

Herstellung und Untersuchung von beidseitig passivierten kristallinen Siliziumsolarzellen

Von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
genehmigte Dissertation

vorgelegt von:
Diplom-Ingenieur
Lars Janßen
aus Oldenburg (i.O.)

Berichter:
Univ.-Prof. Dr. phil. Heinrich Kurz
Univ.-Prof. Dr. rer.nat. Uwe Rau

Tag der mündlichen Prüfung: 04.11.2009

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek online verfügbar.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	vi
Akronymverzeichnis	x
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	4
2.1. Funktionsprinzip von Siliziumsolarzellen	4
2.1.1. Solarzellen mit Aluminium-BSF	6
2.1.2. Beidseitig passivierte Solarzellen	7
2.2. Abscheidung von $Si_xN_y : H_z$ -Schichten	10
2.2.1. Grundlagen der PECVD	10
2.2.1.1. Einfluss der Anregungsfrequenz	11
2.2.2. PECVD-Anlagenkonzept	11
2.3. Rekombination	13
2.3.1. Strahlende Rekombination	13
2.3.2. Augerrekombination	14
2.3.3. Shockley-Read-Hall-Rekombination	15
2.3.4. Gesamtladungsträgerlebensdauer	16
2.4. Ladungsträgereinfang	18
2.5. Verlustmechanismen an der $Si_xN_y : H_z/p - Si$ -Grenzfläche	20
3. Charakterisierungsmethoden	23
3.1. Optische Charakterisierung von $Si_xN_y : H_z$ -Schichten	23
3.1.1. Minoritätsladungsträgerlebensdauern	23
3.1.2. Ellipsometrie	25
3.1.3. FTIR-Spektroskopie	25
3.2. Elektrische Charakterisierung von $Si_xN_y : H_z$ -Schichten und Solarzellen	29
3.2.1. C-V-Messungen	29
3.2.2. Kontaktwiderstandsmessung	30
3.2.3. I-U-Messung	32

3.2.4. Spektrale Empfindlichkeit	34
4. Ergebnisse	37
4.1. Simulation mit PC1D	37
4.1.1. Auswirkungen der Waferdicke auf die Solarzellenkennwerte	38
4.1.2. Rückseitenkontakt 2D	40
4.1.3. Einfluss der Basisdotierung auf die Leerlaufspannung	45
4.1.4. Beidseitige Beleuchtung von Solarzellen	48
4.2. Zellprozesse	52
4.2.1. Referenzprozess	52
4.2.2. Verbesserte Prozesse	52
4.3. Schichtzusammensetzung von SiN-Schichten	55
4.3.1. Brechungsindex der SiN-Schichten	55
4.3.2. Bindungsanalyse mit FTIR	58
4.3.2.1. Si-N-Bindungen	59
4.3.2.2. Si-H-Bindungen	63
4.3.2.3. N-H-Bindungen	66
4.3.2.4. Wasserstoffgehalt der SiN-Schichten	67
4.3.3. Ätzresistenz der Siliziumnitridschichten	69
4.4. Passivierung von p-Typ Siliziumoberflächen und Solarzellenrückseiten	71
4.4.1. Oberflächenpassivierung mit SiN auf p-Typ Silizium	71
4.4.1.1. Schichtzusammensetzung	72
4.4.1.2. Einfluss der Diffusion	75
4.4.1.3. Schichtdicke	77
4.4.1.4. Oberflächenstruktur	78
4.4.2. Feste Ladungen in der Siliziumnitridschicht	79
4.4.3. Multikristalline beidseitig passivierte Siliziumsolarzellen	83
4.5. Kontaktbildung (Si/Al) in Anwesenheit einer Si_xN_y : H-Schicht	92
4.5.1. Kontaktwiderstand	92
4.5.2. Linienwiderstand	95
4.5.3. Oberflächentopologie	97
4.5.4. Texturierte multikristalline Solarzellen	99
4.5.5. Monokristalline beidseitig passivierte Siliziumsolarzellen	100
5. Zusammenfassung	110

6. Ausblick	113
Abbildungsverzeichnis	116
Tabellenverzeichnis	119
Literaturverzeichnis	120
7. Publikationen	131
8. Lebenslauf	133
9. Danksagung	134
A. Spektrale Fehlanpassung	135
B. Injektionsabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit	137
C. Streifenkontaktsimulation in PC1D	139

Abkürzungsverzeichnis

α	Absorptionskoeffizient
η	Wirkungsgrad
λ	Wellenlänge
μ_n	Beweglichkeit der Elektronen
μ_p	Beweglichkeit der Löcher
ρ	Waferwiderstand [Ωcm]
ρ_c	spezifischer Kontaktwiderstand [$m\Omega cm^2$]
ρ_{met}	spezifischer Widerstand des Metalles [Ωcm]
σ_n	Einfangquerschnitt der Elektronen
σ_p	Einfangquerschnitt der Löcher
σ_{trap}	Leitfähigkeit durch Störstellen
τ	Lebensdauer
τ_{Auger}	Auger-Minoritätsladungsträgerlebensdauer
τ_b	Minoritätsladungsträgerlebensdauer im Volumen
τ_{eff}	effektive Minoritätsladungsträgerlebensdauer
$\tau_{eff-corr}$	korrigierte effektive Ladungsträgerlebensdauer
τ_{n0}	Elektronenlebensdauer
τ_{p0}	Löcherlebensdauer
τ_{SRH}	Shockley-Read-Hall-Minoritätsladungsträgerlebensdauer
A	Fläche

B	Koeffizient für strahlende Rekombination
b	Breite
c	Lichtgeschwindigkeit ($2,998 \times 10^8 m/s$)
D	Diffusionskonstante von Elektronen in Silizium
D_{it}	Grenzflächenzustandsdichte
E	Energie
$E_{AM1.5}$	Energieverteilung gemäß AM1.5g-Spektrum [1]
E_c	Leitungsbandkante
E_g	Bandlücke
E_i	intrinsisches Energieniveau
E_{Sim}	Energieverteilung des Sonnensimulators
E_t	Energieniveau der Störstellen
E_v	Valenzbandkante
ΔG_L	korrigierte Generationsrate des Lichts
G_L	Generationsrate des Lichts
h	Planck'sches Wirkungsquantum ($6,626 \times 10^{-34} Js$)
I	Strom, auch Intensität in suns ($1sun = 100mW/cm^2$)
I_{bias}	Biasintensität
I_{sc}	Kurzschlussstrom
j	Teilchenstrom
J_{01}	Sättigungsstromdichte der ersten Diode
J_{02}	Sättigungsstromdichte der zweiten Diode
J_{ph}	Fotostromdichte

J_{sc}	Kurzschlussstromdichte
k	Boltzmann-Konstante ($1,38 \times 10^{-23} \text{Ws/K}$)
L	Diffusionslänge im Volumen
l	Länge oder Abstand
Δn	Überschussladungsträgerdichte
n	Konzentration der Elektronen, auch Brechungsindex
Δn_{bias}	Biasladungsträgerdichte
$N_{D,B}$	Basisdotierung
n_i	intrinsische Ladungsträgerdichte
Δn_{min}	korrigierte Ladungsträgerdichte
N_{ph}	Leistungsdichte des eingestrahnten Lichts
n_t	Eingefangene Elektronen
N_t	Dichte des Störstellenniveaus, Trapdichte
p	Konzentration der Löcher
POCl_3	Phosphoroxychlorid
q	Elementarladung
Q_f	Feste Ladungen
R	Rekombinationsrate bzw. Widerstand
R_c	Kontaktwiderstand
R_F	Flächenwiderstand
R_L	Linienwiderstand
R_p	Parallelwiderstand
R_s	Serienwiderstand

$R_{S,E}$	Schichtwiderstand des Emitters
R_{sh}	Schichtwiderstand
S	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
S_{eff}	effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
S_f	vorderseitige Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
S_{met}	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit an der Metallisierung
S_{pass}	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit an der Passivierung
S_r	rückseitige Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
T	Temperatur
U_{oc}	Leerlaufspannung
v_{th}	thermische Geschwindigkeit
W	Dicke des Wafers

Akronymverzeichnis

ALD	Atomic layer deposition
AM	Air mass
BSF	Back surface field
DLTS	Deep level transient spectroscopy
ECN	Energieonderzoek Centrum Nederland
EOT	Effektive optische Transmission
EQE	Externe Quanteneffizienz
EU	Europäische Union
FF	Füllfaktor
FTIR	Fouriertransformierte Infrarotspektroskopie
FZ	Float zone
HIT	(Hetero-junction with intrinsic thin-layer)
IEA	Internationale Energieagentur
IMEC	Interuniversity Microelectronics Centre
iPERC	industrial passivated emitter and rear cell
IQE	Interne Quanteneffizienz
IR	Infrarot
IV	Strom-Spannung
MNS	Metal nitride silicon
PECVD	Plasma enhanced chemical vapor deposition

PERL	Passivated emitter, rear locally-diffused
PSG	Phosphorsilikatglass
QSSPC	Quasi-Steady State Photoconductance
SIMS	Sekundärionen-Massenspektroskopie
SR	Spektrale Empfindlichkeit
SRH	Shockley-Read-Hall
STC	Standard test conditions
TLM	Transfer length method
TPCD	Transient Photoconductance Decay
UV	Ultraviolett

1. Einleitung

Der stark ansteigende Energiebedarf unserer Gesellschaft zeigt, dass zukünftig Alternativen zu den begrenzten, fossilen Energieträgern wie Kohle und Erdöl benötigt werden. Besonders die Sonne als nahezu unerschöpfliche Energiequelle bietet mit Hilfe der Fotovoltaik die Möglichkeit, nachhaltig und umweltschonend Energie umzuwandeln. Das rasante Wachstum der Fotovoltaikindustrie in den letzten Jahren hat jedoch zu einer Verknappung des fotovoltaisch einsetzbaren Siliziums und daraus resultierend zu drastischen Kostensteigerungen der Siliziumwafer geführt [2, 3, 4]. Die Internationale Energieagentur (IEA) publizierte in ihrem aktuellen Marktüberblick Wachstumsraten der Fotovoltaikindustrie von 40 % in den erfassten Ländern, beziehungsweise 42 % für Deutschland (vgl. Abbildung 1.1) [3]. Um sowohl der Rohstoffknappheit als auch der gesteigerten Nachfrage entgegen zu kommen, ist es jetzt und in Zukunft notwendig, Solarzellen auf dünneren Substraten herzustellen [2]. Denn durch den reduzierten Rohstoffbedarf sinken bei dünnen Solarzellen auch die Kosten. Solarzellen auf dünnen Substraten weisen allerdings bei dem aktuellen Industrieprozess deutliche Leistungsverluste auf [5].

Selbst wenn zukünftig Silizium ausreichend zur Verfügung steht, so ist die Reduktion der Waferdicke ein seit langem bestehender Trend. So wurde 1990 noch Wafermaterial mit einer Dicke von $400\text{ }\mu\text{m}$ eingesetzt, während heute $200\text{ }\mu\text{m}$ dicke Wafer standardmäßig verarbeitet werden. Diese fortwährende Reduktion des Materialverbrauchs ist auf die damit verbundenen Kosteneinsparungen und die Lernkurve der Massenproduktion zurückzuführen. Die Forschungsagenda der EU [6] und von Japan [7] sehen eine weitere Reduktion der Waferdicke für die industrielle Produktion auf eine Waferdicke von unter $150\text{ }\mu\text{m}$ für 2013 und unter $100\text{ }\mu\text{m}$ ab 2020-2030 vor, wobei Japan die letzt genannte Dicke bereits früher einführen will (2010-2015).

Beim jetzigen Einsatz von dünneren Wafern (unter $200\text{ }\mu\text{m}$) treten jedoch beim bisherigen Industrieprozess zwei Probleme auf. Erstens reduziert sich der Wirkungsgrad aufgrund höherer Rekombination an der Solarzellenrückseite. Zweitens biegen sich die Wafer nach dem Sintern des Aluminiumkontakts stärker

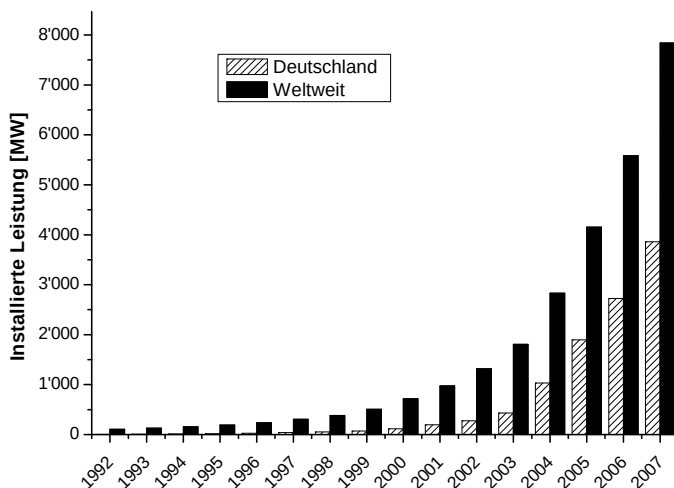


Abbildung 1.1.: Kumulative installierte fotovoltaische Leistung weltweit bzw. für Deutschland [3]

durch und erschweren so die Weiterverarbeitung zu Modulen [8]. Die Rekombination an der Solarzellenrückseite erhöht sich, da aufgrund des Absorptionsprofils des Lichts mehr Ladungsträger die Rückseite dünner Solarzellen erreichen und der Aluminiumkontakt nur geringe Oberflächenpassivierungseigenschaften aufweist. Die Durchbiegung der Wafer ist bedingt durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Aluminium und Silizium. Daher entsteht eine Verspannung der Solarzelle nach dem Sintern. Als Alternative zum ganzflächigen Aluminiumkontakt kann eine dielektrische Passivierung der Solarzellenrückseite eingeführt werden. Die dielektrische Passivierung reduziert die Rekombination im Vergleich zum ganzflächigen Aluminiumkontakt deutlich. Zusätzlich kann die Metallisierung reduziert werden, so dass weniger Verspannung eingebracht wird und auch dünne Wafer sich nicht bzw. nur geringfügig durchbiegen. Bislang werden dielektrische Passivierungsprozesse der Solarzellenrückseite vor allem bei Hocheffizienzsolarzellen auf kleinen Flächen eingesetzt [9, 10, 11]. In der industriellen Fertigung verfügen nur zwei Hersteller über effiziente rückseitenpassivierte Solarzellen. Zum einen SunPower mit der A300 Solarzelle und Sanyo

mit der HIT-Solarzelle [12, 13]. Beide setzen ausschließlich auf monokristallines Silizium als Substrat und nicht auf kostengünstiges multikristallines Silizium.

Für die Entwicklung dünnerer und effizienterer Solarzellen in der Massenproduktion bedarf es demnach weiterer Forschungsanstrengungen. Der Fokus dieser Arbeit richtet sich auf die Verwendung von geringen Waferdicken und die Optimierung der Rückseitenpassivierung von Siliziumsolarzellen. Dabei wird das Ziel der Effizienzsteigerung bei dünnen Solarzellen verfolgt. Zusätzlich wird dargestellt, wie die dielektrische Passivierung in industrielle Produktionsprozesse integriert werden könnte. Dazu werden aus großflächigen multi- und monokristallinen Substraten (bis zu $156,25 \text{ cm}^2$) Siliziumsolarzellen hergestellt.

Zur Passivierung wurde Siliziumnitrid ($a - \text{Si}_x\text{N}_y : H_z$) gewählt, da diese Schichten schon jetzt industriell in hoher Qualität und mit hohen Depositionsraten hergestellt werden können. Viele der bisherigen Untersuchungen zu $a - \text{Si}_x\text{N}_y : H_z$ beziehen sich auf den Einsatz auf der Solarzellenvorderseite. Die Anforderungen an die $a - \text{Si}_x\text{N}_y : H_z$ -Schicht auf der Rückseite sind jedoch grundsätzlich verschieden. So ist die Solarzellenrückseite p-dotiert und hat eine geringere Dotierstoffdichte. Auch sind optische Eigenschaften von viel geringeren Einfluss auf der Rückseite, so dass ein breiteres Spektrum an $a - \text{Si}_x\text{N}_y : H_z$ -Schichten zu untersuchen ist. Daher bleibt nachzuweisen, ob $a - \text{Si}_x\text{N}_y : H_z$ -Schichten auch auf der Rückseite sinnvoll einzusetzen sind.

Der Aufbau der Arbeit gliedert sich in folgende Kapitel: Kapitel 2 erläutert zunächst die relevanten theoretischen Grundlagen. Die optischen und elektrischen Charakterisierungsmethoden sind in Kapitel 3 beschrieben. Zur Bestimmung von Potentialen und Eckdaten für beidseitig passivierte Solarzellen wurden zunächst Simulationen ausgeführt. Die Simulationen wurden mit dem Simulationsprogramm PC1D [14] berechnet und werden in Kapitel 4.1 präsentiert. Anschließend werden die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Prozesse zur beidseitigen Passivierung von Solarzellen in Kapitel 4.2 vorgestellt. Eine detaillierte Analyse der untersuchten $a - \text{Si}_x\text{N}_y : H_z$ -Schichten wird in Kapitel 4.3 durchgeführt. Im darauf folgenden Kapitel 4.4 werden die Passivierungseigenschaften von Siliziumnitrid auf p-Typ Silizium untersucht und Siliziumnitridschichten in Solarzellen integriert. Die Einflüsse der Siliziumnitridschichten auf die Kontaktbildung zwischen Aluminium und Silizium sind in Kapitel 4.5 untersucht worden und anhand von Ergebnissen von multi- und monokristallinen Solarzellen belegt. Den Abschluss bildet eine Zusammenfassung und ein Ausblick, der noch weitere Optimierungen für die Entwicklung und Produktion von beidseitig passivierten Solarzellen enthält.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Funktionsprinzip von Siliziumsolarzellen

Das Grundprinzip einer Solarzelle basiert auf dem photovoltaischen Effekt, der schon 1839 von Becquerel [15] beobachtet wurde. Die Nutzung zur Energieumwandlung wurde jedoch erst durch Untersuchungen und Erklärungen zum pn-Übergang von Shockley (1949) [16] möglich. Die erste Siliziumsolarzelle wurde fünf Jahre später von Chapin, Fuller und Pearson entwickelt [17]. Die hier untersuchte Klasse der beidseitigen Solarzellen wurde erstmals 1960 patentiert [18], vorherige Veröffentlichungen konnten nicht ermittelt werden.

Allen Solarzellen gemeinsam ist die Absorption von Photonen, die eine Spannung erzeugen. Bei Halbleitern erfolgt die Ladungsträgertrennung in einem pn-Übergang, so dass Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband übergehen und dort zum Stromtransport beitragen können. Im Valenzband bleibt eine positiv geladene Stelle zurück, die als Loch bezeichnet wird. Aufgrund der Potentialdifferenz zwischen Vorder- und Rückseite können die Ladungsträger in einen äußeren Stromkreis abgeführt werden. Das Bänderdiagramm in Abbildung 2.1a verdeutlicht nochmals den Zusammenhang am pn-Übergang. Wie aus dem Bänderdiagramm ersichtlich, ist qU_D gleich der Energie des Bandabstandes minus der jeweiligen Abstände des Ferminiveaus von den zugehörigen Bandkanten. Zusätzlich zum Leerlauf wird der Zustand im Kurzschluss dargestellt (s. Abbildung 2.1b).

Für einen pn-Übergang (s. Abbildung 2.1) lässt sich die Diffusionsspannung U_D im thermischen Gleichgewicht mit N_A als Akzeptoren- und N_D als Donatorenkonzentration wie folgt berechnen:

$$U_D = \frac{kT}{q} \ln (N_A N_D / n_i^2) \quad (2.1)$$

Es ist daher leicht ersichtlich, dass für Solarzellen ohne zusätzliche p+ Dotierung auf der Rückseite (Back surface field) die Leerlaufspannung durch die Grunddotierung limitiert wird. Nähere Simulationen dazu sind in Abschnitt 4.1.3 erläutert.

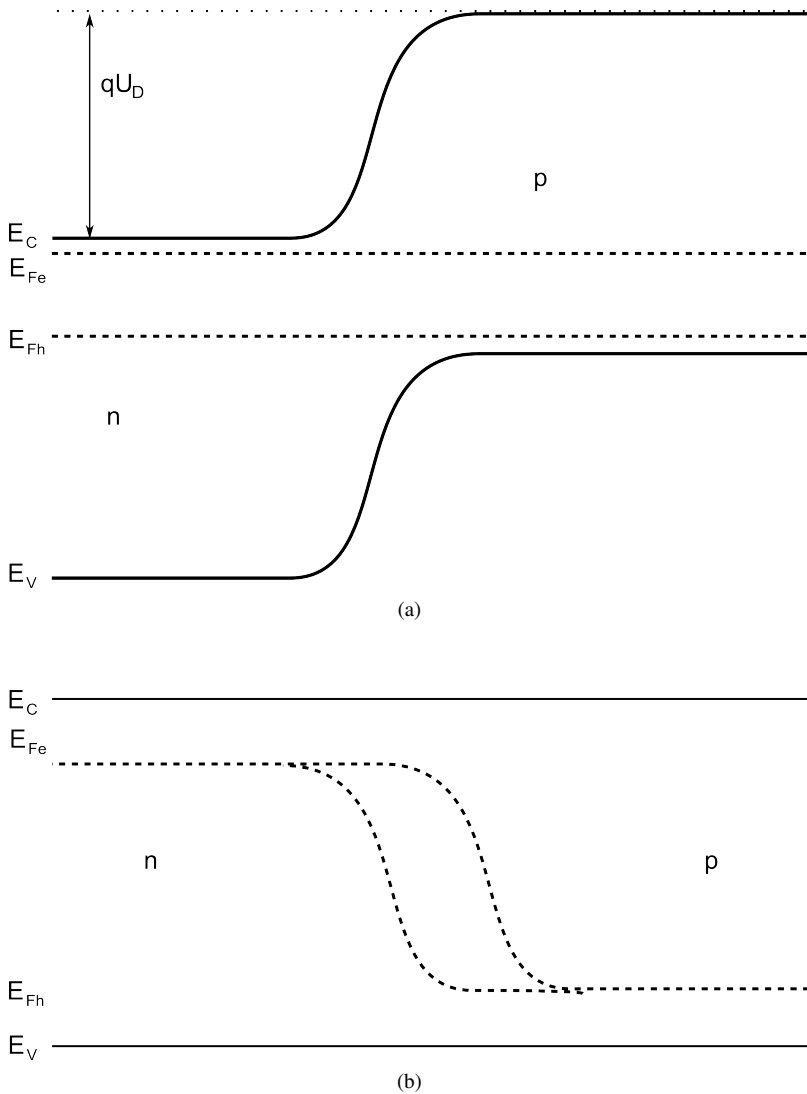


Abbildung 2.1.: Bänderdiagramm eines pn-Übergangs unter Beleuchtung, a) im Leerlauf, b) im Kurzschluss

Eine weiter gehende Einführung und ausführliche Herleitung ist der Fachliteratur zu entnehmen [19, 20].

2.1.1. Solarzellen mit Aluminium-BSF

Im Folgenden wird der Aufbau heutiger industrieller Standardsolarzellen erläutert. Das Ziel ist die Unterschiede zu den Solarzellen mit dielektrischer Passivierung auf der Solarzellenrückseite herauszuarbeiten.

Bei der industriellen Fertigung erfolgt zunächst das Sägeschadenätzen. Dies kann entweder mit einer alkalischen oder sauren Ätze ausgeführt werden. Die anschließende Oberflächenreinigung mit Salpetersäure kann bei saurer Textur entfallen, da nach der sauren Textur bereits eine gereinigte Oberfläche vorliegt. Die Emittendiffusion erfolgt hier in einem Rohofen mit Phosphoroxychlorid (POCl_3) in einer Stickstoff-Sauerstoffatmosphäre. Alternativen mit Durchlauföfen und verschiedenen Dotierstoffaufbringungsmethoden können ebenfalls eingesetzt werden. Während der Diffusion entsteht ein hoch phosphordotiertes Siliziumdioxid, das sogenannte Phosphorsilikatglass (PSG). Ein kurzes Eintauchen in Flusssäure entfernt dieses. In einer Anlage für die plasmaunterstützte Gasphasenabscheidung (PECVD) wird auf der Solarzellenvorderseite eine $a - \text{Si}_x\text{N}_y : \text{H}_z$ -Schicht abgeschieden. Diese Schicht bewirkt neben einer Reflexionsminderung auch eine Wasserstoffpassivierung des Wafers. Anschließend werden die Metallkontakte im Siebdruckverfahren aufgebracht, eine Silbergitterstruktur auf der Vorderseite und eine vollflächige Aluminiumschicht auf der Rückseite. Den Abschluss bildet das Sintern der Metallkontakte. Hierbei werden während eines wenige Sekunden dauernden Hochtemperaturschrittes die Metallpasten aufgeschmolzen und bilden einen leitfähigen Kontakt. In Abbildung 2.2 ist die Skizze einer fertigen Solarzelle dargestellt.

Dieser Typ von Solarzellen ist aktuell der dominierende auf dem Markt. Allerdings werden aufgrund der aktuellen Siliziumknappheit [2, 4, 21] immer dünnere Substrate eingesetzt (aktuell: $210 \mu\text{m}$ Zentraldicke). Daraus resultieren im Wesentlichen zwei Probleme: zum einem sinkt der Wirkungsgrad unter Beibehaltung des bisherigen Zelldesigns (vgl. Abschnitt 4.1.1) und zum anderen entsteht beim Sintern des Aluminiumkontakts eine starke Durchbiegung der Solarzelle [8]. Der Verlust im Wirkungsgrad ist zurückzuführen auf eine erhöhte Rekombination am Rückseitenkontakt und die Durchbiegung der Solarzelle auf die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Aluminium und Silizium.

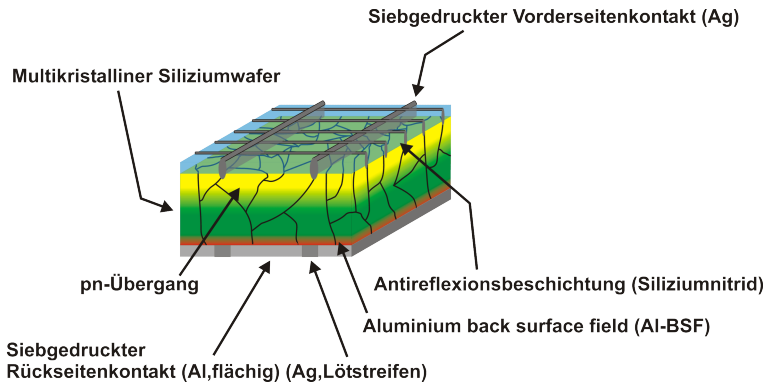


Abbildung 2.2.: Schema einer industriell gefertigten Solarzelle mit Aluminium Back surface field

2.1.2. Beidseitig passivierte Solarzellen

Beidseitig passivierte Solarzellen ähneln dem bisherigen industriellen Design sehr, da es auf nahezu den gleichen Produktionsanlagen hergestellt werden soll. Wesentlicher Unterschied ist hier die zusätzliche Siliziumnitridschicht auf der Rückseite der Solarzelle, die entsprechend ihres Einsatzes optimiert werden muss. Sowie der offene Rückseitenkontakt, der in dem hier untersuchten Konzept durch die rückseitige SiN-Schicht durchgesintert wird. Das bedeutet, dass während der Kontaktbildung auch die rückseitige SiN-Schicht durch die Metallpaste aufgelöst wird und erst danach einen Kontakt bilden kann. Dieses Konzept ist sehr kosteneffizient, da keine weiteren Prozesse zum selektiven Öffnen der SiN-Schicht, wie Laserablation oder Fotolithographie, benötigt werden. Eine schematische Darstellung dieses Konzeptes ist Abbildung 2.3. Der genaue Prozess der entwickelten Zellen ist in Abschnitt 4.2 beschrieben.

Vorteile von beidseitig passivierten Solarzellen mit offenen Rückseitenkontakt sind die einfache Möglichkeit, mehr Leistung durch die Nutzung des von der Umgebung reflektierten Lichtes, der sogenannten Umgebungsalbedo, bereitzustellen. Berechnungen gehen von bis zu 50 % mehr Leistung aus [22] (vgl. Kapitel 4.1.4). Messungen zeigen immerhin Steigerungen von bis zu 35 % [21].

Die beidseitig passivierten Solarzellen haben sich aus Ansätzen der Hocheffizienzsolarzellen entwickelt, die auf kleinen Flächen realisiert wurden [9, 10, 11].

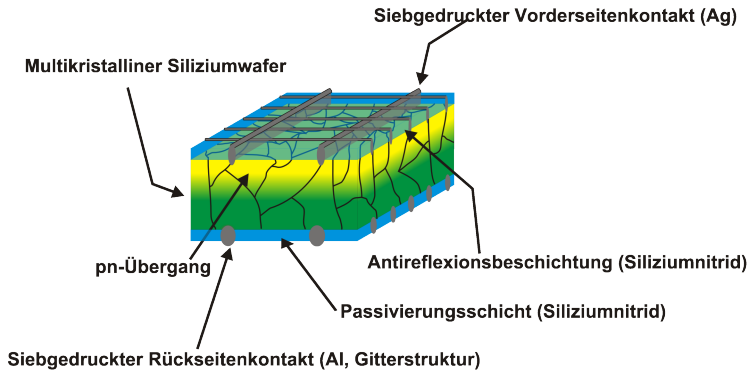


Abbildung 2.3.: Schema einer beidseitig siliziumnitridpassivierten Solarzelle aus multikristallinem Silizium

Unter anderem wurde auch die noch geltende Rekordwirkungsgradzelle mit $\eta = 24,7\%$ für Siliziumsolarzellen mit der relativ ähnlichen PERL-Technik (passivated emitter, rear locally-diffused) hergestellt [11].

Aktuelle Forschung an beidseitig passivierten Solarzellendesigns, die mit dem hier vorgestellten Design konkurrieren, wird unter anderem am IMEC (Interuniversity Microelectronics Centre, Belgien) von Agostinelli durchgeführt [4, 23]. Die Solarzellen erzielen Wirkungsgrade von $\eta = 16,6\%$ auf $180\mu\text{m}$ dicken mc-Si und $\eta = 17,6\%$ auf $130\mu\text{m}$ dicken Cz-Si. Jedoch werden in diesem Konzept sehr dicke ($200 - 1000\text{nm}$) Passivierungsschichten und -schichtstapel eingesetzt. Dies hat zur Folge, dass die Passivierungsschicht mit einem Laser geöffnet werden muss, bevor der Rückseitenkontakt hergestellt werden kann. Zudem besitzen diese Solarzellen nicht die Möglichkeit, Licht von beiden Seiten einzukoppeln.

Das ECN (Energieonderzoek Centrum Nederland) hat erste Ergebnisse zu beidseitigen Solarzellen 2006 veröffentlicht (Romijn [24]). Die bisher präsentierten Solarzellen erzielten einen Wirkungsgrad von $\eta = 15,5\%$ auf $270\mu\text{m}$ dicken mc-Si und $\eta = 15,7\%$ auf $240\mu\text{m}$ dicken Cz-Si.

Ein weiterer Ansatz mit durchgesinterten Kontakten wird an der Universität Konstanz verfolgt [21]. Die Besonderheit an diesem Konzept ist jedoch ein ganzflächiges Bor-BSF auf der Rückseite, das mit einem Stapelsystem aus $\text{SiO}_x/\text{SiN}_x$ passiviert wird. Ein Wirkungsgrad von $16,1\%$ wurde auf $230\mu\text{m}$ dicken Wafern

erzielt, die zum Teil aus qualitativ niedrigwertigem 'solar grade' Silizium bestanden.

Ein weiterer Überblick über beidseitige Solarzellen für industrielle Zwecke ist auch bei Coello [25] zu finden.

Das in dieser Arbeit entwickelte beidseitig passivierte Solarzellendesign hat neben einer Wirkungsgradsteigerung als oberste Entwicklungspriorität eine einfache Prozessführung. Daher wurde Siliziumnitrid zur Passivierung gewählt, da es neben sehr variablen optischen und elektrischen Eigenschaften ebenfalls als Diffusionsbarriere wirkt. Zur Herstellung der Siliziumnitridschichten wurde eine plasmaunterstützte Gasphasenabscheidung (PECVD) verwendet. Die Kontaktierung erfolgte durch Sintern der lokalen Rückseitenkontakte. Um einen möglichst einfachen Gesamtprozess zu erreichen, wurde sowohl auf die Diffusion eines Bor back surface fields als auch auf das lokale Öffnen der Siliziumnitridschicht verzichtet.

2.2. Abscheidung von Si_xN_y : H_z -Schichten

Zunächst wird auf die Grundlagen zur Herstellung der hier verwendeten Siliziumnitridschichten eingegangen. Dazu wird neben dem Depositionsverfahren der plasmaunterstützten Gasphasenabscheidung (PECVD), auch kurz der Einfluss der Abscheidefrequenz erläutert und das verwendete Anlagenkonzept vorgestellt.

2.2.1. Grundlagen der PECVD

Entscheidend bei der plasmaunterstützten Gasphasenabscheidung ist die Art und Weise der Plasmageneration. Aus diesem Grund sollen zunächst einige allgemeine Betrachtungen zum Plasma durchgeführt werden. Das Plasma wird häufig neben den klassischen Aggregatzuständen (fest, flüssig, gasförmig) als weiterer Aggregatzustand bezeichnet. Allgemein kann das Plasma als ein hochenergetischer Zustand von einem Gas bzw. Gasgemisch beschrieben werden. Makroskopisch betrachtet ist dieses Gas neutral, mikroskopisch sind im Plasma Ionen (atomar oder molekular) und Elektronen vorhanden, die aus dem angeregten Gas entstehen. Je nach Art der Interaktion der Teilchen wird unterschieden, ob sich geladene oder ungeladene Teilchen bilden. Bei der Dissoziation (2.2) werden Moleküle aufgespalten und erzeugen ungeladene Spezies,



bei der Ionisation (2.3) hingegen wird im Normalfall das Molekül nicht aufgesplittet und es entsteht nur ein zusätzliches Elektron.



Allerdings gibt es auch eine Vielzahl von Mischformen, wie die dissoziative Ionisation (2.4) oder auch die dissoziative Rekombination (2.5).



Für weitere Übergänge im Plasma wird auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen [26, 27]. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Gasgemisch von Silan (SiH_4) und Ammoniak (NH_3) entstehen eine Vielzahl von Spezies (vgl.

[28, 29, 30, 31]). Hierbei sei insbesondere auf die massenspektroskopische Analyse von Smith verwiesen [28], bei der über 50 verschiedene Teilchen nachgewiesen wurden. Bei der massenspektroskopischen Analyse wurde festgestellt, dass Ammoniak deutlich schlechter zu dissoziieren ist als Silan und daher in deutlich höherer Menge im Reaktor zur Verfügung stehen muss. Allerdings tragen die Silanprodukte im Wesentlichen zur Schichtbildung bei, so dass die Dissoziation von Silan die Abscheiderate begrenzt.

2.2.1.1. Einfluss der Anregungsfrequenz

Die Anregungsfrequenz hat einen entscheidenden Einfluss auf die Teilchen im Plasma und somit auf die resultierenden Schichteigenschaften. Ist die Anregungsfrequenz kleiner als die Plasmafrequenz der Ionen, so werden diese im Plasma beschleunigt und beschädigen während der Abscheidung die Oberfläche. Falls nun die Anregungsfrequenz oberhalb der Plasmafrequenz der Ionen ist, können diese der Anregung nicht mehr folgen und werden nicht beschleunigt. Basierend auf dieser These, dass Anregungsfrequenzen oberhalb der Plasmafrequenz von Ionen (hier: ≈ 4 MHz) zu geringerer Schädigung der Waferoberfläche durch Ionenbeschuss führen [32], wurde neben der niederfrequenten Abscheidung auch eine höhere Anregungsfrequenz in die bestehende Depositionsanlage integriert. Die niederfrequente Abscheidung wurde mit einer Anregungsfrequenz von 440 kHz durchgeführt und die hochfrequente bei 13,56 MHz. Des Weiteren wird auch die Randschicht des Plasmas mit zunehmender Frequenz schmaler und die Potentialdifferenz zwischen Plasma und Elektrode geringer, so dass auch hier die Beschleunigung der Ionen geringer ist und so eine schädigungsärmere Abscheidung ermöglicht [26]. Dies wurde auch in Vergleichsuntersuchungen nachgewiesen [33, 34].

2.2.2. PECVD-Anlagenkonzept

Die verwendete Anlage ist ein konventioneller Batch-Reaktor der Firma Centrotech Photovoltaics AG. Der Aufbau der Anlage ist in Abbildung 2.4 skizziert. Die Anlage wird extern beheizt und besitzt für die Betriebsfrequenz von 440 kHz eine Kapazität von 72 Wafern pro Batch. Die Wafer befinden sich auf beiden Elektroden, die symmetrisch angeregt werden.

Die Option mit der Anregungsfrequenz von 13,56 MHz ist im wesentlichen vergleichbar mit der Konfiguration bei 440 kHz. Allerdings ist die Einspeisung

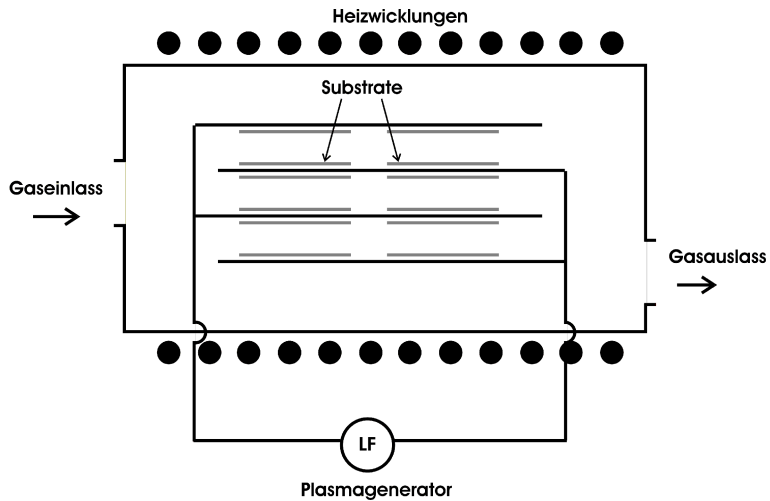


Abbildung 2.4.: Schematischer Aufbau der PECVD-Anlage für den Betrieb bei 440 kHz

der Plasmaleistung asymmetrisch ausgeführt, so dass ein Teil der Proben auf der Masseelektrode platziert sind und der andere Teil auf der angeregten Elektrode. Des Weiteren hat das Boot nur eine Kapazität von 16 Wafern.

2.3. Rekombination

Durch den Trend zu dünneren Wafern steigen die Verluste an der Solarzellenrückseite. Um die verschiedenen Verluste zu trennen, werden die einzelnen Rekombinationsprozesse genauer betrachtet.

Die Rekombination setzt sich aus drei verschiedenen Mechanismen zusammen, nämlich die strahlende Rekombination, die Augerrekombination und die Shockley-Read-Hall-Rekombination. In Gleichung 2.6 ist der Zusammenhang zwischen der Gesamtrekombination und den einzelnen Rekombinationsarten angegeben.

$$\frac{1}{\tau_{\text{gesamt}}} = \frac{1}{\tau_{\text{strahlend}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Auger}}} + \frac{1}{\tau_{\text{SRH}}} \quad (2.6)$$

Allgemein ist die Rekombination definiert, als Prozess zum Ausgleich eines thermischen Nichtgleichgewichts von Ladungsträgern. In Solarzellen wird das thermische Gleichgewicht durch Lichteinstrahlung gestört, d.h. es werden Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband gehoben. Die Rekombination ist somit das Gegenstück zur Generation.

Die einzelnen Rekombinationsarten besitzen unterschiedliche Abhängigkeiten. So ist die direkte Rekombination materialabhängig und für Silizium eher gering, während die Augerrekombination vor allem von der Ladungsträgerdichte abhängt und daher bei hohen Dotierungen sehr ausgeprägt ist. Shockley-Read-Hall-Rekombination beschreibt Zustände in der Bandlücke, wie Verunreinigungen oder Kristalldefekte.

2.3.1. Strahlende Rekombination

Die strahlende Rekombination ist die Umkehrung der Absorption von Licht. Während des direkten Übergangs eines Elektrons aus dem Leitungsband in das Valenzband wird Licht der Wellenlänge $\lambda = hc/E_g$ emittiert. Aufgrund seiner Eigenschaften als indirekter Halbleiter ist dieser Rekombinationsvorgang für Silizium sehr gering, allerdings bei hohen Ladungsträgerlebensdauern nicht vernachlässigbar. Die strahlende Rekombination ist wie folgt definiert:

$$R_{\text{rad}} = Bnp \quad (2.7)$$

Wobei B der Koeffizient für die strahlende Rekombination ist und zu $4,73 \times 10^{-15} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ bestimmt wurde [35]. Mit n ist die Elektronenkonzentration und mit p die Konzentration der Löcher bezeichnet.

2.3.2. Augerrekombination

Bei der Augerrekombination überträgt ein Elektron-Loch-Paar seine Energie an ein Elektron im Leitungsband, welches daraufhin die zusätzliche Energie über Phononen abgibt, um wieder auf seine Ausgangsenergie zurückzukommen. Alternativ funktioniert der Rekombinationsprozess auch mit Löchern im Valenzband. Durch die Generation von Phononen wird bei der Augerrekombination der Halbleiter erwärmt.

Da dieser Rekombinationsvorgang zwischen Ladungsträgern des gleichen Energiebandes erfolgt, erhöht sich die Wahrscheinlichkeit dieser Rekombinationsart mit steigender Ladungsträgerkonzentration. Sie ist also abhängig von der Dotierung und von Injektionsgrad der Solarzelle.

Die Rekombinationsrate R_A ergibt sich für Silizium zu [36]:

$$R_A = np \left(1,8 \times 10^{-24} n_0^{0,65} + 6 \times 10^{-25} p_0^{0,65} + 3 \times 10^{-27} \Delta n^{0,8} \right) \quad (2.8)$$

Dabei ist n_0 die Konzentration der Elektronen, p_0 die Konzentration der Löcher und Δn die Überschussladungsträgerdichte. Die dem Auger-Prozess zugeordnete Lebensdauer τ_{Aug} ist:

$$\tau_{Auger} = \frac{1}{R_A} \quad (2.9)$$

Anhand der Dotierungsabhängigkeit der Auger-Rekombination lässt sich abschätzen, dass diese erst bei Dotierungen über $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ dominant wird. Solch hohe Dotierungen sind nur im Bereich des Emitters vorhanden. Die Basisdotierungen von industriellen Solarzellen liegen zwischen $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ und $2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$. Ein hoher Injektionsgrad kann zwar prinzipiell zu hohen Ladungsträgerdichten in der Basis führen, jedoch reicht die Beleuchtung mit einer Sonne (1000W/m^2) nicht aus, um die entsprechende Anzahl an Ladungsträger zu injizieren.

2.3.3. Shockley-Read-Hall-Rekombination

Die Störstellenrekombination, auch Shockley-Read-Hall-Rekombination (SRH) genannt, ist der dominante Rekombinationsmechanismus in Siliziumsolarzellen. Das Silizium enthält Verunreinigungen und hat im Falle von multikristallinem Silizium viele Kristallfehler, die als Rekombinationszentren wirken. Aber auch die Rekombination an der Oberfläche kann mit Hilfe der SRH-Rekombination beschrieben werden, dann allerdings nicht mit einem festen Energieniveau, sondern mit einem Spektrum von Niveaus.

Die wirksamste Rekombination erfolgt über die tiefen Störstellen, die ungefähr in der Mitte zwischen dem Valenz- und Leitungsband angesiedelt sind. In Siliziumsolarzellen sind die tiefen Störstellen überwiegend auf Übergangsmetalle wie Eisen oder Nickel zurückzuführen [37]. Die Tiefe der Defekte wurde für SiN/Si-Grenzflächen schon umfangreich mit DLTS-Messungen bestimmt [38, 39].

Die Störstellenrekombination wird im Folgenden anhand von vier Prozessen beschrieben:

1. Einfang eines Elektrons aus Leitungsband in Störniveau
2. Emission eines Elektrons aus Störniveau ins Leitungsband
3. Einfang eines Loches aus dem Valenzband auf ein Störniveau
4. Emission eines Loches von einem Störniveau ins Valenzband

Die Rekombination wird durch das Zusammentreffen vom ersten und dritten Prozess beschrieben. Die Abfolge von Prozess eins auf zwei bzw. Prozess drei auf vier stellt den Ladungsträgereinfang dar. Dieser Vorgang wird in Abschnitt 2.4 näher erläutert.

Unter der Annahme, dass die Zeit des Emissions- bzw. Absorptionsvorganges kurz im Vergleich zur Verweildauer ist und keine Übergänge zwischen Störstellenniveaus stattfinden, errechnet sich die Rekombinationsrate R [$\text{s}^{-1}\text{cm}^{-3}$] zu:

$$R = \frac{v_{th}N_t(np - n_i^2)}{(1/\sigma_p)(n + n_1) + (1/\sigma_n)(p + p_1)} \quad (2.10)$$

Dabei sind:

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \quad (2.11)$$

$$p_1 = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \quad (2.12)$$

Zusammen mit der Definition der Ladungsträgerlebensdauern

$$\frac{1}{\tau_{n0}} = N_t \sigma_n v_{th} \quad \text{und} \quad \frac{1}{\tau_{p0}} = N_t \sigma_p v_{th} \quad (2.13)$$

ergibt sich unter Berücksichtigung von

$$\tau = \frac{\Delta n}{R} \quad (2.14)$$

und mit Gleichung 2.10 die Shockley-Read-Hall-Lebensdauer zu:

$$\tau_{SRH} = \tau_{n0} \frac{p + p_1 + \Delta n}{n + p + \Delta n} + \tau_{p0} \frac{n + n_1 + \Delta n}{n + p + \Delta n} \quad (2.15)$$

mit $\Delta n = np - n_i^2$

2.3.4. Gesamtladungsträgerlebensdauer

Wie in Gleichung 2.6 beschrieben, setzt sich die Ladungsträgerlebensdauer aus den drei vorgestellten Rekombinationslebensdauern zusammen.

Betrachtet man nur die strahlende und Augerrekombination in Silizium, so erhält man eine intrinsische Minoritätsladungsträgerlebensdauer, die als konservative Abschätzung der oberen Grenze der Ladungsträgerlebensdauer im Volumen verwendet werden kann. In Abbildung 2.5 ist die intrinsische Ladungsträgerlebensdauer für die in dieser Arbeit verwendeten Basiswiderstände dargestellt.

An Stelle der Minoritätsladungsträgerlebensdauer wird häufig auch die Diffusionslänge L betrachtet. Die Diffusionslänge ist die Strecke, die ein Elektron im Mittel während seiner Lebensdauer τ zurücklegt. Sie lässt sich aus der Kontinuitätsgleichung (s.a. Gleichung 3.1 auf Seite 24) bestimmen, wenn die Bewegung der Elektronen als Diffusion angesehen wird (vergleiche Würfel [19]).

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad (2.16)$$

Der Diffusionskoeffizient D_n der Elektronen in Silizium, für das in dieser Arbeit verwendete multikristalline Material, wurde von Sontag et. al. [40] zu $D_n =$

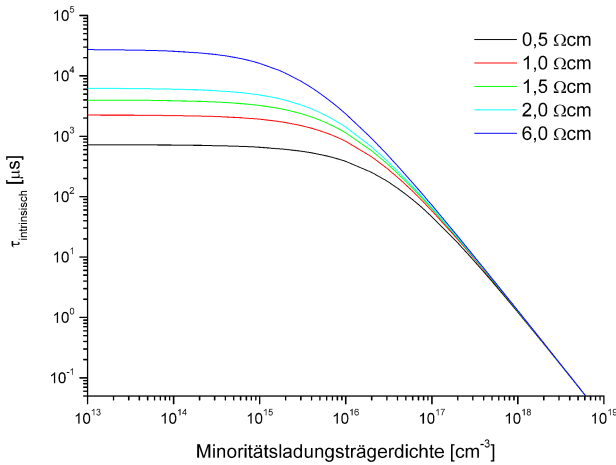


Abbildung 2.5.: Intrinsische Minoritätsladungsträgerlebensdauer von Silizium in Abhängigkeit von Basiswiderstand und Minoritätsladungsträgerdichte

$22\text{cm}^2/\text{s}$ bestimmt. Für das untersuchte Floatzone Silizium ist die Diffusionskonstante $D_n = 27\text{cm}^2/\text{s}$ [41].

Ein weiterer wichtiger Aspekt der Rekombination ist die Injektionsabhängigkeit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (S) [38], denn bei den in der Fotovoltaik verwendeten Grunddotierungen des Wafers steigt das S mit abnehmender Injektionsdichte. Und im Gegensatz zur Solarzellenvorderseite ist auf der Rückseite die Injektionsdichte gering. Zur Lösung dieses Problems gibt es mehrere Möglichkeiten. Zum einen kann eine hohe Grunddotierung gewählt werden. Für multikristallines Material ist dies im allgemeinen gegeben ($1,5 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$). Allerdings ist für Czochralski-Silizium eine hohe Grunddotierung problematisch, da gleichzeitig die Zahl der Borsauerstoffkomplexe erhöht wird und diese zur Zelldegradation führen [42]. Eine andere Möglichkeit wäre das Einbringen eines hochdotierten Back surface fields (z.B. mit Bor).

Interessanterweise ist die Injektionsabhängigkeit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit auch von der Abscheidetechnik abhängig [43]. Niederfre-

quent abgeschiedene SiN-Schichten haben eine deutlich geringere Injektionsabhängigkeit als hochfrequent abgeschiedene. Gleichzeitig ist aber die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von niederfrequent abgeschiedenen Schichten in weiten Injektionsbereichen höher. Als Ausnahme sind Injektionsdichten von unter $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ zu nennen [43].

2.4. Ladungsträgereinfang

Zusätzlich zu der bereits diskutierten Rekombination über Störstellen, ist im Bereich der Niedrinjektion der sogenannte Ladungsträgereinfang (engl. „trapping“) bei Lebensdauermessungen zu berücksichtigen.

Die Abbildung 2.6 verdeutlicht das Prinzip des Ladungsträgereinfangs, wie es von Hornbeck und Haynes [44] vorgeschlagen und von Macdonald und Cuevas [45] für QSSPC-Messungen bestätigt wurde.

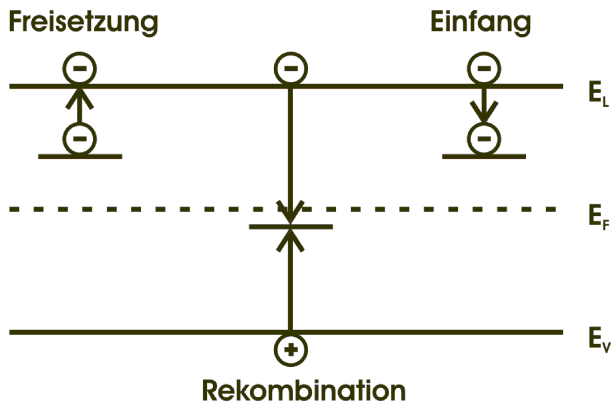


Abbildung 2.6.: Energiebänderdiagramm, Trapping und Rekombination

Das Hornbeck-Haynes-Modell geht von einer konstanten Rekombinationsrate $1/\tau_r$ aus, bei der Elektronen-Loch-Paare über tiefe Störstellen rekombinieren. Weiterhin existieren flache Störstellen, die Elektronen mit einer Einfangrate von $1/\tau_t$ aus dem Leitungsband einfangen. Dabei ist τ_t die mittlere Zeit, in der die Störniveaus leer sind. Die Austrittsrate ergibt sich zu $1/\tau_g$ mit τ_g als mittlere

Zeit der Elektronen in der Störstelle. Berücksichtigt werden beim Trapping die bei Raumtemperatur nicht besetzten Störstellen. Die entsprechende Trapdichte ist N_t (flache Störstellen). Die Trapdichte N_t ist bei den untersuchten Wafer annähernd gleich der Dichte aller vorhandenen Störstellen, da aufgrund der starken p-Dotierung ($\rho = 1\Omega\text{cm}$) das Fermi-Niveau nahe der Valenzbandkante liegt.

Aus den Differentialgleichungen der Ladungsträger nach Hornbeck-Haynes ergeben sich für den quasi-statischen Fall folgende Gleichungen [45]:

$$\Delta n = G_L \tau_r \quad (2.17)$$

$$n_t = \frac{N_t \Delta n}{\Delta n + N_t \tau_t / \tau_g} \quad (2.18)$$

Aus Gleichung 2.17 ist zu erkennen, dass sich die Dichte freier Elektronen bei gegebener Generationsrate nicht ändert. Folglich steigt aufgrund der Neutralitätsbedingung $\Delta p = \Delta n + n_t$ die Anzahl freier Löcher entsprechend der eingefangenen Elektronen n_t und führt somit zu einer höheren Leitfähigkeit.

$$\Delta \sigma = q \Delta n (\mu_n + \mu_p) + q n_t \mu_p \quad (2.19)$$

Wie bereits erwähnt, ist der Ladungsträgereinfang besonders effektiv bei geringem Injektionsgrad, deswegen wird im Folgenden die Injektionsabhängigkeit des Ladungsträgereinfangs betrachtet.

Die Störstellendichte N_t ist bereits bei mittleren Injektionsniveaus klein gegenüber der Ladungsträgerdichte, daraus folgt $\Delta p = \Delta n$. In dieser Situation ist das Trapping vernachlässigbar und τ_{eff} strebt gegen τ_r .

Ist die Ladungsträgerdichte in der gleichen Größenordnung wie die Störstellendichte oder geringer, dann gilt $\Delta p = \Delta n + n_t$. Dabei ist Δp die Löcherkonzentration, Δn die Elektronenkonzentration und n_t die Konzentration der eingefangenen Elektronen. Die Hauptfolge ist ein Anstieg der Löcherkonzentration. Somit steigt auch die Fotoleitfähigkeit. Bei der Messung der Minoritätsladungsträgerlebensdauer im quasistatischen Modus (QSSPC) wird daher die effektive Ladungsträgerlebensdauer überschätzt. Ist $\Delta n \ll N_t \tau_t / \tau_g$, strebt τ_{eff} gegen den konstanten Wert $\mu_p \tau_r \tau_g / [(\mu_n + \mu_p) \tau_t]$. Dieser ist nach Macdonald [45] um den Faktor 10 bis 100mal größer als die wirkliche effektive Lebensdauer τ_r .

Die in der Solarzellencharakterisierung benötigten Lebensdauern in der Niedriginjektion können mit folgenden Gleichungen von Macdonald [46] korrigiert werden:

$$\tau_{eff-corr} = \frac{\Delta n - \Delta n_{bias}}{\Delta G_L} \quad (2.20)$$

Die effektive Lebensdauer wird relativ zu einer Biasladungsträgerdichte berechnet, bei der alle Haftstellen (engl. „traps“) gefüllt sind. Dazu wird auch die Ladungsträgergeneration um eine Biaslichtstärke (I_{bias}) reduziert. Die Biaslichtstärke repräsentiert keine zusätzliche reale Lichtquelle, wie sie bei anderen Messverfahren üblich ist, sondern ist nur eine mathematische Korrekturgröße.

$$\Delta G_L = \frac{(I - I_{bias}) N_{ph} EOT}{W} \quad (2.21)$$

Durch die Subtraktion der Biasladungsträgerdichte bei der Berechnung der Lebensdauer muss auch die zugehörige Ladungsträgerdichte korrigiert werden. Diese wird wie folgt berechnet:

$$\Delta n_{min} = \frac{\Delta \sigma - \sigma_{trap}}{qW (\mu_n + \mu_p)} \quad (2.22)$$

Die Bestimmung der Leitfähigkeit durch Haftstellen σ_{trap} geschieht mit der Extrapolation der Leitfähigkeitsdaten oberhalb der Biaslichtstärke auf die Leitfähigkeitsachse.

2.5. Verlustmechanismen an der $Si_xN_y : H_z / p - Si$ -Grenzfläche

Die Reduktion der Rekombination an der Oberfläche kann grundsätzlich durch zwei verschiedene Passivierungsarten ausgeführt werden. Entweder durch eine ladungsinduzierte Bandverbiegung (Feldeffektpassivierung) oder durch die Absättigung offener Bindungen (engl. "dangling bonds"). Die beiden Passivierungsarten treten meist kombiniert auf, wobei eine jedoch dominant ist.

Die Oberflächenpassivierung von Silizium mit $a - Si_xN_y : H_z$ -Schichten basiert, ebenso wie die Passivierung mit SiO_2 , überwiegend auf dem Feldeffekt [47, 48]. Die für die Bandverbiegung nötigen Ladungen können durch zwei Verfahren induziert werden. Zum einen durch feste Ladungen (Q_f) in den Passivierungsschichten oder zum anderen durch Anlegen einer Gatespannung an die Passivierungsschicht. Die positiven festen Ladungen in der SiN- oder auch SiO-Schicht führen

in p-Typ Silizium zur Ausbildung einer Inversionsschicht nahe der Oberfläche, so dass die die Rekombination bestimmende Löcherdichte gering ist.

Zusätzlich zum Feldeffekt ist die Absättigung von freien Bindungen, die Zustände in der Bandlücke verursachen, ein weiterer Mechanismus die Rekombination an der Waferoberfläche zu reduzieren. Diese Absättigung wird durch die Grenzflächenzustandsdichte (D_{it}) charakterisiert bzw. geht in die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ein. Die Grenzflächenzustandsdichte lässt sich im Allgemeinen aus der Kombination von hochfrequenten und quasistatischen C-V-Messungen bestimmen. Allerdings ist dies bei dünnen (70 – 100 nm) $a - Si_xN_y : H_z$ -Schichten nicht möglich, da die Leitfähigkeit insbesondere von siliziumreichen Schichten zu hoch ist.

Die festen Ladungen lassen sich aus hochfrequenten C-V-Messungen bestimmen und verursachen eine Bandverbiegung an der Si/SiN-Grenzfläche. Die festen Ladungen haben wesentlichen Einfluss, ob und wie stark sich eine Inversionsschicht an der Rückseite ausbildet. Im Bänderdiagramm führen die festen Ladungen zu einer Bandverbiegung an der Rückseite (vgl. Abbildung 2.7). Die Bandverbiegung kann auch durch eine Gatespannung erzeugt werden. Ein Zellkonzept mit integrierter Gateelektrode wurde am IMEC entwickelt und befindet sich im Patentierungsverfahren [23]. In dem Zellkonzept vom IMEC wird die dielektrische Passivierungsschicht lokal geöffnet und anschließend ganzflächig metallisiert. In Abhängigkeit der dielektrischen Eigenschaften und der Dicke der Passivierungsschicht stellt sich eine entsprechende Gatespannung ein.

Falls die Elektronendichte nahe der Oberfläche größer als die Löcherdichte wird, spricht man von einem Inversionskanal nahe der Rückseite. Dieser Inversionskanal führt zu einer Absenkung des Ferminiveaus und damit zu einem Anstieg in der Leerlaufspannung und des Kurzschlussstromes, allerdings nur wenn die festen Ladungen ausreichend hoch sind. Ist dies nicht der Fall, so brechen Strom und Spannung drastisch ein. Die feste Ladungsdichte in Siliziumnitridschichten ist nahezu konstant für alle SiN-Schichten, so dass sie in allen publizierten SiN-Schichten bei ca. $1 \times 10^{12} cm^{-2}$ liegt (vgl. [33, 48]).

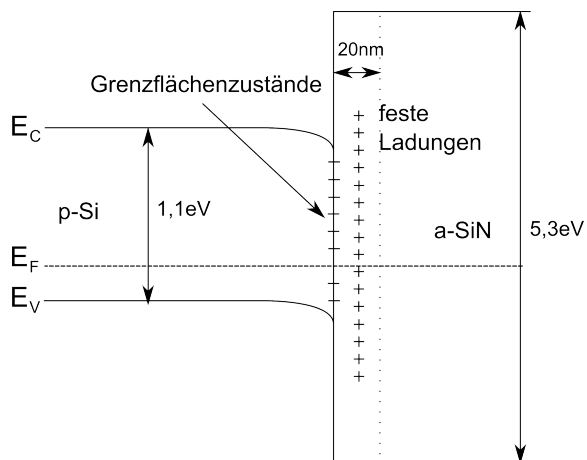


Abbildung 2.7.: Vereinfachtes Bänderdiagramm einer a-SiN passivierten p-Si-Oberfläche

3. Charakterisierungsmethoden

Dieses Kapitel befasst sich mit den hier angewendeten Methoden der optischen und elektrischen Charakterisierung. Mit den optischen Methoden werden vor allem die Schichtzusammensetzung wie die Bindungsdichten oder der Brechungsindex bestimmt. Besonders wichtig ist die Messung der Minoritätsladungsträgerlebensdauer zur Bestimmung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit. Die elektrischen Methoden ergänzen zum Beispiel die Materialeigenschaften um die festen Ladungen in der Siliziumnitridschicht. Ansonsten befassen sich die elektrischen Methoden vor allem mit der Charakterisierung der fertigen Solarzelle bzw. von Teilen der Solarzelle.

3.1. Optische Charakterisierung von $Si_xN_y : H_z$ -Schichten

3.1.1. Minoritätsladungsträgerlebensdauern

Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ist ein wichtiges Kriterium zur Bestimmung geeigneter Passivierungsschichten für den Einsatz auf der Solarzellenrückseite. Zur Analyse der Oberflächenpassivierung werden Messungen der Minoritätsladungsträgerlebensdauer durchgeführt. Hierzu wurde in dieser Arbeit ein Messplatz WCT-100 [49] verwendet. Zur Messung der Fotoleitfähigkeit wird eine induktive Kopplung eingesetzt. Aus der daraus resultierenden Fotoleitfähigkeit bzw. deren Änderung wird die Minoritätsladungsträgerlebensdauer bestimmt. Der Messplatz kann sowohl nach dem Prinzip der quasistationären Fotoleitfähigkeit (Quasi-Steady State Photoconductance, QSSPC) als auch im Modus des transienten Fotoleitfähigkeitsabfalls (Transient Photoconductance Decay, TPCD) betrieben werden.

Unterschiede zwischen TPCD und QSSPC

Die beiden Messmethoden der effektiven Minoritätsladungsträgerlebensdauer haben unterschiedliche Messbereiche. Zur Bestimmung der Minoritätsladungsträ-

gerlebensdauer wird die Lösung der Kontinuitätsgleichung (Gleichung 3.1) für den Ladungsträgertransport benötigt. Diese ist im Allgemeinen zu komplex, um geschlossen gelöst zu werden. Unter bestimmten Randbedingungen vereinfacht sie sich jedoch erheblich. Für zwei Fälle werden die vereinfachten Gleichungen im Folgenden näher betrachtet. Der erste Fall vernachlässigt die Generation von Ladungsträgern und der zweite Fall vernachlässigt die Änderung der Ladungsträgerdichte.

$$\frac{dn_i(x)}{dt} = G_i(x) - R_i(x) - \text{div } j_i(x) \quad (3.1)$$

Zunächst die TPCD-Methode: sie ist prädestiniert für hohe Ladungsträgerlebensdauern, da die Abklingkonstante des Anregungsblitzes sehr klein ist und daher die Generation nach kurzer Zeit vernachlässigt werden kann. Die Abklingkonstante der Anregungsquelle sollte viel geringer als die effektive Lebensdauer ($\tau_{flash} < 0,4 \cdot \tau_{eff}$) sein. Dann lässt sich die effektive Lebensdauer wie folgt bestimmen:

$$\tau_{eff} = -\frac{n(t)}{dn(t)/dt} \quad (3.2)$$

Für den entgegen gesetzten Fall, nämlich sehr kurze Ladungsträgerlebensdauern, ist die QSSPC-Messung geeignet. Die Änderung der Ladungsträgerkonzentration ist vernachlässigbar, wenn die effektive Lebensdauer viel kleiner als die Zeitkonstante der Anregungsquelle ist ($\tau_{flash} > 10 \cdot \tau_{eff}$). Daraus folgt für die effektive Lebensdauer:

$$\tau_{eff} = -\frac{n}{G} \quad (3.3)$$

Allerdings müssen zur korrekten Bestimmung der Generation der Ladungsträger einige Parameter der Probe bekannt sein. Zum einen gilt dies für die Dotierung zur Bestimmung der Beweglichkeiten der Elektronen und Löcher und zum anderen eine optische Konstante. Diese Konstante beschreibt den Anteil des in die Probe eingekoppelten Lichtes, relativ zu einem vordefinierten Wert.

Die oben angegebenen Grenzen von Nagel et al.[50] für die Anwendbarkeit der QSSPC und der TPCD ergeben in Bezug auf die Möglichkeiten des WCT-100-Messplatzes folgendes: Bei variabler Blitzdauer ergeben sich $230 \mu\text{s}$ als obere Grenze der effektiven Ladungsträgerlebensdauer für die QSSPC mit $\tau_{flash} = 2,3 \text{ ms}$ und als untere Grenze der TPCD $45 \mu\text{s}$ mit $\tau_{flash} = 18 \mu\text{s}$.

3.1.2. Ellipsometrie

Die Ellipsometrie ist eine gängige Methode zur Bestimmung der Schichtdicke und unter bestimmten Voraussetzungen auch der Brechungsindex einer dünnen Schicht. Das Messprinzip basiert auf der Wellenoptik und dem resultierenden Gangunterschied zwischen unterschiedlich polarisierten Licht bei Reflexionen. Das Laserlicht wird zunächst linear und anschließend elliptisch polarisiert. Dieses Licht wird von der Probe reflektiert und ergibt wiederum linear polarisiertes Licht. Über einen Analysator und einen Detektor wird die Auslöschung des Signals bestimmt. Basierend auf den Fresnelgleichungen können dann der Brechungsindex und die Schichtdicke bestimmt werden. Voraussetzung ist, dass die umgebenden Brechungsindizes bekannt sind. Bei dicken Schichten ist zu beachten, dass aufgrund der Wellennatur sich die Lösungen periodisch wiederholen und daher keine eindeutige Bestimmung zulassen.

In dieser Arbeit wurde ein Laserellipsometer von Philips verwendet, welches Laserwellenlängen von 632,8 nm, 1301 nm und 1541 nm bereitstellt. Der Laser mit 632,8 nm wurde zur Bestimmung von Brechungsindex und Schichtdicke verwendet, da hier die höchste Genauigkeit erzielt wird. Die anderen beiden Laser wurden nur zur Bestimmung der Periode eingesetzt.

Neben der Schichtdicke und dem Brechungsindex als Parameter, gibt der Brechungsindex schon einen Hinweis auf die Stöchiometrie der Schicht. Den Zusammenhang von Brechungsindex und Stöchiometrie fasst Bustarret et. al. [51] in folgender Formel zusammen (s. Gleichung 3.4).

$$x = \frac{[N]}{[Si]} = \frac{4}{3} \frac{n_{a-Si:H} - n}{n + n_{a-Si:H} - 2n_{a-Si_3N_4}} = \frac{4}{3} \frac{3,3 - n}{n - 0,5} \quad (3.4)$$

Für a-Si:H ergibt sich ein Brechungsindex von $n_{a-Si:H} = 3,3$ und für stöchiometrisches a-Si₃N₄ ein $n_{a-Si_3N_4} = 1,9$, allerdings unter Vernachlässigung von Wasserstoffbindungen. Das Verhältnis von Stickstoff zu Silizium in der Schicht wird mit x bezeichnet und ergibt bei 1,33 die stöchiometrische Zusammensetzung von a-Si₃N₄.

3.1.3. FTIR-Spektroskopie

Die fouriertransformierte Infrarotspektroskopie (FTIR) wird zur Bestimmung der Bindungen und Bindungsdichten in den Siliziumnitridschichten verwendet. Die

Bindungsdichten wurden aus einer Peak-Analyse der aus den Transmissionsspektren berechneten k -Spektren (komplexer Anteil des Brechungsindex) bestimmt. Ein typisches Transmissionsspektrum ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Im Bereich um die Wellenzahl 850 cm^{-1} ist die Absorption der $[\text{Si} - \text{N}]$ -Bindungen ersichtlich. Bei Wellenzahl 2100 cm^{-1} sind die $[\text{Si} - \text{H}]$ - und bei Wellenzahl 3340 cm^{-1} sehr gering die $[\text{N} - \text{H}]$ -Bindungen zu erkennen.

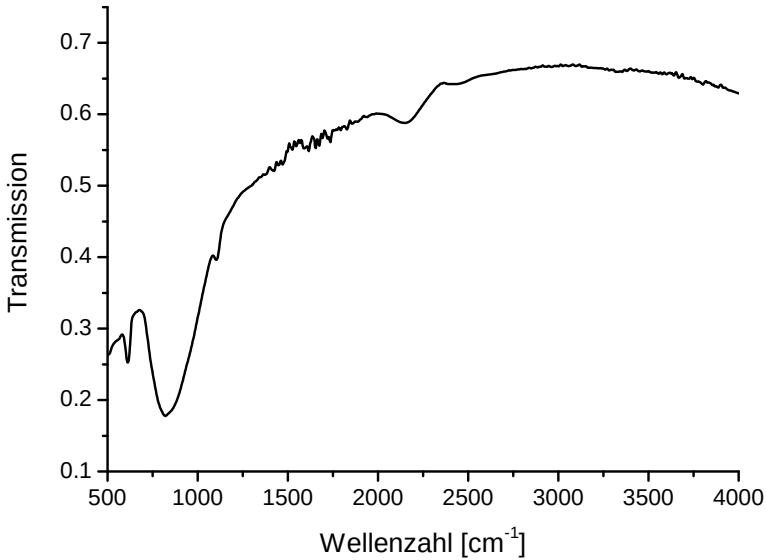


Abbildung 3.1.: Typisches Transmissionsspektrum einer SiN-Schicht auf einem Siliziumsubstrat

Die Auswertung erfolgte mittels der Integration der Einzelpeaks des k -Spektrums, wie in [51, 52] beschrieben. Die verwendeten Konstanten zur Gewichtung der Bindungen sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Die Bindungsdichte berechnet sich für eine Bindung $[\text{X} - \text{Y}]$ zu:

$$[\text{X} - \text{Y}] = 4\pi K \int_{-\infty}^{\infty} k d\omega \quad (3.5)$$

Tabelle 3.1.: Schwingungsmoden in $\alpha - \text{Si}_x\text{N}_y : \text{H}_z$ nach Giorgis [52]

Bindung	Wellenzahl [cm^{-1}]	K [cm^{-2}]	Mode
Si-N	490	-	N-Si ₃ symmetrische Streckschwingung
	790	2×10^{19}	Si-N Streckung in lokal verzerrter Konfiguration
	850	2×10^{19}	N-Si ₃ asymmetrische Streckschwingung
	1020	2×10^{19}	Si-N Streckung von H-SiN ₃
Si-H	630-650	-	Si-H Kipp-Pendelschwingung
	2000-2300	-	Si-H Streckschwingungen explizit:
	2000	7×10^{19}	H-Si-Si ₃
	2060	11×10^{19}	H-Si-HSi ₂
	2100	17×10^{19}	H-Si-NSi ₂
	2140	11×10^{19}	H-Si-SiN ₂
	2140	11×10^{19}	H-Si-HSiN
	2170	40×10^{19}	H-Si-HN ₂
	2220	20×10^{19}	H-Si-N ₃
N-H	1150	2×10^{19}	N-H Kipp-Pendelschwingung
	3340	12×10^{19}	N-H Streckschwingung

Allgemein basiert die fouriertransformierte Infrarotspektroskopie auf einem Michelson-Interferometer, welches im infraroten Wellenlängenbereich betrieben wird. Das sich aus dem Gangunterschied der beiden Strahlen ergebende Interferogramm wird dann fouriertransformiert und anschließend weiterverarbeitet. Ein Prinzipschema für Transmissionsmessungen ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Nähere Details zur FTIR-Spektroskopie sind in der entsprechenden Fachliteratur zu finden [53, 51, 52].

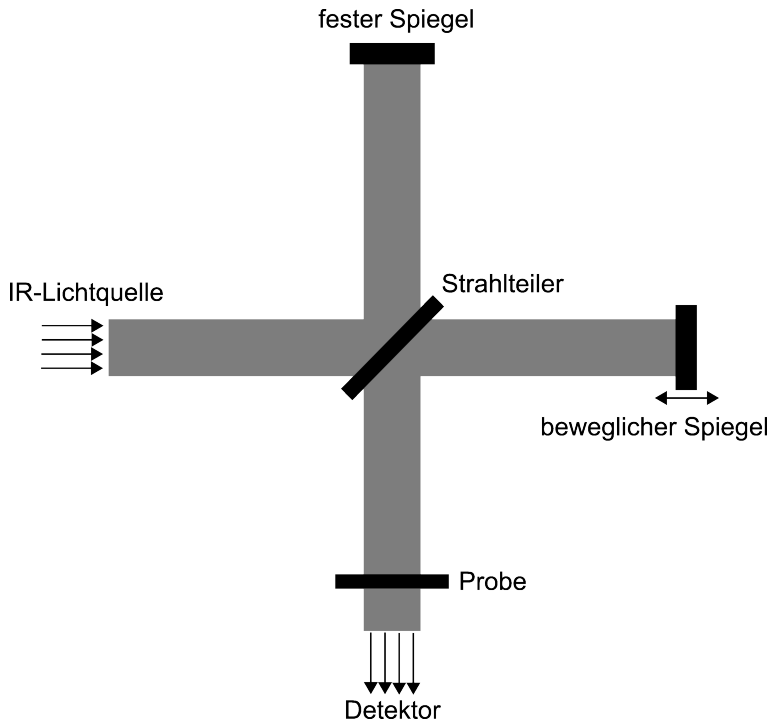


Abbildung 3.2.: Prinzipschema einer FTIR-Messung in Transmission

3.2. Elektrische Charakterisierung von $Si_xN_y : H_z$ -Schichten und Solarzellen

3.2.1. C-V-Messungen

Die Charakterisierung von Grenzflächen mit C-V-Messungen ist weit verbreitet und wird zur Bestimmung der festen Ladungen im Siliziumnitrid genutzt. Die Auswertung folgt der Vorgehensweise wie sie bei Sze [54] oder Schroder [55] beschrieben ist. Aufgrund der festen Ladungen verschiebt sich die Messkurve für positive feste Ladungen auf einem p-Typ Substrat im Vergleich zur idealen C-V-Kurve zu geringeren Gate-Spannungen (siehe Abbildung 3.3). Aus dieser Spannungsdifferenz (ΔV_f) und der idealen Kapazität (C_i) lässt sich die Dichte der festen Ladungen (Q_f) bestimmen (s. Gleichung 3.6).

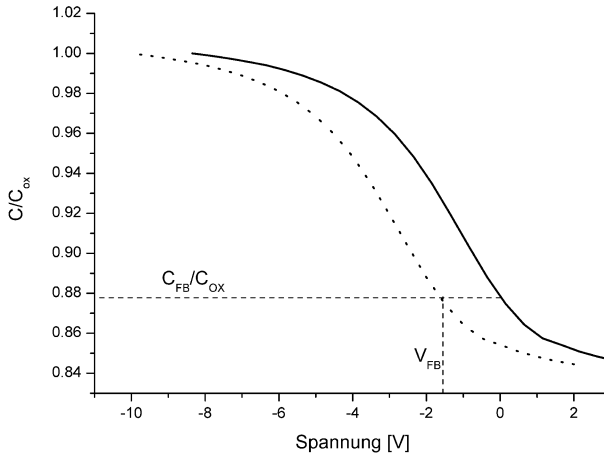


Abbildung 3.3.: Bestimmung der festen SiN-Ladungen aus einem Vergleich von Messkurve (gestrichelt) und idealer Kurve (durchgezogen)

$$\Delta V_f = \frac{Q_f}{C_i} \quad (3.6)$$

Das komplette Durchfahren der Kennlinie liefert zusätzlich zu den festen Ladungen noch die umladbaren Zustände. Eine Lokalisation dieser Zustände bzgl. der Grenzfläche oder des Volumens der Schicht ist bei diesen Proben leider nicht möglich. Aufgrund der Dicke der Schichten (350-450 nm) ist der Kontrast zwischen Anreicherung und Verarmung zu gering, umgekehrt werden die Leckströme zu hoch, wenn die Schichten dünner abgeschieden werden. Die Messungen wurden daher mit einer Frequenz von 100 kHz ausgeführt, um Einflüsse der Grenzflächenzustände zu unterdrücken.

3.2.2. Kontaktwiderstandsmessung

Auch auf der Rückseite wird nur ein Teil der Zellfläche kontaktiert und nicht mehr die gesamte Fläche der Solarzelle, dadurch kann der Kontaktwiderstand zwischen dem Metall und dem Silizium bedeutenden Einfluss auf das Zellkonzept erhalten. Die Bestimmung der Kontaktwiderstände wurde nach der Transfer Length Method (TLM) von Shockley durchgeführt [56]. Details zum Messprinzip und Fehlerabschätzungen wurden von Berger veröffentlicht [57, 58]. Das Messprinzip basiert auf einer Reihe von Vierpunktmessungen, bei deren Auswertung die Geometrie genutzt wird, um die Kontaktwiderstände zu bestimmen.

Im einfachsten Fall werden drei Kontaktpads in unterschiedlichem Abstand genutzt, um zwei Vierpunktmessungen auszuführen. Ein Beispiel für solch eine Messung wäre die Messung zwischen Kontakt K1 und K2 und zwischen Kontakt K2 und K3 (s. Abbildung 3.4). Es ergibt sich für jede Messung eine Widerstandskette aus den Kontaktwiderständen (R_c), den Widerständen der Metallkontakte (R_{Kx}) und dem Flächenwiderstand (R_F) zwischen den Kontakten. Des Weiteren sind A_c die Kontaktfläche und l der Abstand zwischen den Kontakten, sowie b die Breite der Kontakte. ρ_c ist der spezifische Kontaktwiderstand für homogene Kontakte und ρ_{met} der spezifische Widerstand des Metallkontaktes.

$$R_c = \rho_c / A_c \quad (3.7)$$

$$R_{Kx} = \rho_{met} / A_c \quad (3.8)$$

$$R_F = R_{sh} * l / b \quad (3.9)$$

Die ermittelten Widerstände werden über den Abstand der Kontakte aufgetragen (s. Abbildung 3.5). Zusätzlich wird bei der Auswertung angenommen,

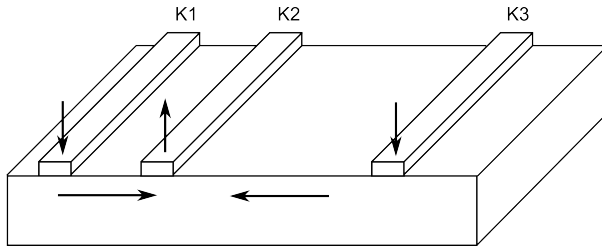


Abbildung 3.4.: Prinzipskizze einer TLM Struktur

dass der Kontaktwiderstand bei allen Kontakten gleich ist. Da der Flächenwiderstand linear mit dem Abstand der Kontakte steigt, entspricht die Steigung der resultierenden Geraden dem Schichtwiderstand zwischen den Kontakten. Der y-Achsenabschnitt ergibt den zweifachen Kontaktwiderstand.

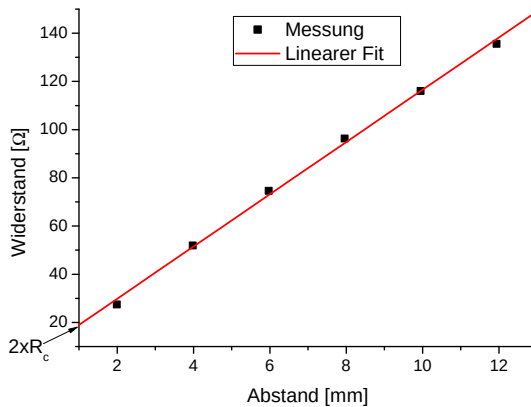


Abbildung 3.5.: Beispielauswertung einer TLM Messung

3.2.3. I-U-Messung

Die Strom-Spannungscharakteristik wird zur Bestimmung des Wirkungsgrades herangezogen. Die Solarzelle wird unter Standardtestbedingungen (STC) gemessen. Die Messmethode ist in der internationalen Norm IEC 60904-1 festgelegt, allerdings noch nicht in eine entsprechende DIN-Norm übernommen worden. Zu den Standardtestbedingungen gehören unter anderem eine Zelltemperatur von 25 °C, eine Einstrahlungsintensität von 1000 W/m² sowie die spektrale Verteilung nach dem AM1.5g-Spektrum [1]. Neben dem Wirkungsgrad wird auch die Leerlaufspannung U_{oc} und der Kurzschlussstrom I_{sc} sowie der Füllfaktor bestimmt. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 3.6 eine typische Kennlinie dargestellt. Gemessen werden nur Strom und Spannung, Füllfaktor und Wirkungsgrad werden aus den Messdaten errechnet.

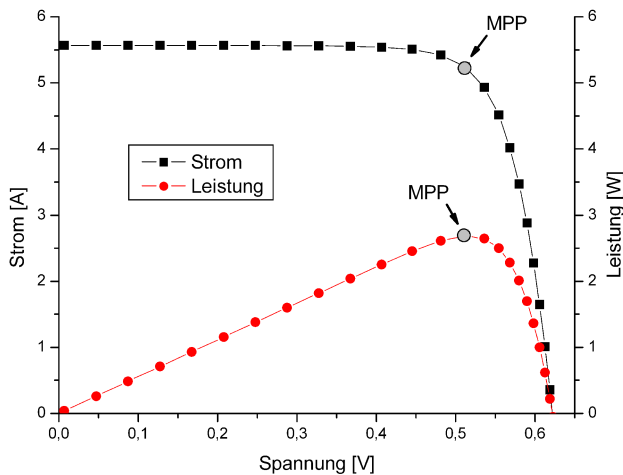


Abbildung 3.6.: Typische I-U-Kennlinie einer siebgedruckten Siliziumsolarzelle

Der Füllfaktor beschreibt das Verhältnis zwischen der maximalen real entnehmbaren elektrischen Leistung und dem Produkt aus Kurzschlussstrom und Leerlaufspannung. In Gleichung 3.10 wird die elektrische Leistung als Produkt des Stroms

und der Spannung am Punkt der maximalen Leistung (Maximum Power Point, MPP) angegeben.

$$FF = \frac{I_{mpp}U_{mpp}}{I_{sc}U_{oc}} \quad (3.10)$$

Der Wirkungsgrad η ist für Solarzellen allgemein definiert als Verhältnis der elektrischen Leistung P_{el} und der eingestrahnten Lichtleistung P_{Licht} . Die eingestrahnte Lichtleistung ist über die STC vorgegeben, so dass sich die Formel 3.11 auf die dargestellten Messwerte beziehen lässt. A ist die Zellfläche.

$$\eta = \frac{P_{el}}{P_{Licht}} = \frac{I_{mpp}U_{mpp}}{1000 [W/m^2] \times A} \quad (3.11)$$

Für beidseitige Solarzellen ergibt sich ein besonderes Problem. Da sie Licht auch von der Rückseite nutzen, gibt es noch keine gültige Zertifizierungsmethode zur Bestimmung der Solarzellenparameter. Problematisch ist insbesondere die Strommessung durch die Reflexion des Messblocks, die den Strom erhöht. Ein weiteres Problem ist die daraus resultierende spektrale Fehlanpassung der Referenzzelle zur Kalibrierung des Messplatzes und der zu messenden beidseitigen Solarzellen. Ein Fehlerabschätzung hierzu liegt in Anhang A vor. Bei dem hier verwendeten Messplatz wird die gesamte Rückseite kontaktiert, so dass die Kontaktfinger auf der Solarzellenrückseite kurzgeschlossen sind und daher keinen Einfluss auf den Füllfaktor und den Serienwiderstand haben.

Neben den direkten Solarzellenparametern aus der Messung können mit Hilfe des Zwei-Dioden-Modells weitere Parameter aus der Kennlinie bestimmt werden. Die Grundgleichung des Zwei-Dioden-Modells lautet wie folgt [41]:

$$J = J_{01} \left\{ \exp \left(\frac{U - JR_s}{kT} \right) - 1 \right\} + J_{02} \left\{ \exp \left(\frac{U - JR_s}{2kT} \right) - 1 \right\} + \frac{U - JR_s}{R_p} - J_{ph} \quad (3.12)$$

Die Fotostromdichte J_{ph} wird durch generierten Ladungsträgern in der Solarzelle bestimmt. J_{01} beschreibt vor allem die Rekombination im Emitter und in der Basis, während J_{02} die Rekombination in der Raumladungszone repräsentiert. Die Widerstände R_p und R_s stellen die ohmschen Verluste in der Solarzelle dar. In R_s fließen alle die Leitfähigkeit der Sammelschienen, Gitterfinger, Kontaktwiderstände, Querleitfähigkeit des Emitters und der Basiswiderstand ein. In R_p werden Kurzschlüsse und Leckströme zusammengefasst.

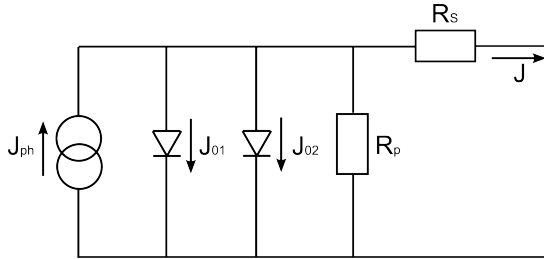


Abbildung 3.7.: Ersatzschaltbild einer Solarzelle nach dem Zwei-Dioden-Modell

In einem Ersatzschaltbild zusammengefasst entspricht das Modell der Abbildung 3.7.

In dieser Arbeit werden die Parameter durch eine Fitroutine ermittelt, bei der die gemessene beleuchtete IV-Kennlinie nachgebildet wird.

3.2.4. Spektrale Empfindlichkeit

Definiert ist die spektrale Empfindlichkeit (SR, von engl. spectral response) als wellenlängenabhängiges Verhältnis zwischen Kurzschlussstromdichte und Bestrahlungsstärke (vgl. Gleichung 3.13).

$$SR_{abs}(\lambda) = \frac{J_{sc}(\lambda)}{E_{AM1.5}(\lambda)} \quad (3.13)$$

Zur Messung der spektralen Empfindlichkeit wird die Solarzelle mit monochromatischem Licht bestrahlt und der dadurch hervorgerufene Strom gemessen. Da Trapping (vgl. Abschnitt 2.4) in vielen Solarzellen vorhanden ist, werden die Solarzellen mit weißem Biaslicht beleuchtet. Um die Stromanteile von Biaslicht und monochromatischem Licht zu trennen, wird das monochromatische Licht periodisch unterbrochen und über Lock-In-Technik gemessen.

Die Messung einer Testzelle wird auf eine kalibrierte Referenzzelle bezogen und daraus die relative spektrale Empfindlichkeit mit nachfolgenden Zusammenhang bestimmt werden.

$$SR(\lambda)|_{\lambda_0} = \frac{SR_{Ref}(\lambda_0)}{I_{ref}(\lambda_0)} I_{mess}(\lambda_0) \quad (3.14)$$

Aus der relativen spektralen Empfindlichkeit wird durch die Normierung auf die Kurzschlussstromdichte die absolute SR bestimmt, wie sie im Kurzschluss der Solarzelle vorliegt (s. Gleichung 3.15).

$$SR_{abs}(\lambda) = \frac{J_{sc}(\lambda)}{\int SR_{rel}(\lambda) J_{sc} d\lambda} SR_{rel}(\lambda) \quad (3.15)$$

Aus der spektralen Empfindlichkeit kann die Quanteneffizienz berechnet werden. Dabei wird zwischen interner und externer Quanteneffizienz (IQE, EQE) unterschieden. Die externe Quanteneffizienz berücksichtigt alle eingestrahnten Photonen, während die interne Quanteneffizienz nur die in der Solarzelle absorbierten Photonen beinhaltet. Diese Umrechnung ermöglicht den Vergleich unterschiedlichster Solarzellen in Bezug auf Größe, Herstellungsverfahren oder auch Basismaterialien. Die externe Quanteneffizienz lässt sich, wie folgt, direkt aus der SR berechnen:

$$EQE(\lambda) = SR_{abs}(\lambda) \frac{hc}{q\lambda} \quad (3.16)$$

Die interne Quanteneffizienz ist allgemein das Verhältnis der Elektron-Loch-Paare die zum Fotostrom beitragen und den absorbierten Photonen. Die IQE lässt sich aus der EQE mit folgender vereinfachten Berechnung bestimmen. R ist die Reflexion.

$$IQE(\lambda) = \frac{EQE(\lambda)}{1 - R(\lambda)} \quad (3.17)$$

Bei vorderseitig gemessenen Quanteneffizienzen ist der Abfall bei geringen Wellenlängen (350-500nm) charakteristisch für Verluste durch den Emitter und die vorderseitige Oberflächenpassivierung. Während die Reduktion bei langen Wellenlängen (>900nm) durch die Ladungsträgerlebensdauer im Volumen, die rückseitige Oberflächenpassivierung, interne Reflexionsverluste und natürlich durch Bandlücke von Silizium bestimmt werden.

Die Bestimmung des rückseitigen S_{eff} fällt, durch die Überlagerung mehrerer Prozesse bei der vorderseitigen Messung schwer. Einfacher ist dies bei IQE-Messungen von der Rückseite. Hier ist der kurzweilige Bereich von der von der Oberflächenpassivierung der Solarzellenrückseite und eventueller Absorption in der Passivierungsschicht dominiert. Das Verhältnis vom Plateau bei mittleren Wellenlängen zur Spitze im Infrarotbereich spiegelt die Lebensdauer im Volumen wider. Zur Verdeutlichung ist der typische Verlauf für vorder- und rückseitig vermessener IQE in Abbildung 3.8 dargestellt.

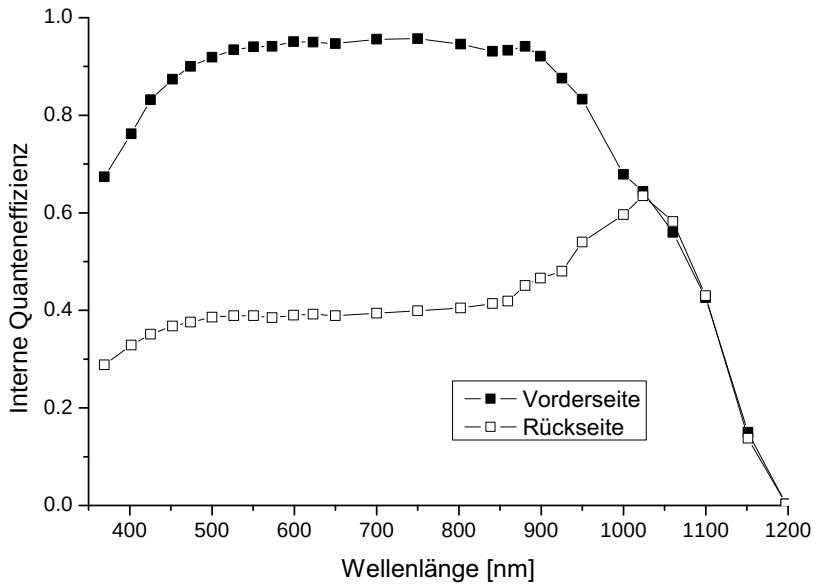


Abbildung 3.8.: Typisches Beispiel einer vorder- und rückseitig gemessenen internen Quanteneffizienz

Ein Problem bei der Bestimmung exakten spektralen Empfindlichkeit und damit auch der Quanteneffizienzen ist die Injektionsabhängigkeit der Rückseitenpassivierung bei Verwendung von Siliziumnitrid. Die daraus resultierenden Effekte sind in Anhang [B](#) erläutert.

4. Ergebnisse

Beginnend mit mehreren Simulationen zur Abschätzung der Randbedingungen und des Potentials des neuen Zellkonzeptes werden im folgenden Abschnitt die Grundlagen für die experimentellen Untersuchungen erarbeitet (s. Abschnitt 4.1). Hier wird vor allem auf die Trennung der passivierten und metallisierten Bereiche der Solarzellenrückseite eingegangen. Auch der limitierende Einfluss der Basisdotierung auf die Leerlaufspannung wird berücksichtigt. Den Abschluss der Simulationen bildet das Potential der beidseitigen Beleuchtung von Solarzellen.

Die experimentellen Untersuchungen sind in vier Teilbereiche untergliedert, nämlich den Zellprozessen, den Untersuchungen zur SiN-Schichtzusammensetzung, der Oberflächenpassivierung und der Kontaktbildung in Anwesenheit einer SiN-Schicht. In Abschnitt 4.2 wird die genaue Prozessfolge der beidseitig passivierten Solarzellen erläutert, wobei insbesondere auf die verbesserten Prozesse eingegangen wird. Eine umfassende Analyse von Si_xN_y : H-Schichten wird im darauf folgenden Abschnitt 4.3 präsentiert. Die Charakterisierung der SiN-Schichten erfolgt zur Betonung der Oberflächenpassivierung und Schichteigenschaften auf monokristallinem Silizium (Float zone oder Czochralski, vgl. Abschnitt 4.4). Die beidseitig passivierten Solarzellen sind überwiegend auf multikristallinen Silizium hergestellt worden, da dies näher an der industriellen Fertigung ist. Im abschließenden experimentellen Abschnitt 4.5 zur Rückseitenkontaktbildung in Anwesenheit einer SiN-Schicht wurden neben Solarzellen auf multikristallinem Silizium ebenso Versuche auf großflächigen Cz-Siliziumwafern durchgeführt. Hier lässt die höhere Diffusionslänge des Cz-Silizium eine stärkere Betonung des Rückseitenkontaktes erwarten.

4.1. Simulation mit PC1D

PC1D ist ein Simulationsprogramm, dass die finite Elementemethode nutzt, um die Transportgleichungen einer pn-Diode in einer Dimension zu lösen. So werden neben der Grundgleichung des Zwei-Dioden-Modells (vgl. Gleichung 3.12)

weitere optische und elektrische Effekte, wie zum Beispiel freie Ladungsträgerabsorption und Haftstellen unterstütztes Tunneln in diesem Programm berücksichtigt.

Ausgehend von der Tatsache, dass eine Reduktion der Zelldicke bei industriellen Siliziumsolarzellen zu einer Reduktion des Wirkungsgrades führt [5], wird im Folgenden dieser Effekt durch Simulationen abgeschätzt und das Wirkungsgradpotential der beidseitig passivierten Solarzelle dargestellt. Die folgenden Simulationen wurden soweit nicht anders gekennzeichnet mit PC1D [14] durchgeführt.

4.1.1. Auswirkungen der Waferdicke auf die Solarzellenkennwerte

Der Grund für die erhöhte Rekombination an der Solarzellenrückseite bei dünneren Wafern liegt in einer höheren Ladungsträgerdichte an der Solarzellenrückseite durch das Absorptionsprofil von Licht in Silizium. Hier setzt das Konzept der beidseitig passivierten Solarzelle an. Im Vergleich zum bisherigen Aluminium Back surface field reduziert die Siliziumnitridschicht auf der Rückseite die Rekombination der Ladungsträger stark und führt so zu einem höheren Strom und damit zu einem höheren Wirkungsgrad.

Um die Effekte zu quantifizieren und damit die Rahmenbedingungen für den neuen Prozess festzulegen, werden sowohl Waferdicke als auch die rückseitige, effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_{eff} variiert.

Die Basis für dieses Modell sind die I-V-Kennlinien und spektralen Empfindlichkeitsmessungen vom Referenzprozess mit einem Aluminium Back surface field. Die wichtigsten Parameter der Simulation sind in Tabelle 4.1 angegeben.

Tabelle 4.1.: Eckdaten für die Simulation des Referenzprozesses

Dicke	$200\ \mu m$
$R_{S,E}$	$60\ \Omega/\square$
$N_{D,B}$	$1 \times 10^{16}\ cm^{-3}$
τ_b	$20\ \mu s$
S_F	$1,1 \times 10^5\ cm/s$
S_R	$2.000\ cm/s$

Die Simulation zeigt, dass mit Reduktion der Waferdicke bei unveränderten Herstellungsprozessen auch die Effizienz reduziert wird. Ausgehend von Wafern

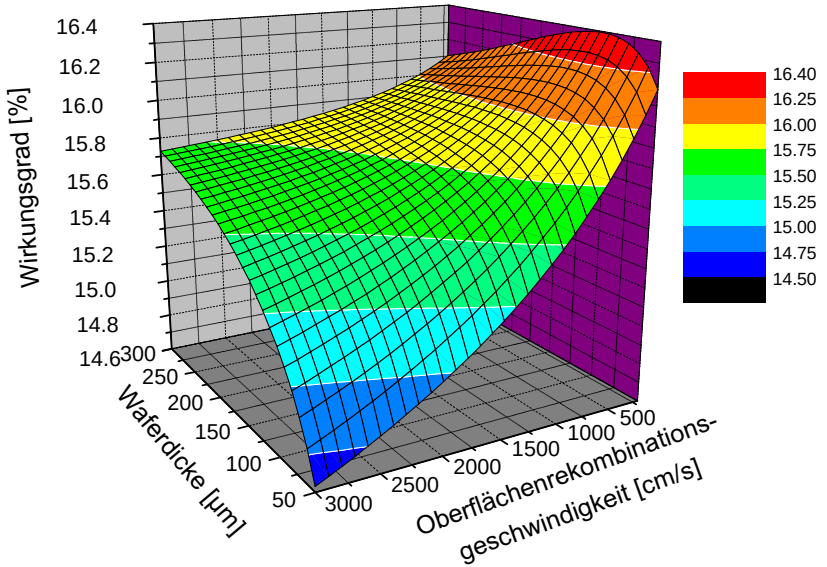


Abbildung 4.1.: Simulation des Wirkungsgrades in Abhängigkeit der Waferdicke und des rückseitigen S_{eff}

mit einer Dicke von $210\ \mu\text{m}$ zum heutigen Zeitpunkt würde es zu einem Verlust von $0,3\ \%$ absolut im Wirkungsgrad führen, wenn die Zelldicke auf $120\ \mu\text{m}$ verringert wird.

Andererseits lässt sich dieser Nachteil durch eine verbesserte Rückseitenpassivierung überkompensieren, da dünne Solarzellen stärker auf eine niedrigere rückseitige Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit reagieren. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Trend des Wirkungsgradverlustes bei Reduktion der Waferdicke hinauszuzögern ist, wenn die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ausreichend gering ist ($S_{eff} < 1000\ \text{cm/s}$). Die Simulation zeigt auf, inwiefern es realistisch ist, auch dünne, effiziente Solarzellen industriell herzustellen. Für sehr niedrige rückseitige Oberflächenrekombina-

tionsgeschwindigkeiten ($S_{eff} \leq 500 \text{ cm/s}$) ergibt sich ein Optimum bei $100 \mu\text{m}$ Zelldicke.

4.1.2. Rückseitenkontakt 2D

Aus der vorherigen Simulation ergibt sich ein rückseitiges S_{eff} von maximal 1000 cm/s , besser unter 500 cm/s , um effizient dünne Solarzellen herzustellen. Das rückseitige S_{eff} ist jedoch eine integrale Größe, die sowohl SiN-passivierte als auch metallisierte Bereiche enthält (vgl. Abbildung 4.2). Für die Herstellung von beidseitig passivierten Solarzellen ist es jedoch wichtig, die Rekombination unter den Kontakten S_{met} und der Passivierungsschicht S_{pass} zu betrachten.

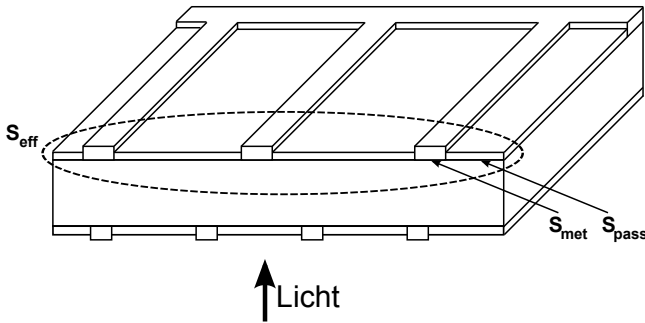


Abbildung 4.2.: Prinzipskizze zur Lokalisierung von S_{eff} , S_{met} und S_{pass}

Die exaktere Bestimmung der Randbedingungen für die Passivierung und Metallisierung wurde durch eine Erweiterung des PC1D-Modells erreicht, wie sie von Fischer [59] in seiner Dissertation vorgeschlagen wurde. Fischer hat die Grundlagen für ein Modell geschaffen, dass die Simulation von zweidimensionalen Rückseitenkontakten in PC1D erlaubt. Erweitert auf Streifenkontakte wurde dieses Modell von Plagwitz [60]. Das Modell wurde um siebgedruckte Kontakte erweitert, so dass der Einfluss auf den Serienwiderstand der Solarzelle berücksichtigt wird. Für eine Erläuterung des verwendeten Modells und die Herleitung von Formel C.3 wird auf den Anhang C verwiesen.

$$S_{eff,r} = \frac{D}{\left(\left(\frac{R_b}{\rho} + \frac{D}{fS_{met}} \right)^{-1} + \left(\frac{R'_b}{\rho} + \frac{D}{(1-f)S_{pass}} \right)^{-1} \right)^{-1} - W} \quad (C.3)$$

Zunächst werden die Einflüsse der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten an der SiN-Schicht S_{pass} und der Metallisierung S_{met} in Abhängigkeit des Metallisierungsgrades f betrachtet. Wie aus Gleichung C.3 ersichtlich, sind die Flächenanteile von Metallisierung und Passivierung direkt miteinander verknüpft. Die weiteren Parameter der Gleichung sind der Basiswiderstand R_b , sowie der komplementäre Basiswiderstand R'_b , die Diffusionskonstante D , die Waferdicke W und der spezifische Widerstand des Substrats ρ . Im Folgenden gelten die Annahmen, dass der Wafer $180\mu m$ dick ist und einen Basiswiderstand von $1\Omega cm$ besitzt.

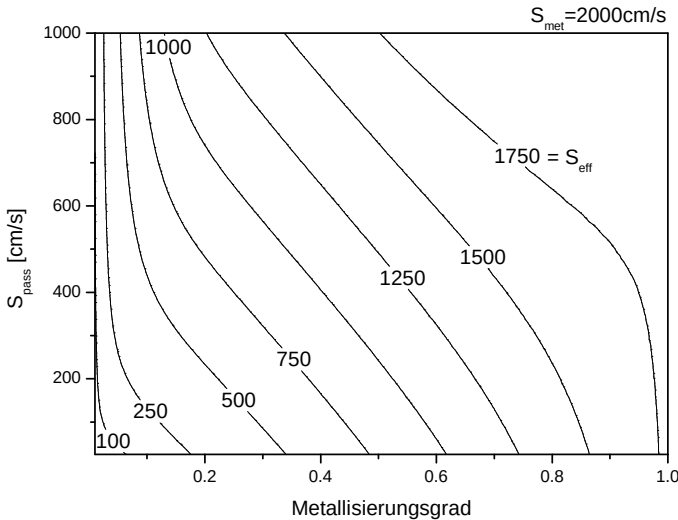


Abbildung 4.3.: Simulation von S_{pass} in Abhängigkeit vom Metallisierungsgrad mit S_{eff} als resultierenden Parameter

4. Ergebnisse

In der folgenden Simulation wird S_{met} bei 2000 cm/s fixiert. Dies entspricht ungefähr dem S_{met} von Solarzellen mit Al-BSF. Aufgetragen ist in Abbildung 4.3 das S_{pass} über den Metallisierungsgrad, als Parameter ist das resultierende S_{eff} angegeben.

Die Berechnungen ergeben, dass bei einer Metallisierung von mehr als $\approx 60\%$ ein S_{eff} von unter 1000 cm/s nicht mehr zu erreichen ist. Dies ist jedoch nötig, um auch dünne Solarzellen effizient herzustellen. Besonders bei niedrigen Metallisierungsgraden ist das S_{eff} stark von S_{pass} abhängig. Daher ist entscheidend eine gute Passivierung von p-Typ Siliziumoberflächen zu erzielen, um effiziente beidseitig passivierte Solarzellen herzustellen. Diese Untersuchungen werden in Abschnitt 4.4 umfassend dargelegt.

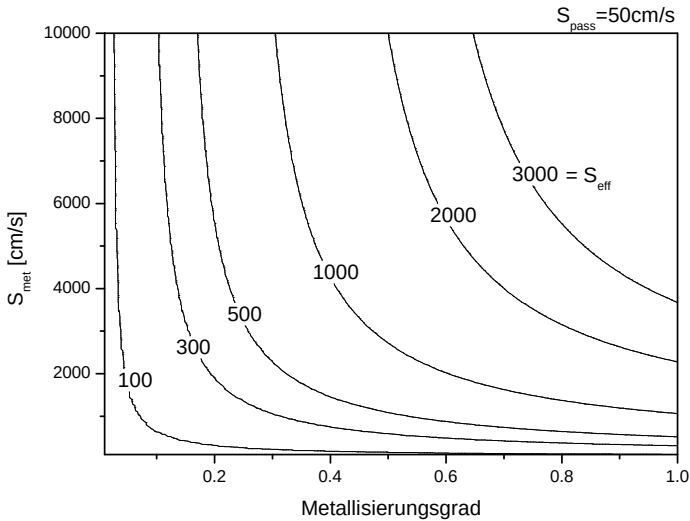


Abbildung 4.4.: Simulation von S_{met} in Abhängigkeit vom Metallisierungsgrad mit S_{eff} als resultierenden Parameter

Im Folgenden wird der umgekehrte Fall betrachtet, nämlich die Abhängigkeit von S_{met} vom Metallisierungsgrad mit S_{eff} als resultierenden Parameter. Abbildung 4.4 stellt den Zusammenhang grafisch dar. Für die Berechnungen wurde

die Annahme getroffen, dass die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Passivierungsschicht $S_{pass} = 50 \text{ cm/s}$ beträgt. Dies ist ein Wert der auch mit industriellen PECVD-Anlagen erzielt werden sollte und auch im Folgenden noch gezeigt wird.

Die Verläufe der Konturlinien zeigen, dass für einen festen Metallisierungsgrad nur bis zu einem spezifischen Schwellwert das S_{eff} von S_{met} beeinflusst wird. So ist z.B. bei einem Metallisierungsgrad von 12 % das S_{eff} nur bis zu einem $S_{met} = 4000 \text{ cm/s}$ abhängig und verläuft dann asymptotisch. Der Effekt ist stärker für noch geringere Metallisierungsgrade ausgeprägt. Der Abschnitt 4.5 befasst sich experimentell mit den Aspekten der Kontaktierung und zeigt den Einfluss des Metallkontakts auf die Solarzelleneffizienz.

Werden diese Erkenntnisse unter Ergänzung des Serienwiderstandes zusammengefügt, können komplette Solarzellen simuliert werden. Daraus ergeben sich für multikristalline Solarzellen folgende Abhängigkeiten von dem Metallisierungsgrad und der Gitterfingerbreite. Bei geringem Metallisierungsgrad (<10%) werden hohe Wirkungsgrade durch einen sehr hohen Serienwiderstand verhindert. Das Hauptoptimum bildet sich bei ca. 20%iger Metallisierung aus (vgl. Abbildung 4.5), bevor bei Metallisierungsgraden über 40% die erhöhte Rekombination an der Rückseite die Leistung begrenzt.

Für breitere Gitterfinger ($> 250 \mu\text{m}$) bildet sich ein fast gleich hohes Nebenoptimum bei zehn prozentiger Metallisierung aus. Bei den später präsentierten Solarzellen wurde eine Flächenbelegung von 18 % gewählt, um eine große passivierte Oberfläche bei ausreichender Leitfähigkeit der rückseitigen Gitterfinger zu erzielen.

Die Simulationen ergeben, dass es möglich ist, mit einer rückseitigen Oberflächenpassivierung die Solarzellendicke auf $100 \mu\text{m}$ zu reduzieren und dennoch höhere Wirkungsgrade ($\Delta\eta = +0,8\%$) zu erzielen. Voraussetzung hierfür ist ein S_{eff} der Solarzellenrückseite von unter 500 cm/s . Dieses S_{eff} beinhaltet sowohl die Anteile der Metallisierung als auch der passivierten Flächen der Rückseite. Wobei sich zeigte, dass für geringe Metallisierungsgrade der Rückseite die SiN-passivierte Fläche S_{eff} dominiert. Abschließend ist der Metallisierungsgrad optimiert worden und ergibt für $1 \Omega\text{cm}$ -Silizium einen Wert von knapp 20 %. Unter Beachtung dieser Rahmenbedingungen werden in Kapitel 4.4 zunächst die Siliziumnitridschicht charakterisiert sowie erste beidseitig passivierte Solarzellen hergestellt. Anschließend wird in Kapitel 4.5 die Kontaktierung optimiert.

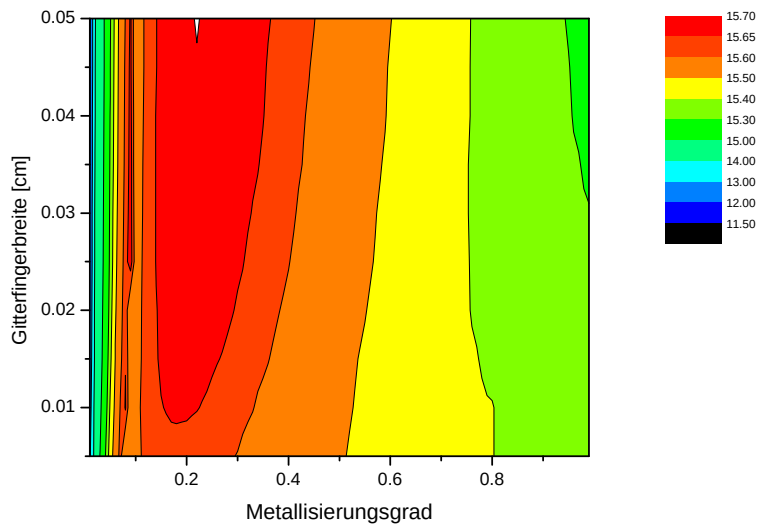


Abbildung 4.5.: Simulation des Wirkungsgrades eines zweidimensionalen Rückseitenkontaktes in Abhängigkeit des Metallisierungsgrades und der Gitterfingerbreite für $1 \Omega\text{cm}$ Silizium

4.1.3. Einfluss der Basisdotierung auf die Leerlaufspannung

Die Simulation des S_{eff} in Abhängigkeit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit unter den Metallkontakten (S_{met} , vgl. Abbildung 4.4) zeigte nur einen geringen Einfluss der Metallkontakte bei konstanten Metallisierungsgrad. Wird allerdings die gesamte Zelle betrachtet, ergibt sich ein zum Teil drastischer Unterschied in der Leerlaufspannung. Dieser Unterschied wird nicht in Solarzellen mit Al-BSF beobachtet. Der Abfall der Leerlaufspannung ist besonders ausgeprägt in Silizium mit geringer Basisdotierung.

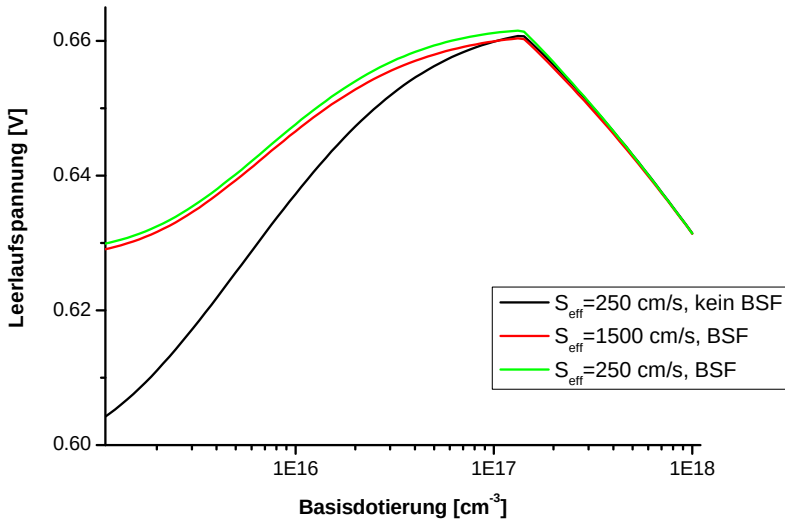


Abbildung 4.6.: Abhängigkeit der Leerlaufspannung von der Basisdotierung für verschiedene Passivierungsszenarien

Im Folgenden werden drei Szenarien betrachtet. Das erste Szenario ist eine sehr gut passivierte Rückseite mit $S_{eff} = 250 \text{ cm/s}$, um den zu betrachtenden Effekt zu betonen. Das zweite Szenario ist eine ebenfalls gut passivierte Oberfläche mit $S_{eff} = 250 \text{ cm/s}$, allerdings zusätzlich mit einem Back surface field mit einer

Dotierstoffkonzentration von $N_A = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Das dritte Szenario ist eine mäßige Passivierung von $S_{eff} = 1500 \text{ cm/s}$ und ebenfalls ein Back surface field mit einer Dotierstoffkonzentration von $N_A = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Der letzte Fall entspricht in etwa der herkömmlichen Solarzelle mit ganzflächigen Back surface field. Die anderen beiden Fälle können theoretisch in den hier untersuchten Solarzellen auftreten. Da die größten Unterschiede sich in der Leerlaufspannung herausbilden, wird die Analyse auf die Leerlaufspannung fokussiert. Die Simulation ergibt für die drei vorgestellten Szenarien den in Abbildung 4.6 dargestellten Zusammenhang zwischen Leerlaufspannung und Basisdotierung des Siliziums. Um die Effekte zu betonen, wurde eine Solarzelle mit hoher Diffusionslänge gewählt, wie sie bei Czochralskisilizium vorliegt. Relevant ist das Verhältnis von Diffusionslänge der Elektronen in der Basis zur Dicke der Basis. Daher treten die gleichen Effekte auch bei dünneren Wafern mit geringerer Diffusionslänge auf.

Die Absolutwerte der Simulation sind fehlerbehaftet, da sich in PC1D nur Diffusionen simulieren lassen. Der Prozess zum Bilden eines Aluminium Back surface fields ist jedoch eine Legierung. Zwar lassen sich mit der Sekundärionen-Massenspektroskopie (SIMS) die absolute Aluminiumkonzentration und das Profil nachweisen, aber nicht ob das Aluminium vollständig elektrisch aktiv ist. Die Trends der Simulation lassen sich jedoch experimentell nachweisen (vergleiche Abschnitt 4.5.5)

Generell ergibt sich für alle Rückseitenszenarien ein Optimum der Leerlaufspannung bei ungefähr $1,3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (s. Abbildung 4.6). Diese Basisdotierung ist beinahe eine Größenordnung höher als die bisher verwendete Basisdotierung von $1,5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ für multikristallines Silizium und deutlich höher als bei industriell eingesetzten Czochralskisilizium ($5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Die Leerlaufspannung fällt zu niedrigeren Basisdotierungen hin ab. Jedoch ist der Abfall stark von der Präsenz eines Back surface fields abhängig. Für Solarzellen mit Back surface field ist er deutlich geringer ausgeprägt und führt auch bei geringeren Basisdotierungen noch zu hohen Leerlaufspannungen. Weniger ausgeprägt ist dagegen der Einfluss der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit. Dieser führt nur zu einer geringen Differenz in der Leerlaufspannung.

Der Abfall der Leerlaufspannung bei hohen Basisdotierungen wird durch das Bandgap narrowing verursacht und ist ein allgemein bekannter Effekt bei hohen Dotierungen [61, 62]. Alle drei Szenarien sind gleichermaßen vom Bandgap narrowing betroffen, so dass sich fast keine Unterschiede zwischen den Szenarien feststellen lassen.

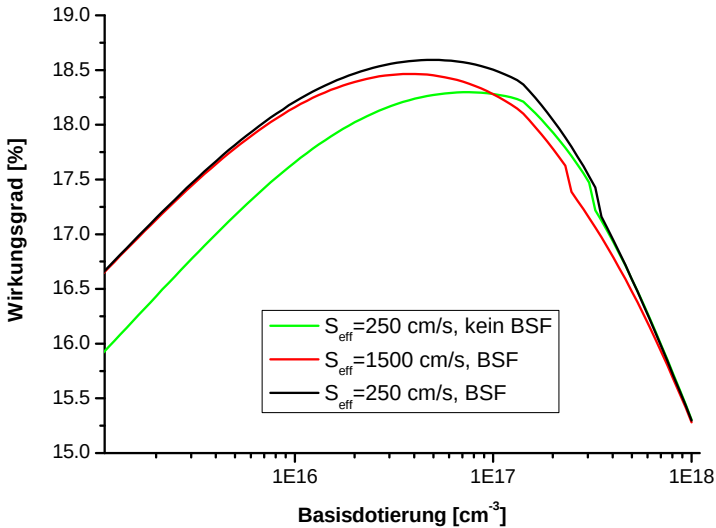


Abbildung 4.7.: Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Basisdotierung für drei verschiedene Rückseitenszenarien

Der Einfluss der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ist allerdings nicht komplett zu vernachlässigen, wie ein Blick auf die simulierten Wirkungsgrade zeigt (vgl. Abbildung 4.7). Die Optima im Wirkungsgrad liegen für die drei Szenarien zwischen $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ für Solarzellen mit Back surface field und einer mäßigen Oberflächenpassivierung ($S_{eff} = 1500 \text{ cm/s}$) und $8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ für Solarzellen ohne Back surface field mit guter Oberflächenpassivierung ($S_{eff} = 250 \text{ cm/s}$).

Der Kurzschlussstromgewinn durch die geringere Rekombination an der Rückseite reicht nur bei sehr hohen Basisdotierungen ($> 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) aus, um eine Wirkungsgradsteigerung gegenüber der Solarzelle mit mäßiger Rückseitenpassivierung zu erzielen. Der Einfluss der Passivierung zeigt sich im Wirkungsgrad auch für die Solarzellen mit Back surface field nur bei hohen Basisdotierungen von über $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Die geringere Rekombination an der Rückseite erlaubt

eine höhere Basisdotierung. Dies führt daher nahe des Optimums zu einer Steigerung des Wirkungsgrades um weitere 0,13%*[abs.]*, so dass gegenüber der Solarzelle ohne Back surface field im Optimum 0,3%*[abs.]* Wirkungsgradverbesserung erzielt werden.

4.1.4. Beidseitige Beleuchtung von Solarzellen

Bei dem hier entwickelten Zellkonzept liefert der offene Rückseitenkontakt einen weiteren Vorteil. Neben den erweiterten Charakterisierungsmöglichkeiten ist es auch möglich, einen höheren Energieertrag im Modul als mit vergleichbar effizienten einseitigen Solarzellen zu erzielen. Hierfür sollte das Modul für die beidseitige Lichteinkopplung ausgelegt und vor oder über einer reflektierenden Fläche installiert sein. Erste Untersuchungen fanden hierzu bereits 1982 [22] statt. Die Anwendung von beidseitigen Modulen ist aber erst jetzt aufgrund der verbesserten Zelltechnologie für den Endverbraucher relevant. Freilandmessungen zeigen, dass diese Zellen einen bis 20 % höheren Energieertrag erreichen [21].

Als Abschätzung für die entwickelten Zellen wurde hier, neben einer vorderseitigen Bestrahlung mit AM1.5g, zusätzlich ein weiterer Anteil auf die Rückseite eingestrahlt. In Abbildung 4.8 ist die Leistung (normiert auf die Standardbestrahlung einer 200 μm dicken Solarzelle) über die rückseitige Einstrahlung aufgetragen.

Zur besseren Einschätzung der Rückstreuung der Umgebung sind in Tabelle 4.2 deren typische Albedowerte zusammengefasst. Zwanzig Prozent und mehr Reflexion sind von vielen Oberflächen zu erwarten. Damit ergibt sich aus der Simulation eine zusätzliche Leistung von mindestens 10 Prozent. Bei den oben erwähnten Freilandmessungen wurden die Module vor besonders reflektierenden Oberflächen positioniert, so dass Leistungssteigerungen bis 20 Prozent erzielt werden konnten. In dieser Simulation entspricht das einer Albedo von 50 bis 60 Prozent, die durchaus erreichbar ist.

Eine andere Möglichkeit, Licht auf die Solarzellenrückseite zu leiten, ist ein interner Reflektor im Modul. Zu diesem Zweck wurden verschiedene Polyvinylfluoridfolien (PVF) auf ihre Reflexionseigenschaften vermessen. Die Reflexionswerte sind in Abbildung 4.9 dargestellt. In der Abbildung sind zwei weiße Folien (W3469, W3485), eine schwarze (S3469) und eine transparente Folien (T2823) dargestellt (Die Folien wurden von der Isovolta AG zur Verfügung gestellt). Zusätzlich wurde von der transparenten Folie noch die Transmission bestimmt.

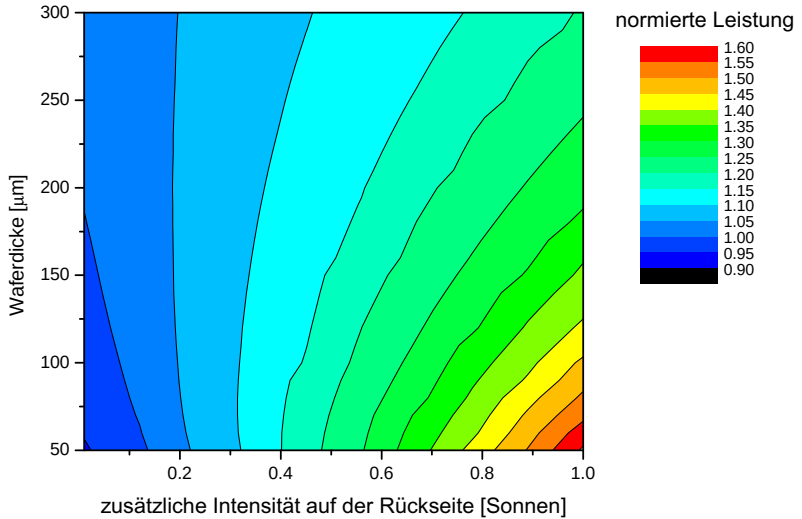


Abbildung 4.8.: Normierte Leistung bei zusätzlicher Bestrahlung der Solarzellen-rückseite ($200\ \mu\text{m}$ dicke Referenzzelle)

Tabelle 4.2.: Typische Albedowerte für verschiedene Untergründe (aus [63])

Oberflächentyp	Albedo
Gras	0,25
Asphalt	0,15
Frischer Beton	0,55
Verwitterter Beton	0,20
Frischer Schnee	0,80-0,90
Alter Schnee	0,45-0,70
Wasser	0,05-0,22

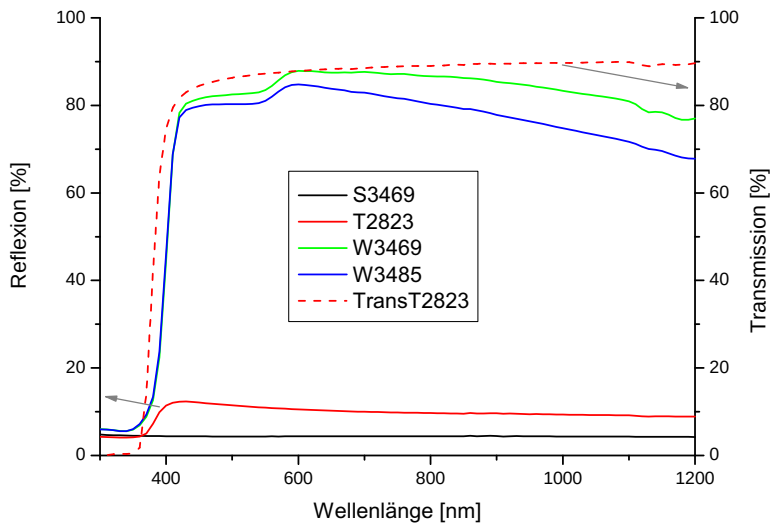


Abbildung 4.9.: Reflexion und Transmission von handelsüblichen Solarmodulfolien von der Isovolta AG

Die weißen Folien besitzen eine Reflexion von über 70 Prozent im infraroten Bereich, der für diese Anwendung relevant ist, da erst ab 850 nm eine nennenswerte Transmission der Zellen existiert. In den folgenden Simulationen wurde das Verhalten der Solarzellen in Modulkonfiguration untersucht. Zur Bestimmung der zusätzlichen Ladungsträgergeneration wurde das Sonnenspektrum AM1.5g sowohl mit der Transmission der Solarzelle als auch der Reflexion der Folie multipliziert. In der Simulation wurde dieses Spektrum als zusätzliche Lichtquelle auf der Solarzellenrückseite eingesetzt. Als Referenz dient eine einseitig bestrahlte Solarzelle mit $200\ \mu\text{m}$.

Im Ergebnis zeigt sich bei den weißen Folien (W3469, W3485) eine deutliche Steigerung in der Stromdichte aufgrund der erhöhten Generation von Ladungsträgern. Als Folge wird eine Leistungssteigerung von 1,44-1,57 % erreicht (s. Tabelle 4.3). Sowohl bei der schwarzen (S3469) als auch bei der transparenten (T2823) Folien sind die Effizienzsteigerungen marginal.

Allerdings besteht bei der transparenten Folie die Möglichkeit, zusätzliches Licht aus der Umgebung einzukoppeln. Bei der Simulation wurde das Sonnenspektrum AM1.5g mit der Transmission der Folie multipliziert und die Intensität auf 20 % von einer Sonne reduziert, um realistische Bedingungen zu erhalten. Die spektrale Änderung der Albedo bleibt jedoch unberücksichtigt, da hierfür keine Daten zur Verfügung standen. Die simulierte Stromdichte steigt über sieben Prozent an und bewirkt mit dem Leerlaufspannungsanstieg eine Leistungssteigerung von knapp acht Prozent.

Tabelle 4.3.: Einfluss der Rückseitenfolie bzw. Rückseitenbestrahlung auf die Solarzellenparameter

Rückseitenfolie	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	Füllfaktor [%]	$\Delta\eta$ [%]
keine	32,88	603,3	77,0	0
S3469 (schwarz)	32,91	603,3	77,0	0,06
W3469 (weiß)	33,46	603,7	76,8	1,57
W3485 (weiß)	33,40	603,7	76,8	1,44
T2823 (trans.)	32,95	603,3	77,0	0,19
T2823 + Albedo	35,26	605,1	77,3	7,98

Der offene Rückseitenkontakt ermöglicht die Einkopplung von der Albedo der Umgebung und kann so im Modul den Energieertrag nochmals um bis zu 40 % steigern, wobei realistisch eher 20 % sind. Alternativ können auch hochreflektive Folien im Modul eingestzt werden und so in der Standardmodulkonfiguration zu hohen Systemwirkungsgraden führen.

4.2. Zellprozesse

In den folgenden Abschnitten werden die in dieser Arbeit verwendeten Herstellungsprozesse näher erläutert. Zunächst wird ein Prozess vorgestellt, der der aktuellen industriellen Fertigung entspricht [20]. Im Anschluss daran werden die Prozesse vorgestellt, die in dieser Arbeit entwickelt wurden.

4.2.1. Referenzprozess

Entsprechend der industriellen Fertigung erfolgt in diesem Prozess zunächst das Sägeschadenätzen. Dies kann entweder mit einer alkalischen oder sauren Ätze ausgeführt werden. Die anschließende Oberflächenreinigung mit Salpetersäure kann bei saurer Textur entfallen, da nach der sauren Textur bereits eine gereinigte Oberfläche vorliegt. Die Emitterdiffusion erfolgt in einem Rohrofen mit Phosphoroxychlorid (POCl_3) in einer Stickstoff-Sauerstoffatmosphäre. Während der Diffusion entsteht ein hoch phosphordotiertes Siliziumdioxid, das sogenannte Phosphorsilikatglass (PSG). Mit einem kurzen Eintauchen in Flusssäure wird dieses entfernt. In einer Anlage für die plasmaunterstützte Gasphasenabscheidung (PECVD) wird eine $a - \text{Si}_x\text{N}_y : \text{H}_z$ -Schicht abgeschieden. Anschließend werden die Metallkontakte im Siebdruckverfahren aufgebracht, eine Silbergitterstruktur auf der Vorderseite und eine vollflächige Aluminiumschicht auf der Rückseite. Den Abschluss bildet das Sintern der Metallkontakte. Hierbei werden während eines wenige Sekunden dauernden Hochtemperaturschrittes die Metallpasten aufgeschmolzen und bilden einen leitfähigen Kontakt. Abbildung 4.10 spiegelt den beschriebenen Prozessablauf wieder.

4.2.2. Verbesserte Prozesse

Wie bereits in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, wird für das beidseitig passivierten Solarzellendesign eine Passivierungsschicht auf der Rückseite benötigt. Um diese mit möglichst geringen Aufwand in die bisherige Zellfertigung zu integrieren, wurden zwei Prozessschemata entwickelt.

Der Beginn des ersten Prozessschemas ist gleich mit dem Referenzprozess, der Unterschied beginnt erst nach der Siliziumnitridabscheidung auf der Vorderseite (vgl. Abbildung 4.10 und 4.11a). Beim beidseitig passivierten Solarzellenprozess

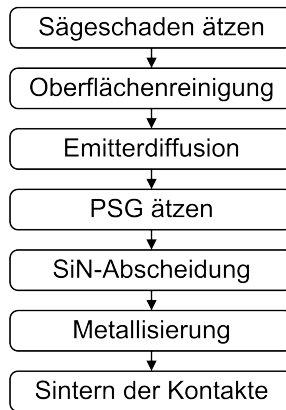


Abbildung 4.10.: Referenzprozess, vergleichbar mit der derzeitigen industriellen Prozessierung

wird der parasitäre pn-Übergang auf der Rückseite entfernt, der durch die Gasphasendiffusion entstanden ist. Dies geschieht durch einen kurzen Ätzschritt in heißer Natronlauge. Die SiN-Schicht auf der Vorderseite dient als Ätzmaske, so dass nur der pn-Übergang auf der Rückseite entfernt wird. Im Anschluss wird die Oberfläche mit Salpetersäure gereinigt. Mit der Abscheidung der rückseitigen SiN-Schicht wird die Prozessierung fortgesetzt und die Metallkontakte werden wieder im Siebdruckverfahren aufgebracht. Dieses Mal werden jedoch auf Vorder- und Rückseite Gitterstrukturen aufgebracht. Das Design der Gitter ist jedoch unterschiedlich, da die Leitfähigkeit von Aluminium und Silber sehr verschieden ist. Auch der Einfluss der Basis auf den Serienwiderstand ist nicht mehr vernachlässigbar (vgl. Abschnitt 4.1.2).

Alternativ wurde eine Prozessfolge entwickelt, die mit noch weniger Prozessschritten auskommt. Bei diesem Prozess wird die SiN-Schicht auf der Rückseite schon vor der Emitterdiffusion aufgebracht (vgl. Abbildung 4.11b) und fungiert als Diffusionssperre, so dass erst gar kein parasitärer pn-Übergang auf der Rückseite entsteht. Ansonsten ist die Prozessierung vergleichbar mit dem Referenzprozess. Allerdings sind auch hier die Metallkontakte auf Vorder- und Rückseite als Gitterstrukturen ausgeführt. Eine wichtige Voraussetzung für die Anwendung des vereinfachten beidseitig passivierten Solarzellenprozesses ist eine planare Zell-

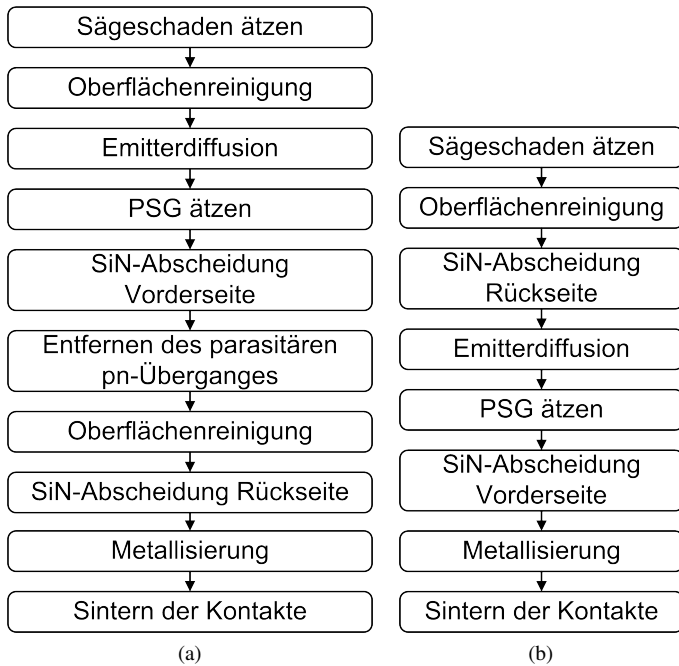


Abbildung 4.11.: Prozessschemata zur Herstellung von beidseitig passivierten Solarzellen, a) Prozess inkl. Ätzschritt, b) vereinfachter Prozess

rückseite, weil die Rückseitenkontakte sonst keine ausreichende Adhäsion besitzen (vgl. Abschnitt 4.5).

4.3. Schichtzusammensetzung von SiN-Schichten

Um eine passende Siliziumnitridschicht zur Rückseitenpassivierung zu identifizieren, wurde die Zusammensetzung der Siliziumnitridschichten eingehend untersucht. Die Analyse der Schichtzusammensetzung von SiN-Schichten wird in drei Abschnitten behandelt. Als erstes wird mit dem Brechungsindex das Verhältnis von Silizium und Stickstoff in den Schichten global betrachtet. Im nächsten Schritt erfolgt eine detaillierte Bindungsanalyse mit der fouriertransformierte Infrarotspektroskopie (FTIR). Abschließend wird noch die Ätzresistenz der SiN-Schichten gegen Flußsäure untersucht, da diese für die weitere Prozessfolge entscheidenden Einfluss haben kann.

4.3.1. Brechungsindex der SiN-Schichten

Als Kenngröße für die Schichtzusammensetzung wurde der Brechungsindex n bei einer Wellenlänge von 632,8 nm gewählt, unter der Annahme des in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Zusammenhangs. Der Abhängigkeit des Brechungsindex von den Gasflussverhältnissen von Silan (SiH_4) und Ammoniak (NH_3) ist nahezu linear, wie in Abbildung 4.12 ersichtlich.

Somit lässt sich der Brechungsindex über das Gasflussverhältnis bei ansonsten identischen Abscheideparametern einstellen. Dies ermöglicht es, die Oberflächenschädigung vergleichbar für alle Prozesse zu halten und die Unterschiede in der Passivierung auf die Schichtzusammensetzung zurückzuführen. Hintergrund sind die Auswirkungen der Plasmaleistung und des Prozessdruckes auf die Oberflächenschädigung durch Ionen.

Auffällig ist auch eine Änderung des Brechungsindex nach Hochtemperaturprozessschritten. Während ein kurzes Aufheizen von wenigen Sekunden auf über 850°C noch geringe Auswirkungen hat (s. Abbildung 4.13), führt eine 30 minütige Diffusion bei 850°C zu einem starken Anstieg des Brechungsindex bei stark siliziumhaltigen SiN-Schichten ($n > 2,2$). Die Schichten lassen sich daher in zwei Regime einteilen, die auch im Folgenden zur besseren Diskussion der Ergebnisse weiter verwendet werden. Zum einen in das Regime mit einem Brechungsindex $n < 2,2$, bei dem sich keine Veränderungen im Brechungsindex nach Hochtemperaturschritten zeigen und zum anderen in das Regime $n > 2,2$, bei dem der Brechungsindex drastisch ansteigt. Diese Unterteilung wurde auch von Roberts-

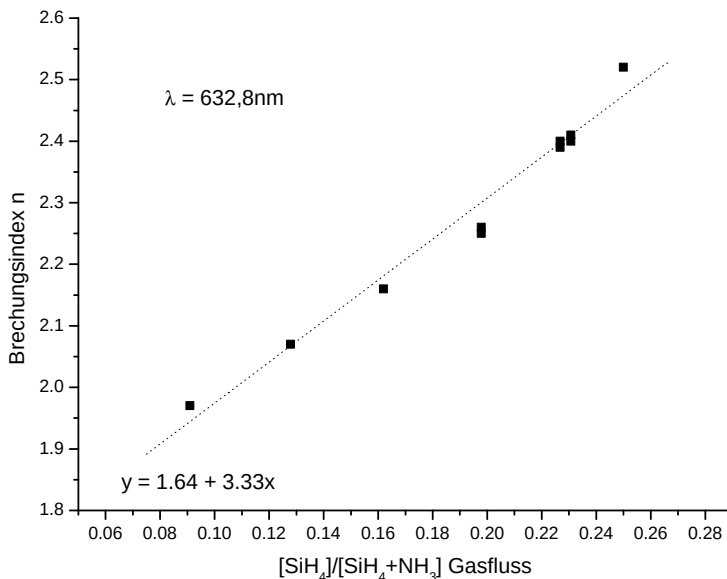


Abbildung 4.12.: Abhängigkeit des Brechungsindex von der Gaszusammensetzung von SiH₄ und NH₃ bei niederfrequenter Plasmaanregung (440 kHz)

on nachgewiesen und der Perkulationsgrenze der Si-Si-Bindungen zugeschrieben [64].

Dieses unterschiedliche Verhalten der SiN-Schichten lässt sich mit der fourier-transformierten Infrarotspektroskopie (FTIR) besser verstehen, da die integrale Betrachtung der Schichtzusammensetzung über den Brechungsindex in die einzelnen Schwingungsmoden der Bindungen aufgelöst wird.

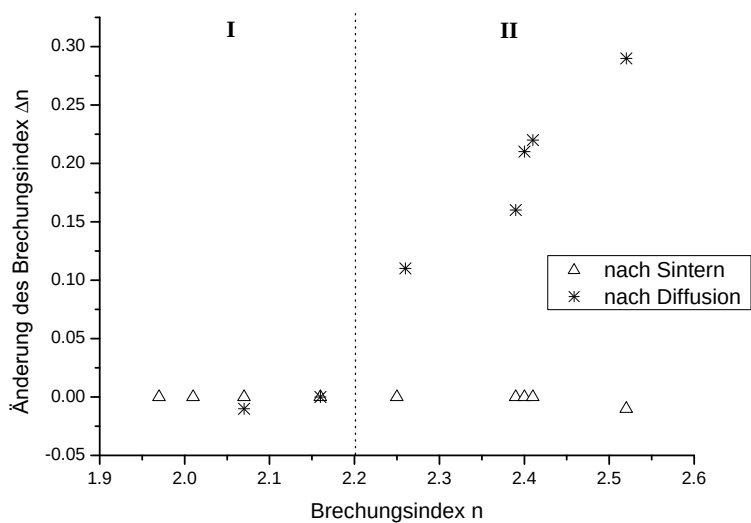


Abbildung 4.13.: Änderung des Brechungsindex durch Sintern bzw. Diffusion

4.3.2. Bindungsanalyse mit FTIR

Die Detailanalyse der Bindungen und Bindungsdichten mit FTIR erlaubt eine genauere Betrachtung der Schichtzusammensetzung, da nicht nur wie beim Brechungsindex das Verhältnis von $[Si]/[N]$ -Bindungen berücksichtigt wird, sondern auch die Dichte und Art der Einzelbindungen. Wie in Abschnitt 3.1.3 beschrieben, gibt es im wesentlichen drei Gruppen von Bindungen die relevant für die Schichtcharakterisierung sind, nämlich den $[Si-N]$ -, den $[Si-H]$ - und den $[N-H]$ -Bindungen [65, 66, 67].

Für die Charakterisierung des $Si_xN_y : H_z$ werden Schichten von 300-450 nm auf 0,35 Ω cm-Cz-Silizium abgeschieden. Die Probe wird in Transmission vermessen. Ein unbeschichteter Cz-Siliziumwafer gleicher Dotierung und Qualität wird ebenfalls in Transmission als Referenz gemessen. Die Spektren werden anschließend voneinander subtrahiert, so dass nur noch der Beitrag der $Si_xN_y : H_z$ -Schicht als normiertes Signal verbleibt. Es ermöglicht, die Bindungsdichten zu bestimmen. Dies wird mit dem Programm FTIR-fit ausgeführt, das A.R. Burgers am ECN entwickelte [68].

Wie bereits in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, besteht ein Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex und der Stöchiometrie. Neben des von Bustaret gefunden Zusammenhangs (vgl. Gleichung 3.4 auf S. 25) wurde von Classen et al. [69] der Zusammenhang über die Bindungsdichten von Si-H und N-H hergestellt. Classen et al. fassen diesen in die Formel 4.1 zusammen.

$$\frac{1}{x} = \frac{[Si]}{[N]} = 0,084 \frac{[Si-H]}{[N-H]} + 0,70 \quad (4.1)$$

Um die beiden Gleichungen miteinander zu vergleichen, wurden sie für SiN-Schichten nach der Abscheidung (ad) und nach dem Feuerungsschritt (ff) in einem Graphen geplottet (s. Abbildung 4.14). Aufgrund der Definition über den Brechungsindex sind für Gleichung 3.4 keine Abweichung von der Theorie zu erwarten. Jedoch ergibt sich für Gleichung 4.1 nur eine partielle Übereinstimmung mit der Theorie. Insbesondere im Bereich von $n = 2,05$ bis $n = 2,25$ gibt es erhebliche Abweichungen zu geringeren $[N]/[Si]$ -Verhältnissen.

Trotzdem wird der Brechungsindex als Kenngröße für die Stöchiometrie bei den weiteren Untersuchungen verwendet, da sich zukünftig ermittelte Zusammenhänge besser visualisieren lassen.

Im Folgenden werden sowohl die Bindungsdichten als auch die Bindungsarten, repräsentiert durch das Absorptionsmaximum, bestimmt und in den folgenden

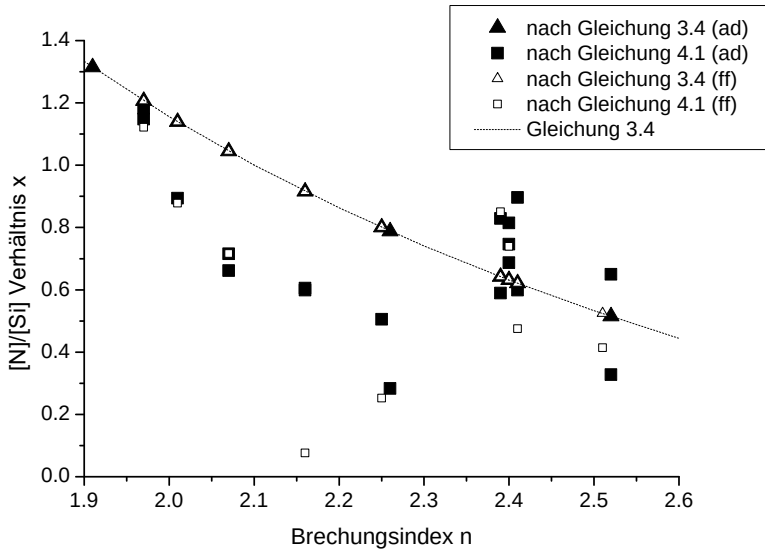


Abbildung 4.14.: Zusammenhang von Stöchiometrie und Brechungsindex

Abschnitten mit den Passivierungseigenschaften und Zellergebnissen korreliert. Insbesondere bei den Si-H-Bindungen lässt sich ein Zusammenhang zwischen Absorptionsmaximum und Passivierung herstellen [66]. Die Si-N-Bindungsdichte ist sowohl für die Volumen- als auch für die Oberflächenpassivierung entscheidend [67, 70].

4.3.2.1. Si-N-Bindungen

Untersuchungen der Bindungsdichten sind in drei verschiedenen Zuständen der SiN-Schichten ausgeführt worden. Zunächst erfolgte die Untersuchung nach der Abscheidung, danach wurde ein Teil der Proben einem Temperaturzyklus ausgesetzt, wie er beim Kontaktsintern durchgeführt wird. Der andere Teil der Proben wurde einer Phosphordiffusion unterzogen. Bei den diffundierten Proben wurde die PSG-Schicht mit Flusssäure und der einseitige Emitter mit heißer Natronlauge

sukzessive entfernt. Erst in diesem Zustand lässt sich die SiN-Schicht charakterisieren.

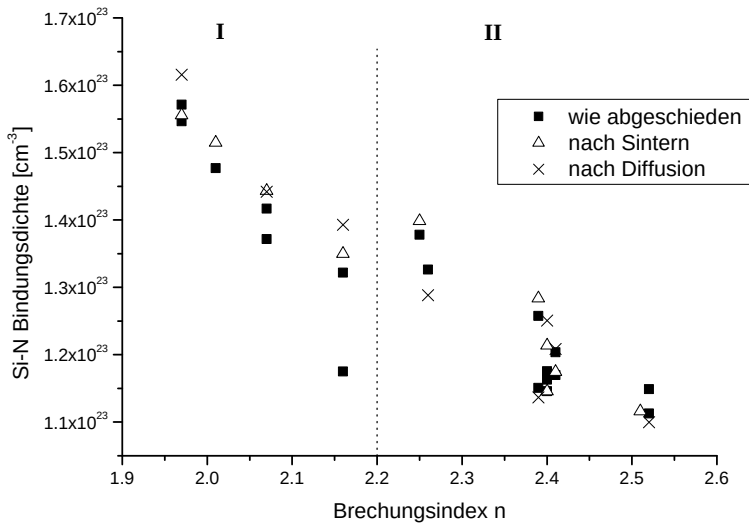


Abbildung 4.15.: Bindungsdichte der Si-N-Bindungen in Abhängigkeit des Brechungsindex n

Generell ist ein Trend von abnehmender Bindungsdichte mit steigenden Brechungsindex ersichtlich (s. Abbildung 4.15). Dieser basiert auf einem Anstieg der Bindungen bei Wellenzahl 850 und 1020 cm⁻¹. Bei der stöchiometrischen Schicht ist zudem die Bindungsdichte der lokal verzerrten Streckschwingung bei 790 cm⁻¹ deutlich reduziert. Erkennbar ist diese Verschiebung auch an der Peakposition der Si-N-Bindungen (s. Abbildung 4.16). Bei niedrigeren Brechungsindizes steigt die Wellenzahl des Si-N-Peaks an. Sowohl das Sintern als auch die Diffusion haben auf den ersten Blick nur geringen Einfluss auf die Si-N-Bindungsdichte.

Zusätzlich lässt sich aus der Veränderung der Peakposition nach der Diffusion schließen, dass sich die Bindungen restrukturiert haben. Um diese Veränderungen

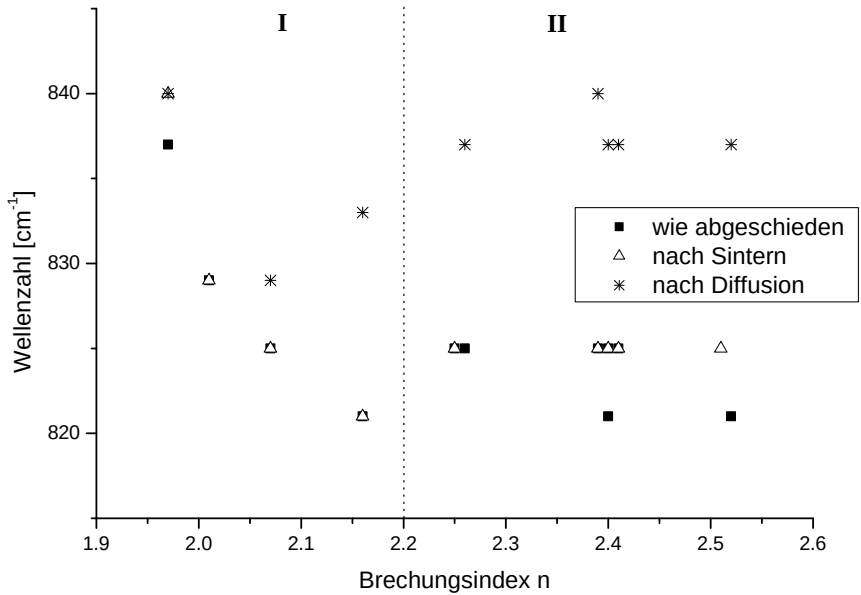


Abbildung 4.16.: Position des Si-N-Peaks nach der Abscheidung bzw. nach dem Sintern.

im Detail zu betrachten, werden die relativen Anteile der Bindungen an der Gesamtbindungsdichte für alle drei Zustände ermittelt. In [Abbildung 4.17](#) sind die Ergebnisse dargestellt.

Für den Ausgangszustand der SiN-Schicht steigt der relative Anteil der asymmetrischen Streckschwingung von $[N - Si_3]$ (Wellenzahl 850cm^{-1}) von niedrigen Brechungsindizes zu hohen stetig an. Hingegen zeigen die Streckschwingungen von $[H - SiN_3]$ bei Wellenzahl 1020cm^{-1} einen asymptotischen Verlauf von einem 25 prozentigen Anteil für stöchiometrische Schichten zu einem zehn prozentigen Anteil bei stark siliziumhaltigen SiN-Schichten. Die lokal verzerrten Streck-schwingungen bei Wellenzahl 790cm^{-1} zeigen ein dazu komplementäres Verhalten, das mit einem zwei prozentigen Anteil für stöchiometrische SiN-Schichten

beginnt und dann asymptotisch bei zehn Prozent für stark siliziumhaltigen SiN-Schichten endet.

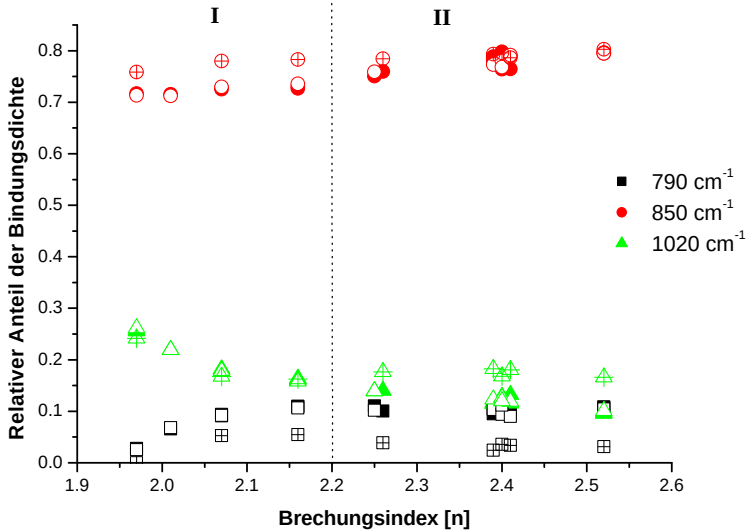


Abbildung 4.17.: Relativen Anteile der Bindungsarten an der Gesamtbindungs-dichte der Si-N-Bindungen (Gefüllte Symbole entsprechen dem Zustand nach der Abscheidung, offene Symbole nach dem Sintern und gekreuzte Symbole nach der Diffusion).

Der Sinterprozess hat auf die Si-N-Bindungen keinen signifikanten Effekt, so dass die Bindungsverteilung gleich der nach der Abscheidung ist. Nach der Diffusion zeigen sich für die SiN-Schichten wieder die beiden Regime. Während im Regime I ($n < 2.2$) die Reduktion der lokal verzerrten Streckschwingung bei Wellenzahl 790 cm^{-1} zu einem Anstieg der asymmetrischen Streckschwingung von $[N - Si_3]$ führt, gehen im Regime II die Bindungen von Wellenzahl 790 cm^{-1} in die Streckschwingung von $[H - SiN_3]$ bei Wellenzahl 1020 cm^{-1} über. Für beide Regime gilt, dass nur die Bindungen bei Wellenzahl 790 cm^{-1} reduziert werden, so dass von einer Relaxation der Schicht gesprochen werden kann.

Vergleicht man nun die ermittelten Werte mit den Werten aus der Literatur, so wird dort eine optimale Si-N-Bindungsdichte von $1,3 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ von Romijn et al. [71] bestimmt. Diese Bindungsdichte wird am ehesten von der hier untersuchten Schicht mit dem Brechungsindex $n = 2,25$ erreicht. Allerdings wurde die Optimierung für die Solarzellenvorderseite durchgeführt und nicht für die Anwendung auf der Rückseite.

Nicht nur die Optimierung für die einseitige Passivierung, sondern auch die Verwendung eines remote PECVD-Reaktors machen einen Vergleich der Absolutwerte nicht möglich. Die Si-N-Bindungsdichte gibt zwar die Möglichkeit der Charakterisierung, die Absolutwerte hängen jedoch vom Abscheideverfahren ab. So wurden mit einer remote PECVD-Anlage nur Si-N-Bindungsdichten von $0,8..1,1 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ erzielt mit einem vergleichbaren Bereich des Brechungsindex von $n = 1,95..2,45$ [72].

Die Zellergebnisse in Abschnitt 4.4.3 zeigen, dass eine Si-N-Bindungsdichte von $1,2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ für das hier untersuchte SiN zur Passivierung von p-Typ-Oberflächen optimal ist.

4.3.2.2. Si-H-Bindungen

Die Si-N-Bindungen bilden zwar den Hauptteil der Bindungen, allerdings haben auch die Si-H-Bindungen einen starken Einfluss auf die Schichteigenschaften und bilden neben den N-H-Bindungen die Basis zur Bestimmung des Wasserstoffgehalts einer Schicht. Die Aufteilung in zwei Regime kann auch bei den Si-H-Bindungen beobachtet werden (vgl. Abbildung 4.18). Bis zum Brechungsindex $n=2,15$ steigt die Bindungsdichte exponentiell an, während sie im übrigen Bereich nahezu konstant ist. Das Sintern bewirkt auch bei den Si-H-Bindungen nur geringe Änderungen, während die Diffusion eine Reduktion der Bindungsdichte um bis zu eine Größenordnung verursacht. Dies trifft vor allem auf die SiN-Schichten von Regime II zu und ist auf die Freisetzung von Wasserstoff zurück zu führen. Dies lässt sich auch in der Verschiebung der Peakposition erkennen (vgl. Abbildung 4.19). In Bereich I ändert sich nur die Dichte der SiN-Schicht mit $n=2,15$, bei den anderen SiN-Schichten bleibt die Dichte konstant.

Zu beobachten ist, dass die Peakposition der Si-H-Bindung linear bei steigenden Brechungsindex abfällt. Dies gilt sowohl für die Schichten direkt nach der Abscheidung als auch nach dem Sintern. Zurückzuführen lässt sich diese Beobachtung darauf, dass mit sinkenden Stickstoffgehalt der Schicht auch die Wahrchein-

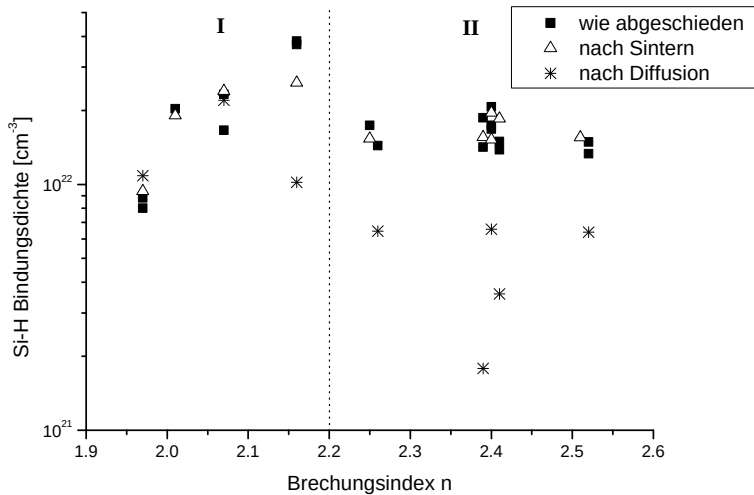


Abbildung 4.18.: Bindungsdichte der Si-H-Bindungen in Abhängigkeit des Brechungsindex n

lichkeit sinkt, dass Stickstoffatome mit dem Siliziumatom der Si-H-Bindungen verbunden sind und die entsprechenden Bindungen eine geringere Wellenzahl besitzen [73]. Die Bindungsstrukturen sind mit hoher Wellenzahl dichter. Sie erreichen ein Optimum für die Passivierungseigenschaften bei der Wellenzahl 2170 cm^{-3} [74]. Die Diffusion führt zur Neuordnung der Bindungen in Richtung Wellenzahlen größer als 2170 cm^{-3} . Nur bei Schichten die schon im abgeschiedenen Zustand eine höhere Peakposition als 2190 cm^{-3} hatten, reduziert sich die Peakposition. Dies legt die Vermutung nahe, dass sich H-Si-N_3 -Bindungen (Wellenzahl 2220 cm^{-1}) unter Freisetzung von Wasserstoff zu H-Si-SiN_2 -Bindungen (Wellenzahl 2140 cm^{-1}) rekonfigurieren. Nur bei einer SiN-Schicht bleibt die Peakposition konstant. Vermutlich kompensieren sich die Rekonfigurationsprozesse zufällig zur gleichen Peakposition.

Eine Detailanalyse der Einzelbindungen, wie bei den Si-N-Bindungen, ist nicht möglich. Zum einen können die Wellenzahlen nicht eindeutig einer Bindung zu

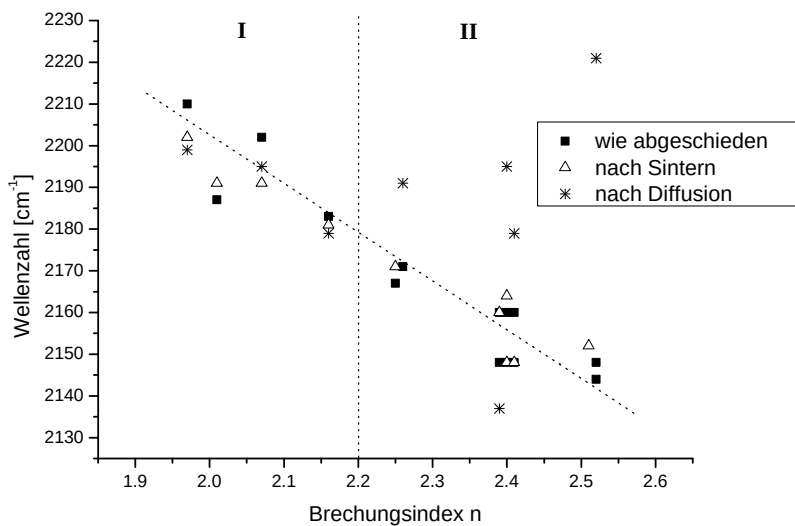


Abbildung 4.19.: Position des Si-H-Peaks nach der Abscheidung bzw. nach dem Sintern

geordnet werden (s. Wellenzahl 2140cm^{-1} in Tabelle 3.1) und zum anderen ist der Abstand der Einzelpeaks zu gering, um eine exakte Zuordnung zu erlauben.

4.3.2.3. N-H-Bindungen

Aufgrund der niedrigen Bindungsdichten sind die Messwerte teilweise stark verrauscht. Dennoch ist bei den Schichten nach der Abscheidung ein Trend zu geringeren Bindungsdichten bei steigenden Brechungsindex auszumachen (vgl. Abbildung 4.20). Sowohl nach dem Sintern als auch nach der Diffusion ist kein eindeutiger Zusammenhang feststellbar. Der teilweise Anstieg der Bindungsdichte ist wahrscheinlich auf das Messrauschen zurückzuführen.

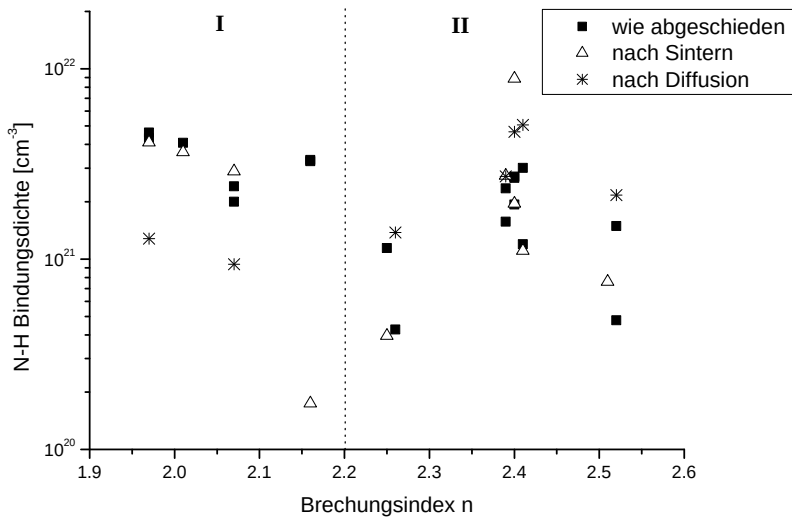


Abbildung 4.20.: Bindungsdichte der N-H-Bindungen in Abhängigkeit des Brechungsindex n

Da es nur einen Peak für N-H-Bindungen bei 3340 cm^{-1} gibt, sind die Abweichungen auf die Signalqualität bei geringen Bindungsdichten zurückzuführen. Die Peakpositionen werden trotzdem der Vollständigkeit halber aufgeführt (s. Abbildung 4.21). Weitere Informationen, außer der Signalqualität, lassen sich aus der Verschiebung nicht ableiten.

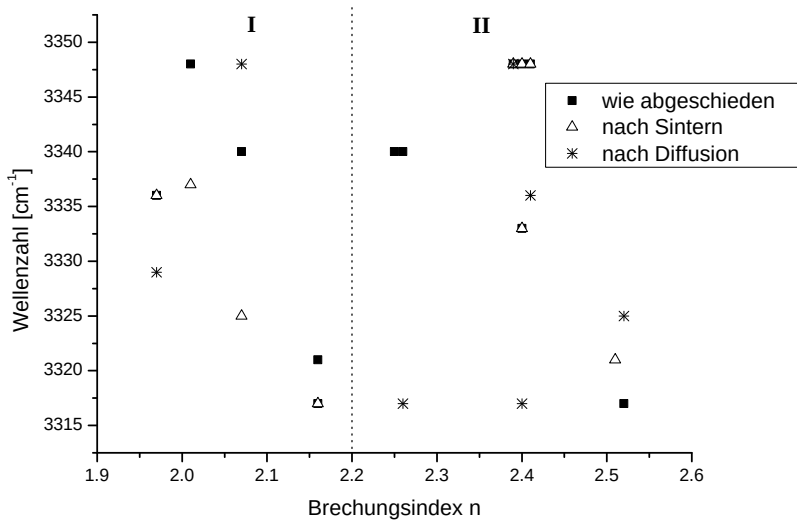


Abbildung 4.21.: Position des N-H-Peaks nach der Abscheidung bzw. nach dem Sintern

4.3.2.4. Wasserstoffgehalt der SiN-Schichten

Der Wasserstoff in den Siliziumnitridschichten hat mehrere Funktionen. Zum einen kann er offene Bindungen an der Grenzfläche zum Silizium absättigen, zum anderen kann er auch in das Silizium diffundieren und dort Defekte passivieren.

Der Wasserstoffgehalt der Siliziumnitridschichten lässt sich wie folgt aus den Bindungsdichten bestimmen. Der Wasserstoffgehalt einer Schicht entspricht dem Verhältnis der Summe aller wasserstoffhaltigen Bindungen zur Summe aller in der Schicht enthaltenen Bindungsdichten. Dieser Zusammenhang wurde von Weeber [67] festgestellt.

$$\text{Wasserstoffgehalt} = \frac{[\text{Si-H}] + [\text{N-H}]}{[\text{Si-N}] + [\text{Si-H}] + [\text{N-H}]} \quad (4.2)$$

mit $[X - Y]$ den entsprechenden Bindungsdichten

Angewendet auf die untersuchten Schichten ergibt sich ein Wasserstoffgehalt von 4 bis zu 27 % (s. Abbildung 4.22). Die abgeschiedenen Schichten enthalten zwischen 10 und 18 % Wasserstoff. Ausnahmen sind hier die stöchiometrische Schicht mit nur acht Prozent und die Schicht mit dem Brechungsindex $n = 2,15$ ca. 25 %. Wie aus den vorherigen Bindungsanalysen zu erwarten war, führt der Sinterschritt zu keinen nennenswerten Veränderungen im Wasserstoffgehalt. Die deutlich längere Diffusion reduziert den Wasserstoffgehalt jedoch bei allen Schichten auf deutlich unter zehn Prozent.

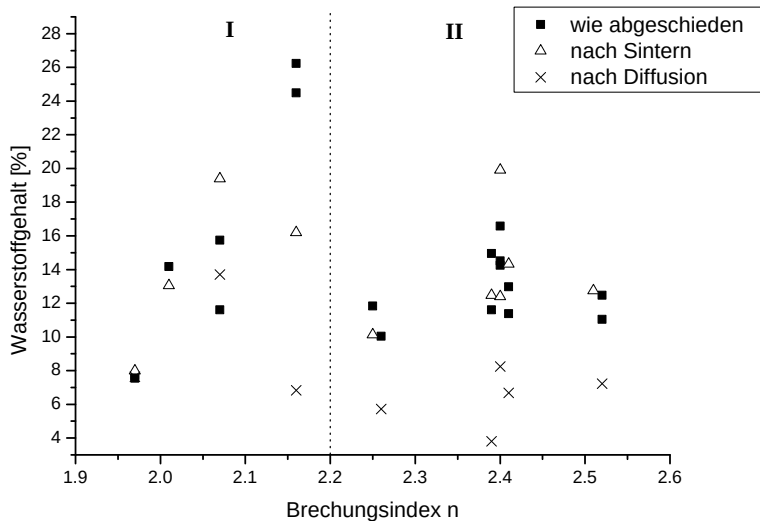


Abbildung 4.22.: Wasserstoffgehalt der Siliziumnitridschichten berechnet aus den Bindungsdichten

4.3.3. Ätzresistenz der Siliziumnitridschichten

Für die Prozessintegration ist es nötig, das Schichten entfernt werden können. Eine Variante zum vereinfachten Prozess zur Herstellung von beidseitig passivierten Solarzellen kann die Entfernung der Siliziumnitridschicht nach der Diffusion vorsehen und durch eine neue Siliziumnitridschicht ersetzen. Daher werden die strukturellen Untersuchungen mittels FTIR-Analyse durch Untersuchungen zur Prozessierbarkeit der SiN-Schichten erweitert.

Zur Bestimmung der Ätzrate von Siliziumnitrid wurde fünfprozentige Flußsäure verwendet. Die Ätzdauer variierte zwischen einer und zehn Minuten. Die SiN-Schichtdicken wurden mit einem Ellipsometer bestimmt.

Tabelle 4.4.: Ätzraten von Siliziumnitridschichten nach dem Sintern bzw. nach der Diffusion

Brechungsindex	Nach Sintern nm/min	Nach Diffusion nm/min
1,95	8,1	5,5
2,05	6,5	0,0*
2,15	5,0	0,0*
2,25	3,4	1,0
2,40	3,2	0,3
2,55	1,0	1,0

(*max. 10 min Ätzdauer)

Erwartungsgemäß ist die Ätzrate für stöchiometrische Schichten hoch, während mit steigendem Si-Anteil in der SiN-Schicht die Ätzrate sinkt [75] (Vgl. Tabelle 4.4). Die untere Grenze der Ätzrate von SiN stimmt mit der HF-Ätzrate von Silizium überein, so dass diese Schicht keine Selektivität gegenüber Silizium besitzt. Somit können diese SiN-Schichten schlechter prozessiert werden, da kein automatischer Ätzstop existiert.

Wurde die SiN-Schicht hingegen nicht einem Sinterschritt, wie bei der Kontaktformierung, ausgesetzt, sondern einer Diffusion, so reduziert sich die Ätzrate drastisch. Nur stöchiometrische SiN-Schichten sind noch entfernbar, da diese wie zuvor beschrieben die geringsten Veränderungen in den Wasserstoff-Bindungen erfahren. Die Schichten mit einem Brechungsindex von 2,05..2,15 lassen sich nicht entfernen. Auch die Schichten mit höherem Brechungsindex haben eine

reduzierte Ätzrate. Die reduzierte Ätzrate lässt sich mit dem reduzierten Wasserstoffgehalt der SiN-Schicht begründen, wie bereits von Knotter beobachtet wurde [76]. Schlussfolgend sind diese Schichten alle nahezu ätzresistent und erzwingen dadurch ein Verbleiben auf dem Substrat. Die oben beschriebene Variante des vereinfachten Herstellungsprozesses ist daher auf die Verwendung der stöchiometrischen SiN-Schicht beschränkt und wird nicht weiter verfolgt.

4.4. Passivierung von p-Typ Siliziumoberflächen und Solarzellenrückseiten

Die Passivierung von p-Typ Siliziumoberflächen mit Si_xN_y -H-Schichten basiert, wie in Abschnitt 2.5 beschrieben, auf zwei Mechanismen: Zum einen der Absättigung freier Bindungen an der Grenzfläche zum Silizium und zum anderen auf dem Feldeffekt. Beide Effekte werden in den folgenden Abschnitten untersucht, um den dominierenden Effekt zu bestimmen.

Zunächst werden die Einflüsse auf die Oberflächenpassivierung mit Minoritätsträgerlebensdauermessungen analysiert. Anschließend werden die festen Ladungen bestimmt, um den Feldeffekt mit in die Analyse einzubeziehen.

4.4.1. Oberflächenpassivierung mit SiN auf p-Typ Silizium

Im Folgenden werden die wesentlichen Einflussfaktoren der Oberflächenpassivierung mit Siliziumnitrid präsentiert. Hierzu wird die Analyse der SiN-Schichtzusammensetzung mit der Oberflächenpassivierung gekoppelt. Die Bestimmung der Oberflächenpassivierung erfolgt über die Messung der effektiven Ladungsträgerlebensdauer. Zur Umrechnung der effektiven Ladungsträgerlebensdauern in Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten werden die folgenden Lebensdauern im Volumen angenommen (vgl. Tabelle 4.5). Diese Lebensdauern bestimmen sich aus der intrinsischen Rekombination des dotierten Siliziums, wie es von Kerr vorgeschlagen wurde [36]. Der komplette Verlauf der intrinsischen Ladungsträgerlebensdauer ist in Abbildung 2.5 auf Seite 17 dargestellt.

Leitfähigkeit	$\tau_{bulk} [\text{ms}]$ $n = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$\tau_{bulk} [\text{ms}]$ $n = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
6,0 Ωcm	16,12	2,34
2,0 Ωcm	4,83	1,41
1,5 Ωcm	3,24	1,14
1,0 Ωcm	1,92	0,82
0,5 Ωcm	0,66	0,38

Tabelle 4.5.: Intrinsische Minoritätsträgerlebensdauern in Abhängigkeit vom Basiswiderstand und Minoritätsträgerdichte

4.4.1.1. Schichtzusammensetzung

Der Einfluss der Schichtzusammensetzung auf die Oberflächenpassivierung wurde auf 1,0 Ωcm FZ-Siliziumwafern untersucht. Das Siliziumnitrid wurde beidseitig abgeschieden, um eine symmetrische Probe zu erhalten. Anschließend wurde die effektive Minoritätsladungsträgerlebensdauer gemessen und unter Berücksichtigung der Symmetrie die effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit bestimmt.

Nach der Abscheidung weisen alle untersuchten Schichten eine nahezu identische Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von $\approx 75\text{ cm/s}$ auf (vgl. Abbildung 4.23).

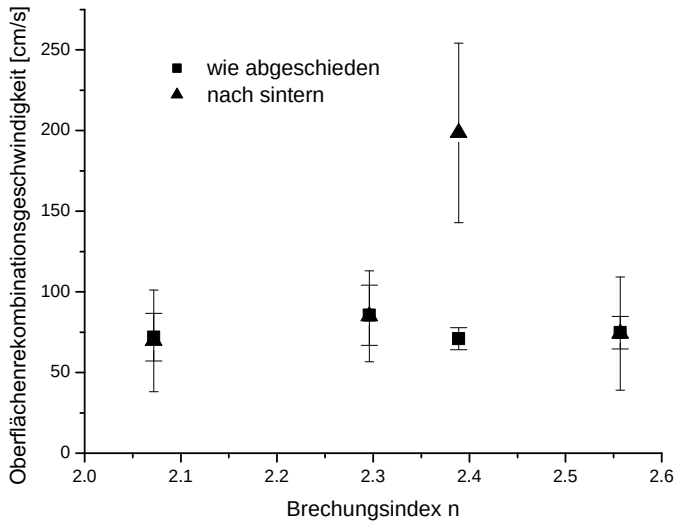


Abbildung 4.23.: S_{eff} in Abhängigkeit der Schichtzusammensetzung, hier repräsentiert durch den Brechungsindex n (alle Werte beziehen sich auf $\Delta n = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)

Die Wafer wurden einer Temperung unterzogen, die vergleichbar mit dem Kontaktsintern ist und erneut vermessen. Das Ergebnis ist, mit Ausnahme der Schicht mit Brechungsindex $n=2,4$, nahezu identisch mit den Werten nach der Abscheidung. Daher ist zu erwarten, dass diese Schichten auch in der fertigen Solarzelle ihre Passivierungseigenschaften beibehalten. Allerdings ist bei der Schicht mit Brechungsindex $n=2,4$ eine deutliche Degradation der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit festzustellen. Die Degradation ist auf das Abplatzen der Schicht während der Temperung zurückzuführen.

Zur Reduktion des Abplatzens der Siliziumnitridschicht während des Kontaktsinterns wurden auch Prozesse entwickelt, bei denen vor der Schichtdeposition ein reines NH_3 -Plasma gezündet wird [77]. Diese Stabilisierung der Schicht resultiert aus der Nitridation der Oberfläche und der daraus folgenden geringeren Grenzflächenzustandsdichte [78]. Beachtenswert ist, dass die SiN -Schichten mit NH_3 -Vorplasma erst nach dem Sinterschritt ihre Passivierungseigenschaften voll ausbilden (s. Abbildung 4.24). Insbesondere die nahezu stöchiometrische Schicht mit einem Brechungsindex von $n = 2,0$ reduziert die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von 300 cm/s auf unter 70 cm/s. Die wahrscheinlichste Ursache hierfür ist eine Absättigung von offenen Bindungen durch Wasserstoff, der während der Sinterung zur Grenzfläche diffundiert.

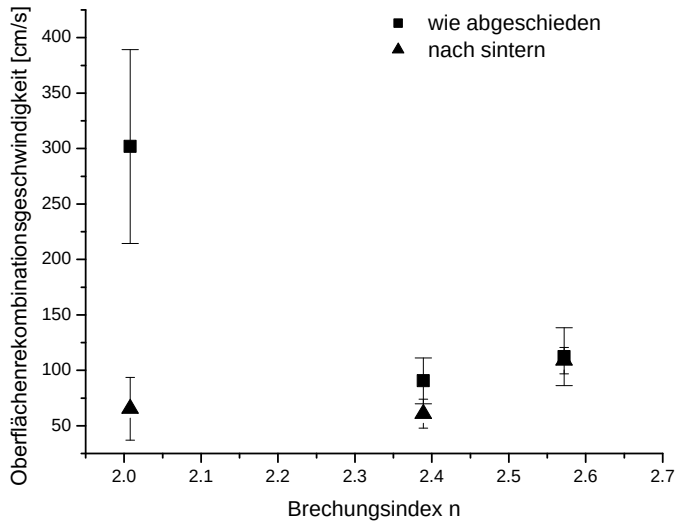


Abbildung 4.24.: S_{eff} in Abhängigkeit der Schichtzusammensetzung für SiN-Schichten mit NH_3 -Vorplasma (Alle Werte beziehen sich auf $\Delta n = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)

4.4.1.2. Einfluss der Diffusion

Im vereinfachten Herstellungsprozess von beidseitig passivierten Solarzellen wird die rückseitige Siliziumnitridschicht als Diffusionsbarriere vor der Phosphordiffusion aufgebracht. Sie muss allerdings auch nach der Diffusion Passivierungseigenschaften aufweisen. Insbesondere die thermische Belastung der Schicht bei der Phosphordiffusion mit mehreren Minuten bei über 800 °C kann zur Degradation führen, da sie deutlich höher ist als beim Kontaktsintern, das nur wenige Sekunden dauert.

Zur Bestimmung der Passivierung nach der Phosphordiffusion wurden die effektiven Ladungsträgerlebensdauern gemessen. Im Folgenden wurden Cz-Wafer mit 0,35 Ωcm Basiswiderstand und SiN auf der Rückseite sowie Phosphorsilikatglas (PSG) auf der Vorderseite verwendet. Als Referenz dient eine Probe mit PSG auf beiden Seiten.

Die Passivierungseigenschaften bleiben teilweise auch nach der Diffusion erhalten (vgl. Abbildung 4.25). Die Minoritätsladungsträgerlebensdauermessungen nach der Phosphordiffusion zeigen für Schichten bis zu einem Brechungsindex von $n = 2,2$ eine bessere Oberflächenpassivierung als das in der Diffusion gewachsene Phosphorsilikatglas. Jedoch kehrt sich dieser Trend um, sobald der Brechungsindex den Wert $n = 2,25$ übersteigt. Diese zwei verschiedenen Bereiche wurden auch schon in der FTIR-Analyse im vorherigen Kapitel 4.3.2 festgestellt. Des Weiteren ändert sich bei den Schichten mit hohen Brechungsindizes dieser drastisch nach der Diffusion, durchschnittlich um $\Delta n = 0,2$ mit steigender Tendenz bei größeren Brechungsindex. Allerdings ergeben sich in den untersuchten Solarzellen die höchsten Wirkungsgrade für Schichten mit einem Brechungsindex $n = 2,4$ (vgl. Abschnitt 4.4.3), so dass die gemessene effektive Ladungsträgerlebensdauer nicht direkt mit der Oberflächenpassivierung zu korrelieren scheint.

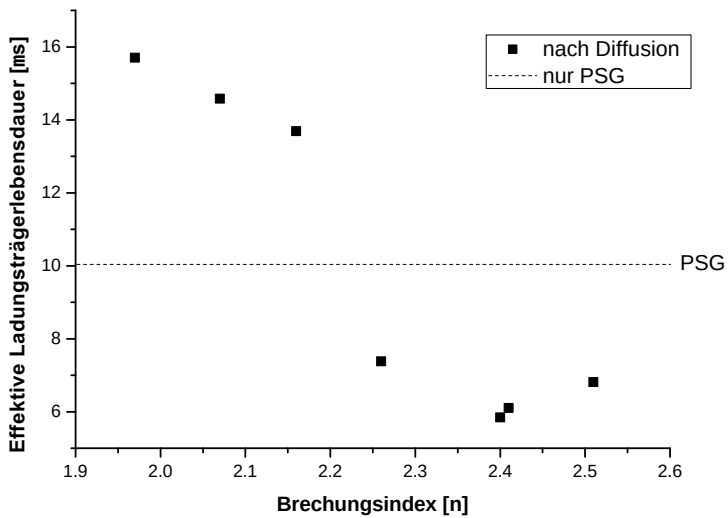


Abbildung 4.25.: Effektive Ladungsträgerlebensdauer von $0,35 \Omega\text{cm}$ Cz mit SiN auf der Rückseite und PSG auf der Vorderseite. Als Referenz ist eine Probe mit beidseitig PSG als senkrechte Linie eingefügt.

4.4.1.3. Schichtdicke

Neben der Schichtzusammensetzung ist die Schichtdicke für die Oberflächenpassivierung von entscheidender Bedeutung. Der volle Passivierungseffekt bildet sich bei SiN-Schichten erst ab einer bestimmten Schichtdicke aus [79]. In den ersten Nanometern der SiN-Schicht bilden sich die festen Ladungen aus und beeinflussen wesentlich den Passivierungseffekt. Die Minstdicke sollte bei 20 nm liegen [79], allerdings scheint diese Minstdschichtdicke anlagenabhängig zu sein.

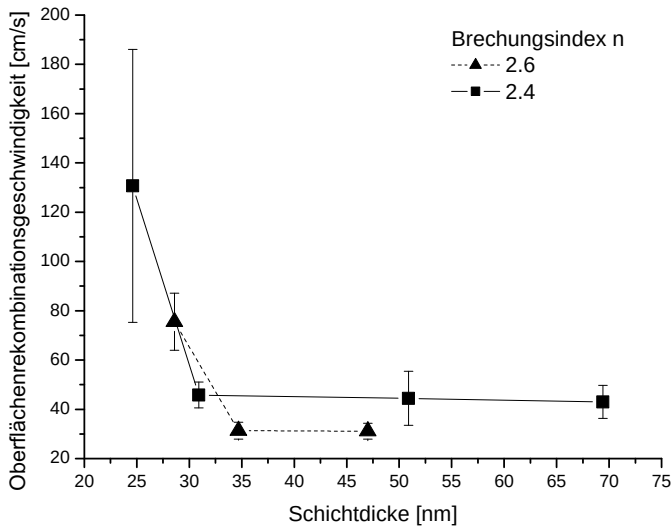


Abbildung 4.26.: S_{eff} in Abhängigkeit der Siliziumnitridschichtdicke auf 6 Ωcm Cz-Silizium bei $1,7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ Minoritätsladungsträgerdichte

Bei zwei exemplarisch untersuchten Schichten ($n=2,4$ und $2,6$) bildete sich der volle Umfang der Oberflächenpassivierung erst ab 30-35 nm aus (vgl. Abbildung 4.26). Die erzielte minimale Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit war mit $S_{eff} = 30 \text{ cm/s}$ sehr gering und zeigt, dass das 6 Ωcm Cz-Silizium sehr gut passiviert werden kann. In den weiteren Untersuchungen wurden nur noch Schichten

mit mindestens 30 nm Schichtdicke verwendet, um eine ausreichende Passivierung zu gewährleisten.

4.4.1.4. Oberflächenstruktur

Das untersuchte Zellkonzept soll sowohl auf Czochralski- als auch auf multikristallinem Silizium eingesetzt werden. Daher muss die Oberflächenpassivierung auf verschiedenen Topologien effektiv funktionieren. Die industriell eingesetzten Oberflächenstrukturen sind sehr unterschiedlich. Exemplarisch wurden drei verschiedene Oberflächentopologien untersucht, nämlich eine glanzgeätzte Oberfläche sowie eine alkalisch und eine sauer texturierte Oberfläche.

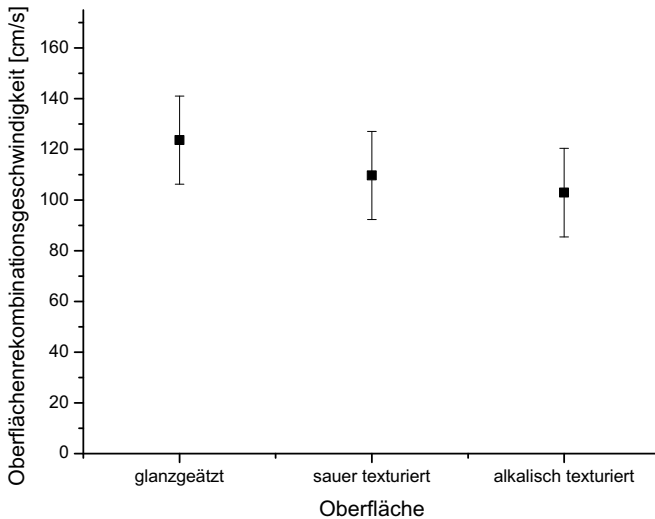


Abbildung 4.27.: Einfluss der Oberflächenstruktur auf S_{eff} (1 Ωcm FZ-Silizium bei $1,5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ Minoritätsladungsträgerdichte)

Die glanzgeätzte Oberfläche repräsentiert den Idealfall, da die zu passivierende, effektive Oberfläche gering ist. Die alkalisch und die sauer texturierte Oberfläche

stellen den Realfall dar. Diese beiden Texturen unterscheiden sich sowohl in den Ätzlösungen als auch in den resultierenden Strukturen. Die saure Textur bildet die Oberfläche auf multikristallinem Silizium nach. Da sie isotrop ätzt, bildet sie ähnliche Strukturen auf multi- wie auf monokristallinen Silizium. Die alkalische Textur hingegen ätzt anisotrop und wird daher industriell nur auf monokristallinen Silizium eingesetzt. Aufgrund des anisotropen Ätzens bilden sich auf monokristallinem Silizium (Kristallorientierung $\langle 100 \rangle$) Zufallspyramiden.

Alle drei Oberflächen wurden in den Versuchen ausreichend passiviert. Eigentlich wäre zu erwarten, dass aufgrund der höheren effektiven Oberflächen die alkalisch und sauer texturierten Wafer eine höhere effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit besitzen als die glanzgeätzten. Entgegen dieser Erwartung sind die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten der texturierten Oberflächen marginal geringer als die der glanzgeätzten Oberflächen (vgl. Abbildung 4.27). Diese Verbesserung liegt jedoch innerhalb der Standardabweichung und ist daher vernachlässigbar. Daher stellen die hier betrachteten Texturen keine Limitierung für die Oberflächenpassivierung dar und können in den folgenden Prozessen eingesetzt werden.

4.4.2. Feste Ladungen in der Siliziumnitridschicht

Der zweite wesentliche Einflussfaktor auf die Passivierungseigenschaften sind die festen Ladungen in der Siliziumnitridschicht. Der entscheidende Einfluss von festen Ladungen auf die Leitfähigkeit der Inversionsschicht wurde von Elmiger et al. [79] festgestellt. Sie ist für den Einsatz als rückseitige Passivierungsschicht relevant, da der Strom durch diese Schicht zum Rückseitenkontakt gelangen muss.

Im Versuch wurden zur Bestimmung der festen Nitridladungsdichte des Siliziumnitrides Schichten von 350-450 nm auf 0,5 Ωcm Czochralskisilizium abgeschieden und zu (Metal-Nitride-Silicon) MNS-Kondensatoren prozessiert. Auf der Vorderseite wurde Aluminium aufgedampft und anschließend zu Kontakten mit einem Durchmesser von 0,3 mm strukturiert. Rückseitig wurde das Silizium ganzflächig mit Aluminium bedampft.

Die festen Siliziumnitridladungen von gesinterten Schichten lassen sich in zwei Bereiche aufteilen, die sich auch schon im vorherigen Abschnitt herausgebildet haben. Nämlich das Regime I $n = 1,95$ bis $n = 2,15$, in dem die feste Siliziumnitridladungsdichte von $4,9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ auf $2,6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ nahezu exponentiell

ansteigt (s. Abbildung 4.28) und das Regime II von $n = 2,25$ bis $n = 2,55$, in dem die feste Ladungsdichte bei $1,0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ nahezu konstant bleibt.

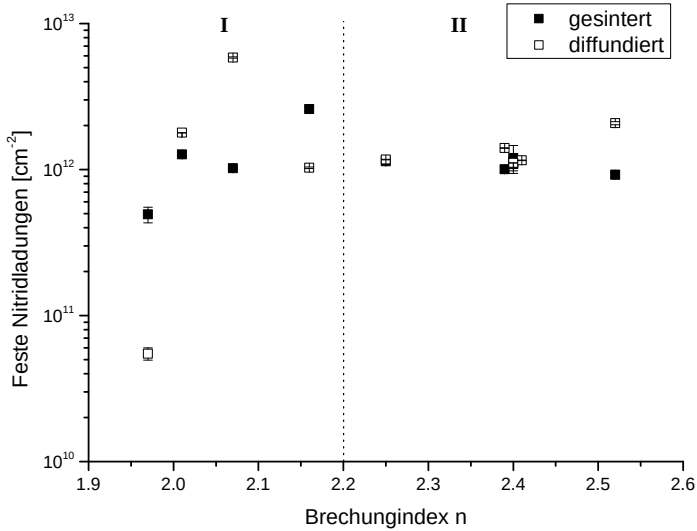


Abbildung 4.28.: Feste Ladungen in der Siliziumnitridschicht in Abhängigkeit des Brechungsindex

Eine Korrelation der festen Ladungsdichten nach der Diffusion ist für die SiN-Schichten nicht direkt herzustellen. Die Ladungsdichten im ersten Regime verhalten sich sehr unterschiedlich. Bemerkenswert ist die extrem niedrige Ladungsdichte von $5,5 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ für die nahezu stöchiometrische Schicht. Die Restrukturierung von offenen Stickstoffbindungen ist die naheliegendste Erklärung für die Reduktion der festen Ladungen. Da die starken Veränderungen der festen Ladungen nur in Regime I ($n = 1,95..2,15$) vorliegen, kommen nur offene Stickstoffbindungen in betracht [64], denn diese sind nur in SiN-Schichten mit geringen Siliziumgehalt vorhanden. Währenddessen sind offene Siliziumbindungen in allen SiN-Schichten vorhanden. Eine andere mögliche Erklärung für die starke Reduktion könnte eine Neutralisation der festen positiven Ladungen durch eindringendes

Phosphor während der Diffusion sein. Allerdings lässt sich damit nicht der Anstieg der festen Ladungen der Schicht mit $n = 2,05$ erklären. Im zweiten Regime ($n = 2,25..2,55$) bleiben die festen Ladungen nahezu konstant bei $1,5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$.

Als weiterer Effekt wurde beobachtet, dass Schichten ohne ein NH_3 -Vorplasma bei C-V-Messungen eine n-Typ Charakteristik auf p-Typ-Wafern zeigen. Dies basiert vermutlich auf der Ausbildung einer amorphen Siliziumschicht mit geringen Stickstoffgehalt (unter 2%) an der Grenzfläche, denn solche Schichten zeigen ein n-Typverhalten [80]. Die Nitridation der Oberfläche durch ein NH_3 -Plasma verhindert dies.

Alle Schichten zeigen nach der Diffusion die erwartete p-Typcharakteristik, so dass dies neben der Modifikation der Grenzfläche bei Schichten ohne NH_3 -Vorplasma auch als Indiz für die Wirksamkeit des Siliziumnitrides als Diffusionsbarriere gewertet werden kann. Denn sollte Phosphor die Grenzfläche von SiN und Silizium erreichen, so bildet sich eine negativ dotierte Schicht aus und eine n-Typ Charakteristik würde sich in den C-V-Messungen zeigen.

Ergänzend zu den festen Ladungen werden die umladbaren Zuständen betrachtet. Bei den umladbaren Zuständen ist für die gesinterten Proben ein nahezu stetiger Anstieg der Zustandsdichte zu erkennen. Der Anstieg beginnt bei $9,6 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ für die stöchiometrische Schicht und steigt bis zu $8,1 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ an für die stark siliziumhaltige Schicht mit einem Brechungsindex von $n = 2,55$. Eine Ausnahme bildet die Schicht mit $n = 2,05$, deren Dichte von umladbaren Zuständen höher ist als bei der folgenden Schicht (vgl. Abbildung 4.29).

Eine ähnliche Verteilung ergibt sich auch bei den diffundierten Proben, nur dass hier die Schicht mit dem Brechungsindex $n = 2,4$ eine extrem niedrige Zustandsdichte von ungefähr $5,8 \times 10^9 \text{cm}^{-2}$ erzielt. Daher kann vermutet werden, dass diese niedrige Zustandsdichte die Ursache für die guten Resultate der SiN-Schicht ($n = 2,4$), insbesondere im vereinfachten beidseitig passivierten Solarzellenprozess, ist. Die umladbaren Zustände beinhalten unter anderem auch die Grenzflächenzustände, so dass dies auf gute Oberflächenpassivierungseigenschaften hindeutet.

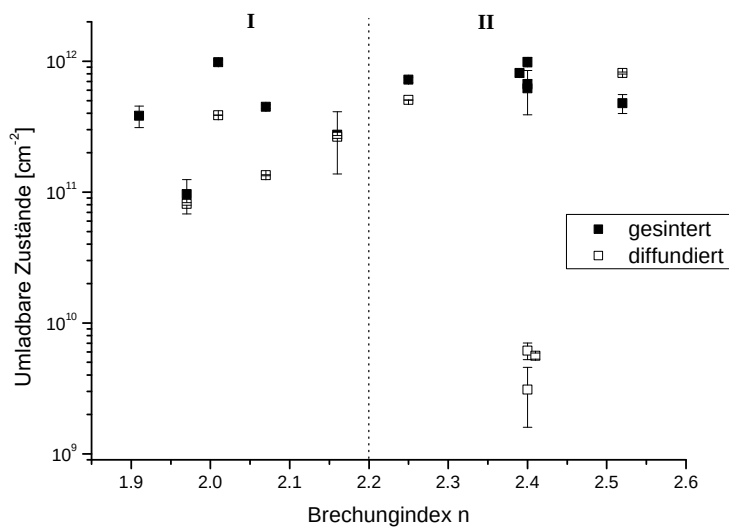


Abbildung 4.29.: Umladbare Zustände der Siliziumnitridschicht in Abhängigkeit des Brechungsindex

4.4.3. Multikristalline beidseitig passivierte Siliziumsolarzellen

Im Herstellungsprozess von beidseitig passivierten Solarzellen wird der Einfluss der SiN-Schichtstöchiometrie auf die Zelleffizienz näher betrachtet. Dazu werden Solarzellen mit verschiedenen SiN-Schichten auf der Rückseite hergestellt und mit Solarzellen ohne SiN-Schicht und offenen Rückseitenkontakt sowie mit Solarzellen mit Aluminium Back surface field verglichen. Die passivierten Solarzellen wurden mit dem vereinfachten Prozess hergestellt. Eine Abbildung des Prozesses ist auf Seite 54 zu finden.

Da alle bisher untersuchten SiN-Schichten auf den Teststrukturen eine ausreichend hohe Passivierung aufweisen, wurden zunächst die vier Schichten mit den geringsten festen Ladungen ausgewählt ($n=2,0$, $n=2,3$, $n=2,4$ und $n=2,6$). Zu erwarten ist, dass eine geringe feste Ladungsdichte zu einer geringeren Rekombination an der Rückseite führt, da die Bandverbiegung geringer ausfällt.

Tabelle 4.6.: Solarzellenparameter für verschiedene Rückseitenkontakte. Für den Rückseitenkontakt sind der Brechungsindex und der Metallisierungsgrad in Prozent angegeben. Als Basismaterial wurde alkalisch geätztes $1\ \Omega\text{cm}$ mc-Si verwendet.

Vorderseiten Beleuchtung IV				
Rückseitenkontakt	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	Füllfaktor [%]	η [%]
n=2,6, 30%	31,1±0,3	607,0±1,9	77,5±1,0	14,6±0,1
n=2,4, 30%	31,7±0,1	609,6±1,4	76,1±0,4	14,7±0,1
n=2,3, 30%	30,2±0,4	603,7±1,0	76,6±0,4	14,0±0,2
n=2,0, 30%	30,5±0,1	607,7±1,1	76,6±0,1	14,2±0,1
ohne SiN, 30%	31,0±0,1	597,4±0,7	75,7±0,6	14,1±0,1
Al-BSF	31,1±0,1	608,9±0,5	75,9±0,3	14,4±0,1
Rückseiten Beleuchtung IV				
n=2,6, 30%	13,2±0,2	583,5±1,3	78,5±1,3	6,0±0,1
n=2,4, 30%	14,7±0,4	592,5±0,8	77,9±0,3	6,8±0,2
n=2,3, 30%	12,9±0,2	584,3±0,8	79,0±0,3	6,0±0,2
n=2,0, 30%	13,2±0,4	588,1±0,9	78,9±0,1	6,1±0,1

(Die Werte sind über Gruppen von mindestens vier Solarzellen gemittelt. Die Fehler geben die Standardabweichung für jede Gruppe an.)

Generell steigert eine effektiv passivierte Rückseite der Solarzelle vor allem die Leerlaufspannung und die Kurzschlussstromdichte. Bei den durchgeführten Messungen ist die Leerlaufspannung verglichen mit den Zellen ohne SiN bei fast allen SiN-Schichten um über 10 mV angestiegen (vgl. Tabelle 4.6). Eine Ausnahme bildet die Schicht mit Brechungsindex $n = 2,3$. Hier erfolgte ein Anstieg der Leerlaufspannung von 6 mV. Die Zellen mit Aluminium-BSF erzielen vergleichbare Leerlaufspannungen wie die SiN-passivierten Zellen. Dies passt zu der Erkenntnis, dass auch ein Aluminium-BSF eine gewisse Oberflächenpassivierung durch die Bildung einer hohen Aluminiumdotierung auf der Rückseite erzielt [81].

Die Kurzschlussstromdichten sind sowohl für die stöchiometrische SiN-Schicht als auch für die SiN-Schicht mit $n = 2,3$ deutlich geringer als beim Referenzprozess mit Aluminium Back surface field und bei den siliziumreichen SiN-Schichten mit $n = 2,4$ und $n = 2,6$. Die hohen Kurzschlussstromdichten der siliziumreichen SiN-Schichten deuten auf eine bessere Oberflächenpassivierung der Rückseite hin. Bei der Schicht mit einem Brechungsindex von $n = 2,4$ wird die Kurzschlussstromdichte um $0,6 \text{ mA/cm}^2$ erhöht und resultiert in einer Wirkungsgradsteigerung von 0,3 % absolut im Vergleich zu der Zelle mit Aluminium-BSF.

Die erzielten Füllfaktoren der Solarzellen zeigen keine Limitierung im Zusammenhang mit der Passivierung respektive dem Serienwiderstand und liegen zwischen 76 % und 77,5 %.

Die Unterschiede der SiN-Schichten bei der Oberflächenpassivierung zeigen sich besonders deutlich, wenn die IV-Kennlinie von der Rückseite bestimmt wird (vgl. Tabelle 4.6 unterer Teil). Die insgesamt niedrigeren Leerlaufspannungen lassen sich direkt durch die niedrigen Stromdichten und den Zusammenhang $V_{oc} = kT/q \times \ln(J_{sc}/J_0 + 1)$ erklären. Die Unterschiede in den Kurzschlussstromdichten sind bei rückseitiger Beleuchtung stärker ausgeprägt ($\Delta J_{sc,rel} = 13,9\%$), folgen aber den gleichen Trends wie auf der Vorderseite. Auch bei der Beleuchtung von der Rückseite ist die Zelle mit der SiN-Schicht mit $n = 2,4$ am effizientesten.

Die relativ geringen Kurzschlussstromdichten auf der Rückseite haben mehrere Ursachen. Einerseits ist die Siliziumnitridschicht nur 30 nm dick und stellt daher keine Antireflexionsschicht dar (Reflexion im Mittel ca. 25 %). Andererseits ist die Flächenbelegung des Kontaktes mit 30 % auf der Rückseite deutlich höher als auf der Vorderseite (üblicherweise 8-10 %) und führt durch die höhere Abschattung auch zu weniger Ladungsträgergeneration. Und schlussendlich ist der pn-Übergang bei rückseitiger Beleuchtung weit von der Lichtquelle entfernt, so

dass das Einsammeln der Ladungsträgerpaare schwieriger ist. Eine höhere Diffusionslänge wird zum Erreichen des pn-Überganges benötigt. Daher reagiert die Rückseite sensitiver auf Änderungen in der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Rückseite.

Die Unterschiede in der Oberflächenpassivierung werden in rückseitigen internen Quanteneffizienzmessungen noch deutlicher als in der Kurzschlussstromdichte mit Rückseitenbeleuchtung (s. Abbildung 4.30). Aufgrund der monochromatischen Beleuchtung kann die Generationstiefe der Ladungsträger in der Solarzelle bestimmt werden. Kurzwellige Ultraviolett-Strahlung (UV) wird nahe der Oberfläche absorbiert, langwelliges Infrarot (IR) dringt tief in die Solarzelle ein bzw. durchdringt sie zum Teil.

Zur Bestimmung der Oberflächenpassivierungseigenschaften wird daher der Wellenlängenbereich von 350 bis 800 nm näher betrachtet, wobei eine hohe Quanteneffizienz eine niedrige Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit bzw. hohe Diffusionslänge repräsentiert. Die Trennung von Oberflächenpassivierung und Diffusionslänge erfolgt über das Verhältnis der internen Quanteneffizienz zwischen 350 bis 800 nm und Maximum der internen Quanteneffizienz bei infraroten Wellenlängen.

Die Solarzellen ohne SiN auf der Rückseite zeigen im kurzwelligen Spektralbereich keine nennenswerte Quanteneffizienz. Simulationen mit PC1D ergeben für diesen Rückseitenkontakt eine effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von $S_{eff} = 100.000 \text{ cm/s}$. Der Peak im Infrarotbereich zeigt, dass auch ohne Oberflächenpassivierung Strom im Bereich des pn-Übergangs generiert wird. Die beiden siliziumreichen SiN-Schichten zeigen ein deutlich erhöhtes Plateau im Wellenlängenbereich von 350 bis 800 nm. Aus der Höhe ergibt sich mit PC1D ein $S_{eff} = 1.500 \text{ cm/s}$ für die SiN-Schicht mit $n = 2,6$ und für die Schicht mit $n = 2,4$ ein $S_{eff} = 1.000 \text{ cm/s}$. Der Abfall des Plateaus beginnend bei 400 nm in Richtung kleinerer Wellenlängen ist auf die hohe Absorption in diesen SiN-Schichten zurückzuführen.

Zur genaueren Analyse der Zellparameter werden für die Interpretation der Passivierung zusätzlich die gefitteten Parameter aus dem Zweidiodenmodell herangezogen. Die Werte wurden aus den vorderseitig gemessenen Hellkennlinien extrahiert und sind in Tabelle 4.7 dargestellt.

Die zu erwartende Reduktion von J_{01} blieb aus. Im Gegenteil, die Zellen mit $n = 2,6$ weisen sogar die höchsten Werte auf, obwohl J_{01} die direkte Rekombination in Basis und Emitter widerspiegelt. Für J_{02} , welches die SRH-Rekombination

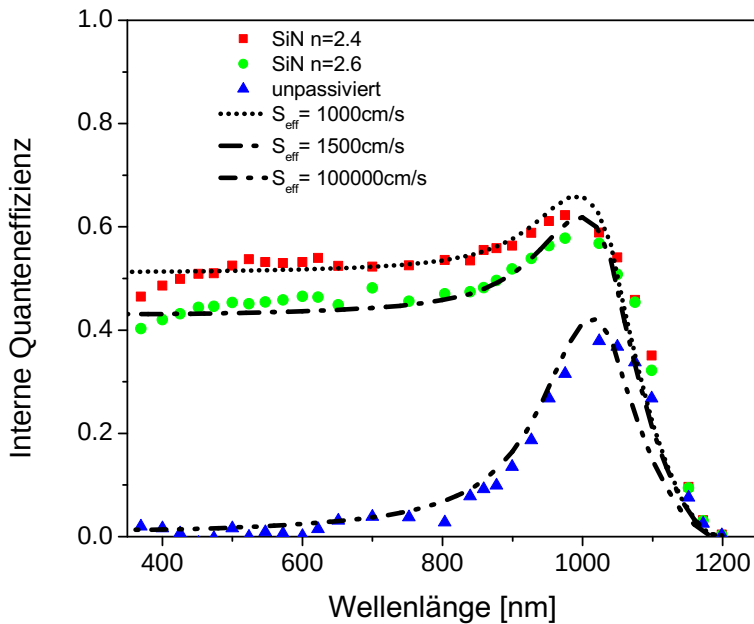


Abbildung 4.30.: Rückseitige interne Quanteneffizienz für verschiedene Siliziumnitridschichten, als Kontrolle dient eine Solarzelle ohne SiN auf der Rückseite.

im pn-Übergang widerspiegelt, lässt sich zwar für passivierte Zellen tendenziell eine Reduktion erkennen, aber gerade für die Zellen mit der SiN-Schicht mit $n = 2,4$ steigt der Wert. Die hohen J_{01} - und J_{02} -Werte für die Zellen ohne SiN-Schicht und der Schicht mit $n = 2,3$ deuten auf nicht vorhandene bzw. eine schlechte Passivierung. Dadurch lassen sich die schlechten IV-Parameter erklären. Die größte Auswirkung der Rückseitenpassivierung zeigt sich in der Fotostromdichte, so dass die klassische Interpretation des zwei Diodenmodells bezüglich der Rekombination nicht zutreffend ist. Bei den hier betrachteten Solarzellen ist die Fotostromdichte vor allem für die mit stark siliziumhaltigen SiN-Schichten passivierten Solarzellen ($n = 2,4$ und $2,6$) erhöht.

Tabelle 4.7.: Gefittete Parameter nach dem Zwei-Dioden-Modell für verschiedene SiN-Schichtzusammensetzungen

Rückseiten- kontakt	J_{01} [A/cm ²]	J_{02} [A/cm ²]	J_{ph} [mA/cm ²]	R_s [Ωcm ²]	R_p [Ωcm ²]
n=2,6, 30%	1,32E-12	4,00E-8	31,0	0,518	> 10000
n=2,4, 30%	1,04E-12	5,76E-8	31,7	0,630	> 10000
n=2,3, 30%	1,25E-12	6,31E-8	30,4	0,702	> 10000
n=2,0, 30%	1,08E-12	5,55E-8	30,7	0,687	> 10000
ohne, 30%	1,67E-12	6,58E-8	31,1	0,625	2480
Al-BSF	1,06E-12	5,60E-8	30,8	0,537	> 10000
n=2,4, 18%	1,05E-12	4,99E-8	32,2	0,751	> 10000

Die Parallelwiderstände der untersuchten Solarzellen erreichten alle ausreichend hohe Werte. Beim Fitten des Parallelwiderstandes (R_p) werden jedoch unrealistisch hohe Werte ermittelt, daher wird hier nur $> 10.000 \Omega\text{cm}^2$ angegeben. Der aus dem hohen Parallelwiderstand resultierende Fehler beim Fitten ist vernachlässigbar, da die Steigung nahe dem Kurzschlusspunkt sehr gering ist.

Der Anstieg des Serienwiderstandes weist auf Verluste in der Basis oder durch den Kontaktwiderstand hin, denn die Vorderseiten sind identisch prozessiert. Jedoch ist der Anstieg unproblematisch, da die Füllfaktoren größer als 76 % sind.

Aufgrund der nur geringen Erhöhung des Serienwiderstandes und der hohen Werte bei den Füllfaktoren, wurde die Metallisierung von 30 % auf 18 % reduziert. Diese Verringerung sollte zu einem weiteren Anstieg der Kurzschlussstromdichte und somit zu einer weiteren Steigerung des Wirkungsgrades führen. Denn die Rekombination an der Rückseite wird durch einen größeren Flächenanteil des Siliziumnitrids weiter reduziert. Bei der Reduktion des Metallisierungsgrades konnte die erwartete Steigerung in der Kurzschlussstromdichte auch beobachtet werden (vgl. Tabelle 4.8). Bezogen auf die Aluminium-BSF-Referenz erhöht sich die Kurzschlussstromdichte um $\Delta J_{sc} = 0,8 \text{ mA/cm}^2$ und führt zu einer Wirkungsgradsteigerung von $\Delta\eta = 0,6 \text{ \% (abs.)}$.

Die gefitteten Werte nach dem Zweidiodenmodell weisen auch im Fall der reduzierten Metallisierung vor allem eine erhöhte Fotostromdichte auf (s. Tabelle 4.7). Die Reduktion des Metallisierungsgrades auf 18 % führt jedoch auch zu einer deutlichen Erhöhung des Serienwiderstandes um ungefähr $0,2 \Omega\text{cm}^2$ im Vergleich

Tabelle 4.8.: Solarzellenparameter für verschiedene rückseitige Metallisierungsgrade in Prozent. Als Basismaterial wurde alkalisch geätztes 1 Ωcm mc-Si verwendet.

Vorderseiten Beleuchtung IV				
Rückseitenkontakt	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	Füllfaktor [%]	η [%]
30%	31,7±0,1	609,6±1,4	76,1±0,4	14,7±0,1
18%	31,9±0,3	608,9±4,0	77,1±0,6	15,0±0,1
Al-BSF	31,1±0,1	608,9±0,5	75,9±0,3	14,4±0,1
Rückseiten Beleuchtung IV				
n=2,4, 30%	14,7±0,4	592,5±0,8	77,9±0,3	6,8±0,2
n=2,4, 18%	17,4±0,1	598,0±0,1	78,7±0,1	8,2±0,1

(Die Werte sind über Gruppen von mindestens vier Solarzellen gemittelt. Die Fehler geben die Standardabweichung für jede Gruppe an)

zur Referenzzelle. Dieser Anstieg ist allerdings unkritisch, da er den Füllfaktor nicht limitiert. Zurückzuführen ist der höhere Serienwiderstand auf die Aufweitung der Strompfade in der Basis (vgl. Anhang C) und einem stärkeren Einfluss des Kontaktwiderstandes durch die geringere Kontaktfläche. Untersuchungen zu Kontaktwiderständen werden im folgenden Kapitel 4.5.1 näher präsentiert.

Die Messung der Solarzellenparameter bei rückseitiger Beleuchtung zeigen für die Solarzellen mit reduzierter Metallisierung eine Steigerung des Wirkungsgrades um 1,4 % absolut. Aufgrund der geringeren Abschattung der Rückseite und einem größeren siliziumnitridpassivierten Flächenanteil steigt die Kurzschlussstromdichte um 2,7 mA/cm². In rückseitigen Quanteneffizienzmessungen (s. Abbildung 4.31) zeigt sich zudem die Reduktion der effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit durch die größere passivierte Fläche von 1.000 cm/s auf nur noch 500 cm/s. Diese Werte wurden anhand von Simulationen der IQE mit PC1D bestimmt.

Auch bei vorderseitigen IQE-Messungen kann die rückseitige Oberflächenpassivierung nachgewiesen werden. Hier ist der IR-Bereich relevant, da erst Licht ab einer Wellenlänge von ca. 800 nm die Rückseite einer 180 μm dicken Solarzelle erreicht.

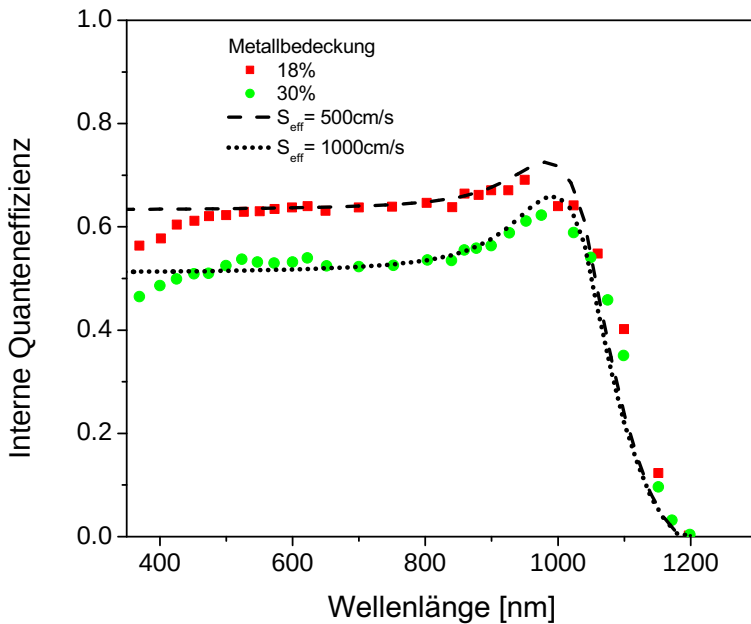


Abbildung 4.31.: Rückseitig gemessene interne Quanteneffizienz in Abhängigkeit des rückseitigen Metallisierungsgrades

Ab 900 nm zeigt sich in der IQE eine deutliche Verbesserung der beidseitig passivierten Solarzellen (s. Abbildung 4.32). Charakteristisch ist ein Knick zwischen 1000 nm und 1100 nm für passivierte Zellen. Allerdings ist zu bedenken, dass die spektrale Empfindlichkeit auf einem vergoldeten Kupferblock gemessen wird und dies die Messung gerade im IR-Bereich durch Reflexion verfälschen kann. Zur genauen Bestimmung der rückseitigen effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit sollte daher die Messung der spektralen Empfindlichkeit von der Rückseite ausgeführt werden.

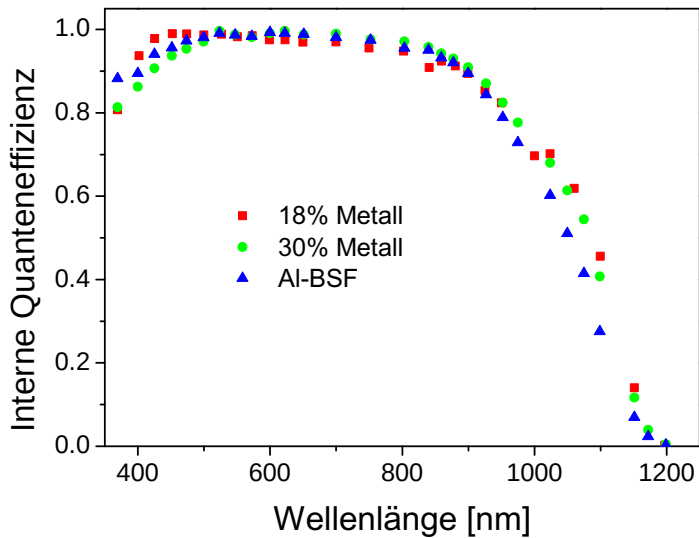


Abbildung 4.32.: Vorderseitige interne Quanteneffizienz in Abhängigkeit des rückseitigen Metallisierungsgrades als Referenz eine Solarzelle mit Aluminium-BSF. Alle Zellen wurden aus alkalisch geätzten $1\Omega\text{cm}$ multikristallinen Silizium hergestellt. Die Dicke betrug $200\mu\text{m}$.

Zusammenfassend ergeben sich für die optimale Siliziumnitridschicht zur Oberflächenpassivierung der Solarzellenrückseite folgende Eigenschaften. Erstens reicht schon eine Schichtdicke von nur 30 nm zur Oberflächenpassivierung aus. Zweitens zeigen siliziumreiche SiN-Schichten ($n=2,4..2,6$) besonders gute Resultate bei der Oberflächenpassivierung in Solarzellen. Diese Schichten besitzen eine Si-N-Bindungsdichte von $1,2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. Der Anteil von Wasserstoff in der SiN-Schicht spielt eine untergeordnete Rolle für die Oberflächenpassivierung, ist jedoch entscheidend für die Ätzresistenz der SiN-Schichten und damit auch für die nachfolgenden Prozesse.

4.5. Kontaktbildung (Si/Al) in Anwesenheit einer Si_xN_y : H-Schicht

Neben einer geeigneten SiN-Schicht zur Oberflächenpassivierung ist ein weiterer wichtiger Aspekt für eine effiziente beidseitig passivierte Solarzelle vor allem die Rückseitenkontaktierung. Problematisch ist bisher der Ansatz, die Kontakte auf der Rückseite ebenso wie auf der Vorderseite durchzusintern. Zwar gibt es für die Vorderseite Silberpasten mit Glasfritte zum Durchsintern der Siliziumnitridschicht in einer großen Vielfalt, allerdings existieren bisher keine kommerziellen Siebdruckpasten für die Rückseite mit ähnlichen Eigenschaften. Entgegen der Beobachtung von Lenkeit [82] konnte es nicht reproduziert werden, mit konventionellen Aluminiumpasten durch dicke (z.B. 70 nm) Siliziumnitridschichten durchzusintern und dabei gute Kontakteigenschaften zu erzielen.

In den folgenden Kapiteln wird gezeigt, dass eine gute Kontaktbildung mit kommerziellen Siebdruckpasten durch dünne (<40 nm) SiN-Schichten möglich ist, und dass eine extern neuentwickelte Aluminiumpaste auch dickere SiN-Schichten durchdringen kann.

Zusätzlich werden die verwendeten Rückseitenpasten optisch und elektrisch charakterisiert und die nötigen Randbedingungen für eine gute Kontaktbildung auf der Rückseite definiert.

Abschließend wird der Prozessübertrag der beidseitigen Siliziumnitridpassivierung sowohl auf texturierte multikristalline als auch auf monokristalline Wafer präsentiert. Anhand der Czochralski-Siliziumsolarzellen wird experimentell gezeigt, dass der Basiswiderstand auf hochohmigen Substraten limitierend für die Leerlaufspannung ist und kein effektives Back surface field unter den Aluminiumkontakten gebildet wird.

4.5.1. Kontaktwiderstand

Aufgrund der Gitterstruktur des Rückseitenkontakts und der daraus resultierenden geringen Kontaktfläche wird erwartet, dass der Kontaktwiderstand einen stärkeren Einfluss auf den Serienwiderstand der hier untersuchten Solarzellen hat als bei Standardsolarzellen. Im vorherigen Kapitel ist der Anstieg im Serienwiderstand bereits beobachtet worden.

Die Kontaktwiderstände werden zwar als spezifischer Kontaktwiderstand ρ_c angegeben. Allerdings ist eine Bestimmung des Schichtwiderstandes unter den Kontaktfingern hier nicht möglich, so dass der hier angegebene spezifische Kontaktwiderstand nur eine Näherung ist und der systematische Fehler bei allen Proben vergleichbar ist. Eine exakte Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstandes setzt unter anderem gleichmäßige Stromdichteverteilung unter den Kontaktfingern und einen gleichmäßigen Kontaktwiderstand über die gesamte Fläche [58, 83] voraus. Weder das eine noch das andere ist hier erfüllt. Der Strom fließt lateral zwischen den Kontakten. Daher ist ein exponentieller Abfall der Stromdichte von der Kontaktkante zu erwarten [84]. Außerdem ist die Siebdruckpaste ein heterogenes Gebilde, bei dem die Kontaktbildung nur lokal begrenzt stattfindet (s. Abbildung 4.33). Die Siebdruckpaste besteht aus Metallpartikeln und Lösungsmitteln. Nach dem Sinterprozess bleibt bei Siebdruckpasten immer eine poröse Metallstruktur auf der Oberfläche zurück. In Abbildung 4.33 ist diese nach unten gewölbt und die Metallpartikel sind leicht zu erkennen. Oberhalb der Schicht befindet sich der Siliziumwafer. An der Kontaktfläche bildet sich eine Legierung aus Aluminium und Silizium. Hier im Bild ist sie als unregelmäßige helle Linie zu sehen. Das Back surface field befindet sich zwischen der Aluminium-Silizium-Legierung und dem Silizium. Es ist als dünne schwarze Linie dargestellt.

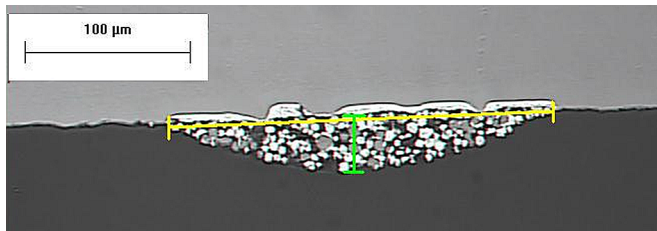


Abbildung 4.33.: Querschnitt einer siebgedruckten Aluminiumlinie

Zur Bestimmung der spezifischen Kontaktwiderstände wurden Cz-Solarzellen verwendet. Die hier verwendeten Teststrukturen hatten folgende Dimensionen: die Länge der Kontaktpads betrug 5 mm, die Breite der Kontakte wurde mit einem Mikroskop bestimmt und ergab sich aus einer Sieböffnung von 200 µm und der Aufweitung der gesinterten Paste. Der Abstand der Pads wurde zwischen 1,77 mm und 14,4 mm variiert. Zu beachten ist, dass der Strom bei der TLM-Messung lateral zwischen den Kontakten und in der fertigen Solarzelle der Strom vertikal bzw. radial zu den Kontakten fließt. Dies ist insbesondere für die Simu-

lation der Rückseitenkontakte zu beachten, da der spezifische Kontaktwiderstand anders als bei Zellen mit Aluminium-BSF gesondert berücksichtigt werden muss [84].

Die weitere Vorgehensweise bestand darin, Solarzellen aus Czochralskisilizium herzustellen und zu charakterisieren. Anschließend wurden die oben beschriebenen Teststrukturen für Messungen ausgesägt und nach der TLM-Methode (vgl. Abschnitt 4.5.1) ausgewertet. In Tabelle 4.9 sind die Kontaktwiderstände für verschiedene Aluminiumpasten und SiN-Schichtdicken aufgeführt und durch den Füllfaktor und die Leerlaufspannung ergänzt.

Alle Pasten bilden einen Kontakt zum Silizium aus, jedoch ist die Qualität unterschiedlich. Die Paste A11 bildet den besten Kontakt durch dünne (30 nm) SiN-Schichten. Der Kontaktwiderstand beträgt $20,5 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ und führt bei 18 % Metallbedeckung zu einem Anstieg des Serienwiderstandes um $0,298 \Omega\text{cm}^2$. Dieser Anstieg führt bei den hier untersuchten Zellen schon zu einer Begrenzung des Füllfaktors auf 75,5 %. Jedoch ist nicht allein der Kontaktwiderstand für den höheren Serienwiderstand verantwortlich, sondern auch der höhere Widerstand in der Basis durch die Aufweitung der Strompfade (vgl. Anhang C). Der Füllfaktor der anderen Solarzellen wird mit steigenden Kontaktwiderstand geringer. Der unterschiedliche Anstieg im Serienwiderstand für die Pasten A12 und A14 bei nahezu gleichen Kontaktwiderstand lässt sich auf die Differenz in der Linienbreite der Kontaktfinger zurückführen. Die breiteren Kontaktfinger von Paste A12 bedingen eine geringere Aufweitung der Strompfade und damit einen geringeren Basiswiderstand als bei Paste A14.

Rückseitenpaste/ Schichtdicke [nm]	ρ_c [$\text{m}\Omega\text{cm}^2$]	ΔR_s [Ωcm^2]	Breite [μm]	FF [%]	V_{oc} [mV]
A11 30	20,5	0,298	263	75,5	614,2
A12 30	60,3	0,342	398	74,2	602,0
A14 30	58,2	0,415	315	74,8	612,1
A14 70	49,3	0,337	320	74,9	602,3

Tabelle 4.9.: Kontaktwiderstände in Abhängigkeit der Kontaktpaste und der SiN-Schichtdicke auf Cz-Silizium

Der Kontaktwiderstand hat als Maß für die Kontaktqualität jedoch keine ausreichende Aussagekraft. Denn ein weiteres Kennzeichen für einen guten Rückseitenkontakt ist ein tiefes Back surface field. So hängt die Leerlaufspannung stark

von der BSF-Bildung ab, die auch beim Kontaktsintern stattfindet. Zwar erzielen die Solarzellen mit Paste A11 sowohl den niedrigsten Kontaktwiderstand und wie erwartet auch die höchste Leerlaufspannung. Jedoch ist diese Korrelation mit der Leerlaufspannung bei den Solarzellen mit den Pasten A12 und A14 nicht zu sehen. Bei nahezu gleichem Kontaktwiderstand sind die resultierenden Leerlaufspannungen sehr unterschiedlich. Die Solarzellen mit Paste A14 erzielt trotz einem relativ hohen Kontaktwiderstand eine hohe Leerlaufspannung von 612,1 mV, wohingegen die Solarzellen mit Paste A12 bei gleichen Kontaktwiderstand nur auf 602,0 mV Leerlaufspannung kommen. Besonders hervorzuheben ist der Fall der Solarzellen mit Paste A14 und der 70 nm dicken SiN-Schicht. Der Kontaktwiderstand ist geringer im Vergleich zur gleichen Paste mit 30 nm SiN-Schicht ($\Delta\rho_c = -8,9 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$), aber auch die Leerlaufspannung sinkt um 9,8 mV. Eine Ableitung der BSF-Qualität ist aus den Kontaktwiderständen daher nicht möglich. Auch wenn das Back surface field die Leitfähigkeit unter den Kontakten beeinflusst, ist aus den Kontaktwiderständen nur der Einfluss auf den Serienwiderstand abzuleiten.

4.5.2. Linienwiderstand

Der Serienwiderstand der Solarzelle wird neben dem Kontaktwiderständen auch durch den Linienwiderstand des Metallgitters beeinflusst. In den Versuchsreihen wurden die Linienwiderstände an fertigen Solarzellen gemessen. Die Aufweitung der Siebdruckpaste nach dem Sintern ist je nach Paste unterschiedlich. Diese Aufweitung ist wichtig für die Oberflächenpassivierung der Rückseite, da die metallisierten Gebiete deutlich höhere Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten haben als die mit Siliziumnitrid passivierten Flächen. Aus der Bestimmung des Linienquerschnitts mit einem Profilometer wurden die Linienbreiten und -höhen ermittelt. Über die Querschnittsfläche wurde daraufhin der spezifische Widerstand der Siebdruckpasten bestimmt. Neben den Rückseitenpasten wurde auch eine Vorderseitenpaste als Referenz mitgemessen.

Die Linien wurden alle mit dem gleichen Sieb gedruckt, falls nicht explizit angegeben. Die Sieböffnung war jeweils $200 \mu\text{m}$. Für die Vorderseitenpaste wurde jedoch ein Sieb mit einer Sieböffnung von $75 \mu\text{m}$ verwendet.

Die Linienwiderstände sind mit Ausnahme der Paste A14 vergleichbar, jedoch liegen den Werten sehr unterschiedliche Geometrien zu Grunde (vgl. Tabelle 4.10). Der spezifische Widerstand der Aluminiumpasten A11 bis A13 ist nahe-

zu identisch. Das Aspektverhältnis der Pasten Al1 und Al3 ist jedoch mit 0,11 doppelt so hoch wie das von Paste Al2 (Aspektverhältnis = 0,05). Die Paste Al4 weist zwar mit 0,12 ebenfalls ein gutes Aspektverhältnis auf, besitzt jedoch einen doppelt so hohen spezifischen Widerstand wie die vorherigen Pasten. Ein hohes Aspektverhältnis hilft nicht nur den Serienwiderstand gering zu halten, sondern auch möglichst viel Fläche für die Siliziumnitridpassivierung zu erhalten.

Um die Serienwiderstandsverluste im Gitter zu reduzieren, wurde auch eine Silber-Aluminiumpaste getestet. Wie erwartet ist die spezifische Leitfähigkeit deutlich höher. Allerdings wird der Vorteil der 50 Prozent höheren Leitfähigkeit durch ein sehr schlechtes Aspektverhältnis überkompensiert. Der spezifische Widerstand der Silber-Aluminiumpaste ist im Vergleich zu einer Vorderseitensilberpaste fast dreimal größer und liegt damit näher an den reinen Aluminiumpasten als an Vorderseitensilberpasten.

Siebdruckpaste	R_L [Ω/m]	Breite [μm]	Aspekt- verhältnis	ρ [Ωcm]
Al1	46,0	263	0,11	$2,7 \times 10^{-5}$
Al2	46,0	398	0,05	$3,0 \times 10^{-5}$
Al3	57,4	262	0,10	$3,1 \times 10^{-5}$
Al4	93,4	317	0,12	$6,5 \times 10^{-5}$
Ag/Al	61,2	236	0,06	$1,6 \times 10^{-5}$
Ag (VS)	41,9	126	0,13	$5,7 \times 10^{-6}$

Tabelle 4.10.: Linienwiderstand, Aspektverhältnis und spezifischer Widerstand von Siebdruckpasten

Zusammenfassend ergeben sich aus den Messungen folgende Anforderungen an eine optimale Rückseitenpaste für beidseitige Solarzellen. Erstens sollte eine gute Kontaktbildung in Anwesenheit einer SiN-Schicht erfolgen und zweitens sollte sie ein hohes Aspektverhältnis ermöglichen, um den Serienwiderstand möglichst gering zu halten. Und letztlich ist eine hohe Auflösung der Gitterfinger nötig, da die Aufweitung der Linien nach dem Druck zu einer geringeren passivierten Fläche auf der Rückseite und so zu einem geringeren Kurzschlussstrom führt. Für dünne SiN-Schichten erfüllt die Paste Al1 die Voraussetzungen am besten. Bei dickeren SiN-Schichten können nur mit Paste Al4 ausreichend gute Kontakte hergestellt werden. Jedoch ist die Aufweitung der Linien höher als bei Paste Al1, was gerade die Abschattungsverluste bei beidseitiger Einstrahlung steigert.

4.5.3. Oberflächentopologie

Bei der Zellprozessierung stellte sich heraus, dass sich die Adhäsionseigenschaften der Aluminiumpaste drastisch ändern, sobald eine Siliziumnitridschicht zwischen Aluminium und Silizium eingebracht ist. Bei einigen Proben fiel der Rückseitenkontakt komplett von der Zelle oder löste sich stückweise ab.

Nähere Untersuchungen führten zu der Erkenntnis, dass neben der SiN-Schichtdicke vor allem die Oberflächentopologie entscheidend für die Adhäsion der Al-Kontakte ist. Dazu wurde die Oberfläche mit einem Profilometer gemessen und die durchschnittliche Rauigkeit R_a bestimmt.

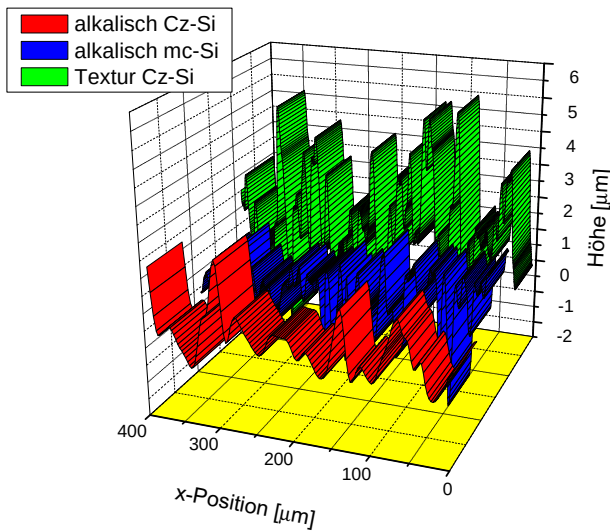


Abbildung 4.34.: Oberflächenprofile verschiedener Siliziumoberflächen

Exemplarisch sind in Abbildung 4.34 drei Oberflächenprofile dargestellt: Eine alkalische texturierte Cz-Oberfläche, eine alkalisch glatt geätzte multikristalline Oberfläche sowie eine ebenfalls alkalisch glatt geätzte Cz-Oberfläche.

Die Rauigkeit der texturierten Zelle ist mit $R_a = 11 \mu m$ erwartungsgemäß deutlich höher als bei den alkalisch glatt geätzten Oberflächen. Beide alkalisch glatt geätzten Oberflächen liegen bei einer Rauigkeit von ca. $4 \mu m$. Werden die Adhäsionseigenschaften in die Betrachtung mit einbezogen, so ist festzustellen, dass alkalisch geätzte Oberflächen ausreichend glatt zur Kontaktierung sind und keine weiteren Politurschritte benötigt werden. Entscheidend ist die Mikrorauigkeit der Oberflächen. Stufen, wie sie an Korngrenzen beim alkalischen Ätzen entstehen, sind nicht hinderlich. Die reduzierte Adhäsion aufgrund der Oberflächenrauigkeit wurde unabhängig von der Kristallorientierung des Siliziums und unabhängig von den verwendeten Texturlösungen beobachtet. Eventuell besteht eine bevorzugte Kontaktbildung zur $\langle 100 \rangle$ -Ebene. Allerdings steht dies teilweise im Widerspruch zu den Ergebnissen auf multikristallinem Silizium. Im Folgenden wird eine Lösung dieser Problematik für den Übertrag auf texturierte Wafer demonstriert.

4.5.4. Texturierte multikristalline Solarzellen

Industriell werden vor allem texturierte multikristalline Siliziumsolarzellen hergestellt. Auch auf diesen Wafern ist der Prozess zur Herstellung von beidseitig passivierten Solarzellen anwendbar. Jedoch sind einige wenige Modifikationen an dem vorher präsentierten Herstellungsprozess nötig. Aufgrund der beidseitigen Textur ist der vereinfachte Prozess nicht anwendbar, da der Rückseitenkontakt in diesem Fall keine ausreichende Adhäsion besitzt. Daher wird der Prozess mit einem Ätzschritt zum Entfernen der rückseitigen Textur (vgl. Abbildung 4.11a auf Seite 54) angewendet.

Mit den vorher optimierten Parametern wurde ein Übertrag auf sauertexturierte Wafer ausgeführt. Diese sind für die Solarzellenrückseite eine 18 %ige Flächenbelegung des Rückseitenkontakts mit der Paste Al1. Als Passivierungsschicht wurde eine 30 nm dicke SiN -Schicht mit Brechungsindex $n = 2,4$ eingesetzt.

Tabelle 4.11.: Solarzellenparameter für sauertexturierte multikristalline Solarzellen.

Vorderseiten Beleuchtung IV

Rückseitenkontakt	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	Füllfaktor [%]	η [%]
pass. Al1	33,8±0,3	617,1±3,5	74,3±0,8	15,5±0,2
Al-BSF	32,4±0,2	605,9±0,5	75,9±0,5	14,9±0,2

Rückseiten Beleuchtung IV

pass. Al1	19,3±0,6	601,9±5,2	75,4±0,8	8,3±0,3
-----------	----------	-----------	----------	---------

(Die Werte sind über Gruppen von mindestens vier Solarzellen gemittelt. Die Fehler geben die Standardabweichung für jede Gruppe an)

Auch mit diesem Prozess kann eine Wirkungsgradsteigerung von $\Delta\eta = 0,6\%$ absolut erzielt werden. Die Ergebnisse spiegeln im Wesentlichen die gleichen Eigenschaften wieder wie bei den vorherigen Untersuchungen (vgl. Tabelle 4.8 und 4.11). Vor allem die deutlich erhöhte Kurzschlussstromdichte ($\Delta J_{sc} = 1,4 \text{ mA/cm}^2$) und in diesem Fall auch eine höhere Leerlaufspannung von 617 mV ($\Delta V_{oc} = 11,2 \text{ mV}$) sind Ursache für die höhere Effizienz.

Lediglich der Füllfaktor ist mit 74,3 % für die beidseitig passivierten Solarzellen relativ gering. Aus dem Zwei-Diodenmodell ergeben sich hohen Serienwi-

derstände für die Solarzellen und relativ niedrige Parallelwiderstände (s. Tabelle 4.12). Der hohe Serienwiderstand für die beidseitig passivierten Solarzellen ist zum einen durch nicht optimale Kontaktsinterparameter verursacht und zum anderen durch des Solarzellendesign bedingt. Der geringe Parallelwiderstand für alle in diesem Abschnitt hergestellten Solarzellen wurde wahrscheinlich durch die Textur eingebracht. Viele Wafer waren sehr brüchig und sind an den gleichen Korngrenzen gebrochen. Die Kristalldefekte wurden stark angeätzt und können daher Kurzschlüsse begünstigen.

Tabelle 4.12.: Gefittete Parameter nach dem Zwei-Dioden-Modell für texturierte Zellen. Die beidseitig passivierten Solarzellen sind mit einer 30 nm SiN-Schicht mit $n=2,4$ passiviert

Rückseiten- kontakt	J_{01} [A/cm ²]	J_{02} [A/cm ²]	J_{ph} [mA/cm ²]	R_s [Ωcm ²]	R_p [Ωcm ²]
pass. All	7,17E-13	5,64E-8	33,9	0,828	2132
Al-BSF	1,04E-12	5,76E-8	32,7	0,526	1685

4.5.5. Monokristalline beidseitig passivierte Siliziumsolarzellen

Nach dem erfolgreichen Übertrag auf texturierte multikristalline Wafer wurden zur genaueren Bestimmung und Trennung der einzelnen Passivierungs- und Verlusteffekte die Prozesse auf Cz-Silizium angewendet. Da der Basiswiderstand des verwendeten Czochralski-Siliziums bei 2 bzw. 6 Ωcm und der des verwendeten multikristallinen Siliziums bei 1 Ωcm liegt, ist eine Anpassung des Rückseitenkontaktdesign auf 2 Ωcm notwendig. Die Aufweitung der Strompfade soll möglichst gering bleiben, damit der Einfluss der Basis den Serienwiderstand nicht mehr als nötig erhöht.

Zur Prozessierung wurde jener Prozess eingesetzt, der einen Ätzschritt zur Entfernung der Rückseitigen Textur beinhaltet (s. Abbildung 4.11a auf Seite 54). Zur Passivierung wurde eine 30 nm SiN-Schicht mit Brechungsindex $n = 2,4$ verwendet. Der rückseitige Metallisierungsgrad liegt bei 18 %.

Bei Betrachtung der I-V-Parameter zeigt sich wie bei den multikristallinen Solarzellen eine höhere Kurzschlussstromdichte (s. Tabelle 4.13). Allerdings ergibt

Tabelle 4.13.: Solarzellenparameter für verschiedene Aluminiumpasten auf alkalisch texturierten $2\ \Omega\text{cm}$ -Cz Silizium

Vorderseiten Beleuchtung IV

Rückseitenkontakt	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	Füllfaktor [%]	η [%]
Al-BSF	36,2±0,2	619,2±1,0	76,8±0,4	17,2±0,2
pass. Al1	36,9±0,2	612,1±1,3	75,1±0,2	17,0±0,1
pass. Al2	36,5±0,1	603,5±1,6	74,6±0,3	16,4±0,1
Rückseiten Beleuchtung IV				
pass. Al1	22,2±0,3	602,3±1,4	77,1±0,5	10,3±0,1
pass. Al2	19,4±0,5	593,5±3,1	77,3±0,5	8,9±0,3

(Die Werte sind über Gruppen von mindestens fünf Solarzellen gemittelt. Die Fehler geben die Standardabweichung für jede Gruppe an)

sich auf monokristallinen Zellen ein deutlicher Spannungsabfall für die rückseitenpassivierten Zellen im Vergleich zum Referenzprozess. Dieser Spannungsabfall tritt bei multikristallinen Zellen nicht auf. Da die Leerlaufspannung proportional zum Abstand der Fermienergie der Elektronen und Löcher ist, wird im Folgenden der Abstand der Fermienergie betrachtet. Der experimentell beobachtete Spannungsverlust kann aus Simulationen auf die Reduktion beim Aufspalten der Fermienergie von $\Delta E_F = 0,639\text{ eV}$ für $1\ \Omega\text{cm}$ auf $\Delta E_F = 0,627\text{ eV}$ für eine Basisdotierung von $2\ \Omega\text{cm}$ zurückgeführt werden. In Anwesenheit von festen Ladungen in der rückseitigen SiN-Schicht reduziert sich die Aufspaltung der Fermienergie weiter. Es sei denn, die festen Ladungen sind ausreichend groß, um eine hochleitende Inversionsschicht auf der Rückseite auszubilden. Dann führt dies wiederum zu einer erhöhten Aufweitung der Fermienergie. Ein weiteres Problem, das durch die festen Ladungen verursacht wird, ist ein Kurzschluss zwischen der Inversionsschicht und den Rückseitenkontakten. Dieser Kurzschluss limitiert, wenn er stark genug ist, sowohl die maximale Kurzschlussstromdichte als auch die Leerlaufspannung [85]. Dies könnte die Unterschiede zwischen Paste Al1 und Al2 in Bezug auf die Leerlaufspannung erklären.

Bei Solarzellen mit Aluminium-BSF ist die Reduktion der Grunddotierung nicht so stark limitierend für die Leerlaufspannung. Hintergrund ist, dass durch die Legierung des Aluminiums mit der Siliziumoberfläche eine zusätzliche Bandverbiegung induziert wird, das sogenannte Back surface field.

Insbesondere die Zellen mit der Rückseitenpaste Al2 zeigen einen ausgeprägten Spannungsverlust, wobei dieser zusätzlich zu der Reduktion der Aufspaltung des Ferminiveaus durch eine schlechtere Kontaktierung verursacht wird. Unter Beachtung der gefitteten Parameter aus dem Zwei-Dioden-Modell (s. Tabelle 4.14) ist zu erkennen, dass die Zellen mit Paste Al2 eine deutlich höhere Sättigungsstromdichte J_{01} und einen höheren Serienwiderstand aufweisen. Aus den Kontaktwiderstandsmessungen (s. Abschnitt 4.5.1) ist zudem bekannt, dass der Kontaktwiderstand von Paste Al2 deutlich höher ist als bei Paste Al1 und diese Erhöhung den Serienwiderstand verschlechtert.

Tabelle 4.14.: Gefittete Parameter nach dem Zwei-Dioden-Modell für 2 Ωcm Cz-Silizium für Rückseitenpaste Al1 und Al2

Rückseiten- kontakt	J_{01} [A/cm ²]	J_{02} [A/cm ²]	J_{ph} [mA/cm ²]	R_s [Ωcm^2]	R_p [Ωcm^2]
Al-BSF	8,48E-13	4,86E-8	36,2	0,466	1815
pass. Al1	1,07E-12	6,79E-8	36,9	0,764	> 10000
pass. Al2	1,49E-12	7,76E-8	36,5	0,808	> 10000

Um den zuvor beobachteten Effekt zu verifizieren, wurde der Prozess auf 6 Ωcm Silizium wiederholt. In der Simulation sinkt der Abstand der Ferminiveaus bei 6 Ωcm -Basiswiderstand auf 0,606 eV. Wie erwartet fällt die Leerlaufspannung bei den rückseitenpassivierten Zellen im Vergleich zu den Solarzellen aus 2 Ωcm Silizium weiter ab, während sie bei Zellen mit Aluminium-BSF nahezu konstant bleibt (s. Tabelle 4.15). Der Kurzschlussstrom bleibt jedoch auch bei den passivierten Zellen erhalten. Das Absinken der Absolutwerte auf 34 mA/cm² ist auf eine flachere Textur zurückzuführen.

Der geringe Füllfaktor bei den beidseitig passivierten Solarzellen ist auf den erhöhten Basiswiderstand zurückzuführen, da das Rückseitenkontaktdesign nicht neu berechnet wurde, sondern gleich dem der zuvor präsentierten Zellen ist. Daher ist aufgrund des höheren Basiswiderstandes auch der Einfluss der Basis höher. Auch sind die Kontaktwiderstände auf der Rückseite erhöht. Der Kontaktwiderstand auf der Rückseite liegt bei ca. 200 $m\Omega\text{cm}^2$ im Gegensatz zu 20...60 $m\Omega\text{cm}^2$ bei den vorher präsentierten Cz-Solarzellen.

Um etwaige Einflüsse der Basisdotierung auf die Oberflächenpassivierung zu untersuchen, wurden rückseitige spektrale Empfindlichkeitsmessungen durchge-

Tabelle 4.15.: Solarzellenparameter auf 6 Ωcm Cz

Vorderseiten Beleuchtung IV

Rückseitenkontakt	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	Füllfaktor [%]	η [%]
Al-BSF	34,1±0,2	621,4±0,8	76,8±0,4	16,3±0,1
pass. Al1	33,8±0,2	596,9±0,2	71,7±0,4	14,5±0,1
pass. Al2	34,0±0,2	594,2±0,2	72,2±0,8	14,6±0,1
Rückseiten Beleuchtung IV				
pass. Al1	23,4±0,6	589,3±2,4	73,9±0,2	9,6±0,3
pass. Al2	22,7±0,6	587,6±3,7	74,4±1,1	9,4±0,3

(Die Werte sind über Gruppen von mindestens fünf Solarzellen gemittelt. Die Fehler geben die Standardabweichung für jede Gruppe an)

Tabelle 4.16.: Gefittete Parameter nach dem Zweidiodenmodell für 6 Ωcm Cz-Silizium für Rückseitenpaste Al1 und Al2

Rückseiten- kontakt	J_{01} [A/cm ²]	J_{02} [A/cm ²]	J_{ph} [mA/cm ²]	R_s [Ωcm^2]	R_p [Ωcm^2]
Al-BSF	7,74E-13	3,85E-8	34,1	0,452	1151
pass. Al1	7,09E-13	2,07E-7	33,9	0,604	> 10000
pass. Al2	1,27E-12	1,72E-7	33,9	0,619	4874

führt. Die Messungen wurden mit PC1D simuliert und daraus die effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Solarzellenrückseite ermittelt. In Abbildung 4.35 sind jeweils zwei Rückseitenpasten auf zwei verschiedenen Substraten dargestellt. Für beide Grunddotierungen ergaben die Simulationen eine minimale Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von $S_{eff} = 200 \text{ cm/s}$. Das höhere Plateau in der IQE bei den Zellen mit einem Basiswiderstand von 6 Ωcm ist auf die höhere Diffusionslänge der Elektronen zurückzuführen und repräsentiert keine niedrigere Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit.

Damit lässt sich der Spannungseinbruch für die beidseitig passivierten Zellen auf die Grunddotierung zurückführen, da ansonsten alle relevanten Parameter gleich sind. Wie diese Daten belegen, bildet sich kein effektives lokales Back surface field unter den Kontaktfingern. Anderenfalls wäre die Leerlaufspannung kon-

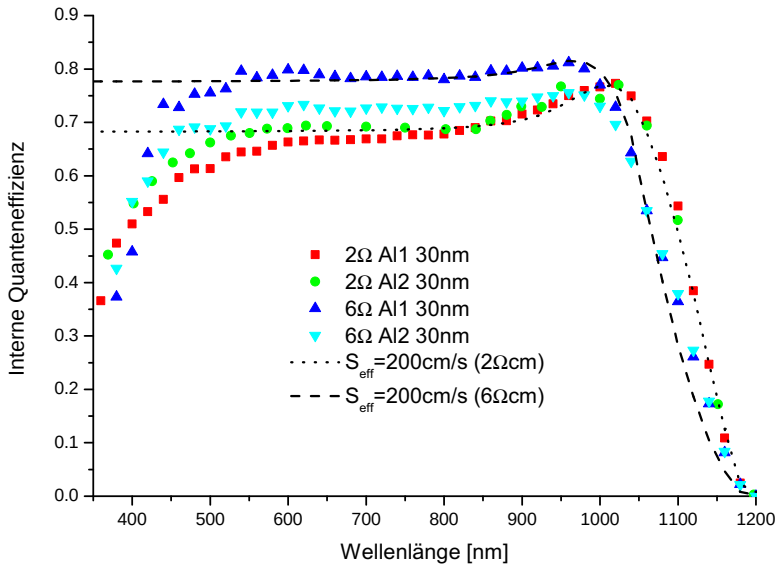


Abbildung 4.35.: Rückseitige IQE von Cz-Solarzellen in Abhängigkeit der Basis-dotierung

stant geblieben, wie die Leerlaufspannungen der Referenzzellen mit Aluminium-BSF belegen.

Da kein effektives Back surface field entsteht, sollte kein Unterschied zwischen einer Rückseitenkontaktierung mit einer Aluminiumpaste und mit einer Silberpaste, die nur zwei Prozent Aluminium enthält, bestehen. Daher wurden aus 2Ωcm Cz-Silizium Solarzellen hergestellt und mit den entsprechenden Pasten auf der Rückseite kontaktiert. Der Vorteil einer Silberpaste ist, dass diese lötbar ist und daher ein Siebdruckschritt gegenüber der Standardprozessierung eingespart werden kann.

Die I-V-Parameter weisen nahezu keine Unterschiede auf. Vorderseitig gemessen sind die Parameter innerhalb der Messgenauigkeit identisch (vgl. Tabelle 4.17). Bei den Rückseitenparametern ist die Kurzschlussstromdichte von den Zel-

Tabelle 4.17.: Solarzellenparameter für Aluminium und Silberaluminiumpasten
Vorderseiten Beleuchtung IV

Rückseitenkontakt	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	Füllfaktor [%]	η [%]
pass. AlI	36,6±0,4	605,6±1,8	73,0±1,2	16,2±0,1
pass. Ag/Al	36,7±0,2	604,0±0,9	73,3±1,3	16,2±0,3
Rückseiten Beleuchtung IV				
pass. AlI	21,9±0,8	598,8±2,8	76,5±0,1	10,0±0,4
pass. Ag/Al	22,9±0,4	596,0±1,3	73,7±0,4	10,1±0,2

(Die Werte sind über Gruppen von mindestens drei Solarzellen gemittelt. Die Fehler geben die Standardabweichung für jede Gruppe an)

len mit Rückseitenkontakt AlI um 1 mA/cm² geringer, da die Linienaufweitung beim Drucken höher und so die Abschattung höher ist. Die geringere Generation wird durch eine bessere Leitfähigkeit der Linien kompensiert und führt zu einem 3 % höherem Füllfaktor. Dieser ist überwiegend auf den geringeren Widerstand in den Fingern, aber zum Teil auch auf den mit 41,2 mΩcm² doppelt so hohen Kontaktwiderstand zurückzuführen. Auch in der rückseitigen internen Quanteneffizienz sind quasi keine Unterschiede zu erkennen (vgl. Abbildung 4.36). Simulationen zeigen, dass die Rekombinationsgeschwindigkeit unter den Metallkontakten für ein festen Metallisierungsgrad nur begrenzt die Gesamtrekombination beeinflusst (vgl. Abbildung 4.4 auf Seite 42).

Alle bisherigen Solarzellen hatten dünne Siliziumnitridschichten auf der Rückseite, um einen Kompromiss zwischen Oberflächenpassivierung und Kontaktierung zu finden. Sollte die Solarzelle nun im beidseitig beleuchteten Betrieb befinden, kann auch eine dickere Siliziumnitridschicht auf der Rückseite aufgebracht werden, die sowohl passiviert als auch gute Antireflexionseigenschaften aufweist.

Einige herkömmliche Aluminiumpasten können zwar auch durch dicke (ca. 70 nm) SiN-Schichten gesintert werden, allerdings sind die Adhäsionseigenschaften unzureichend. Im Folgenden wird eine Paste (Al4) verwendet, die zum Durchsintern von dicken SiN-Schichten entwickelt wurde.

Die Zellparameter der Solarzellen mit Rückseitenpassivierung sind bei dünnen SiN-Schichten vergleichbar wie die von Solarzellen mit kommerziell erhältlichen Aluminiumpasten (s. Tabelle 4.13, vgl. Al1, Al2 in Tabelle 4.18). Allerdings bil-

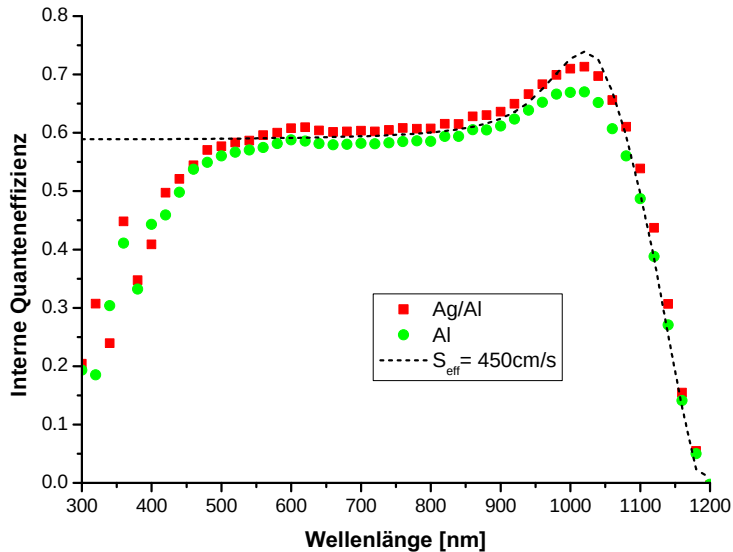


Abbildung 4.36.: Vergleich der rückseitigen internen Quanteneffizienz für eine Aluminium- und eine Silberaluminium-Paste

det diese Paste auch bei SiN-Schichtdicken von 70 nm noch zuverlässig einen Kontakt. Obwohl die Leitfähigkeit dieser Paste aufgrund der Zusatzstoffe um 50 % reduziert ist (vgl. Tabelle 4.10), hat dies im Vergleich zu den vorher präsentierten beidseitig passivierten Solarzellen nur geringe Auswirkungen auf den Serienwiderstand der passivierten Zellen (s. Tabelle 4.19). Auffällig ist, dass in diesem Prozess die Fotostromdichte nicht höher ist als beim Referenzprozess. Dies deutet darauf hin, dass die Rekombination an der Rückseite höher ist als bei vergleichbaren Zellen mit Rückseitenpaste Al1 oder Al2. Des Weiteren ist die Leerlaufspannung bei den beidseitig passivierten Solarzellen unterschiedlich. Die niedrigere Leerlaufspannung bei den dickeren SiN-Schichten kann darauf hindeuten, dass auch hier der Kurzschluss zwischen der Inversionsschicht und den Metallkontakten größer ist als bei den dünnen SiN-Schichten.

Die rückseitige IQE-Messung ergibt deutliche Unterschiede für die Pasten Al1 und Al2 im Vergleich zu Paste Al4 (s. Abbildung 4.37). Während die simulierte

Tabelle 4.18.: Solarzellenparameter für verschiedene SiN-Schichtdicken (RS-Paste Al4)

Vorderseiten Beleuchtung IV

Rückseitenkontakt	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [mV]	Füllfaktor [%]	η [%]
Al-BSF	35,9±0,1	619,9±2,4	76,8±0,6	17,1±0,1
pass. 30nm	35,8±0,2	611,6±2,8	74,9±0,1	16,4±0,1
pass. 70nm	35,1±0,1	601,6±1,0	74,9±0,2	15,8±0,1
Rückseiten Beleuchtung IV				
pass. 30nm	18,1±0,3	591,7±0,6	75,8±0,3	8,1±0,1
pass. 70nm	20,5±0,5	590,6±0,1	75,5±0,2	9,2±0,1

(Die Werte sind über Gruppen von mindestens fünf Solarzellen gemittelt. Die Fehler geben die Standardabweichung für jede Gruppe an)

Tabelle 4.19.: Gefittete Parameter nach dem Zwei-Dioden-Modell für 2 Ωcm Cz-Silizium für Paste Al4

Rückseiten- kontakt	J_{01} [A/cm ²]	J_{02} [A/cm ²]	J_{ph} [mA/cm ²]	R_s [Ωcm^2]	R_p [Ωcm^2]
Al-BSF	9,13E-13	4,46E-8	35,9	0,436	2063
pass. 30nm	1,07E-12	6,81E-8	35,9	0,851	5959
pass. 70nm	1,50E-12	7,81E-8	35,1	0,771	4948

effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit im Falle der Paste Al1 und Al2 bei ca. 200 cm/s liegt, ist sie bei Paste Al4 mit ca. 1000 cm/s deutlich höher. Vermutlich ist die Passivierungsqualität der SiN-Schicht aufgrund eines Prozessfehlers geringer. Aus den vorherigen Ergebnissen mit der Ag/Al-Paste zeigte sich nämlich, dass die Gesamtrekombination auf der Rückseite nicht von der Rekombination unter den Metallkontakten dominiert wird.

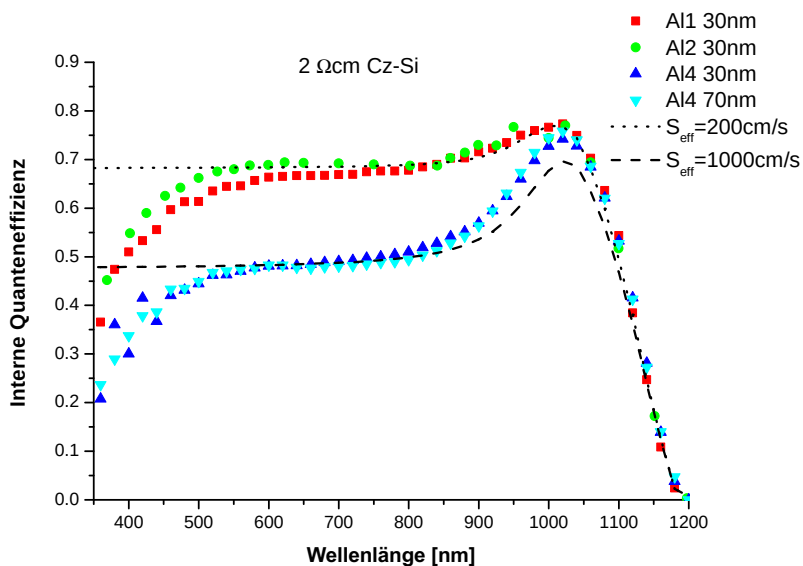


Abbildung 4.37.: Rückseitige IQE von Cz-Solarzellen in Abhängigkeit der Siebdruckpaste und der SiN-Schichtdicke

Zusammenfassend ergibt sich für die Kontaktbildung von Aluminium und Silizium in Anwesenheit von SiN-Schichten folgendes. Es ist möglich Kontakte mit geringen Kontaktwiderständen ($20 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$) zu bilden. Notwendig ist dafür eine relativ glatte Oberfläche mit einer Rauigkeit von unter $4 \mu\text{m}$. Allerdings bildet sich kein effektives Aluminium back surface field aus, da die SiN-Schicht als Diffusionsbarriere wirkt. Daher ist auch die Kontaktierung durch dickere SiN-Schichten erschwert. Aufgrund des sehr geringen Back surface fields ist die Leerlaufspannung rein von den Dotierstoffkonzentrationen/-profil in der Basis abhängig und limitiert den gewinnbringenden Einsatz der beidseitig passivierten Solarzellenprozesse auf Silizium mit einem Basiswiderstand von unter $1,5 \Omega\text{cm}$. Problematisch ist dies jedoch für Czochralski-Silizium, da hier neben der Dotierstoffkonzentration auch die Anzahl der Borsauerstoffkomplexe ansteigt und zu einer stärkeren Zelldegradation führt [86].

Des Weiteren wurde gezeigt, dass die Rückseitenkontaktierung auch mit einer Silberaluminiumpaste ausgeführt werden kann. Damit wurde demonstriert, dass die Gesamtrekombination nur bedingt vor der Rekombination unter den Metallkontakten abhängt. Zusätzlich ermöglicht diese Vorgehensweise die Einsparung eines Siebdruckprozesses, da die Silberaluminiumpaste lötbar ist und keine gesonderten Löt pads gedruckt werden müssen.

Mit einer Entwicklungspaste aus Aluminium konnte gezeigt werden, dass sich auch durch 70 nm dick SiN-Schichten gute Kontakte bilden lassen. Damit besteht die Möglichkeit, die rückseitige Zelleffizienz zu erhöhen. Beide Seiten einer Solarzellen können so gezielt zur Umwandlung von Energie genutzt werden.

5. Zusammenfassung

Diese Arbeit zeigt auf, dass auch schon zum jetzigen Zeitpunkt, dünnere und effizientere Solarzellen als Massenprodukt herzustellen sind. Dabei zeigt sich Siliziumnitrid als ein geeignetes Material zur Reduktion der Rekombination an der Solarzellenrückseite. Somit kann die beidseitige Passivierung mit Siliziumnitrid als ein Beitrag zur Erfüllung der Ziele der Forschungsagenda der EU angesehen werden.

Mit einer umfassenden Charakterisierung von Siliziumnitrid wurden geeignete Schichten zur effizienten Rückseitenpassivierung identifiziert. Insbesondere die Bindungsanalyse der Siliziumnitridschichten mit der fouriertransformierten Infrarotspektroskopie deckt die Unterschiede in der Schichtzusammensetzung auf und ermöglicht die Beschreibung geeigneter SiN-Schichten.

Mit der Bindungsanalyse konnten die untersuchten SiN-Schichten in zwei Regime unterteilt werden. Das Regime I für Brechungsindizes unter 2,2 zeichnet sich durch eine Rekonfiguration der Si-N-Bindungen von lokal verzerrten Streck-schwingungen (Wellenzahl 790 cm^{-1}) zu asymmetrischen Streck-schwingungen von N-Si₃ bei Wellenzahl 850 cm^{-1} aus. Bei SiN-Schichten aus dem Regime II werden die lokal verzerrten Streck-schwingungen jedoch in Streck-schwingungen von H-SiN₃ bei Wellenzahl 1020 cm^{-1} überführt. Zusätzlich zeigt sich nach der Diffusion nur für die Schichten aus dem zweiten Regime eine große Änderung des Brechungsindizes von bis zu $\Delta n = 0,3$. Aus der Analyse von beidseitig passivierten Solarzellen ergibt sich, dass nur stark siliziumhaltige SiN-Schichten aus dem zweiten Regime für die Rückseitenpassivierung geeignet sind. Als Optimum für die Passivierung der Rückseite erweist sich eine Si-N-Bindungsdichte von $1,2 \times 10^{23}\text{ cm}^{-3}$.

Bei den Si-H-Bindungen ist zu beobachten, dass sich nach der Diffusion der Si-H-Peak in den Bereich der Wellenzahlen zwischen 2180 und 2200 cm^{-1} verschiebt, sofern er sich nicht ohnehin dort befindet. Des Weiteren reduziert sich die Bindungsdichte der Si-H-Bindungen nach der Diffusion insbesondere für SiN-Schichten aus Regime II. Folglich sinkt der Gesamtwasserstoffgehalt der SiN-

Schichten von 10 bis 18 % nach der Abscheidung auf unter 8 % nach der Diffusion.

Die Dichte der festen Ladungen liegt für die meisten untersuchten SiN-Schichten bei ca. $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Nur die nahezu stöchiometrische Schicht besitzt mit $0,5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ deutlich weniger feste Ladungen.

Messungen der Minoritätsladungsträgerlebensdauer zeigen, dass insbesondere siliziumreiche SiN-Schichten niedrige Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten von unter 70 cm/s auf 1 Ωcm zonengezogenen Silizium und unter 30 cm/s auf 6 Ωcm Czochralski-Silizium erzielen. Wie Simulationen verdeutlichen, ist dieses niedrige S_{pass} für eine effiziente Solarzelle nötig, da die passivierten Bereiche das resultierende S_{eff} dominieren. Dieses geringe S_{pass} kann auch bei sehr dünnen Schichten von nur 30 nm erreicht werden und so die Kontaktierung verbessern.

Nach der Identifizierung der geeigneten Siliziumnitridschichten wurden zwei Prozesse zur Herstellung von beidseitig passivierten Solarzellen entwickelt und, gestützt durch die Simulationen mit PC1D, optimiert. Die in dieser Arbeit entwickelten Prozesse bieten eine Möglichkeit Solarzellen im industriellen Umfeld kosteneffizienter herzustellen.

Sowohl durch Simulationen als auch durch Experimente konnte gezeigt werden, dass beim Durchintern der Rückseitenkontakte sich kein effektives Back surface field ausbildet. Daraus folgt, dass die Basisdotierung dominierend für die Leerlaufspannung ist. Im Vergleich zu ganzflächigen Aluminium Back surface field Solarzellen versprechen nur Substrate mit hoher Basisdotierung ($N_A > 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) einen Effizienzgewinn für beidseitig passivierte Solarzellen.

Abschließend wurden Solarzellen mit zwei neu entwickelten Prozessen hergestellt, die auf multikristallinen Silizium mit einem Wirkungsgradgewinn von $\Delta\eta = +0,6 \%$ gegenüber den Referenzsolarzellen mit Aluminium-BSF aufwiesen. Auf texturierten, multikristallinen Silizium entspricht dies einem Wirkungsgrad von 15,5 % auf 200 μm dicken Wafern bei vorderseitiger Beleuchtung und einem Wirkungsgrad von 8,3 % bei rückseitiger Beleuchtung. Mit rückseitigen Quanteneffizienzmessungen konnte die effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit dieser Solarzellen zu 500 cm/s bestimmt werden und zeigt, dass der Wirkungsgradgewinn aus der Oberflächenpassivierung resultiert.

Mit Solarzellen aus Czochralskisilizium konnte gezeigt werden, dass der Stromgewinn durch die Passivierung vorhanden ist, jedoch die Leerlaufspannung durch die Basisdotierung limitiert wird. Trotzdem wurden auf 2 Ωcm -Czochralskisilizium vorderseitige Wirkungsgrade von 17 % erreicht. Diese sind vergleichbar

mit dem Referenzprozess. Bei rückseitiger Beleuchtung war der Wirkungsgrad der beidseitig passivierten Solarzellen noch 10,2 %. Außerdem wiesen diese Solarzellen eine sehr niedrige rückseitige effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von nur 200 cm/s auf.

Alle vorherigen Resultate zeigen, dass eine einfache Prozessierung von beidseitig passivierten Solarzellen möglich ist. Als wichtige Voraussetzung für eine industrielle Umsetzung ist zu sehen, dass hierfür keine neuartigen Prototypmaschinen eingesetzt, sondern Prozesse auf industrienahen Produktionsmaschinen entwickelt wurden. So ist eine schnelle Integration in zukünftige Produktionslinien ohne neue Anlagen und zusätzliche Risiken möglich.

6. Ausblick

Die waferbasierte Siliziumsolarzellentechnologie wird immer mehr zu einer etablierten und ausgereiften Hochtechnologie. Die zukünftige Entwicklung wird in Richtung komplexerer Zellkonzepte gehen, da nur so eine Erhöhung der Zelleffizienz auf immer dünneren Wafern möglich sein wird.

Dünnere Wafer erfordern neben der erfolgreich demonstrierten dielektrischen Passivierung auch eine Optimierung des optischen Einfangs. Durch die dünneren Wafer wird mehr Licht an der Rückseite reflektiert. Zur Optimierung bieten sich asymmetrische Texturen, d.h. für Vorder- und Rückseite unterschiedlich, an. Diese Voraussetzungen werden insbesondere von der Plasma- und Lasertextur erfüllt, die besonders vielfältige Strukturen erzeugen können [87, 88, 89]. Jedoch sind auch kostengünstige, nasschemische Ansätze denkbar.

Aber auch aus den zuvor vorgestellten Prozesse und den daraus resultierenden Erkenntnissen ergeben sich noch Verbesserungsmöglichkeiten. Das hier getestete Herstellungsverfahren für die Siliziumnitridschichten ist für die Oberflächenpassivierung nicht optimal, da während der Abscheidung Ionen die Oberfläche schädigen. Eine Erhöhung der Abscheidefrequenz auf 13,56 MHz kann diese Schädigung reduzieren, so dass mehr offene Bindungen abgesättigt werden können.

Ein Kurzschluss zwischen der Inversionsschicht und den Metallkontakten, wie er hier wahrscheinlich vorliegt, kann durch alternative Passivierungsschichten reduziert oder komplett vermieden werden. In Frage kommende Materialien sind hier Al_2O_3 , $a-Si_x$, $a-SiO_x$ oder $a-SiON_x$. Denn die für die Inversionsschicht verantwortlichen festen Ladungen sind für $a-Si_x$, $a-SiO_x$ und $a-SiON_x$ geringer als bei $a-SiN_x$ oder sogar negativ geladen (im Falle von Al_2O_3) [90, 91, 92]. Häufig werden diese Passivierungsschichten bei der Herstellung von kleinflächigen Hocheffizienzsolarzellen mit einer zweiten dielektrischen Schicht wie $a-SiN_x$ oder $a-SiO_x$ beschichtet, so dass ein Passivierungsstapel entsteht [4, 21, 92]. Der Vorteil dieser Passivierungsstapel besteht in einer höheren Stabilität gegenüber Hochtemperaturprozessen, wie dem Kontaktsintern. Jedoch steht diesem Vorteil ein aufwendigerer Herstellungsprozess gegenüber. Für Al_2O_3 existieren noch gar keine Produktionsanlagen, die sowohl die benötigte Schichtquali-

tät als auch den Durchsatz für die industrielle Fertigung ermöglichen. Denn bisher konnte nur für die sehr langsame Atomlagenabscheidung (engl. atomic layer deposition, ALD) eine sehr gute Passivierungsqualität von Al_2O_3 nachgewiesen werden [92].

Zusätzlich zu den festen Ladungen können die Grenzflächenzustände weitere Erkenntnisse über die Passivierungseigenschaften beitragen. Allerdings sind die hierfür üblicherweise eingesetzten C-V-Messungen aufgrund der zu hohen Leitfähigkeit der SiN-Schichten nicht anwendbar. Jedoch könnte die Analyse der zweiten Harmonischen (engl. second harmonic generation) eine Lösung sein. Aarts zeigte bereits für amorphe Siliziumschichten, dass sich hiermit die Art der Grenzflächenzustände bestimmen lässt [93].

Auch die Kontaktierung der Rückseite für das hier vorgestellte Konzept kann noch verbessert werden. Bisher werden dicke (70-80 nm) SiN-Schichten nicht optimal durchkontaktiert. Für die begrenzte Haftung des Metallkontaktes auf texturierten Oberflächen muss noch eine genaue Ursachenanalyse erfolgen. Möglicherweise liegt die begrenzte Haftung an der Kristallorientierung oder an einer Mikrorauigkeit auf der Textur. Diese beiden Aspekte zur Kontaktbildung bedürfen einer engen Kooperation mit Siebdruckpastenherstellern, da Inhaltsstoffe wie z.B. die Glasfritte oder die Partikelgröße angepasst werden müssten. Eventuell stellt sich mit der Modifikation der Pasten auch eine Verbesserung des Back surface fields ein.

Untersuchungen zum Einfluss der Basisdotierung auf die Solarzellenparameter (insbesondere die Leerlaufspannung) sollten über einen breiteren Bereich an Basisdotierungen ausgedehnt werden. Dann kann der Einfluss auf die Leerlaufspannung genauer quantifiziert und durch weitere Simulationen gestützt werden. Bei Solarzellen mit geringer Basisdotierung wird jedoch auch der Füllfaktor drastisch sinken, da die Leitfähigkeit des Rückseitenkontakts direkt von der Größe der passivierten Fläche abhängt. Eine Entkopplung der beiden Mechanismen (Passivierung und Leitfähigkeit) kann helfen, den Wirkungsgrad zu erhöhen. Dies kann zum Beispiel durch lokales Öffnen der dielektrischen Schicht geschehen, die anschließend komplett mit dem Metallkontakt belegt wird. Generell würde ein lokales BSF helfen, den Einfluss der Basisdotierung zu reduzieren und gleichzeitig eine bessere Kontaktbildung ermöglichen.

Mit dem Simulationsprogramm PC1D können das Potential und die Limitierungen der zuvor genannten Verbesserungsvorschläge nicht ausreichend quantifiziert werden. Einige Prozesse, wie der Kurzschluss zwischen Rückseitenkontakt und

Inversionsschicht, müssen mindestens zweidimensional betrachtet werden. Eine Software mit der Fähigkeit zur mehrdimensionalen Simulation, wie z.B. TCAD Sentaurus von Synopsys [94], kann diese Probleme lösen.

Neben der dielektrischen Passivierung der Rückseite sind vor allem Rückseitenkontaktsolarzellen der nächste wichtige Schritt zur Steigerung der Effizienz und der kostengünstigen Weiterverarbeitung in Fotovoltaikmodulen. Dabei ist es unerheblich, auf welchen Konzept (Metal wrap through, Emitter wrap through oder Back junction [95]) die Rückseitenkontaktsolarzellen basieren. Alle Konzepte können zu einer Vereinfachung der Modulfertigung beitragen.

Auch auf der Solarzellenvorderseite besteht noch Verbesserungspotential. So können hochohmige oder selektive Emitter die Rekombinationsverluste an der Vorderseite reduzieren, aber auch eine bessere Oberflächenpassivierung erfordern. Außerdem ist die Metallisierung insgesamt verbesserungswürdig. Auf der Vorderseite sind die Strukturen zu breit und zu flach. Zusätzlich ist die mechanische Belastung der Wafer beim Siebdrucken sehr hoch. Um die Belastung zu senken, könnten als geeignete Alternativen kontaktlose oder zumindest kontaktärmere Verfahren, wie Kathodenzerstäubung oder Galvanisieren, verwendet werden.

Auch der Siliziumwafer bietet noch Potential zur Optimierung, jedoch stehen hier die Kostenaspekte im Vordergrund. So kann statt electronic grade Silizium auch upgraded metallurgical grade Silizium verwendet werden [96]. Dann sind allerdings mehr Verunreinigungen im Silizium. Oder statt des Blockgussverfahrens kann ein Folienzieh- oder Foliengießverfahren (z.B. Edge-defined film-fed growth, Ribbon growth on substrate [97]) eingesetzt werden, um Sägeverlust zu reduzieren. Hier sind jedoch die Kristallstrukturen kleiner. Bei beiden Vorgehen müssen die Prozesse angepasst werden und es ist mit geringeren Wirkungsgraden zu rechnen.

Fazit ist, dass nur die Kombination von der Rückseitenpassivierung mit der Rückkontaktsolarzelle es in naher Zukunft ermöglicht, die Energiegestehungskosten in der Fotovoltaik weiter drastisch zu reduzieren. Somit wird die Konkurrenzfähigkeit mit den Dünnschichtsolarzellentechnologien erhalten und letztendlich auch der Weg zur Netzparität geebnet (Stromgestehungskosten gleich dem Endverbraucherpreis).

Abbildungsverzeichnis

1.1. Kumulative installierte fotovoltaische Leistung weltweit bzw. für Deutschland	2
2.1. Bänderdiagramm eines pn-Übergangs	5
2.2. Schema Solarzelle mit Al-BSF	7
2.3. Schema einer mc-Si beidseitig passivierten Solarzelle	8
2.4. PECVD-Anlage für den Betrieb bei 440 kHz	12
2.5. Intrinsische Minoritätsträgerlebensdauer von Silizium	17
2.6. Energiebänderdiagramm, Trapping und Rekombination	18
2.7. Vereinfachtes Bänderdiagramm einer a-SiN passivierten p-Si-Oberfläche	22
3.1. Typisches Transmissionsspektrum einer SiN-Schicht auf einem Siliziumsubstrat	26
3.2. Prinzipschema einer FTIR-Messung in Transmission	28
3.3. Bestimmung der festen SiN-Ladungen	29
3.4. Prinzipskizze einer TLM Struktur	31
3.5. Beispielauswertung einer TLM Messung	31
3.6. I-U-Kennlinie einer siebgedruckten Siliziumsolarzelle	32
3.7. Ersatzschaltbild einer Solarzelle nach dem Zwei-Dioden-Modell	34
3.8. Typisches Beispiel einer vorder- und rückseitig gemessenen internen Quanteneffizienz	36
4.1. Wirkungsgrad in Abhängigkeit von W und S_{eff}	39
4.2. Prinzipskizze zur Lokalisierung von S_{eff} , S_{met} und S_{pass}	40
4.3. Simulation von S_{pass} vs. Metallisierungsgrad	41
4.4. Simulation von S_{met} vs. Metallisierungsgrad	42
4.5. Simulation des Wirkungsgrades eines 2D Rückseitenkontaktes	44
4.6. Abhängigkeit der Leerlaufspannung von der Basisdotierung für verschiedene Passivierungsszenarien	45

4.7. Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Basisdotierung für drei verschiedene Rückseitenszenarien	47
4.8. Leistungsgewinn bei beidseitiger Bestrahlung	49
4.9. Reflexion von Modulfolien	50
4.10. Referenzprozess	53
4.11. Prozessschemata zur Herstellung von beidseitig passivierten Solarzellen	54
4.12. Abhängigkeit des Brechungsindex von der Gaszusammensetzung	56
4.13. Änderung des Brechungsindex durch Sintern bzw. Diffusion	57
4.14. Zusammenhang von Stöchiometrie und Brechungsindex	59
4.15. Bindungsdichte der Si-N-Bindungen	60
4.16. Position des Si-N-Peaks	61
4.17. Relativen Anteile der Si-N-Bindungen	62
4.18. Bindungsdichte der Si-H-Bindungen	64
4.19. Position des Si-H-Peaks	65
4.20. Bindungsdichte der N-H-Bindungen	66
4.21. Position des N-H-Peaks	67
4.22. Wasserstoffgehalt der Siliziumnitridschichten berechnet aus den Bindungsdichten	68
4.23. S_{eff} in Abhängigkeit von n	72
4.24. S_{eff} in Abhängigkeit von n für NH_3 -Vorplasma	74
4.25. Ladungsträgerlebensdauer an $0,35 \Omega cm$ Cz mit SiN auf der Rückseite	76
4.26. S_{eff} in Abhängigkeit der Schichtdicke	77
4.27. Einfluss der Oberflächenstruktur auf S_{eff}	78
4.28. Feste Ladungen in der Siliziumnitridschicht in Abhängigkeit des Brechungsindex	80
4.29. Umladbare Zustände der Siliziumnitridschicht in Abhängigkeit des Brechungsindex	82
4.30. Rückseitige interne Quanteneffizienz für verschiedene Siliziumnitridschichten, als Kontrolle dient eine Solarzelle ohne SiN auf der Rückseite.	86
4.31. Rückseitig gemessene interne Quanteneffizienz in Abhängigkeit des rückseitigen Metallisierungsgrades	89
4.32. Vorderseitige IQE mc-Si mit versch. Metallisierungsgraden	90
4.33. Querschnitt einer siebgedruckten Aluminiumlinie	93
4.34. Oberflächenprofile verschiedener Siliziumoberflächen	97

4.35. Rückseitige IQE von Cz-Solarzellen in Abhängigkeit der Basis-dotierung	104
4.36. Vergleich der rückseitigen interne Quanteneffizienz für eine Aluminium- und eine Silberaluminium-Paste	106
4.37. Rückseitige IQE von Cz-Solarzellen in Abhängigkeit der Siebdruckpaste und der SiN-Schichtdicke	108
A.1. Mismatch-Faktoren in Abhängigkeit der Schwarzkörpertemperatur, oben rechts die verwendeten spektralen Empfindlichkeiten der Berechnung	136
B.1. Injektionsabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit	138
C.1. Schema einer Solarzelle mit passivierter Rückseite	139
C.2. Schema der Stromverteilung in der Basis einer Solarzelle	140

Tabellenverzeichnis

3.1. Schwingungsmoden in $\alpha - Si_xN_y : H_z$	27
4.1. Eckdaten für die Simulation des Referenzprozesses	38
4.2. Typische Albedowerte	49
4.3. Einfluss der Rückseitenfolie bzw. Rückseitenbestrahlung auf die Solarzellenparameter	51
4.4. Ätzzraten von Siliziumnitridschichten nach dem Sintern bzw. nach der Diffusion	69
4.5. Intrinsische Minoritätsladungsträgerlebensdauern	71
4.6. Solarzellenparameter für verschiedene RS	83
4.7. Fitparameter für versch. SiN-Schichtzusammensetzungen	87
4.8. Solarzellenparameter für verschiedene rückseitige Metallisierungs- grade	88
4.9. Kontaktwiderstände in Abhängigkeit der Kontaktpaste und der SiN-Schichtdicke auf Cz-Silizium	94
4.10. Linienwiderstand, Aspektverhältnis und spezifischer Widerstand von Siebdruckpasten	96
4.11. Solarzellenparameter für sauertexturierte Zellen	99
4.12. Fitparameter für tex. mc-Si	100
4.13. Solarzellenparameter für verschiedene Aluminiumpasten	101
4.14. Fit-Parameter 2 Ωcm Cz-Si Al1 und Al2	102
4.15. Solarzellenparameter auf 6 Ωcm Cz	103
4.16. Fit-Parameter 6 Ωcm Cz-Si Al1 und Al2	103
4.17. Solarzellenparameter für Al und Ag/Al	105
4.18. Solarzellenparameter für verschiedene SiN-Schichtdicken	107
4.19. Fit-Parameter 2 Ωcm Cz-Si Al4	107

Literaturverzeichnis

- [1] <http://rredc.nrel.gov/solar/standards/am1.5/>.
- [2] SARK, W.G.J.H.M. van ; BRANDSEN, G.W. ; FLEUSTER, M. ; HEKKERT, M.P.: Analysis of the silicon market: Will thin films profit? In: *Energy Policy* 35 (2007), Nr. 6, 3121-3125. <http://link.aip.org/link/?JAP/100/063308/1>
- [3] Trends in photovoltaic applications - Survey report of selected IEA countries between 1992 and 2007. In: *Report IEA-PVPS T1-17:2008* (2008)
- [4] AGOSTINELLI, G. ; CHOULAT, P. ; DEKKERS, H.F.W. ; MA, Y. ; BEAUCARNE, G.: Silicon solar cells on ultra-thin substrates for large scale production. In: *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*. Dresden, Sep 2006, S. 601–604
- [5] TOOL, C. J. J. ; BURGERS, A. R. ; MANSHANDEN, P. ; WEEBER, A. W. ; STRAATEN, B. H. M.: Influence of wafer thickness on the performance of multicrystalline Si solar cells: an experimental study. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 10 (2002), Nr. 4, S. 279–291. <http://dx.doi.org/10.1002/pip.421>. – DOI 10.1002/pip.421
- [6] A Strategic Research Agenda for Photovoltaic Solar Energy Technology. In: *European Photovoltaic Technology Platform* (2007)
- [7] A PV Roadmap Toward 2030. In: *New Energy and industrial technology development organization (NEDO)* (2004)
- [8] SCHNEIDER, A. ; GERHARDS, C. ; FATH, P. ; BUCHER, E. ; YOUNG, R. J. S. ; RABY, J. A. ; CARROLL, A. F.: Bow reducing factors for thin screenprinted mc-Si solar cells with Al BSF. In: *Conference Record of the 29th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. New Orleans, May 2002, S. 336–339
- [9] SCHNEIDERLÖCHNER, E. ; PREU, R. ; LÜDEMANN, R. ; GLUNZ, S. W.: Laser-fired rear contacts for crystalline silicon solar cells. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 10 (2002), Nr. 1, S. 29–34. <http://dx.doi.org/10.1002/pip.422>. – DOI 10.1002/pip.422

- [10] SCHMIDT, J. ; KERR, M. ; CUEVAS, A.: Surface passivation of silicon solar cells using plasma-enhanced chemical-vapour-deposited SiN films and thin thermal SiO₂/plasma SiN stacks. In: *Semiconductor Science and Technology* 16 (2001), Nr. 3, 164-170. <http://stacks.iop.org/0268-1242/16/164>
- [11] ZHAO, J. ; WANG, A. ; GREEN, M. A.: 24,5% Efficiency silicon PERT cells on MCZ substrates and 24,7% efficiency PERL cells on FZ substrates. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 7 (1999), Nr. 6, S. 471-474. [http://dx.doi.org/10.1002/\(SICI\)1099-159X\(199911/12\)7:6<471::AID-PIP298>3.0.CO;2-7](http://dx.doi.org/10.1002/(SICI)1099-159X(199911/12)7:6<471::AID-PIP298>3.0.CO;2-7). – DOI 10.1002/(SICI)1099-159X(199911/12)7:6<471::AID-PIP298>3.0.CO;2-7
- [12] CAMPBELL, M. P. ; DECEUSTER, D. M. ; COUSINS, P. ; DETRICK, A. ; MANALO, R. ; MULLIGAN, W. P.: High efficiency, back-contact bifacial solar cells and application. In: *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*. Mailand, Sep 2007, S. 976-979
- [13] TAGUCHI, M. ; SAKATA, H. ; YOSHIMINE, Y. ; MARUYAMA, E. ; TERAKAWA, A. ; M. TANAKA ; KIYAMA, S.: An approach for higher efficiency in the HIT cells. In: *Conference Record of the 31st IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. Orlando, Jan 2005, S. 866-871
- [14] BASORE, P. A. ; CLUGSTON, D. A.: PC1D Version 5: 32-bit Solar Cell Modeling on Personal Computers. In: *Conference Record of the 26th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. Anaheim, Sep-Oct 1997, S. 207-210
- [15] BEQUEREL, A. E.: Recherches sur les effets de la radiation chimique de la lumière solaire, au moyen des courants électriques. In: *Comptes Rendus de L'Academie de Sciences* 9 (1839), S. 145-149
- [16] SHOCKLEY, W.: The Theory of PN Junctions in Semiconductors and PN Junction Transistors. In: *Bell System Technical Journal* 28 (1949), S. 435-489
- [17] CHAPIN, D. M. ; FULLER, C. S. ; PEARSON, G. L.: A New Silicon p-n Junction Photocell for Converting Solar Radiation into Electrical Power. In: *Journal of Applied Physics* 25 (1954), Nr. 5, 676-677. <http://link.aip.org/link/?JAP/25/676/1>
- [18] MORI, H.: *Radiation energy transducing device*. 1960. – US Patent 3,278,811, 11.10.1966

- [19] WÜRFEL, P.: *Physik der Solarzellen*. Heidelberg, Berlin, Oxford : Spektrum Akad. Verlag, 1995
- [20] GOETZBERGER, A. ; VOSS, B. ; KNOBLOCH, J.: *Sonnenernergie: Photovoltaik*. 2. überarb. und erw. Auflage. Stuttgart : Teubner, 1997
- [21] KRÄNZL, A. ; KÄS, M. ; PETER, K. ; ENEBAKK, E.: Future cell concepts for mc solar grade silicon feedstock material. In: *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*. Dresden, Sep 2006, S. 1038–1041
- [22] CUEVAS, A. ; LUQUE, A. ; EGUREN, J. ; ALAMO, J. del: 50 Per cent more output power from an albedo-collecting flat panel using bifacial solar cells. In: *Solar Energy* 29 (1982), Nr. 5, S. 419–420. [http://dx.doi.org/10.1016/0038-092X\(82\)90078-0](http://dx.doi.org/10.1016/0038-092X(82)90078-0). – DOI 10.1016/0038-092X(82)90078-0
- [23] AGOSTINELLI, G.: *Photovoltaic cell with silicon oxide and silicon nitride passivation fabrication*. 2006. – WO 2006/097303 A1, 21.09.2006
- [24] ROMIJN, I. G. ; KOPPES, M. ; KOSSEN, E. J. ; TOOL, C. J. J. ; WEEBER, A. W.: High efficiencies on mc-Si solar cells enabled by industrial firing through rear side passivating SiN_x:H. In: *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*. Dresden, Sep 2006, S. 717–720
- [25] COELLO, J. ; CANIZO, C. del ; LUQUE, A.: Review on bifacial solar cell structures for industrialization. In: *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*. Dresden, Sep 2006, S. 1358–1361
- [26] FRANZ, G.: *Niederdruckplasmen und Mikrostrukturtechnik*. 3. Auflage. Berlin : Springer-Verlag, 2004
- [27] LIEBERMAN, M. A. ; LICHTENBERG, A. J.: *Principles of plasma discharges and materials processing*. New York : Wiley-Interscience, 1994
- [28] SMITH, D. L. ; ALIMONDA, A. S. ; CHEN, C.-C. ; READY, S. E. ; WACKER, B.: Mechanism of SiN_xH_y Deposition from NH₃-SiH₄ Plasma. In: *Journal of The Electrochemical Society* 137 (1990), Nr. 2, 614–623. <http://link.aip.org/link/?JES/137/614/1>

- [29] SMITH, D. L. ; ALIMONDA, A. S. ; PREISSIG, F. J.: Mechanism of SiN_xH_y deposition from $\text{N}_2\text{-SiH}_4$ plasma. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 8 (1990), Nr. 3, 551-557. <http://link.aip.org/link/?JVB/8/551/1>
- [30] NIENHUIS, G. J. ; GOEDHEER, W. J. ; HAMERS, E. A. G. ; SARK, W. G. J. H. M. ; BEZEMER, J.: A self-consistent fluid model for radio-frequency discharges in $\text{SiH}_4\text{-H}_2$ compared to experiments. In: *Journal of Applied Physics* 82 (1997), Nr. 5, 2060-2071. <http://link.aip.org/link/?JAP/82/2060/1>
- [31] VERNHES, R. ; ZABEIDA, O. ; KLEMBERG-SAPIEHA, J. E. ; MARTINU, L.: Pulsed radio frequency plasma deposition of a- $\text{SiN}_x\text{:H}$ alloys: Film properties, growth mechanism, and applications. In: *Journal of Applied Physics* 100 (2006), Nr. 6, 063308. <http://link.aip.org/link/?JAP/100/063308/1>
- [32] ABERLE, A. G.: Overview on SiN surface passivation of crystalline silicon solar cells. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 65 (2001), Nr. 1-4, 239-248. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V51-419BGN3-13/2/b499a85646c6b0ceafedd7b8c94a802a>
- [33] SCHMIDT, J. ; ABERLE, A. G.: Carrier recombination at silicon-silicon nitride interfaces fabricated by plasma-enhanced chemical vapor deposition. In: *Journal of Applied Physics* 85 (1999), Nr. 7, 3626-3633. <http://dx.doi.org/10.1063/1.369725>. – DOI 10.1063/1.369725
- [34] UPADHYAYA, A. ; SHEORAN, M. ; ROHATGI, A.: Study of direct PECVD SiN_x -induced surface emitter and bulk defect passivation in p-type silicon solar cells. In: *Conference Record of the 31st IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. Orlando, Jan 2005, S. 1273-1276
- [35] TRUPKE, T. ; GREEN, M. A. ; WURFEL, P. ; ALTERMATT, P. P. ; WANG, A. ; ZHAO, J. ; CORKISH, R.: Temperature dependence of the radiative recombination coefficient of intrinsic crystalline silicon. In: *Journal of Applied Physics* 94 (2003), Nr. 8, 4930-4937. <http://link.aip.org/link/?JAP/94/4930/1>
- [36] KERR, M.J. ; CUEVAS, A.: General parameterization of Auger recombination in crystalline silicon. In: *Journal of Applied Physics* 91 (2002), Nr. 4, 2473-2480

- [37] BALLIF, C. ; PETERS, S. ; BORCHERT, D. ; ISENBERG, J. ; SCHINDLER, R. ; WARTA, W. ; WILLEKE, G.: Lifetime investigations on degradation effects in processed multicrystalline silicon wafers. In: *Proceedings of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*. München, 2001, S. 181–1821
- [38] ELMIGER, J. R. ; SCHIECK, R. ; KUNST, M.: Recombination at the silicon nitride/silicon interface. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces and Films* 15 (1997), Nr. 4, 2418-2425. <http://dx.doi.org/10.1116/1.580757>. – DOI 10.1116/1.580757
- [39] SCHMIDT, J. ; SCHUURMANS, F. M. ; SINKE, W. C. ; GLUNZ, S. W. ; ABERLE, A. G.: Observation of multiple defect states at silicon–silicon nitride interfaces fabricated by low-frequency plasma-enhanced chemical vapor deposition. In: *Applied Physics Letters* 71 (1997), Nr. 2, 252-254. <http://dx.doi.org/10.1063/1.119512>. – DOI 10.1063/1.119512
- [40] SONTAG, D. ; HAHN, G.: Two-dimensional resolution of minority carrier diffusion constants in different silicon materials. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 76 (2002), Nr. 1-4, 533-539. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V51-44N01G0-3/2/1631c84f5db646fe3857a10112387c22>
- [41] MARKVART, T. ; CASTANER, L.: *Solar Cells: Materials, Manufacture and Operation*. Oxford : Elsevier, 2005
- [42] SCHMIDT, J. ; CUEVAS, A.: Electronic properties of light-induced recombination centers in boron-doped Czochralski silicon. In: *Journal of Applied Physics* 86 (1999), Nr. 6, 3175-3180. <http://dx.doi.org/10.1063/1.371186>. – DOI 10.1063/1.371186
- [43] ABERLE, A. G.: *Crystalline Silicon Solar Cells - Advanced Surface Passivation and Analysis*. Sydney : Centre fophotovoltaic Engineering, University of New South Wales, 2004
- [44] HORNBECK, J. A. ; HAYNES, J. R.: Trapping of Minority Carriers in P-Type Silicon. In: *Physical Review* 97 (1955), S. 311
- [45] MCDONALD, D. ; CUEVAS, A.: Trapping of minority carriers in multicrystalline silicon. In: *Journal of Applied Physics* 74 (1999), Nr. 12, 1710-1712. <http://link.aip.org/link/?APL/74/1710/1>

- [46] MCDONALD, D. ; SINTON, R. ; CUEVAS, A.: On the use of a bias-light correction for trapping effects in photoconductance-based lifetime measurements of silicon. In: *Journal of Applied Physics* 89 (2001), Nr. 5, 2772-2778. <http://link.aip.org/link/?JAP/89/2772/1>
- [47] GLUNZ, S. W. ; BIRO, D. ; REIN, S. ; WARTA, W.: Field-effect passivation of the SiO₂/Si interface. In: *Journal of Applied Physics* 86 (1999), Nr. 1, 683-691. <http://dx.doi.org/10.1063/1.370784>. – DOI 10.1063/1.370784
- [48] DAUWE, S. ; SCHMIDT, J. ; METZ, A. ; HEZEL, R.: Fixed charge density in silicon nitride films on crystalline silicon surfaces under illumination. In: *Conference Record of the 29th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. New Orleans, May 2002, S. 162–165
- [49] INC., Sinton C.: *WCT-100*. Boulder, Colorado, USA,
- [50] NAGEL, H. ; BERGE, C. ; ABERLE, A. G.: Generalized analysis of quasi-steady-state and quasi-transient measurements of carrier lifetimes in semiconductors. In: *Journal of Applied Physics* 86 (1999), Nr. 11, 6218-6221. <http://link.aip.org/link/?JAP/86/6218/1>
- [51] BUSTARRET, E. ; BENSOUDA, M. ; HABRARD, M. C. ; BRUYERE, J. C.: Configurational statistics in $a - Si_xN_yH_z$ alloys: A quantitative analysis. In: *Physical Review B* 38 (1988), Nr. 12, S. 8171–8184
- [52] F.GIORGIS ; GUILANI, F. ; PIRRI, C. F. ; TRESSO, E.: Optical, structural and electrical properties of device-quality hydrogenated amorphous silicon-nitrogen films deposited by plasma-enhanced chemical vapour deposition. In: *Philosophical Magazine B* 77 (1998), S. 925–944
- [53] GRIFFITHS, P. R.: Fourier transform infrared spectrometry. In: *Science* 222 (1983), Nr. 4621, S. 297–302. <http://dx.doi.org/10.1126/science.6623077>. – DOI 10.1126/science.6623077
- [54] SZE, S. M.: *Physics of Semiconductor Devices*. 2nd Edition. New York : Wiley-Interscience, 1981
- [55] SCHRODER, D. K.: *Semiconductor material and device characterization*. New York : Wiley-Interscience, 1990
- [56] SHOCKLEY, W. ; GÖTZBERGER, A. ; SCARLETT, R. M.: Research and investigation of inverse epitaxial UHF power transistors. In: *Report No. ALTOR-64-207* (1964), S. 136

- [57] BERGER, H. H.: Models for contacts to planar devices. In: *Solid-State Electronics* 15 (1972), Nr. 2, 145-158. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TY5-46V5DHP-3B/2/d7876bd23adfc874bb726fcc71f1eac1>
- [58] BERGER, H. H.: Contact Resistance and Contact Resistivity. In: *Journal of The Electrochemical Society* 119 (1972), Nr. 4, 507-514. <http://link.aip.org/link/?JES/119/507/1>
- [59] FISCHER, B.: *Loss Analysis of Crystalline Silicon Solar Cells using Photoconductance and Quantum Efficiency Measurements*. Dissertation. Göttingen : Cuvillier Verlag, 2003
- [60] PLAGWITZ, H. ; SCHAPER, M. ; SCHMIDT, J. ; TERHEIDEN, B. ; BRENDDEL, R.: Analytical model for the optimization of locally contacted solar cells. In: *Conference Record of the 31st IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. Orlando, Jan 2005, S. 999–1002
- [61] ZAGOZDZON-WOSIK, W. ; KUZMICZ, W.: Physical mechanisms of bandgap-narrowing in silicon. In: *Electronics Letters* 19 (July 7 1983), Nr. 14, S. 515–516. <http://dx.doi.org/10.1049/el:19830350>. – DOI 10.1049/el:19830350. – ISSN 0013–5194
- [62] NUBILE, P. ; SILVA, A. Ferreira d.: Bandgap narrowing in silicon solar cells considering the p-type doping material. In: *Solid-State Electronics* 41 (January 1997), Nr. 1, S. 121–124. [http://dx.doi.org/10.1016/S0038-1101\(96\)00127-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0038-1101(96)00127-X). – DOI 10.1016/S0038-1101(96)00127-X
- [63] MARKVART, T. ; CASTANER, L.: *Practical Handbook of Photovoltaics: Fundamentals and Applications*. Oxford : Elsevier, 2003
- [64] ROBERTSON, J.: Defects and hydrogen in amorphous silicon nitride. In: *Philosophical Magazine Part B* 69 (1994), Nr. 2, S. 307–326. <http://dx.doi.org/10.1080/01418639408240111>. – DOI 10.1080/01418639408240111
- [65] LAUINGER, T. ; J.MOSCHNER ; ABERLE, A. G. ; HEZEL, R.: Optimization and characterization of remote plasma-enhanced chemical vapor deposition silicon nitride for the passivation of p-type crystalline silicon surfaces. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces and Films* 16 (1998), Nr. 2, 530-543. <http://dx.doi.org/10.1116/1.581095>. – DOI 10.1116/1.581095

- [66] MÄCKEL, H. ; LÜDEMANN, R.: Detailed study of the composition of hydrogenated SiN_x layers for high-quality silicon surface passivation. In: *Journal of Applied Physics* 92 (2002), Nr. 5, 2602–2609. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1495529>. – DOI 10.1063/1.1495529
- [67] WEEBER, A.W. ; RIEFFE, H.C. ; ROMIJN, I.G. ; SINKE, W.C. ; SOPPE, W.J.: The fundamental properties of $\text{SiN}_x : \text{H}$ that determine its passivating qualities. In: *Conference Record of the 31st IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. Orlando, Jan 2005, S. 1043–1046
- [68] BURGERS, A. R.: FTIR-fit. (2006). <http://www.ecn.nl/en/zon/>
- [69] CLAASSEN, W. A. P. ; VALKENBURG, W. G. J. N. ; HABRAKEN, F. H. P. M. ; TAMMINGA, Y.: Characterization of Plasma Silicon Nitride Layers. In: *Journal of The Electrochemical Society* 130 (1983), Nr. 12, 2419–2423. <http://dx.doi.org/10.1149/1.2119600>. – DOI 10.1149/1.2119600
- [70] WEEBER, A.W. ; RIEFFE, H.C. ; SINKE, W.C. ; SOPPE, W.J.: Structural and passivating properties of $\text{SiN}_x : \text{H}$ deposited using different precursor gases. In: *Proceedings of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*. Paris, Jun 2004, S. 1005–1008
- [71] ROMIJN, I.G. ; SOPPE, W.J. ; RIEFFE, H.C. ; BURGERS, A.R. ; WEEBER, A.W.: Passivating mc-Si solar cells using $\text{SiN}_x\text{:H}$: from Magic to Physics. In: *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*. Barcelona, Jun 2005, S. 1352–1355
- [72] CUEVAS, A. ; CHEN, F. ; TAN, J. ; MÄCKEL, H. ; WINDERBAUM, S. ; ROTH, K.: FTIR Analysis of Microwave-Excited PECVD Silicon Nitride Layers, 2006, S. 1148–1151
- [73] PARSONS, G. N. ; LUCOVSKY, G.: Silicon-hydrogen bond-stretching vibrations in hydrogenated amorphous silicon-nitrogen alloys. In: *Phys. Rev. B* 41 (1990), Jan, Nr. 3, S. 1664–1667. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.41.1664>. – DOI 10.1103/PhysRevB.41.1664
- [74] WINDERBAUM, S. ; ROMIJN, I.G. ; STERK, D. ; STRATEN, B. H. M.: MW PECVD $\text{Si}_x\text{N}_y : \text{H}_2$ The road to optimum silicon nitride coatings. In: *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*. Dresden, Sep 2006, S. 1523–1526
- [75] WILLIAMS, R.S. K.R.; M. K.R.; Muller: Etch rates for micromachining processing. In: *Microelectromechanical Systems, Journal of* 5 (Dec 1996),

- Nr. 4, S. 256–269. <http://dx.doi.org/10.1109/84.546406>. – DOI 10.1109/84.546406. – ISSN 1057–7157
- [76] KNOTTER, D. M. ; DENTENEER, T. J. J.: Etching Mechanism of Silicon Nitride in HF-Based Solutions. In: *Journal of The Electrochemical Society* 148 (2001), Nr. 3, F43-F46. <http://dx.doi.org/10.1149/1.1348262>. – DOI 10.1149/1.1348262
- [77] HAUSER, A. ; SPIEGEL, M. ; FATH, P. ; BUCHER, E.: Influence of an ammonia activation prior to the PECVD SiN deposition on the solar cell performance. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 75 (2003), Nr. 3-4, 357-362. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V51-45NGMF6-1C/2/ec2eeb737e52b6230e3c8ceab58205e9>
- [78] BOSE, M. ; BASA, D. K. ; BOSE, D. N.: Effect of ammonia plasma pretreatment on the plasma enhanced chemical vapor deposited silicon nitride films. In: *Materials Letters* 48 (2001), Nr. 6, 336-341. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TX9-42WX4VF-4/2/1135a9f81974b9841defea68711c78e9>
- [79] ELMIGER, J. R. ; KUNST, M.: Investigation of charge carrier injection in silicon nitride/silicon junctions. In: *Applied Physics Letters* 69 (1996), Nr. 4, 517-519. <http://link.aip.org/link/?APL/69/517/1>
- [80] ZHOU, J.-H. ; YAMAGUCHI, K. ; YAMAMOTO, Y. ; SHIMIZU, T.: Nitrogen doping in hydrogenated amorphous silicon. In: *Journal of Applied Physics* 74 (1993), Nr. 8, 5086-5089. <http://dx.doi.org/10.1063/1.354293>. – DOI 10.1063/1.354293
- [81] ROHATGI, A. ; NARASIMHA, S.: Design, fabrication, and analysis of greater than 18% efficient multicrystalline silicon solar cells. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 48 (1997), Nr. 1-4, S. 187–197. [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0248\(97\)00102-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0248(97)00102-5). – DOI 10.1016/S0927-0248(97)00102-5
- [82] LENKEIT, B.: *Elektronische und strukturelle Eigenschaften von Plasma-Siliziumnitrid zur Oberflächenpassivierung von siebgedruckten und bifazialen Silizium-Solarzellen*. Dissertation. Hannover, 2002
- [83] HEIDE, A. S. H. d. ; SCHÖNECKER, A. ; BULTMAN, J. H. ; SINKE, W. C.: Explanation of high solar cell diode factors by nonuniform contact resistance. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 13 (2005),

- Nr. 1, S. 3–16. <http://dx.doi.org/10.1002/pip.556>. – DOI 10.1002/pip.556
- [84] SCHRODER, D. K. ; MEIER, D. L.: Solar cell contact resistance - A review. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 31 (1984), Nr. 5, S. 637– 647
- [85] DAUWE, S. ; MITTELSTÄDT, L. ; METZ, A. ; HEZEL, R.: Experimental evidence of parasitic shunting in silicon nitride rear surface passivated solar cells. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 10 (2002), Nr. 4, S. 271–278. <http://dx.doi.org/10.1002/pip.420>. – DOI 10.1002/pip.420
- [86] GLUNZ, S. W. ; REIN, S. ; WARTA, W. ; KNOBLOCH, J. ; WETTLING, W.: Degradation of carrier lifetime in Cz silicon solar cells. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 65 (2001), Nr. 1-4, 219-229. [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0248\(00\)00098-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0248(00)00098-2). – DOI 10.1016/S0927-0248(00)00098-2
- [87] SCHULTZ, O. ; GLUNZ, S. W. ; WILLEKE, G. P.: SHORT COMMUNICATION: ACCELERATED PUBLICATION: Multicrystalline silicon solar cells exceeding 20% efficiency. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 12 (2004), Nr. 7, S. 553–558. <http://dx.doi.org/10.1002/pip.583>. – DOI 10.1002/pip.583
- [88] RENTSCH, J. ; KOHN, N. ; BAMBERG, F. ; ROTH, K. ; PETERS, S. ; LUDEMANN, R. ; PREU, R.: Isotropic plasma texturing of mc-Si for industrial solar cell fabrication. In: *Conference Record of the 31st IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. Orlando, Jan. 2005. – ISSN 0160–8371, S. 1316–1319
- [89] ABBOTT, M. ; COTTER, J.: Optical and electrical properties of laser texturing for high-efficiency solar cells. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 14 (2006), Nr. 3, S. 225–235. <http://dx.doi.org/10.1002/pip.66>. – DOI 10.1002/pip.66
- [90] ROLLAND, A. ; RICHARD, J. ; KLEIDER, J. P. ; MENCARAGLIA, D.: Electrical Properties of Amorphous Silicon Transistors and MIS-Devices: Comparative Study of Top Nitride and Bottom Nitride Configurations. In: *Journal of the Electrochemical Society* 140 (1993), Nr. 12, S. 3679–3683. <http://dx.doi.org/10.1149/1.2221149>. – DOI 10.1149/1.2221149
- [91] SZEKERES, A. ; ALEXANDROVA, S. ; MODREANU, M.: Capacitance-Voltage Characterization of LPCVD-Silicon Oxynitride Films.

- In: *physica status solidi (a)* 187 (2001), Nr. 2, S. 493–498.
[http://dx.doi.org/10.1002/1521-396X\(200110\)187:2<493::AID-PSSA493>3.0.CO;2-6](http://dx.doi.org/10.1002/1521-396X(200110)187:2<493::AID-PSSA493>3.0.CO;2-6). – DOI 10.1002/1521-396X(200110)187:2<493::AID-PSSA493>3.0.CO;2-6
- [92] SCHMIDT, J. ; MERKLE, A. ; BRENDDEL, R. ; HOEX, B. ; SANDEN, M. C. M. d. ; KESSELS, W. M. M.: Surface passivation of high-efficiency silicon solar cells by atomic-layer-deposited Al₂O₃. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 16 (2008), Nr. 6, S. 461–466. <http://dx.doi.org/10.1002/pip.823>. – DOI 10.1002/pip.823
- [93] AARTS, I. M. P. ; GIELIS, J. J. H. ; SANDEN, M. C. M. d. ; KESSELS, W. M. M.: Probing hydrogenated amorphous silicon surface states by spectroscopic and real-time second-harmonic generation. In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* 73 (2006), Nr. 4, 045327. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.73.045327>. – DOI 10.1103/PhysRevB.73.045327
- [94] INC., Synopsys: *TCAD Sentaurus Device Optoelectronics*
- [95] KERSCHAUER, E. V. ; BEAUCARNE, G.: Back-contact solar cells: a review. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 14 (2006), Nr. 2, S. 107–123. <http://dx.doi.org/10.1002/pip.657>. – DOI 10.1002/pip.657
- [96] WOLF, S. D. ; SZLUFCHIK, J. ; DELANNOY, Y. ; PERICHAUD, I. ; HÄSSLER, C. ; EINHAUS, R.: Solar cells from upgraded metallurgical grade (UMG) and plasma-purified UMG multi-crystalline silicon substrates. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 72 (2002), Nr. 1-4, 49-58. [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0248\(01\)00149-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0248(01)00149-0). – DOI 10.1016/S0927-0248(01)00149-0
- [97] HAHN, G. ; SCHONECKER, A.: New crystalline silicon ribbon materials for photovoltaics. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 16 (2004), Nr. 50, R1615-R1648. <http://stacks.iop.org/0953-8984/16/R1615>
- [98] METZDORF, J.: Calibration of solar cells. 1: The differential spectral responsivity method. In: *Appl. Opt.* 26 (1987), Nr. 9, 1701-1708. <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-26-9-1701>

7. Publikationen

1. **L. Janßen**, W.A. Nositschka, O. Voigt, H. Kurz, Phosphor diffusion gettering and emitter optimisation of multi-crystalline silicon solar cells, Proceedings of the 19th European photovoltaic solar energy conference, Paris, 2004, S. 628-631
2. W.A. Nositschka, A. Kenanoglu, H. Windgassen, **L. Janßen**, D. Borchert, H. Kurz, Double sided SiN_x passivation for thin multi-crystalline silicon solar cells, Proceedings of the 19th European photovoltaic solar energy conference, Paris, 2004, S. 857-859
3. **L. Janßen**, M. Rinio, H. Windgassen, W.A. Nositschka, D. Borchert, H. Kurz, Double sided silicon nitride passivated thin screen printed multicrystalline silicon solar cells, Proceedings of the 20th European photovoltaic solar energy conference, Barcelona, 2005, S. 1333-1335
4. D. Borchert, M. Rinio, R. Tölle, **L. Janßen**, W.A. Nositschka, H. Kurz, Silicon nitride for backside passivation of multicrystalline silicon solar cells, Proceedings of the 20th European photovoltaic solar energy conference, Barcelona, 2005, S. 1348-1351
5. M. Rinio, D. Borchert, S. Müller, S. Riepe, R. Tölle, **L. Janßen**, H. Kurz, Industrial rear SiN -passivated multicrystalline silicon solar cells, Conference record of the 4th world conference on photovoltaic energy conversion, Hawaii, 2006, S. 1275-1278
6. **L. Janßen**, M. Rinio, D. Borchert, H. Windgassen, D.L. Bätzner, H. Kurz, Thin bifacial multicrystalline silicon solar cells for industrial production, Proceedings of the 21st European photovoltaic solar energy conference, Dresden, 2006, S. 834-837
7. T. Pletzer, H. Windgassen, E. Stegemann, **L. Janßen**, D.L. Bätzner, H. Kurz, Screen printed phosphorus emitter for industrial thin multi-crystalline silicon solar cells, Proceedings of the 21st European photovoltaic solar energy conference, Dresden, 2006, S. 838-841

8. **L. Janßen**, M. Rinio, D. Borchert, H. Windgassen, D.L. Bätzner, H. Kurz, Passivating thin bifacial silicon solar cells for industrial production, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, 2007, Nr 15(6), S. 469-475, doi: 10.1002/pip.750
9. T. Pletzer, E. Stegemann, **L. Janßen**, H. Windgassen, D.L. Bätzner, H. Kurz, Selective emitters by phosphorus screen-printing for industrial very thin mc-Si solar cells, *Proceedings of the 22nd European photovoltaic solar energy conference*, Mailand, 2007, S. 1604-1607
10. D.L. Bätzner, H. Windgassen, A. Sauer, B. Hadam, **L. Janßen**, T. Pletzer, Acidic wet chemical texturisation of mc-Si solar cells, *Proceedings of the 22nd European photovoltaic solar energy conference*, Mailand, 2007, S. 1715-1718
11. **L. Janßen**, H. Windgassen, D.L. Bätzner, B. Bitnar, H. Neuhaus, H. Kurz, Bifacial Cz-silicon solar cells passivated with silicon nitride, *Proceedings of the 23rd European photovoltaic solar energy conference*, Valencia, 2008, S. 1527-1529
12. D.L. Bätzner, H. Windgassen, **L. Janßen**, M. Scherff, A.G. Ulyashin, T.M. Pletzer, H. Kurz, High aspect ratio with low temperature screen printed contacts in Cz-Si solar cells, *Proceedings of the 23rd European photovoltaic solar energy conference*, Valencia, 2008, S. 1514-1517
13. M.N. van den Donker, P.A.M. Wijnen, S. Krantz, V. Siarheyeva, **L. Janßen**, M. Fleuster, I.G. Romijn, A.A. Mewe, M.W.P.E Lamers, A.F. Stassen, E.E. Bende, A.W. Weeber, P. van Eijk, H. Kerp, K. Albertsen, The Starfire Project: Towards in-line mass production of thin high efficiency back-contacted multicrystalline silicon solar cells, *Proceedings of the 23rd European photovoltaic solar energy conference*, Valencia, 2008, S. 1048-1050
14. **L. Janßen**, H. Windgassen, D.L. Bätzner, B. Bitnar, H. Neuhaus, Silicon nitride passivated bifacial Cz-silicon solar cells, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, Nr 93, 2009, S. 1435-1439, doi:10.1016/j.solmat.2009.03.015
15. **L. Janßen**, H. Windgassen, D.L. Bätzner, H. Kurz, Silicon nitride layers for silicon solar cells, in *Vorbereitung*

8. Lebenslauf

PERSÖNLICHE DATEN

geboren: 10.01.1977 in Oldenburg(in Oldb.)
Familienstand: verheiratet, ein Sohn und eine Tochter

BERUF

seit Jan 08 Projektleiter bei Solland Solar Cells GmbH, Aachen

STUDIUM

Okt 03 - Dez 07 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl und Institut für Halbleitertechnik (Prof. H. Kurz) der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, RWTH Aachen
Jul 03 Diplomarbeit: Untersuchungen zu Ladungsträgerlebensdauern von multikristallinen Siliziumsolarzellen
Note: sehr gut
Okt 01 - Jul 03 Stipendiat der Prof. Dr. Koepchen-Studienstiftung
Jul 97 - Jul 03 RWTH Aachen Studium der Elektrotechnik
Vertiefungsrichtung: Allgemeinen Elektrotechnik

SCHULBILDUNG

07.06.1996 Allgemeine Hochschulreife
1993 - 1996 Fachgymnasium Technik
1989 - 1993 Gymnasium Am Flöteenteich
1987 - 1989 Orientierungsstufe Ofenerdiek
1983 - 1987 Grundschule Ofenerdiek
(alles in Oldenburg i.Oldb.)

9. Danksagung

Zuerst danke ich Prof. Kurz für die Möglichkeit, diese Arbeit durchzuführen und den Freiraum, diese eigenverantwortlich zu gestalten.

Dr. W. Andreas Nositschka möchte ich für die Betreuung am Institut für Halbleitertechnik am Anfang dieser Arbeit danken und für die späteren Diskussionen.

Dr. Derk L. Bätzner danke ich für die Betreuung am Ende dieser Arbeit und für seine Anregungen, Kritiken und Korrekturen.

Shell Solar Deutschland bzw. Solarworld Industries Deutschland, ebenso wie der Deutschen Cell, danke ich für das Interesse und für die Unterstützung bei dieser Arbeit. Hier sind insbesondere Dr. Rainer Tölle und Dr. Bernd Bitnar genannt.

Ich möchte den Projektpartnern vom Fraunhofer ISE in Gelsenkirchen, namentlich Dr. Dietmar Borchert, Ali Kenanoglu und Dr. Markus Rinio, für ihre Kooperation während des gemeinsamen Projektes meinen Dank aussprechen.

Dr. Bernd Spangeberg gilt der Dank für seine Unterstützung in allen Situationen am IHT.

Bei Horst Windgassen und Tobias Pletzer möchte ich mich für ihre besondere Unterstützung im Labor und einer Menge Spaß bedanken.

Allen Kollegen am Institut für Halbleitertechnik und der AMICA/AMO GmbH Dank für ihre Hilfe und Unterstützung und die gute Arbeitsatmosphäre.

Ein ganz spezieller Dank gilt meiner Familie, insbesondere meiner Frau Johanna, die mir den Rücken freigehalten und mich immer wieder motiviert hat. Vielen Dank Johanna.

A. Spektrale Fehlanpassung

Wie bereits in Abschnitt 3.2.3 erwähnt, wird für die Hellkennlinienmessung ein Lampenspektrum (E_{Sim}) vorausgesetzt, dass dem Spektrum AM1.5g entspricht. Dies trifft nicht auf die Halogenlampen zu, die im verwendeten Messplatz eingesetzt werden. Die spektrale Abweichung und der daraus resultierende Fehler ist jedoch berechenbar über den so genannten Fehlanpassungs- oder Mismatch-Faktor [98], der wie folgt definiert ist:

$$\text{Mismatch} = \frac{\int E_{AM1.5}(\lambda) SR_{Ref}(\lambda) d\lambda}{\int E_{Sim}(\lambda) SR_{Ref}(\lambda) d\lambda} \frac{\int E_{Sim}(\lambda) SR_{Test}(\lambda) d\lambda}{\int E_{AM1.5}(\lambda) SR_{Test}(\lambda) d\lambda} \quad (\text{A.1})$$

Die Bestimmung des Mismatch-Faktors ist notwendig, da die Referenzzelle nur von der Vorderseite gemessen werden kann. Für die Charakterisierung der Rückseite stellt aber die rückseitige spektrale Empfindlichkeit mehr Informationen über die rückseitige Oberflächenpassivierung zur Verfügung.

Um den größtmöglichen Fehler der Messung zu bestimmen wurde eine Vorderseiten-SR einer multikristallinen Siliziumsolarzelle mit der rückseitigen spektralen Empfindlichkeit einer monokristallinen Solarzelle verglichen (vergleiche oben rechts in Abbildung A.1).

Da keine Absolutmessung des Lampenspektrums (E_{Sim}) möglich ist, wurden nur die Peakpositionen der Lampenspektren bestimmt und das Lampenspektrum mit einem Schwarzkörperspektrum entsprechenden Maximums angenähert. Die Planck'sche Formel ergibt das Schwarzkörperspektrum:

$$E(\lambda, T) d\lambda = N_f \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1} d\lambda \quad (\text{A.2})$$

Aus den spektralen Empfindlichkeiten und einer Schwarzkörpertemperatur zwischen 5000 K und 3500 K ergeben sich die Mismatch-Faktoren wie in Abbildung A.1 dargestellt. Die spektralaufgelösten Messungen in dieser Arbeit enthalten je nach Biaslichtintensität einen Fehler von 1,5 % bei hoher Intensität und bis 6,5 % bei niedriger Intensität (0,008 Sonnen). Dieser Fehler des Kurzschlussstromes

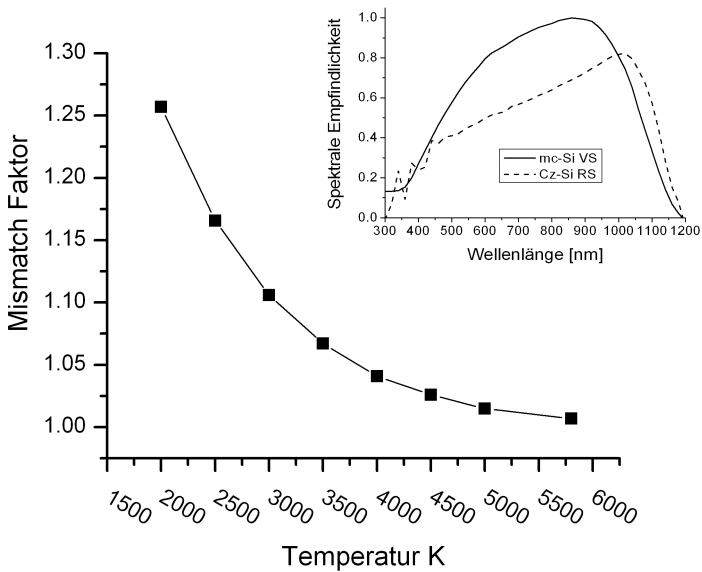


Abbildung A.1.: Mismatch-Faktoren in Abhängigkeit der Schwarzkörpertemperatur, oben rechts die verwendeten spektralen Empfindlichkeiten der Berechnung

wirkt sich über die Normierung der absoluten spektralen Empfindlichkeit auch auf die Quanteneffizienzen aus.

B. Injektionsabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit

Neben dem spektralen Mismatch gibt es eine weitere Fehlerquelle bei der Messung der spektralen Empfindlichkeit. Um ein hohes Signal zu Rauschverhältnis zu erzielen, werden die Solarzellen meist mit nur geringer Biasbeleuchtung gemessen. Wie bereits in Kapitel 2.3 erläutert ist die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit injektionsabhängig und wird durch das Biaslicht beeinflusst.

Ein Beispiel für die Injektionsabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit ist in Abbildung B.1 dargestellt. Für den dargestellten Fall wird eine Biasbeleuchtungsintensität von mindestens 0,25 Sonnen (250 W/m^2) benötigt, um die Passivierung in einen stabilen Arbeitspunkt zu bringen und die korrekte absolute spektrale Empfindlichkeit bei einer Sonne zu bestimmen. Die direkte Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit mit einer Sonne Biaslicht ist mit dem vorhandenen Messplatz technisch leider nicht möglich. In dieser Arbeit wurden stets mehrere Messungen ausgeführt, um sicherzustellen, dass ein stabiler Arbeitspunkt der Passivierung erreicht wurde.

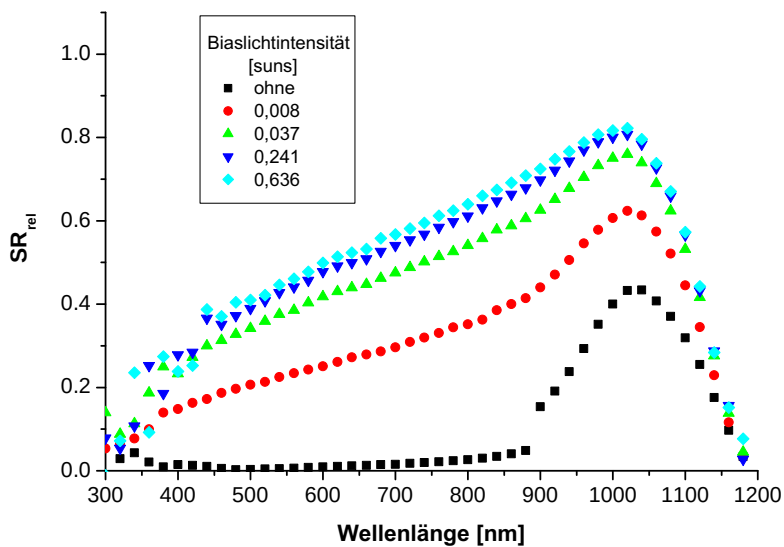


Abbildung B.1.: Injektionsabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit

C. Streifenkontaktsimulation in PC1D

Wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben, wird zur Beschreibung von beidseitig passivierten Solarzellen mindestens eine zweidimensionale Simulation benötigt. Insbesondere der Einfluss der Basis kann dominant werden, wenn die Kontaktstruktur ungünstig gewählt wird. Daher wird in dieser Arbeit der Basiswiderstand wie in [60] beschrieben, bestimmt:

$$R_b = \frac{p\rho}{2} \gamma(\alpha) + \rho W \left(1 - \exp\left(-\frac{W}{p}\right) \right) \quad (\text{C.1})$$

mit $\alpha = \pi a/4W$ und $\gamma(\alpha)$ als Näherung des kompletten elliptischen Integrals in $\tanh(\alpha)$.

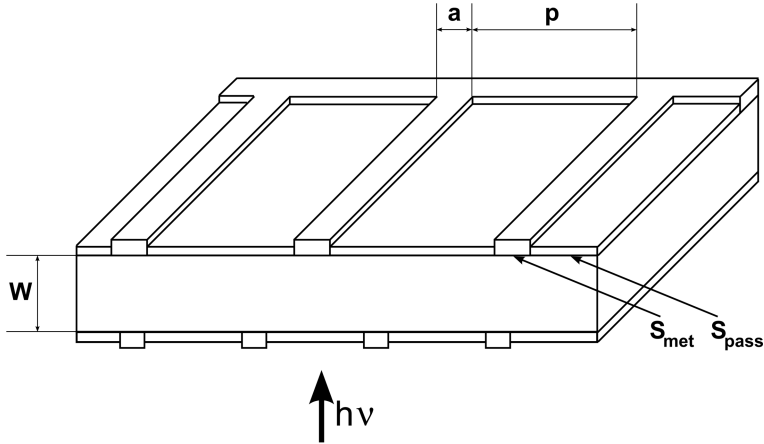


Abbildung C.1.: Schematische Darstellung einer Solarzelle mit passivierter Rückseite

Auf diese Weise wird die Aufweitung der Strompfade in der Basis berücksichtigt, wenn der Abstand zwischen den Fingern auf der Rückseite groß wird (vgl. Abb. C.2).

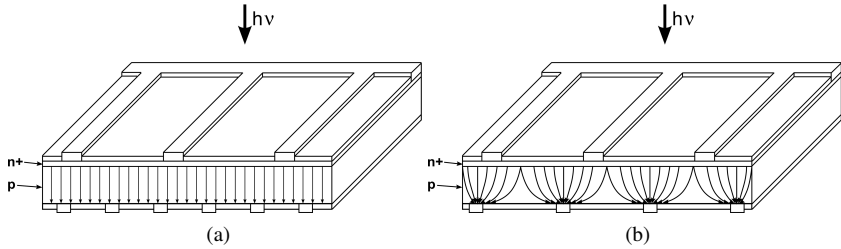


Abbildung C.2.: Schematische Darstellung der Stromverteilung in der Basis in Abhängigkeit des Fingerabstands: a) homogene Stromverteilung bei geringen Abstand, b) Aufweitung der Strompfade bei großen Kontaktabständen

Zur Bestimmung der effektiven Sättigungsstromdichte in der Basis wird noch der Basiswiderstand der komplementären Anordnung von passivierten und metallisierten Flächen benötigt, der sich analog bestimmen lässt und mit R'_b bezeichnet wird. Mit einer Diffusionslänge $L \geq 3p$ lässt sich die effektive Sättigungsstromdichte wie folgt ausdrücken:

$$j_0 = Dn_0 \left(\left(\frac{R_b}{\rho} + \frac{D}{fS_{met}} \right)^{-1} + \left(\frac{R'_b}{\rho} + \frac{D}{(1-f)S_{pass}} \right)^{-1} \right) \quad (C.2)$$

Allgemeiner gilt für die effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Rückseite:

$$S_{eff,r} = \frac{D}{\left(\left(\frac{R_b}{\rho} + \frac{D}{fS_{met}} \right)^{-1} + \left(\frac{R'_b}{\rho} + \frac{D}{(1-f)S_{pass}} \right)^{-1} \right)^{-1} - W} \quad (C.3)$$

Für den Fall das $L \leq W$ ist, folgt das j_0 nicht mit Gleichung C.2 berechnet werden kann, sondern Gleichung C.3 in die folgende Gleichung eingesetzt werden muss.

$$j_0 = \frac{Dn_0}{L} \frac{S_{eff,r}L + D \tanh(W/L)}{D + S_{eff,r}L \tanh(W/L)} \quad (C.4)$$

Ergänzend wird zudem der Anteil vom Rückseitenkontakt berücksichtigt. Dies geschieht durch eine Serienschaltung des zuvor berechneten Basiswiderstandes

mit dem Kontaktwiderstand (Gleichung C.5) zum Metallkontakt und dessen Leitungswiderstände in der Gitterstruktur der Rückseite. Hierbei ist ρ_C der spezifische Kontaktwiderstand und A_{Metall} die metallisierte Fläche auf der Rückseite. Gleichung C.5 ist nur für den Fall des senkrechten Stromflusses exakt, aber auch als eine erste Näherung für die aufgeweiteten Strompfade gültig.

$$R_C = \rho_C / A_{Metall} \quad (C.5)$$

Die Leitungswiderstände im Gitter werden äquivalent zu den Widerständen auf der Vorderseite bestimmt (vgl. Götzberger [20]). Wobei l_{Finger} die Länge des Gitterfingers, a die Breite und d_{Finger} die Dicke bezeichnet. Ebenso ist l_B die Länge des Sammelbusses, b die Breite und d_B die Dicke. ρ_{met} ist der spezifische Widerstand des verwendeten rückseitigen Kontaktmaterials, hier meist Aluminium, mit der Ausnahme einer Silber-Aluminium-Mischung.

$$R_{Finger} = \frac{1}{3} \rho_{met} \frac{l_{Finger}}{a \times d_{Finger}} \quad (C.6)$$

$$R_{Sammelbus} = \frac{1}{6} \frac{l_B}{b \times d_B} \rho_{met} \quad (C.7)$$