,0 und die Oxidschicht von 1,47.

Man erkennt, daß die PECVD-Nitride eine Störstellendichte D_{it} aufweisen, die etwa eine Größenordnung über den typischen Werten für ein hochwertiges thermisches Oxid liegt (siehe Kapitel 3.1.2). Aber auch die feste Ladung übersteigt den entsprechenden Wert eines thermischen Oxids um etwa eine Größenordnung. Durch die starke Feldeffektpassivierung bei solch hoher fester Ladungsdichte sind die passivierenden Eigenschaften der PECVD-Nitridschichten trotz der größeren Störstellendichte mit denen thermischer Oxide vergleichbar. Ähnliche Werte findet [LEG4] bei Nitridschichten, die in einem batch-Reaktor abgeschieden wurden.

[CHE2] mißt an einem PECVD-Oxid mit den Grenzflächen-Werten $D_{it} = 5 \cdot 10^{10} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ und $Q_f = 5 - 10 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ eine ORG von nur 2 cm/s.

Die Grenzflächen-Störstellendichte steigt mit zunehmender Plasmaleistung. Dies kann auf eine Schädigung der Oberfläche durch das Plasma zurückgeführt werden. Die feste Ladung wird durch die Plasmaleistung nicht verändert. Die Plasmaleistung sollte daher zum Erzielen optimaler passivierender Eigenschaften möglichst klein gewählt werden. Dasselbe Verhalten der Störstellendichte in Abhängigkeit der Plasmaleistung wurde von [JÄG] beobachtet.

Ein Einfluß des Gasdrucks auf die Schicht-Eigenschaften läßt sich nicht nachweisen.

Das PECVD-Oxid zeigt eine sehr viel größere Störstellendichte als die Nitride bei vergleichbar großer fester Ladung. Dieses ist daher als passivierende Schicht schlechter geeignet als die Nitrid-Schichten.

Aufgrund der Grenzflächen-Eigenschaften ist zu erwarten, daß sich das untersuchte direkt-Plasma LF-PECVD-Nitrid für die Passivierung von Solarzellen-Oberflächen gut eignet.

In der Praxis kann die PECVD-Antireflexschicht auf die fertig metallisierte Solarzelle aufgebracht werden. Diese ist in den meisten Fällen mit einem dünnen thermischen Oxid passiviert. Es wurde deshalb untersucht, ob sich durch die PECVD-Abscheidung die Grenzflächen-Störstellendichte des thermischen Oxids verändert. Hierzu wurden MIS-Proben hergestellt, die eine etwa 10 nm dicke thermische Oxidschicht besitzen, wie sie standardmäßig für die Passivierung von Solarzellen verwendet wird. Auf diese wurde eine PECVD-Nitridschicht abgeschieden. Das Ergebnis der CV-Messungen ist in Tab. 4.2 gezeigt. Man findet Werte für die Störstellendichte und für die feste Ladung, wie sie für dünne thermische Oxide typisch sind (vergleiche Kapitel 3.1.2). Ein Einfluß des Gasdrucks oder der Plasmaleistung auf die Meßwerte ist nicht zu sehen. Es läßt sich deshalb folgern, daß während einer PECVD-Abscheidung an einer mit einer dünnen thermischen Oxidschicht passivierten Oberfläche keine Schädigung durch das Plasma auftritt, auch nicht bei hohen Plasma-Leistungen.

Probe	T [°C]	pr [Pa]	P [W/m ²]	d [nm]	Q _f [cm ⁻²]	D _{it} [eV ⁻¹ cm ⁻²]
6	260	40	780	80		4·10 ¹⁰
7	“	“	195	90	5·10 ¹⁰	3·10 ¹⁰
8	“	27	“	84	3·10 ¹⁰	4·10 ¹⁰

Tab. 4.2: CV-Messungen an MIS-Proben mit einer dünnen thermischen Oxidschicht unter dem PECVD-Nitrid.

Mit einer weiteren Untersuchung wurden Nitride charakterisiert, die kurzzeitig bei hoher Temperatur getempert wurden. Bei der Herstellung von siebgedruckten Solarzellen (siehe Kapitel 5) wird die Frontseite mit einer Nitridschicht passiviert. Nach der Kontaktierung wird die gesamte Zelle bei etwa 800°C ca. 1 min in einem Durchlauf-Ofen getempert. Hierzu wurden MIS-Proben hergestellt, die ähnlich wie die Siebdrucksolarzellen prozessiert wurden. Der Rückkontakt der MIS-Proben wurde siebgedruckt, anschließend wurden die Proben mit

denselben Parametern wie die Solarzellen in einem Durchlauf-Ofen getempert („gefeuert“). Die Gate-Kontakte wurden danach in der E-gun aufgedampft ohne weiteren anschließenden Tempersschritt.

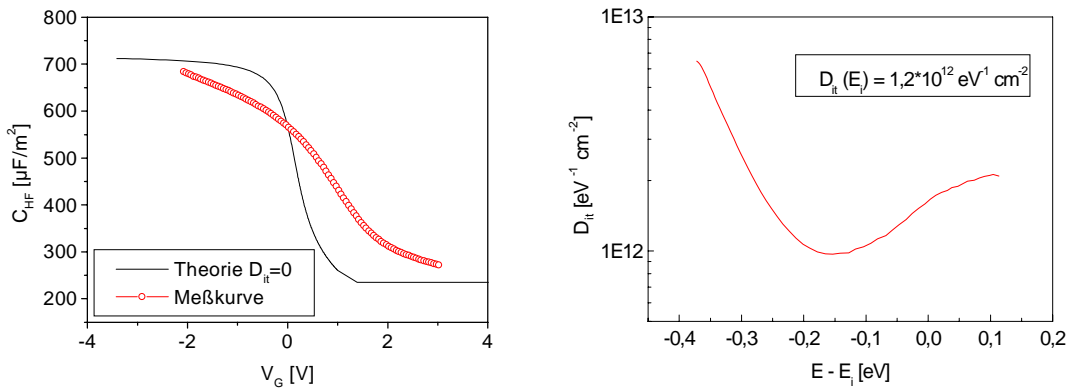


Abb. 4.3: CV-Messung an einer „gefeuerten“ Nitridschicht. Links sind die CV-Meßkurve und die theoretische Kurve ohne Störstellen abgebildet, rechts die daraus bestimmte Störstellendichte D_{it} .

Abb. 4.3 zeigt eine typische Meßkurve mit extrahierter Störstellendichte. Die Grenzflächen-Störstellendichte D_{it} in der Bandmitte beträgt $1,2 \cdot 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Die feste Ladung Q_f beträgt $4,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Die Abscheidung erfolgte bei 305°C , einer Plasmaleistung von $780 \text{ W}/\text{m}^2$ und einem Gasdruck von 40 Pa. Die im Vergleich zu den oben diskutierten Proben höhere Störstellendichte ist wohl in erster Linie auf den fehlenden Formiergas-Anneal nach der Metallisierung („Alneal“) zurückzuführen. Dieser senkt die Störstellendichte beträchtlich. Da siebgedruckte Solarzellen jedoch in der Regel keinen Formiergas-Anneal erhalten, wurde auch bei der MIS-Probe darauf verzichtet.

Trotz der etwas höheren Störstellendichte erscheint das PECVD-Nitrid gut geeignet, auch die Oberflächen von siebgedruckten Solarzellen, die mit einem „Feuerungs“-Schritt hergestellt wurden, passivieren zu können.

An Remote-PECVD-Nitridschichten wurde von [LEN1] beobachtet, daß diese unter Feuerungsbedingungen etwa 100 s lang stabil sind. Danach nimmt die Passivierung dieser Schichten rapide ab.

In Zusammenarbeit mit der Firma Roth und Rau, Wüstenbrand, wurde untersucht, ob sich PECVD-Nitridschichten, die nach einem neuen, von der Fa. Roth entwickelten Verfahren abgeschieden werden, zur Passivierung von siebgedruckten Solarzellen eignen. Die Abscheidung erfolgt dabei in einem Mehrkammer-System, das einen quasi-kontinuierlichen Betrieb ermöglicht. Die Frequenz des Wechselfeldes beträgt 2,54 GHz, so daß mit einer relativ geringen Schädigung der Oberfläche während der Abscheidung gerechnet wird [LAU1].

Mit Nitridschichten, die von der Fa. Roth abgeschieden wurden, wurden „gefeuerte“ CV-Proben, wie oben beschrieben, hergestellt. Tab. 4.3 zeigt das Ergebnis der CV-Messungen. Probe 10 erhielt einen Formiergas-Tempersschritt nach dem Aufdampfen der Gate-Kontakte („Alneal“), Probe 9 nicht. Die Störstellendichten sind sogar etwas kleiner als bei der oben beschriebenen, gefeuerten MIS-Probe. Diese Nitride erscheinen für die Passivierung von siebgedruckten Solarzellen daher mindestens ebenso gut geeignet wie die mit dem herkömmlichen LF-PECVD Verfahren abgeschiedenen Nitridschichten.

Die Probe mit „Alneal“ weist seltsamerweise eine höhere Störstellendichte auf als die nicht annealte Probe 9. Der „Alneal“ hat daher bei schon gefeuerten Nitriden eine eher schädliche Wirkung.

Probe	Anneal	d [nm]	Q_f [cm^{-2}]	D_{it} [$\text{eV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]
9	nein	92	$4 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{11}$
10	ja	88	$5,6 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{12}$

Tab. 4.3: CV-Messungen an PECVD-Nitridschichten der Fa. Roth. Der Anneal erfolgte nach dem Aufdampfen der Aluminium-Kontakte („Alneal“).

4.3 Charakterisierung von Solarzellen mit PECVD-Antireflexschicht

In diesem Kapitel wird untersucht, wie sich eine PECVD-Antireflexschicht auf die Passivierung von Solarzellen auswirkt. Zuerst werden Solarzellen untersucht, deren Frontseite durch ein dünnes thermisches Oxid passiviert ist. Diese erhalten nach der Metallisierung eine PECVD-ARC. Nach den Ergebnissen der CV-Messung (Tab. 4.2) sollte keine Verschlechterung der Passivierung durch das PECVD-Nitrid auftreten. Um den Einfluß der PECVD-Abscheidung auf die Oberflächenpassivierung zu untersuchen, wurden unterschiedliche Zellen vor und nach der Abscheidung PECVD-gemessen. τ_j der Zellen wird, wie erwartet, durch die Abscheidung nicht beeinflusst. Die Änderung von τ_v durch die Nitrid-Abscheidung hängt dann nur noch von der Änderung des Emitter-Sättigungsstroms ab (Kapitel 2.2.5). Der Vergleich der τ_v -Werte vor und nach der PECVD-Abscheidung ist somit ein gutes Maß für die relative Veränderung des Emitter-Sättigungsstroms. Tab. 4.4 zeigt das Ergebnis der Untersuchung. Die Einzel-ARC besteht aus einer Si_3N_4 -Schicht, die Doppel-ARC aus einer Si_3N_4 -Schicht direkt auf der Zelle mit einer darüberliegenden SiO_2 -Schicht. Der Brechungsindex der Nitrid-Schicht beträgt 2,0 bei der Einzel- und 2,4 bei der Doppel-ARC. Die Verbesserung des Wirkungsgrades rührt im wesentlichen von der Steigerung des Kurzschlußstroms durch die ARC her. Die Steigerung der offenen Klemmenspannung hängt

von der Erhöhung des Kurzschlußstroms ab. Die Änderung des τ_V -Wertes dagegen ist ein gutes Maß für die Änderung des I_{0E} und damit der Oberflächenpassivierung.

Zelle	Material	P [W/m ²]	V _{OC} vor [mV]	V _{OC} nach [mV]	τ_V vor [μ s]	τ_V nach [μ s]	$\Delta\eta$ [%]
1	FZ/E	195	600	606	5,9	6,8	34
2	Eurosil/D	390	592	610	4,5	4,6	42
3	Eurosil/D	“	599	620	4,1	4,5	48

Tab. 4.4: PECVD-ARC auf oxidpassivierten Solarzellen. In der Spalte Material bedeutet E: Einfach-ARC und D: Doppel-ARC. Weiterhin angegeben sind V_{OC} und τ_V vor und nach der Abscheidung und die relative Verbesserung des Wirkungsgrades. Die Abscheide-Temperatur beträgt 260° C.

Es ist zunächst zu sehen, daß durch die PECVD-Abscheidung keine Degradation der Oberfläche auftritt. Die Parameter der Zellen verschlechtern sich nicht durch die Abscheidung. Die beiden Zellen 1 und 3 zeigen sogar eine deutliche, Zelle 2 eine kleine Verbesserung von τ_V . Dies mag zunächst erstaunen, da die PECVD-Schicht auf die Störstellendichte des thermischen Oxids keinen Einfluß ausübt (siehe Tab. 4.2). Eine Erklärung für die Verbesserung der Oberflächenpassivierung liefern die festen Ladungen im Nitrid. Obwohl sich diese oberhalb der 10 nm dicken thermischen Oxidschicht befinden, üben sie doch einen Einfluß auf die Bandverbiegung an der Silizium-Oxid-Grenzfläche aus und verstärken so die Feldeffektpassivierung.

Viele andere Solarzellen zeigen aber durch die PECVD-Abscheidung eine Degradation, hauptsächlich des Füllfaktors. Diese wird auf eine Schädigung des Solarzellen-Randes durch das Plasma zurückgeführt und nicht auf einen Einfluß der Oberfläche. Solarzellen, die noch von Wafermaterial umgeben sind und deren Fläche nur durch den durchtrennten Emitter definiert ist, zeigen diese Schädigung seltener. Es ist daher, vor allem bei sehr kleinen Zellen, dafür Sorge zu tragen, daß deren Rand nicht durch das Plasma geschädigt wird.

Insgesamt läßt sich festhalten, daß eine PECVD-Nitridschicht eine gute Antireflexschicht ist, die eine mit einem dünnen thermischen Oxid passivierte Oberfläche nicht schädigt, sondern im Gegenteil durch die eingebaute feste Ladung deren Passivierung noch geringfügig verbessern kann (siehe auch [BIT1]). Die Zelle 3 hat nach der Abscheidung der Doppel-ARC den sehr hohen Wirkungsgrad von 15,5 % auf multikristallinem Eurosil-Material.

Die nächste Untersuchung betrachtet die PECVD-Nitrid-Abscheidung auf metallisierten Solarzellen, deren Frontseite nicht passiviert ist. Die Zellen wurden vor der Abscheidung nur in DI-Wasser gereinigt, um die Metallisierung nicht zu schädigen.

Tab. 4.5 zeigt das Ergebnis der Untersuchung. Alle vier Zellen zeigen eine leichte Erhöhung von τ_v . Dies kann auf die Feldeffektpassivierung durch die festen Ladungen in der Nitridschicht zurückgeführt werden, die auch bei den Zellen mit thermischem Oxid zu einer Erhöhung des τ_v führt.

Zelle	T [°C]	P [W/m ²]	V _{OC} vor [mV]	V _{OC} nach [mV]	τ_v vor [μs]	τ_v nach [μs]	$\Delta\eta$ [%]
4	260	195	584	597	6,0	6,2	37
5	260	780	582	600	5,8	6,2	43
6	305	195	580	596	5,6	6,0	45
7	350	195	580	595	6,0	6,5	43

Tab. 4.5: PECVD-Abscheidung von Nitrid-ARCs auf Solarzellen ohne Frontseitenpassivierung. Alle Zellen bestehen aus FZ-Silizium. Der Brechungsindex der Einzel-ARC beträgt 2,0. Angegeben sind V_{OC} und τ_v der Zellen jeweils vor und nach der Abscheidung sowie die relative Verbesserung des Wirkungsgrades.

Einen Einfluß der Abscheidetemperatur oder der Plasmaleistung ist nicht festzustellen. Dies spricht für die Interpretation der Feldeffektpassivierung. Denn in Tab. 4.1 wurde anhand der CV-Messungen gezeigt, daß die feste Ladung unabhängig von der Abscheideleistung ist, wohingegen die Grenzflächen-Störstellendichte mit der Plasma-Leistung anwächst.

Tab. 4.6 zeigt entsprechende Ergebnisse der Abscheidung einer Doppel-ARC auf Solarzellen unterschiedlicher Materialien. Die Zellen haben keine passivierte Frontseite. Die Verbesserung des Wirkungsgrades kommt vor allem durch die Steigerung des Kurzschlußstroms durch die ARC zustande. So besitzt Zelle 8 eine nahezu optimale Doppel-ARC mit einer Wirkungsgrad-Steigerung von über 50 %. Zelle 10 dagegen weist eine Degradation des Füllfaktors durch die PECVD-Abscheidung auf. Daher haben der Wirkungsgrad und die offene Klemmenspannung bei dieser Zelle weniger stark als bei den anderen beiden zugenommen.

τ_v zeigt bei allen Zellen eine, wenn auch kleine, Verbesserung. Dies bedeutet, daß zumindest bei keiner Zelle die Oberfläche geschädigt, sondern im Gegenteil durch die Nitridschicht deren Passivierung etwas verbessert wurde.

Die leichte Verbesserung der Oberflächenpassivierung durch das Nitrid ist auch als Vergrößerung der IQE im blauen Spektralbereich sichtbar. Abb. 4.4 zeigt die IQEs der Zellen 8 (links) und 10 (rechts) jeweils vor und nach der PECVD-Abscheidung.

Zelle	Material	V_{OC} vor [mV]	V_{OC} nach [mV]	τ_v vor [μ s]	τ_v nach [μ s]	$\Delta\eta$ [%]
8	FZ	583	605	7,9	8,0	50,5
9	ES P48	587	601	5,3	5,4	36
10	Eurosil	591	592	4,0	4,1	18

Tab. 4.6: PECVD-Doppel-ARC auf Solarzellen unterschiedlicher Materialien ohne passivierte Frontseite. Angegeben sind V_{OC} und τ_v der Zellen jeweils vor und nach der Abscheidung sowie die relative Verbesserung des Wirkungsgrades.

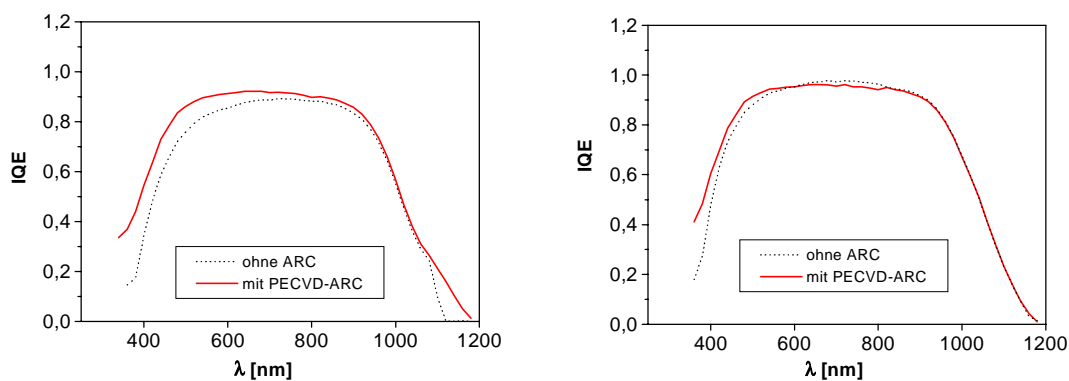


Abb. 4.4: IQE vor und nach der PECVD-Abscheidung links von Zelle 8 und rechts von Zelle 10. Man erkennt bei beiden Zellen eine leichte Verbesserung der IQE im blauen Bereich durch die Feldeffektpassivierung des PECVD-Nitrids.

Alle bisher vorgestellten Zellen wurden nach der PECVD-Abscheidung 30 min bei 350° C in Formiergas getempert. Dieser Tempersschritt verbessert die elektrische Stabilität der Zellen unter Beleuchtung.

[LEG4] zeigt, daß sich durch einen Formiergas-Tempersschritt bei einer etwas höheren als der Abscheide-Temperatur die passivierenden Eigenschaften von PECVD-Nitriden deutlich verbessern lassen.

Es wurde daher untersucht, welche Temperatur für diesen Tempersschritt am geeignetsten ist. Hierzu wurden vier gleiche Solarzellen nach der PECVD-Abscheidung bei unterschiedlichen Temperaturen getempert. Die Verbesserung von τ_v und der offenen Klemmenspannung ist in Abhängigkeit der Anneal-Temperatur in Abb. 4.5 gezeigt.

Es ist zu beachten, daß der Anstieg der offenen Klemmenspannung auch vom Anstieg des Kurzschlußstroms durch die ARC beeinflusst wird. Die τ_V -Werte erhöhen sich bei allen Annealing-Temperaturen. Die Verbesserungen bei den einzelnen Temperaturen unterscheiden sich nicht signifikant voneinander. Insgesamt erscheint eine Anneal-Temperatur zwischen 320° und 350° C am besten geeignet zu sein.

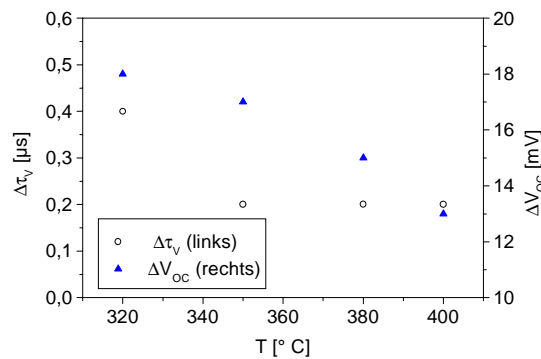


Abb. 4.5: Untersuchung des Einflusses der Anneal-Temperatur nach der PECVD-Abscheidung auf die Erhöhung von τ_V (linke Achse) und der offenen Klemmenspannung V_{OC} (rechte Achse). Die vier Zellen sind aus FZ-Material prozessiert und haben keine Oberflächen-Passivierung außer der PECVD-Schicht.

Kurze Zusammenfassung des Kapitels:

CV-Messungen an MIS-Proben mit PECVD-Si₃N₄-Schichten zeigen nach dem „Anneal“ Grenzflächen-Störstellendichten von $1 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ und eine Dichte der festen Ladung von mehr als 10^{12} cm^{-2} . Die Grenzflächen-Störstellendichte nimmt mit steigender Plasmaleistung zu, die feste Ladung ist unabhängig von der Plasmaleistung während der Abscheidung. Im Vergleich dazu zeigen PECVD-Oxide eine Grenzflächen-Störstellendichte von deutlich mehr als $10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

Fertig metallisierte Solarzellen, auf deren Frontseite eine PECVD-Nitrid-ARC abgeschieden wurde, zeigen eine Erniedrigung des Emitter-Sättigungsstroms. Dies wurde sowohl an Zellen beobachtet, deren Emitter mit einem 10 nm dicken thermischen Oxid passiviert ist, als auch an Solarzellen ohne Emitter-Passivierung. Diese Abnahme des Emitter-Sättigungsstroms durch die Abscheidung der Nitridschicht läßt sich durch die Feldeffektpassivierung der großen festen Ladungsdichte der PECVD-Schicht erklären.

5 Passivierung der Oberfläche von Siebdruck-Solarzellen

Industriell hergestellte Solarzellen werden meist mittels Siebdruck metallisiert. Im Gegensatz zur Fotolithografie braucht nicht für jede Solarzelle eine Metallisierungsmaske hergestellt zu werden, sondern die Metallpaste wird durch eine Siebmaske direkt auf die Solarzelle gedruckt [TOE]. Es ist kein Vakuum-Aufdampfschritt nötig. Daher kann mittels Siebdruck eine Solarzelle in wenigen Minuten metallisiert werden. Im Gegensatz dazu erfordert die Fotolithografie mitsamt dem Aufdampfen mehrere Stunden. Dieser ökonomische Vorteil wird mit einer Reihe von Nachteilen erkauft:

1. Die siebgedruckten Metallfinger sind mit einer typischen Breite von 100 μm viel breiter als die fotolithografisch definierten. Der Abschattungsverlust ist daher viel größer.
2. Zur Kontaktherstellung ist eine sehr hoch dotierte Oberfläche nötig [TOE]. Der Emitter muß ferner ausreichend tief sein, um Kurzschlüsse zu vermeiden. Auger-Rekombination im Emitter tritt auf.
3. Die Möglichkeit eines mikrometer-genauen Alignements zur Herstellung selektiver Emitter besteht bei normalen Siebdruckmaschinen nicht.

Aus diesen Gründen ist die Fotolithografie bei der Herstellung von Hochleistungssolarzellen dem Siebdruck überlegen. Doch auch siebgedruckte Solarzellen können mittlerweile mit hohen Wirkungsgraden hergestellt werden [DUE].

Der Siebdruck-Prozeß ist vor allem dann interessant, wenn es um die Entwicklung industriell herstellbarer Solarzellen geht. Aufgrund der angesprochenen Eigenschaften des Siebdrucks ist es nötig, das Design der Solarzellen, z. B. das Emitter-Profil, diesem Prozeß anzupassen. Die Meßmethoden müssen in der Lage sein, die siebgedruckte Solarzellen mit 25 bis 100 cm^2 Größe zu charakterisieren.

Im folgenden Kapitel wird die Passivierung von Siebdrucksolarzellen untersucht. Mit der PCVD/SR-Methode werden der Emitter-Sättigungsstrom von hochdotierten Emittern, die Diffusionslänge und die ORG an der Rückseite von siebgedruckten Solarzellen bestimmt (siehe auch [BIT2]).

5.1 Der Siebdruck-Prozeß

Abb. 5.1 zeigt den Ablauf des Herstellungsprozesses siebgedruckter Solarzellen. Der defektgeätzte Silizium-Wafer kann wahlweise auf der Frontseite texturiert werden. Die Texturierung kann hierbei kostengünstig durch mechanische Walzentexturierung erfolgen [GER]. Anschließend wird der Emitter POCl_3 -diffundiert. Mittels des PECVD-Verfahrens wird eine Si_3N_4 -Antireflexschicht auf der Frontseite abgeschieden. Diese ARC dient gleichzeitig zur Passivierung der Oberfläche.

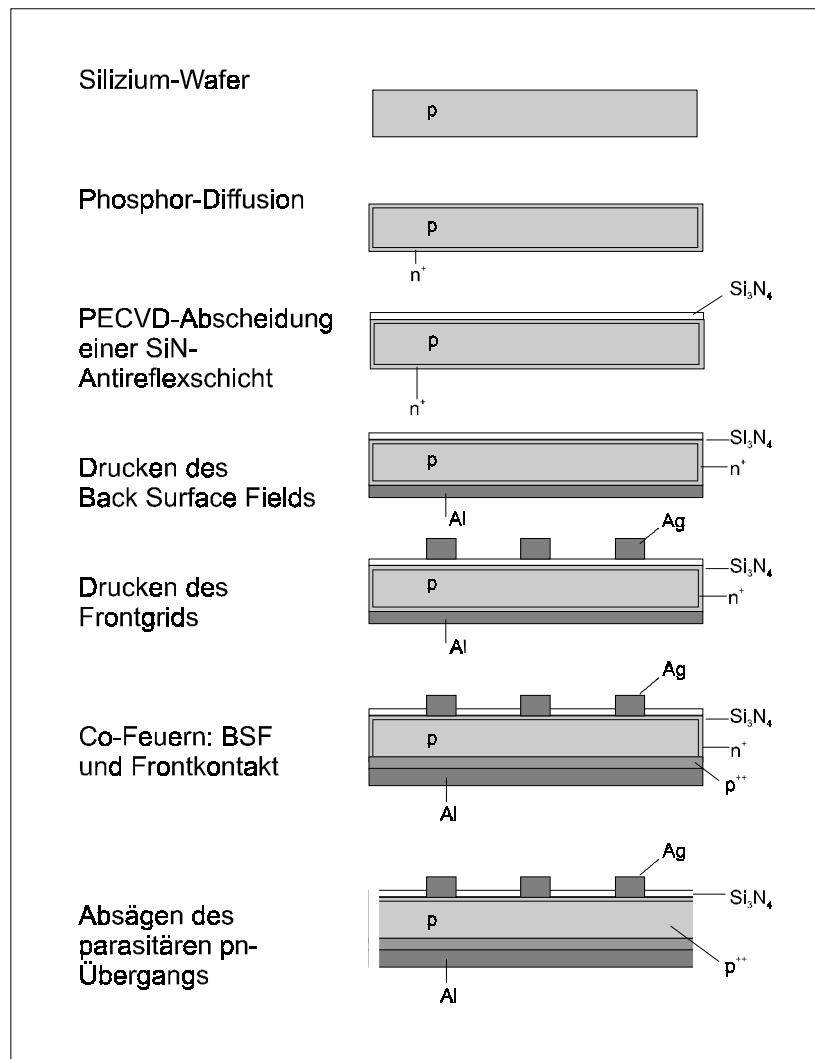


Abb. 5.1: Der Siebdruck-Solarzellen-Prozeß. Die POCl_3 -Diffusion ist der einzige Hochtemperaturschritt. Optional kann die Oberfläche vor der Emitter-Diffusion texturiert werden.

Danach erfolgt der eigentliche Druckvorgang zur Herstellung des Front- und Rückkontaktes. Zunächst wird ganzflächig der Aluminium-Rückkontakt mittels Siebdruck aufgebracht. Dieser wird getrocknet und in einem Infrarot-Gürtelofen gesintert. Anschließend wird das Frontgrid

auf die Nitridschicht auf der Vorderseite gedruckt.¹³ Nach dem Trocknen des Frontgrids wird die Zelle im Infrarot-Gürtelofen etwa 1 min bei einer Temperatur um 800°C Co-gefeuert. Dabei wird das Aluminium-BSF an der Rückseite der Solarzelle gebildet. Gleichzeitig ätzt sich die Frontmetallisierung durch die Nitridschicht und stellt einen ohmschen Kontakt zum Emitter her. Zusätzlich treibt der Hochtemperaturschritt Wasserstoff aus der Nitridschicht zur Emitteroberfläche und, im Falle multikristalliner Solarzellen, in die Korngrenzen und verbessert die Passivierung der Frontseite bzw. der Korngrenzen im bulk. Anschließend muß nur noch der parasitäre pn-Übergang am Rand der Zellen durch Aussägen entfernt werden. Statt dem Al-BSF kann auch wahlweise ein Ag/Al-Rückkontakt gedruckt werden, der kein BSF ausbildet. Es stehen Drucksiebe für 5x5 cm² und 10x10 cm²-Solarzellen zur Verfügung. Außerdem können auf einem 10x10 cm²-Wafer gleichzeitig vier 5x5 cm²-Zellen gedruckt werden.

Der Siebdruck-Prozeß ist sehr schnell: Abgesehen von der POCl₃-Diffusion und der PECVD-Abscheidung erfolgen alle weiteren Prozeßschritte kontinuierlich unter Raumluft. Es sind dabei keine Evakuierungen nötig. Daher ist der Siebdruck-Prozeß zur industriellen Herstellung von Solarzellen sehr gut geeignet und wird entsprechend häufig angewandt.

5.2 Passivierung von hochdotierten Emittlern

Im Gegensatz zu den in Kapitel 3 untersuchten Solarzellen, die mittels Fotolithografie hergestellt wurden, benötigen Siebdruckkontakte eine hohe Phosphorkonzentration an der Oberfläche, um einen ohmschen Kontakt des Emitters zum Frontgrid herzustellen [TOE]. Aus diesem Grund erhalten Siebdruck-Solarzellen in der Regel einen höher dotierten Emitter als fotolithografisch prozessierte Zellen. In hochdotiertem Silizium ist die Auger-Rekombination sehr stark. Weiterhin läßt sich hochdotiertes Silizium nur schlecht passivieren. [SNE] zeigt, daß die Grenzflächen-Störstellendichte eines thermischen Oxids auf p-Silizium ab einer Dotierung von 10¹⁷ cm⁻³ des Substrats ansteigt. Bei einer Dotierung von 10¹⁹ cm⁻³ liegt diese schon eine Größenordnung höher als bei p-Silizium mit einer Dotierung von 10¹⁶ cm⁻³. Der Sättigungsstrom solcher Emitter wird vor allem durch das innere Feld aufgrund des Dotierungsgradienten bestimmt (siehe Kapitel 1.6).

In diesem Abschnitt wird der Emitter-Sättigungsstrom für unterschiedliche siebdruckgeeignete Emitter berechnet und die Frage untersucht, wie wichtig die Passivierung der Frontseite von derartigen Emittlern ist.

Wie schon in Kapitel 1.6 wurden mit dem Computer-Simulationsprogramm PC1D die Sättigungsströme verschiedener Emitter berechnet. Die Parameter der untersuchten Emitter sind in Tab. 5.1 aufgelistet. Die ORG an der Frontseite beträgt für alle Emitter 10⁵ cm/s.

¹³ Diese Druckreihenfolge ist nicht zwingend. Es ist ebenso möglich, den Rückkontakt nach dem Frontgrid zu drucken.

Emitter	R_S [Ω/sq]	W_E [μm]	$N_{E,OF}$ [10^{20} cm^{-3}]	I_{0E} [pA/cm^2]
1	30	0,5	2,8	0,42
2	36	0,5	2,3	0,40
3	23	0,75	2,4	0,39
4	38	0,75	1,3	0,36
5	31	1,0	1,2	0,34

Tab. 5.1: Berechnete Emitter-Sättigungsströme für hochdotierte Emitter. Die ORG beträgt 10^5 cm/s . Angegeben sind der Schichtwiderstand R_S , die Dicke des jeweiligen Emitters von der Oberfläche bis zum pn-Übergang W_E und die P-Konzentration an der Oberfläche $N_{E,OF}$.

Man erkennt aus Tab. 5.1, daß sich die Sättigungsströme der fünf Emitter nicht sehr stark voneinander unterscheiden. Insgesamt sinkt I_{0E} mit abnehmender Phosphor-Konzentration an der Oberfläche. Abb. 5.2 zeigt für die Emitter 1, 3 und 5 die Abhängigkeit des Emitter-Sättigungsstroms von der ORG.

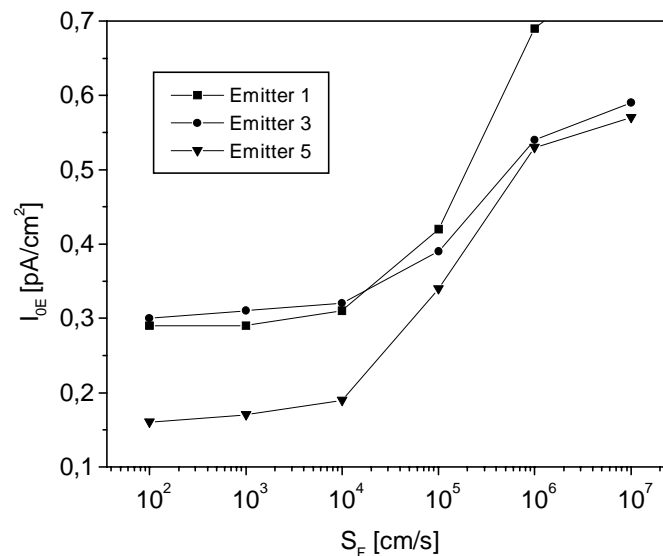


Abb. 5.2: Berechneter Emitter-Sättigungsstrom in Abhängigkeit der ORG an der Frontseite für drei der Emitter aus Tab. 5.1. Emitter 5 mit der kleinsten P-Konzentration an der Oberfläche läßt sich am besten passivieren. Alle drei Emitter benötigen eine ORG von kleiner als 10^4 cm/s , um ausreichend passiviert zu sein.

Man erkennt eine starke Abhängigkeit des Emitter-Sättigungsstroms von der ORG im Bereich $10^4 < S_F < 10^6 \text{ cm/s}$. Alle drei Emitter sind bei ORGs kleiner als 10^4 cm/s ausreichend passiviert. Dies ist wichtig, da solche ORGs auch mit PECVD-Nitriden auf hochdotiertem Silizium erreichbar sind. Ein hochwertiges thermisches Oxid, das aus ökonomischen Gründen

beim Siebdruck-Prozeß nicht verwendet wird, brächte keine Verbesserung der Solarzelle, da sich der Sättigungsstrom des Emitters für kleinere S_F -Werte als 10^4 cm/s nicht weiter verkleinern läßt. Weiterhin sieht man, daß auch bei P-Konzentrationen oberhalb 10^{20} cm⁻³ der genaue Wert der P-Konzentration an der Oberfläche für die Passivierung eine wichtige Rolle spielt. Schon die Reduzierung der P-Oberflächenkonzentration um einen Faktor zwei reduziert den Emitter-Sättigungsstrom bei guter Passivierung um denselben Faktor. Noch bei einer ORG von 10^5 cm/s liefert Emitter 5 einen deutlich kleineren Sättigungsstrom als die beiden anderen Emitter. Auch Emitter 1 läßt sich trotz der sehr hohen P-Konzentration an der Oberfläche passivieren, da dessen Emitter-Sättigungsstrom eine starke Abhängigkeit von S_F zeigt.

Abschließend soll noch betont werden, daß auch hochdotierte Emitter, wie sie für den Siebdruck verwendet werden, niedrige Emitter-Sättigungsströme liefern können, wenn die P-Konzentration an der Oberfläche nicht größer als $2 \cdot 10^{20}$ cm⁻³ und die ORG an der Frontseite nicht größer als 10^4 cm/s ist (siehe Emitter 5).

5.3 PCVD-Messungen an siebgedruckten Solarzellen

In diesem Kapitel werden siebgedruckte Solarzellen mit der PCVD/SR-Messung charakterisiert. Zu dieser Untersuchung wurden siebgedruckte Solarzellen hergestellt, die sich in der Frontseitenpassivierung und im Rückkontakt voneinander unterscheiden. Tab. 5.2 zeigt die Daten der charakterisierten Zellen.

Zelle	Material	R_s [Ω /sq]	Nitrid	BSF
1	Baysix CZ	23	nein	ja
2	“	“	ja	nein
3	“	“	ja	ja
4	“	30	nein	ja
5	“	“	ja	nein
6	“	“	ja	ja
7	Baysix mc	23	nein	ja
8	“	“	ja	nein
9	“	“	ja	ja

Tab. 5.2: Daten der prozessierten und untersuchten Solarzellen. Die Spalte „Nitrid“ gibt an, ob die Zelle mit einem PECVD-Nitrid passiviert ist. Die Solarzellen mit BSF haben einen Al-Rückkontakt, die Zellen ohne BSF einen Ag/Al-Rückkontakt.

Es wurden monokristalline (Baysix CZ) und multikristalline (Baysix mc) Solarzellen hergestellt. Die Zellen aus CZ wurden mit zwei unterschiedlichen Emittlern prozessiert.

Weiterhin unterscheiden sich die Zellen durch die PECVD-Nitrid-ARC und den Rückkontakt. Die PECVD-Nitridschicht wurde ohne vorherigen speziellen Reinigungsschritt auf den Emitter abgeschieden. Der Al-Kontakt bildet ein tiefes BSF aus, der Ag/Al-Kontakt nicht oder nur sehr schwach.

Die Ergebnisse der Messungen der Hellkennlinien zeigt Tab. 5.3. Beim Vergleich der Kurzschlußströme ist zu beachten, daß die Zellen 1, 4 und 7 keine Antireflexschicht und deswegen einen kleineren Kurzschlußstrom besitzen. Die offene Klemmenspannung hängt sehr stark von der Art des Rückkontaktes ab: Ein gutes BSF erhält man nur bei Verwendung des Aluminium-Rückkontaktes, dieses führt zu einer höheren offenen Klemmenspannung als bei den Zellen mit dem Ag/Al-Rückkontakt. Beim Vergleich der beiden Emitter ergibt der schwächer dotierte Emitter die höhere offene Klemmenspannung und damit den besseren Wirkungsgrad.

Zelle	I_{SC} [mA/cm ²]	V_{OC} [mV]	FF [%]	η [%]
1	21,4	602	73	9,3
2	27,7	606	75	12,6
3	30,1	622	73	13,7
4	22,4	605	72	9,8
5	29,0	607	74	13,0
6	31,4	624	74	14,6
7	20,3	582	70	8,3
8	27,2	594	73	11,8
9	28,5	607	72	12,4

Tab. 5.3: Die IV-Daten aus den Hellkennlinien der untersuchten Zellen.

Zelle	I_0 [pA/cm ²]	R_{Sh} [Ω cm ²]	I_{02} [10^{-8} A/cm ²]
3	0,71	2400	3,3
4	1,4	280	1,2
5	1,4	4000	2,6
6	0,87	3000	3,5
8	2,3	3200	5,2
9	1,7	780	5,2

Tab. 5.4: Aus dem Anfitzen der Dunkelkennlinien bestimmte Sättigungsströme, Shunt-Widerstände und Sättigungsströme der 2. Diode (für $n_{02} = 2$).

Tab. 5.4 zeigt die Ergebnisse der Auswertung der Dunkelkennlinien. Die Kennlinien wurden nach dem 2-Dioden-Modell angefitet. Die extrahierten Sättigungsströme der 1. und der 2. Diode (für $n_{02} = 2$) sowie der parasitäre Shunt-Widerstand sind aufgeführt.

Der Shunt-Widerstand läßt sich sehr leicht aus der Steigung der Kennlinie um $U = 0$ V bestimmen. Alle anderen Werte sind dagegen mit größeren Unsicherheiten behaftet. Trotzdem fallen die teilweise niedrigen Sättigungsströme I_0 auf. Die Solarzellen 3 und 6 mit Nitridschicht und BSF weisen Sättigungsströme kleiner als $0,9 \text{ pA/cm}^2$ auf.

Zur Untersuchung, welchen Anteil zum Sättigungsstrom die Basis und welchen der Emitter beiträgt und welche Rolle die Oberflächenpassivierung der Front- und der Rückseite spielt, wurden die Solarzellen mit der PCVD/SR-Methode charakterisiert. Die Abklingraten für den Kurzschlußstrom und die offene Klemmenspannung sind in Tab. 5.5 aufgelistet.

Zelle	τ_J [μs]	τ_V [μs]
1	5,5	(11,2)
2	2,8	(7,0)
3	7,9	23,7
4	5,9	15,2
5	3,2	8,3
6	7,7	25,0
7	4,9	(6,1)
8	3,3	5,4
9	5,8	12,3

Tab. 5.5: Ergebnis der PCVD-Messungen an den Siebdruckzellen. Die kleinen τ_J -Werte der Solarzellen ohne BSF sind auffallend. Die eingeklammerten Werte sind unsicher.

Zur Auswertung der PCVD-Meßergebnisse müssen zunächst die Diffusionskonstante D_n berechnet und die Basisdicke W_B gemessen werden. Die Parameter der beiden verwendeten Materialien sind:

Baysix CZ:

Dotierung: $1,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

spez. Widerstand: $1,2 \text{ }\Omega\text{cm}$

Diffusionskonstante: $28 \text{ cm}^2/\text{s}$

Baysix mc:

Dotierung: $1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

spez. Widerstand: $1,0 \text{ }\Omega\text{cm}$

Diffusionskonstante: $27 \text{ cm}^2/\text{s}$.

Da die Zelldicke nur an fertig metallisierten Solarzellen gemessen wurde, mußte zunächst durch ein Ätzexperiment die Dicke des Rückkontaktes gemessen werden. Hierzu wurde bei einigen Proben der Al-Rückkontakt in konzentrierter Salzsäure abgeätzt und die Dicke der Proben vor und nach dem Ätzen bestimmt. Die Dicke des Al-Rückkontaktes beträgt $75 \text{ }\mu\text{m}$. Zusätzlich muß die Dicke des BSFs abgeschätzt werden, um die Basisdicke zu bestimmen. Nach [LÖL] beträgt die Dicke eines siebgedruckten BSFs etwa $10 - 15 \text{ }\mu\text{m}$. Mit einer

vernachlässigbaren Emitterdicke von $1\ \mu\text{m}$ werden die gemessenen Zelldicken um $85\ \mu\text{m}$ korrigiert, um die Basisdicke zu erhalten. Da die alkalisch defektgeätzten Wafer keine einheitliche Dicke aufweisen und außerdem die Dicke des BSFs nur abgeschätzt werden kann, wird die Unsicherheit der Basisdicke zu $\pm 13\ \mu\text{m}$ angenommen. Dies ist die Hauptfehlerquelle bei der Auswertung der PCVD-Meßergebnisse. Die Dicke des Ag/Al-Kontaktes beträgt ungefähr $40\ \mu\text{m}$.

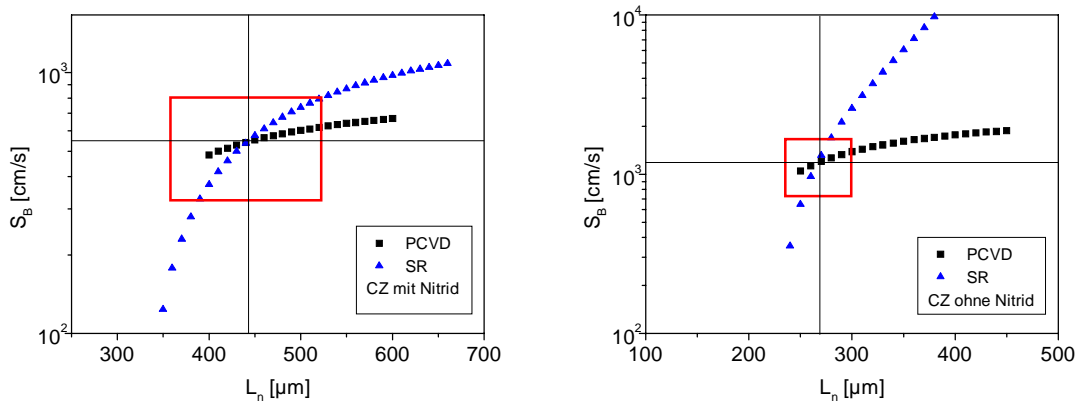


Abb. 5.3: Parameterplots $S_B(L_n)$ nach der PCVD/SR-Auswertung. Links ist das Ergebnis für eine Solarzelle aus CZ mit PECVD-Nitrid-ARC (Zelle 3) und rechts für eine Zelle aus CZ ohne ARC (Zelle 1) dargestellt.

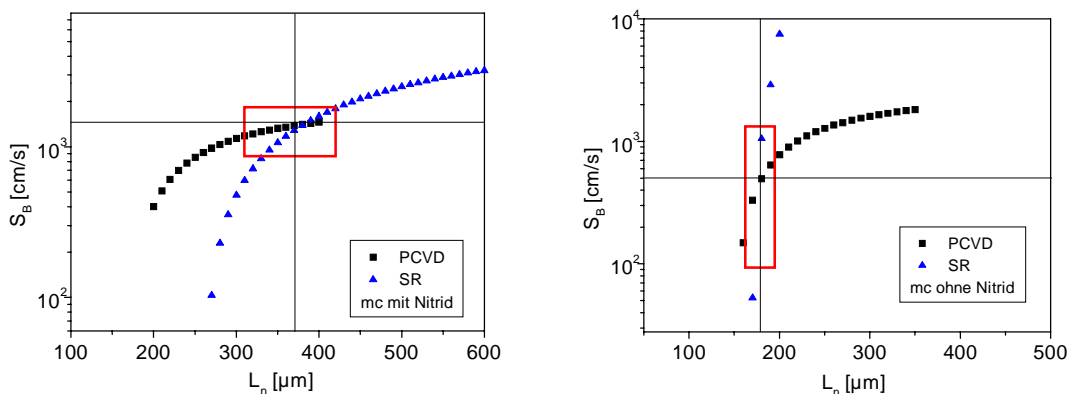


Abb. 5.4: Entsprechende Parameterplots für eine multikristalline Zelle mit PECVD-Nitrid-ARC (Zelle 15) links und ohne ARC (Zelle 7) rechts.

Als nächstes werden mit der PCVD/SR-Methode die Diffusionslänge L_n und die ORG S_B bestimmt. Bei der Berechnung von L_{eff} aus dem Basore-Fit ist zu berücksichtigen, daß die Zellen aufgrund der alkalischen Defektätze eine raue Oberfläche mit Pyramidenstümpfen aufweisen. Wie bei alkalisch texturierten Oberflächen wird das Licht an den Pyramidenflanken unter einem Winkel von 43° in die Zelle eingekoppelt. Im Falle

vollständiger Texturierung muß L_{eff} um den Faktor 0,73 korrigiert werden (siehe auch Kapitel 3.4). Dieser Korrekturfaktor wird auch in diesem Fall der alkalisch defektgeätzten Oberflächenstruktur verwendet. Das auf diese Weise korrigierte L_{eff} ist daher eher als untere Grenze zu betrachten.

In Abb. 5.3 sind die so berechneten Parameterplots $S_B(L_n)$ für eine CZ-Zelle mit PECVD- Si_3N_4 -ARC links und ohne Nitrid-ARC rechts abgebildet. Die entsprechenden Plots für multikristalline Solarzellen finden sich in Abb. 5.4. Die eingezeichneten Rechtecke geben den Fehlerbereich des Schnittpunktes aufgrund der Unsicherheiten der Basisdicke und des L_{eff} an. Das Ergebnis der Bestimmung der Diffusionslängen lautet zusammengefaßt:

CZ mit PECVD-Nitrid:	450 μm (370 - 530 μm)
CZ ohne ARC:	270 μm (240 - 300 μm)
mc mit PECVD-Nitrid:	350 μm (310 - 420 μm)
mc ohne ARC:	180 μm (170 - 190 μm).

In Klammern sind die Fehlerbereiche angegeben.

Die sehr viel größere Diffusionslänge der Solarzellen, die eine PECVD-Nitridschicht besitzen, im Vergleich zu den Zellen ohne ARC ist auffallend. Bei multikristallinem Material geringer Qualität ist bekannt, daß die IQE im langwelligen Bereich durch ein PECVD-Nitrid stark verbessert werden kann [DUE]. Die Verbesserung der Diffusionslänge entsteht durch Wasserstoff, der während des Co-Feuerns aus dem Nitrid in die Korngrenzen des mc-Siliziums eindringt und diese passiviert. Es ist allerdings überraschend, daß selbst bei monokristallinem CZ-Material eine starke Zunahme der Diffusionslänge durch ein PECVD-Nitrid zu beobachten ist.

Zelle	L_n [μm]	S_B [cm/s]	S_{eff} [cm/s]	I_{0E} [pA/cm^2]
1	270	1200	600	(0,74)
2	450	$10^5 - 10^7$	700	(0,87)
3	450	550	360	0,44
4	270	840	130	0,15
5	450	$10^5 - 10^7$	550	0,67
6	450	680	220	0,27
7	180	500	3600	(3,8)
8	350	$10^5 - 10^7$	2300	2,4
9	350	1300	780	0,84

Tab. 5.6: Auswertung der PCVD-Messung. Angegeben sind die Diffusionslänge L_n , die ORG an der Rückseite S_B und der Emitter-Sättigungsstrom I_{0E} der Zellen. Die eingeklammerten Werte basieren auf unsicheren Meßwerten.

Doch beschreibt auch [GLU3] eine Zunahme der Lebensdauer von CZ-Material um den Faktor 2 - 3 durch eine thermische Oxidation oder einen Solarzellenprozeß mit optimierten Temperschritten. Er führt dies auf die Reduzierung von Bor/Sauerstoff-Defekten im CZ-Silizium zurück.

Mit den auf diese Weise bestimmten Diffusionslängen können die PCVD-Meßdaten ausgewertet werden. Tab. 5.6 enthält die ORG S_B und den Emitter-Sättigungsstrom I_{0E} der untersuchten Zellen. Der besseren Übersichtlichkeit wegen sind die Fehlergrenzen in Tab. 5.6 nicht mit angegeben. Die mittleren Fehler betragen: für S_B : ± 150 cm/s, für S_{eff} : ± 100 cm/s und für I_{0E} : $\pm 0,1$ pA/cm².

Kurze Zusammenfassung und Diskussion des Meßergebnisses:

Die Diffusionslängen sind überraschend groß. Sie sind jedoch mit sämtlichen Meßdaten verträglich und erklären insbesondere die niedrigen Sättigungsströme I_0 der Zellen. Eine Vergrößerung der Diffusionslänge um fast den Faktor zwei durch die bulk-Passivierung eines gefeuerten PECVD-Nitrids wurde an mc Baysix Silizium und an Baysix CZ beobachtet.

Die ORGs an der Rückseite S_B betragen für das siebgedruckte Al-BSF 500 - 800 cm/s. Dieser Wert ist um fast zwei Größenordnungen kleiner als bei einem aufgedampften BSF (siehe Kapitel 3.3). [LÖL] zeigt, daß die Dicke eines siebgedruckten BSFs mehr als zehnmal größer ist als die eines aufgedampften BSFs. Die Erniedrigung der ORG durch ein dickeres BSF weist [ROH] anhand von SR-Messungen an Zellen mit unterschiedlich dick aufgedampftem BSF nach. Der Ag/Al-Rückkontakt bildet dagegen kein oder ein nur sehr schwaches BSF aus. Die Emitter-Sättigungsströme sind größtenteils kleiner als 1 pA/cm². Bei einigen Zellen beträgt I_{0E} 0,2 - 0,4 pA/cm² und ist damit vergleichbar mit den Emitter-Sättigungsströmen von fotolithografisch hergestellten Solarzellen (siehe Kapitel 3.3). Die Werte für I_{0E} der Zellen 3 und 6 liegen in dem Bereich, der in Abb. 5.2 für hochdotierte Emitter berechnet wurde. Ein genauerer Vergleich der gemessenen und berechneten Emitter-Sättigungsströme folgt im nächsten Kapitel. Aus Tab. 5.6 ist nicht sicher erkennbar, daß die Zellen mit PECVD-ARC einen kleineren Emitter-Sättigungsstrom als die Zellen ohne ARC besitzen. Die bulk-Passivierung durch das Nitrid überwiegt die Passivierung der Oberfläche bei weitem.

5.4 Untersuchung unterschiedlicher Emitter

Die Abhängigkeit des Emitter-Sättigungsstroms vom Emitter-Profil sowie der Phosphorkonzentration an der Oberfläche wird in diesem Abschnitt experimentell untersucht. In Kapitel 5.2 wurde bereits anhand von Simulationen gezeigt, daß gerade auch bei hochdotierten Emitttern der Sättigungsstrom empfindlich vom jeweiligen Emitter-Profil abhängt. Es wurden daher Siebdruck-Solarzellen mit fünf unterschiedlichen Emitttern hergestellt, die den berechneten Emitttern in Kap. 5.2 entsprechen.

Tab. 5.7 enthält die Daten der untersuchten Solarzellen. Die Zellen wurden aus monokristallinem CZ und aus multikristallinem Baysix Silizium hergestellt. Alle Solarzellen

haben ein Al-BSF und eine PECVD-Nitrid-ARC, die, wie es standardmäßig bei diesem Prozeß üblich ist, auf die nicht speziell gereinigte Emitter-Oberfläche abgeschieden wurde. Zur Auswertung werden die Diffusionslängen $L_n = 450 \mu\text{m}$ für CZ und $L_n = 350 \mu\text{m}$ für mc Baysix verwendet, die im vorherigen Kapitel bestimmt wurden.

Zelle	Material	R_s [Ω/sq]	Emitter
10	Baysix CZ	30	1
11	“	36	2
3	“	23 drive-in	3
12	“	38 drive-in	4
6	“	30 drive-in	5
13	Baysix mc	36	2
9	“	23 drive-in	3
14	“	38 drive-in	4
15	“	30 drive-in	5

Tab. 5.7: Daten der untersuchten Solarzellen. Die Zellen 3, 6 und 9 wurden schon im vorherigen Kapitel behandelt. Der Zusatz „drive-in“ bedeutet, daß der Emitter direkt nach der POCl_3 -Diffusion unter N_2 getempert wurde und dadurch tiefer in das Silizium eindringt. Die Numerierung der letzten Spalte bezieht sich auf den simulierten Emitter aus Kapitel 5.2, der dem jeweiligen prozessierten Emitter entspricht.

Zelle	I_{sc} [mA/cm^2]	V_{oc} [mV]	FF [%]	η [%]
10	30,9	618	72	13,8
11	31,6	623	69	13,7
3	30,1	622	73	13,7
12	32,2	623	70	14,1
6	31,4	624	74	14,6
13	29,5	600	71	12,6
9	28,5	607	72	12,4
14	30,3	607	69	12,6
15	29,7	607	74	13,2

Tab. 5.8: IV-Daten der untersuchten Solarzellen. Die höchste offene Klemmenspannung liefert Emitter 5 (Zellen 6 und 15), während der Emitter mit dem höchsten Schichtwiderstand (4) die größten Kurzschlußströme liefert (Zellen 12 und 14).

Die Emitter unterscheiden sich zum einen durch den Schichtwiderstand R_S , der ein Maß für die gesamte Menge an eindiffundiertem Phosphor ist, zum anderen durch die Emitter-Tiefe.

Die Tiefe der Emitter 3-5 wurde durch einen sogenannten drive-in Schritt vergrößert. Dies ist ein Tempersschritt unter Stickstoff, der direkt im Anschluß an die Diffusion erfolgt und den Emitter tiefer in die Solarzelle hineintreibt.

Die IV-Daten aus der Messung der Hellkennlinien sind in Tab. 5.8 dargestellt. Die höchste offene Klemmenspannung liefert der tiefe Emitter 5, der aufgrund der niedrigen P-Konzentration an der Oberfläche in der Simulation den niedrigsten Sättigungsstrom aufweist. Dagegen liefern die Zellen mit dem Emitter 4, der den größten Schichtwiderstand besitzt, den höchsten Strom. Dieser Emitter ist recht schwach dotiert, so daß dessen Auger-Rekombination klein ist.

Tab. 5.9 zeigt das Ergebnis aus dem Anfitten der Dunkelkennlinien. Die starke Variation des Shunt-Widerstands läßt sich durch die Bildung von Kurzschlüssen des Frontkontaktes durch den Emitter während dem Co-Feuern erklären. Beim Feuern durch die ARC kann es passieren, daß sich die Frontmetallisierung auch durch den Emitter ätzt. Diese Gefahr ist umso größer, je dünner der Emitter ist. Der tiefe Emitter 5 liefert daher die größten Shunt-Widerstände.

Der Einfluß des Shunt-Widerstands auf τ_V wird bei der PCVD-Messung durch ein genügend starkes bias-Licht während der Messung von τ_V ausgeschlossen (siehe Kapitel 2.2.4).

Zelle	I_0 [pA/cm ²]	R_{Sh} [Ω cm ²]	I_{02} [10^{-8} A/cm ²]
10	0,88	920	4,5
11	0,72	410	4,4
3	0,71	2400	3,3
12	0,55	570	3,3
6	0,87	3000	3,5
13	2,2	1400	2,6
9	1,7	780	5,2
14	1,2	410	5,6
15	1,9	1700	6,0

Tab. 5.9: Ergebnisse aus dem Anfitten der Dunkelkennlinien: Sättigungsströme I_0 , Shunt-Widerstände R_{Sh} und Sättigungsströme der 2. Diode I_{02} (für $n_{02} = 2$).

Tab. 5.10 zeigt die Ergebnisse der PCVD-Messung. Die Auswertung der Meßdaten ist in Tab. 5.11 dargestellt. Die Fehlerbereiche betragen wie bei den Messungen des vorherigen Kapitels: für S_B : ± 150 cm/s, für S_{eff} : ± 100 cm/s und für I_{0E} : $\pm 0,1$ pA/cm².

Die ORGs an der Rückseite S_B unterscheiden sich kaum zwischen den einzelnen Zellen. Dies ist erfreulich, denn die Rückseiten der Zellen wurden gleich prozessiert, und es beweist, daß einerseits der Prozess keine große Streuung der Parameter liefert und andererseits die PCVD-Messung zuverlässig ist.

Zelle	τ_j [μs]	τ_v [μs]
10	6,3	15,3
11	8,3	26,2
3	7,9	23,7
12	7,5	24,0
6	7,7	25,0
13	6,6	11,2
9	5,8	12,3
14	6,4	14,0
15	5,7	14,6

Tab. 5.10: Die Abklingraten des Kurzschlußstroms und der offenen Klemmenspannung aus der PCVD-Messung..

Zelle	S_B [cm/s]	S_{eff} [cm/s]	I_{0E} [pA/cm^2]
10	700	840	1,0
11	500	290	0,36
3	550	360	0,44
12	680	250	0,30
6	680	220	0,27
13	720	1700	1,8
9	1300	780	0,84
14	810	760	0,82
15	1300	360	0,39

Tab. 5.11: Auswertung der PCVD-Messung: ORGs an der Rückseite S_B und Emitter-Sättigungsströme I_{0E} der untersuchten Solarzellen. Die niedrigsten Sättigungsströme liefert der Emitter 5.

Die Emitter-Sättigungsströme zeigen eine Tendenz, wie sie nach den Berechnungen in Kap. 5.2 zu erwarten ist. Den kleinsten Emitter-Sättigungsstrom liefert der relativ tiefe Emitter 5, der die schwächste Oberflächendotierung aufweist.

Die multikristallinen Zellen besitzen höhere Emitter-Sättigungsströme als die CZ-Solarzellen. Der Grund dafür ist, daß die Korngrenzen im Emitter zusätzliche Rekombinationzentren darstellen. Doch liefert der Emitter 5 auch bei der multikristallinen Zelle 15 ein kleines I_{0E} , das vergleichbar ist mit dem entsprechenden Wert der monokristallinen Zelle 6.

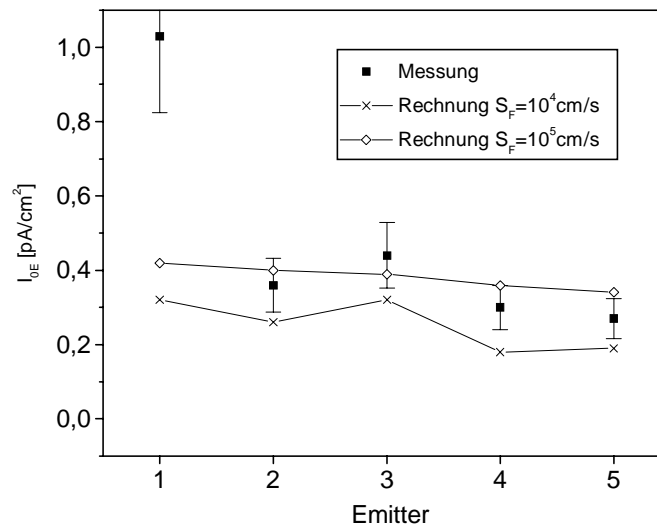


Abb. 5.5: Gemessene Emitter-Sättigungsströme der Emitter 1 - 5 im Vergleich mit den berechneten Werten für ORGs an der Frontseite S_F von 10^4 und 10^5 cm/s.

Abb. 5.5 zeigt graphisch das Ergebnis der Messungen an den monokristallinen Zellen im Vergleich mit den berechneten Emitter-Sättigungsströmen aus Kapitel 5.2. Die theoretischen Sättigungsströme wurden mit einer ORG an der Frontseite S_F von 10^4 cm/s und 10^5 cm/s berechnet. Die 20%-Fehlerbalken der Meßwerte geben die mittlere Unsicherheit der Emitter-Sättigungsströme an.

Man sieht, daß drei der Zellen ein I_{0E} besitzen, das sich zwischen den beiden theoretischen Kurven befindet. Der Emitter 3 liegt innerhalb seines Fehlerbereichs zwischen den beiden Kurven. Nur die Solarzelle mit dem Emitter 1 fällt aus der Reihe.

Hieraus läßt sich ablesen, daß die ORG an der Frontseite S_F höchstens 10^4 cm/s bis 10^5 cm/s beträgt, um die niedrigen gemessenen Emitter-Sättigungsströme zu erklären. Da bei siebgedruckten Solarzellen ein nicht unwesentlicher Teil der Frontseite durch die Metallisierung mit einer ORG von 10^7 cm/s bedeckt ist, und bei der Messung ein über den Laserfleck gemittelt I_{0E} bestimmt wird, ist S_F zwischen den Fingern auf jeden Fall noch kleiner. Obwohl die Emitter-Oberfläche vor der PECVD-Abscheidung nicht gereinigt wurde, ist eine ausreichend gute Passivierung möglich. Dies ist wiederum auf die Feldeffektpassivierung durch die große feste Ladung in der Nitridschicht zurückzuführen. Das PECVD-Nitrid eignet sich demnach zur Passivierung hochdotierter Emitter bei siebgedruckten Solarzellen (siehe auch [BIT2]).

5.5 Einfluß der Abscheideparameter des PECVD-Nitrids auf den Emitter-Sättigungsstrom

In diesem Kapitel wird untersucht, wie sich die passivierenden Eigenschaften eines gefeuerten PECVD-Nitrids in Abhängigkeit der Abscheideparameter verhalten. Hierzu wurden Siebdruck-Solarzellen hergestellt, die sich nur in den Abscheideparametern des PECVD-Siliziumnitrids voneinander unterscheiden. Alle Zellen wurden aus Baysix CZ-Silizium prozessiert und erhielten ein Al-BSF und eine PECVD-Si₃N₄-ARC mit einem Brechungsindex von 2,0. Direkt vor der PECVD-Abscheidung wurde eine Standard-Waferreinigung durchgeführt, um die Nitridschicht auf eine saubere, HF-passivierte Oberfläche abzuschneiden. Die Abscheidetemperatur und die Plasmaleistung der PECVD-Abscheidung wurden variiert (siehe Tab. 5.12).

Tab. 5.13 zeigt die IV-Daten der untersuchten Solarzellen. Das Ergebnis aus dem Anfitten der Dunkelkennlinien ist in Tab. 5.14 gezeigt.

Zelle	Temperatur [°C]	Plasmaleistung [W/m ²]
16	370	195
17	“	390
18	“	780
19	“	1300
20	305	780
21	260	195
22	“	390
23	“	780

Tab. 5.12: Abscheideparameter des PECVD-Si₃N₄-Films der untersuchten Solarzellen. Der Druck beträgt bei allen Abscheidungen 40 Pa.

Die Wirkungsgrade und die offenen Klemmenspannungen der untersuchten Solarzellen unterscheiden sich nur wenig. Dasselbe gilt für die angefitteten Sättigungsströme I_0 . Dagegen streuen die Shunt-Widerstände stark. Viele Zellen besitzen einen Shunt, der kleiner ist als 1 k Ω cm². Dies ist auf den noch nicht optimierten Co-Feuerungsschritt zurückzuführen. Die Shunt-Widerstände korrelieren mit den Füllfaktoren und damit den Wirkungsgraden der Zellen: Die Solarzellen mit den größten Shunt-Widerständen zeigen auch die höchsten Wirkungsgrade. Auf die PCVD-Meßergebnisse kann der Einfluß des Shunts mit Hilfe einer genügend starken bias-Beleuchtung ausgeschlossen werden.

Zelle	I_{SC} [mA/cm ²]	V_{OC} [mV]	FF [%]	η [%]
16	31,0	620	72	13,8
17	30,7	620	72	13,6
18	31,2	621	73	14,0
19	31,3	623	73	14,2
20	30,9	621	73	14,1
21	31,6	621	70	13,7
22	30,7	622	72	13,7
23	31,5	623	74	14,6

Tab. 5.13: IV-Daten aus der Messung der Hellkennlinien. Die untersuchten Solarzellen unterscheiden sich in ihren Meßdaten nur wenig.

Zelle	I_0 [pA/cm ²]	R_{Sh} [Ω cm ²]	I_{02} [10^{-8} A/cm ²]
17	0,55	490	3,5
18	0,86	690	3,2
19	0,62	1300	3,0
20	0,63	800	3,3
21	0,68	380	3,8
22	0,8	570	3,4
23	0,65	1200	2,8

Tab. 5.14: Auswertung der Dunkelkennlinien. Die Sättigungsströme I_0 zeigen keine großen Unterschiede. Die höchsten Wirkungsgrade der Zellen korrelieren mit den höchsten Shunt-Widerständen.

Tab. 5.15 zeigt das Ergebnis der PCVD-Messungen.

Da die hier diskutierten Solarzellen unabhängig von den in den vorherigen beiden Kapiteln vorgestellten prozessiert wurden, kann die dort ermittelte Diffusionslänge nicht einfach übernommen werden.

Abb. 5.6 zeigt die Parameter-Plots $S_B(L_n)$ für die beiden Zellen 18 und 23. Die Diffusionslängen sind in diesem Fall etwas kleiner als bei den Zellen der vorherigen beiden Kapiteln. Dies kann entweder auf Schwankungen in der Qualität des CZ-Siliziums oder auf Einflüsse der Prozeßführung zurückgeführt werden.

Zelle	τ_J [μ s]	τ_V [μ s]
16	6,0	15,2
17	8,5	14,6
18	6,8	19,6
19	6,4	19,0
20	7,4	21,1
21	7,8	22,6
22	7,7	19,5
23	7,7	23,2

Tab. 5.15: Abklingraten des Stroms und der Spannung aus der PCVD-Messung.

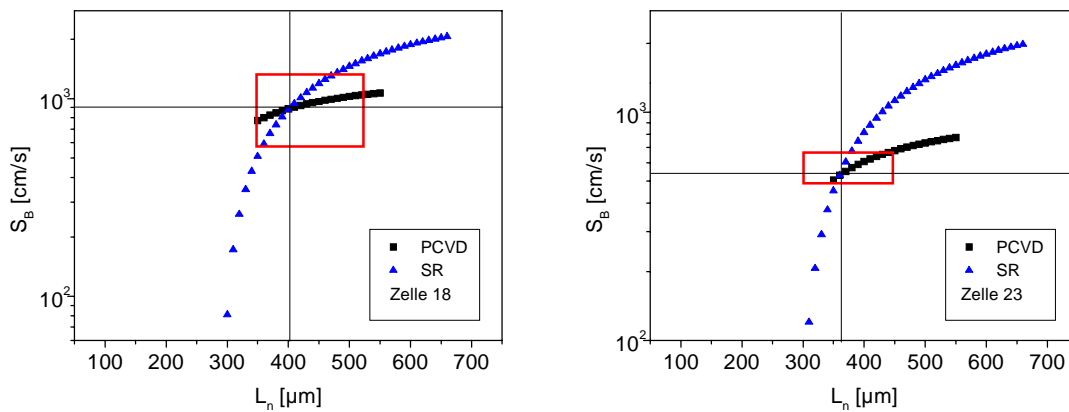


Abb. 5.6: Parameter-Plots $S_B(L_n)$ für die Zellen 18 (links) und 23 (rechts).

Insgesamt lässt sich für die Zellen folgender Wert der Diffusionslänge ermitteln:

$$L_n = 380 \mu\text{m} \quad (350 - 400 \mu\text{m}).$$

In der Klammer ist der Unsicherheitsbereich angegeben.

Tab. 5.16 enthält die Auswertung der PCVD-Messung. Der Fehlerbereich aufgrund der Unsicherheit von L_n beträgt: für $S_B \pm 100 \text{ cm/s}$ und für $I_{0E} \pm 0,08 \text{ pA/cm}^2$.

Bis auf zwei etwas größere Werte liegt S_B im Bereich 500 - 850 cm/s. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den entsprechenden Werten des vorherigen Kapitels.

Die Emitter-Sättigungsströme liegen vorwiegend im Bereich um $0,3 \text{ pA/cm}^2$. Sie sind damit vergleichbar mit den im vorherigen Kapitel bestimmten Werten. Die Waferreinigung vor der Nitridabscheidung führt demnach nicht zu signifikant niedrigeren Emitter-Sättigungsströmen.

Die beiden Zellen 17 und 22 zeigen ein deutlich höheres I_{0E} .

Zelle	S_B [cm/s]	S_{eff} [cm/s]	I_{0E} [$\mu\text{A}/\text{cm}^2$]
16	1900	310	0,39
17	850	1300	1,5
18	850	250	0,31
19	850	250	0,31
20	1100	130	0,16
21	560	260	0,33
22	510	520	0,64
23	570	220	0,27

Tab. 5.16: Auswertung der PCVD-Meßergebnisse. Die Diffusionslänge L_n beträgt $380 \mu\text{m}$.

Zelle 20 zeigt das niedrigste I_{0E} . Unter Berücksichtigung der Fehlergrenzen überlappt aber der Unsicherheitsbereich mit dem der anderen Zellen.

Insgesamt läßt sich keine Abhängigkeit des Emitter-Sättigungsstroms und damit der ORG an der Frontseite S_F von den Nitrid-Abscheidparametern nachweisen. Die PECVD-Schichten der Zellen 17 und 22 mit den höheren I_{0E} -Werten wurden sowohl bei niedriger als auch bei hoher Temperatur und bei einer mittleren Plasmaleistung abgeschieden. Daß die Plasmaleistung in beiden Fällen $390 \text{ W}/\text{m}^2$ beträgt, ist rein zufällig.

Für die Passivierung der Frontseite ist auch bei diesen co-gefeuerten Siebdruckzellen die feste Ladung in der Si_3N_4 -Schicht verantwortlich. Daher hängt der Emitter-Sättigungsstrom weder von den Abscheidparametern noch von der Reinigung der Oberfläche vor der Abscheidung ab. Dasselbe Verhalten zeigt die feste Ladung. Dagegen ist die Grenzflächen-Störstellendichte D_{it} sehr entscheidend von diesen Parametern abhängig, wie in Kapitel 4.2 gezeigt wurde.

5.6 Siebgedruckte Solarzellen mit HF-PECVD-Nitrid

In diesem Kapitel wird die Eignung des HF-PECVD-Nitrids der Fa. Roth und Rau, Wüstenbrand, als ARC von co-gefeuerten Siebdruck-Solarzellen untersucht. In Kapitel 4.2 wurden bereits derartige Nitridschichten mit der CV-Messung charakterisiert.

Hierzu wurden siebgedruckte Solarzellen aus CZ-Silizium mit Al-BSF hergestellt. Als ARC dienen zwei unterschiedlich abgeschiedene HF-PECVD-Nitride der Fa. Roth (I und II) und als Referenz ein LF-PECVD-Nitrid, das an der Universität Konstanz abgeschieden wurde (Tab. 5.17). Alle Zellen erhielten eine Standard-Waferreinigung vor der Nitrid-Abscheidung. Die Abscheidung bei der Fa. Roth konnte jedoch erst einige Tage nach der Reinigung erfolgen.

Die IV-Daten der Zellen aus der Messung der Hellkennlinien zeigt Tab. 5.18. Das Ergebnis aus dem Anfitten der Dunkelkennlinien ist in Tab. 5.19 dargestellt.

Zelle	PECVD-Nitrid	Bemerkungen
24	LF Uni-Konstanz	305°C 300W
25	HF Fa.Roth	I
26	“	II

Tab. 5.17: Die untersuchten Solarzellen. Zwei unterschiedliche Nitride der Fa. Roth (I und II) wurden mit einem Nitrid der Universität Konstanz verglichen.

Zelle	I_{SC} [mA/cm ²]	V_{OC} [mV]	FF [%]	η [%]
24	30,5	621	73	13,8
25	30,5	616	68	12,7
26	30,3	614	68	12,7

Tab. 5.18: IV-Daten der untersuchten Solarzellen.

Zelle	I_0 [pA/cm ²]	R_{Sh} [Ω cm ²]	I_{02} [10^{-8} A/cm ²]
24	0,95	2600	5,7 (2,10)
25	0,57	3600	19 (2,27)
26	0,81	7800	26 (2,41)

Tab. 5.19: Ergebnisse aus dem Anfitzen der Dunkelkennlinien. In Klammern sind in der letzten Spalte die Idealitätsfaktoren der 2. Diode n_{02} angegeben.

Zelle 24 zeigt den höchsten Wirkungsgrad und die höchste offene Klemmenspannung. Nach Tab. 5.19 ist dies aber nicht auf den Sättigungsstrom I_0 , sondern auf den Sättigungsstrom der zweiten Diode I_{02} zurückzuführen, der bei den Zellen 25 und 26 sehr groß ist. Dieser ist für den schlechten Füllfaktor der Zellen 25 und 26 verantwortlich.

Tab. 5.20 zeigt das Ergebnis der PCVD-Messungen.

Die Diffusionslängen der einzelnen Solarzellen unterscheiden sich etwas, wie aus den Parameter-Plots $S_B(L_n)$ für die Zellen 24 und 25 in Abb. 5.7 ersichtlich ist.

Zelle	τ_J [μ s]	τ_V [μ s]
24	6,1	13,0
25	7,0	16,9
26	6,6	16,2

Tab. 5.20: Ergebnisse der PCVD-Messungen.

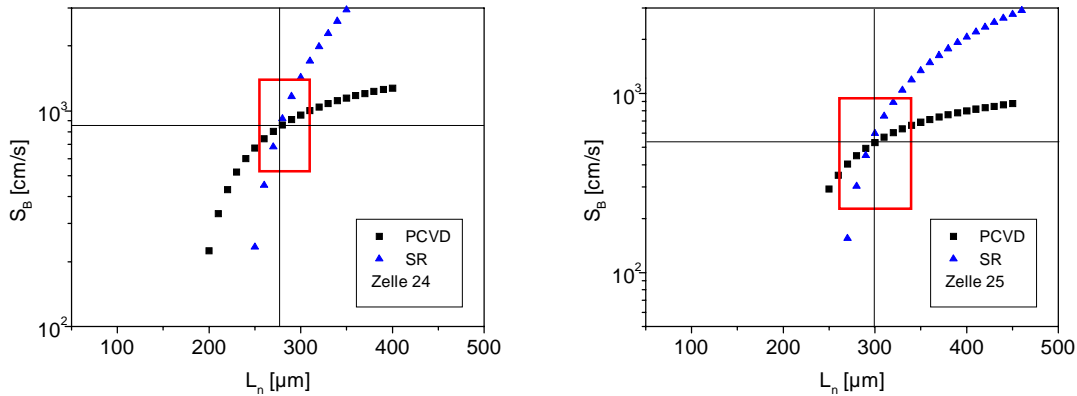


Abb. 5.7: Parameter-Plots $S_B(L_n)$ für die Zellen 24 (links) und 25 (rechts). Die Diffusionslängen unterscheiden sich leicht, liegen aber innerhalb der Meßunsicherheit. Die Rechtecke geben den Fehlerbereich des Schnittpunktes an.

Für die Diffusionslängen der untersuchten Solarzellen erhält man:

280 μ m (260 - 310 μ m) für die Zelle 24

300 μ m (270 - 340 mm) für die Zellen 25 und 26.

In Klammern ist der jeweilige Unsicherheitsbereich angegeben. Diese Diffusionslängen sind kleiner als bei den vergleichbaren Solarzellen des vorherigen Kapitels.

Das Ergebnis der Auswertung der PCVD-Daten mit diesen Diffusionslängen ist in Tab. 5.21 aufgelistet. Die mittleren Fehlergrenzen aufgrund der Unsicherheit in der Diffusionslänge betragen: ± 140 cm/s für S_B und $\pm 0,13$ pA/cm² für I_{0E} .

Zelle	S_B [cm/s]	S_{eff} [cm/s]	I_{0E} [pA/cm ²]
24	860	530	0,65
25	530	370	0,45
26	700	320	0,39

Tab. 5.21: Auswertung der PCVD-Meßergebnisse. Es sind keine signifikanten Unterschiede in den Emitter-Sättigungsströmen der Zellen erkennbar.

Die ORGs an der Rückseite S_B liegen allesamt im erwarteten Bereich von 500 - 850 cm/s.

Die Emitter-Sättigungsströme sind etwas größer als bei den Zellen der vorausgehenden Untersuchungen. Dies ist entweder auf die Emitter-Prozessierung oder auf die schlechtere Materialqualität des CZ-Siliziums zurückzuführen, die sich in der niedrigen Diffusionslänge zeigt. Die Zellen 25 und 26 zeigen kleinere Emitter-Sättigungsströme als die Zelle 24. Unter Berücksichtigung der Fehlergrenzen unterscheiden sich die Emitter-Sättigungsströme jedoch nicht signifikant.

Insgesamt sind die Sättigungsströme der Emitter, die mit den HF-PECVD-Nitriden der Fa. Roth passiviert wurden, vergleichbar oder sogar etwas kleiner als der der Referenzzelle 24. Die PECVD-Nitridschichten der Fa. Roth sind demnach als passivierende ARC für Siebdrucksolarzellen geeignet.

Die schlechteren Wirkungsgrade der Zellen 25 und 26 resultieren aus dem hohen Sättigungsstrom der zweiten Diode I_{02} . Dieser deutet auf eine starke Rekombination in der RLZ hin. Dafür können Verunreinigungen verantwortlich sein, die vor oder während der PECVD-Abscheidung auf die Zellen gelangt sind und beim späteren Co-Feuern in das Silizium hineingetrieben wurden.

5.7 Charakterisierung siebgedruckter Emitter

Um die zeit- und energiekostende $POCl_3$ -Diffusion zu umgehen, werden immer wieder alternative Methoden der Emitter-Diffusion untersucht. Eine sehr interessante Möglichkeit ist die, den Emitter mittels Siebdruck einer phosphorhaltigen Paste aufzubringen und diese dann in einem Infrarot-Gürtelofen einzudiffundieren. Dabei kann derselbe Ofen wie zum Co-Feuern der Siebdruck-Metallisierung verwendet werden. Somit ist es möglich, mit nur sehr wenigen Geräten eine komplette Solarzelle zu prozessieren. Weiterhin entfallen die teuren Reinigungsschritte, die vor Prozessen im Diffusionsofen durchgeführt werden müssen. Da der siebgedruckte Emitter nur einseitig gedruckt wird, ist keine Maskierung nötig, um z. B. ein lokales BSF herzustellen. An der Universität Konstanz wurden erste Solarzellen mit siebgedrucktem Emitter prozessiert.¹⁴

Im folgenden werden zwei solche Solarzellen mit siebgedruckten Emittern mittels der PCVD/SR-Methode charakterisiert. Beide Zellen wurden identisch prozessiert. Es wurde Baysix CZ Silizium verwendet. Die Zellen haben keine ARC, einen Ag/Al-Rückkontakt und somit kein BSF. Der siebgedruckte Emitter hat einen Schichtwiderstand von 33 Ω /sq.

Die IV-Daten aus der Messung der Hellkennlinien zeigt Tab. 5.22. Die offene Klemmenspannung und der Wirkungsgrad der beiden Zellen sind vergleichbar mit den entsprechenden Werten von Solarzellen mit $POCl_3$ -diffundiertem Emitter.

¹⁴ Die Solarzellen mit siebgedrucktem Emitter wurden von A. Kress hergestellt.

Zelle	I_{SC} [mA/cm ²]	V_{OC} [mV]	FF [%]	η [%]
27	21,2	589	73	9,1
28	21,2	589	72	9,0

Tab. 5.22: IV-Daten der Solarzellen aus der Messung der Hellkennlinien. Beide Zellen haben kein BSF und keine ARC.

Die Abklingraten des Stroms und der Spannung aus der PCVD-Messung sowie die effektive Diffusionslänge aus der Messung der IQE sind in Tab. 5.23 gezeigt. Die Abklingraten der Zelle 28 sind kleiner als die der Zelle 27, da die Zelle 28 etwas dünner ist.

Zelle	τ_J [μ s]	τ_V [μ s]	L_{eff} [μ m]
27	2,2	4,8	150
28	2,05	4,6	158

Tab. 5.23: Ergebnisse der PCVD-Messung und effektive Diffusionslänge L_{eff} .

Mit diesen Daten wurden Parameter-Plots $S_B(L_n)$ erstellt und aus diesen die Diffusionslängen der Zellen ermittelt. Tab. 5.24 enthält diese Diffusionslängen und die damit berechneten S_B - und I_{0E} -Werte.

Zelle	L_n [μ m]	S_B [cm/s]	I_{0E} [pA/cm ²]
27	160 - 170	$1,3 - 10 \cdot 10^4$	0,23 - 0,40
28	160 - 190	$1,2 - 20 \cdot 10^4$	0,23 - 0,66

Tab. 5.24: Auswertung der PCVD-Messung.

Die Diffusionslängen beider Zellen sind sehr klein im Vergleich zu den Diffusionslängen der CZ-Zellen der vorherigen Kapitel.

Die ORG an der Rückseite S_B ist etwas kleiner als die, die bei anderen Solarzellen mit Ag/Al-Rückkontakt gemessen wurde (Kapitel 5.3). Im Gegensatz zu diesen Zellen haben die Solarzellen mit siebgedrucktem Emitter diesen nur auf der Vorderseite. Der Rückkontakt muß keinen Emitter überkompensieren. Ein ähnliches Verhalten wurde bei Solarzellen mit aufgedampftem Rückkontakt in den Kapiteln 3.3.2 und 3.4 beobachtet.

Die Streuung des Emitter-Sättigungsstroms durch die Unsicherheit in der Diffusionslänge ist groß. Die Emitter-Sättigungsströme beider Zellen sind im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich

und entsprechen den Sättigungsströmen vergleichbarer POCl_3 -diffundierter Emitter (siehe Kapitel 5.4). Eine genauere Messung von I_{0E} wäre möglich bei Solarzellen mit größerer Diffusionslänge. Die Unsicherheit in der Bestimmung der Diffusionslänge würde sich dann weniger stark auf die Genauigkeit des Emitter-Sättigungsstroms auswirken. Auch in Kapitel 3.3.2 wurde der Sättigungsstrom eines von Eurosolare siebgedruckten Emitters gemessen. Dieser ist viel größer als die hier gemessenen Sättigungsströme der an der Universität Konstanz prozessierten Emitter.

Insgesamt ist die Methode, Emitter durch Siebdruck zu prozessieren, eine Alternative zur POCl_3 -Diffusion, die zu vergleichbaren Sättigungsströmen führt.

5.8 V-texturierte Siebdrucksolarzellen

Bei der Texturierung von Siebdrucksolarzellen sollte auch der Strukturierungsschritt schnell und kosteneffizient erfolgen können. Die mechanische Texturierung bietet diese Möglichkeit bei der Verwendung einer Strukturierungs-Walze [GER]. Mit der Walze ist es möglich, einen $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen Wafer mit wenigen Schnitten in einigen Sekunden zu texturieren [FAT2]. In diesem Kapitel werden Siebdruckzellen, die auf diese Weise texturiert wurden, mit der PCVD/SR-Methode charakterisiert. Insbesondere wird der Emitter-Sättigungsstrom solcher Zellen bestimmt.

Hierzu wurden walzentexturierte Siebdruckzellen prozessiert.¹⁵ Für die Texturierung wurde eine spezielle Walze verwendet, die die V-Gräben nur zwischen Plateaus, auf die die Frontmetallisierung gedruckt werden kann, einsägt [GER]. Hierdurch verlaufen die Metallfinger auf einem flachen Bereich der Oberfläche. Würde man die Finger senkrecht zu den V-Gräben auf die Texturierung aufbringen, wären sie länger als im Fall der flachen Oberfläche und ihr Serienwiderstand deshalb größer. Außerdem können texturierte und flache Zellen auf diese Weise identisch gedruckt werden.

Tab. 5.25 zeigt die Parameter der untersuchten Zellen.

Zelle	Frontseite	R_s [Ω/sq]
29	flach	27 - 31
30	texturiert mit Plateaus	„
31	„	25 - 29

Tab. 5.25: Übersicht der untersuchten Solarzellen. Die V-Texturierung hat einen Spitzenwinkel von 75° und wurde mit einer Walze hergestellt.

¹⁵ Die Solarzellen wurden von F. Huster zur Verfügung gestellt.

Die Zellen 29 und 30 wurden gemeinsam auf die gleiche Weise prozessiert. Zu Zelle 31 steht keine flache Referenzzelle zur Verfügung. Alle Zellen bestehen aus multikristallinem Baysix Silizium und sind $10 \times 10 \text{ cm}^2$ groß. Sie besitzen eine PECVD-Nitrid-ARC und ein Al-BSF.

Die Texturierung weist einen Spitzenwinkel von 75° auf. Hieraus kann ein Einkopplungswinkel des Lichts von 41° berechnet werden. Die Fläche der texturierten Oberfläche beträgt das 1,64-fache der flachen Oberfläche.

Die IV-Daten aus der Messung der Hellkennlinien sind in Tab. 5.26 zu finden. Das Ergebnis aus dem Anfitten der Dunkelkennlinien ist in Tab. 5.27 dargestellt.

Zelle	I_{SC} [mA/cm ²]	V_{OC} [mV]	FF [%]	η [%]
29	28,3	612	74	12,9
30	30,2	604	71	13,1
31	29,5	606	72	12,9

Tab. 5.26: IV-Daten der untersuchten Solarzellen.

Der Vergleich der Zellen 29 und 30 zeigt die Zunahme des Stroms und dadurch des Wirkungsgrades durch die Texturierung. Jedoch ist die offene Klemmenspannung der Zelle 30 kleiner als die der flachen Zelle 29. Dies ist auf die größere Emitterfläche und damit zum einen auf den größeren Emitter-Sättigungsstrom, zum anderen auf die größere Fläche der RLZ zurückzuführen. Die größere Fläche der RLZ zeigt sich in einem höheren I_{02} der texturierten Zelle im Vergleich zu der flachen Referenz. Durch den größeren Emitter-Sättigungsstrom sollte auch I_0 der texturierten Zelle größer sein als bei der flachen, was aber aus Tab. 5.27 nicht hervorgeht. Das Anfitten der Dunkelkennlinie ist nicht zuverlässig genug, um die Sättigungsströme I_0 der Zellen vergleichen zu können. Dies ist nur mit der PCVD-Messung durch die Bestimmung des I_{0E} möglich.

Zelle	I_0 [pA/cm ²]	R_{Sh} [$\Omega \text{ cm}^2$]	I_{02} [10^{-8} A/cm^2]
29	1,33	13000	2,74
30	1,01	5400	7,95
31	1,37	1300	5,84

Tab. 5.27: Ergebnis aus dem Anfitten der Dunkelkennlinien. Bei den texturierten Zellen ist I_{02} aufgrund der größeren Fläche der RLZ höher.

Tab. 5.28 zeigt die Abklingraten des Stroms und der Spannung aus der PCVD-Messung sowie die effektive Diffusionslänge aus dem Anfitten der IQE. Um das L_{eff} einer flachen und einer texturierten Zelle miteinander vergleichen zu können, muß das L_{eff} der texturierten Zelle

wegen der schrägen Lichteinkopplung korrigiert werden [KEL1] (siehe auch Kapitel 3.4). Bei einem Einkopplungswinkel von 41° beträgt der Korrekturfaktor 0,75. Korrigiert man das L_{eff} von Zelle 30 um diesen Faktor, so erhält man innerhalb der Fehlergrenzen (5 % für L_{eff}) die effektive Diffusionslänge der flachen Zelle 29. Dies muß auch der Fall sein, wenn die Zellen 29 und 30 dasselbe L_n und dasselbe S_B besitzen.

Zelle	τ_J [μs]	τ_V [μs]	L_{eff} [μm]
29	6,8	13,6	350
30	5,1	7,9	459
31	5,9	8,9	361

Tab. 5.28: Die Abklingraten des Stroms und der Spannung sowie die effektiven Diffusionslängen der Zellen. Durch die schräge Lichteinkopplung ist das L_{eff} bei den texturierten Zellen größer und muß zum Vergleich mit dem L_{eff} einer flachen Zelle korrigiert werden.

Abb. 5.8 zeigt links den Parameter-Plot $S_B(L_n)$ für die flache Zelle 29. Aus dem Schnittpunkt lassen sich L_n und S_B ablesen. Es wird vorausgesetzt, daß dieselben Werte auch für die bis auf die Texturierung identisch prozessierte Zelle 30 gelten. Mit diesen Werten läßt sich der Emitter-Sättigungsstrom aus den PCVD-Meßergebnissen berechnen. Bei der texturierten Zelle wird dabei eine effektive Dicke bestimmt, mit der sich aus deren gemessenem τ_J dasselbe L_n und S_B berechnet (siehe Kapitel 2.2.7). Mit dieser effektiven Dicke kann I_{0E} bestimmt werden. Die effektive Dicke der Zelle 30 ist $40 \mu\text{m}$ kleiner als die Basisdicke an den Texturspitzen.

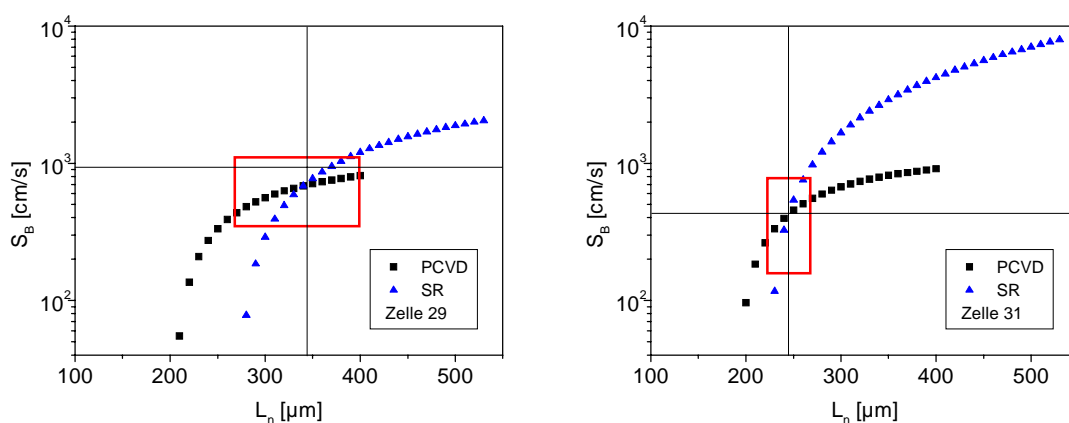


Abb. 5.8: Parameter-Plots $S_B(L_n)$. Links ist der Plot für die flache Zelle 29 gezeigt. Rechts ist der Plot für die texturierte Zelle 31 dargestellt. Bei diesem wurde das L_{eff} korrigiert und die effektive Dicke der Basis verwendet. Die Rechtecke geben den Fehlerbereich des Schnittpunktes an.

Das Ergebnis der PCVD-Auswertung ist in Tab. 5.29 dargestellt. Da die Zelle 31 mit derselben Walze wie die anderen beiden Zellen texturiert wurde, kann auch für diese Zelle ein Parameter-Plot $S_B(L_n)$ erstellt werden. Hierbei wird vorausgesetzt, daß die effektive Dicke dieser Zelle auch $40 \mu\text{m}$ kleiner ist als die Dicke der Basis an den Texturierungsspitzen, genauso wie bei der Zelle 30. Weiterhin wurde L_{eff} wegen der schrägen Lichteinkopplung korrigiert. Dieser Parameter-Plot ist rechts in Abb. 5.8 dargestellt. Die abgelesene Diffusionslänge ist zusammen mit der PCVD-Auswertung für diese Zelle ebenfalls in Tab. 5.29 aufgeführt.

Zelle	L_n [μm]	S_B [cm/s]	I_{0E} [pA/cm^2]
29	340 ± 50	680 ± 300	$1,0 \pm 0,2$
30	„	„	$3,0 \pm 0,2$
31	250 ± 20	450 ± 250	$2,1 \pm 0,2$

Tab. 5.29: Auswertung der PCVD-Messung.

Die Diffusionslänge der Zelle 31 ist deutlich kleiner als die der anderen beiden Zellen. Die Ursache können einerseits Qualitätsschwankungen des multikristallinen Siliziums sein. Andererseits variiert die Diffusionslänge in Abhängigkeit der Position auf einem mc Wafer, je nachdem, ob sie in einem Korn oder auf einer Korngrenze gemessen wird. Bei der PCVD- und der SR-Messung wurde daher stets in der Mitte eines Kornes gemessen.

Die ORG an der Rückseite S_B ist mit $450 - 700 \text{ cm/s}$ typisch für siebgedruckte BSFs. Die recht große Ungenauigkeit resultiert aus der Unsicherheit der Basisdicke von $\pm 15 \mu\text{m}$. Diese ergibt sich aus den Dickschwankungen eines multikristallinen Wafers. Außerdem ist die Dicke des BSFs nicht genau bekannt.

Diese Ungenauigkeit der Basisdicke wirkt sich nicht so stark auf den Fehlerbereich des Emitter-Sättigungsstroms aus, so daß dieser nur $\pm 0,2 \text{ pA/cm}^2$ beträgt. Bei der PCVD-Messung von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen Solarzellen tritt das Problem auf, daß beim Anlegen eines ganzflächigen bias-Lichts der Anteil der vom Laser beleuchteten Fläche zur vom bias-Licht beleuchteten klein ist. Um ein genügend starkes Meßsignal vom Laserpuls zu erhalten, muß die Intensität des bias-Lichts viel kleiner als eine Sonne sein. Die Emitter-Sättigungsströme wurden daher um den Einfluß des Shunt-Widerstands nach Gl. 2.29 korrigiert. Bei den texturierten Zellen mit großem I_{02} kann nicht ausgeschlossen werden, daß I_{0E} noch einen Anteil von der Rekombination in der RLZ enthält. Das in Tab. 5.29 angegebene I_{0E} der texturierten Zellen ist dann eine obere Schranke für deren Emitter-Sättigungsstrom.

Die texturierte Zelle 30 zeigt ein dreifach höheres I_{0E} als die flache Referenzzelle 29. Im idealen Fall gleicher Emitter-Eigenschaften nimmt I_{0E} nur um den Faktor der geometrischen Vergrößerung der Oberfläche zu, bei den hier untersuchten Zellen um den Faktor 1,64. Die texturierte Zelle 30 zeigt auch eine deutlich niedrigere offene Klemmenspannung im

Vergleich zur flachen Zelle 29. Dagegen weist die ebenfalls texturierte Zelle 31 einen kleineren Emitter-Sättigungsstrom und entsprechend eine höhere offene Klemmenspannung auf. Ein direkter Vergleich mit dem I_{0E} einer flachen Zelle desselben Runs ist nicht möglich, da keine hergestellt wurde. Aber der Vergleich mit Zelle 29 zeigt, daß die Erhöhung des Emitter-Sättigungsstroms von Zelle 31 im Rahmen der Meßgenauigkeit mit der vergrößerten Oberfläche durch die Texturierung erklärt werden kann.

Die mechanische Walzen-Texturierung bietet daher eine Möglichkeit, den Wirkungsgrad von Solarzellen durch Verminderung der Reflexion und schräge Einkopplung des Lichts zu erhöhen. Die Emitter-Sättigungsströme der auf diese Weise texturierten Zellen sind im Vergleich zu flachen lediglich um den Faktor der Vergrößerung der Emitterfläche erhöht.

Zusammenfassung

Die Messung der drei wichtigen Rekombinationsparameter einer Solarzelle, der Diffusionslänge, der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (ORG) an der Rückseite und des Emitter- Sättigungsstroms, ist in der Regel mit großen Schwierigkeiten verbunden. Eine gängige Methode zur Bestimmung der Diffusionslänge sowie der ORG an einer Siliziumscheibe, deren Oberfläche passiviert oder mit einem Emitter bedeckt ist, ist die PCD (Photo Conductivity Decay)-Messung. Durch den Vergleich einer passivierten Scheibe mit einem nicht passivierten Wafer gleicher Diffusionslänge können beide Größen ermittelt werden. Da sich die Diffusionslänge aber während einem Solarzellen-Prozeß in der Regel ändert, können die auf diese Weise gemessenen Größen nicht auf fertige Solarzellen übertragen werden. Es ist daher von großem Vorteil, die Rekombinationsparameter an fertig prozessierten Solarzellen zu messen. Dies ist prinzipiell mit der Messung der spectral response und dem Anfitten der internen Quantenausbeute möglich. Die interne Quantenausbeute hängt aber außer von den gesuchten noch von einer Reihe weiterer, teilweise sehr unsicherer Größen ab, wie zum Beispiel der internen Reflexion der Solarzelle. Wegen der Vielzahl der anzufittenden Parameter ist daher in der Regel keine genaue Aussage möglich.

Durch die Kombination der PCVD (Photo Current Voltage Decay)-Messung mit der spectral response (SR)-Messung (PCVD/SR-Messung) wurde eine Charakterisierungsmethode von fertig prozessierten Solarzellen entwickelt, die zur Bestimmung der drei genannten Rekombinationsparameter lediglich die Kenntnis der Dicke der Basis der Solarzelle und der Diffusionskonstanten des Siliziums voraussetzt. Diese beiden Größen lassen sich einfach bestimmen. Bei dieser Meßmethode werden aus der Abklingkonstanten des Kurzschlußstroms aus der PCVD-Messung und der effektiven Diffusionslänge, die durch den „Basore-Fit“ der internen Quantenausbeute bestimmt wird, die Diffusionslänge und die ORG an der Rückseite der Solarzelle ermittelt. Aus der Diffusionslänge und der Abklingkonstanten der offenen Klemmenspannung wird der Emitter-Sättigungsstrom berechnet.

Parasitäre Einflüsse auf die Abklingrate der offenen Klemmenspannung, wie der Shunt-Widerstand der Solarzelle und die Kapazität des pn-Übergangs wurden diskutiert. Dabei konnte gezeigt werden, daß es in den meisten Fällen ausreichend ist, während der Messung der Abklingrate der offenen Klemmenspannung ein genügend starkes bias-Licht von etwa einer Sonne anzulegen. Die parasitären Einflüsse sind in diesem Injektionsbereich vernachlässigbar. Lediglich bei Solarzellen mit einem großen Sättigungsstrom der zweiten Diode kann zusätzlich die Diffusionskapazität einen Einfluß auf die Meßwerte ausüben. In diesem Fall läßt sich eine obere Schranke für den Emitter-Sättigungsstrom angeben.

Unterschiedliche Solarzellen wurden hergestellt und mit der PCVD/SR-Meßmethode charakterisiert. Dabei konnten folgende wichtigen Ergebnisse gewonnen werden:

- Die Auswirkung der Frontseitenpassivierung auf den Emitter-Sättigungsstrom konnte quantitativ gemessen werden. Zum Beispiel verringert die Passivierung der Frontseite einer speziellen Solarzelle den Emitter-Sättigungsstrom von $1,4 \text{ pA/cm}^2$ ohne Passivierung auf weniger als $0,5 \text{ pA/cm}^2$.
- Der Emitter-Sättigungsstrom unterschiedlicher Emitter konnte gemessen und mit berechneten Werten verglichen werden. Dabei zeigt sich eine Abhängigkeit des Emitter-Sättigungsstroms von der Phosphor-Konzentration an der Oberfläche.
- Die Diffusionslänge von FZ-Silizium sinkt sehr stark ab, wenn die Rückseite einer Solarzelle während der Emitter-Diffusion nicht maskiert wird.
- Solarzellen mit lokalem BSF wurden hergestellt und sehr niedrige effektive ORG an der Rückseite von 300 cm/s gemessen. Auf die oxid-passivierte Rückseite zwischen den lokalen Kontakten bezogen, beträgt die ORG nur 100 cm/s .
- Der Emitter-Sättigungsstrom von Solarzellen mit mechanisch V-texturierter Oberfläche konnte gemessen werden. Hierbei wird durch Vergleich der PCVD-Meßwerte der texturierten Solarzelle mit denen einer flachen Referenzzelle eine effektive Dicke der texturierten Solarzelle ermittelt. Mit dieser effektiven Dicke können die PCVD-Meßwerte ausgewertet werden. Bei sorgfältig prozessierten Zellen zeigt sich, daß der Emitter-Sättigungsstrom der texturierten Zelle gegenüber dem einer flachen Referenzzelle um den Faktor der geometrischen Flächenvergrößerung erhöht ist. Eine walzertexturierte siebgedruckte Solarzelle aus multikristallinem Silizium weist einen Emitter-Sättigungsstrom von $2,1 \text{ pA/cm}^2$ auf.
- Siebgedruckte Solarzellen bis zu einer Größe von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ wurden hergestellt und mit der PCVD/SR-Meßmethode untersucht.
- Die ORG an der Rückseite bei Solarzellen mit einem ganzflächigen siebgedruckten BSF beträgt $500 - 800 \text{ cm/s}$ und ist damit etwa zwei Größenordnungen kleiner als bei einem aufgedampften BSF. Diese niedrige ORG kommt durch das sehr viel tiefere Siebdruck-BSF im Vergleich zum aufgedampften zustande.
- Eine sehr starke Zunahme der Diffusionslänge durch die Passivierung einer gefeuerten PECVD Nitrid-Antireflexschicht wurde beobachtet. Bei Solarzellen aus monokristallinem CZ-Silizium wurde bei Zellen mit Nitridschicht eine Diffusionslänge von $450 \text{ }\mu\text{m}$ gemessen. Dieser Wert ist fast doppelt so groß wie bei Solarzellen ohne Nitridschicht.
- Ein Vergleich gemessener Emitter-Sättigungsströme mit für unterschiedliche Emitter berechneten Werten läßt auf eine effektive ORG an der Frontseite von siebgedruckten Solarzellen mit einer PECVD-Nitrid Antireflexschicht von 10^4 bis 10^5 cm/s schließen. Dieser Wert bezieht sich auf die gesamte Frontseite einschließlich der Metallisierung.

Die Grenzflächen-Störstellendichte unterschiedlicher thermisch gewachsener Oxidschichten und PECVD abgeschiedener Nitridschichten wurde mittels der CV-Messung bestimmt.

Die thermischen Oxide zeigen dabei bis herab zu Dicken von 10 nm Störstellendichten um $10^{10} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^2$. Die Störstellendichte der PECVD abgeschiedenen Nitridschichten liegt um mindestens eine Größenordnung höher und hängt von der Plasmaleistung bei der Abscheidung ab. Dagegen ist die fest eingebaute Ladung unabhängig von der Plasmaleistung und liegt oberhalb $+10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Die passivierenden Eigenschaften des PECVD-Nitrids lassen sich vorwiegend auf eine Feldeffektpassivierung durch die starke positive feste Ladung zurückführen.

Die PCVD-Messung in Verbindung mit der spectral response Untersuchung ist eine relativ aufwendige Meßmethode, die in der Regel an ausgewählten einzelnen Solarzellen durchgeführt wird. Eine schnelle Charakterisierung vieler Solarzellen ist nicht möglich. Wird jedoch eine der drei Rekombinations-Größen, zum Beispiel die ORG an der Rückseite, konstant gehalten und interessiert man sich nur für relative Meßgrößen, ist die spectral response Messung nicht nötig. Die PCVD-Messung alleine kann dann sehr schnell in wenigen Sekunden durchgeführt werden. Es erscheint daher möglich, die PCVD-Messung als Standard-Charakterisierung am Ende eines industriellen Solarzellenprozesses einzusetzen. Unter der Voraussetzung, daß die Bildung des Rückkontaktes konstant geschieht und sich daher die ORG an der Rückseite nicht ändert, können Änderungen der Diffusionslänge der hergestellten Solarzellen direkt aus den Abklingraten des Kurzschlußstroms und Änderungen des Emitter-Sättigungsstroms direkt aus den Abklingraten der offenen Klemmenspannung abgelesen werden.

Literaturverzeichnis

- [ABE1] ABERLE A. G. *Untersuchungen zur Oberflächenpassivierung von hocheffizienten Silicium-Solarzellen*. Dissertation, Freiburg: 1991.
- [ABE2] ABERLE A. G. , GLUNZ S. , WARTA W. , KOPP J. and J. KNOBLOCH. „SiO₂-passivated high efficiency silicon solar cells: process dependence of Si-SiO₂ interface recombination“. *10th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 631 (1991).
- [ABE3] ABERLE A. G. , GLUNZ S. and W. WARTA. „Impact of illumination level and oxide parameters on Shockley-Read-Hall recombination at the Si-SiO₂ interface“. *J. Appl. Phys.* **71** (9), 4422 (1992).
- [ABE4] ABERLE A. G. and R. HEZEL. „Advances in low-temperature passivated silicon solar cells“. *25th IEEE Phot. Spec. Conf.* , 371 (1996).
- [BAS] BASORE P. A. „Extended spectral analysis of internal quantum efficiency“. *23rd IEEE Phot. Spec. Conf.* , 147 (1993).
- [BAT] BATEY J. , TIERNEY E. , STASIAK J. and T. N. NGUYEN. „Plasma-enhanced CVD of high quality insulating films“. *Appl. Surf. Science* **39**, 1 (1989).
- [BHA] BHAN R. K. , LOMASH S. K. , BASU P. K. and K. C. CAHABRA. „Interface properties of thermal SiO₂ using 1,1,1,Trichloroethane (TCA)“. *J. Electrochem. Soc.* **134** (11), 2826 (1987).
- [BIS] BISSHOP F. J. , LEGUIJT C. , LÖLGEN P. and W. C. SINKE. „Bulk and surface recombination resolved by short circuit current decay under front and back illumination of Silicon solar cells“. *11th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 511 (1992).
- [BIT1] BITNAR B. , GLATTHAAR R. , KELLER S. , KUGLER J. , SPIEGEL M. , FATH P. , WILLEKE G. , BUCHER E. , DUERINCKX F. , SZLUFZIK J. , NIJS J. , MERTENS R. , NUSSBAUMER H. and F. FERRAZZA. „Investigations of the passivation properties of PECVD-silicon-nitride layers on silicon solar cells“. *14th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 1491 (1997).

- [BIT2] BITNAR B. , GLATTHAAR R. , MARCKMANN C. , SPIEGEL M. , TÖLLE R. , FATH P. , WILLEKE G. and E. BUCHER. „Lifetime investigations on screenprinted silicon solar cells“. *2nd World Conf. and Exhib. on Phot. Solar Energy Conv.* , im Druck (1998).
- [BOU] BOUKE, A. *Optimierung von mechanisch strukturierten kristallinen Silizium-Solarzellen*. Diplomarbeit, Konstanz: 1997.
- [BRE] BRENDL R. and R. PLIENINGER. *IQE1D, program for the analysis of solar cell quantum efficiency measurements*. IQE1D Manual, Garching Innovation GmbH München: 1996.
- [CHE1] CHEN Z. and A. ROHATGI. „Silicon surface and bulk defect passivation by low temperature PECVD oxides and nitrides“. *24th IEEE Phot. Spec. Conf.* , 1331 (1994).
- [CHE2] CHEN Z. , PANG S. K. , YASUTAKE K. and A. ROHATGI. „Plasma-enhanced chemical-vapor-deposited oxide for low surface recombination velocity and high effective lifetime in silicon“. *J. Appl. Phys.* **74** (4), 2856 (1993).
- [CLU] CLUGSTON D. A. and P. A. BASORE. „PC1D version 5: 32-bit solar cell modeling on personal computers“. *26th IEEE Phot. Spec. Conf.* , 207 (1997).
- [DEA] DEAL B. E. and A. S. GROVE. „General relationship for the thermal oxidation of silicon“. *J. Appl. Phys.* **36**, 3770 (1965).
- [DHA] DHARIVAL S. R. , KOTHARI L. S. and S. C. JAIN. „Theory of transient photovoltaic effects used for measurement of lifetime of carriers in solar cells“. *Solid State Electr.* **20**, 297 (1977).
- [DUE] DUERINCKX F. , EINHAUS R. , VAN KERSCHAUER E. , SZLUFCHIK J. , NIJS J. and R. MERTENS. „Increase in efficiency and material yield by use of PECVD silicon nitride in a simple screen printing process on Solarex material“. *14th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 259 (1997).
- [EAD1] EADES W. D. and M. SWANSON. „Improvements in the determination of interface state density using deep level transient spectroscopy“. *J. Appl. Phys.* **56** (6), 1744 (1984).
- [EAD2] EADES W. D. and M. SWANSON. „Calculation of surface generation and recombination velocities at the Si-SiO₂ Interface“. *J. Appl. Phys.* **58** (11), 4267 (1985).

- [FAT1] FATH P. , ZECHNER C. , TERHEIDEN B. , BOUKE A. , MARCKMANN C. , GERHARDS C. , TÖLLE R. , SPIEGEL M. , WILLEKE G. and E. BUCHER. „Processing, characterisation and simulation of advanced mechanically textured mono- and multicrystalline silicon solar cells“. *14th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 73 (1997).
- [FAT2] FATH P. , MARCKMANN C. , BUCHER E. , WILLEKE G. , SZLUFCHIK J. , DE CLERQ K. , DUERINCKX F. , FRISSON L. , NIJS J. and R. MERTENS. „Multicrystalline silicon solar cells using a new high throughput mechanical texturization technology and a roller printing metallization technique“. *13th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 29 (1995).
- [FRI1] FRIESEN G. *Time response of silicon solar cells under transient light conditions*. Diplomarbeit, Konstanz: 1995.
- [FRI2] FRIESEN G. , MERTENS M. , DUNLOP E. , ZAAIMAN W. and H. A. OSSENBRINK. „Investigation of solar cell capacitance and its dependence on temperature using the photocurrent-response method“. *14th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 2385 (1997).
- [FÜS] FÜSSEL W. , KÖNENKAMP R. , SCHMIDT M. and H. FLIETNER. „Degradation effects at Si/SiO₂ interfaces compared to those in a-Si“. *11th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 746 (1992).
- [FUK] FUKUDA H. , YASUDA M. , IWABUCHI T. , KANEKO S. , UENO T. and I. OHDOMARI. „Process dependence of the SiO₂/Si(100) interface trap density of ultrathin SiO₂ films“. *J. Appl. Phys.* **72** (5), 1906 (1992).
- [GER] GERHARDS C. , HUSTER F. , SPIEGEL M. , MARCKMANN C. , FATH P. , WILLEKE G. and E. BUCHER. „Progress in machine and tool development towards the implementation of the mechanical texturization in a cr Si solar cell production line“. *2nd World Conf. and Exhib. on Phot. Solar Energy Conv.* , im Druck (1998)..
- [GLA] GLATTHAAR R. *Oberflächencharakterisierung von kristallinen Siliziumsolarzellen mit der PCVD-Meßmethode*. Diplomarbeit, Konstanz: 1998.
- [GLU1] GLUNZ S. W. , SPROUL A. B. , WARTA W. and W. WETTLING. „Injection-level-dependent recombination velocities at the Si-SiO₂ interface for various dopant concentrations“. *J. Appl. Phys.* **75** (3), 1611 (1994).
- [GLU2] GLUNZ S. W. , STERK S. , STEEMAN R. , WARTA W. , KNOBLOCH J. and W. WETTLING. „Emitter dark saturation currents of high-efficiency solar cells with inverted pyramids“. *13th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 409 (1995).

- [GLU3] GLUNZ S. W. , REIN S. , WARTA W. , KNOBLOCH J. and W. WETTLING. „On the degradation of CZ-silicon solar cells“. *2nd World Conf. and Exhib. on Phot. Solar Energy Conv.* , im Druck (1998).
- [GOE] GOETZBERGER A. , VOß B. und J. KNOBLOCH. *Sonnenenergie: Photovoltaik*. Stuttgart: Teubner 1994.
- [GRE1] GREEN M. A. *Solar Cells: Operating Principles, Tecnology and System Applications*. Prentice-Hall: 1982.
- [GRE2] GREEN M. A. *High Efficiency Silicon Solar Cells*. TransTech Publications: 1987.
- [GRE3] GREEN M. A. *Silicon Solar Cells: Advanced Principles & Practice*. Bridge Printery: 1995.
- [HAH] HAHN, G. , SPIEGEL M. , KELLER S. , BOUKE A. , FATH P. , WILLEKE G. , BUCHER E. , HÄBLER C. , HÖFS H.-U. and S. THURM. „Characterisation of RGS (Ribbon Growth on Substrate) silicon material and solar cells“. *14th Europ. Phot. Spec. Conf.* , (1997).
- [IRE1] IRENE E. A. and Y. J. VAN DER MEULEN. „Silicon oxidation studies: analysis of SiO₂ film growth data“. *J. of Electrochem. Soc.* **123**, 1380 (1976).
- [IRE2] IRENE E. A. „Silicon oxidation studies: some aspects of the initial oxidation regime“. *J. of Electrochem. Soc.* **125**, 1708 (1978).
- [JÄG] JÄGER K. , ROTH P. , SCHUM B. , BENDE G. , HOFFMAN W. and R. HEZEL. „Thin crystalline silicon 100mm x 100mm MIS inversion layer solar cells with bifacial sensitivity“. *11th Europ. Phot. Spec. Conf.* ,168 (1992).
- [JAI] JAIN S. C. and U. C. RAY. „Photovoltage decay in p-n junction solar cells including the effects of recombinations in the emitter“. *J. Appl. Phys.* **54** (4) , 2079 (1983).
- [JOO] JOOSS W. *Getterstudien an multikristallinem Silizium für Solarzellen*. Diplomarbeit, Konstanz: 1998.
- [KAN] KANE D. E. and R. M. SWANSON. „Measurement of the emitter saturation current by a contactless photoconductivity decay method“. *18th IEEE Phot. Spec. Conf.* , 578 (1985).

- [KAT] KATZ L. E. „Oxidation“ in: SZE S. M. *VLSI Technology*. McGraw-Hill Book: 1983.
- [KEL1] KELLER S. *Optoelektronische Charakterisierung von kristallinen Silizium-Solarzellen*. Diplomarbeit, Konstanz: 1997.
- [KEL2] KELLER S. , SPIEGEL M. , FATH P. , WILLEKE G. and E. BUCHER. „A critical evaluation of the effective diffusion length determination in crystalline silicon solar cells from an extended spectral analysis“. *IEEE Trans. on electr. dev.* **45** (7), 1569 (1998).
- [KIE1] KIESS H. and W. REHWALD. „On the ultimate efficiency of solar cells“. *Solar Energy Mat. and Solar Cells* **38**, 45 (1995).
- [KIE2] KIESS H. , MORF R. , REHWALD W. , BIRBAUMER H. , GLAUS F. and T. MEZZACASA. „Simplified fabrication of highly efficient crystalline silicon solar cells“. *12th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 763 (1994).
- [KIN] KING R. R. , SINTON R. A. and R. M. SWANSON. „Studies of diffused phosphorus emitters: saturation current, surface recombination velocity, and quantum efficiency“. *IEEE Trans. on electr. dev.* **37** (2), 365 (1990).
- [KOP1] KOPP J. , WARTA W. , ABERLE A. , GLUNZ S. and J. KNOBLOCH. „Impact of metallization techniques on 20% efficient silicon solar cells“. *IEEE Phot. Spec. Conf.* , 278 (1991).
- [KOP2] KOPP J. , KNOBLOCH J. and W. WETTLING. „The influence of oxide thickness on the passivation of high efficiency silicon solar cells“. *11th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 49 (1992).
- [KRE] KRESS A. *Rückkontaktierung von semi-transparenten kristallinen Silizium Solarzellen*. Diplomarbeit, Konstanz: 1997.
- [KUG] KUGLER, J. *Charakterisierung und Optimierung von Oberflächen kristalliner Silizium-Solarzellen*. Diplomarbeit, Konstanz: 1997.
- [LAU1] LAUNGER T. , ABERLE A. G. and R. HEZEL. „Comparison of direct and remote PECVD silicon nitride films for low-temperature surface passivation of p-type crystalline silicon“. *14th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 853 (1996).

- [LAU2] LAUNGER T. , SCHMIDT J. , ABERLE A. G. and R. HEZEL. „Record low surface recombination velocities on 1 Ω cm p-silicon using remote plasma silicon nitride passivation“. *Appl. Phys. Lett.* **68** (9), 1232 (1996).
- [LEG1] LEGUIJT C. *Surface passivation for Silicon solar cells*. Dissertation, Utrecht: 1995.
- [LEG2] LEGUIJT C. , LÖLGEN P. , EIKELBOOM J. A. , WEEBER A. W. , SCHUURMANS F. M. , SINKE W. C. , ALKEMADE P. F. A. , SARRO P. M. , MAREE C. H. M. and L. A. VERHOEF „Low temperature surface passivation for silicon solar cells“. *Solar Energy Mat. and Solar Cells* **40**, 297 (1996).
- [LEG3] LEGUIJT C. , LÖLGEN P. , EIKELBOOM J. A. , AMESZ P. H. , STEEMAN R. A. , SINKE W. C. , SARRO P. M. , VERHOEF L. A. , MICHIELS P-P. , CHEN Z. and A. ROHATGI. „Very low surface recombination velocities on 2.5 Ω cm Si wafers, obtained with low-temperature PECVD of Si-oxide and Si-nitride“. *Solar Energy Mat. and Solar Cells* **34**, 177 (1994).
- [LEG4] LEGUIJT C. , LÖLGEN P. , EIKELBOOM J. A. , VAN DER HEIDE A. S. H. , STEEMAN R. A. , SINKE W. C. , SARRO P. M. , VERHOEF L. A. , MICHIELS P-P. , CHEN Z. and A. ROHATGI. „Stable surface passivation of silicon by low-temperature processing“. *12th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 720 (1994).
- [LEN1] LENKEIT B. , AUER R. , ABERLE A. G. and R. HEZEL. „Bifacial silicon solar cells with screen-printed rear contacts“. *14th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 838 (1997).
- [LEN2] LENKEIT B. , LAUNGER T. , ABERLE G. A. and R. HEZEL. „Comparison of remote versus direct PECVD silicon nitride passivation of phosphorus-diffused emitters of silicon solar-cells“. *2nd World Conf. and Exhib. on Phot. Solar Energy Conv.* , im Druck (1998).
- [LÖL] LÖLGEN P. *Surface and volume recombination in Silicon solar cells*. Dissertation, Utrecht: 1995.
- [MAH] MAHAN J. E. and D. L. BARNES „Depletion layer effects in the open-circuit-voltage-decay lifetime measurement“. *Solid State Electr.* **24** (10), 989 (1981).
- [MAS] MASSOUD H. Z. and J. D. PLUMMER. „Analytical relationship for the oxidation of silicon in dry oxygen in the thin film regime“. *J. Appl. Phys.* **62** (8), 3416 (1987).

- [MOO] MOORE A. R. „Carrier lifetime in photovoltaic solar concentrator cells by the small-signal open-circuit-decay method“. *RCA Review* **40**, 549 (1980).
- [NIC] NICOLLIAN E. H. and J. R. BREWS. *MOS (Metal Oxide Semiconductor)*. Wiley: 1982.
- [ROH] ROHATGI A. and S. NARASIMHA. „Design, fabrication and analysis of greater than 18 % efficient multicrystalline silicon cells“. *Jap. Phot. Spec. Conf. -9*, 85 (1996).
- [ROS1] ROSE, B. H. and H. T. WEAVER. „Determination of effective surface recombination velocity and minority-carrier lifetime in high-efficiency Si solar cells“. *J. Appl. Phys.* **54** (1), 238 (1983).
- [ROS2] ROSE, B. H. „Minority-carrier lifetime measurements on silicon solar cells using I_{sc} and V_{OC} transient decay“. *IEEE Transact. on electr. dev.* **ED-31** (5), 559 (1984).
- [ROS3] ROSE, B. H. and H. T. WEAVER. „Emitter recombination and minority carrier lifetime measurements on high efficiency Si solar cells“. *Proc. 17th IEEE Phot. Spec. Conf.* , 626 (1984).
- [SCH1] SCHRODER D. K. *Semiconductor Material and Device Characterization*. Wiley: 1990.
- [SCH2] SCHMIDT J. , LAUINGER T. , ABERLE A. G. and R. HEZEL. „Record low surface recombination velocities on low-resistivity silicon solar cell substrates“. *25th IEEE Phot. Spec. Conf.* , 413 (1996).
- [SHO] SHOCKLEY W. and W. T. READ „Statistics of the recombinations of holes and electrons“. *Phys. Rev.* **87** (5), 835 (1952).
- [SNE] SNEL J. „The doped Si/SiO₂ interface“. *Solid State Electr.* **24**, 135 (1981).
- [SPI] SPIEGEL, M. *Wasserstoffpassivierung von multikristallinen Silizium-Solarzellen*. Diplomarbeit, Konstanz: 1995.
- [SPR] SPROUL A. B. , GREEN M. A. and A. W. STEPHENS. „Accurate determination of minority carrier- and lattice scattering-mobility in silicon from photoconductance decay“. *J. Appl. Phys.* **72** (9), 4161 (1992).
- [SUZ] SUZUKI E. , TAKATO H. , ISHII K. and HAYASHI Y. „Evaluation of the Si-SiO₂ interface by the measurement of the surface recombination velocity S by the dual-mercury probe method“. *Jap. J. Appl. Phys.* **29** (12), L2300 (1990).

- [SZE] SZE S. M. *Physics of semiconductor devices*. Wiley: 1981.
- [TAD] TADA H. Y. „Theoretical analysis of transient solar-cell response and minority carrier lifetime“. *J. Appl. Phys.* **37**, 4595 (1966).
- [TER1] TERHEIDEN, B. *Silizium-Solarzellen mit lokalen Punktkontakten*. Diplomarbeit, Konstanz: 1997.
- [TER2] TERHEIDEN, B. , FATH P. , WILLEKE G. and E. BUCHER. „The LOPE (Local Point Contact and shallow angle Evaporation) silicon solar cells“. *14th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 1436 (1997).
- [TÖL] TÖLLE, R. *Herstellung und Charakterisierung kristalliner low-cost Silizium-Solarzellen*. Diplomarbeit, Konstanz: 1997.
- [TUO] TUOMINEN E. , ACERBIS M. , HOVINEN A. , SIIRTOLA T and J. SINKKONEN. „A method extracting solar cell parameters from spectral response by inverse Laplace transform“. *Physica Scripta* **T69**, 306 (1997).
- [VER] VERHOEF L. A. , STROOM J. C. , BISSCHOP F. J. , LIEFTING J. R. and W. C. SINKE. „3D-resolved determination of minority-carrier lifetime in planar silicon solar cells by photocurrent decay“. *J. Appl. Phys.* **68** (12), 6485 (1990).
- [VIT] VITKAVAGE S. C. and E. A. IRENE. „Investigation of Si-SiO₂ interface charges in thermally oxidized (100), (110), (111) and (511) silicon“. *J. Appl. Phys.* **68** (10), 5262 (1990).
- [WAR1] WARTA, W. , BERGMANN R. and B. VOß. „Determination of recombination parameters in silicon solar cells using light induced transients“. *8th Europ. Phot. Spec. Conf.*, 1416 (1988).
- [WAR2] WARTA, W. , SUTTER J. , WAGNER B. F. and R. SCHINDLER. „Impact of diffusion length distributions on the performance of mc-silicon solar cells“. *2nd World Conf. and Exhib. on Phot. Solar Energy Conv.* , im Druck (1998).
- [WAW] WAWER P. , FRÖHLICH H. and H.-G. WAGEMANN. „Determination of the surface recombination velocity of bifacial silicon solar cells using corona charging of the oxidized surface“. *14th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 2446 (1997).

- [WÜR] WÜRFEL, P. *Physik der Solarzellen*. Spektrum Verlag: 1995.
- [YAB] YABLONOVITCH E. , ALLARA D. L. , CHANG C. C. , GMITTER T. and T. B. BRIGHT. „Unusually low surface-recombination velocity on silicon and germanium surfaces“. *Phys. Rev. Lett.* **57** (2), 249 (1986).
- [ZEC1] ZECHNER C. , HAHN G. , WIBRAL M. , BITNAR B. , KELLER S. , SPIEGEL M. , FATH P. , WILLEKE G. and E. BUCHER. „Systematic study towards high efficiency multicrystalline silicon solar cells with mechanical surface texturization“. *26th IEEE Phot. Spec. Conf.* , 243 (1997).
- [ZEC2] ZECHNER C. , FATH P. , WILLEKE G. and E. BUCHER. „Two- and three dimensional optical carrier generation determination in crystalline silicon solar cells“. *Solar Energy Mat. and Solar Cells* **51**, 255 (1998).
- [ZEC3] ZECHNER C. *Computergestützte Untersuchungen an Hochleistungs-Silizium-Solarzellen*. Diplomarbeit, Konstanz: 1996.
- [ZHA] ZHAO J. , WANG A. , ABERLE A. , WENHAM S. R. and M. A. GREEN. „717 mV open-circuit voltage silicon solar cells using hole-constrained surface passivation“. *Appl. Phys. Lett.* **64** (2), 199 (1994).

Verzeichnis der verwendeten Symbole und Abkürzungen

ARC	Antireflexschicht	
BSF	Back surface field	
CV	Kapazität/Spannung	
E-gun	Elektronenstrahl-Aufdampfanlage	
HF	Hochfrequenz	
IQE	interne Quantenausbeute	
IV	Strom/Spannung	
mc	multikristallin	
MIS	Metall-Isolator-Halbleiter	
MOS	Metall-Oxid-Halbleiter	
OF	Oberfläche	
ORG	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit	
QS	quasistatisch	
PCD	Photoconductivity decay	
PCVD	Photocurrent/voltage decay	
PECVD	Plasma enhanced chemical vapor deposition	
RLZ	Raumladungszone	
SR	spectral response	
SRH	Shockley-Read-Hall	
TCA	Trichlorethan	
a	Flächen-Bedeckungsgrad	-
A	Fläche	cm ²
A_i	Koeffizienten der Fourier-Entwicklung	-
A_{tex}	Oberfläche einer texturierten Zelle	cm ²
b	Parameter für die Berechnung von C _{Diff}	-
B_i	Koeffizienten der Fourier-Entwicklung	-
C	Kapazität	F cm ⁻²
C_{Diff}	Diffusionskapazität	F cm ⁻²
C_{FB}	Flachband-Kapazität	F cm ⁻²

C_{HF}	hochfrequent gemessene Kapazität	F cm ⁻²
C_{it}	Kapazität der Grenzflächen-Störstellen	F cm ⁻²
C_{OX}	Kapazität des Isolators	F cm ⁻²
C_{QS}	quasistatisch gemessene Kapazität	F cm ⁻²
C_{RL}	Kapazität der RLZ einer Solarzelle	F cm ⁻²
C_{Si}	Kapazität der RLZ im Silizium	F cm ⁻²
d	Schichtdicke	m
d_{OX}	Dicke des Isolators	m
D_n	Diffusionskonstante der Elektronen in der Basis	cm ² s ⁻¹
D_{Ph}	Diffusionskoeffizient von Phosphor in Silizium	cm ² s ⁻¹
D_{it}	Grenzflächen-Störstellendichte	cm ⁻² eV ⁻¹
E	Energie	eV
E_i	Energie des intrinsischen Fermi-niveaus	eV
E_L	Energie des Leitungsbands	eV
E_t	Energie eines Störstellenniveaus	eV
E_V	Energie des Valenzbands	eV
F	Photonenfluß	cm ⁻² s ⁻¹
FF	Füllfaktor	-
g	generierte Ladungsträgerdichte	cm ⁻³
g[*]	generierte Ladungsträgerdichte in einer texturierten Zelle	cm ⁻³
I	Strom	A cm ⁻²
I_B	Strom aus der Basis	A cm ⁻²
I_E	Strom aus dem Emitter	A cm ⁻²
I_{ges}	gesamter Strom aus der Solarzelle	A cm ⁻²
I_{RLZ}	Strom aus der Raumladungszone	A cm ⁻²
I_L	Lichtgenerierter Strom	A cm ⁻²
I_{SC}	Kurzschlußstrom	A cm ⁻²
I₀	Sättigungsstrom	A cm ⁻²
I_{0B}	Basis-Sättigungsstrom	A cm ⁻²
I_{0E}	Emitter-Sättigungsstrom	A cm ⁻²
I₀₂	Sättigungsstrom der zweiten Diode	A cm ⁻²
k	Wachstumsparameter des therm. Oxids	nm min ⁻¹
k_{lin}	linearer Wachstumsparameter	nm min ⁻¹
k_{par}	parabolischer Wachstumsparameter	nm min ⁻¹
L_{eff}	effektive Diffusionslänge aus der SR-Messung	µm
L_n	Diffusionslänge der Elektronen in der Basis	µm
n	Elektronen-Konzentration	cm ⁻³
Δn	negative Überschußladungsträger-Konzentration	cm ⁻³
n_s	Elektronen-Konzentration an der Halbleiter-Oberfläche	cm ⁻³

n_{Si}	Brechungsindex von Silizium	-
n₀₂	Diodenfaktor der zweiten Diode	-
n₁	Parameter der SRH-Gleichung	cm ⁻³
N_B	Dotierung der Basis	cm ⁻³
N_E	Dotierung des Emitters	cm ⁻³
p	Löcher-Konzentration	cm ⁻³
p_s	Löcher-Konzentration an der Halbleiter-Oberfläche	cm ⁻³
pr	Druck	Pa
p₁	Parameter der SRH-Gleichung	cm ⁻³
P	Plasma-Leistung	W m ⁻²
P_{ein}	eingestrahlte Lichtleistung	W cm ⁻²
Q	Ladungsdichte	cm ⁻²
Q_f	Dichte der festen Ladungen in der passivierenden Schicht	cm ⁻²
Q_{it}	Ladungsdichte der Grenzflächen-Störstellen	cm ⁻²
Q_G	Ladungsdichte auf dem Gatekontakt	cm ⁻²
r	rekombinierende Ladungsträgerdichte	cm ⁻³
R	Reflexionsanteil	-
R_{diff}	differentieller Widerstand aus der Diodenkennlinie	Ω cm ²
R_S	Schichtwiderstand des Emitters	Ω/sq
R_{Ser}	Serienwiderstand	Ω cm ⁻²
R_{Sh}	Shunt-Widerstand der Solarzelle	Ω cm ²
S	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit	cm/s
S_B	Effektive ORG an der Grenze zum BSF	cm/s
S_{BKon}	Effektive ORG an lokalen BSF-Kontakten	cm/s
S_{eff}	Effektive ORG	cm/s
S_R	ORG an der Rückseite	cm/s
S_{ROx}	ORG an der oxidpassivierten Solarzellenrückseite	cm/s
S_F	ORG an der Frontseite	cm/s
S_n	Rekombinationsgeschwindigkeit für Elektronen	cm/s
S_p	Rekombinationsgeschwindigkeit für Löcher	cm/s
T	Temperatur	K
U	Spannung	V
U_S	Rekombinationsrate an der Oberfläche	cm ⁻² s ⁻¹
U_{bias}	Spannung an der Solarzelle durch bias-Licht	V
U_D	Diffusionsspannung	V
V_{FB}	Flachband-Spannung	V
V_G	Gate-Spannung	V
V_{OC}	Offene Klemmenspannung	V
V_{ws}	Spannung durch Differenz der Austrittsarbeiten	V

W	Dicke der Solarzelle	μm
W_B	Dicke der Basis	μm
W_{BSF}	Dicke des back surface fields	μm
W_E	Dicke des Emitters	μm
α	Absorptionskoeffizient	μm^{-1}
β_i	Koeffizienten der Fourier-Entwicklung	-
η	Wirkungsgrad	-
λ	Wellenlänge	nm
μ_n	Beweglichkeit der Elektronen in der Basis	$\text{cm}^2 \text{Vs}^{-1}$
ψ	Bandverbiegung	V
σ	Einfangquerschnitt	cm^2
σ_n	Einfangquerschnitt für Elektronen	cm^2
σ_p	Einfangquerschnitt für Löcher	cm^2
τ	Lebensdauer der Minoritäten in der Basis	μs
τ_J	Abklingrate des Kurzschlußstroms der fund. Mode	μs
τ_{iJ}	Abklingrate des Kurzschlußstroms höherer Moden	μs
τ_{RC}	Zeitkonstante des RC-Gliedes	μs
τ_U	meßbare Abklingrate der offenen Klemmenspannung	μs
τ_V	Abklingrate der Spannung der fund. Mode	μs
τ_{iV}	Abklingrate der Spannung höherer Moden	μs

k = $1,381 \cdot 10^{-23}$ Ws/K Boltzmann-Konstante

kT/q = 25,9 mV Temperaturspannung bei 300 K

n_i = $1,0 \cdot 10^{10}$ cm⁻³ intrinsische Ladungsträgerkonzentration in Silizium

q = $1,602 \cdot 10^{19}$ C elektrische Elementarladung

v_{th} = 10^7 cm/s thermische Geschwindigkeit der Ladungsträger in Silizium

ϵ_0 = $8,85 \cdot 10^{12}$ As/Vm Dielektrizitätskonstante

ϵ_{OX} = 3,9 Dielektrizitätskonstante für SiO₂

ϵ_{Si} = 11,7 Dielektrizitätskonstante für Silizium

Liste der Publikationen

- „Evidence for quantum melting in the two-dimensional electron system on a thin helium film“. GÜNZLER T. , BITNAR B. , MISTURA G. , NESER S. and P. LEIDERER. *Surf. Science* **361/362**, 831 (1996).
- „Investigations of the passivation properties of PECVD-silicon-nitride layers on silicon solar cells“. BITNAR B. , GLATTHAAR R. , KELLER S. , KUGLER J. , SPIEGEL M. , FATH P., WILLEKE G. , BUCHER E. , DUERINCKX F. , SZLUFCHIK J. , NIJS J. , MERTENS R. , NUSSBAUMER H. and F. FERRAZZA. *14th Europ. Phot. Spec. Conf.* , 1491 (1997).
- „Systematic study towards high efficiency multicrystalline silicon solar cells with mechanical surface texturization“. ZECHNER C. , HAHN G. , WIBRAL M. , BITNAR B. , KELLER S. , SPIEGEL M. , FATH P. , WILLEKE G. and E. BUCHER. *26th IEEE Phot. Spec. Conf.*, 243 (1997).
- „Electromagnetic ribbon: proposal of a novel method for sheet generation“. WILLEKE G. , BITNAR B. , WENDL M. , KLOC C. , BUCHER E. and A. VALLÉRA. *Semicond. Sci. Technol.* **13**, 440 (1998).
- „PCVD-Charakterisierung von siebgedruckten Si-Solarzellen“. BITNAR B. , GLATTHAAR R. , WILLEKE G. and E. BUCHER. *Frühjahrstagung des Arbeitskreises Energie der DPG*, Regensburg 1998.
- „Lifetime investigations on screenprinted silicon solar cells“. BITNAR B. , GLATTHAAR R. , MARCKMANN C. , SPIEGEL M. , TÖLLE R. , FATH P. , WILLEKE G. and E. BUCHER. *2nd World Conf. and Exhib. on Phot. Solar Energy Conv.* , im Druck (1998).

Diese Promotion wurde am Lehrstuhl von Prof. Dr. E. Bucher an der Universität Konstanz angefertigt. Ich danke Herrn Prof. Bucher für die freundliche Aufnahme an seinen Lehrstuhl und die Betreuung der Promotionsarbeit. Ich freue mich, an einem sehr aktuellen Thema mit industrienahen Fragestellungen gearbeitet zu haben. Auch bin ich für die Möglichkeit der Teilnahme an zwei wichtigen Solarenergie-Konferenzen sehr dankbar.

Weiterhin gilt mein Dank:

... Herrn Prof. Dr. W. Rehwald für die Übernahme des Koreferats der Arbeit.

... Herrn Prof. Dr. H. Dehnen für die Betreuung des dritten Prüfungsthemas.

... Dr. Gerd Willeke und Peter Fath für die Leitung der Silizium-Gruppe.

... Frank Huster für die Bereitstellung der V-texturierten Siebdruckzellen und Andre Kress für die Herstellung der siebgedruckten Emitter.

... Barbara Terheiden für das Korrekturlesen und die Prozessierung der V-texturierten Fotolitho-Zellen.

... Markus Spiegel für die PECVD-Abscheidungen.

... Christoph Marckmann und Rainer Tölle für die Hilfen beim Siebdruck.

... Manfred Keil für die Unterstützung bei der Prozessierung und die Hilfe beim TestPoint-Programmieren.

... Gisa Kragler für die Ellipsometer-Messungen.

... Herrn Ströbele für den Bau des Rampengenerators und des Stromverstärkers der CV-Messung und die Konstruktion des Strom/Spannungswandlers der PCVD-Messung.

... den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstätte und der Schlosserei für vielfältige mechanische Arbeiten.

... Stefan Glunz vom ISE für die CV-Messungen.

... Herrn Mai von der Fa. Roth und Rau für die PECVD-Abscheidung.

... Frau Schellinger für ihre freundliche Art und die perfekte Organisation der Weihnachts- und auch sonstigen Feiern.

... Christoph Zechner für die gute Zusammenarbeit beim Prozessieren und manch sehr gute Idee zum Thema Charakterisierung.

... meinen Mitdoktoranden und -diplomanden für die gute Atmosphäre am Lehrstuhl.

... und nicht zuletzt meinen beiden Diplomanden Jürgen Kugler und Regine Glatthaar, ohne die diese Arbeit nicht entstanden wäre. Regine Glatthaar weiterhin für das eifrige Korrekturlesen.