

Charakterisierungsmethoden und simulationsgestützte Analysen von Silizium Solarzellen

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

Dr. rer. nat.
genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Tobias Ohrdes

geboren am 01.02.1986 in Hannover

2014

Referent: PD Dr. Pietro P. Altermatt
Koreferent: Prof. Dr. Tobias Wietler

Tag der Promotion: 04.12.2014

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden durch Kombination von experimentellen Charakterisierungsmethoden und numerischen Simulationen auftretende Effekte in Kennlinien von Solarzellen und in den Charakterisierungsmethoden selbst analysiert.

Es wird zunächst ein Messverfahren untersucht, das die Bestimmung der effektiven Ladungsträgerlebensdauern von Silizium Proben und Sättigungsstromdichten von hoch dotierten Bereichen, wie Emittern, aus Photoleitfähigkeitsmessungen (PCD) ermöglicht. Durch Simulation der Messprozedur werden mögliche Fehlerquellen evaluiert und experimentell beobachtete Effekte analysiert. Es wird gezeigt, dass die Rekombination am Probenrand einer Lebensdauerprobe zu einer injektionsabhängigen Lebensdauer führen kann, sofern die Probe einen pn -Übergang beinhaltet. Die Untersuchungen ergeben außerdem, dass die Auswertung der Sättigungsströme J_0 aus PCD-Messungen mittels Methode von Kane & Swanson in üblichen Probenstrukturen fehlerhaft sein kann, da die Ladungsträgerverteilung in der Probe häufig nicht homogen ist. Dies führt insbesondere bei hohen Injektionsdichten und Proben mit starker Rekombination an Oberflächen zu einer Unterschätzung des Sättigungsstromes. Ein weiterer Effekt führt bei der J_0 -Bestimmung aus quasi-statischen Lebensdauerdaten insbesondere bei stark absorbierenden und stark rekombinierenden Emittern zu einer Überschätzung von J_0 , da der Emitter in diesen Fällen als optischer Filter wirken kann. Auf Basis dieses Effektes wird ein neues Charakterisierungsverfahren entwickelt, das die Bestimmung von Kurzschlussstromverlusten von Emittern aus quasi-statischen und transienten Lebensdauerdaten ermöglicht.

Mittels numerischer Simulationen werden dann die Kurzschlussstromverluste weiterer Zellbereiche in verschiedenen Solarzellen-Typen analysiert. Es wird gezeigt, dass die lokale Spannung in der Basis die Rekombination in diesen Bereichen bestimmt, und es werden Design-Kriterien gegeben, die es ermöglichen die lokale Spannung zu minimieren.

Schließlich werden auf Basis der gewonnenen Kenntnisse Effekte, die in Kennlinien von Rückkontaktsolarzellen (IBC) auftreten, analysiert

und erklärt. Hierbei wird insbesondere auf Effekte eingegangen, die bei IBC-Zellen auftreten, deren Dotierungen mittels Ionen-Implantation formiert und deren Oberflächen mittels Al_2O_3 passiviert werden. Es wird gezeigt, dass die Basisdotierung und Basislebensdauer in IBC-Solarzellen großen Einfluss auf die Kennlinienparameter haben, da sie die lokale Spannung und das Injektionsniveau bestimmen. Die lokale Spannung bestimmt dabei die J_{sc} -Verluste in BSF und FSF. Zudem wird gezeigt, dass der Serienwiderstand nicht nur von der Basisdotierung, sondern in Hochinjektion auch von der Injektionsdichte abhängt. Neben dem variablen Serienwiderstand ist auch das Rekombinationsverhalten in der Basis von der Injektionsdichte abhängig, und kann limitierend für den FF sein. Des Weiteren werden die Rekombinationseigenschaften der Vorderseite untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass eine durch Al_2O_3 induzierte Inversionsschicht eine Dotierung an der Zellvorderseite ersetzen kann. Zuletzt wird untersucht, ob auch die Rückseite ganz-flächig mit Al_2O_3 passiviert werden kann. Eine Untersuchung Al_2O_3 passivierter n^+ dotierter Oberflächen zeigt, dass auf Grund der ungenügenden Passivierwirkung besondere Anforderungen an die Rückseitenstruktur gestellt werden. Die möglichen Effekte werden aufgezeigt und es werden Kriterien gegeben, diese zu vermeiden.

Schlagworte: Photoleitfähigkeitsmessungen, Kurzschlussstromverluste, Rückkontakt-Solarzellen.

Abstract

In this work, effects occurring in the $I(V)$ characteristics of solar cells and in the characterization methods themselves are analyzed by combining experimental characterization methods and numerical simulations.

At first a measurement method is investigated, which allows the determination of the effective charge carrier lifetime of silicon samples as well as saturation current densities of highly doped regions, such as emitters, from photoconductivity measurements (PCD). By simulating the measurement procedure, possible sources of error are evaluated and experimentally observed effects are analyzed. It is shown that the recombination at the sample edge can lead to an injections dependent lifetime, in case the sample contains a pn junction. The investigations show that the characterization of the saturation current J_0 from PCD measurements using Kane & Swanson's method may result in erroneous results in conventional structures, as the carrier distribution is often non-homogeneous in the sample. Particularly at high injection densities, and in samples with high recombination rates at surfaces, this results in a underestimation of J_0 . A further effect of the J_0 determination, based on quasi-static lifetime data, results in an overestimation of J_0 especially for highly absorbing emitters with high recombination rates, since the emitter may act as an optical filter. Based on this effect, a new characterization method is developed, which allows the determination of the short-circuit current J_{sc} loss of emitters of quasi-static and transient life data.

By means of numerical simulations, J_{sc} -losses of other cell regions in different types of solar cells are analyzed. It is shown that the local voltage in the base determines the amount of recombination in these regions, and design criteria are given to reduce the local voltage.

Finally, effects that occur in the $I(V)$ -characteristics of interdigitated back contact solar cells (IBC) are analyzed and explained. In particular effects that occur in IBC with ion-implanted doping profiles Al_2O_3 passivated surfaces are investigated. It is shown that the doping concentration and lifetime of the base of IBC solar cells strongly

influence the $I(V)$ characteristics, since they determine the local voltage and the injection level. While the local voltage determines the J_{sc} losses in BSF and FSF regions, the injection level has a strong impact on the Fill factor (FF). It will be shown that the series resistance does not only depend on the base doping concentration, but also on the injection density in high-level injection. In addition to the variable resistance, the recombination behavior in the base is injection dependent and therefore can be limiting FF. Furthermore, the recombination properties at the front side are investigated. The results show that an inversion layer induced by Al_2O_3 can replace the doped FSF. Finally, the passivation of the rear side, based on Al_2O_3 , is evaluated. The investigation of Al_2O_3 passivated n^+ doped surfaces shows that, due to insufficient passivation, special demands on the rear side structure have to be met. The possible effects are shown and criteria are given to avoid these effects.

Keywords: photoconductance decay, short-circuit current losses, back contacted solar cells.

Inhaltsverzeichnis

1	Grundlagen zur numerischen Simulation und Charakterisierung von Solarzellen	1
1.1	Einführung	1
1.2	Numerischen Simulation von Halbleitern	3
1.2.1	Halbleitergleichungen	3
1.2.2	Physikalische Modelle für Silizium	4
	Bandstruktur	5
	Ladungsträger-Mobilitäten	6
1.3	Solarzellen-Strukturen	7
1.3.1	Simulationsstruktur	7
1.3.2	Beidseitig kontaktierte Solarzellen mit Emitter auf der Vorderseite PERC/PERT	8
1.3.3	Rückseitig kontaktierte Solarzellen	9
1.4	Kennwerte einer $I(V)$ -Kennlinie	11
1.4.1	Hellkennlinie	11
1.4.2	Dunkel- und J_{sc} - V_{oc} -Kennlinie	13
1.4.3	Ersatzschaltbild: 2-Dioden-Modell	14
1.4.4	Idealitätsfaktor	15
1.4.5	Serienwiderstand	16
1.4.6	Shunt-Widerstand	17
2	Charakterisierung von Ladungsträger- lebensdauern und Sättigungsstromdichten	19

2.1	Grundlagen zu Ladungsträgerlebensdauern	20
2.1.1	Strahlende Rekombination	21
2.1.2	Auger Rekombination	21
2.1.3	Shockley-Reed-Hall Rekombination	22
2.1.4	Oberflächenrekombination	22
2.2	Grundlagen zu Photoleitfähigkeitsmessungen	23
2.2.1	Bestimmung der Ladungsträgerdichten	25
2.2.2	Lebensdauerbestimmung aus dem Abklingverhalten der Photoleitfähigkeit	25
2.2.3	Quasi-Statistische Lebensdauerbestimmung	26
2.2.4	Generalisierte Bestimmung der Lebensdauer aus PCD-Messungen	27
2.3	Simulation der Lebensdauer-Messungen	28
2.4	Bestimmung von Sättigungsströmen	30
2.4.1	Definition von J_0	30
2.4.2	KANE & SWANSON Methode	31
2.4.3	J_0 Bestimmung in Simulationen über Stromdichten	34
2.5	Grenzen und Fehler der J_0 -Bestimmung	36
2.5.1	Probenstruktur und Parameter	36
2.5.2	Messartefakte der effektiven Lebensdauer	38
	Fehlerhafte Auswertung des Abklingverhalten von Überschussladungsträgern	38
	Modulation der Raumladungszone	40
2.5.3	Inhomogene Ladungsträgerverteilung	41
	Transiente und quasi-statische Messung	43
	Höhe des zu bestimmenden J_0	46
	Dicke der Probe	47
	Symmetrie und Orientierung der Probe	49
	Verwendung von IR-Filtern	51
2.5.4	Basisdotierung und SRH-Lebensdauer	57
2.5.5	Zusammenfassung der Ergebnisse	59
2.6	Einfluss des Probenrandes auf Lebensdauermessungen	61
2.6.1	Einführung	61
2.6.2	Experimenteller Aufbau	63

2.6.3	Lebensdauer Bestimmung mittels kalibrierter Photolumineszenz Messung	65
2.6.4	Ergebnisse der Lebensdauermessungen	66
2.6.5	Simulation von PCD und PC-PLI Messungen	69
2.6.6	Lateraler Ladungsträgertransport und Rekombinationslimitierung	73
2.6.7	Zusammenfassung der Ergebnisse	76
3	Charakterisierung von J_{sc}-Verlusten des Emitters	79
3.1	Einführung	79
3.2	Effekte der quasi-statischen Lebensdauermessung	81
3.2.1	Simulation der PCD-Lebensdauer-Messung	81
3.2.2	Emitter als optischer Filter	83
3.2.3	Spannungs- und Intensitäts-abhängige Rekombination im Emitter	83
3.2.4	Korrektur der effektiven Lebensdauer	85
3.3	Methode zur J_{sc} Bestimmung aus PCD Lebensdauer-messungen	87
3.3.1	Berechnung von J_{sc}	88
3.3.2	Spektrale Diskrepanz und Blau-Empfindlichkeit des Emitters	90
3.4	Anwendung auf experimentelle Daten	93
3.4.1	Lebensdauer-Korrektur an experimentellen Daten	94
3.4.2	J_{sc} Bestimmung aus PCD Daten auf experimentelle Zellergebnisse	95
	Experimenteller Aufbau	96
	Bestimmung des Photogenerationsstromes	98
	Prozedur zur Bestimmung von J_{sc} aus PCD Messungen	98
	Diskussion der Ergebnisse	100
4	J_{sc}-Verluste anderer hoch-dotierter Zellbereiche	103
4.1	Einführung	103
4.2	Simulationsstrukturen	104
4.3	J_{sc} -Verluste in Zellen mit Emitter auf der Rückseite	105

4.4	Literaturüberblick	107
4.5	Lokale Spannung im Basisbereich vor n^+n -Übergängen .	108
4.6	Inhomogene lokale Spannungen	110
4.7	Nicht kontaktierter Emitter auf der Vorderseite	112
4.8	J_{sc} -Verluste in verschiedenen Zellstrukturen	115
4.9	Zusammenfassung	117
5	Analyse von Rückkontakt-Solarzellen	119
5.1	Einführung	119
5.2	Zellstruktur und Simulations-Parameter	122
5.3	Aluminiumoxid Passivierung auf n^+ Oberflächen	126
5.3.1	Experimenteller Aufbau	126
5.3.2	Simulationen	128
5.3.3	Ergebnisse	129
5.4	Lebensdauer und Dotierung des Basismaterials	131
5.4.1	Experimentelle Befunde	131
5.4.2	Simulationen	134
	Kurzschlussstrom J_{sc}	134
	Offene Klemmspannung V_{oc}	135
	Füllfaktor	136
	Effizienz	145
5.4.3	Zusammenfassung	145
5.5	Vorderseitenstruktur	146
5.5.1	Simulationsmodell und Zellstruktur	147
5.5.2	Laterale Leitfähigkeit	148
5.5.3	Rekombinationsverhalten an der Vorderseite	150
5.5.4	Vorderseitenpassivierung durch Al_2O_3	151
5.5.5	Sensitivität von FSF und Inversions-Schichten auf die Passivierqualität der Oberfläche	153
5.5.6	Quanteneffizienz	157
	Zellstruktur und experimentelle Parameter	157
	Externe und interne Quanteneffizienz	158
5.5.7	Zusammenfassung	162
5.6	Rückseiten-Struktur	163

5.6.1	Back-Surface-Field	164
5.6.2	<i>pn</i> -Übergang an der Rückseiten-Oberfläche . . .	167
5.6.3	Shunt durch Inversionskanal im BSF Bereich . .	171
5.6.4	Zusammenfassung	173
	Literaturverzeichnis	175
	Lebenslauf	193
	Publikationen	195

Kapitel 1

Grundlagen zur numerischen Simulation und Charakterisierung von Solarzellen

In diesem Kapitel wird zunächst in die Grundlagen zur Simulation von Halbleitern eingeführt und die in den Simulationen dieser Arbeit verwendeten physikalischen Modelle beschrieben. Anschließend wird die Charakterisierung von Solarzellen mittels $I(V)$ -Kennlinien und die Bedeutung der charakteristischen Kennlinienparameter erläutert.

1.1 Einführung

Die Charakterisierung von Solarzellen ist ein wesentlicher Bestandteil in der Entwicklung und Produktion von Solarzellen. In Laufe der Zeit wurden vielfältige Charakterisierungsmethoden entwickelt, die in verschiedenen Bereichen eingesetzt werden. Eine wichtige Methode ist die

Messung der $I(V)$ -Kennlinie. Sie wird sowohl in der Zell-Entwicklung, als auch in der Produktion durchgeführt, um die maximale Leistung der Solarzelle zu bestimmen. Aus der $I(V)$ -Kennlinie können wichtige Parameter bestimmt werden, die im Folgenden beschrieben werden. Neben der Messung solcher globaler Größen, werden auch vermehrt Kamera-basierte Messverfahren für die örtlich aufgelöste Analyse der Zelle angewandt. Diese ermöglichen auch die Identifizierung von lokalen Verlusten, die letztlich auch die globale $I(V)$ -Kennlinie beeinflussen. Trotz umfangreicher Charakterisierungs-Methoden ist in vielen Fällen allerdings die eindeutige Identifizierung eines Effektes, der z.B. die $I(V)$ -Kennlinie beeinflusst, nicht möglich. In diesen Fällen können mit Hilfe von numerischen Simulationen diese Effekte weiter eingegrenzt und erklärt werden. In Simulationen wird dabei die Probenstruktur und das Messverfahren nachgestellt. Dies setzt eine umfangreiche Charakterisierung einzelner Probenparameter voraus. Für eine Solarzelle sind dies unter anderen die geometrischen Abmessungen der Bauteilstruktur, Basislebensdauer, Basisdotierung, Dotierprofile von hoch-dotierten Bereichen, Sättigungsströme dieser Bereiche, Oberflächenrekombinationseigenschaften, Kontaktwiderstände und optische Eigenschaften. In dieser Arbeit werden zum einen experimentell bestimmte Parameter und numerische Simulationen verwendet, um Effekte, die in Messverfahren auftreten zu untersuchen, und auf dieser Basis ein neues Messverfahren zu entwickeln. Zum anderen wird mittels numerischer Simulationen ein Verständnis entwickelt, inwiefern bestimmte Parameter von Solarzellen charakteristische Effekte in deren $I(V)$ -Kennlinie hervorrufen. Auf Basis dieser Kenntnisse werden dann Vorschläge zur Optimierung von Solarzellen gegeben.

1.2 Numerischen Simulation von Halbleitern

1.2.1 Halbleitergleichungen

Für die Modellierung von Halbleitern sind Ladungen (Elektronen und Löcher), deren Transport und das elektrostatische Potential von wesentlicher Bedeutung. Die von Roosbroeck eingeführten Halbleitergleichungen [80] beschreiben diese Zusammenhänge. Das elektrostatische Potential Ψ ist dabei die Lösungsvariable der Poisson Gleichung

$$\nabla \cdot (\epsilon \nabla \Psi) = -q(p - n + N_D - N_A), \quad (1.1)$$

wobei ϵ die Permittivität, n, p die Elektron- und Löcherdichten und N_D, N_A die Donator- bzw. Akzeptorkonzentration bezeichnen. Der Ladungsträgertransport von Elektronen und Löchern lässt sich durch Kontinuitätsgleichungen beschreiben:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_n + G - R \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_p + G - R, \quad (1.3)$$

wobei G die Generationsrate und R die Rekombinationsrate von Ladungsträgern beschreiben. Zur Lösung der Kontinuitätsgleichungen wird das Drift-Diffusions Modell gewählt, bei dem der Ladungsträgerstrom durch einen vom elektrischen Feld getriebenen Driftstrom und von einem durch den Ladungsträgergradienten getriebenen Diffusionsstrom beschrieben wird. Die Stromdichten von Elektron und Löchern lauten dann:

$$\vec{J}_n = -q\mu_n n \nabla \phi_n + qD_n \nabla n \quad (1.4)$$

$$\vec{J}_p = -q\mu_p p \nabla \phi_p - qD_p \nabla p. \quad (1.5)$$

Hierbei bezeichnen μ_n, μ_p die Mobilitäten und D_n, D_p die Diffusivitäten von Elektronen und Löchern. Diese sind im freien Elektronengas über die Einstein-Relationen $D_n = qk_B T \mu_n$ und $D_p = qk_B T \mu_p$ verbunden. Die Elektron- und Loch-Dichten lassen sich durch die Quasi-Fermi Potentiale beschreiben. Unter Verwendung der Fermi-Statistik, die in den Simulationen verwendet wurde, ergibt sich:

$$n = N_C F_{1/2} \exp\left(\frac{E_{F,n} - E_C}{kT}\right) \quad (1.6)$$

$$p = N_V F_{1/2} \exp\left(\frac{E_V - E_{F,p}}{kT}\right), \quad (1.7)$$

wobei N_C und N_V die effektiven Zustandsdichten, $F_{1/2}$ das Fermi-Integral und E_V bzw. E_C die Bandkanten von Valenz- bzw. Leitungsband bezeichnen. $E_{f,n}$ und $E_{f,p}$ werden als Quasi-Fermi-Energien bezeichnet und hängen von den Quasi-Fermi-Potentialen von Elektronen und Löchern ab:

$$E_{f,n} = -q\phi_n \quad (1.8)$$

$$E_{f,p} = -q\phi_p \quad (1.9)$$

Die Lösungsvariablen des Gleichungssystems aus Gln.1.1, 1.2 und 1.3 sind demnach Ψ, n, p bzw. Ψ, ϕ_n, ϕ_p . In den Simulationen wird schließlich die zu modellierende Struktur als Gitternetz dargestellt, wobei an jedem Gitter-Knoten die Halbleitergleichungen numerisch nach Ψ, n, p gelöst werden. An den ohmschen Kontakten wird eine Dirichlet Randbedingung, an Halbleiter/Isolator-Grenzflächen wird eine Neumann Randbedingung angenommen. Die numerischen Simulationen dieser Arbeit werden mit SENTAURUS DEVICE [92] von SYNOPSIS durchgeführt.

1.2.2 Physikalische Modelle für Silizium

Um auf Basis der Halbleitergleichungen die elektronischen Eigenschaften von Silizium zu modellieren, werden noch materialspezifische Mo-

delle für Bandstruktur, Mobilitäten und Rekombinationsmechanismen benötigt. Im Folgenden werden diese kurz erläutert. Für die verwendeten Rekombinationsmechanismen sei dabei auf Abschnitt 2.1 *Grundlagen zu Ladungsträgerlebensdauern* verwiesen.

Bandstruktur

Die Energien von Leitungs- und Valenzbandkante werden bestimmt mit

$$E_C = -\chi - q(\phi - \phi_{\text{intr}}) \quad (1.10)$$

und

$$E_V = -\chi - E_{g,\text{eff}} - q(\phi - \phi_{\text{intr}}), \quad (1.11)$$

wobei $E_{g,\text{eff}}$ die effektive Bandlücke (siehe Gl. 1.15), χ die Elektronenaffinität und ϕ_{intr} das intrinsische Fermi-Potential von Silizium sind. Eine weitere wichtige Größe ist die intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_i , die von E_g und den effektiven Zustandsdichten N_C und N_V abhängt:

$$n_i^2 = N_C N_V e^{-E_g/(kT)}. \quad (1.12)$$

Die effektiven Zustandsdichten bestimmen sich im freien Elektronengas aus den effektiven Massen der Elektronen bzw. Löcher und sind eine Funktion der Temperatur:

$$N_C = 2,5094 \cdot 10^{19} \left(\frac{m_n}{m_0} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300K} \right)^{3/2} \quad (1.13)$$

$$N_V = 2,5094 \cdot 10^{19} \left(\frac{m_p}{m_0} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300K} \right)^{3/2} \quad (1.14)$$

Gleichung (1.12) ist auf Grund der Bandlückenabhängigkeit nur gültig für intrinsische Halbleiter. Wird ein Halbleiter dotiert, verringert sich auch dessen Bandlücke. Dieser Effekt wird Bandlückerverringern (*engl. bandgap narrowing*, BGN) genannt. Eine geeignete Parametrisierung, die sowohl die Dotierkonzentration als auch die Ladungsträgerdichten berücksichtigt wurde von Schenk gegeben [81]. Die um das

BGN verringerte Bandlücke wird effektive Bandlücke genannt:

$$E_{g,\text{eff}} = E_g - \Delta E_g. \quad (1.15)$$

Entsprechend berechnet sich die effektive intrinsische Ladungsträgerkonzentration mit

$$n_{i,\text{eff}}^2 = n_i^2 e^{\Delta E_g/(kT)}. \quad (1.16)$$

In dieser Arbeit wird E_g gemäß [2] so gewählt, dass bei 300 K $n_i = 9,65 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ [5] gilt. Dieser Wert ist konsistent mit Messungen von Misiakos und Tsamakis [64].

Aus Gl. 1.12, 1.6 und 1.7 ergibt sich im thermischen Gleichgewicht, d.h. $E_{F,n} = E_{F,p}$, das Massenwirkungsgesetz

$$n_0 p_0 = N_C N_V \cdot e^{-E_g/(kT)} = n_i^2. \quad (1.17)$$

Dieses Gesetz beschreibt die Ladungsträgerdichten im thermischen Gleichgewicht von intrinsischen Halbleitern. Es ist ebenfalls gültig für extrinsische (dotierte) Halbleiter, wobei dann entsprechend der Dotierung die effektive intrinsische Ladungsträgerdichte verwendet werden muss:

$$n_0 p_0 = n_{i,\text{eff}}^2 \quad (1.18)$$

Befindet sich der Halbleiter nicht mehr im thermischen Gleichgewicht (z.B. durch Beleuchtung), sodass $E_{F,n} \neq E_{F,p}$ ist, dann gilt

$$np = n_{i,\text{eff}}^2 e^{(E_{F,n} - E_{F,p})/(kT)} \quad (1.19)$$

wobei $n = n_0 + \Delta n$ und $p = p_0 + \Delta p$. Δn und Δp werden als Überschussladungsträgerdichten bezeichnet. Die Differenz der Quasi-Fermi-Level $E_{F,n} - E_{F,p}$ wird im folgenden auch als lokale Spannung V_{lokal} bezeichnet.

Ladungsträger-Mobilitäten

Die Bewegung freier Ladungsträger im Festkörper wird durch Streuung an ionisierten Störstellen, Phononen, anderen Ladungsträgern und

Gitteratomen beeinflusst. Um diesen Einflüssen Rechnung zu tragen, werden den Ladungsträgern Mobilitäten zugeordnet. Ein Ladungsträger, der sich im elektrischen Feld befindet, kann daher nur eine mittlere Driftgeschwindigkeit erreichen, die durch seine Mobilität begrenzt ist. Die Mobilitäten von Elektronen und Löchern hängen im Wesentlichen von der Dotierstoffkonzentration und der Temperatur ab. Bei hohen Ladungsträgerdichten können aber noch Effekte wie Abschirmung der Störstellen durch freie Ladungsträger auftreten. Ein geeignetes Modell, dass diese Effekte berücksichtigt wurde von Klaassen in [49, 50] veröffentlicht. In diesem Modell wird die Mobilität parametrisiert in Abhängigkeit von den Donator- und Akzeptorkonzentrationen N_D , N_A , den Ladungsträgerdichten n, p und der Temperatur.

1.3 Solarzellen-Strukturen

1.3.1 Simulationsstruktur

Die Solarzellen werden in dieser Arbeit nicht als gesamtes Bauteil modelliert, sondern auf Basis von Symmetrieelementen, die für die jeweilige Zellstruktur charakteristisch sind. Das Symmetrieelement erstreckt sich dabei je nach Struktur auf den Bereich zwischen den Kontaktffingern, wie in Abb. 1.1 am Beispiel einer konventionellen Solarzelle dargestellt ist. Dies bedeutet, dass zusätzliche Effekte, die durch den Zellrand oder Busbar-Bereiche hervorgerufen werden, nicht in den Simulationen berücksichtigt werden. Des Weiteren werden Serienwiderstandsverluste, die durch den Ladungsträgertransport durch die Metallisierung verursacht werden, nicht berücksichtigt. Diese können aber durch Verschaltung der Dioden mit den Kennlinien der Symmetrieelemente in einer Netzwerk-Simulation abgebildet werden.

Die Symmetrieelemente werden in den numerischen Simulationen als Gitter (*engl. Mesh*) abgebildet, an deren Gitterpunkten die Halbleitergleichungen gelöst werden. Um die Abweichungen, die durch diese Diskretisierung entstehen, gering zu halten, muss das Gitter entsprechend fein aufgelöst werden. Da dies insbesondere bei 3-dimensionalen Struk-

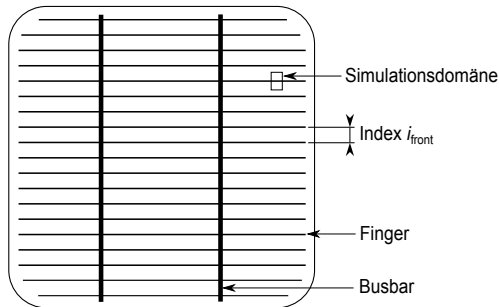


Abbildung 1.1: Vorderseitenansicht einer beidseitig kontaktierten Solarzelle.

turen zu langen Rechenzeiten führt, werden nur Bereiche mit stark variierenden Dotierkonzentrationen (wie z.B. Emitter) und hohen Stromdichten (wie an Kontakten) entsprechend fein aufgelöst. Ebenfalls ist darauf zu achten, dass das Gitter an Orten starker Generation (hier die Vorderseite der Solarzelle) fein aufgelöst ist. In dieser Arbeit werden im Wesentlichen zwei verschiedene Solarzellen-Strukturen untersucht, die im Folgenden kurz beschrieben werden.

1.3.2 Beidseitig kontaktierte Solarzellen mit Emitter auf der Vorderseite PERC/PERT

Herkömmliche Solarzellen, die derzeit industriell hergestellt werden, bestehen aus Bor-dotiertem Silizium, das nach dem Czochralski-Verfahren (CZ) hergestellt wird. Sie besitzen einen mittels dielektrischer Schicht passivierten Emitter auf der Vorderseite und je nach Zelltyp eine hochdotierte Schicht auf der Rückseite, deren Dotier-Typ dem der Basis entspricht. Abb. 1.2 zeigt den Querschnitt einer solchen Zellstruktur. Auf diese Weise werden Minoritätsladungsträger der Basis von der Oberfläche ferngehalten, sodass diese dort nicht rekombinieren können. Daher wird dieser Bereich auch Rückseiten-Feld (*engl. back surface field, BSF*) genannt. Der Emitter wird auf der Zellvorderseite durch eine Struktur aus Fingern und Busbars kontaktiert. Auf diese Weise können die

Abschattungs- und Widerstandsverluste gering gehalten werden. Die Rückseite hingegen ist vollflächig metallisiert. In aktuellen Zelltypen ist aber nicht die gesamte Zellrückseite durch die Metallisierung kontaktiert, sondern nur an lokalen Kontaktöffnungen während der Großteil der Zellrückseite passiviert ist. Daher werden diese Zelltypen auch mit *engl. passivated emitter and rear contact* (PERC) bzw. *passivated emitter and rear totally doped* (PERT), sofern die Rückseite ganz-flächig dotiert ist, bezeichnet.

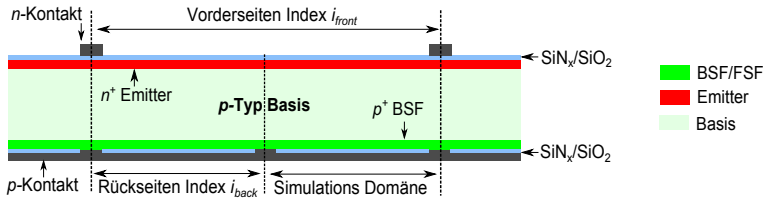


Abbildung 1.2: Querschnitt der Simulationsstruktur einer PERT-Solarzelle. In 2-dimensionalen Simulationen bilden die BSF Kontaktöffnungen Linien (wie die Vorderseitenfinger). In den 3-dimensionalen Simulationen bilden die BSF Kontaktöffnungen Punkte. Somit wird ein geringerer Metallisierungsanteil erreicht.

1.3.3 Rückseitig kontaktierte Solarzellen

Eine Zellstruktur, die Abschattungsverluste durch das Kontaktgitter vermeidet, ist die Rückkontaktzelle, wie in Abb. 1.3 gezeigt. In dieser Zellstruktur befindet sich auch der Emitter auf der Zellrückseite (*engl. back-junction back-contact*, BJBC). Da sich sowohl Basis- als auch Emitter-Kontakte auf der Zellrückseite befinden, ist Vorderseite frei von Kontakten, sodass keine Abschattung stattfindet. Die Kontaktierung der einzelnen Zellbereiche kann u.a. mittels einer ineinandergreifenden Fingerstruktur, wie sie in Abb. 1.4 dargestellt ist, realisiert werden. Auf Grund dieser Fingerstruktur wird der entsprechende Zelltyp auch *interdigitated back-contact* (IBC) bezeichnet. Die in Abb. 1.4 gezeigte Struktur enthält punkt-förmige BSF Gebiete, die vom Emitter umgeben werden. Da in dieser Struktur die BSF-Kontaktfinger teil-

weise über den Emitter-Bereichen verlaufen, ist eine Isolationsschicht zwischen Metallisierung und Silizium notwendig. Als Isolationsschicht wird i.d.R. ein Dielektrikum wie Silizium-Nitrid SiN_x oder Silizium-Oxid SiO_2 verwendet, das gleichzeitig als Passivierschicht dient. Hier sei noch darauf hingewiesen, dass in den Simulationen punkt-förmige Bereiche als Rechtecke mit gleichen Flächen dargestellt werden, da auf diese Weise weniger Gitterpunkte erzeugt werden müssen.

Die Vorderseite ist häufig mit einer hoch-dotierten Schicht des gleichen Typs wie die Basis versehen, um Rekombinationsverluste zu minimieren. Dieser Bereich wird analog zum BSF Vorderseiten-Feld (*engl. front surface field, FSF*) genannt. Da die an der Zellvorderseite generierten Ladungsträger in diesem Fall aber bis zum Emitter auf der Rückseite diffundieren müssen, ist eine hohe Ladungsträgerlebensdauer im Basismaterial notwendig. Da Bor-dotiertes Silizium auf Grund der Bildung von Bor-Sauerstoff-Komplexen häufig geringe Lebensdauern aufweist [11], wird für diesen Zelltyp häufig *n*-Typ CZ-Silizium verwendet, das im Vergleich zu Bor-dotiertem Silizium höhere Lebensdauern aufweist und weniger sensitiv auf metallische Verunreinigungen ist [59].

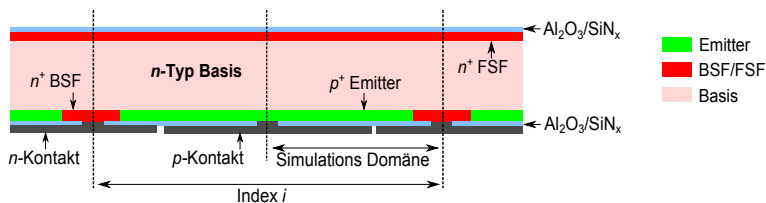


Abbildung 1.3: Querschnitt der Simulationsstruktur. In den 3-dimensionalen Simulationen bilden die BSF Bereiche Punkte, die vom Emitter umgeben sind.

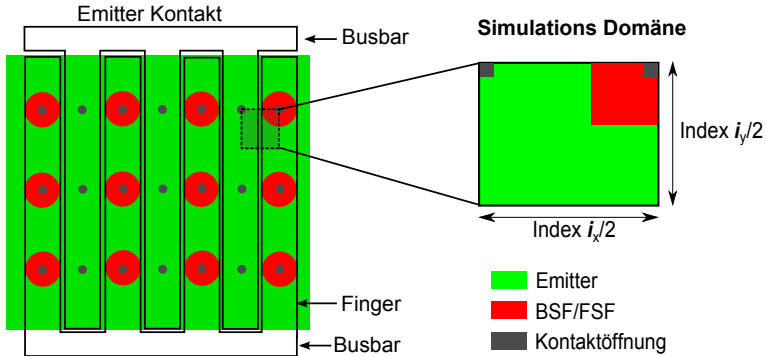


Abbildung 1.4: Rückseitenansicht einer IBC-Solarzelle. Die Basis- und Emitter Kontakt-Finger greifen ineinander und führen den Strom zu den Busbars am Zellrand ab.

1.4 Kennwerte einer $I(V)$ -Kennlinie

1.4.1 Hellkennlinie

Die Charakterisierung von Solarzellen erfolgt im Wesentlichen über ihre $I(V)$ -Kennlinie und den daraus abgeleiteten Kennlinien-Parametern. Hierzu zählen die offene Klemmspannung V_{oc} , der Kurzschlussstrom J_{sc} , der Füllfaktor FF und der Wirkungsgrad η . Die entsprechenden Kennwerte einer $I(V)$ -Kennlinie sind in Abb. 1.5 visualisiert.

Der Kurzschlussstrom J_{sc} wird zu einem Teil von den optischen Eigenschaften der Solarzelle bestimmt. Durch geeignete Anti-Reflexions-Beschichtungen (*engl. anti reflexion coating, ARC*) und Oberflächenstrukturen wie Texturen aus Pyramiden kann der Lichteinfall (*engl. light-trapping*) maximiert werden. In konventionellen Solarzellen führt zusätzlich die Abschattung durch das Vorderseiten Kontaktgitter zu einer Verringerung von J_{sc} . Neben den optischen Verlusten kann J_{sc} auch durch Rekombination vermindert werden. Diese Verluste werden in den Kapiteln 3 und 4 untersucht.

Die offene Klemmspannung V_{oc} wird im Wesentlichen durch die Re-

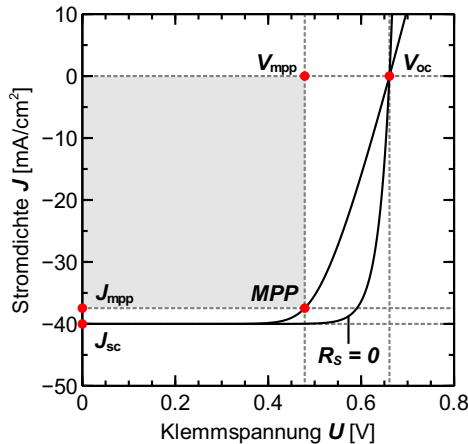


Abbildung 1.5: $I(V)$ -Kennlinie des 2-Dioden-Modells mit und ohne Serienwiderstand. Zusätzlich sind die charakteristischen Größen der Kennlinie markiert, die für die Bestimmung von Füllfaktor und Effizienz benötigt werden.

kombination in hoch-dotierten Zell-Bereichen wie Emitter, BSF und FSF sowie an den Kontakten bestimmt. Das Rekombinationsverhalten dieser Bereiche lässt sich mit dem Sättigungsstrom J_0 charakterisieren, wie detailliert in Kapitel 2 beschrieben wird.

Der Füllfaktor FF berechnet sich aus dem Verhältnis der maximalen Leistung $P_{MPP} = J_{MPP}V_{mpp}$ (*engl. maximum power point*, MPP) und dem Produkt aus Kurzschlussstrom J_{sc} und offener Klemmspannung V_{oc}

$$FF = \frac{J_{MPP}V_{MPP}}{J_{sc}V_{oc}}. \quad (1.20)$$

Der FF einer Serienwiderstands-freien Kennlinie wird auch pseudo Füllfaktor (pFF) genannt. Der pFF ist dabei nur durch die Rekombinationseigenschaften limitiert. Wenn der Serienwiderstand bekannt ist, kann der pseudo FF mit folgender Gleichung aus [28] berechnet werden

$$FF = pFF(1 - R_S). \quad (1.21)$$

Eine weitere Kennlinie, die nicht vom Serienwiderstand beeinflusst ist, ist die J_{sc} - V_{oc} -Kennlinie, dessen Messmethode in 1.4.2 beschrieben wird.

Der Wirkungsgrad η entspricht dann dem Verhältnis aus maximaler Leistung P_{mpp} und eingestrahelter Leistung P_{In}

$$\eta = \frac{P_{MPP}}{P_{In}} \quad (1.22)$$

Die Messung der Kennlinie wird i.d.R. unter standardisierten Testbedingungen durchgeführt. Die Zelle wird dabei mit dem AM1.5g Spektrum¹ beleuchtet, wobei die Zelltemperatur auf 25 °C gehalten wird.

1.4.2 Dunkel- und J_{sc} - V_{oc} -Kennlinie

Neben der Hellkennlinie werden zur Charakterisierung noch die Dunkel- und J_{sc} - V_{oc} -Kennlinien verwendet. Die Dunkelkennlinie ist auf Grund des geringen Stromes bei Spannungen im Bereich des MPP nur schwach vom Serienwiderstand beeinflusst. Daher ist diese Kennlinie geeignet, um das Rekombinationsverhalten zu charakterisieren. Erst bei hohen Spannungen wird auch die Dunkelkennlinie vom Serienwiderstand beeinflusst, wie in Abb. 1.6 deutlich wird. Eine weitere Kennlinie, die nicht vom Serienwiderstand beeinflusst ist, ist die J_{sc} - V_{oc} -Kennlinie. Gemessen wird diese Kennlinie, indem bei verschiedenen Beleuchtungsintensitäten jeweils J_{sc} und V_{oc} bestimmt werden. Die J_{sc} -Werte werden dann in Abhängigkeit vom jeweiligen V_{oc} -Wert aufgetragen. Da bei V_{oc} kein Strom fließt, ist diese Kennlinie auch nicht vom Serienwiderstand beeinflusst. Die J_{sc} - V_{oc} -Kennlinie entspricht i.d.R. der Dunkelkennlinie.

¹Solarzellen und -module werden unter Beleuchtung mit Standardbedingungen gemäß IEC Standard 60904-3 vermessen. Als Standard dient das AM1.5g Spektrum. AM bezeichnet die Luftmasse (*Air mass*) und beschreibt die relative Länge des Weges von Licht durch die Atmosphäre. AM 0 beschreibt das Spektrum außerhalb der Atmosphäre. AM 1.5 beschreibt das Spektrum auf der Erde unter einem Einfallswinkel von 48,2° zur Senkrechten. Sind im Spektrum auch Reflexionen durch den Himmel und Erde berücksichtigt, wird es als globales Spektrum bezeichnet und entsprechend mit g gekennzeichnet. Die Strahlungsleistung des AM1.5g Spektrum beträgt 1000 W/m²

Lediglich bei höheren Spannungen unterscheiden sich die Kennlinien, da die Dunkelkennlinie dann vom Serienwiderstand beeinflusst wird. Damit Hell- Dunkel- und J_{sc} - V_{oc} -Kennlinien leicht miteinander verglichen werden können, werden die Hell- bzw. J_{sc} - V_{oc} -Kennlinien häufig um J_{sc} verschoben. Dies ermöglicht zugleich auch die logarithmische Darstellung, wie in Abb. 1.6 dargestellt.

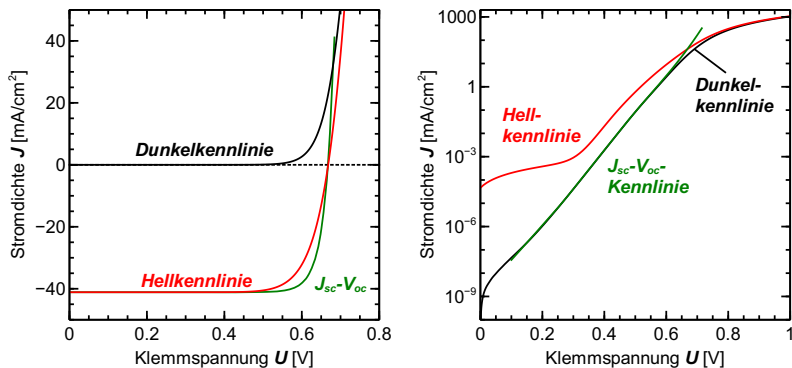


Abbildung 1.6: Simulierte Hell-, Dunkel- und J_{sc} - V_{oc} -Kennlinien. *Links*: Lineare Darstellung, die J_{sc} - V_{oc} -Kennlinie ist um J_{sc} verschoben, damit die direkt mit der Hellkennlinie verglichen werden kann. *Recht*: Logarithmische Darstellung. Die Hellkennlinie ist um J_{sc} verschoben.

1.4.3 Ersatzschaltbild: 2-Dioden-Modell

Da der Aufbau der Solarzelle im Wesentlichen dem einer Diode entspricht, lässt sich die $I(V)$ -Kennlinie auch durch die Shockley-Gleichung beschreiben

$$J = J_0(e^{qV/(nk_B T)} - 1), \quad (1.23)$$

wobei J_0 der Sättigungsstrom (eine detaillierte Betrachtung findet in Abschnitt 2.4 statt), V die angelegte Klemmspannung und n der Idealitätsfaktor ist. Da die $I(V)$ -Kennlinie einer realen Solarzelle i.d.R. nicht einer idealen Diodenkennlinie entspricht, ist häufig ein erweitertes Er-

satzschaltbild notwendig, um die Kennlinie näher zu beschreiben. Ein geeignetes Ersatzschaltbild hierzu bietet das 2-Dioden-Modell in Abb. 1.7. Das Ersatzschaltbild besteht aus zwei parallel geschalteten Dioden

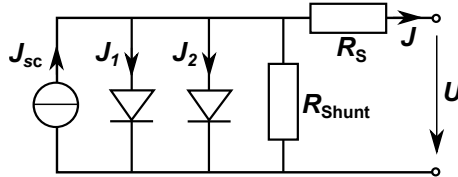


Abbildung 1.7: Ersatzschaltbild des 2-Dioden-Modells. J_1 und J_2 bezeichnen die Ströme durch die Dioden mit den Sättigungsströmen J_{01} und J_{02} sowie den Idealitätsfaktoren $n_1 = 1$ und $n_2 = 2$.

mit unterschiedlichen Idealitätsfaktoren n (i.d.R. $n = 1$ und $n = 2$) einem den Dioden parallel geschaltetem Shunt-Widerstand R_{Shunt} , einem Serienwiderstand R_S und einer Stromquelle, deren Strom dem Kurzschlussstrom J_{sc} entspricht. Die um die Widerstände erweiterte Shockley Gleichung im Falle von nur einer Diode lautet dann

$$J = J_0 \left(e^{(V - R_S J) / (n V_{th})} - 1 \right) + \frac{V - R_S J}{R_{sh}}. \quad (1.24)$$

1.4.4 Idealitätsfaktor

Das Ersatzschaltbild verwendet zwei Dioden mit unterschiedlichen Idealitätsfaktoren, da in der Solarzelle auf Grund unterschiedlicher Rekombinationsmechanismen und deren Injektionsabhängigkeiten bei verschiedenen Spannungen unterschiedliche Rekombinationsraten die Kennlinienform bestimmen. So bestimmt häufig bei niedrigen Spannungen die Rekombination in Raumladungszonen die Kennlinie, die mit einem Idealitätsfaktor $n = 2$ beschrieben werden kann. Bei höheren Spannungen dominiert in der Regel die Rekombination in hochdotierten Bereichen wie Emitter und BSF, die mit $n = 1$ beschrieben werden kann. Ein entsprechendes Beispiel mit unterschiedliche J_{02} der Diode mit $n = 2$ ist in Abb. 1.8 dargestellt. In Abschnitt 5.4 wird

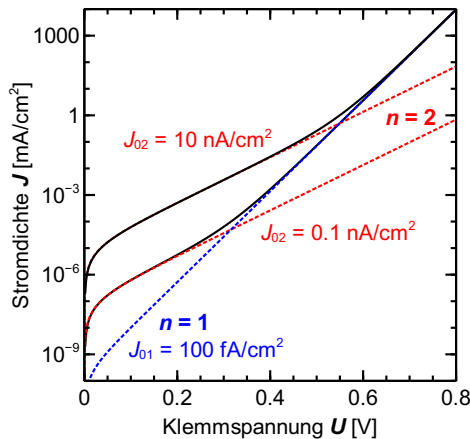


Abbildung 1.8: Um J_{sc} verschobene $I(V)$ -Kennlinien aus dem 2-Dioden-Modell mit verschiedenen J_{02} der Diode mit $n = 2$. Wenn J_{02} so groß wird, dass der Strom bei Spannungen nahe dem MPP beeinflusst werden, verringert sich auch der FF .

zeigt, dass auch die Basis je nach Injektionsniveau und Lebensdauer den Idealfaktor der $I(V)$ -Kennlinie bestimmen und somit auch den FF beeinflussen kann.

1.4.5 Serienwiderstand

Der Serienwiderstand R_S bildet interne und externe Serienwiderstandsverluste ab. Solche können z.B. durch Kontaktwiderstände und Widerstände der Metallisierung (extern) oder durch Ladungsträgertransport Limitierungen in der Basis oder im Emitter (intern) hervorgerufen werden. Ein höherer Serienwiderstand führt im Wesentlichen zu einem reduzierten FF . Dies ist in Abb. 1.9 an Hand unterschiedlicher Serienwiderstände im 2-Dioden-Modell veranschaulicht. Interne Serienwiderstandsverluste können durch geeignete Wahl der Dotierungen und Bauteilstruktur minimiert werden, wie in den Abschnitten 5.4 und 5.6 gezeigt wird. Der Serienwiderstand kann mittels verschiedener Metho-

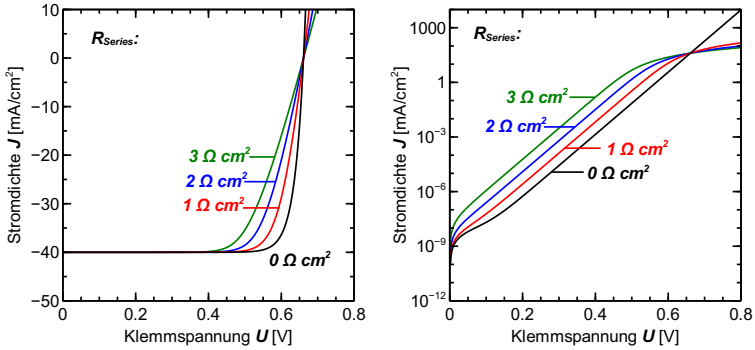


Abbildung 1.9: $I(V)$ -Hellkennlinie des 2-Dioden-Modells mit verschiedenen Serienwiderständen.

den aus den Kennlinie bestimmt werden. In dieser Arbeit wird die Bestimmung mit der *triple light-level* Methode angewandt [100]. Hierbei werden $I(V)$ -Kennlinien bei drei um 10 % unterschiedlichen Beleuchtungsintensitäten gemessen. Aus der Spannungsdifferenz am MPP kann dann der Serienwiderstand ermittelt werden. Für eine detaillierte Beschreibung sei auf [24] verwiesen. Hier werden auch noch weitere Methoden, wie die Bestimmung aus $J_{sc} - V_{oc}$ - und Dunkelkennlinie verglichen.

1.4.6 Shunt-Widerstand

Der Shunt-Widerstand im Ersatzschaltbild dient dazu, parasitäre Stromflüsse, die ein ohmsches Verhalten zeigen, darzustellen. Shunts können dabei z.B. durch Strompfade am Rand der Solarzelle, Unterbrechungen der Emittor-Dotierung durch die Metallisierung (*spiking*) oder in IBC-Zellen durch unzureichende Isolierung der Rückseitenmetallisierung von BSF bzw. Emittor-Gebieten entstehen [75]. In Abb. 1.10 sind Kennlinien aus dem 2-Dioden-Modell dargestellt, die vom Shunt beeinflusst sind. Damit am MPP die Kennlinie nicht vom Shunt beeinflusst wird, ist für Solarzellen üblicherweise ein Shunt-Widerstand $R_{shunt} > 1 \text{ k}\Omega$ notwendig. In dieser Arbeit wird in Abschnitt 5.6.3 ge-

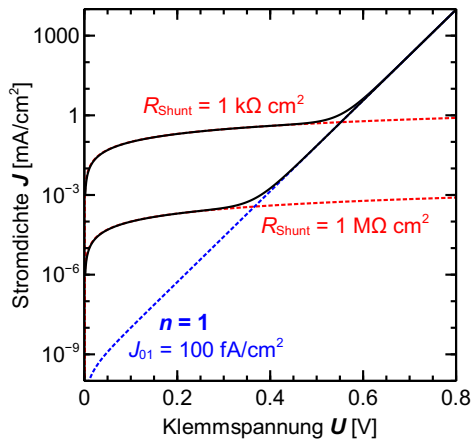


Abbildung 1.10: Um J_{sc} verschobene $I(V)$ -Hellkennlinien aus dem 1-Dioden-Modell mit verschiedenen R_{Shunt} . Bei üblichen Solarzellen sollte $R_{Shunt} > 1 \text{ k}\Omega\text{cm}^2$ sein, damit die Kennlinie bei V_{mpp} nicht vom Shunt beeinflusst wird.

zeigt, dass auch ein Inversionskanal, der durch Oberflächenladungen der Passivierschicht induziert wird, zu einem Shunt führen kann.

Kapitel 2

Charakterisierung von Ladungsträger- lebensdauern und Sättigungsstromdichten

In diesem Kapitel wird eine häufig verwendete Methode zur experimentellen Bestimmung der Ladungsträger-Lebensdauer von Halbleiter-Materialien mittels Photoleitfähigkeitsmessung beschrieben, wie sie für Messungen dieser Arbeit verwendet wurde. Es wird ein Simulations-Modell entwickelt, mit dem die Prozedur der Photoleitfähigkeitsmessung modelliert wird. Mit Hilfe von Simulationen werden Effekte, die in Experimenten dieser Arbeit aufgetreten sind, näher untersucht und erklärt. Des Weiteren wird ein häufig verwendetes Verfahren zur Bestimmung von Sättigungsstromdichten aus Photoleitfähigkeitsmessungen mittels Simulationen der Messprozedur systematisch auf seine möglichen Fehler, die bei der Verwendung von in der Photovoltaik Entwicklung üblichen Probenstrukturen auftreten, untersucht.

2.1 Grundlagen zu Ladungsträgerlebensdauern

Im Halbleiter können durch energetische Anregung, z.B. durch Photonen, Ladungsträger aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben werden, wobei ein Elektron-Loch-Paar entsteht. Dieser Vorgang wird auch als Generation bezeichnet. Das so erzeugte Ladungsträgerpaar kann unter Abgabe von Energie in Form von Photonen oder Phononen oder Abgabe auf andere Ladungsträger wieder in einen Zustand im Valenzband fallen. Dieser Vorgang wird im folgenden als Rekombination bezeichnet. Die Generation und Rekombination kann dabei durch verschiedenen Mechanismen erfolgen. Gemäß der Rekombinationsraten dieser Prozesse ist es möglich den generierten Ladungsträgern eine mittlere Lebensdauer zuzuordnen, nach der sie wieder rekombinieren. Ein System in dem Generation und Rekombination von Ladungsträgern stattfindet lässt sich mit der Kontinuitätsgleichung beschreiben

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - R - \operatorname{div}(j), \quad (2.1)$$

wobei n die Ladungsträgerdichte und j die Ladungsträgerstromdichte ist, für die bei einer homogenen Ladungsträgerverteilung im Volumen $j = 0$ gilt. Findet in einem homogenen System eine konstante Generation G von Ladungsträgern statt, erhöht sich entsprechend die Rekombination R , sodass sich wieder ein Gleichgewicht mit einer Überschussladungsträgerdichte $\Delta n = n - n_0$ und $\Delta p = p - p_0$ einstellt. Wird die Beleuchtung abgeschaltet rekombinieren die Überschussladungsträger dann gemäß

$$\frac{\partial \Delta n(t)}{\partial t} = -R(\Delta n(t), n_0, p_0). \quad (2.2)$$

Im einfachsten Fall ist $R \propto \Delta n$, sodass sich als Lösung für Gl. 2.2 eine Exponentialfunktion ergibt, dessen Abklingkonstante als Lebensdauer definiert wird:

$$\tau(\Delta n, n_0, p_0) = \frac{\Delta n}{R(\Delta n, n_0, p_0)}. \quad (2.3)$$

Die Rekombinationsrate $R(\Delta n, n_0, p_0)$ unterscheidet sich je nach Rekombinationsmechanismus, wie im Folgenden beschrieben.

2.1.1 Strahlende Rekombination

Die Strahlende Rekombination ist der Umkehrprozess der Photogeneration. Ein Elektron fällt dabei unter Aussendung eines Photons ins Valenzband ab. Die Rekombinationsrate wird durch den Koeffizienten der Strahlenden Rekombination B charakterisiert

$$R_{\text{rad}} = B(np - n_i^2), \quad (2.4)$$

mit der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration n_i (siehe Abschnitt 1.2.2). Hieraus ergibt sich die Lebensdauer für Strahlende Rekombination:

$$\tau_{\text{rad}} = \frac{1}{B(n_0 + p_0) + B\Delta n}. \quad (2.5)$$

In dieser Arbeit wird $B = 4,73 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$ gemäß [93] gewählt.

2.1.2 Auger Rekombination

Bei der Auger-Rekombination sind jeweils ein Elektron und zwei Löcher bzw. zwei Elektronen und ein Loch beteiligt. Die frei werdende Energie bei Rekombination von einem Elektron und einem Loch wird an einen dritten beteiligten Ladungsträger in Form von kinetischer Energie abgegeben. Die vom Elektron bzw. Loch aufgenommene Energie wird dann mittels Phononen an das Kristallgitter abgegeben. Die Rate der Auger Rekombination ist gegeben durch

$$R_{\text{Auger}} = (C_n n + C_p p)(np - n_{i,\text{eff}}^2), \quad (2.6)$$

wobei die temperaturabhängigen Auger-Koeffizienten C_n und C_p gemäß [22] gewählt werden.

2.1.3 Shockley-Reed-Hall Rekombination

Die SHOCKLEY-REED-HALL Rekombination (SRH) [85] beschreibt die Rekombination von Ladungsträgern über Defekt-Zustände, die energetisch innerhalb der Bandlücke liegen. Die Rekombinationsrate wird dabei bestimmt durch die energetische Lage E_t des Defekts in der Bandlücke und durch die jeweiligen Einfangquerschnitte für Elektronen und Löcher. Die Rekombinationsrate wird beschrieben mit

$$R_{\text{SRH}} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_t) + \tau_n(p + p_t)} \quad (2.7)$$

mit

$$n_t = n_i \cdot \exp\left(\frac{E_t}{k_B T}\right) \quad (2.8)$$

und

$$p_t = n_i \cdot \exp\left(\frac{-E_t}{k_B T}\right), \quad (2.9)$$

hierbei ist E_t die Differenz zwischen Defekt-Niveau und intrinsischem Niveau und τ_n, τ_p werden als SRH-Lebensdauerparameter bezeichnet.

2.1.4 Oberflächenrekombination

Die Rekombination an den Oberflächen des Halbleiters wird ebenfalls gemäß der SRH-Rekombination über Störstellen beschrieben. Als Rekombinationsrate ergibt sich

$$R_{\text{Surf}} = \frac{np - n_i^2}{S_p(n + n_t) + S_n(p + p_t)}. \quad (2.10)$$

Die Parameter S_n und S_p werden als Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (ORG) bezeichnet. Diese hängen in der Regel von der Dotierkonzentration N_{surf} an der Oberfläche und der Passivierung der Oberfläche ab.

2.2 Grundlagen zu Photoleitfähigkeitsmessungen

Eine Methode zur Bestimmung der Ladungsträger-Lebensdauern in Silizium ist die Bestimmung aus Photo-Leitfähigkeits-Messung (*photo-conductance decay*, PCD) [86]. Bei dieser Methode wird die Leitfähigkeit einer Probe (hier eine Silizium Scheibe) durch induktive Kopplung mit einer Spule eines Schwingkreises ermittelt. Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten PCD Messplatzes SINTON LIFETIME-TESTER WCT-120 [89]. Der Schwingkreis, in dem die Spule betrieben wird, induziert hierbei einen Kreisstrom in der Probe, der wiederum eine Spannung im Schwingkreis induziert. Mittels Kalibrierung der induzierten Spannung auf Proben bekannter Leitfähigkeit ist es dann möglich, die Leitfähigkeit unbekannter Proben zu messen. Während der Messung werden durch ein Blitz-Licht in der Probe Überschuss-Ladungsträger generiert, die dann als Photo-Leitfähigkeit detektiert werden können. Je nach Messmethode wird die Intensität des Blitz-Lichts während der Messung mittels einer Referenz-Zelle, die sich neben der Probe befindet, ermittelt. Abbildung 2.2 zeigt die mit dem Lebensdauer-Messplatz ermittelte Photospannung, aus der die Photoleitfähigkeit berechnet wird, und die Beleuchtungsintensität des Blitzes jeweils einer transienten und einer quasi-statischen Messung. Unter Verwendung eines Korrekturfaktors, der die unterschiedlichen optischen Eigenschaften der Probe und Referenz-Zelle ausgleicht, lässt sich dann die optische Generation in der Probe aus der gemessenen Beleuchtungsstärke bestimmen. Da die photo-generierten Überschussladungsträger in der Probe gemäß der effektiven Ladungsträgerlebensdauer der Probe (diese schließt sowohl Rekombination im Material als auch an der Oberfläche mit ein) rekombinieren, verringert sich die Photo-Leitfähigkeit bzw. Überschuss-Ladungsträgerdichte im zeitlichen Verlauf. Aus dem zeitlich abhängigen Verlauf der Überschuss-Ladungsträgerdichte bzw. der optischen Generation lässt sich dann auf zwei Weisen, die im Folgenden beschrieben werden, die effektive Lebensdauer bestimmen.

KAPITEL 2. CHARAKTERISIERUNG VON LADUNGSTRÄGERLEBENSDAUERN UND SÄTTIGUNGSSTROMDICHTEN

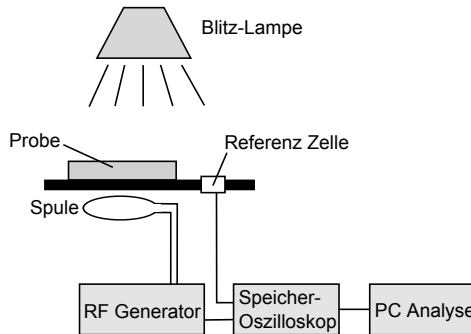


Abbildung 2.1: PCD-Messaufbau, wie er in dieser Arbeit zur Bestimmung von Ladungsträgerlebensdauern verwendet wird. Zur Bestimmung der Photo-Leitfähigkeit ist die Probe induktiv an einen Schwingkreis gekoppelt. Für quasi-statische Messungen wird zusätzlich über die Referenz-Zelle die Beleuchtungsintensität bestimmt.

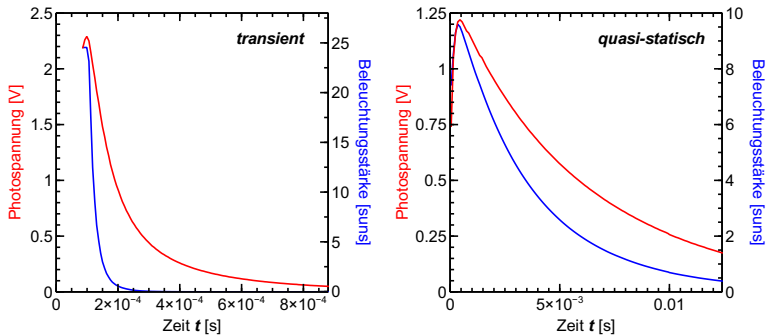


Abbildung 2.2: Zeitlicher Verlauf der Beleuchtungsstärke und der resultierenden Photospannung für eine transient (*links*) und quasi-statische (*rechts*) Messung.

2.2.1 Bestimmung der Ladungsträgerdichten

Die gemessene Photoleitfähigkeit der Probe kann dann dazu genutzt werden die Überschussladungsträgerkonzentration in der Probe zu bestimmen. Die Leitfähigkeit der Probe im Dunkeln hängt von der Probendicke W , den Ladungsträgerdichten n und p , sowie deren Mobilitäten μ_n und μ_p ab:

$$\sigma_{\text{dunkel}} = q \int_0^W (n\mu_n + p\mu_p) dz.s \quad (2.11)$$

Beleuchtet man die Probe, werden Überschussladungsträger $\Delta n = \Delta p$ generiert, die dann als Photoleitfähigkeit σ_{Photo} gemessen werden. Die Überschussleitfähigkeit σ_L berechnet sich dann mit

$$\sigma_L = \sigma_{\text{Photo}} - \sigma_{\text{dunkel}}. \quad (2.12)$$

Unter der Annahme, dass die Ladungsträger homogen in der Probe verteilt sind, lässt sich die Leitfähigkeit der Überschussladungsträger gemäß [88] beschreiben mit

$$\sigma_L = q(\Delta n_{\text{av}}\mu_n + \Delta p_{\text{av}}\mu_p)W = q\Delta n_{\text{av}}(\mu_n + \mu_p)W. \quad (2.13)$$

Unter Kenntnis der Mobilitäten in Abhängigkeit von der Basisdotierung und Überschussladungsträgerdichte kann dann die gemittelte Überschussladungsträgerdichte Δn_{av} iterativ bestimmt werden. Im Auswertalgorithmus des verwendeten Lebensdauer-Messplatzes werden die Mobilitätsmodell aus [18, 53] verwendet.

2.2.2 Lebensdauerbestimmung aus dem Abklingverhalten der Photoleitfähigkeit

Dieses Verfahren verwendet nur das zeitliche Abklingverhalten der Photo-Leitfähigkeit zur Bestimmung der Lebensdauern, es wird daher im Folgenden als *transiente* Bestimmung bezeichnet. Bei diesem Verfahren wird die Probe mit einem kurzen Blitz beleuchtet. Sobald der

Blitz erloschen ist, d.h. keine Ladungsträger mehr in der Probe erzeugt werden, beginnt die Messung der Photoleitfähigkeit. Das Abklingverhalten einer solche transienten Messung wird in Abb. 2.2 links gezeigt. Die effektive Lebensdauer der Probe lässt sich dann bestimmen mit

$$\tau_{eff} = \frac{\Delta n_{av}}{\frac{\partial \Delta n_{av}(t)}{\partial t}}. \quad (2.14)$$

Ein Vorteil dieser Methode ist, dass optische Eigenschaften der Probe nicht bei der Bestimmung der Lebensdauer bekannt sein müssen, wie dies im quasi-statischen Verfahren notwendig ist. Ein Nachteil der Methode ist, dass die effektive Ladungsträger-Lebensdauer einen minimalen Wert haben muss, der größer ist, als die Abklingzeit des Blitzes, da sonst kein transientes Abklingverhalten mehr vorliegt. Mit dem verwendete Messgerät SINTON LIFETIME-TESTER WCT-120 können im transienten Modus nur Lebensdauern größer als 100 μs zuverlässig gemessen werden. Wenn im Folgenden von einer transienten Messung gesprochen wird, ist damit eine PCD-Messung mit kurzem Blitz und Auswertung des zeitlichen Abklingverhaltens gemeint.

2.2.3 Quasi-Statische Lebensdauerbestimmung

Ein weiteres Verfahren zur Bestimmung der effektiven Lebensdauer aus PCD-Messungen ist das quasi-statische Verfahren (*quasi-steady-state photoconductance measurement*, QSSPC). Hierbei wird die Probe mit einem Blitz mit langer Abklingzeit (im Bereich der effektiven Lebensdauer) beleuchtet. Zusätzlich zur Photoleitfähigkeit wird noch die Intensität des Blitz-Lichts über eine Referenz-Zelle im zeitlichen Verlauf bestimmt. Auf diese Weise stehen zu jedem Zeitpunkt die optische Generationsrate und die Überschussladungsträger-Konzentration zur Verfügung, wie in Abb. 2.2 rechts gezeigt wird. Unter der Annahme, dass im quasi-statischen Fall die optische Generationsrate gleich der Rekombinationsrate ist, lässt sich die effektive Lebensdauer bestimmen

mit

$$\tau_{eff} = \frac{\Delta n_{av}}{G_{av}(t)}. \quad (2.15)$$

Der Vorteil dieser Methode ist, dass auch geringe Lebensdauern (hier $< 100 \mu\text{s}$ bestimmt werden können. Ein Nachteil ist, dass zusätzlich die optische Generation in der Probe bestimmt werden muss. Da die Proben i.d.R. andere Oberflächen und Antireflexbeschichtungen als die Referenz-Zelle besitzen, ist eine Korrektur der über die Referenz-Zelle bestimmte Generationsrate notwendig, damit diese auch den Photogenerationsstrom der Probe korrekt beschreibt. Dieser Korrektur-Faktor kann mittels optischer Simulationen der Probenstruktur ermittelt werden, wobei hierdurch die Messunsicherheit vergrößert wird.

2.2.4 Generalisierte Bestimmung der Lebensdauer aus PCD-Messungen

Da in der Messung die Intensität des Blitz-Lichts nicht abrupt gegen Null geht, gibt es in einer Messung Injektions-Bereiche, in denen ein quasi-statischer Zustand und andere, in denen ein transientes Abklingverhalten vorliegt. Abbildung 2.3 (links) zeigt eine PCD-Messung mit zugehöriger Intensität des Blitz-Lichts in der die Bereiche mit unterschiedlichem Abklingverhalten erkenntlich werden. Kurze Zeit nach Abschalten des Blitzes wird die Probe noch vom abklingenden Blitz-Licht beleuchtet. In diesem Bereich ist die Messung quasi-statisch. Erst nachdem der Blitz vollständig abgeklungen ist, liegt ein transienter Verlauf vor. Für die ausgewerteten effektiven Lebensdauern, wie sie in Abb. 2.3 (rechts) dargestellt sind, bedeutet dies, dass bei hohen Überschussladungsträgerdichten (Beginn der Messung) eine transiente Auswertung falsche Lebensdauer-Werte ergeben würde. Um auch aus diesen Messungen bei allen Injektions-Niveaus aussagekräftige Lebensdauern zu ermitteln, wurde von Nagel die generalisierte Auswerte-Methode eingeführt [66]. Bei dieser Methode wird die Lebensdauer sowohl aus dem

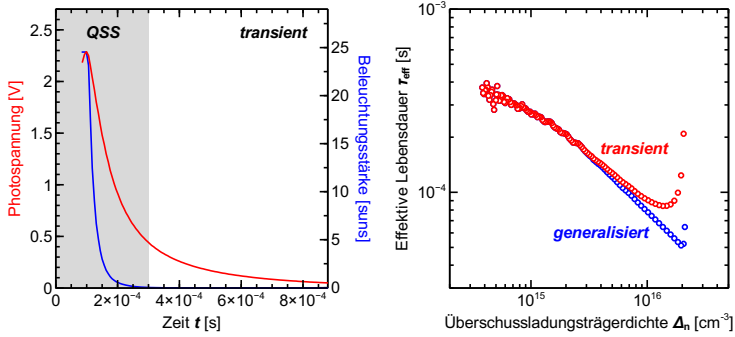


Abbildung 2.3: *Links:* Zeitlicher Verlauf der Beleuchtungsstärke und der resultierenden Photospannung für eine Messung mit kurzem Blitz. *Rechts:* Resultierende effektive Lebensdauern, die gemäß der transienten Methode (rot) und generalisierter Methode (blau) ausgewertet wurden.

transienten als auch aus dem quasi-statischen Verhalten berechnet:

$$\tau_{eff} = \frac{\Delta n_{av}}{G_{av}(t) - \frac{\partial \Delta n_{av}(t)}{\partial t}} \quad (2.16)$$

Wenn im Folgenden von einer quasi-statischen Messung (QSSPC) gesprochen wird, ist damit die Messung mit langem Blitz und generalisierter Auswertung gemeint.

2.3 Simulation der Lebensdauer-Messungen

Neben der experimentellen Bestimmung der Lebensdauer werden in dieser Arbeit auch Simulationen zur Bestimmung der effektiven Lebensdauer durchgeführt. Auf diese Weise können auftretende Effekte in experimentell ermittelten Daten erklärt werden und von Fehlern, die durch Messartefakte entstehen, abgegrenzt werden. Daher wird der experimentell durchgeführte Messablauf möglichst genau mit Simulationen wiedergeben. Die Probenstruktur wird je nach Anforderung in 2

oder 3 Dimensionen nachgestellt. Hierbei werden für das Basis-Material der Probe, die experimentell bestimmten SRH Lebensdauerparameter und die Dotierkonzentration verwendet. Sofern in der Probe vorhanden, werden Dotier-Profile, die mit dem ECV oder SIMS Verfahren bestimmt werden, verwendet. Das Blitz-Licht zur Erzeugung der Überschussladungsträger wird durch ein optisches Generationsprofil in der Probe wiedergegeben. Dieses Profil wird mittels Ray-Tracing Simulationen berechnet, wobei das Beleuchtungs-Spektrum der Blitz-Lampe des Lebensdauer-Messplatzes und die Oberflächenstruktur (wie Anti-Reflexions-Schichten) der Probe als Parameter verwendet werden. Das Abklingverhalten des Blitz-Lichts wird im quasi-statischen Fall durch eine Skalierung des Generations-Profiles im zeitlichen Verlauf erzeugt, wie in Abbildung 2.4 *links* dargestellt. Zu jedem Zeitpunkt wird dann eine quasi-statische Simulation durchgeführt. Im Fall einer transienten Messung wird ein Licht-Puls zu Beginn der Simulation, wie in Abb. 2.4 *rechts* gezeigt, erzeugt. Nachdem die Beleuchtung abgeschaltet ist, wird dann das zeitliche Abklingverhalten der Überschussladungsträgerdichten zur Ermittlung der Lebensdauer in einer transienten Simulation berechnet. Die Überschussladungsträgerdichte wird in der Simulation nicht über die Leitfähigkeit der Probe bestimmt, wie dies in der Messung der Fall ist, sondern direkt aus den Ladungsträgerkonzentrationen. Hierbei wird zu jedem Zeitschritt die Ladungsträgerkonzentration der Löcher und Elektronen als Mittelwert der gesamten Probenstruktur bestimmt. Zur Bestimmung der Überschussladungsträgerkonzentration Δn_{av} wird dann von der gemittelten Ladungsträgerkonzentration \bar{n} die Ladungsträgerkonzentration im thermischen Gleichgewicht \bar{n}_0 subtrahiert: $\Delta n_{av} = \bar{n} - \bar{n}_0$. Im Falle einer quasi-statischen Simulation wird zusätzlich noch der optische Generationsstrom in der gesamten Probe zu jedem Zeitschritt ermittelt. Die Bestimmung der effektiven Lebensdauer erfolgt dann wie in Abschnitt 2.2 beschrieben.

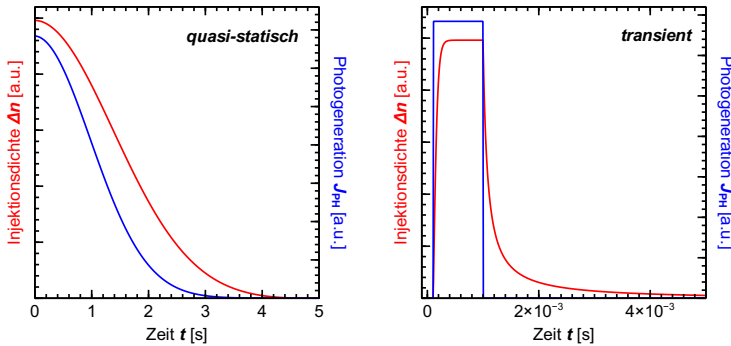


Abbildung 2.4: Zeitlicher Verlauf der Photogeneration und der resultierenden Injektionsdichte Δn_{av} für eine quasi-statische (*links*) und transiente (*rechts*) Simulation.

2.4 Bestimmung von Sättigungsströmen

2.4.1 Definition von J_0

Solarzellen besitzen je nach Typ in der Regel hochdotierte Bereiche an den Oberflächen. Diese hochdotierten Bereiche, wie Emitter, FSF oder BSF tragen bei hohen Injektionsdichten wesentlich zur Rekombination der Solarzelle bei und bestimmen somit die offene Klemmspannung. Da die Solarzelle im Wesentlichen als Diode betrachtet werden kann lässt sich die Rekombination mit der Shockley-Gleichung beschreiben:

$$J_{rec} = J_0 \left(\exp \left(q \frac{V}{nk_B T} \right) - 1 \right). \quad (2.17)$$

Die globale spannungs-abhängige Rekombination wird dabei durch den Sättigungsstrom J_0 charakterisiert. Auf diese Weise ist es aber auch möglich nur einzelne lokale Bereiche der Solarzelle, wie den Emitter, zu charakterisieren. Die Rekombination eines Emitters lässt sich demnach mit dem Vorfaktor J_0 und einem von der lokalen Spannung V_{lokal} in der Basis vor dem Emitter abhängigen Exponential-Term beschreiben. Der Sättigungsstrom J_0 ist dabei eine charakteristische Größe des Emit-

ters, die durch das Dotierprofil, eventuelle Defekte im Emitter und die Oberflächenpassivierung beeinflusst wird. Die lokale Spannung in der Basis ist hingegen abhängig vom Arbeitspunkt der Solarzelle und unterscheidet sich je nach Beleuchtung und angelegter Spannung. Zudem kann durch das Zelldesign diese Spannung beeinflusst werden, wie in Kapitel 4 gezeigt wird.

Experimentell können J_0 -Werte aus PCD-Lebensdauermessungen bestimmt werden. Für eine experimentelle Bestimmung von J_0 bedeutet dies, dass neben der Rekombinationsrate des Emitters auch die lokale Spannung bestimmt werden muss, bei der die Rekombination gemessen wurde. Eine häufig verwendete Methode, J_0 von hoch-dotierten Bereichen aus PCD-Lebensdauern zu bestimmen wurde von KANE & SWANSON [41] beschrieben. Hierbei wird das unterschiedliche Rekombinationsverhalten von Basis und Emitter ausgenutzt, um die Rekombination jeweils separat bestimmen zu können. Auf diese Weise ist eine Bestimmung des Sättigungsstromes möglich, ohne die Probe kontaktieren zu müssen. Dies ermöglicht zum einen die Bestimmung von J_0 von passivierten Emittlern und zum anderen die Charakterisierung zwischen einzelnen Solar-Zell Prozessen ohne zusätzliche Proben anfertigen zu müssen. Neben der experimentellen Bestimmung von J_0 werden in dieser Arbeit auch numerischen Simulationen zur Bestimmung von J_0 durchgeführt. In den Simulationen wird J_0 neben der Methode von KANE & SWANSON auch mit einer weiteren Methoden bestimmt, in der direkt ein lokaler Rekombinationsstrom und die zugehörige lokale Spannung bestimmt wird. Beiden Methoden werden im Folgenden näher beschrieben.

2.4.2 KANE & SWANSON Methode

Eine Methode, die es erlaubt aus PCD-Lebensdauerdaten den Sättigungsstrom eines Emitters zu bestimmen, wurde von KANE & SWANSON [41] vorgestellt. Bei dieser Methode werden die unterschiedlichen Rekombinationsraten von Proben-Bereichen, die sich in Hoch-¹ bzw.

¹Hochinjektion: Wenn die Überschussladungsträgerdichte größer als die Dotierstoffkonzentration ist, spricht man von Hochinjektion

Niedriginjektion ² befinden, ausgenutzt. Solange die Basis der Probe nur schwach dotiert ist, so dass diese während der Messung durch Beleuchtung in Hochinjektion versetzt werden kann und der Emitter entsprechend hoch dotiert ist, sodass dieser während der Messung in Niedriginjektion bleibt, kann die effektive Lebensdauer aufgespalten werden in einen Teil, der nur von der Basisrekombination bestimmt wird und einen anderen, der der Emitter Rekombination entspricht. Hierbei müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

1. Die Basis befindet sich in Hochinjektion $\Delta n > N_{\text{dop}}$
2. Die SRH-Lebensdauer der Basis ist in Hochinjektion keine Funktion der Überschussladungsträgerdichte $\tau_{\text{b,SRH,HLI}} \neq f(\Delta n)$
3. Die Ladungsträgerverteilung in der Probe ist homogen, sodass gilt $\Delta n(x) = \Delta n_{\text{av}}$

Zum näheren Verständnis der Methode sollen zunächst die verschiedenen Rekombinationsmechanismen in den einzelnen Probenbereichen betrachtet werden: In der Basis der Probe wird die effektive Lebensdauer durch die SRH-, Auger-, und Strahlende Rekombination bestimmt. In Abbildung 2.5 sind diese mit $\tau_{\text{b,SRH}}$, $\tau_{\text{b,Auger}}$ und $\tau_{\text{b,Rad}}$ bezeichnet. Zusätzlich wird die Lebensdauer der gesamten Probe τ_{eff} von der Lebensdauer im Emitter τ_{Emitter} , die sich auch aus den drei Rekombinationsmechanismen zusammensetzt, bestimmt. Somit ergibt sich für die effektive Lebensdauer

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_{\text{b,SRH}}} + \frac{1}{\tau_{\text{b,Auger}}} + \frac{1}{\tau_{\text{b,Rad}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Emitter}}}. \quad (2.18)$$

Betrachtet man die Lebensdauern in Hochinjektion – im Beispiel in Abb. 2.5 ist die Basis bei $\Delta n > 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ in HLI – zeigt sich, dass die effektive Lebensdauer im Wesentlichen von der von Δn abhängenden Rekombination des Emitters und der Auger-Rekombination in der Basis abhängt. Die SRH-Lebensdauer ist hier unabhängig von Δn .

²Niedriginjektion: Wenn die Überschussladungsträgerdichte kleiner als die Dotierstoffkonzentration ist, spricht man von Niedriginjektion

Die Auger-Lebensdauer der Basis kann mit $1/\tau_{\text{Auger}} = C_A \Delta n^2$, mit dem Koeffizienten der Augerrekombination $C_A = 1,66 \cdot 10^{-30}$, berechnet werden [87]. Ebenso lässt sich die Strahlende Rekombination [93] berechnen, wobei diese häufig vernachlässigt werden kann, da sie in vielen Fällen wesentlich größer als die Auger-Lebensdauer ist. Somit sind nur noch die SRH-Rekombination der Basis und die Rekombination des Emitters unbekannt. Die Lebensdauer im Emitter lässt sich gemäß [41] auch in Abhängigkeit von J_0 beschreiben. Damit ergibt sich für die effektive Lebensdauer mit einem Emitter auf beiden Seiten

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_{\text{b,SRH}}} + \frac{1}{\tau_{\text{b,Auger}}} + \frac{1}{\tau_{\text{b,Rad}}} + J_0 \text{front} \frac{\Delta n + N_{\text{dop}}}{q \cdot n_{\text{i,eff}}^2 \cdot W} + J_0 \text{rear} \frac{\Delta n + N_{\text{dop}}}{q \cdot n_{\text{i,eff}}^2 \cdot W}, \quad (2.19)$$

wobei W die Probendicke, N_{dop} die Dotierstoffkonzentration der Basis und $n_{\text{i,eff}}$ die effektive intrinsische Ladungsträgerdichte der Basis beschreiben.

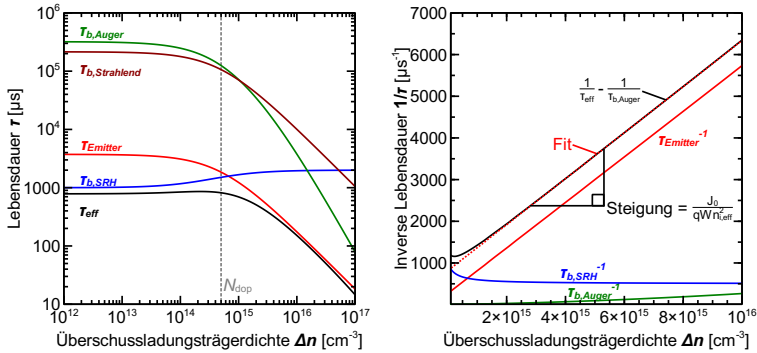


Abbildung 2.5: Links: Lebensdauern der verschiedenen Rekombinationsmechanismen. Rechts: Inverse Lebensdauer und Fit zur Bestimmung von J_0 .

Für symmetrische Proben mit gleichen Emitterprofilen an Vorder- und Rückseite vereinfacht sich Gleichung 2.19 zu

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_{\text{bulk}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Auger}}} + \frac{2 \cdot J_0 (\Delta n + N_{\text{dop}})}{q \cdot n_{\text{i,eff}}^2 \cdot W}. \quad (2.20)$$

Gleichung 2.20 zeigt, dass die Steigung der inversen effektiven Lebensdauer, sofern diese um die Auger- und Strahlende Rekombination bereinigt wird, gerade J_0 entspricht. Deutlich wird dies in der Darstellung der inversen Lebensdauern in Abb. 2.5 (*rechts*): Die um die Auger-Lebensdauer korrigierte inverse effektive Lebensdauer besitzt hier die Steigung der Emitter-Lebensdauer. Sie ist lediglich um die SRH-Lebensdauer der Basis $\tau_{b,SRH}$ verschoben. Eine Extrapolation eines Fits an die korrigierte inverse Lebensdauer bei $\Delta n_{av} = 0$ ermöglicht dann auch die Bestimmung von $\tau_{b,SRH}$ in HLI, die dann genau dem y-Achsenabschnitt entspricht. Hier wird auch ersichtlich, warum die Basis in Hochinjektion sein muss ($\Delta n \gg N_{dot}$) und die SRH-Lebensdauer in Hochinjektion keine Funktion von Δn_{av} sein darf: Würde die SRH-Lebensdauer im Injektionsbereich, in dem J_0 ausgewertet wird von Δn_{av} abhängen – wie dies im Übergangsbereich von Niedrig- zu Hochinjektion der Fall ist – würde sie auch die Steigung der effektiven Lebensdauer und somit J_0 ändern. Eine Einschränkung dieser Methode ist, dass die aus PCD-Messungen bestimmte Injektionsdichte immer nur eine durchschnittliche Injektionsdichte Δn_{av} ist. Daher ist es bei dieser Methode notwendig, dass die Ladungsträgerdichte homogen über die gesamte Probe ist, sodass Δn_{av} gleich der lokalen Überschussladungsträgerdichte direkt vor dem Emitter Δn_{x_j} ist. Sollte diese Bedingung nicht erfüllt sein, kann kein aussagekräftiges J_0 bestimmt werden, wie in Abschnitt 2.5.3 gezeigt wird.

2.4.3 J_0 Bestimmung in Simulationen über Stromdichten

In den Simulationen wird J_0 neben der Methode von KANE & SWANSON auch direkt unter Verwendung der Shockley-Gleichung bestimmt. Diese Methode steht nur in der Simulation zur Verfügung, da hier direkt auf die Ladungsträger- und Stromdichten vor dem zu charakterisierenden Bereich zurückgegriffen werden kann. Aus der Shockley-Gleichung 2.17 ergibt sich unter Verwendung des Massenwirkungsgesetzes im Un-

gleichgewicht

$$J_{0,\text{ref}} = \frac{J_{\text{em}}(x_j)}{p(x_j)n(x_j) - n_{i,\text{eff}}^2(x_j)} n_{i,\text{eff}}^2(x_j). \quad (2.21)$$

Abbildung 2.6 markiert die verschiedenen Größen, die für die Berechnung von J_0 mit der Shockley-Gleichung aus der Proben-Struktur ermittelt werden. J_{em} bezeichnet hier die Stromdichte von Ladungsträgern, die aus der Basis in den hochdotierten Bereich fließen. Sofern im hoch-dotierten Bereich keine Ladungsträger generiert werden, entspricht dieser Strom direkt dem Rekombinationsstrom der Ladungsträger, die in diesem Bereich rekombinieren. Da die Rekombinationsrate im hoch-dotierten Bereich von der Quasi-Fermi-Level Aufspaltung vor diesem Bereich abhängt, müssen auch noch die lokalen Ladungsträgerdichten $n(x_j)$ und $p(x_j)$ sowie die effektive intrinsische Ladungsträgerkonzentration $n_{i,\text{eff}}(x_j)$ vor dem Übergang zum hoch-dotierten Bereich ermittelt werden.

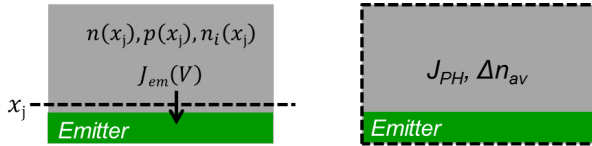


Abbildung 2.6: Darstellung der Größen, die zur Bestimmung der Emittersättigungsstromdichte in den Simulation verwendet werden. Für die Stromdichte Methode (links) werden die lokalen Ladungsträgerdichten und Ströme direkt vor dem Emitter im Basisbereich extrahiert. Für die Bestimmung von J_0 mittels Kane und Swanson Methode aus PCD-Lebensdauern werden gemittelte Werte der Überschussladungsträgerdichte Δn_{av} und Photogeneration J_{PH} verwendet.

Hier sei noch auf den wesentlichen Unterschied zwischen beiden vorgestellten Methoden verwiesen: Die Berechnung von J_0 über die Stromdichte verwendet die lokale Ladungsträgerkonzentration vor dem zu charakterisierenden Bereich. In der KANE & SWANSON Methode wird die über die gesamte Probe gemittelte Injektionsdichte Δn_{av} für die Berechnung herangezogen. Sofern die Ladungsträgerdichte in der

Probe nicht mehr homogen verteilt ist, kann die Bestimmung des J_0 mit der KANE & SWANSON Methode daher zu Fehlern führen. In den folgenden Abschnitten werden solche Fälle detaillierter untersucht. Auf Grund der genauen Kenntnis der lokalen Spannung wird ein J_0 , das mit der Stromdichte Methode bestimmt wurde, im Folgenden als Referenzwert $J_{0,\text{ref}}$ verwendet.

2.5 Grenzen und Fehler der J_0 -Bestimmung

Die Bestimmung der Sättigungsstromdichte aus effektiven Ladungsträgerlebensdauern wird in der Photovoltaik Forschung häufig verwendet, da eine Kontaktierung der Probe nicht erforderlich ist. Die Methode von KANE & SWANSON bietet dabei zwar in einem weiten Parameterbereich die Möglichkeit, J_0 zu bestimmen, unterliegt allerdings einigen Einschränkungen. Sind diese Bedingungen im Experiment nicht erfüllt, führt dies häufig zu einer fehlerhaften Bestimmung von J_0 . In [60] wurden von Mäckel und Varner bereits allgemeine Abweichungen, die durch Näherungen der KANE & SWANSON Methode entstehen, betrachtet. In in diesem Abschnitt soll untersucht werden inwiefern die notwendigen Bedingungen bei der Bestimmung von J_0 üblicher Emitter-Profile unter den standardmäßig verwendeten Messbedingungen und Probenstrukturen erfüllt sind und welche Abweichungen zu erwarten sind. Auf Basis der Untersuchungen lassen sich als wesentliche Einflussfaktoren, die zu Fehlern bei der J_0 -Bestimmung führen, folgende Parameter identifizieren: Messartefakte bei Bestimmung der effektiven Lebensdauer, inhomogene Ladungsträgerverteilung in der Probe und Einflüsse der Rekombination in der Basis.

2.5.1 Probenstruktur und Parameter

Für die Untersuchung der Fehler einer J_0 -Bestimmung aus PCD Lebensdauern werden sowohl experimentelle Lebensdauer-Messungen als auch Lebensdauersimulationen verwendet. Die Probenstrukturen sind in Abb. 2.7 dargestellt. Eine symmetrische Probe besitzt an beiden

Oberflächen eine Emitter-Dotierung. Eine asymmetrische Probe besitzt hingegen nur an einer Oberfläche eine Emitter-Dotierung. Bei asymmetrischen Proben ist außerdem die Orientierung der Probe bei der Messung zu berücksichtigen. Die Seite der Probe, die während der Messung beleuchtet wird, wird im Folgenden als Vorderseite, die der Beleuchtung abgewandten Seite wird als Rückseite bezeichnet. In den Simulationen wird die nicht dotierte Seite als perfekt passiviert angenommen, indem $S_{n,0} = S_{p,0} = 0$ gesetzt wird. Im Experiment ist diese Seite mit einer Al_2O_3 -Schicht passiviert, die geringe S -Werte ermöglicht. Als Emitter

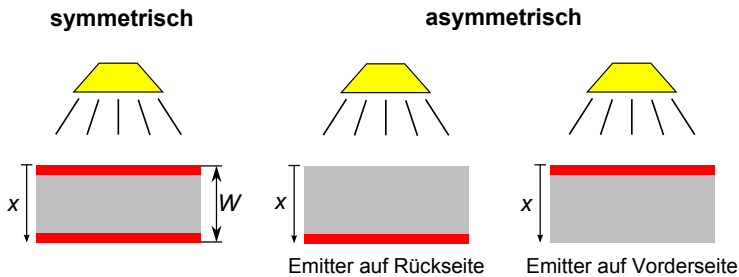


Abbildung 2.7: Simulationsstrukturen, die in den Lebensdauersimulationen verwendet werden. Der Emitter ist jeweils rot gekennzeichnet.

Profile werden sowohl experimentelle Profile aus ECV-Messungen als auch analytische Gauß-Profile verwendet (siehe Abb. 2.8). Das experimentelle Emitter-Profil wird durch Ionen-Implantation mit einer Dosis von $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ und anschließendem thermischen Ausheilprozess bei 1050 °C für 80 min hergestellt. Bei Verwendung des experimentellen Profils in Simulationen werden die S -Werte so gewählt, dass die gemessenen J_0 -Werte reproduziert werden können. Alle Probenparameter, die in den Simulationen verwendet werden, sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Die Parameter des analytischen Standard Profils wurden so gewählt, dass der Schichtwiderstand und J_0 in einem für Solarzellen relevanten Bereich liegen. Außerdem ist durch die geringe Profil-Tiefe eine geringe optische Absorption im Emitter gewährleistet. Auf Basis des Standard

Profils werden dann Variationen in Profil-Tiefe und S -Wert durchgeführt, sodass weite Bereiche von Schichtwiderstand und J_0 abgedeckt werden. Zudem werden in den folgenden Untersuchungen Variationen der Parameter des Basismaterials gemäß Tabelle 2.1 durchgeführt.

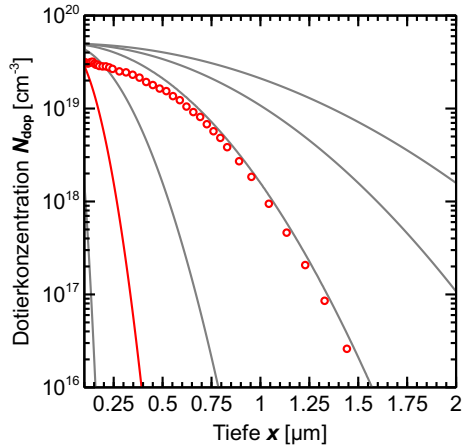


Abbildung 2.8: Dotierprofile der in den Simulationen verwendeten Emitters. Symbole: ECV Messung des implantierten Profils. Linien: Gauß-Profile mit einer Oberflächenkonzentration von $N_{\text{dop}} = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und variierender Profiltiefe. Das rot markierte Profil ist das Standard-Profil mit einer Tiefe von $0,5 \mu\text{m}$.

2.5.2 Messartefakte der effektiven Lebensdauer

Fehlerhafte Auswertung des Abklingverhalten von Überschussladungsträgern

In Abschnitt 2.2.4 wurde bereits erläutert, dass insbesondere bei transienten Lebensdauermessungen unter Verwendung des kurzen Blitzes nicht bei jedem Δn ein transientes Abklingverhalten vorliegt. Dies tritt häufig bei geringen effektiven Lebensdauern und bei hohen Δn auf. Wenn z.B. die effektive Lebensdauer nur gering höher ist, als die Abklingzeit des Blitzes, ist die gemessene Photoleitfähigkeit bzw. deren

2.5. GRENZEN UND FEHLER DER J_0 -BESTIMMUNG

Tabelle 2.1: Parameter der in den Simulationen verwendeten Proben

Parameter	Implant Profil	Standard Profil	Variation
Profil	ECV-Messung	Gauß	Gauß
N_{surf}	$2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	$5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	$5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
x_j	1,6 μm	0,5 μm	0,2 – 4 μm
$S_{n,0} = S_{p,0}$	$1 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$	$1 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$	$1 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
R_{sheet}	39 Ω/sq	110 Ω/sq	14 – 280 Ω/sq
J_0	244 fA/cm ²	57 fA/cm ²	28 – 900 fA/cm ²
Basis	n -Typ	n --Typ	$n - /p$ -Typ
N_{dop}	$5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$	$5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
W	150 μm	200 μm	50 – 400 μm
$\tau_n = \tau_p$	3 ms	3 ms	100 μs – 10 ms

Abklingverhalten kurz nach dem Blitz noch nicht als transient zu beschreiben, da immer noch Ladungsträger durch die abklingende Intensität des Blitzes generiert werden. Dieses Verhalten soll an Hand einer PCD-Messung einer asymmetrischen Lebensdauerprobe mit implantiertem Emitter auf der Rückseite in Abb. 2.9 (links) dargestellt werden: kurze Zeit nach dem Lichtpuls ist die Beleuchtungsstärke noch größer als 0. In diesem Bereich liegt daher kein transientes Abklingverhalten vor (in Abb. 2.9 grau gekennzeichnet). Entsprechend wird in diesem Bereich die effektive Lebensdauer falsch bestimmt, was im injektionsabhängigen Verlauf der inverse Lebensdauer bei $\Delta n > 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ sichtbar wird. Bei korrekter Lebensdauerbestimmung wäre ein Verlauf entsprechend der eingezeichneten Geraden zu erwarten, die gemäß Gl. 2.20 bei einer Injektionsdichte $\Delta n = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt wurde. Um in solchen Fällen auch bei höheren Δn aussagekräftige Lebensdauern aus diesen Daten zu ermitteln ist dann eine generalisierte Auswertung gemäß Abschnitt 2.2.4 notwendig.

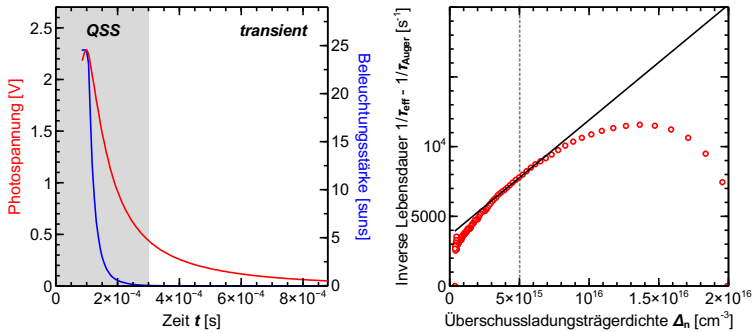


Abbildung 2.9: Links: Beleuchtungsintensität und Photoleitfähigkeit einer quasi-statischen Messung. Rechts: inverse effektive Lebensdauer.

Modulation der Raumladungszone

Eine weiterer Messartefakt kann bei geringen Δn auftreten, wenn die Probe einen pn-Übergang enthält: Auf Grund der unterschiedlichen Injektionsdichten im Verlauf der Messung verändert sich die Breite der Verarmungszone des pn-Übergang im Basis-Bereich, sodass sich auch die von der Spule detektierte Leitfähigkeit und entsprechend Δn ändert. Wegen der Veränderung der Breite wird dieser Effekt auch Modulation der Verarmungszone (*engl. depletion region modulation*, DRM) genannt. Da es sich hierbei allerdings nicht um einen Rekombinationseffekt handelt, wird die effektive Lebensdauer wegen einer Überschätzung von Δn falsch berechnet. Dieser Effekt wird besonders groß bei geringen Injektionsdichten, da hier die Breite der Verarmungszone am größten wird und die gemessene Leitfähigkeit nicht mehr von der Photoleitfähigkeit dominiert wird. In [13] wird eine analytische Methode gegeben, die es ermöglicht Lebensdauern, die von diesem Effekt beeinflusst sind, zu korrigieren. Sollen aus solchen Messungen J_0 -Werte bestimmt werden, ist darauf zu achten einen nicht beeinflussten Injektionsbereich zu wählen. Dieser Bereich ist abhängig von der gewählten Basisdotierung. Abb. 2.10 zeigt Lebensdauern von Proben mit pn-Übergang (n^+pn^+ -Struktur, *Linien*) und ohne (n^+nn^+ -Struktur, *gepunktet*) bei verschie-

denen N_{dop} . Bei einer Injektionsdichte von $\Delta n > N_{dop}$ ist die Lebensdauer bereits nicht mehr beeinflusst vom DRM Effekt. Hier sei noch darauf hingewiesen, dass ein pn-Übergang in der Probe nicht nur bei Proben mit unterschiedlichen Dotierungen auftritt, sondern auch durch Inversionsschichten, die sich z.B. durch fixe Ladungen auf den Oberflächen ausbilden, entstehen können. In Abschnitt 2.6.4 werden experimentelle Lebensdauerdaten von n -Typ Proben mit Al_2O_3 -Passivierung gezeigt, die auf Grund der Inversionsschicht an der Oberfläche vom DRM-Effekt beeinflusst sind.

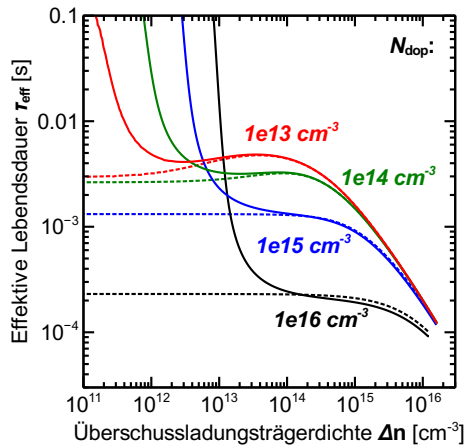


Abbildung 2.10: Simulierte effektive Lebensdauern einer n^+pn^+ -Struktur (Linien) und einer n^+nn^+ -Struktur (gepunktet). Die n^+pn^+ -Struktur ist auf Grund des enthaltenen pn-Übergangs vom DRM Effekt beeinflusst.

2.5.3 Inhomogene Ladungsträgerverteilung

Im vorangehenden Abschnitt wurde eine injektionsabhängige inverse Lebensdauer auf eine fehlerhafte Lebensdauerbestimmung zurückgeführt. Es kann jedoch auch bei korrekter Bestimmung der effektiven Lebensdauer zu einem nicht linearen Verlauf der inversen Lebensdauer

kommen. Ein Beispiel einer quasi-statischen Messung, die diesen Effekt zeigt, ist in Abb. 2.11 dargestellt. Hier würde eine Bestimmung von J_0 auch zu unterschiedlichen Werten bei verschiedenen Δn führen. Ursache des injektionsabhängigen Verlaufes ist in diesem Fall eine inhomogene Ladungsträgerverteilung in der Probe: Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, ist die genaue Kenntnis der lokalen Spannung vor dem Emitter notwendig, um aussagekräftige J_0 -Werte zu ermitteln. Da in PCD-Messungen aber nur die durchschnittliche Überschussladungsträgerkonzentration Δn_{av} gemessen werden kann, ist es daher notwendig, dass die Ladungsträgerverteilung in der Probe homogen ist, sodass gilt $\Delta n_{av} = \Delta n(x_j)$. Die Verteilung der Ladungsträger in der Probe kann durch verschiedene Parameter beeinflusst werden. Hier wird nun untersucht, wie sich das Messverfahren (transient oder quasi-statisch), die Höhe von J_0 selbst, die Probenstruktur (symmetrisch oder asymmetrisch), die Orientierung der Probe (Emitter auf der Vorder- bzw. Rückseite) und der Einsatz von IR-Filtern auf die Homogenität der Ladungsträgerverteilung auswirken.

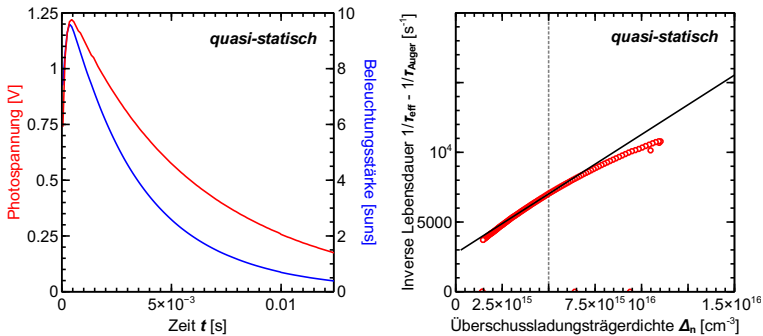


Abbildung 2.11: Links: Beleuchtungsintensität und Photoleitfähigkeit einer quasi-statischen Messung. Rechts: inverse effektive Lebensdauer.

Transiente und quasi-statische Messung

Ein wichtiger Parameter, der die Ausbildung der Ladungsträgerverteilung beeinflusst, ist der gewählte Modus der Messung (transient oder quasi-statisch). Die Unterschiede beider Modi werden an Hand der simulierten Ladungsträgerverteilungen in der Basis der Probe, die in Abbildung 2.12 gezeigt sind, untersucht. Die Probenstruktur ist symmetrisch mit implantiertem Emitter-Profil. Die gezeigten Profile der Überschussladungsträgerdichten wurden bei drei verschiedenen Δn_{av} aufgenommen (in Abbildung 2.13 mit vertikalen Linien gekennzeichnet), wobei die Ladungsträgerdichten auf die jeweilige durchschnittliche Überschussladungsträgerdichte Δn_{av} normiert sind. Auf diese Weise kann direkt die Homogenität der Verteilung bei verschiedenen Injektionsdichten verglichen werden. Ein Wert $\Delta n_{norm.} = 1$ bedeutet, dass die Injektionsdichte an diesem Punkt der durchschnittlichen Injektionsdichte Δn_{av} entspricht. Sowohl im quasi-statischen als auch im transienten Fall weichen die lokalen Injektionsdichten vor den Emittlern (die sich bei $x = 0 \mu\text{m}$ und $x = 150 \mu\text{m}$ befinden) von Δn_{av} ab, wobei die Abweichungen stärker bei höheren Δn_{av} werden. Für die Auswertung von J_0 bedeutet dies, dass eine falsche lokale Spannung angenommen wird, um aus der gemessenen Rekombination des Emitters den Sättigungsstrom zu bestimmen. Im transienten Fall ist die tatsächliche lokale Überschussladungsträgerdichte sowohl beim Emitter auf der Vorder- als auch auf der Rückseite kleiner als Δn_{av} . Dies führt dazu, dass für die Berechnung von J_0 eine größere lokale Spannung angenommen wird, als tatsächlich vorliegt. Gemäß der Shockley-Gleichung berechnet sich dann bei gegebenem Rekombinationsstrom ein kleineres J_0 . In Abbildung 2.13 sind die Sättigungsströme in Abhängigkeit von der Injektionsdichte aufgetragen, die aus der quasi-statischen und transienten PCD-Messung ermittelt wurden. Die ermittelten J_0 beider Messungen zeigen einen ähnlichen Verlauf, wobei die J_0 -Werte aus der quasi-statischen Messung über den gesamten Injektionsbereich erhöht sind. Dieser Effekt wird in Kapitel 3 ausführlich behandelt.

Wie sich eine Ladungsträgerverteilung ausbildet, soll an Hand einer transienten Messung erläutert werden, da dieses nicht durch zusätzli-

KAPITEL 2. CHARAKTERISIERUNG VON LADUNGSTRÄGERLEBENSDAUERN UND SÄTTIGUNGSSTROMDICHTEN

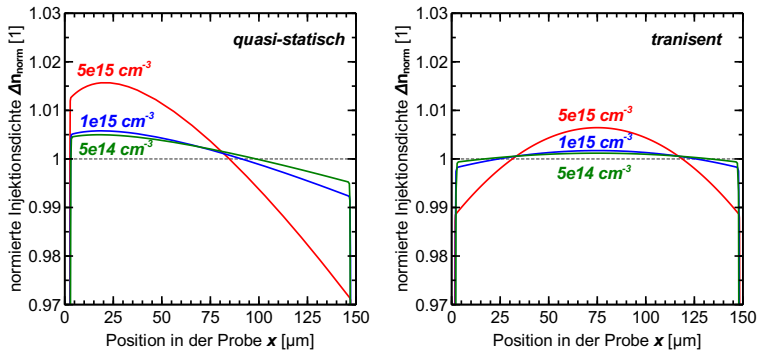


Abbildung 2.12: Normierte Überschussladungsträgerverteilung in Abhängigkeit von der Position in der Probe bei verschiedenen Δn_{av} einer symmetrischen Struktur. Links: quasi-statisch, rechts: transient

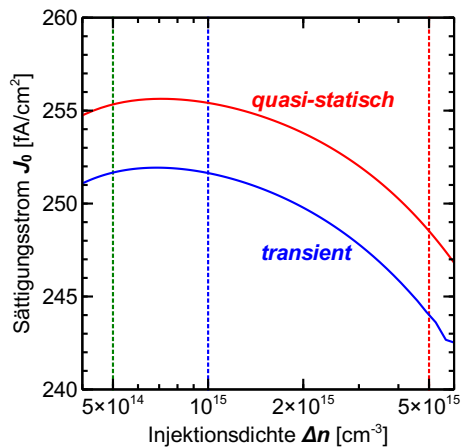


Abbildung 2.13: J_0 -Werte in Abhängigkeit von der Injektionsdichte jeweils bestimmt aus einer quasi-statischen und transienten Lebensdauersimulation.

che Generation überlagert wird, sondern rein durch das Rekombinationsverhalten bestimmt ist. Nachdem durch einen kurzen Blitz Ladungsträger in der Probe generiert wurden, verteilen diese sich gleichmäßig in der gesamten Probe. An Orten hoher Rekombination, wie dies im gezeigten Beispiel in den Emittern an den Oberflächen der Fall ist, verringert sich entsprechend die Überschussladungsträgerdichte. Da in der Mitte der Probe auf Grund der hohen gewählten SRH-Lebensdauerparameter wenig Rekombination stattfindet, bildet sich ein Gradient von der Mitte der Probe hin zu den Oberflächen aus. Dieser Gradient ist zusätzlich abhängig von der absoluten Höhe der Injektionsdichte: Je höher Δn ist und entsprechend größer die lokale Spannung vor dem Emitter, desto größer wird der Rekombinationsstrom im Emitter, der gemäß Gl. 2.17 exponentiell von der lokalen Spannung abhängt. Die für die Rekombination benötigten Ladungsträger diffundieren hierbei aus der gesamten Probe zu den Oberflächen. Bei sehr hohen Injektionsdichte (wie hier $\Delta n > 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) wird jedoch die Diffusion der Ladungsträger zu den Oberflächen durch deren Diffusionskoeffizienten limitiert. Daher ist der Gradient stärker, je stärker die Rekombination an den Oberflächen ist und je dicker die Probe ist. Wie durch die Wahl der Probenstruktur die Homogenität der Ladungsträgerverteilung beeinflusst werden kann wird im nächsten Abschnitt detaillierter erläutert. Im Falle einer quasi-statischen Messung ist die Verteilung nicht mehr wie im transienten Fall symmetrisch in der Probe, da während der Messung noch Ladungsträger generiert werden. Bei der transienten Messung haben sich die generierten Ladungsträger bereits gleichmäßig über die gesamte Probe verteilt, sodass das resultierende Ladungsträgerprofil nur durch das Rekombinationsverhalten bestimmt wird. Bei der quasi-statischen Messung führt die Generation von Ladungsträgern (die im Wesentlichen nahe der Vorderseite bei $x = 0 \text{ }\mu\text{m}$ stattfindet) zur Überlagerung mit dem durch das Rekombinationsverhalten bestimmten Profils, sodass die Überschussladungsträgerdichte vor dem Emitter an der Vorderseite größer als Δn_{av} ist, während sie vor dem Emitter an der Rückseite kleiner als Δn_{av} ist. Dies führt im untersuchten Fall allerdings nicht dazu, dass sich im Mittel ein korrektes J_0 ergibt, da

Δn an der Vorderseite nicht in gleichem Maße erhöht ist, wie es auf der Rückseite verringert ist. In Abschnitt 2.5.3 wird untersucht, ob es Bedingungen gibt, in denen dieser Fall eintritt. Insgesamt wird somit auch im quasi-statischen Fall J_0 bei hohen Injektionsdichten unterschätzt.

Höhe des zu bestimmenden J_0

Im vorangehenden Abschnitt wurde erläutert, dass sich die Ladungsträgerverteilung im transienten Fall gemäß der Rekombination der Emitter ausbildet. Daher ist ein weiterer wichtiger Parameter, der die Homogenität beeinflusst, das zu Bestimmende J_0 selbst. Ein kleiner J_0 -Wert verursacht nur einen kleineren Gradienten der Ladungsträgerverteilung zu den Oberflächen, da die Rekombination geringer ist und entsprechend weniger Ladungsträger an die Oberflächen geführt werden müssen. Auch bei hohen Injektionsdichten kann es daher möglich sein, ein aussagekräftiges J_0 zu bestimmen, solange dieses klein genug ist. In [41] wird daher ein maximales J_0 definiert, bei dem noch eine homogene Ladungsträgerverteilung angenommen werden kann:

$$J_0 < 0.1 \times q \times \frac{n_i^2}{\Delta n_{\min}} \times \frac{D_{\text{amb}}}{W}, \quad (2.22)$$

wobei D_{amb} die ambipolare Diffusionslänge der Ladungsträger, W die Probendicke und q die Elementarladung sind. Δn_{\min} bezeichnet die minimale Überschussladungsträgerdichte, bei der J_0 ausgewertet werden kann und ist abhängig von der Basisdotierung $\Delta n_{\min} = 10N_{\text{dop}}$. Für eine 200 μm dicke symmetrische n -Typ Probe mit $N_{\text{dop}} = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ soll hier auf Basis von Simulationen untersucht werden, wie groß die Abweichung von $J_{0,\text{ref}}$ ist, wenn J_0 mit der Kane&Swanson Methode ausgewertet wird. Als Emitter wird das Standard Gauß-Profil mit einer Oberflächenkonzentration $N_{\text{surf}} = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und einer Profil-Tiefe von 0,5 μm verwendet. Durch Variation der S -Werte werden dann verschiedene J_0 -Werte, die im Bereich üblicher Emitter liegen, erzeugt. Die prozentualen Abweichungen von $J_{0,\text{ref}}$ in Abhängigkeit von J_0 und Δn sind in Abb. 2.14 dargestellt. Aus der Abbildung kann di-

rekt abgelesen werden, wie hoch die zu erwartende Abweichung eines J_0 -Wertes ist, der bei der entsprechenden Überschussladungsträgerdichte Δn ausgewertet wird. Für $J_0 < 100 \text{ fA/cm}^2$ ist der Fehler $< 10\%$ für $\Delta n < 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Sollen J_0 -Werte bis 1000 fA/cm^2 ausgewertet werden, ist dies bis $\Delta n < 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ möglich mit einer maximalen Abweichung von $< 10\%$.

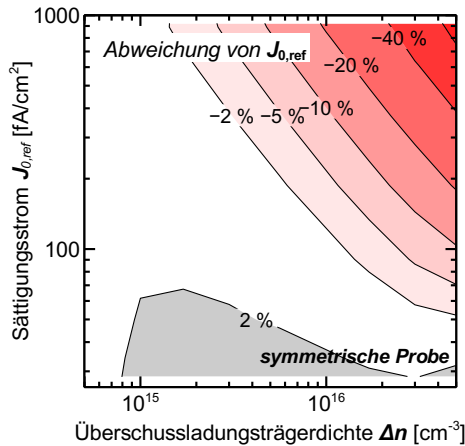


Abbildung 2.14: Prozentuale Abweichung der J_0 -Werte die mit der Kane&Swanson Methode ermittelt wurden von $J_{0,ref}$. J_0 -Werte wurden aus quasi-statischen Lebensdauer-Simulationen von symmetrischen Strukturen ausgewertet.

Dicke der Probe

Eine weitere Möglichkeit das Ladungsträgerprofil zu beeinflussen ist die geeignete Wahl der Probendicke W . Da ein inhomogenes Ladungsträgerprofil durch eine Limitierung des Transports von Ladungsträgern aus der Mitte der Probe zu den Oberflächen entsteht, lässt sich diese Limitierung durch Verkürzung des Transportweges umgehen. Dies kann durch Wahl einer dünneren Probe geschehen. In Abb. 2.15 sind J_0 -Werte in Abhängigkeit von Δn_{av} für verschiedenen Probendicken einer

asymmetrischen Struktur mit implantiertem Profil dargestellt. Insbesondere bei hohen Injektionsdichten zeigt sich für dünnere Proben eine geringere Injektionsabhängigkeit, da hier das Ladungsträgerprofil homogener ist. Allerdings sind J_0 -Werte mit geringerer Probendicke über den gesamten Injektionsbereich höher, als bei dickeren Proben. Dies ist eine Folge der Annahme der KANE & SWANSON Methode, dass die Probendicke gleich der Basisdicke ist und somit die Tiefe des Emitters nicht berücksichtigt wird. Bei dünnen Proben gilt diese Näherung aber nicht mehr, da dann die Tiefe des Emitters im Verhältnis zur Probendicke nicht mehr vernachlässigbar ist. Für eine korrekte Berechnung ist in Gleichung 2.19 dann die Dicke W durch die Dicke der Basis $W_{Basis} = W - x_j$, wobei x_j die Tiefe des Emitter-Profiles ist, zu ersetzen.

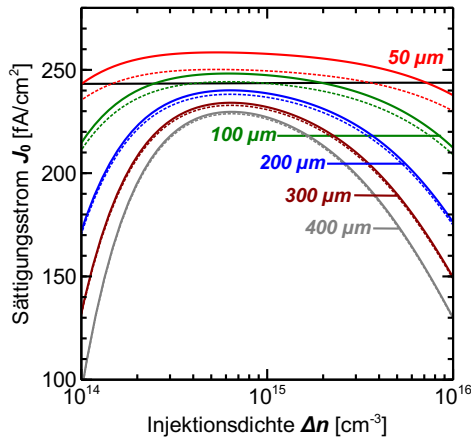


Abbildung 2.15: Simulierte J_0 -Werte einer asymmetrischen Probe mit verschiedener Probendicke und Emitter auf der Rückseite. Die um die Emitter-Tiefe korrigierten Werte sind gepunktet eingezeichnet.

Symmetrie und Orientierung der Probe

Da die Rekombination des Emitters einen wesentlichen Einfluss auf die Ladungsträgerverteilung in der Basis haben kann, ist auch die Symmetrie der Probenstruktur von Bedeutung. Während in 2.5.3 die Ladungsträgerverteilung in einer symmetrischen Probe mit Emitttern an Vorder- und Rückseite untersucht wurde, soll hier nun eine asymmetrische Struktur, die nur an einer Oberfläche einen Emitter enthält, während die andere Oberfläche undotiert ist und als passiviert ($S = 0 \text{ cm/s}$) angenommen wird, betrachtet werden. Für diese Proben werden dann Lebensdauerimulationen im transienten und quasi-statischen Modus durchgeführt wobei die Probe jeweils von der Vorderseite (Oberfläche mit Emitter) und Rückseite (undotierte Oberfläche) beleuchtet wird. Die mit der KANE & SWANSON Methode ermittelten J_0 -Werte sind für alle vier Fälle in Abbildung 2.16 dargestellt. Zusätzlich ist der Referenz Wert $J_{0,\text{ref}}$, der mit der Stromdichtemethode ermittelt wurde, eingezeichnet. Die J_0 -Werte der transienten Lebensdauer-Simulationen zeigen keine Abhängigkeit von der Seite der Beleuchtung. Dies ist auch zu erwarten, da während des Abklingverhaltens keine Ladungsträger generiert werden, die die Ladungsträgerverteilung während der Messung verändern könnten. Im quasi-statischen Fall hingegen unterscheiden sich die ermittelten J_0 -Werte sowohl in der absoluten Höhe der Werte als auch in der Injektionsabhängigkeit: Wird der Emitter beleuchtet, ist der Abfall bei höheren Δn im Verhältnis zu einem Emitter, der sich auf der Rückseite befindet, geringer. Ein Vergleich der Ladungsträgerprofile in der Probe bei einer quasi-statischen Simulation erklärt dieses Verhalten: In Abb. 2.17 sind die normierten Injektionsdichten bei verschiedenen Δn_{av} dargestellt. Liegt der Emitter der Probe auf der Rückseite (rechts), entsteht durch die Rekombination an selbiger ein Gradient der Ladungsträgerdichte von Vorder- zu Rückseite. Dies wird im quasi-statischen Fall noch verstärkt durch die Generation von Ladungsträgern an der Vorderseite. Liegt der Emitter hingegen an der beleuchteten Vorderseite (Abb. 2.17 links) überlagert sich die Rekombination und Generation an der Vorderseite, sodass auch bei hohen Injektionsdichte ein nahezu homogenes Ladungsträgerprofil vorliegt. Die

Generation von Ladungsträgern im Emitter auf der Vorderseite zusammen mit der starken Rekombination im Emitter führt allerdings zu einem weiteren Effekt, der zu einer Überschätzung von J_0 führt. Dieses Verhalten wird in Kapitel 3 beschrieben.

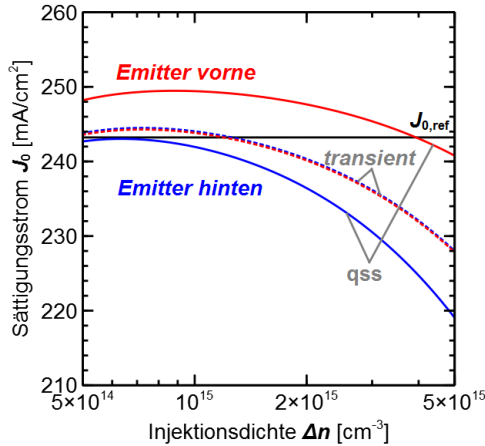


Abbildung 2.16: Simulierte J_0 -Werte in Abhängigkeit von der Injektionsdichte für eine asymmetrische Probe, wobei die Position des Emitters variiert wird.

Da nur bei quasi-statischen Messungen J_0 von der Orientierung der Probe abhängt, sollen für diesen Fall noch die Abweichungen von $J_{0,\text{ref}}$ in Abhängigkeit von J_0 und Δn bestimmt werden. Hierzu werden die Parameter aus 2.5.1 verwendet, wobei der Emitter nur auf Vorder- oder Rückseite vorhanden ist. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.18 dargestellt. Wie auch für symmetrische Proben gilt hier, dass die Abweichung größer wird, je größer J_0 ist, bzw. je größer Δn ist, bei dem ausgewertet wird. Für Emittter mit $J_0 < 200 \text{ fA/cm}^2$ ist die zu erwartende Abweichung im Injektionsbereich $\Delta n < 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ kleiner als $\pm 5 \%$, unabhängig von der Orientierung der Probe. Befindet sich der Emitter auf der Rückseite, sind die Abweichungen bei $J_0 > 200 \text{ fA/cm}^2$ $\Delta n > 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ größer im Vergleich zu einem Emitter auf der Rückseite. Wie bereits oben erläutert, verstärkt die Rekombination auf der

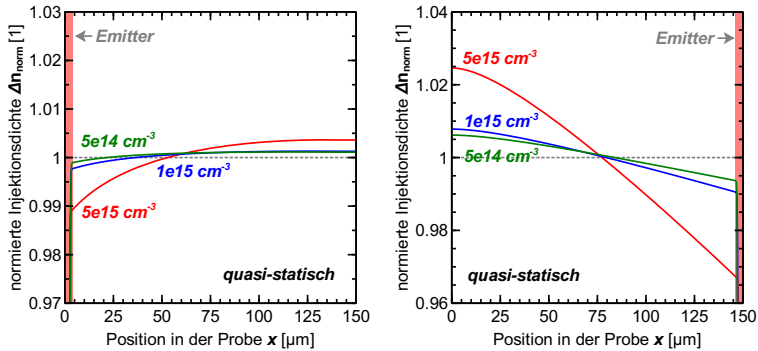


Abbildung 2.17: Normierte Ladungsträgerverteilung in Abhängigkeit von der Position in der Probe, aufgenommen bei verschiedenen Δn_{av} . *Link*: Emitter auf Vorderseite, *rechts*: Emitter auf der Rückseite.

Rückseite, die inhomogene Ladungsträgerverteilung, die schon durch die Beleuchtung vorhanden ist. Eine Besonderheit tritt bei hohen $\Delta n > 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und kleinen J_0 auf, wenn sich der Emitter auf der Vorderseite befindet: während üblicherweise J_0 bei hohen Injektionsdichten unterschätzt wird, wird es in diesem Fall überschätzt. Auf Grund der geringen Rekombination im Emitter und der starken Generation an der Vorderseite bei hohen Injektionsdichten ist hier die Ladungsträgerdichte größer, als die durchschnittliche Dichte.

Verwendung von IR-Filtern

In den bisherigen Untersuchungen wurde für die Beleuchtung der Proben ein IR-Pass Filter verwendet, der dafür sorgen soll, dass auf Grund der langen Wellenlänge Ladungsträger homogen in der Proben erzeugt werden. Die bisherigen Untersuchungen haben aber gezeigt, dass die Generation trotz des IR-Pass Filters an der Vorderseite größer als an der Rückseite der Probe ist. Dies führt im quasi-statischen Fall dazu, dass die Ladungsträgerverteilung nicht symmetrisch in der Probe ist. Im Falle einer symmetrischen Proben mit Emitter auf Vorder- und

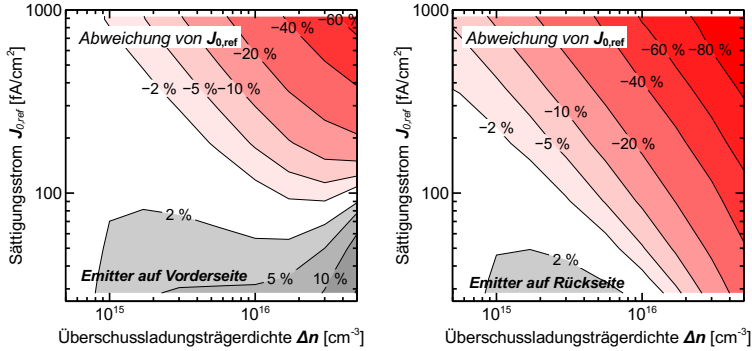


Abbildung 2.18: Prozentuale Abweichung der J_0 -Werte die mit der Kane&Swanson Methode ermittelt wurden von $J_{0,\text{ref}}$. J_0 -Werte wurden aus quasi-statischen Lebensdauer-Simulationen von asymmetrischen Strukturen mit Emittter auf der Vorderseite (links) und Emittter auf der Rückseite (rechts) ausgewertet.

Rückseite, kann dies ausgenutzt werden, um auch bei hohen Δn aussagekräftige J_0 ermitteln zu können [23]: Sofern sich die lokalen Überschussladungsträgerdichten an Vorder- und Rückseite unterscheiden, ist auch eine Auswertung des korrekten J_0 möglich, wenn Δn nicht homogen in der Probe verteilt ist. Folgende Bedingung muss dann erfüllt sein:

$$\Delta n_{\text{front}} + \Delta n_{\text{rear}} = 2\Delta n_{\text{av}}. \quad (2.23)$$

Ein möglicher Ansatz dies zu erreichen ist die Beleuchtung ohne Filter. Ohne Filter wird die Probe auch mit kurzwelligem Licht ($\lambda < 700 \text{ nm}$) beleuchtet, wie der Vergleich beider Spektren in Abb. 2.19 (links) zeigt. Auf diese Weise werden durch kurzwellige Photonen mehr Ladungsträger an der Vorderseite der Probe generiert (vgl. die Generationsprofile in 2.19, rechts), sodass Δn_{front} erhöht wird.

Da sich die Ladungsträgerverteilung in der Probe aber in Abhängigkeit vom J_0 des verwendeten Emitters unterscheidet (wie in Abschnitt 2.5.3 gezeigt), wird die Bedingung $\Delta n_{\text{front}} + \Delta n_{\text{rear}} = 2\Delta n_{\text{av}}$ nur für eine bestimmte Kombination aus Beleuchtungsspektrum und J_0 erfüllt sein. Dies soll nun mittels einer Parameterstudie unter-

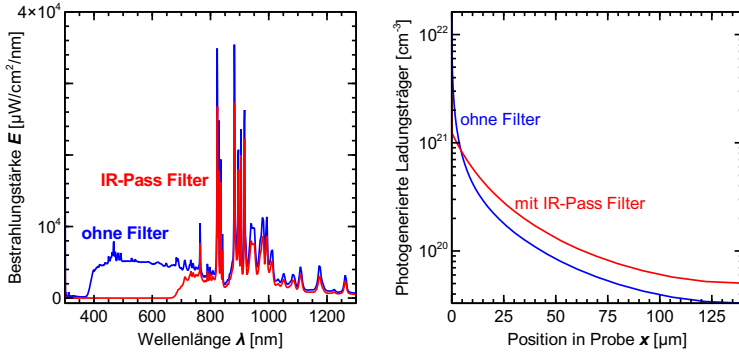


Abbildung 2.19: *Links*: Spektren der Blitz-Lampe des PCD-Messplatzes mit IR-Pass Filter (*rot*) und ohne Filter (*blau*). *Rechts*: Zugehörige Generationsprofile einer $150\mu\text{m}$ dicken planaren Probe, die durch Beleuchtung mit der Blitz-Lampe des PCD-Messplatzes erzeugt werden.

sucht werden. Hierzu wird das Implant Profil wie in 2.5.1 beschrieben verwendet. Zur Variation des J_0 werden die S-Werte in einem Bereich von $1 \cdot 10^3 \text{ cm/s}$ und $1 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ variiert, sodass J_0 -Werte von 20 fA/cm^2 bis 1000 fA/cm^2 erreicht werden. Aus Lebensdauer-Simulationen mit und ohne IR-Pass Filter werden dann bei verschiedenen Δn J_0 -Werte bestimmt und mit $J_{0,\text{ref}}$ verglichen. Die Abweichung von $J_{0,\text{ref}}$ dient dabei als Maß, wie groß die Abweichung von der Bedingung $\Delta n_{\text{front}} + \Delta n_{\text{rear}} = 2\Delta n_{\text{av}}$ ist. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abb. 2.20 dargestellt. Es zeigt sich, dass im Bereich $\Delta n > 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $J_0 > 100 \text{ fA/cm}^2$, in dem bei Verwendung des IR-Pass Filters besonders hohe Abweichungen auftreten, diese verringert werden können, wenn kein Filter verwendet wird. Doch auch ohne Filter wird die Bedingung bei besonders hohen J_0 und Δn nicht erfüllt. Zudem zeigt sich, dass ohne Filter J_0 -Werte, die kleiner als 100 fA/cm^2 sind, auch bei geringeren Δn leicht überschätzt werden. Dieser Effekt ist allerdings keine Folge der inhomogenen Ladungsträgerverteilung sondern spiegelt elektrische Eigenschaften des Emitters wieder, wie im Folgenden gezeigt wird.

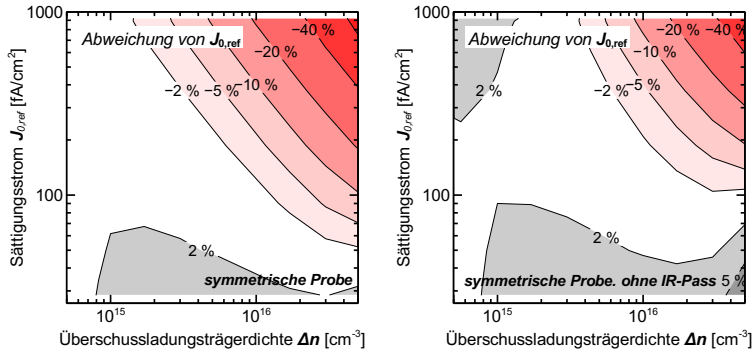


Abbildung 2.20: Prozentuale Abweichung der J_0 -Werte die mit der Kane&Swanson Methode ermittelt wurden von $J_{0,\text{ref}}$ einer symmetrischen Struktur. *Links*: mit IR-Pass Filter, *rechts*: ohne Filter.

Abbildung 2.21 zeigt die ermittelten J_0 -Werte in Abhängigkeit von der Injektionsdichte aus quasi-statischer und transienter Lebensdauer-Simulation. In diesem Fall soll nicht der injektionsabhängige Verlauf von J_0 , sondern die absolute Höhe von J_0 näher betrachtet werden. J_0 der transienten Lebensdauer-Simulation ist nicht davon beeinflusst, ob ein Filter verwendet wird. Dies ist im transienten Fall auch nicht zu erwarten, da während der Messung des Abklingverhaltens keine Generation stattfindet. Im quasi-statischen Fall jedoch sind J_0 -Werte, die ohne Filter ermittelt wurden, höher als bei Verwendung des IR-Pass Filters. Der Grund hierfür liegt in der hohen Absorption von Photonen im Emittor, wenn kein Filter verwendet wird: In diesem Fall werden durch kurzwelliges Licht viele Ladungsträger nahe der Vorderseite und somit im Emittor generiert. Sofern der Emittor eine hohe Rekombination aufweist, z.B. durch unzureichende Oberflächenpassivierung, rekombinieren diese Ladungsträger auch wieder im Emittor. Das bedeutet, dass im Emittor zusätzlich zu der spannungsabhängigen Rekombination, bei der Ladungsträger aus der Basis in den Emittor injiziert werden, weitere Ladungsträger rekombinieren, die durch optische Generation im Emittor erzeugt wurden. Somit ist die Gesamtrekombination im Emittor

ter höher. Dann lassen sich allerdings die Rekombinationseigenschaften des Emitters nicht mehr allein durch J_0 charakterisieren, da mittels J_0 nur spannungsabhängige Rekombination charakterisiert werden kann. Eine detaillierte Beschreibung dieses Effekts wird in Kapitel 3 gegeben.

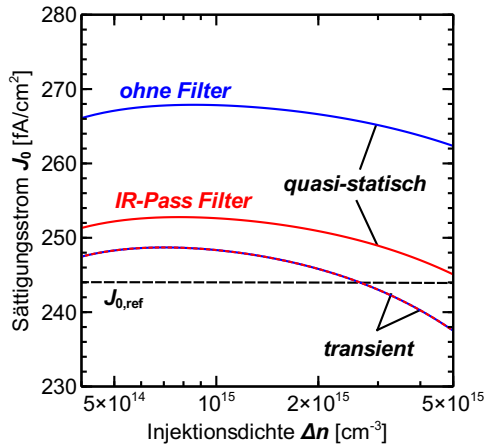


Abbildung 2.21: J_0 -Werte aus quasi-statischen (*Linien*) und transienten (*gepunktet*) Lebensdauer-Simulationen unter Verwendung eines IR-Pass Filters (*rot*) bzw. ohne Filter (*blau*).

Hier sollen noch die möglichen Abweichungen, die durch diesen Effekt bei der J_0 -Bestimmung auftreten können, untersucht werden. Die Absorption von Photonen im Emitter und somit auch die Generation von Ladungsträgern hängt im Wesentlichen von der Emitter Tiefe ab. Da der beobachtete Effekt besonders groß ist, wenn viele Ladungsträger im Emitter generiert werden und dort auch wieder rekombinieren, wird der Einfluss der Profil-Tiefe und der Oberflächenpassivierung (S-Wert) des Standard Profils untersucht. Aus den simulierten Lebensdauern werden dann die J_0 -Werte bei $\Delta n = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt und mit $J_{0,ref}$ verglichen. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in Abb. 2.22 dargestellt. Sofern der IR-Pass Filter verwendet wird, ist der zu erwartende Fehler im untersuchten Parameterbereich kleiner als 10 %.

Lediglich für besonders tiefe Emittter ($x_j > 3,5 \mu\text{m}$) kann die Abweichung größer ausfallen. Wird kein Filter verwendet, ist die Abweichung größer, sodass bereits bei einer Profil-Tiefe von $x_j > 1,5 \mu\text{m}$ eine Abweichung $> 10\%$ auftreten kann. Während die Abweichung bei Verwendung des IR-Pass Filters im Wesentlichen nur von der Emittter-Tiefe abhängt, ist bei Messungen ohne Filter zusätzlich die Passivierungsqualität der Oberflächen (S-Wert) für die Abweichung von Relevanz. Auf Basis der durchgeführten Simulationen kann davon abgeraten werden, Lebensdaueremessungen ohne IR-Pass Filter durchzuführen: Eine Messung ohne Filter ermöglicht zwar bei hohen Injektionsdichten und hohen J_0 -Werten eine Bestimmung von J_0 mit geringerer Abweichung als mit Filter, jedoch ist gerade in diesem Bereich Parameterbereich die Bestimmung von J_0 stark von den Absorptions- und Rekombinationseigenschaften des Emittters abhängig, sodass hierdurch J_0 stark überschätzt werden kann.

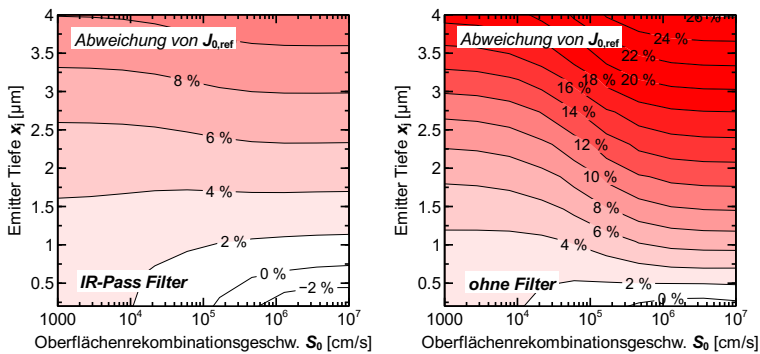


Abbildung 2.22: Prozentuale Abweichung der J_0 -Werte die mit der Kane&Swanson Methode ermittelt wurden von $J_{0,\text{ref}}$ in Abhängigkeit von der Emittter-Tiefe und der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit. Ausgewertet aus Lebensdaueremessungen einer symmetrischen Struktur bei $\Delta n = 1 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ unter Verwendung eines IR-Pass Filters (*links*) und ohne Filter (*rechts*).

2.5.4 Basisdotierung und SRH-Lebensdauer

Die bisher untersuchten Limitierungen der KANE&SWANSON Methode beruhen im Wesentlichen auf inhomogenen Ladungsträgerprofilen, die bei hohen Injektionsdichten auftreten. Für die fehlerfreie Auswertung von J_0 wäre es daher ratsam, bei geringeren Injektionsdichten auszuwerten. Dabei dürfen allerdings folgende Bedingungen der KANE&SWANSON Methode nicht verletzt werden: Die Basis der Probe muss in Hochinjektion sein und die SRH-Lebensdauer in der Basis darf in Hochinjektion nicht von Δn abhängen. In [41] wird als minimale Überschussladungsträgerkonzentration, bei der die o.g. Bedingungen erfüllt sind, folgendes Kriterium angegeben:

$$\Delta n_{\min} = 10 \times N_{\text{dop}} \quad (2.24)$$

Auf diese Weise soll sichergestellt sein, dass der Übergang von Niedrig- zu Hochinjektion, bei der eine injektionsabhängige SRH-Lebensdauer auftreten kann, nicht die Bestimmung von J_0 beeinträchtigt. Um auch bei niedrigen Injektionsdichten diese Bedingung zu erfüllen, darf also das Probenmaterial nur eine geringe Dotierkonzentration haben. Hier soll nun mittels Lebensdauersimulationen überprüft werden, ob die Bedingung gemäß Gl. (2.24) für verschiedene Materialparameter des verwendeten Probenmaterials gültig ist. Die SRH-Lebensdauer ist dabei ein wichtiger Parameter, da hier im Bereich $\Delta n \approx N_{\text{dop}}$ keine konstante Lebensdauer vorliegt. In Abb. 2.23 sind entsprechend J_0 -Werte, die aus Lebensdauersimulationen von Probenstrukturen mit verschiedenen SRH-Lebensdauerparametern und einer Basisdotierung $N_{\text{dop}} = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt wurden, dargestellt. Zusätzlich ist die o.g. minimale Überschussladungsträgerdichte eingezeichnet, bei der eine Auswertung von J_0 möglich sein soll. Für $\tau_{n,p} > 1 \text{ ns}$ ist der Einfluss des Übergangs von Niedrig- zu Hochinjektion bei Δn_{\min} gering, sodass hier J_0 korrekt bestimmt werden kann. Bei kleineren Lebensdauern ist der Einfluss allerdings nicht mehr vernachlässigbar, sodass hier keine korrekte J_0 -Auswertung möglich ist. Ob die Bedingung für Δn_{\min} erfüllt ist, hängt aber nicht nur von der SRH-Lebensdauer

ab. Im gezeigten Beispiel wurde ein Emittor mit $J_0 = 58 \text{ fA/cm}^2$ verwendet. Wie die Lebensdauern in Abb. 2.5 in Abschnitt 2.4.2 zeigen, dominiert hier bei $\Delta n_{\min} = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ die SRH-Lebensdauer mit $\tau_{n,p} = 1 \text{ ms}$ die effektiv Lebensdauer. Andere J_0 -Werte ergeben dann auch andere minimale SRH-Lebensdauern, sodass Bedingung (2.24) erfüllt ist. Dieser Zusammenhang soll in Abb. 2.24 gezeigt werden. Dargestellt sind die prozentualen Abweichungen zu $J_{0,\text{ref}}$ in Abhängigkeit von $\tau_{n,p}$ und J_0 , wobei die Auswertung bei Δn_{\min} durchgeführt wurde. Hier wird deutlich, dass auch bei SRH-Lebensdauerparametern $< 1 \text{ ms}$ das Kriterium aus Gl. 2.24 erfüllt sein kann, sofern J_0 groß genug ist. Als Ergebnis lässt sich festhalten, dass je kleiner das auszuwertende J_0 ist, desto höher muss die Basislebensdauer der Probe sein, damit korrekte J_0 -Werte ermittelt werden können. Da p -Typ CZ-Silizium, wie es in konventionellen Solarzellen verwendet wird häufig Volumenlebensdauern $\tau < 200 \mu\text{s}$ hat, ist das o.g. Kriterium hier nicht ausreichend und eine Auswertung bei $\Delta n = 10 \times N_{\text{dop}}$ würde zu zu kleinen J_0 -Werten führen.

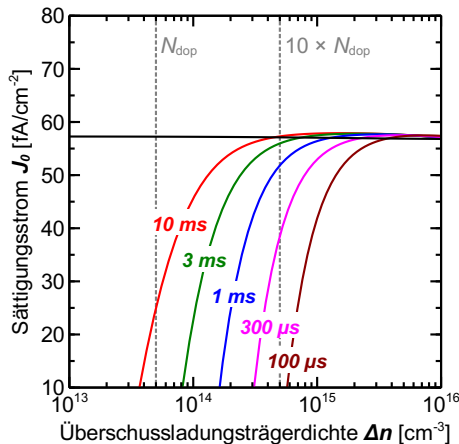


Abbildung 2.23: Simulierte J_0 -Werte in Abhängigkeit von Δn von n -Typ Proben mit Basisdotierung $N_{\text{dop}} = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (entspricht $90 \Omega \text{ cm}$) und verschiedenen SRH-Lebensdauerparametern $\tau_n = \tau_p$.

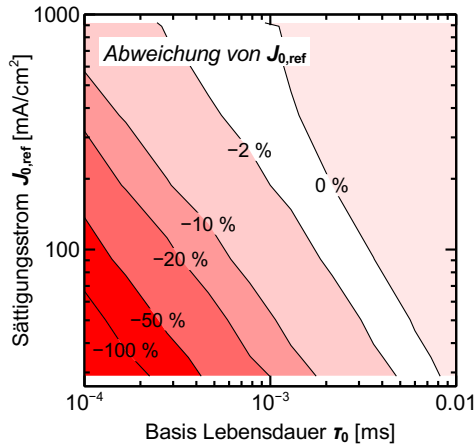


Abbildung 2.24: Prozentuale Abweichung der J_0 -Werte, die mit der Kane&Swanson Methode ermittelt wurden von $J_{0,\text{ref}}$ in Abhängigkeit von der SRH-Lebensdauer der Basis und $J_{0,\text{ref}}$. Die Auswertung erfolgt bei $\Delta n = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, die Basisdotierung beträgt $N_{\text{dop}} = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

2.5.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Basierend auf den Erkenntnissen der vorangegangenen Untersuchungen sollen hier noch einmal die wichtigsten Einflussparameter von Probenstruktur und Messverfahren zusammengefasst werden.

Grundsätzlich ist die transiente Lebensdauerbestimmung der quasi-statischen Methode vorzuziehen, da bei dieser Methode die optische Generation in der Probe nicht bestimmt werden muss.

Wie sollte die Lebensdauerprobe für die J_0 -Bestimmung beschaffen sein?

1. Generell sollte eine geringe Basisdotierung verwendet werden, da eine J_0 -Auswertungen mindestens bei $\Delta n = 10 \times N_{\text{dop}}$ erfolgen sollte. Bei hohen Δn ist aber häufig keine homogene Ladungsträgerverteilung gewährleistet, so dass J_0 falsch bestimmt wird.

2. Wenn die Basislebensdauer die effektive Lebensdauer limitiert und $\tau_{\text{Basis}} < 300 \mu\text{s}$ ist, ist das Kriterium $\Delta n = 10 \times N_{\text{dop}}$ nicht ausreichend, da die effektive Lebensdauer noch vom Übergang von Niedrig- zu Hochinjektion beeinflusst ist. In diesem Fall muss J_0 bei größeren Δn ausgewertet werden.

Was ist bei einer transienten Messung zu berücksichtigen?

1. Ein inhomogenes Ladungsträgerprofil kann durch hohe Rekombination an den Oberflächen entstehen. In solchen Fällen kann J_0 unterschätzt werden. Dies wird relevant in einem Injektionsbereich $\Delta n > 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.
2. Da während der eigentlichen Messung keine Beleuchtung stattfindet, wirkt sich die Verwendung von IR-Filtern nicht auf J_0 aus.
3. Die Orientierung bei asymmetrischen Proben (welche Seite wird beleuchtet) ist nicht relevant, da sich die Ladungsträgerverteilung während der transienten Messung nur gemäß der Rekombinationsraten ausbildet und nicht von der Generationsrate beeinflusst wird.
4. Bei der transienten Messung ist darauf zu achten, dass im relevanten Injektionsbereich tatsächlich ein transientes Abklinverhalten vorliegt. Andernfalls ist eine generalisierte Auswertung der Lebensdauer notwendig, die allerdings wieder die korrekte Bestimmung der optischen Generation voraussetzt.

Da die transiente Messung allerdings eine effektive Lebensdauer von mehr als $100 \mu\text{s}$ voraussetzt, kann diese in vielen Fällen nicht angewandt werden. So hat bereits p -Typ CZ-Silizium, das für konventionelle Solarzellen verwendet wird in der Regel eine Basis Lebensdauer $< 200 \mu\text{s}$ [11], die noch durch Rekombination an Oberflächen oder im Emitter verringert wird. In solchen Fällen muss eine quasi-statische Lebensdauerermessung durchgeführt werden, wobei folgende Bedingungen beachtet werden sollten:

Was ist bei einer quasi-statischen Messung zu berücksichtigen?

1. Ein inhomogenes Ladungsträgerprofil kann durch hohe Rekombination an den Oberflächen entstehen. Dies wird relevant für $\Delta n > 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.
2. Bei der Messung sollte ein IR-Pass Filter verwendet werden, da so homogenere Ladungsträgerprofile erreicht werden.
3. Eine Messung ohne IR-Pass Filter führt in der Regel nicht dazu, dass die Bedingung $\Delta n_{\text{front}} + \Delta n_{\text{rear}} = 2\Delta n_{\text{av}}$ erfüllt ist.
4. Ein stark rekombinativer und stark absorbierender Emitter kann bei Messungen ohne IR-Pass Filter zu einer Überschätzung von J_0 führen, da in diesem Fall der Emitter als optischer Filter wirken kann, wie in Kapitel 3 beschrieben wird.

2.6 Einfluss des Probenrandes auf Lebensdauermessungen

Teile dieses Abschnittes wurden in Zusammenarbeit mit Veith in [94] veröffentlicht.

2.6.1 Einführung

Wie bereits in Abschnitt 2.1 erläutert wurde, ist die effektive Lebensdauer abhängig von der Injektionsdichte Δn , da sie sich aus den Lebensdauern der verschiedenen Rekombinations-Mechanismen zusammen setzt. Dies soll in Abbildung 2.25 noch einmal veranschaulicht werden. Bei hohen Injektionsdichten wird die effektive Lebensdauer durch Auger- und Strahlende Rekombination limitiert. Bei geringeren Injektionsdichten, wird die Lebensdauer häufig durch die SRH-Lebensdauer limitiert. Wie in Abbildung 2.25 (*links*) gezeigt, ist diese sowohl in Niedrig- als auch in Hoch-Injektion konstant und zeigt nur im Übergangsbereich von LLI nach HLI eine Injektionsabhängigkeit. Je nach energetischer Lage und Anzahl der Defekte sowie Verhältnis der Einfangquerschnitte von Elektronen und Löchern, kann aber auch in Nied-

riginjektion eine injektionsabhängige Lebensdauer gemessen werden. Dies soll in Abb. 2.25 (*rechts*) veranschaulicht werden: Hier sind asymmetrische Einfangquerschnitte der SRH-Parameter gewählt, sodass im gesamten Injektionsbereich die effektive Lebensdauer nicht konstant ist. Im gezeigten Beispiel wurde die injektionsabhängige Lebensdauer durch Annahme von Defekten im Basis-Material erzeugt. Diese Defekte können aber auch z.B. nur an den Oberflächen oder in Teilbereichen der Probe vorhanden sein, um ähnliche effektive Lebensdauern zu erhalten. Insbesondere bei mit Al_2O_3 passivierten n -Typ Proben sind

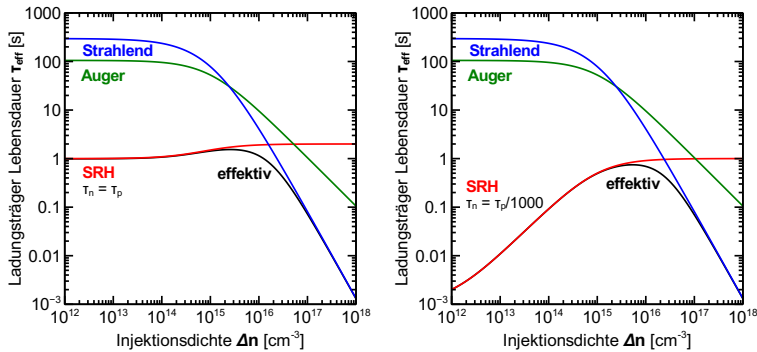


Abbildung 2.25: Lebensdauern von Auger-, Strahlender und SRH Rekombination. Defekt-Niveau in der Mitte der Bandlücke mit symmetrischen (*links*) und asymmetrischen (*rechts*) SRH Einfangquerschnitten $\tau_n = 1 \mu\text{s}\tau_p = 1 \cdot 10^3 \mu\text{s}$. Material: p -Typ Silizium $N_{\text{dop}} = 1 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$

solche injektionsabhängige Lebensdauern in niedrigen Injektionsbereichen beobachtet wurden [38, 21]. Die Al_2O_3 -Passivierung wird in letzter Zeit auf Grund der exzellenten Passiviereigenschaften auf n - und p -Typ Oberflächen vermehrt in hoch-effizienten Zell-Strukturen verwendet. Die bisher veröffentlichten Messungen deuten darauf hin, dass die Passivierqualität bei niedrigen Injektionsbedingungen abnimmt. Verwendet man diese Art der Passivierung in einer Solar-Zelle, würde dies bedeuten, dass bei schwacher Beleuchtung die Effizienz der Zelle sinkt [95]. In der Literatur finden sich im Wesentlichen zwei verschiedene

Hypothesen, die die Ursachen der geringen effektiven Lebensdauer bei niedrigen Injektionsdichten erklären sollen [96, 58]:

1. Die Defekte an der $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$ -Grenzfläche haben stark asymmetrische Einfangquerschnitte, die wie im Beispiel mit asymmetrischen Basislebensdauern zu injektionsabhängigen Lebensdauern führen [96].
2. Durch den Prozess der Al_2O_3 -Abscheidung werden oberflächen-nahe Bereiche des Si geschädigt. Bereiche mit lokal hoher SRH-Rekombination können auch unter Annahme von symmetrischen Einfangquerschnitten zu injektionsabhängigen Lebensdauern führen [90].

Injektionsabhängige Lebensdauern können aber noch eine weitere Ursache haben, die hier näher untersucht werden soll. So sind an n -Typ Proben, die einen Bor-dotierten Emitter enthielten, teilweise injektionsabhängige und teilweise injektionsunabhängige Lebensdauern gemessen wurden, die in Zusammenarbeit mit Kessler in [43] veröffentlicht wurden. In diesen Messungen konnte die Rekombination im pn -Übergang am Rand der Probe und die Probengröße als Ursache der Injektionsabhängigkeit identifiziert werden. Hier soll nun mit PCD und PC-PLI Messungen sowie numerischen Simulationen gezeigt werden, dass auch eine Inversions-Schicht, wie sie durch die Ladungen im Al_2O_3 an der Oberfläche induziert wird, in Verbindung mit einer starken Schädigung am Probenrand Ursache für die injektionsabhängige Lebensdauer sein kann.

2.6.2 Experimenteller Aufbau

Zur Untersuchung des Effekts, werden Proben aus n - und p -Typ FZ-Silizium mit einem Widerstand von $1,4\ \Omega\ \text{cm}$ bzw. $1,2\ \Omega\ \text{cm}$ verwendet. Die p -Typ Proben dienen hier als Referenz, da die negativen Ladungen des Al_2O_3 durch Akkumulation eine p -Typ Ladungsträgerschicht an der Oberfläche ausbilden und somit im Gegensatz zu den

n -Typ Proben, kein pn -Übergang am Proben-Rand entsteht. Die Proben werden mittels Laser zu Stücken mit den Größen $12,5\text{ cm} \times 12,5\text{ cm}$ (pseudo-square), $6\text{ cm} \times 6\text{ cm}$, $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$ und $2,5\text{ cm} \times 2,5\text{ cm}$ (full-square) geschnitten (vgl. Abb 2.26). Bei allen Proben wird der Laser-Schaden durch ein KOH-Ätzbad entfernt. Die Probendicke beträgt danach $260\text{ }\mu\text{m}$. Im Anschluss werden alle Proben mit einer 15 nm dicken Al_2O_3 -Schicht passiviert, die durch Plasma unterstützte Atomlagenabscheidung (*plasma assisted atomic layer deposition*, PA ALD) in einem FlexAlTM Reaktor von OXFORD INSTRUMENTS [31] aufgebracht wird. Durch eine Temperung von 15 min bei $425\text{ }^\circ\text{C}$ in Stickstoff-Atmosphäre wird die Passivierung aktiviert. Einige $12,5\text{ cm} \times 12,5\text{ cm}$ Proben werden im Anschluss zu kleineren Proben mit den o.g. Größen mit dem Laser geschnitten. Auf diese Weise soll im Vergleich zu den Proben, die erst geschnitten und dann passiviert wurden, untersucht werden, ob die Al_2O_3 -Schicht auch den Probenrand passiviert. Die Charakterisierung der Proben erfolgt dann mittels PCD Messungen. In diesem Fall wurde der Messplatz noch mit einer schwarzen Box von Streulicht im Labor abgeschirmt. Dies ist notwendig um auch Messungen bei geringen Injektionsdichten durchführen zu können. Des Weiteren werden mittels Photoleitfähigkeits-kalibrierter Photolumineszenz Messung (PC-PLI) [32] orts aufgelöste Lebensdauer Messungen durchgeführt.

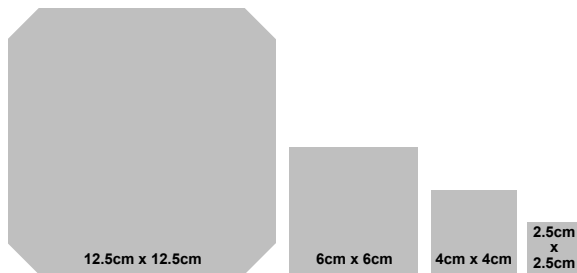


Abbildung 2.26: Für Experimente verwendete Probenstrukturen mit verschiedenen Probengrößen.

2.6.3 Lebensdauer Bestimmung mittels kalibrierter Photolumineszenz Messung

In diesem Experiment wird die effektive Lebensdauer neben der bereits eingeführten Messung über die Photoleitfähigkeit auch an Hand von Photolumineszenz Messungen bestimmt. Kamera-gestützte Photolumineszenz Messungen ermöglichen eine orts aufgelöste Charakterisierung von Silizium Proben und können auch bei sehr geringen Injektionsdichten durchgeführt werden, da die Photolumineszenz nicht vom DRM Effekt (siehe Abschnitt 2.5.2) beeinflusst ist. Die Photolumineszenz ist direkt von der Aufspaltung der Quasi-Fermi-Level in der Probe abhängig und somit auch von der Injektionsdichte. Während der Messung werden in der Probe mittels eines langwelligeren Lasers Ladungsträger generiert. Das durch die Strahlende-Rekombination entstehende Lumineszenz-Signal wird dann mittels einer Silizium CCD Kamera aufgenommen. Das Photolumineszenz-Signal hängt dabei gemäß

$$I_{\text{PL}} \propto R_{\text{rad}} = C_{\text{rad}} \cdot np = C_{\text{rad}} \Delta n (\Delta n + N_{\text{dop}}) \quad (2.25)$$

von der Injektionsdichte Δn ab. Um aus dem Photolumineszenz-Signal I_{PL} die Rate der Strahlenden Rekombination R_{rad} bestimmen zu können wird das PL-Signal mittels einer PCD-Messung wie in [32] beschrieben kalibriert. Hierzu wird der PL-Messplatz wie in Abb. 2.27 gezeigt um den PCD-Messaufbau erweitert. Mit Kenntnis der Basisdotierung N_{dop} und Gl. 2.25 lässt sich dann Δn bestimmen. Die effektive Lebensdauer wird dann wie bei PCD-Messungen gemäß

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\Delta n}{G} \quad (2.26)$$

bestimmt, wobei die optische Generation G in den PC-PLI Messungen mit der Referenz-Zelle des SINTON WCT-120 LIFETIME TESTER bestimmt wird.

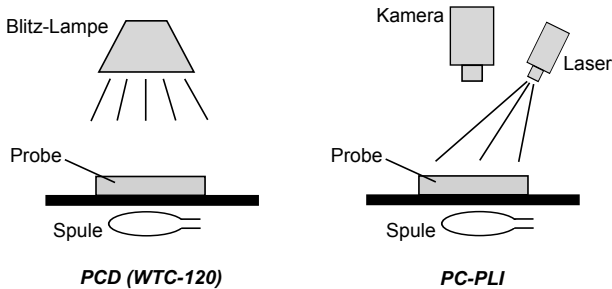


Abbildung 2.27: *Links:* PCD-Messaufbau mit SINTON WTC-120. *Rechts:* PC-PLI-Messaufbau mit Silizium CCD Kamera und SINTON WTC-120.

2.6.4 Ergebnisse der Lebensdauermessungen

Die Ergebnisse der PCD-Messungen von den verschiedenen Proben sind in Abb. 2.28 (*links*) gezeigt. Die Lebensdauern der n -Typ Proben zeigen je nach Probengröße eine unterschiedlich starke Abhängigkeit von der Injektionsdichte für $\Delta n < 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Die größte Probe mit $12,5 \text{ cm} \times 12,5 \text{ cm}$ zeigt hierbei die geringste Injektionsabhängigkeit, wobei diese mit abnehmender Probengröße immer stärker wird. Die kleinste Probe mit $2,5 \text{ cm} \times 2,5 \text{ cm}$ zeigt im Vergleich zu den übrigen Proben eine geringere Lebensdauer über den gesamten Injektionsbereich. Dieser Effekt ist bedingt durch den Messaufbau, denn die Probengröße ist kleiner als der Spulendurchmesser des PCD-Messplatzes. Somit liegt der Rand der Probe zum Großteil im Detektionsbereich der Spule. Durch den Laser-Schnitt am Rand der Probe ist dieser Bereich besonders geschädigt, sodass die Rekombinationsrate hier entsprechend hoch ist, was zu einer verringerten Lebensdauer führt. Die Injektionsabhängigkeit ist sowohl bei Proben, die nach dem Laser-Schnitt als auch bei Proben, die vor dem Laser-Schnitt passiviert wurden, zu beobachten. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, dass entweder die KOH-Ätze den Laser-Schaden nicht ausreichend entfernen konnte oder die Al_2O_3 -Schicht den Rand nicht ausreichend passivieren kann. Bei geringen In-

jektionsdichten ($\Delta n < 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) sind die PCD-Lebensdauern zusätzlich vom *depletion region modulation* (DRM) [13] Effekt beeinflusst (zu erkennen am abrupten Anstieg der effektiven Lebensdauer). Der gemessene Anstieg der effektiven Lebensdauer spiegelt hier allerdings nicht die effektive Lebensdauer der Probe wider, sondern ist ein Messartefakt, der bei PCD-Messungen auftritt. Da durch den DRM-Effekt die Lebensdauern bei geringen Injektionsdichten nicht mehr ausgewertet werden können, werden PC-PLI Messungen verwendet, die auf Grund ihres Mess-Prinzips nicht vom DRM-Effekt beeinflusst sind. Die Proben

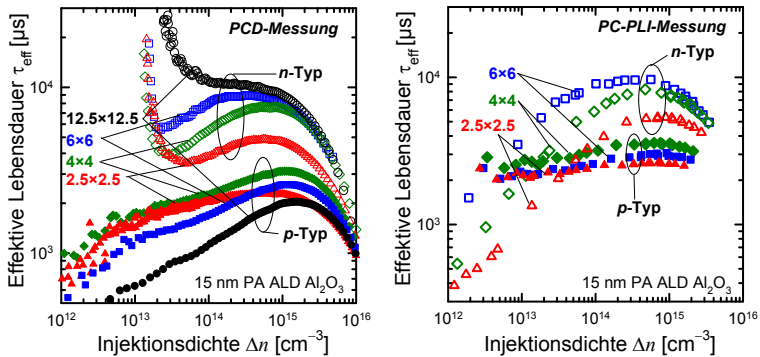


Abbildung 2.28: Effektive Lebensdauern in Abhängigkeit von der Injektionsdichte für verschiedenen Probengrößen auf *n*- und *p*-Typ Material. *Links*: PCD-Messungen. *Rechts*: PC-PLI-Messungen.

auf *p*-Typ Silizium hingegen sind nicht vom DRM-Effekt beeinflusst, da keine Raumladungszone, wie sie bei *n*-Typ Proben durch die Inversionsschicht entsteht, vorhanden ist. Die effektiven Lebensdauern zeigen zwar auch einen Abfall hin zu kleineren Injektionsdichten, allerdings sind diese nicht systematisch von der Probengröße abhängig, wie dies bei *n*-Typ Proben der Fall ist. Diese Injektionsabhängigkeit kann z.B. durch metallische Verunreinigungen der Probe, die besonders bei *p*-Typ Materialien zur Degradation der Lebensdauer führen oder durch Schädigung der Oberfläche hervorgerufen werden. Die unterschiedliche

Injektionsabhängigkeit von n - und p -Typ Proben wird deutlicher, wenn man die effektiven Lebensdauern aus PC-PLI Messungen in Abb. 2.28 (*rechts*) betrachtet, da hier für das n -Typ Material auch Daten bei geringeren Injektionsdichten ausgewertet werden können. Die effektiven Lebensdauern wurden hier bei jeder Injektionsdichte als Mittelwert über einen Bereich in der Mitte der Probe ausgewertet, der dem Detektionsbereich der Spule des PCD-Messplatzes entspricht, um zu den PCD-Messungen vergleichbare Werte zu erhalten. Hier wird deutlich, dass die Lebensdauern der p -Typ Proben über den gesamten Injektionsbereich um weniger als einen Faktor 2 variieren. Effektive Lebensdauern der n -Typ Proben hingegen verringern sich je nach Probengröße um mehr als eine Größenordnung bei kleinen Injektionsdichten. Die bisher gezeigten Ergebnisse basieren jeweils auf Messungen in der Mitte der Probe.

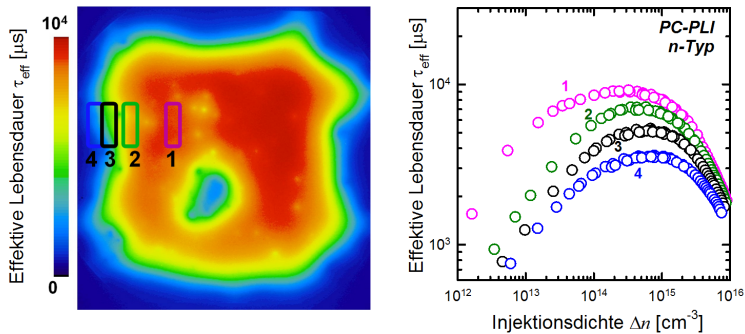


Abbildung 2.29: *Links*: PC-PL Messung der $12,5 \text{ cm} \times 12,5 \text{ cm}$ großen n -Typ Probe. *Rechts*: Injektionsabhängige Lebensdauern aus PC-PLI-Messung an verschiedenen Stellen der Probe (wie links eingezeichnet).

Im Weiteren soll nun die Lebensdauer orts aufgelöst untersucht werden. Abbildung 2.29 (*links*) zeigt eine PC-PL Aufnahme einer $12,5 \text{ cm} \times 12,5 \text{ cm}$ großen n -Typ Probe. Während die Lebensdauer in der Mitte der Probe 9 ms groß ist, nimmt sie mit sinkender Entfernung vom Probenrand stark ab. Abb. 2.29 (*rechts*) zeigt zusätzlich die injektionsab-

hängige Lebensdauer in vier Bereichen der Probe, die in unterschiedlicher Entfernung zum Rand liegen. Je näher der Bereich am Rand liegt, desto geringer ist auch die Lebensdauer über den gesamten Injektionsbereich. Des Weiteren ist an allen untersuchten Positionen ein Abfall der Lebensdauer zu geringeren Injektionsdichten zu beobachten, wobei dieser Abfall bei geringeren Injektionsdichten eintritt je größer der Abstand zum Probenrand ist. Diese Ergebnisse sind demnach konsistent zu den Ergebnissen mit unterschiedlichen Probengrößen: Da die Lebensdauer in diesen Fällen immer in der Mitte der Proben gemessen wurde, befindet sich bei kleinen Proben, der Rand mit starker Rekombination näher zur Messposition. Die experimentellen Daten zeigen also, dass der Rand bei Al_2O_3 passivierten n -Typ Proben eine hohe Rekombination aufweist. Diese hohe Rekombination verringert die effektive Lebensdauer auch bis einige cm in die Probe hinein. Dies führt zum einen zu einer unterschiedlichen Injektionsabhängigkeit der effektiven Lebensdauer und kann zum anderen die Lebensdauer in der gesamten Probe verringern. Somit stehen die Ergebnisse im Widerspruch zu bisherigen Hypothesen, die asymmetrische Einfangquerschnitte von Oberflächendefekten oder Schädigungen an oberflächennahen Bereichen annehmen.

2.6.5 Simulation von PCD und PC-PLI Messungen

In diesem Abschnitt soll nun eine Erklärung für die auftretenden Effekte bei den Lebensdauermessungen mit Hilfe von 2-dimensionalen Simulationen der Messungen entwickelt werden. Die Simulationsstruktur ist in Abb. 2.30 dargestellt. An den Oberflächen der Probe werden Oberflächenladungen von $Q_f = -4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ gemäß [97] angenommen. Die ORG $S_{n0} = S_{p0}$ der Probenoberfläche und die SRH-Lebensdauerparameter der Basis werden so gewählt, dass die maximal gemessenen τ_{eff} -Werte reproduziert werden können (Tab. 2.2). Hierbei sei angemerkt, dass sich diese Parameter nur zwischen n - und p -Typ Material unterscheiden, bei Variation der Probengröße bleiben diese Parameter konstant. Die ORG am Probenrand wird in allen Fällen mit $S_{n0} = S_{p0} = 1 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ angenommen, um der unzureichenden Passivierung und Schädigungen durch den Laser-Schnitt Rechnung zu

KAPITEL 2. CHARAKTERISIERUNG VON LADUNGSTRÄGER- LEBENSDAUERN UND SÄTTIGUNGSSTROMDICHTEN

tragen. Die PCD Messung wird wie in 2.3 beschrieben simuliert. Hier wird allerdings Δn nicht über die gesamte Probe gemittelt bestimmt, sondern nur in einem 2 cm großen Bereich in der Mitte der Simulationsstruktur, wie in Abb. 2.30 gekennzeichnet. Dies soll den Detek-

Tabelle 2.2: Modell-Parameter für PCD und PL Simulationen

Region	Parameter	n-Typ	p-Typ
Basis	N_{dop}	$2,8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$1,05 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
	$\tau_n = \tau_p$	15 ms	9 ms
Probenoberfläche	Q_f	$-4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	$-4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
	$S_n = S_p$	200 cm/s	200 cm/s
Probenrand	$S_n = S_p$	$1 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$	$1 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$

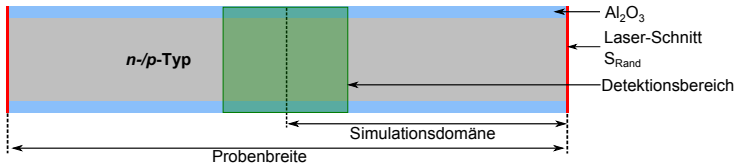


Abbildung 2.30: Simulationsstruktur für PCD und PC-PLI Simulationen.

tionsbereich der Spule im Lebensdauer-Messplatz widerspiegeln. Die Simulation der PL-Messung wird genau wie die PCD-Simulation durchgeführt, allerdings unterscheidet sich hier die Auswertung der effektiven Lebensdauer. Bei der PL-Messung wird die Injektionsdichte nicht wie beim PCD-Verfahren aus der Photoleitfähigkeit ermittelt, sondern aus der Intensität der Photolumineszenz. Die Photolumineszenz basiert auf dem Mechanismus der Strahlenden Rekombination, die wiederum direkt von Δn abhängt:

$$R_{\text{rad}} = C_{\text{rad}} \cdot np = C_{\text{rad}} \cdot \Delta n (\Delta n + N_{\text{dop}}). \quad (2.27)$$

In der Simulation kann die Rate der Strahlenden Rekombination R_{rad} direkt ermittelt werden, sodass hieraus die Injektionsdichte Δn berechnet werden kann

$$\Delta n = \left(\sqrt{B \cdot N_{\text{dop}}^2 + 4 \cdot R_{\text{rad}}} - \sqrt{B} N_{\text{dop}} \right) / (2\sqrt{B}). \quad (2.28)$$

Die effektive Lebensdauer berechnet sich dann – wie im quasi-statischen Fall der PCD-Auswertung – mit

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\Delta n}{G}. \quad (2.29)$$

Auch bei der Simulation der PL-Messung wird die Rekombinationsrate nicht über die gesamte Probe, sondern in einem 2 cm breiten Bereich in der Mitte der Probe ermittelt.

In Abbildung 2.31 (*links*) sind die resultierenden simulierten effektiven Lebensdauern für verschiedene Probengrößen mit den zugehörigen Messdaten aus PCD-Daten dargestellt. Die simulierten τ_{eff} Verläufe stimmen gut mit den gemessenen überein. Die Abhängigkeit von τ_{eff} von der Probengröße konnte auch in den Simulationen nachgestellt werden. In Abb. 2.31 (*rechts*) sind die simulierten Lebensdauern der p-Typ Proben dargestellt. Hier ist die Lebensdauer bei niedrigen Injektionsdichten konstant, lediglich der absolute Wert der Lebensdauer hängt von der Probengröße ab. Somit konnten auch in diesem Fall die experimentellen Daten bestätigt werden. Da die PCD Messungen und Simulationen der n-Typ Proben bei geringen Injektionsdichten vom DRM Effekt verfläuscht sind, werden auch PL-Simulationen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.32 gezeigt. Auch hier zeigt sich, dass die Simulationen konsistent mit der gemessenen Abhängigkeit der Lebensdauer von der Probengröße sind.

KAPITEL 2. CHARAKTERISIERUNG VON LADUNGSTRÄGER-LEBENSDAUERN UND SÄTTIGUNGSSTROMDICHTEN

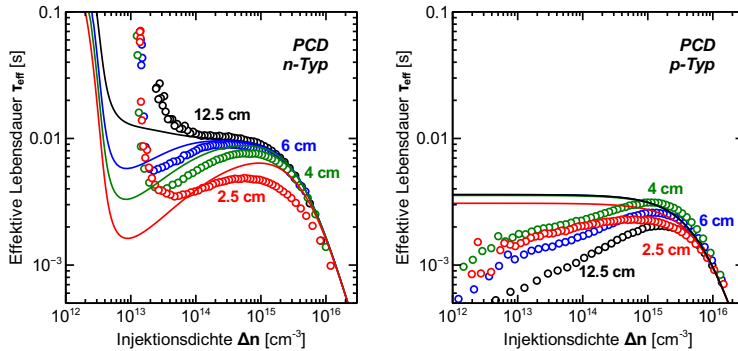


Abbildung 2.31: Effektive Lebensauern aus PCD Simulationen (*Linien*) und Messungen (*Symbole*) in Abhängigkeit von der Injektionsdichte für verschiedene Probengrößen auf *n*- (links) und *p*-Typ (rechts) Material.

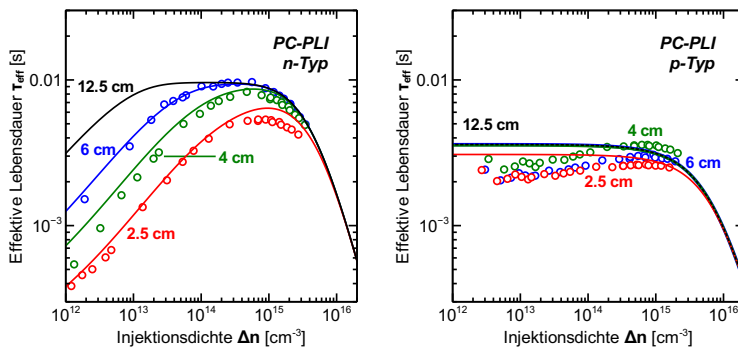


Abbildung 2.32: Effektive Lebensauern aus PL Simulationen (*Linien*) und Messungen (*Symbole*) in Abhängigkeit von der Injektionsdichte für verschiedene Probengrößen auf *n*- (links) und *p*-Typ (rechts) Material.

2.6.6 Lateraler Ladungsträgertransport und Rekombinationslimitierung

Nachdem nun mittels Messungen und Simulation die Probengröße als Ursache für die unterschiedlichen τ_{eff} -Verläufe identifiziert werden konnte, soll im Folgenden untersucht werden, warum dieser Effekt auftritt. In [43] wird als eine Ursache die Rekombination im pn -Übergang am Probenrand genannt. Die Rekombinationsrate im pn -Übergang ist abhängig von der Injektionsdichte [3] und könnte somit zu einer injektionsabhängigen Lebensdauer führen. Dies soll hier an Hand von Variationen der Ausbildung der Inversions-Schicht untersucht werden. Abbildung 2.33 zeigt die verschiedenen untersuchten Fälle: Im Fall a) befinden sich auf der gesamten Vorder- und Rückseite der Probe Oberflächenladungen. Somit bildet sich am Rand der Probe, an dem mit $S_{n,p} = 1 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ eine hohe ORG angenommen wird (Bereich ist rot gekennzeichnet), ein pn -Übergang aus. Im Fall b) wird nur in bestimmten Bereichen der Oberfläche mit einem definierten Abstand zum Rand eine fixe Ladung angenommen, sodass sich nur in den entsprechenden Bereichen eine Inversionsschicht ausbildet. Damit der nun entstehende pn -Übergang an Vorder- und Rückseite die Untersuchung nicht beeinflusst, wird an diesen Oberflächen die ORG auf $S_{n,p} = 0 \text{ cm/s}$ gesetzt. Fall c) spiegelt den Fall wider, dass die Al_2O_3 -Schicht auch um den Probenrand herum greift und somit auch den Rand passiviert. In diesem Fall gibt es keinen pn -Übergang an den Oberflächen, am Rand wird aber weiterhin eine hohe ORG angenommen.

Die resultierenden effektiven Lebensdauern sind in Abb. 2.34 dargestellt. Vergleicht man $\tau_{\text{eff}}(\Delta n)$ der Struktur mit pn -Übergang am Rand und ohne, wird deutlich, dass ein pn -Übergang und die damit verbundene hohe Rekombination am Rand nicht das Hauptkriterium für eine injektionsabhängige Lebensdauer ist. Je weiter die Inversionsschicht vom Probenrand entfernt ist, desto geringer wird dabei die Injektionsabhängigkeit. Dies deutet darauf hin, dass der auftretende Effekt durch lateralen Ladungsträgertransport bestimmt wird: Am Probenrand der n -Typ Probe stehen ausreichend Elektronen für die Randrekombination zur Verfügung. Die Rekombinationsrate ist daher durch

KAPITEL 2. CHARAKTERISIERUNG VON LADUNGSTRÄGER-LEBENSDAUERN UND SÄTTIGUNGSSTROMDICHTEN

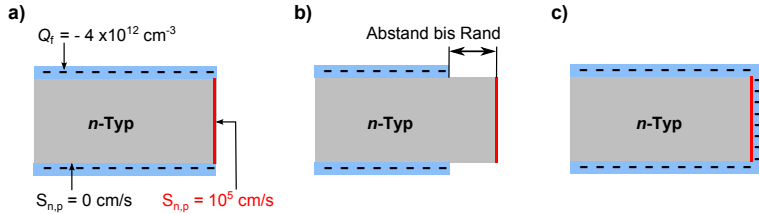


Abbildung 2.33: Simulationsstruktur zur Untersuchung von verschieden ausgebildeten Inversions-Schichten: a) bis zum Rand (pn-Übergang am Rand vorhanden), b) mit variablem Abstand zum Rand (kein pn-Übergang am Rand) und c) um den Rand herum (kein pn-Übergang am Rand).

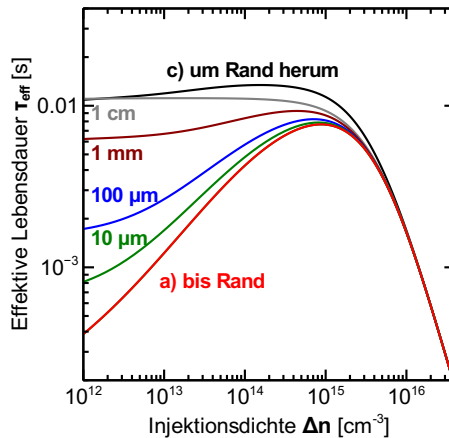


Abbildung 2.34: Effektive Lebensdauern von Proben mit unterschiedlich ausgebildeter Inversions-Schicht entsprechend der Strukturen in Abb. 2.33.

die Löcherkonzentration bestimmt. Ist eine Inversions-Schicht vorhanden, also eine Schicht mit hoher Löcher-Konzentration, können durch diese Schicht lateral Löcher, die dort Majoritäten sind, zum Rand transportiert werden. Sofern die Inversions-Schicht nicht bis zum Rand reicht, werden diese Löcher in die Basis injiziert und erhöhen somit die Minoritätsladungsträgerkonzentration am Rand der Basis, sodass sich die Rekombinationsrate erhöht. Entsprechend wird die Injektionsdichte auch in der Mitte der Probe reduziert, was sich dann in der Messung als verringerte effektive Lebensdauer bei geringen Injektionsdichten bemerkbar macht. Ist die Inversions-Schicht weiter als die Diffusionslänge der Löcher in der Basis (hier $L_h = 0,31$ cm) vom Rand entfernt, trägt der Transport durch die Inversionsschicht nicht mehr wesentlich zur Erhöhung der Löcherkonzentration am Rand bei. In diesem Fall ist auch die gemessene effektive Lebensdauer in der Mitte der Probe kaum von der Randrekombination beeinflusst. Im Fall c) ist die Lebensdauer nicht mehr durch die Rankrekombination beeinflusst, da die Inversions-Schicht, die auch am Rand ausgebildet ist, die Minoritätsladungsträger am Rand reduziert und somit die Rekombinationsrate am Rand trotz hoher ORG gering hält. Die effektive Lebensdauer ist in diesem Fall durch die SRH-Basislebensdauer bestimmt, daher zeigt Sie auch einen injektionsabhängigen Verlauf, der aber dem Übergang von LLI nach HLI geschuldet ist.

Die nähere Untersuchung der Ausbildung der Inversions-Schicht mit verschiedenem Abstand zum Rand zeigt, dass die effektive Lebensdauer der Probe verringert werden kann, da durch lateralen Transport dem Rand Minoritätsladungsträger zugeführt werden, sodass sich die Rekombinationsrate am Rand erhöht. Aus den bisherigen Untersuchungen geht aber nicht hervor, warum die effektiven Lebensdauern bei höheren Injektionsdichten wieder ansteigen. Hier hilft es, sich die Probe als Widerstandsnetzwerk zu veranschaulichen. Ladungsträger, die am Probenrand rekombinieren werden aus der gesamten Probe eingesammelt. Da die Probengröße viel größer als die Probendicke ist ($12,5$ cm \gg 300 μ m), findet dieser Transport im Wesentlichen lateral von Probenmitte zum Probenrand statt. Die Leitfähigkeit für Elektronen wird dabei über

die Basis zur Verfügung gestellt, während Löcher zum Großteil durch die Inversions-Schicht transportiert werden. Abbildung 2.35 (*links*) soll die entsprechenden Schichtwiderstände von Basis und Inversions-Schicht wiedergeben. Der Schichtwiderstand der Basis ist hier abhängig von Δn , da die Leitfähigkeit auf Grund der geringen Dotierung überwiegend durch Überschussladungsträger bestimmt wird. Der Schichtwiderstand der Inversions-Schicht ist indes unabhängig von Δn , da die Leitfähigkeit durch die von der Oberflächenladung akkumulierten Ladungsträger bestimmt wird. Je höher Δn wird, desto größer wird aber auch die laterale Stromdichte, die zum Rand transportiert werden muss, da die Rekombinationsrate am Rand auch mit Δn steigt. Dies soll in 2.35 (*rechts*) verdeutlicht werden: Hier sind die lateralen Stromdichten jeweils in Basis und Inversions-Schicht dargestellt. Während bei geringen Injektionsdichten die Stromdichten ähnlich groß sind, unterscheiden sie sich mit steigender Injektionsdichte. Das bedeutet, dass bei geringen Injektionsdichten Löcher und Elektronen in gleichem Maße zum Rand transportiert werden können und somit die Rekombinationsrate am Rand maximal wird. Bei höheren Injektionsdichten sättigt allerdings der Löchertransport durch die Inversions-Schicht, während er in der Basis auf Grund des injektionsabhängigen Schichtwiderstandes nicht limitiert wird. Der unzureichende laterale Löchertransport durch die Inversions-Schicht bei hohen Injektionsdichten führt dann auch zur Limitierung der Rekombination am Probenrand, sodass hier verhältnismäßig weniger Rekombination stattfindet im Vergleich zu geringeren Injektionsdichten. Auf diese Weise erhöht sich dann die gemessene effektive Lebensdauer der Probe.

2.6.7 Zusammenfassung der Ergebnisse

Auf Basis von experimentellen Lebensdauerdaten aus PCD und PC-PLI Messungen und numerischen Simulationen konnte gezeigt werden, dass eine häufig in der Literatur beobachtete Injektionsabhängigkeit der Lebensdauer bei Al_2O_3 -passivierten n -Typ Proben von der Probengröße abhängen kann. Wie die experimentellen Ergebnisse zeigen, tritt die Abhängigkeit auch bei großen Proben ($12,5 \text{ cm} \times 12,5 \text{ cm}$) noch

2.6. EINFLUSS DES PROBENRANDES AUF LEBENSDAUERMESSUNGEN

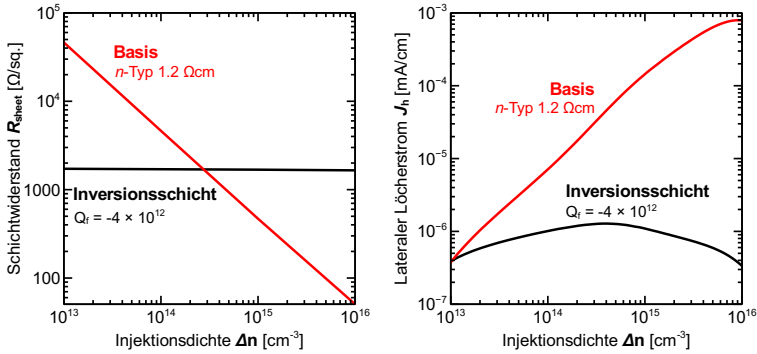


Abbildung 2.35: *Links*: Schichtwiderstand der Basis und der Inversions-Schicht. *Rechts*: Laterale Stromdichte der Löcher in der Basis und in der Inversions-Schicht.

auf. Somit konnte auch gezeigt werden, dass im durchgeführten Experiment keine stark asymmetrischen Einfangquerschnitte der Defekte an der Si/Al₂O₃ Grenzfläche und auch keine stark geschädigte Schicht nahe der Si-Oberfläche vorliegen, wie dies in [96, 58] als mögliche Ursachen für eine Injektionsabhängige Lebensdauer genannt wird. Das Ergebnis ist zum einen für zukünftige Experiment-Planung relevant, da die Probengröße entsprechend groß gewählt werden muss, um nicht vom Effekt beeinflusst zu werden. Zum Anderen zeigt das Ergebnis, dass Al₂O₃ passivierte Oberflächen in Solar-Zellen nicht per se eine geringe Passivierqualität bei geringen Injektionsdichten, wie sie unter Schwachlicht-Bedingungen vorliegen, aufweisen.

*KAPITEL 2. CHARAKTERISIERUNG VON LADUNGSTRÄGER-
LEBENSDAUERN UND SÄTTIGUNGSSTROMDICHTEN*

Kapitel 3

Charakterisierung von J_{sc} -Verlusten des Emitters

In diesem Kapitel wird ein in quasi-statischen PCD Lebensdauermessungen auftretender Effekt untersucht, der bei der Auswertung von J_0 mittels Kane & Swanson-Methode zu einer Überschätzung von J_0 führt. Auf Basis experimenteller Daten und numerischen Simulationen der Messprozedur wird eine Methode entwickelt, mit der die fehlerbehafteten Lebensdauer-Daten korrigiert werden können, sodass aussagekräftige J_0 -Werte ermittelt werden können. Des Weiteren wird auf Basis dieses Effekts ein Verfahren entwickelt, das die Bestimmung der J_{sc} -Verluste, die vom Emitter verursacht werden, mittels PCD Lebensdauermessungen ermöglicht.

Die Ergebnisse dieses Kapitels wurden in [68, 67] veröffentlicht.

3.1 Einführung

Momentan wird in der PV-Industrie ein großes Engagement betrieben, die Effizienz von kristallinen Silizium Solarzellen in der Massenproduktion auf über 20 % zu steigern. Ein wichtiger Teil, dieses Ziel zu

erreichen, ist die Optimierung der Dotier-Profile der Emitter um höhere J_{sc} und V_{oc} zu erreichen, wie in Zusammenarbeit mit Kiefer in [45] gezeigt wird. Ein wichtiger Parameter, den Emitter einer Solarzelle zu charakterisieren ist der Emitter-Sättigungsstrom, der experimentell u.a. mit der Methode von KANE & SWANSON [41] aus PCD-Lebensdauer-Messungen bestimmt werden kann. Die Lebensdauern können hierbei entweder im transienten Modus, in dem das Blitz-Licht bereits erloschen ist, wenn das Abklingverhalten der Überschussladungsträger gemessen wird, oder im quasi-statischen Modus, in dem das Blitzlicht langsamer abklingt als die Überschussladungsträger rekombinieren, gemessen werden. Im letzteren Fall muss allerdings die optische Generation über eine Referenz-Zelle im Messaufbau gemessen werden, wodurch ein zusätzlicher Faktor, der die unterschiedlichen optischen Eigenschaften von Probe und Referenzzelle korrigiert, bekannt sein muss. Im transienten Modus ist eine Messung der optischen Generation nicht notwendig, da die Lebensdauer direkt aus dem Abklingverhalten der Photoleitfähigkeit bestimmt wird. Der transiente Modus kann allerdings nur für Proben mit hoher effektiver Lebensdauer verwendet werden. Mit dem verwendete Messgerät SINTON LIFETIME-TESTER WCT-120 [89] können im transienten Modus Lebensdauern größer als 100 μ m zuverlässig gemessen werden. In diesem Abschnitt wird auf Basis 2-dimensionaler Simulation von PCD-Lebensdauer-Messungen gezeigt, dass die mittels Referenz-Zelle bestimmte optische Generation, für Emitter mit hoher Absorption und starker Rekombination nicht die Generation in der Basis der Probe widerspiegelt. Dies führt dann zu einer fehlerhaften Bestimmung von J_0 mit der Methode von KANE & SWANSON. Im Weiteren wird gezeigt, dass dieser Effekt genutzt werden kann, die Verluste durch den Emitter unter J_{sc} -Bedingungen zu charakterisieren.

3.2 Effekte der quasi-statischen Lebensdauerermessung

3.2.1 Simulation der PCD-Lebensdauer-Messung

Zunächst werden numerische Simulationen der Lebensdauer-Messung im transienten und quasi-statischen Modus durchgeführt um die Unterschiede beider Modi zu untersuchen. Die Simulationen werden mit SENTAURUS DEVICE [92] durchgeführt, wobei die Silizium-Parameter aus [2] verwendet werden. Es wird eine Simulationsstruktur verwendet, die einer asymmetrischen planaren Lebensdauer-Probe entspricht. Der Emitter ist nur auf einer Seite ausgebildet, während die andere Seite als perfekt passiviert ($S_n = S_p = 0 \text{ cm/s}$) angenommen wird. Die Modell-Parameter sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Tabelle 3.1: Verwendete Modell-Parameter

Region	Parameter	Wert
Basis	N_{base} n-Typ	$5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
	$\tau_n = \tau_p$	3 ms
Dotierte Oberflächen (Gauß-Profil)	N_{surf}	$2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
	x_j	1 μm
	$S_n = S_p$	$1 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
Undotierte Oberflächen	$S_n = S_p$	0 cm/s

Die Profile für die optische Generation werden mit mittels Ray-Tracing mit dem Programm SUNRAYS unter Verwendung des Intensitäts-Spektrums (siehe Abb. 2.19) der Blitz-Lampe des PCD-Messplatzes ohne IR-Pass Filter simuliert. Die Simulation der Lebensdauer-Messungen werden im transienten und quasi-statischen Modus wie in Abschnitt 2.3 beschrieben durchgeführt. Die Orientierung der Probe wird dabei so variiert, dass in einem Fall die dotierte Oberfläche vom Blitz-Licht beleuchtet wird (Emitter auf der Vorderseite) und im anderen Fall die

undotierte Seite beleuchtet wird (Emitter auf der Rückseite). Die Si-

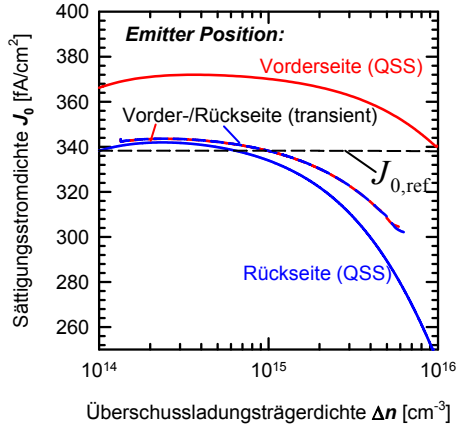


Abbildung 3.1: Emitter Sättigungsstromdichte in Abhängigkeit von der Injektionsdichte basierend auf transienten (gestrichelt) und quasi-statischen (Linien) Lebensdauersimulationen. J_0 aus quasi-statischen Daten ist abhängig von der Position des Emitters, während J_0 aus transienten Daten unabhängig von der Position des Emitters ist. In grau ist J_0 , ermittelt aus der Stromdichte-Methode, eingezeichnet.

mulationsergebnisse sind in Abb. 3.1 dargestellt. Alle mit der Kane & Swanson Methode ermittelten J_0 -Werte zeigen eine starke Injektionsabhängigkeit für $\Delta n > 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Der Abfall von J_0 zu höheren Δn ist eine Folge der inhomogenen Ladungsträgerverteilung, wie sie bereits in Abschnitt 2.5.3 erläutert wurde. In diesem Kapitel soll die Auffälligkeit, dass sich J_0 , das mit der Kane & Swanson-Methode bestimmt wurde, je nach Modus der Messung und Position des Emitters unterschiedet, betrachtet werden: Wird J_0 aus quasi-statischen Lebensdauer-Daten ermittelt, ändert sich J_0 je nach dem ob der Emitter beleuchtet wird oder nicht. J_0 ermittelt aus transienten Lebensdauer-Daten hingegen zeigt keine Abhängigkeit von der Position des Emitters. J_0 aus der Stromdichte-Methode ist hier für alle vier Fälle gleich und wird daher auch als Referenz Wert verwendet. Die Ergebnisse zeigen, dass im Falle einer quasi-statischen Messung J_0 zu hoch ausgewertet wird, sofern

der Emitter auf der Vorderseite ist, d.h. der Emitter beleuchtet wird. Dieser Effekt soll im Folgenden näher untersucht werden.

3.2.2 Emitter als optischer Filter

Um diesen Effekt besser zu verstehen, ist es hilfreich den Emitter als optischen Filter zu betrachten. Da während der quasi-statischen Messung Ladungsträger in der Probe generiert werden, kann dabei auch der Emitter als IR-Pass-Filter agieren. Abbildung 3.2 verdeutlicht dies an Hand einer Illustration des Messaufbaus ohne Filter (links) und mit IR-Pass-Filter (rechts). Der Photo-Generationsstrom J_{PH} wird über die Referenz-Zelle bestimmt. Photonen mit kurzen Wellenlängen generieren Ladungsträger nahe der Oberfläche, an der sich auch der Emitter befindet. Wenn der Emitter eine geringe Einsammelwahrscheinlichkeit besitzt, z.B. auf Grund eines tiefen Dotierprofils und hoher Rekombinationsraten, rekombinieren viele Ladungsträger, die im Emitter generiert wurden auch wieder im Emitter, ohne zur Überschussladungsträgerdichte in der Basis beizutragen. In diesem Fall wirkt der Emitter wie ein optischer Filter. Der Emitter der Referenzzelle besitzt hingegen eine Einsammelwahrscheinlichkeit nahe 1 und hat daher keine Filterfunktion. Dies hat zur Folge, dass die Generation in der Basis der Probe überschätzt wird und somit verfälschte J_0 -Werte aus der quasi-statischen Messung ermittelt werden können. Um diesen Effekt zu minimieren, ist daher die Verwendung eines IR-Pass-Filters, wie in Abb.3.2 gezeigt, ratsam.

3.2.3 Spannungs- und Intensitäts-abhängige Rekombination im Emitter

Um zu verstehen, warum J_0 hierbei überschätzt wird, soll hier betrachtet werden, was J_0 genau beschreibt. J_0 charakterisiert per Definition über die Shockley-Gleichung nur den Strom, der von der Basis in den Emitter auf Grund der lokalen Spannung V_{lokal} in der Basis, fließt. Dieser Strom wird im Folgenden mit $J_{\text{rec}}(V)$ bezeichnet. Die oben beschriebene zusätzliche Rekombination im Emitter, die durch im Emitter ge-

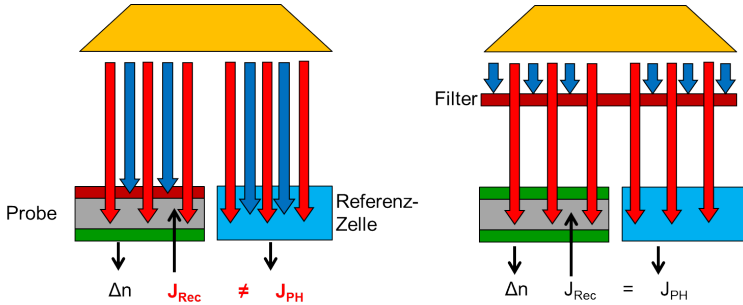


Abbildung 3.2: Messaufbau mit Probe und Referenz-Zelle. Mit IR-Pass-Filter (rechts) entspricht der über die Referenz-Zelle ermittelte Generations-Strom dem in der Probe. Ohne Filter (links) ist diese Annahme nicht mehr gültig, da der Emittter der Probe hier als optischer Filter wirkt und kurzwelliges Licht absorbiert.

nerierte und wieder rekombinierte Ladungsträger entsteht, hängt aber nicht von V_{lokal} ab, sondern nur von der Beleuchtungs-Intensität. Unter J_{sc} -Bedingungen ist $V_{\text{lokal}} = 0\text{ V}$ und somit ist die Rekombination im Emittter nur durch den Beleuchtungs-abhängigen Teil bestimmt, der daher auch $J_{rec,sc}$ genannt wird. Allgemein setzt sich die Rekombination im Emittter also aus beiden Teilen zusammen: $J_{\text{total}} = J_{rec,sc} + J_{rec}(V)$. In Abb. 3.3 (links) sind beide Teile der Rekombination eines Emittters einer Solarzelle bei verschiedenen Intensitäten dargestellt. Der spannungs-unabhängige Teil $J_{rec,sc}$ ist proportional zur Beleuchtungs-Intensität, wie Abb. 3.3 (rechts) zeigt. Dieser Teil der Rekombination ist außerdem abhängig von der Einsammelwahrscheinlichkeit des Emittters: Wenn die Einsammelwahrscheinlichkeit < 1 ist, erhöht sich $J_{rec,sc}$ wie Abb. 3.3 (rechts) für verschiedene Emittter-Profile zeigt. Ein geringerer Schichtwiderstand ist hier mit einem tieferen und stärker dotierten Profil verbunden, sodass durch die erhöhte Rekombination im Emittter die Einsammelwahrscheinlichkeit mit sinkendem Schichtwiderstand verringert wird. Ist nun die Intensitäts-abhängige Rekombination $J_{rec,sc}$ des Emittter nicht mehr vernachlässigbar klein im Vergleich zur Spannungs-abhängigen Rekombination $J_{rec}(V)$, dann kann die gesamte Rekombination des Emittters nicht mehr mit der Shockley-Gleichung be-

geschrieben werden. Da bei der Kane & Swanson-Methode angenommen wird, dass die gesamte Rekombination, die unter V_{oc} -Bedingungen gemessen wird, dem Spannungs-abhängigen Teil $J_{rec}(V)$ zuzuordnen ist, kann die Auswertung zu einem fälschlicher Weise erhöhten J_0 führen. Um aussagekräftige J_0 Werte zu erhalten, müssen also die effektiven Lebensdauern um den Spannungs-unabhängigen Teil $J_{rec,sc}$ korrigiert werden.

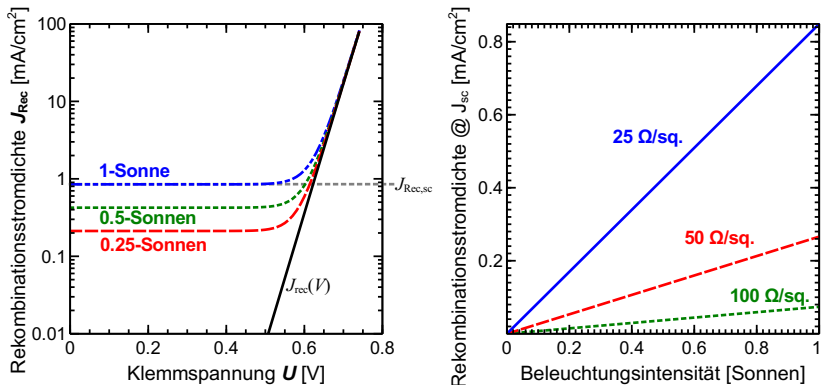


Abbildung 3.3: *Links*: Rekombinations-Stromdichten des Emitters einer Solarzelle mit Vorderseiten-Emitter bei verschiedenen Beleuchtungs-Intensitäten . Die schwarze Linie repräsentiert die Rekombination des Emitters im Dunkel-Fall, die über J_0 charakterisiert wird. Die weiteren Linien zeigen den Intensitäts-abhängigen Rekombinations-Verlust. *Rechts*: Rekombinations-Stromdichten unter J_{sc} von verschiedenen Emitter-Profilen mit angegebenem Schichtwiderstand. Die Rekombinations-Verluste unter J_{sc} hängen linear von der Beleuchtungs-Intensität ab.

3.2.4 Korrektur der effektiven Lebensdauer

Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, muss die effektive Lebensdauer um die Intensitäts-abhängige Rekombination korrigiert werden, um ein aussagekräftiges J_0 bestimmen zu können. Um diesen Effekt in der quasi-statischen Messung zu korrigieren, muss bei der Berechnung der effektiven Lebensdauer ein modifiziertes Photo-

Generationsstrom $J_{PH,mod}$ in der Basis der Probe zu Grunde gelegt werden. Dies bedeutet, dass der gesamte Photo-Generationsstrom J_{PH} um den Intensitäts-abhängigen Rekombinationsstrom im Emitter reduziert wird. Für die Berechnung der effektiven Lebensdauer wird dazu ein Faktor F eingeführt, der dieser Reduktion Rechnung tragen soll. Die Generationsrate G , die für die Lebensdauerberechnung benötigt wird, hängt dabei über $J_{PH} = qGW$ mit J_{PH} zusammen, wobei q die Elementarladung und W die Probendicke bezeichnen.

$$\tau_{qss,mod} = \frac{\Delta n}{G_{mod}} = \frac{\Delta n}{G \cdot F} \quad (3.1)$$

Der Korrektur-Faktor F kann bestimmt werden, indem die quasi-statische Lebensdauer mit der transienten Lebensdauer, deren Bestimmung unabhängig von J_{PH} ist, in Übereinstimmung gebracht werden:

$$\tau_{qss,mod} = \frac{\Delta n}{G \cdot F} = \frac{\tau_{qss}}{F} \equiv \tau_{trans} \quad (3.2)$$

Gemäß der Kane&Swanson-Methode lässt sich J_0 aus der inversen effektiven Lebensdauer berechnen mit [41]

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} + J_0 \frac{N_{base} + \Delta n_{av}}{qW n_{i,eff}^2}, \quad (3.3)$$

wobei N_{base} die Dotierkonzentration der Basis, W die Dicke der Basis und τ_{SRH} und τ_{Auger} die Lebensdauern der Basis sind. Während τ_{SRH} in Hochinjektion unabhängig von Δn_{av} ist, ist τ_{Auger} eine Funktion von Δn_{av} und muss daher mittel Modell berechnet werden. Sofern $\tau_{Auger} \gg \tau_{eff}$ gilt, kann unter Verwendung von Gln. 3.2 und 3.3 F mit folgender Näherung bestimmt werden:

$$F \approx \frac{J_{0,trans}}{J_{0,qss}} \quad (3.4)$$

Abbildung 3.4 zeigt die effektiven Lebensdauern und die korrigierten Werte. Durch die Korrektur der quasi-statischen Lebensdauern stimmt nun auch der ermittelte J_0 -Wert mit dem der transienten Messung über-

ein.

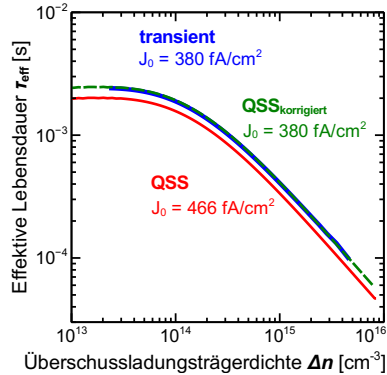


Abbildung 3.4: Simulierte effektive Lebensdauern in Abhängigkeit von der Injektionsdichte für quasi-statische, transiente und korrigierte quasi-statische Simulationen.

3.3 Methode zur J_{sc} Bestimmung aus PCD Lebensdauermessungen

Wie vorangehend beschrieben wird J_0 im quasi-statischen Fall zu hoch bestimmt, wenn der Emitter der Probe auf der Vorderseite liegt, weil durch die Beleuchtung während der Messung zusätzliche Ladungsträger im Emitter rekombinieren. Diese zusätzliche Rekombination tritt aber in einer Solar-Zelle ebenso auf, wie in der Probe. Sie führt dann aber nicht zu einer geringeren offenen Klemmspannung (wie es durch ein höheres J_0 zu erwarten wäre) sondern zu einem verringerten Kurzschlussstrom, da diese Rekombination Spannungs-unabhängig ist. Die eingeführte Korrektur der Lebensdauer bereinigt die Lebensdauer genau im den Teil der rekombinierenden Ladungsträger, die unter J_{sc} -Bedingungen im Emitter rekombinieren ohne zur Überschussladungsträgerdichte in der Basis beitragen zu können. Daher sollte es möglich

sein den auftretenden Effekt dafür zu verwenden, den J_{sc} -Verlust, der durch den Emitter hervorgerufen wird zu charakterisieren. Cuevas et al. haben bereits gezeigt, dass es möglich ist die Quanteneffizienz eines Emitters mittels PCD-Technik bei verschiedenen Wellenlängen zu charakterisieren [15], hier soll nun gezeigt werden, dass aus transienten und quasi-statischen PCD Messungen der Kurzschlussstrom-Verlust eines Emitters bestimmt werden kann.

3.3.1 Berechnung von J_{sc}

Da die PCD Messungen an einer nicht kontaktierten Probe durchgeführt werden, befindet sich die Probe in einem Zustand, der der offenen Klemmspannung einer Solarzelle entspricht. In diesem Abschnitt soll daher gezeigt werden, dass es möglich ist auch unter V_{oc} Bedingungen Rückschlüsse auf das Rekombinationsverhalten unter J_{sc} zu ziehen. Allgemein wird J_{sc} einer Solarzelle berechnet mit

$$J_{\text{sc}} = J_{\text{PH}} - J_{\text{rec,sc}}, \quad (3.5)$$

wobei J_{PH} den gesamten Photogenerationsstrom und $J_{\text{rec,sc}}$ die gesamte Rekombination in der Zelle bei Kurzschlussbedingung beschreiben. Sofern die Rekombination in der Basis und an der Rückseite der zu untersuchenden Zelle vernachlässigbar klein ist (wie es hier in den Simulationen angenommen wird), so besteht die gesamte Rekombination der Zelle nur aus der Rekombination des Emitters:

$$J_{\text{rec,sc}} = J_{\text{em,rec,sc}} \quad (3.6)$$

Bei anderen Spannungen, wie V_{oc} , hängt die Rekombination im Emitter von den Kurzschlussstrom-Verlusten $J_{\text{rec,sc}}$ und im Wesentlichen von der mittels J_0 charakterisierten Spannungs-abhängigen Rekombination gemäß Shockley-Gleichung ab:

$$J_{\text{total}}(V) = J_{\text{rec,sc}} + J_0 \left(e^{qV_{\text{lokal}}/(nk_{\text{B}}T)} - 1 \right) \quad (3.7)$$

Gleichung 3.7 ist sowohl gültig für die Beschreibung der Rekombination des Emitters einer Solarzelle als auch für die Rekombination eines Emitters einer Lebensdauer-Probe, die im quasi-statischen Modus vermessen wird. Bei einer transienten PCD-Messung hingegen ist die Rekombination im Emitter nicht von der Intensitätsabhängigen Rekombination $J_{rec,sc}$ beeinflusst, da während der Messung keine Ladungsträger generiert werden. In diesem Fall wird die Rekombination im Emitter allein durch den Spannungs-abhängigen Teil bestimmt, der mittels J_0 charakterisiert werden kann. Aus diesem Grund korreliert die in Gl. 3.2 eingeführte Korrektur F des Photogenerationsstromes J_{PH} direkt mit den Intensitätsabhängigen Rekombinationsverlusten $J_{rec,sc}$ einer Solarzelle unter Kurzschlussbedingungen

$$J_{PH} - J_{rec,sc} = J_{PH,mod} = F \cdot J_{PH}. \quad (3.8)$$

Gleichung 3.8 ermöglicht nun direkt die Rekombinationsverluste des Emitters einer Solarzelle mittel F aus Lebensdauerdaten zu bestimmen:

$$J_{rec,sc} = (1 - F) \cdot J_{PH}. \quad (3.9)$$

Der Kurzschlussstrom J_{sc} wird dann unter Verwendung von Gl. 3.5 berechnet mit

$$J_{sc} = F \cdot J_{PH}. \quad (3.10)$$

Gleichung 3.10 ist nur gültig unter der Annahme, dass die Rekombination des Emitters dominiert, d.h. die Rekombination in anderen Zellbereichen, wie an der Rückseite, ist zu vernachlässigen. Mit der Approximation aus Gl. 3.4 kann J_{sc} dann direkt aus den quasi-statisch und transient ermittelten J_0 -Werten errechnet werden:

$$J_{sc} \approx \frac{J_{0,trans}}{J_{0,qss}} J_{PH}. \quad (3.11)$$

Im folgenden Abschnitt soll Gl. 3.11 mit Lebensdauer- und Solarzell-Simulationen an Hand verschiedener Emitter verifiziert werden.

3.3.2 Spektrale Diskrepanz und Blau-Empfindlichkeit des Emitters

Die bisherigen Betrachtungen zur J_{sc} -Bestimmung wurden unter der Annahme durchgeführt, dass das Beleuchtungs-Spektrum der Blitz-Lampe des PCD-Messplatzes dasselbe Spektrum wie das der Sonne unter Standard Bedingungen (AM1.5g, vgl. Abschnitt 1.4.1) hat. Dies ist im Allgemeinen bei PCD-Messungen nicht der Fall. In diesem Abschnitt sollen daher beide Spektren verglichen werden und der Einfluss der unterschiedlichen Spektren auf verschiedene Emmitter untersucht werden. Der Photonenstrom beider Spektren ist in Abb. 3.5 dargestellt. Der Photonenstrom entspricht dabei dem Photonenfluss multipliziert mit der Elementarladung. Der Photonenstrom der Blitz-Lampe ist dabei normiert auf den Photonenstrom des Am1.5g Spektrum im für Silizium Solarzellen relevanten Wellenlängenbereich von 300 nm - 1200 nm. Insbesondere im Wellenlängenbereich $\lambda < 700$ nm ist der Photonenstrom der Blitz-Lampe geringer als im entsprechenden Bereich des Sonnen-Spektrums. Da Photonen mit kleinerer Wellenlänge nahe der Oberfläche, und somit im Bereich des Emitters, absorbiert werden und dort Ladungsträger generieren, kann dieser spektrale Unterschied in Abhängigkeit von der Blau-Empfindlichkeit des Emmitter zu einer Unterschätzung der J_{sc} -Verluste führen. Um den Einfluss der spektralen Unterschiede auf den berechneten J_{sc} zu untersuchen, werden Lebensdauer Simulationen von Emittern mit verschiedenen Lichtabsorptions- und Rekombinationseigenschaften, die zu unterschiedlichen Einsammelwahrscheinlichkeiten η_C der Emmitter führen, durchgeführt. Hierfür werden Grauß-Profile mit einer Oberflächenkonzentration von $N_{surf} = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ verwendet. Die Tiefe des Profils wird von 0,5 μm bis 5 μm variiert, um Emmitter mit verschieden starker Absorption widerzuspiegeln. Die ORG wird auf $S_n = S_p = 1 \cdot 10^3 \text{ cm/s}$ bzw. $S_n = S_p = 1 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ gesetzt, um eine gut passivierte und eine unpassivierte Oberfläche nachzubilden. Die J_0 -Werte der verschiedenen Profile mit den entsprechenden ORG sind in Abb. 3.6 (*links*) gezeigt.

Im Fall einer unpassivierten Oberfläche mit $S = 1 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ nimmt J_0 für tiefere Profile ab, da das tiefe Profil die stark rekombinations-

3.3. METHODE ZUR J_{SC} BESTIMMUNG AUS PCD LEBENSDAUERMESSUNGEN

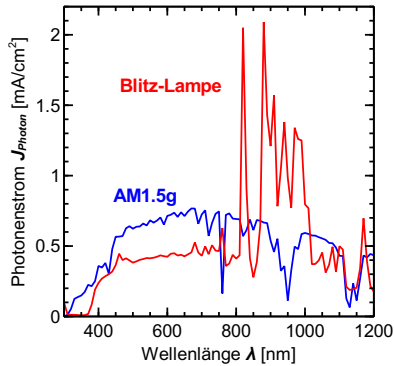


Abbildung 3.5: Photonenstrom der Blitz-Lampe des PCD-Messplatzes und der Sonne unter AM1.5g Bedingungen. Der Photonenstrom der Blitz-Lampe ist normiert auf den Photonenstrom des Sonnen-Spektrum im Wellenlängenbereich von 300 - 1200 nm.

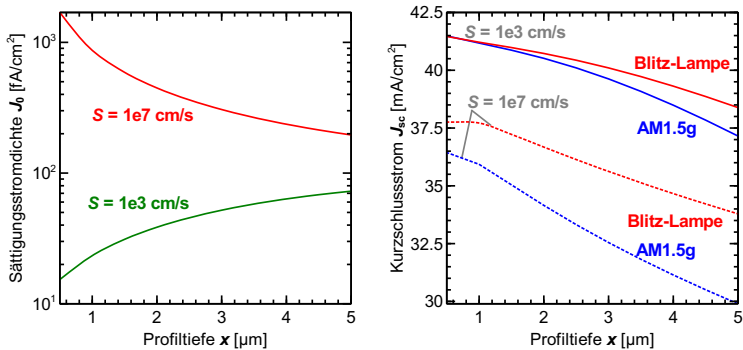


Abbildung 3.6: Links: J_0 in Abhängigkeit von der Profiltiefe für die ORG $S = 1 \cdot 10^3 \text{ cm/s}$ und $S = 1 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Rechts: Aus PCD-Simulationen berechnete J_{sc} in Abhängigkeit von der Profiltiefe beleuchtet mit der Blitz-Lampe (gestrichelte Linien) bzw. mit Sonnen-Spektrum (durchgezogene Linien).

behaftete Oberfläche abschirmt. Ist die Oberfläche hingegen passiviert ($S = 1 \cdot 10^3 \text{ cm/s}$) nimmt J_0 mit steigender Profil-Tiefe auf Grund der erhöhten Auger-Rekombination durch die Dotierung zu. In Abb. 3.6 (*rechts*) sind die aus den PCD-Simulationen ermittelten J_{sc} der verschiedenen Emitter jeweils unter Verwendung einer der beiden Beleuchtungsspektren gezeigt. J_{sc} nimmt mit steigender Profil-Tiefe bei beiden ORG ab, da in einem tieferen Emitter-Profil mehr Ladungsträger generiert werden und dort auch wieder rekombinieren. Je höher die ORG ist, desto stärker ist dieser Effekt ausgeprägt, da entsprechend mehr Ladungsträger direkt im Emitter rekombinieren ohne in die Basis zu gelangen. Außerdem wird in dieser Abbildung der Einfluss der unterschiedlichen Beleuchtungs-Spektren deutlich: Für geringe Profil-Tiefen und geringe ORG ist der Unterschied im J_{sc} sehr gering. Mit steigender Profil-Tiefe und somit einhergehender höheren Absorption im Emitter werden die J_{sc} -Verluste durch den Emitter allerdings bei der Verwendung der Blitz-Lampe unterschätzt (für eine Profil-Tiefe von $5 \mu\text{m}$ ergibt sich hier ein um ca. 1 mA/cm^2 zu hoher Wert). Dieser Effekt wird umso stärker je höher die ORG ist, sodass im unpassivierten Fall bei einer Profil-Tiefe von $5 \mu\text{m}$ ein um 4 mA/cm^2 zu hoher Wert für J_{sc} ermittelt wird. In diesem Fall tritt eine nicht zu vernachlässigende Unterschätzung der J_{sc} -Verluste bereits bei geringer Profil-Tiefe auf.

In Abb. 3.7 (*links*) werden die berechneten J_{sc} -Werte mit J_{sc} -Werten, die aus $I(V)$ -Simulationen von Zellen ermittelt wurde, verglichen. Die berechneten J_{sc} -Werte liegen dabei nahe den J_{sc} der Solarzellen und bestätigen somit Gl.3.11. Die Abweichungen resultieren aus Unsicherheiten bei der Bestimmung von J_0 mittels Kane&Swanson-Methode, wie sie in Abschnitt 2.5 untersucht wurden. In Abb. 3.7 (*rechts*) sind die Rekombinationsverluste der Emitter, die aus den Lebensdauer-Daten bestimmt wurden, in Abhängigkeit von der Einsammelwahrscheinlichkeit η_C der jeweiligen Emitter gezeigt. Hier wird deutlich, dass die berechneten J_{sc} -Verluste direkt mit η_C korrelieren. Hierzu sei angemerkt, dass in den Simulationen η_C mit $\eta_c = J_{sc}/J_{PH}$ berechnet wird. Dies bedeutet, dass die Einsammelwahrscheinlichkeit nicht örtlich aufgelöst ist und daher auch vom Beleuchtungs-Spektrum

abhängt.

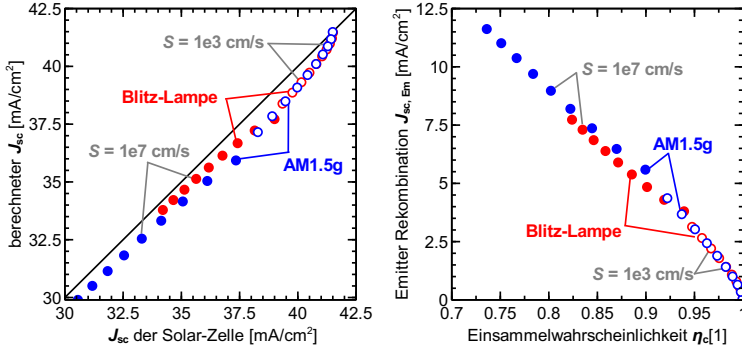


Abbildung 3.7: *Links*: Aus Lebensdauerdaten berechnete J_{sc} als Funktion der J_{sc} aus Zell-Simulationen. Die schwarze Linie markiert den Fall, dass beide Werte übereinstimmen. *Rechts*: Kurzschlussstromverluste des Emitters als Funktion der Einsammelwahrscheinlichkeit des Emitters.

Die Ergebnisse der Emitter-Variation zeigen, dass für tiefe Emitter mit hoher Rekombination die Fehler bei der J_{sc} Bestimmung durch die spektralen Unterschiede berücksichtigt werden müssen. Da in Solarzellen verwendete Emitter aber häufig eine Profil-Tiefe $< 2 \mu\text{m}$ haben und die Oberflächen entsprechend passiviert sind ist der Fehler durch die unterschiedlichen Spektren i.d.R. $< 0,5 \text{ mA}/\text{cm}^2$.

3.4 Anwendung auf experimentelle Daten

Auf Basis des mit den Simulationen entwickelten Verständnisses zu quasi-statische PCD Messungen sollen in diesem Abschnitt nun die Lebensdauer-Korrektur und die J_{sc} -Bestimmung auf experimentelle Daten angewandt werden.

3.4.1 Lebensdauer-Korrektur an experimentellen Daten

Die Lebensdauer-Messungen werden an p -Typ FZ Silizium Proben mit einem Basiswiderstand von $200 \Omega \text{ cm}$ durchgeführt. In einem Diffusionsprozess wird einseitig ein Phosphor-Dotierprofil mit einem Schichtwiderstand von $20 \Omega/\text{sq}$ formiert. Die dotierte Seite ist texturiert und mit einer 70 nm dünnen amorphen SiN_x -Schicht zur Passivierung und Antireflexions-Beschichtung versehen. Der Brechungsindex dieser Schicht beträgt bei der HeNe Laser Wellenlänge von 633 nm $n = 2,05$. Die Rückseite der Probe hat eine planare Oberfläche und ist mit einer Al_2O_3 -Schicht passiviert. Auf diese Weise ist sichergestellt, dass das ausgewertete J_0 nur von der dotierten Region an der Vorderseite dominiert wird. Die Probenstruktur der Lebensdauer-Proben wurde so gewählt, dass sie mit den im Folgenden untersuchten Solar-Zellen möglichst gut übereinstimmt. Die PCD-Messungen werden mit dem SINTON LIFETIME TESTER WCT-120 im transienten und quasi-statischen Modus durchgeführt, wobei die dotierte Seite der Probe mit dem Blitzlicht beleuchtet wird. Da für die quasi-statische Messung die Photogeneration über die Referenz-Zelle bestimmt wird, muss gemäß Abschnitt 2.2.3 die optische Konstante entsprechend der optischen Eigenschaften der Probe angepasst werden. Der maximale Photogenerations-Strom der Probe wird mittels RayTracing bestimmt. Die optische Konstante C_{opt} wird dann gemäß $J_{\text{PH}} = C_{\text{opt}} \times 38 \text{ mA}/\text{cm}^2$ bestimmt. Die gemessenen effektiven Lebensdauern sind in Abb. 3.8 gezeigt. Obwohl J_{PH} durch Simulationen hinreichend genau bestimmt wurde, stimmen transiente und quasi-statische Lebensdauern auf Grund der starken Absorption im Emitter nicht überein. Das aus den quasi-statischen Daten bestimmte J_0 ist dann um 16% höher, als das aus transienten Messungen. Hier liegt demnach ein Fall vor, in dem die Photogeneration gemäß Abschnitt 3.2.4 korrigiert werden muss. Der eingeführte Korrekturfaktor F wird bestimmt, indem die quasi-statische Lebensdauer mit der transienten in Übereinstimmung gebracht wird. Hierbei sei angemerkt, dass der Korrekturfaktor F nicht der optischen Konstante C_{opt} entspricht, obwohl sie formell beide J_{PH} skalieren. F korrigiert hierbei in-

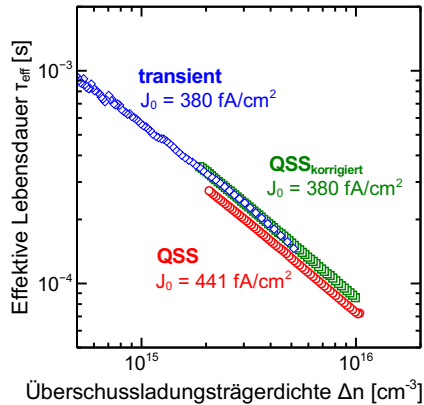


Abbildung 3.8: Effektive Lebensdauern in Abhängigkeit von der Injektionsdichte Δn für transiente, quasi-statische und modifizierte quasi-statische Messungen.

terne optische Eigenschaften, die durch den Emittor hervorgerufen werden, C_{opt} externe optische Eigenschaften, die durch Proben-Geometrie und Oberflächen-Beschichtung verursacht werden. Die Konstante C_{opt} kann dennoch im Auswerte-Programm des Lebensdauer-Messplatzes verwendet werden, um die Lebensdauern in Übereinstimmung zu bringen (diese wird dann mit $C_{\text{opt,fit}}$ bezeichnet). Der Korrekturfaktor F wird dann über $F = C_{\text{opt,fit}}/C_{\text{opt}}$ bestimmt, wobei C_{opt} die optische Konstante, die durch optische Simulationen bestimmt wurde, bezeichnet. Im gezeigten Beispiel wurde der Korrekturfaktor auf $F = 0.86$ bestimmt. Ein Vergleich der in Abb. 3.8 gezeigten ermittelten J_0 -Werte aus transienster und modifizierter quasi-statischer Messung zeigt, dass diese nun auch übereinstimmen.

3.4.2 J_{sc} Bestimmung aus PCD Daten auf experimentelle Zellergebnisse

In diesem Abschnitt sollen nun verschiedene experimentell hergestellte Emittor mit der vorgestellten Methode charakterisiert werden. Die auf

diese Weise ermittelten Kurzschlussströme werden dann mit den J_{sc} von Solar-Zellen, in denen die jeweiligen Emmitter verwendet werden, verglichen.

Experimenteller Aufbau

Die Probenstruktur der Lebensdauer-Proben ist wie in Abschnitt 3.4.1 beschrieben. Mittels Hochtemperatur-Diffusion werden verschiedene Phosphor-dotierte Profile erzeugt. Die resultierenden Profile aus ECV Messungen und die zugehörigen Schichtwiderstände sind in Abb. 3.9 gezeigt. Material und Struktur der Solar-Zellen (Abb. 3.10), an denen J_{sc} über Messungen der $I(V)$ -Kennlinie bestimmt werden soll, ist so gewählt, dass Rekombinationsverluste an der Rückseite und in der Basis minimiert werden. Auf diese Weise soll sichergestellt werden, dass J_{sc} in den Zellen im Wesentlichen durch den verwendeten Emmitter bestimmt wird. Die Zellen werden daher auf $2\text{ cm}^2 \times 2\text{ cm}^2$ p -Typ FZ Silizium Substrat mit $\tau_{\text{eff}} > 10\text{ ms}$, einem Basiswiderstand von $0,5\ \Omega\text{ cm}$ und einer Dicke von $300\ \mu\text{m}$ hergestellt. Die Rückseite ist planar und mit einer Al_2O_3 -Schicht, die mittels Atomlagen Abscheidung (ALD) aufgebracht ist, versehen, sodass eine exzellente Passivierung gewährleistet ist [38]. Die Vorderseite ist texturiert mit zufällig angeordneten Pyramiden und ist passiviert mit einer 70 nm dünnen SiN_x -Schicht mit $n = 2,05$. Die Vorder- und Rückseiten Metallisierung wird durch Aluminium Aufdampfen unter Verwendung von Schatten-Masken hergestellt. Die Fingerbreite der Vorderseiten-Metallisierung beträgt $25\ \mu\text{m}$ und der Fingerabstand beträgt $1000\ \mu\text{m}$, was einem metallisierten Flächenanteil von $2,5\%$ inklusive Busbar entspricht. Die Rückseiten Kontaktierung wird durch Punkt-Kontakt-Öffnungen mit einem Radius $r = 137\ \mu\text{m}$ und einem Punkt-Abstand von $1275\ \mu\text{m}$ realisiert. Dies entspricht einem Flächenanteil der Kontakte von $3,7\%$. Die Emmitter-Profile entsprechen denen, der Lebensdauer-Proben (Abb. 3.9).

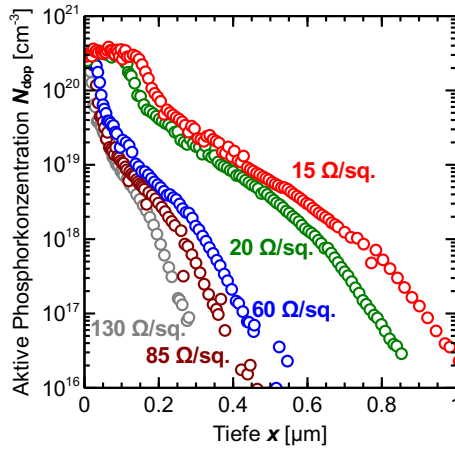


Abbildung 3.9: Elektrisch aktive Dotierkonzentration und Schichtwiderstände der untersuchten Emittor, gemessen mittels ECV-Verfahren.

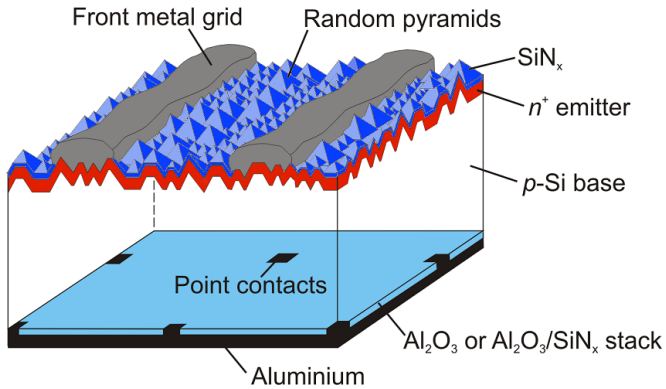


Abbildung 3.10: Skizze der PERC-Zellstruktur (aus [82] übernommen).

Bestimmung des Photogenerationsstromes

Um die maximal möglichen Kurzschlussströme der verschiedenen Emittter bestimmen zu können, wird der Photogenerationsstrom J_{PH} der Zellstruktur benötigt. Dieser wird mit Ray-Tracing Simulationen mit SENTAURUS DEVICE bestimmt, wobei die relevanten Parameter der Vorderseiten Anti-Reflexions-Schicht (SiN_x Schichtdicke, wellenlängenabhängige Reflexions- und Absorptions-Koeffizienten) und die Dotier-Profile verwendet werden. Da diese Parameter prozessbedingt gewissen Schwankungen unterliegen, dienen sie auch als Fit-Parameter. Auf diese Weise werden die simulierten wellenlängenabhängigen Reflexionsdaten an die experimentell bestimmten Daten aus Abb. 3.11 angeglichen. Die gemessene Reflexion ist für die verschiedenen Emittter im Wellenlängenbereich $\lambda < 1000$ nm ähnlich, für längere Wellenlängen hingegen unterscheidet sich die Reflexion bei den unterschiedlichen Emittter, wie in Abb. 3.11 erkennbar ist. Die abnehmende Reflexion bei kleinerem Emittter-Schichtwiderstand kann der Absorption durch freie Ladungsträger im Emittter (*free carrier absorption*, FCA) zugeordnet werden [83]. Die Simulationen zeigen, dass durch FCA im Falle des am stärksten dotierten Emitters mit einem Schichtwiderstand von $14 \Omega/sq$ J_{PH} beispielsweise um 1 mA/cm^2 reduziert wird. Im Falle der Emittter mit den beiden geringsten Schichtwiderständen konnte die geringe Reflexion im IR-Bereich allerdings nicht allein mit FCA erklärt werden. In diesen Fällen wurde die Rückseiten-Reflexion zusätzlich noch als Fit-Parameter verwendet, um die simulierten Reflexions-Daten mit den gemessenen in Übereinstimmung zu bringen. Aus den optischen Simulationen kann dann die Zahl der Ladungsträger, die im Silizium generiert werden, ermittelt und so J_{PH} bestimmt werden.

Prozedur zur Bestimmung von J_{sc} aus PCD Messungen

Hier werden alle notwendigen Schritte und Anforderungen noch einmal kurz zusammengefasst:

Probenstruktur: Die Probenstruktur der Lebensdauerproben sollte möglichst ähnlich der Solarzelle sein, in der der Emittter ver-

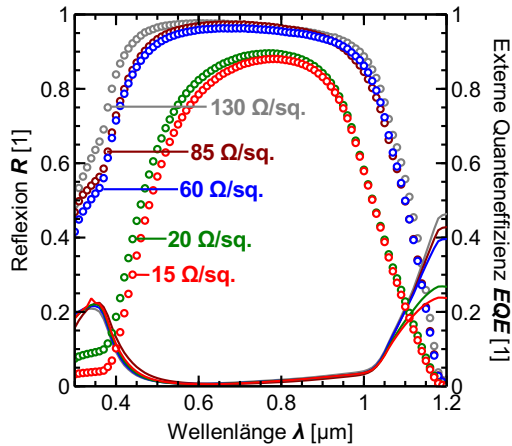


Abbildung 3.11: Messungen der Reflexion und EQE von Solar-Zellen mit verschiedenen Emitttern.

wendet werden soll. Das bedeutet, dass die gleichen Antireflexions-Beschichtungen und Oberflächenstruktur (Textur) auf der Vorder- und Rückseite verwendet werden sollten.

Bestimmung von J_{PH} : Der photo-generierte Strom J_{PH} muss für die zu untersuchende Struktur bestimmt werden. Dies kann mit Ray-Tracing Simulationen oder mit Hilfe von optischen Modellen, die Absorption und Brechungsindizes der ARC-Beschichtung beinhalten, durchgeführt werden.

Lebensdauer-messung:

1. Die Lebensdauer-Messungen müssen sowohl im transienten als auch im quasi-statischen Modus ohne IR-Pass-Filter durchgeführt werden.
2. Die optische Konstante C_{opt} , die für die quasi-statische Auswertung benötigt wird, muss entsprechend $J_{PH} = C_{opt} \cdot 38 \text{ mA/cm}^2$ gewählt werden. Mit C_{opt} werden dabei unterschiedliche optische Eigenschaften zwischen Probe und Referenz-Zelle korrigiert. Beim

verwendeten Lebensdauer-Messplatz entspricht $C_{opt} = 1$ einem photo-generierten Strom von 38 mA/cm^2 .

3. Danach kann die optische Konstante im Auswerteprogramm verwendet werden, um die quasi-statische Lebensdauer in Übereinstimmung mit der transienten Lebensdauer zu bringen. Der so bestimmte Wert ist dann C_{fit} .

Bestimmung von J_{sc} :

1. Der Korrekturfaktor F wird mittels $F = C_{fit}/C_{opt}$ bestimmt.
2. Berechnung des J_{sc} mit $J_{sc} = F \cdot J_{PH}$

Diskussion der Ergebnisse

Gemäß der in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Prozedur werden nun die J_{sc} -Verluste der verschiedenen Phosphor-Emitter aus den PCD-Lebensdauer-messungen bestimmt und die maximal erreichbaren J_{sc} -Werte ermittelt. Abbildung 3.12 zeigt die auf diese Weise bestimmten J_{sc} Werte und J_{sc} -Werten, die direkt an Solar-Zellen gemessen wurden (Box-Plots). Zu beachten ist, dass die berechneten J_{sc} -Werte nur die Rekombinationsverluste durch den Emitter beinhalten. Zusätzlich sind berechnete J_{sc} Werte, die aus simulierten Lebensdauer-Daten unter Verwendung des Spektrum der Blitz-Lampe (rote Linie) bzw. des Am1.5g Spektrum (blaue Linie) ermittelt wurden, dargestellt. Die J_{sc} -Verluste des Emitter hängen deutlich vom Schichtwiderstand ab. Diese Abhängigkeit entspricht auch den Erwartungen, da ein geringerer Schichtwiderstand im durchgeführten Experiment gleichbedeutend mit einer höheren Dotierung (und somit stärkerer Rekombination) und größerer Profil-Tiefe (und somit höherer Absorption im Emitter) und entsprechend geringerer Einsammelwahrscheinlichkeit ist. Für einen höhere Schichtwiderstand des Emitters ist die Absorption in diesem Bereich geringer und entsprechend weniger Ladungsträger rekombinieren im Emitter ohne zum Kurzschlussstrom beizutragen. Während allerdings die gemessenen und berechneten J_{sc} für höhere Schichtwiderstände im

Rahmen der Messgenauigkeit übereinstimmen, sind bei den Schichtwiderständen $14\Omega/\text{sq}$ und $40\Omega/\text{sq}$ die J_{sc} der Zellen geringer. Diese Diskrepanz kann auf zwei unterschiedliche Ursachen zurückgeführt werden:

- (i) Messungen der externen Quanteneffizienz (EQE) dieser Zellen zeigen im mittleren- und langwelligen Bereich kleinere EQE's als die Zellen mit geringerem Schichtwiderstand (vgl. Abb 3.11). Dies deutet auf zusätzliche Rekombination im Basis-Material bzw. an der Zell-Rückseite hin. In diesem Fall wird der J_{sc} der Zellen also nicht alleine durch die J_{sc} -Verluste des Emitters bestimmt, sondern auch durch andere Zell-Bereiche. Die Auswertung aus PCD Daten gibt jedoch nur die J_{sc} -Verluste durch den Emitter wieder.
- (ii) Zusätzlich zeigen die J_{sc} aus simulierten PCD Messungen, dass durch die starke Rekombination im Emitter in diesen beiden Fällen der spektrale Unterschied von Blitz-Lampe und Sonnenspektrum nicht mehr zu vernachlässigen ist: J_{sc} der Solar-Zellen wird dabei unter Verwendung des AM1.5g Spektrum bestimmt, während die PCD-Messungen mit der Blitz-Lampe durchgeführt werden. Da, wie in Abschnitt 3.3.2 gezeigt, der Blau-Anteil des Spektrum der Blitzlampe geringer als im Am1.5g Spektrum ist, werden insbesondere bei stark rekombinativen Emittoren die J_{sc} -Werte aus PCD-Daten überschätzt. Würden die PCD-Messungen auch mit dem Am1.5g Spektrum durchgeführt werden, lägen die berechneten J_{sc} näher an denen der Solar-Zellen, wie die simulierten Werte (*blaue Linie*) in Abb.3.12 implizieren.

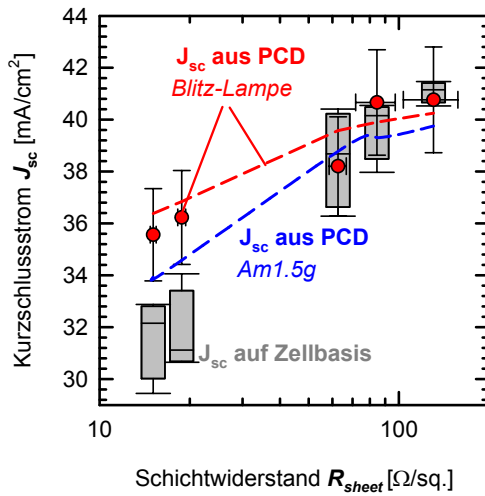


Abbildung 3.12: J_{sc} der Solar-Zellen mit verschiedenen Emitterschichtwiderständen (Box-Plots), berechnete J_{sc} -Werte aus PCD Lebensdauer-Messungen (rote Symbole) und berechnete J_{sc} aus simulierten PCD Lebensdauern unter Verwendung des Blitz-Lampen Spektrum (rote Linie) und des AM1.5g Spektrum (blaue Linie).

Kapitel 4

J_{sc} -Verluste anderer hoch-dotierter Zellbereiche

4.1 Einführung

IBC-Solarzellen zeichnen sich durch hohe Kurzschlussströme aus, da es auf Grund der rückseitigen Kontakte keine Abschattungsverluste gibt. Dennoch gibt es Verlustmechanismen, die zu einem reduzierten Kurzschlussstrom führen können. Diese werden analog zu der optischen Abschattung durch die Finger bei konventionellen Solarzellen, in IBC-Solarzellen als elektrische Abschattung bezeichnet. Die J_{sc} -Verluste resultieren dabei aus Bereichen, die eine geringe Einsammelwahrscheinlichkeit haben, da sie z.B. in einer großen Entfernung zum Emitter liegen. In diesem Kapitel wird gezeigt, dass diese Verluste in der IBC-Zellstruktur im Wesentlichen durch das FSF und BSF verursacht werden. Es wird ein Verständnis entwickelt, wie die lokale Spannung in der Basis die J_{sc} -Verluste beeinflusst. Auf Basis dieses Verständnisses werden J_{sc} -Verluste durch n^+n -Übergänge im Allgemeinen in verschiedenen Zellstrukturen untersucht und Design-Kriterien gegeben, um diese zu minimieren.

Ergebnisse dieses Kapitels wurden in [69] veröffentlicht.

4.2 Simulationsstrukturen

Zunächst werden auf Basis 2-dimensionaler numerischer Simulationen verschiedene Zell-Typen untersucht, deren Querschnitte in Abbildung 4.1 dargestellt sind. Es wird eine Rückkontaktzelle (a) IBC *engl. interdigitated back-contacted*, eine beidseitig kontaktierte Zelle mit rückseitigem Emitter (b) BJ *engl. back junction*, und eine beidseitig kontaktierte Zelle mit Emitter auf der Vorderseite (c) FJ *engl. front junction* untersucht. Die Strukturen (b) BJ und (c) FJ sind außerdem repräsentativ für eine bifaciale Solarzelle, die einmal von der Rückseite (b) und einmal von der Vorderseite (c) beleuchtet und vermessen wird. Um konsistente Ergebnisse zu erhalten, sind alle Dotier-Profile in den Zelltypen Gauß-förmige Profile mit einer Oberflächenkonzentration von $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und einer Tiefe von $1 \mu\text{m}$. Die kontaktierten und unkontaktierten Emitter sind Bor dotiert, die BSF und FSF Profile Phosphor dotiert. In der IBC-Zellstruktur (a) wird außerdem die Dotierung der Vorderseite variiert, wobei im Fall (i) ein Phosphor dotiertes FSF einen nn^+ -Übergang formt und im Fall (ii) ein Bor dotierter, nicht kontaktierter Emitter auf der Vorderseite einen pn -Übergang bildet. An allen dotierten Oberflächen wird eine Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von $S_n = S_p = 1 \cdot 10^3 \text{ cm/s}$ angenommen. Dies entspricht einem $J_0 = 20 \text{ fA/cm}^2$ bei $n_i = 1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Dieser Sättigungsstrom ist für Emitter und BSF sehr gering, wurde aber gewählt, um zu zeigen, dass der untersuchte Effekt auch bei gut passivierten n^+ -Bereichen auftreten kann. Des weiteren ist auf diese Weise sichergestellt, dass die von der Beleuchtungsintensität abhängigen J_{sc} -Verluste (vgl. Kapitel 3) gering sind. Auch an den Kontakten, die bei variierendem Index eine feste Breite von $10 \mu\text{m}$ haben, wird dieselbe ORG wie in den nicht-kontaktierten Bereichen angenommen. Auf diese Weise wird verhindert, dass die Rekombination an den Kontakten auch bei verschiedenen Indizes und somit verschiedenen Flächenanteilen der kontaktierten Bereiche, die Gesamtrekombination dominiert und Vergleiche unterschiedlicher Indizes somit ermöglicht werden. Die Basis ist n -Typ dotiert mit einer Dotierkonzentration von $N_{\text{dop}} = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $N_{\text{dop}} = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$,

4.3. J_{sc} -VERLUSTE IN ZELLEN MIT EMITTER AUF DER RÜCKSEITE

was einem Basiswiderstand von $44 \Omega \text{ cm}$ bzw. $0,5 \Omega \text{ cm}$ entspricht. Die SRH-Lebensdauerparameter $\tau_n = \tau_p$ sind auf 10 ms gesetzt. In allen drei Zellstrukturen wird das gleiche Profil für die optische Generation von Ladungsträgern verwendet. Hierbei sei angemerkt, dass keine Abschattung durch Kontakte, wie sie in den beidseitig kontaktierten Strukturen vorkommt, angenommen wird, da nur die elektronisch bedingten Abhängigkeiten des J_{sc} untersucht werden sollen.

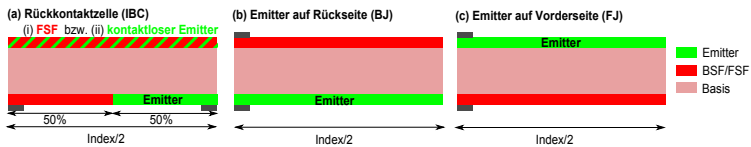


Abbildung 4.1: Simulations-Struktur von drei verschiedenen Solarzellen-Typen: (a) IBC-Zellstruktur. BSF und Emitterschicht haben den gleichen Flächenanteil. Die Vorderseite enthält entweder ein FSF (i) oder einen unkontaktierten Emitterschicht (ii). (b) Beidseitig kontaktierte Zelle mit Rückseiten-Emitterschicht. (c) Beidseitig kontaktierte Zelle mit Emitterschicht auf der Vorderseite.

4.3 J_{sc} -Verluste in Zellen mit Emitterschicht auf der Rückseite

Zunächst soll nun die Abhängigkeit des J_{sc} von der Basisdotierung N_{dop} und des Index in den beiden Zellstrukturen mit Emitterschicht an der Rückseite (a) IBC und (b) BJ untersucht werden. Abbildung 4.2 (links) zeigt die simulierten J_{sc} dieser Strukturen, wobei zwei unterschiedliche Effekte, die zur Reduktion des J_{sc} führen, erkennbar sind: (i) Mit steigender Basisdotierung zeigen beide Zellstrukturen ein geringeres J_{sc} . (ii) Mit größerem Index verringert sich in der IBC-Zellstruktur zusätzlich noch der Kurzschlussstrom. Dieser Effekt ist umso stärker, je höher N_{dop} ist. Die beidseitig kontaktierte Zelle zeigt hingegen keine Abhängigkeit des J_{sc} vom Index. Je kleiner der Index der IBC-Zelle wird, desto größer wird J_{sc} , bis es auf dem Niveau der beidseitig kontaktierten Zelle liegt. Für diese kleinen Indizes – d. h. wenn der Index kleiner wird als die Dicke

der Zelle – beschränkt sich der Ladungsträger-Transport in der IBC Zelle im Wesentlichen auf den Transport von der Vorderseite zum Emittter auf der Rückseite. Ein lateraler Transport, wie er bei großen Indizes notwendig ist, ist dann zu vernachlässigen. Dies ist auch der Grund, warum sich bei kleinen Indizes J_{sc} beider Zellstrukturen ähneln, da in der beidseitig kontaktierten Zelle der Ladungsträger-Transport durch die Basis auch im Wesentlichen nur vertikal von der Vorderseite zur Rückseite stattfindet. Abbildung 4.2 (rechts) zeigt die entsprechenden offenen Klemmspannungen beider Strukturen. Hier ist zu beobachten, dass das V_{oc} mit $\Delta V < 3\text{ mV}$ im Vergleich zu J_{sc} nur eine geringe Abhängigkeit von der Basisdotierung zeigt.

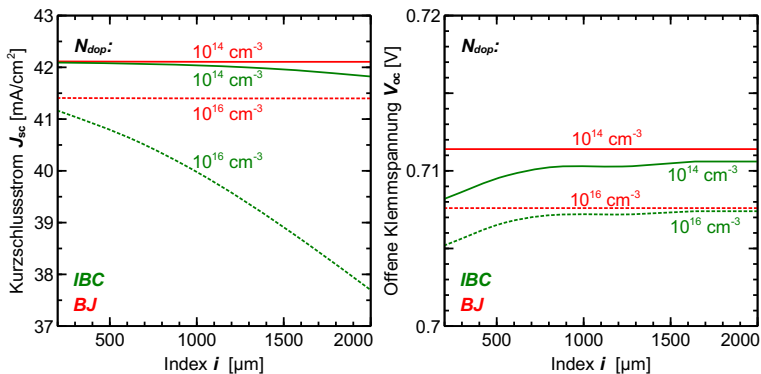


Abbildung 4.2: Links: Simulierte Kurzschlussströme in Abhängigkeit vom Index und der Basisdotierungen der IBC-Struktur (grün) und beidseitig kontaktierten Zelle mit rückseitigen Emittter (rot). Rechts: V_{oc}

Ein Blick auf die Rekombinationsstromdichten in den verschiedenen Zellbereichen unter J_{sc} soll zeigen, in welchem Teil der Zelle eine erhöhte Rekombination bei höherem N_{dop} auftritt. Abbildung 4.3 zeigt diese Rekombinationsstromdichten für beide Zell-Typen jeweils bei $N_{dop} = 1 \cdot 10^{14}\text{ cm}^{-3}$ und $N_{dop} = 1 \cdot 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ für einen Index von $1640\text{ }\mu\text{m}$. Hier wird ersichtlich, dass der Verlust im J_{sc} auf eine erhöhte Rekombination im FSF und BSF (bei der IBC-Zelle) bzw. im FSF (bei

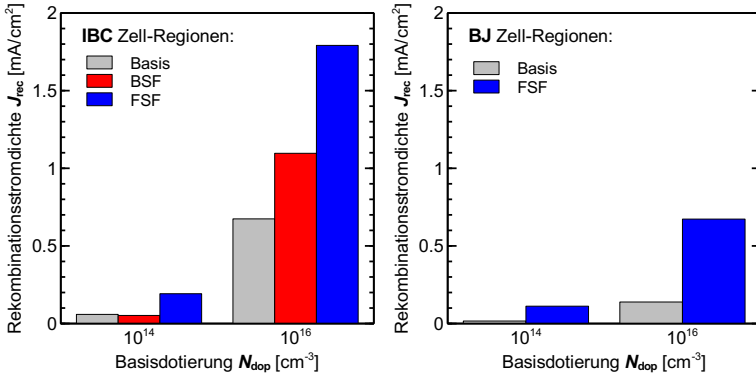


Abbildung 4.3: Simulierte Rekombinationsstromdichten in verschiedenen Zellbereichen unter J_{sc} -Bedingungen. Die Rekombination des Emitters ist nicht dargestellt, da sie unter J_{sc} verschwindend gering ist. *Links:* IBC. *Rechts:* BJ.

der BJ-Zelle) zurückzuführen ist. Daher stellt sich die Frage, warum die Rekombination in FSF und BSF unter J_{sc} -Bedingungen bei höherer Basisdotierung stark ansteigt, wobei unter V_{oc} -Bedingungen nur eine unwesentliche Abhängigkeit von der Basisdotierung besteht.

4.4 Literaturüberblick

J_{sc} -Verluste in IBC Solarzellen wurden bereits in [34, 74, 72] untersucht. Dort werden die J_{sc} -Verluste hauptsächlich auf eine geringere Einsammelwahrscheinlichkeit von Minoritätsladungsträgern der Basis, die sich in Bereichen vor dem BSF befinden, zurückgeführt. Insbesondere wenn der Finger-Index groß im Verhältnis zur Zelldicke ist, wird der laterale Transportweg von diesen Ladungsträgern größer. Da die Ladungsträger vor den BSF Bereichen dann nur vermindert vom Emitter eingesammelt werden können, wird dieser Effekt in der Literatur auch als elektrische Abschattung bezeichnet. Die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen zeigen aber, dass die J_{sc} -Verluste bei großem Finger-Index sehr stark von der Basisdotierung abhängen. In [33] wird dies auf

eine verringerte Rekombination im FSF bei geringerer Basisdotierung zurückgeführt, die durch eine verringerte Minoritätsladungsträgerkonzentration im FSF reduziert wird. Es wird jedoch nicht weiter ausgeführt, warum die Minoritätsladungsträgerkonzentration verringert ist. Reichel [72] führt als mögliche Ursache dafür eine erhöhte Transportbarriere an, die Anhängig vom Verhältnis der Dotierkonzentrationen des FSF und der schwach dotierten Basis sei. Simulationen mit Dotierprofilen des FSF, die so angepasst wurden, dass die Barriere am nn^+ -Übergang auch bei hoher Basisdotierung gleich bleibt, zeigen jedoch, dass dies nicht zu einer verminderten Minoritätsladungsträgerkonzentration im FSF führt. In [47] wird die hohe Rekombination des FSF in Punkt-Kontakt-Solarzellen den unterschiedlichen lokalen Spannungen an Vorder- bzw. Rückseite zugeschrieben. In den dort untersuchten Punkt-Kontakt-Solarzellen sind die lateralen Fingerabstände sehr klein, sodass der Stromtransport hier im Wesentlichen von der Vorder- zur Rückseite stattfindet. Für die Diffusion der Ladungsträger sei dann entsprechend ein Gradient in der Minoritätsladungsträgerkonzentration notwendig, sodass die Spannung an der Vorderseite höher ist, als durch die Klemmspannung vorgegeben. Bei geringen Basisdotierungen, wenn die Basis entsprechend in Hochinjektion ist, sei dieser Spannungsunterschied hingegen nicht mehr relevant, da die Ladungsträgerkonzentration in der Basis viel höher ist als die Differenz zwischen Vorder- und Rückseite. Die höheren J_{sc} -Verluste bei höheren Basisdotierungen werden auch in [46] und [91] der höheren lokalen Spannung bei Zellen in LLI zugeschrieben. Im Folgenden soll daher die lokale Spannung in der Basis untersucht werden.

4.5 Lokale Spannung im Basisbereich vor n^+n -Übergängen

Die vorangegangenen Ergebnisse lassen darauf schließen, dass sich das Rekombinationsverhalten unter J_{sc} im FSF und BSF von dem unter V_{oc} -Bedingungen je nach N_{dop} unterscheidet. Die Rekombinations-

tröme eines n^+ -Bereiches können durch Kombination der Shockley-Gleichung und dem Massenwirkungsgesetz in Abhängigkeit von n, p beschrieben werden

$$J_{\text{rec}} = J_0 \left(e^{qV_{\text{lokal}}/(nk_bT)} - 1 \right) = J_0 \left(\frac{np}{n_i^2} - 1 \right). \quad (4.1)$$

Sofern J_0 konstant ist, wird die Rekombination in dem hoch dotierten Bereich des n^+n -Übergangs durch den exponentiellen Term in Gl. 4.1 bestimmt. Betrachtet man die Rekombination eines Emitters mit dieser Gleichung, ist die lokale Spannung vor dem pn -Übergang unter J_{sc} -Bedingungen $V_{\text{Kontakt}} = V_{\text{lokal}} = 0 \text{ eV}$, da die Quasi-Fermi-Level hier durch die äußeren Kontakte auf dasselbe Niveau gezogen werden. Daraus folgt, dass die spannungsabhängige Rekombination im Emitter unter J_{sc} -Bedingungen $J_{\text{rec}} = 0 \text{ mA/cm}^2$ ist. Hierzu sei angemerkt, dass dies nicht bedeutet, dass keine Rekombination im Emitter stattfindet, da gerade bei Emittlern auf der Vorderseite zusätzlich eine von der Beleuchtungsintensität abhängige Rekombination stattfinden kann, wie in Kapitel 3 gezeigt wurde. Bei n^+n -Übergängen ist die lokale Spannung im Basisbereich vor dem Übergang allerdings nicht mehr gleich der externen Spannung an den Kontakten, d.h. $V_{\text{Kontakt}} \neq V_{\text{lokal}}$, sodass auch unter J_{sc} -Bedingungen in diesen Bereichen Rekombination gemäß der Shockley Gleichung stattfindet. Die lokale Spannung ist hier abhängig von der Injektions-Dichte und von N_{dop} . Dies wird deutlich, wenn man die äquivalente Beschreibung der Shockley-Gleichung 4.1 (rechte Seite) über lokale Ladungsträgerdichten betrachtet: Hier bestimmt das pn -Produkt die Rekombination im dotierten Bereich. Unter Annahme der gleichen Injektionsdichte Δn bei verschiedenen N_{dop} vergrößert sich das pn -Produkt entsprechend $pn \cong (N_{\text{dop}} + \Delta n) \Delta n$. Daher vergrößert sich die Rekombination in FSF und BSF mit steigendem N_{dop} auf Grund der größeren Aufspaltung der Quasi-Fermi-Level auf der Basis-Seite des Übergangs – auch wenn J_0 konstant bleibt. Befindet sich die Basis jedoch in Hoch-Injektion, wird das pn -Produkt im Wesentlichen durch die Injektionsdichte Δn bestimmt und ist unabhängig von N_{dop} . Abbildung 4.4 veranschaulicht dies an Hand der lokalen Spannung in

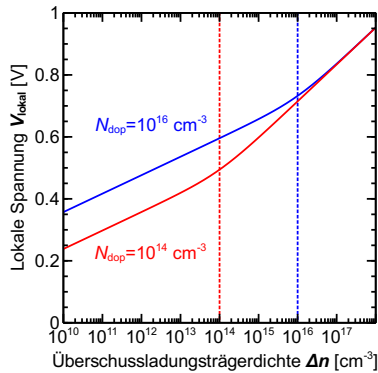


Abbildung 4.4: Lokale Spannung (V_{lokal}) in Abhängigkeit von der Injektionsdichte für $N_{\text{dop}} = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und $N_{\text{dop}} = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ gemäß Gl. 4.1. N_{dop} ist jeweils als vertikale gepunktete Linie eingezeichnet um den Übergang von LLI nach HLI zu kennzeichnen.

Abhängigkeit von der Injektionsdichte für zwei verschiedenen Basisdotierungen. Hier wird deutlich, dass bei geringeren Injektionsdichten (wie unter J_{sc} -Bedingungen) die lokale Spannung stark von der Dotierung abhängig ist. Bei hohen Injektionsdichten (HLI) ist die lokale Spannung dann für beide Basisdotierungen gleich, da sie von Δn bestimmt wird. Da die Rekombination im BSF und FSF durch diese lokale Spannung bestimmt wird, ist nun auch ersichtlich, warum die Rekombination im BSF und FSF unter J_{sc} -Bedingungen stark von N_{dop} abhängt, wobei V_{oc} nahezu unabhängig von N_{dop} ist.

4.6 Inhomogene lokale Spannungen

Im vorherigen Abschnitt wurde beschrieben, dass die lokale Spannung, die unter J_{sc} -Bedingungen von der Basisdotierung abhängt, die Rekombination in FSF oder BSF Bereichen bestimmt. In diesem Abschnitt soll nun erläutert werden, warum in der IBC-Zellstruktur zusätzlich eine Abhängigkeit des J_{sc} vom Index zu beobachten ist. In der IBC-

Zellstruktur müssen Ladungsträger, die zum Großteil an der Vorderseite generiert werden, nicht nur – wie bei der BJ-Zelle – von der Vorder- zur Rückseite transportiert werden, sondern müssen zusätzlich auch lateral eine Distanz zurücklegen, die, abhängig vom Index, weitaus größer sein kann als die der Zell-Dicke. Dies führt dazu, dass in Bereichen, die eine größere Entfernung zum Emitter haben, eine höhere Ladungsträger-Konzentration vorliegt, als in Bereichen, die näher zum Emitter liegen, da es hier wahrscheinlicher ist, dass Ladungsträger vom Emitter eingesammelt werden können. Diese lokal höhere Ladungsträgerkonzentration ist äquivalent zu einer größeren Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus. Abbildung 4.5 zeigt die lokale Aufspaltung

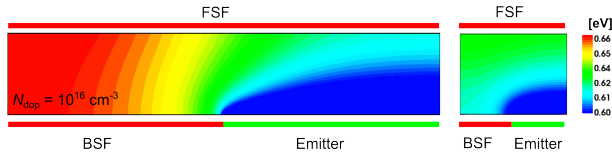


Abbildung 4.5: Simulierte lokale Aufspaltung der Quasi-Fermi-Level (V_{okal}) unter J_{sc} -Bedingungen von IBC-Zellen mit Index = 1600 μm (links) und Index = 400 μm (rechts) mit $N_{\text{dop}} = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Für kleine Indizes ist die lokale Spannung vor dem FSF nahezu konstant, während V_{okal} bei größerem Index mit zunehmender Entfernung zum Emitter ansteigt.

der Quasi-Fermi-Level in IBC-Zellen mit Index 400 μm und 1600 μm unter J_{sc} -Bedingungen. In der Zelle mit Index 1600 μm ist deutlich zu erkennen, dass in großer Entfernung zum Emitter die lokale Spannung am FSF 60 mV höher ist, als nahe zum Emitter. Diese lokal erhöhte Spannung führt entsprechend zu einer Erhöhung der Rekombination in FSF und BSF. Dieser Effekt ist umso stärker, je größer die Senke ist, die FSF oder BSF für Minoritätsladungsträger darstellen. Dies kann z.B. durch unzureichende Oberflächenpassivierung oder eine insgesamt höhere lokale Spannung durch höhere Basisdotierung gegeben sein. Letzteres ist auch der Grund, warum die Abhängigkeit des J_{sc} vom Index für höhere Basisdotierungen stärker ausgeprägt ist. In der Zelle mit Index 400 μm hingegen ist die lokale Spannung am FSF nahezu homogen über die gesamte Zellbreite. Der Ladungsträger-Transport

beschränkt sich hier im Wesentlichen auf den Transport von Vorder- zu Rückseite. Aus diesem Grund ist es auch möglich J_{sc} -Werte zu erreichen, die denen der BJ-Zellstruktur ähneln. Eine weitere Möglichkeit den J_{sc} -Verlust durch diesen Effekt zu verringern ist die Vergrößerung des Emitter-Flächenanteils und entsprechender Verringerung des BSF Flächenanteils, wie in Abb. 4.6 gezeigt wird. Wird der Flächenanteil des BSF auf 10 % verringert und der Emitter Flächenanteil entsprechend vergrößert, lässt sich auch mit der IBC-Zellstruktur mit großem Index eine vergleichbare Spannung am FSF wie bei der BJ-Zelle erreichen. Auf diese Weise wird die durchschnittliche Entfernung des Ortes der Generation der Ladungsträger vom einsammelnden Emitter verringert und eine homogenere lokale Spannung über die Zell-Bereiche erreicht. Dies führt dann auch zu einem höheren J_{sc} der IBC-Struktur mit kleinerem BSF Flächenanteil, wie in Abb. 4.7 gezeigt. Mit einem BSF Flächenanteil von $f_{BSF} = 5\%$ kann dann auch in der IBC-Zellstruktur mit $i = 1600\ \mu\text{m}$ ein J_{sc} auf dem Niveau der BJ-Zelle erreicht werden.

4.7 Nicht kontaktierter Emitter auf der Vorderseite

Eine mögliche Option die lokale Spannung an der Vorderseite der IBC-Zelle zu verringern ist die Verwendung eines nicht kontaktierten Emitters. Wie in [25, 20, 62] beschrieben, können Minoritätsladungsträger der Basis in den nicht kontaktierten Emitter injiziert werden. In diesem können sie als Majoritätsladungsträger lateral transportiert werden. In Bereichen vor dem Emitter werden die Ladungsträger dann wieder in die Basis injiziert und der Transportweg durch die Basis somit minimiert, wie die Stromlinien der Löcher in Abb. 4.8 zeigen. Auf diese Weise können auch Löcher, die sich vor dem BSF befinden, vom Emitter eingesammelt werden, sodass auch vor dem BSF eine geringere lokale Spannung vorliegt und entsprechend J_{sc} erhöht wird, wie in Abb. 4.9 im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

4.7. NICHT KONTAKTIERTER EMITTER AUF DER VORDERSEITE

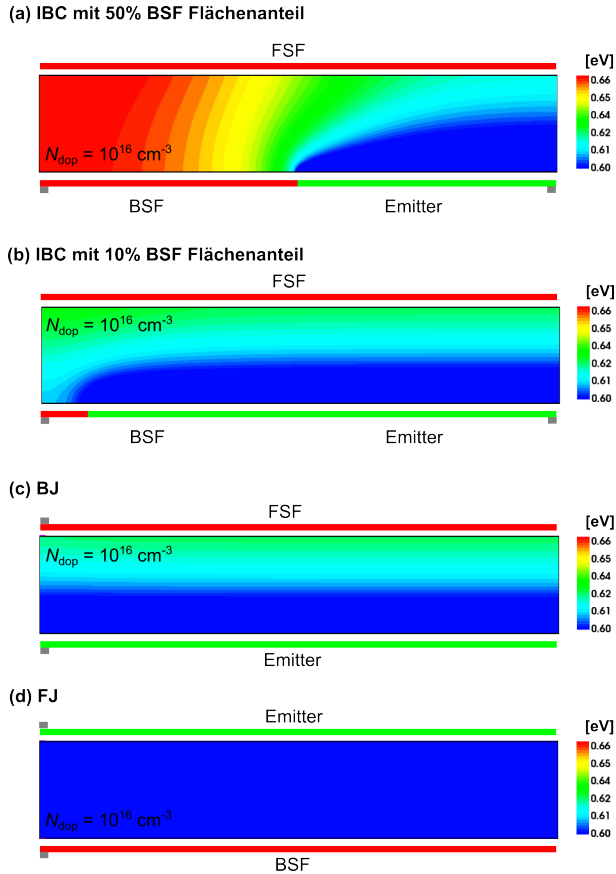


Abbildung 4.6: Lokale Aufspaltung der Quasi-Fermi-Level (qV_{lokal}) unter J_{sc} -Bedingungen von IBC-, BJ- und FJ-Zellen mit $i = 1600 \mu\text{m}$ mit $N_{\text{dop}} = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Die IBC-Zelle hat einen BSF Flächenanteil von (a) 50% bzw. (b) 10%. Im Fall (b) wird am FSF eine ähnlich geringe lokale Spannung am FSF wie in der BJ-Zelle (c) erreicht. Befindet sich der Emitter auf der Vorderseite (d), wird über die gesamte Zelle im Vergleich zu den anderen Zellstrukturen die geringste lokale Spannung erreicht.

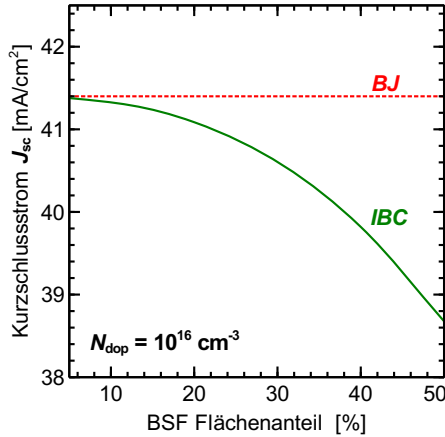


Abbildung 4.7: Kurzschlussstrom in Abhängigkeit vom BSF-Flächenanteil einer IBC Zellstruktur mit $N_{dop} = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Der Emittlerflächenanteil beträgt $f_{\text{Emittler}} = 100 - f_{\text{BSF}}$. Zum Vergleich ist das J_{sc} einer beidseitig kontaktierten Zelle mit rückseitigem Emittler eingezeichnet.

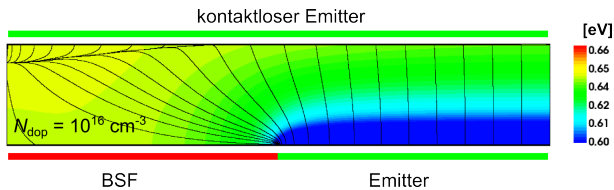


Abbildung 4.8: Simulierte lokale Aufspaltung der Quasi-Fermi-Level (qV_{lokal}) unter J_{sc} -Bedingungen einer IBC-Zelle mit unkontaktiertem Emittler auf der Vorderseite. Index $i = 1600 \mu\text{m}$ und $N_{dop} = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Zusätzlich sind die Stromlinien der Löcher (hier Minoritäten in der Basis) eingezeichnet, die erkennen lassen, dass der nicht kontaktierte Emittler als lateraler Transportweg dient.

4.8 J_{sc} -Verluste in verschiedenen Zellstrukturen

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die verschiedenen Ursachen für J_{sc} -Verluste in IBC-Zellen erläutert. Jetzt soll J_{sc} verschiedener Zell-Typen verglichen und auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse die J_{sc} -Verluste untersucht werden. Die Zell-Typen sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Alle Strukturen haben einen Index $i = 1640 \mu\text{m}$. Für alle Zell-Typen werden die J_{sc} jeweils mit einer Basisdotierung $N_{dop} = 1 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ und $N_{dop} = 1 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ ermittelt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Für eine schwache Basisdotierung $N_{dop} = 1 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ unterscheidet sich J_{sc} der verschiedenen Strukturen nicht wesentlich. Der Grund liegt hier in der insgesamt geringen lokalen Spannung in allen Zelltypen durch die geringe Basisdotierung. Lokale Inhomogenitäten der Spannung, die bei manchen Strukturen auftreten, führen daher nicht zu einem merklichen Anstieg der Rekombination in FSF oder BSF. Bei $N_{dop} = 1 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ hingegen variiert J_{sc} stark je nach Zell-Struktur, wobei die Zellen mit rückseitigem Emitter die größten J_{sc} -Verluste zeigen. Der Grund hierfür liegt in der inhomogenen Generation der Ladungsträger, die in diesen Strukturen zum Großteil in der Nähe von n^+n -Übergängen, wie dem FSF, stattfindet. Dies erhöht entsprechend die lokale Spannung nahe des Übergangs und führt zu höheren Rekombinations-Verlusten im FSF. Wird in der IBC-Struktur das FSF durch einen unkontaktierten Emitter ersetzt, verringern sich die J_{sc} -Verluste. Hier sei angemerkt, dass die lokale Spannung vor einem floating Emitter auf Grund des fehlenden Kontakts nicht auf $U = 0 \text{V}$ gezogen wird, wie dies beim kontaktierten Emitter der Fall wäre. Die Reduktion der Verluste im unkontaktierte Emitter und BSF sind eine Folge der reduzierten Ladungsträger-Konzentration vor diesen Bereichen, da der unkontaktierte Emitter laterale Leitfähigkeit für die Minoritäten der Basis zur Verfügung stellt. Ein unkontaktierter Emitter verstärkt also den lateralen Transport und trägt somit zur Reduktion der lokalen Spannung in Bereichen, die eine größere Entfernung zum Emitter haben, bei. Der Vergleich der J_{sc} der BJ und FJ Zellen ist auch

repräsentativ für bifaciale Zellen, die sowohl auf der Vorder- als auch auf der Rückseite ein Kontakt-Grid besitzen, sodass auch Licht durch die Rückseite in die Zelle eindringen kann. Befindet sich der Emittor auf der Rückseite, treten J_{sc} Verluste auf, da ein Großteil der Ladungsträger nahe des n^+n -Übergangs des FSF generiert werden. Dies führt zu einer höheren Ladungsträgerdichte und lokalen Spannung an der Vorderseite. Befindet sich der Emittor hingegen auf der Vorderseite, treten diese Verluste nicht auf, da die lokale Spannung vor dem n^+n -Übergang auf der Rückseite geringer ist. Somit kann J_{sc} insbesondere bei bifacialen Zellen mit hohen N_{dop} geringer sein, wenn die Zelle so positioniert wird, dass der Emittor auf der zum Licht abgewandten Seite liegt.

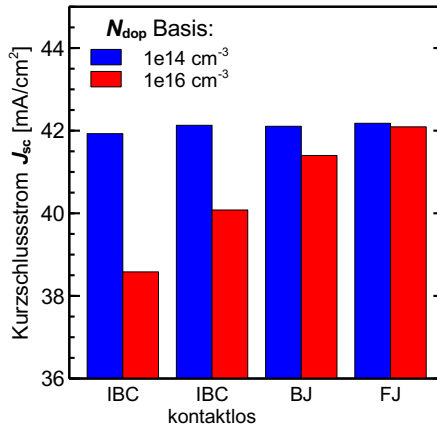


Abbildung 4.9: Simulierte J_{sc} der vier verschiedenen Zellstrukturen jeweils mit $N_{dop} = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und $N_{dop} = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Alle Strukturen haben denselben Index $i = 1640 \mu\text{m}$. Anmerkung: Es wird keine Abschattung durch Kontakte angenommen, damit die J_{sc} direkt verglichen werden können.

4.9 Zusammenfassung

Es konnte mittels numerischer Simulationen gezeigt werden, dass J_{sc} -Verluste in IBC-Solarzellen im Wesentlichen durch eine erhöhte Rekombination im FSF und BSF verursacht werden. Die Verluste werden nicht nur durch den Sättigungsstrom J_0 dieser Bereiche bestimmt, sondern auch durch die Aufspaltung der Quasi-Fermi-Level im Basisbereich vor dem FSF bzw. BSF. Eine große lokale Spannung vor dem FSF bzw. BSF erhöht die Rekombination in diesen Bereichen. In Niedriginjektion hängt die lokale Spannung von der Höhe der Basisdotierung N_{dop} ab. Aus diesem Grund wird die Rekombination in BSF und FSF unter J_{sc} -Bedingungen durch ein höheres N_{dop} erhöht, auch wenn J_0 gleich bleibt. In Hochinjektion hängt die lokale Spannung hingegen von Δn ab, sodass auch bei unterschiedlichen N_{dop} die gleichen V_{oc} erreicht werden können, obwohl sich J_{sc} stark unterscheidet. Dieser Effekt ist größer in Strukturen, mit kleinen Emitter Flächenanteilen und großen Indizes, wie in IBC-Zellen, da es hier wahrscheinlicher ist, dass die Minoritätsträger zum BSF bzw. FSF diffundieren und dort rekombinieren. Vor diesen Bereichen ist die lokale Spannung in der Basis dann selbst unter J_{sc} ähnlich hoch, wie unter V_{oc} -Bedingungen und entsprechend hoch ist dann die Rekombination in den hoch-dotierten Bereichen. Dieses Verständnis kann auch andere Zell-Typen übertragen werden. So konnte gezeigt werden, dass insbesondere in Zellen, in denen viele Ladungsträger in der Nähe von n^+ -Bereichen generiert werden, wie bei Zellen mit Emitter an der Rückseite, hohe J_{sc} -Verluste auftreten können.

Kapitel 5

Analyse von Rückkontakt-Solarzellen

In diesem Kapitel werden auf Basis experimentell bestimmter Parameter IBC-Solarzellen modelliert. Mit Hilfe der Simulationen werden in Messungen auftretende Effekte der $I(V)$ -Kennlinie analysiert. Zusätzlich wird die Sensitivität der $I(V)$ -Kennlinienparameter auf einzelne Bauteil-Parameter der Vorder- und Rückseitenstruktur sowie die Basis systematisch untersucht. Auf Basis des entwickelten Verständnisses werden Kriterien für die Optimierung der Zellbereiche gegeben.

5.1 Einführung

Die IBC-Zellstruktur wird häufig für Hocheffizienz-Solarzellen-Konzepte verwendet, da auf Grund der nicht vorhandenen optischen Abschattung ein um 1 mA/cm^2 höherer Kurzschlussstrom im Modul erreicht werden kann, wie in Zusammenarbeit mit Ali in [1] gezeigt wurde. Da die Kontakte beider Polaritäten aber auf der Rückseite liegen, ist eine aufwändige Strukturierung im Herstellungsprozess notwendig, damit die lokalen Dotierungen für Emitter und BSF in Diffusions-Ofenprozessen

ausgebildet werden können. Auf Grund der zusätzlichen Prozessschritte kann der Zell-Prozess für die kommerzielle Herstellung kaum verwendet werden. In dieser Arbeit werden daher IBC-Zellen untersucht, deren Dotierungen mittels Ionen-Implantation hergestellt werden. Die Verwendung von Schattenmasken bei der Implantation ermöglicht die lokale Dotierung ohne zusätzliche Strukturierungsprozesse, wie diese bei herkömmlichen Diffusionen notwendig sind [7]. Während die Ionen-Implantation in der Mikroelektronik ein weit verbreitetes Verfahren zur Formation von Dotierprofilen ist, ist die Anwendung in der PV-Industrie auf Grund unterschiedlicher Anforderungen noch nicht etabliert. So sind z.B. besondere Anforderungen an das thermische Budget und die Atmosphäre der Ausheilprozesse gestellt, damit Defekte, die während des Implantations- oder Ofen-Prozesses entstehen können, ausgeheilt werden und eine hohe Ladungsträgerlebensdauer erreicht wird [84, 56, 14]. Dies ist in IBC-Zellen von besonderer Bedeutung: Da ein Großteil der Ladungsträger an der Vorderseite generiert wird, müssen Ladungsträger eine ausreichend hohe Lebensdauer (Diffusionslänge) haben, um von der Vorderseite durch die Basis zu den Kontakten an der Rückseite diffundieren zu können. Da Prozessbedingt der Abstand der Kontakte (Index) im Bereich von Millimetern liegen kann, muss zusätzlich ein lateraler Transport durch die Basis gewährleistet sein. Für den Ladungsträgertransport durch die Basis sind daher die Basisdotierung (Leitfähigkeit) und Lebensdauer (Diffusionslänge) wichtige Parameter, die in diesem Kapitel untersucht werden. In Kapitel 4 wurde schon gezeigt, dass gerade bei hohen Basisdotierung, J_{sc} -Verluste durch FSF und BSF hervorgerufen werden können. Daher ist es besonders wichtig, die Rekombination in diesen Bereichen zu minimieren. Allerdings können BSF und FSF auch die übrigen $I(V)$ -Kennlinienparameter maßgeblich beeinflussen. So trägt das FSF in der Regel zu einem Großteil zur Gesamtrekombination bei und kann bei unzureichender Passivierung V_{oc} limitieren. Neben der Feldeffektpassivierung des FSF wird bei Verwendung eines FSF häufig ein höherer FF erreicht, im Vergleich zu Zellen ohne FSF. Dies wird in der Literatur der zusätzlichen lateralen Leitfähigkeit, die das FSF bietet,

und dem dadurch verringerten Serienwiderstand zugeschrieben [25]. In dieser Arbeit wird ein erweitertes Verständnis über die Funktionsweise des FSF erarbeitet, auf dessen Basis eine alternative Vorderseiten-Struktur vorgeschlagen wird. Entgegen der in der Literatur beschriebenen lateralen Leitfähigkeit des FSF, wird in dieser Arbeit gezeigt, dass der höhere FF bei Verwendung eines FSF auf das Rekombinationsverhalten in Niedriginjektion an der Vorderseite zurückzuführen ist. Des Weiteren wird gezeigt, dass statt des FSF eine Inversionsschicht, die durch Al_2O_3 -Beschichtung induziert wird, ebenfalls hohe FF ermöglicht. Während die Vorderseite relativ problemlos optimiert werden kann, da keine Kontakte vorliegen und die gesamte Oberfläche eine einheitliche Struktur aufweist, stellt die Rückseite auf Grund der verschiedenen vorliegenden Bereiche wie Kontakte, Emitter und BSF besondere Anforderungen an die Art der Passivierung und deren Prozessierung. Während Phosphor-dotierte Oberflächen ausreichend mit SiN_x oder thermischen Oxiden passiviert werden können, wird diese Qualität mit den o.g. Passivier-Schichten auf Bor-dotierten Oberflächen nicht erreicht [4, 48, 8]. Da der Emitter üblicherweise einen höheren Flächenanteil als das BSF hat, würde bei einer ganz-flächigen Passivierung mit SiN_x oder thermischem Oxid V_{oc} durch den Emitter limitiert werden. Dies könnte durch eine Passivierung des Bor-Emitter mit Al_2O_3 vermieden werden, da mit Al_2O_3 eine hervorragende Passivierung von Bor-dotierten Oberflächen erreicht werden kann [76]. Um eine selektive Passivierung der Rückseite zu vermeiden, die sonst zusätzliche Prozessschritte bei der Fertigung der Solarzelle notwendig machen würde, werden daher die Möglichkeiten und Einschränkungen einer ganz-flächigen Al_2O_3 -Passivierung der Rückseite evaluiert. Für diese Untersuchungen wird zunächst die Passivierqualität von Al_2O_3 auf hochdotierten n^+ -Oberflächen, wie dem BSF, experimentell bestimmt und mittels numerischer Simulationen die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von N_{dop} an der Oberfläche ermittelt. Die Ergebnisse dieser Untersuchung zeigen, dass eine ganz-flächige Al_2O_3 -Passivierung eine besondere Rückseiten-Struktur erforderlich macht. Die Designkriterien für eine optimale Rückseitenstruktur werden daraufhin erarbei-

tet. Die fixen Ladungen in der Al_2O_3 -Schicht können außerdem durch Bildung einer Akkumulations- bzw. Inversionsschicht im BSF zu erhöhter Rekombination bzw. parasitären Shunts führen. Es werden die Anforderungen an das Dotierprofil des BSF untersucht, um solche Effekte zu vermeiden.

5.2 Zellstruktur und Simulations-Parameter

Die hier untersuchten IBC-Zellen werden mittels Ionen-Implantation hergestellt, wie in Zusammenarbeit mit Grohe in [30] beschrieben wird. Die Ausbildung der dotierten Bereiche durch Ionen-Implantation bietet im Vergleich zur Dotierung in Diffusionsprozessen bei der IBC-Zellstruktur folgende Vorteile:

1. Durch die Verwendung von Schattenmasken im Strahlengang des Implanters können lokale Dotierungen erzeugt werden, ohne das dafür zusätzliche Prozessschritte der Maskierung und Strukturierung notwendig sind.
2. Für die Ausheilung und Aktivierung der Dotierung ist nur ein einziger Hochtemperatur-Ofenprozess notwendig [57]. Bei Diffusionen hingegen sind für BSF, Emitter und FSF gewöhnlich verschiedene Prozesse notwendig.
3. Es ist keine Bor-Diffusion notwendig, die häufig zusätzliche Prozessschritte notwendig macht, wie in Zusammenarbeit mit Kessler in [44] gezeigt wurde.

Neben den Vorteilen, hat der Einsatz der Ionen-Implantation in der PV-Industrie aber auch folgende Nachteile:

1. Der Durchsatz bisheriger Implantier war für die Herstellung zu gering. Erst die Entwicklung neuer Gerätegeneration ermöglicht auch den Einsatz in der Produktion von Solarzelle [35, 77] .
2. Zur Ausheilung der Defekte, die durch die Implantation entstehen, wird im Vergleich zur Mikroelektronik in der PV ein weit

höheres thermisches Budget benötigt, das lange Ofenprozesse notwendig macht [71, 42, 9, 54, 99].

3. Bei der Implantation durch Schattenmasken ist die Zellgeometrie auf die zu realisierenden Abmessungen bei der Herstellung der Graphit-Masken beschränkt. Dies bedeutet im vorliegenden Fall, dass auf Grund der Stabilität der Maske lediglich minimale Indizes von $800\ \mu\text{m}$ und minimale BSF Durchmesser von $300\ \mu\text{m}$ realisiert werden können.

Die Zellen werden auf $150\ \mu\text{m}$ dickem n -Typ CZ-Silizium mit einer Basislebensdauer von $\tau > 3\ \text{ms}$ und einem Basiswiderstand von $8\ \Omega\text{cm}$ prozessiert. Die Basisdotierung wurde auf Basis von Simulationen so gewählt, dass J_{sc} -Verluste durch zu hohe Basisdotierungen minimiert und Serienwiderstandsverluste durch zu geringe Basisdotierung vermieden werden. Diese Parameter werden entsprechend auch in den Simulationen verwendet. Bei den untersuchten Zellen wird zunächst durch ganzflächige Implantation von Bor ein Emitter formiert. Anschließend werden lokal Phosphoratome implantiert, die die BSF Bereiche bilden. Die Phosphor Dosis ist dabei so hoch gewählt, dass die Bor-Dotierung kompensiert wird und die Netto-Dotierstoffkonzentration einen n -Typ Bereich bildet. Weitere Untersuchungen zu diesen so genannten *counter-doped* Profilen wurden in Zusammenarbeit mit Römer in [79] durchgeführt. Das FSF wird wieder durch ganzflächige Implantation von Phosphoratomen auf der Vorderseite erzeugt. Nach der Implantation werden die erzeugten Defekte in einem Hochtemperatur-Ofenprozess für 80 min bei $1050\ ^\circ\text{C}$ ausgeheilt. Die resultierenden Profile sind in Abb. 5.1 gezeigt. Ein Querschnitt der entsprechenden Simulationsstruktur ist in Abb. 5.2 gezeigt. In den Simulationen werden die S -Werte der Oberflächen entsprechend gewählt, sodass die experimentell bestimmten J_0 -Werte wiedergegeben werden. Alle Parameter der Profile sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Die Rückseitenstruktur der Zellen ist in Abb. 5.3 gezeigt. Der Abstand der Kontaktfinger, auch Index i_x genannt, ist in den untersuchten Zellen zwischen $800\ \mu\text{m}$ und $1600\ \mu\text{m}$ groß, der Index i_y entlang der Fin-

Tabelle 5.1: Parameter der verwendeten Dotierprofile. J_0 -Werte wurden mittels Kane & Swanson Methode aus PCD-Lebensdauerdaten bestimmt. Die Schichtwiderstände wurden aus ECV-Messungen bestimmt. Die S -Werte werden mit Hilfe von Lebensdauer Simulationen bestimmt, sodass die simulierten J_0 -Werte den gemessenen entsprechen.

Parameter	Emitter	BSF	FSF
$S_n = S_p$	$1 \cdot 10^3 \text{ cm/s}$	$1 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$	$1,5 \cdot 10^3 \text{ cm/s}$
J_0	40 fA/cm^2	210 fA/cm^2	35 fA/cm^2
R_{sheet}	$126 \text{ } \Omega/\text{sq}$	$25 \text{ } \Omega/\text{sq}$	$147 \text{ } \Omega/\text{sq}$

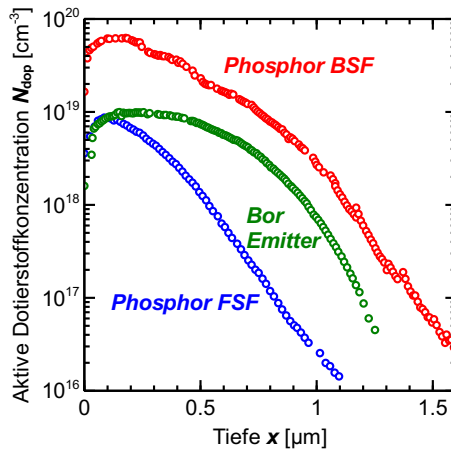


Abbildung 5.1: Dotierprofile von Emitter, FSF und BSF, die mittels ECV-Verfahren gemessen wurden.

5.3 Aluminiumoxid Passivierung auf n^+ Oberflächen

Aluminiumoxid bietet sich auf Grund der hohen negativen Oberflächenladungen, die Elektronen von der Oberfläche Abstoßen, zur Passivierung von sowohl schwach- als auch hoch mit Bor dotierten Oberflächen [38, 36, 10] an, da hier Elektronen die Minoritätsladungsträger sind. Durch Ausbildung einer Inversionsschicht in schwachdotierten n -Typ Silizium ist auch hier eine hervorragende Passivierqualität gegeben [37]. Auf hochdotierten n -Typ Oberflächen, wie sie z.B. in BSF von IBC Solarzellen vorkommen, kann sich auf Grund der hohen Elektronenkonzentration an der Oberfläche keine Inversions-Schicht mehr ausbilden, stattdessen ziehen die negativen Oberflächenladungen die Minoritätsladungsträger (hier Löcher) an und führen somit zur Erhöhung der Rekombinationsrate an der Oberfläche. Eine Passivierung von hochdotierten n -Typ Oberflächen kann demnach nur mittels chemischer Passivierung (Absättigung von nicht-abgesättigten Bindungen) geschehen. Da sich Al_2O_3 für die Passivierung der Bor-dotierten Emitter von IBC Zellen eignet, und ebenfalls das angrenzenden BSF damit passiviert werden soll, um eine selektive Passivierung zu vermeiden, wird in diesem Abschnitt die Passivierqualität von Al_2O_3 auf n^+ -Oberflächen untersucht.

5.3.1 Experimenteller Aufbau

Zur Untersuchung der Passiverqualität von Aluminiumoxid auf Phosphor dotierten Oberflächen werden $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$ große Proben aus $130\text{ }\mu\text{m}$ dicken planaren n -Typ CZ-Silizium Wafer mit einer Basisleitfähigkeit von $6\text{ }\Omega\text{ cm}$ verwendet. Beide Seiten werden mittels Ionen-Implantation mit Phosphor-Dosen zwischen $1 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-2}$ und $5 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-2}$ dotiert, dies entspricht den üblich verwendeten Dosen für das BSF der in dieser Arbeit untersuchten IBC Solarzellen. Die Implantationen werden mit einer Energie von 35 keV und einem Neigungswinkel von 6° durchgeführt. Da durch die Implantation von Phosphor-Atomen die

Kristallstruktur des Silizium im Bereich der Eindringtiefe der Atome zerstört wird, muss der amorphisierte Bereich zunächst re-kristallisiert werden. Diese Ausheilung der Defekte geschieht in einem Hochtemperaturprozess für 80 min bei 1050 °C. Die entstandenen Dotier-Profile werden nun mittels ECV-Messung charakterisiert. Abbildung 5.4 zeigt die entstandenen ECV-Profile der planaren Oberflächen mit den zugehörigen Schichtwiderständen (aus PCD-Messungen), die für die folgenden Simulationen als Eingabe-Parameter dienen. Neben der Passivierung mittel Al₂O₃, werden die Proben hier auch mit SiN_x passiviert und im unpassivierten Zustand vermessen. Die Charakterisierungen im unpassivierten und SiN_x-passivierten Zustand dienen als Referenzmessungen, um sicherzustellen, dass alle implantationsbedingten Defekte ausgeheilt wurden und nicht die Bestimmung der Passivierqualität des Aluminiumoxids verfälschen. Nach Abnahme des im Ausheilprozess gewachsenen Oxides mit 1 % Fluorwasserstoff (HF) Lösung werden die Proben mit 70 nm PECVD SiN_x mit Brechungsindex $n = 2$ beschichtet. Nachdem die Proben mit SiN_x passiviert wurden, werden PCD-Lebensdauer-messungen durchgeführt und daraus der Sättigungsstrom bestimmt. Die Lebensdauern werden mit dem Sinton Lifetime Tester WCT-120 [89] bestimmt. Nach entfernen der SiN_x-Schicht werden die Proben durch ALD mit 15 nm Al₂O₃ beschichtet und bei 425 °C für 10 min getempert. In diesem Zustand werden erneut die Sättigungsströme aus PCD Lebensdauern bestimmt. Im Anschluss erfolgt die nasschemische Abnahme der Aluminiumoxid Schichten mit 1 % HF-Lösung und die Bestimmung der Sättigungsströme im unpassivierten Zustand. Im unpassivierten Zustand ist die ORG unabhängig von der Dotier-Konzentration an der Oberfläche $S = 2 \cdot 10^5$ cm/s bzw. $S \geq 3 \cdot 10^6$ cm/s für metallisierte Oberflächen und ist dann nur durch die thermische Geschwindigkeit limitiert [16, 6]. In Simulationen mit den entsprechenden Dotierprofilen und unter Annahme der thermischen Geschwindigkeit als ORG kann ein maximaler Sättigungsstrom bestimmt werden, der durch die Oberflächen- und Auger-Rekombination des Dotierprofils bestimmt wird. Sollten die gemessenen Werte oberhalb dieser simulierten Werte liegen, ist davon auszugehen, dass zusätzliche Defekte vorhanden

sind. Die SiN_x -Passivierung dient ebenfalls als Referenz: Da die ORG von Phosphor-Profilen aus Diffusionsprozessen bereits untersucht wurden [6] können auf diese Weise mögliche Unterschiede zwischen SiN_x -passivierten Profilen, die durch Diffusion bzw. Implantation hergestellt wurden, untersucht werden.

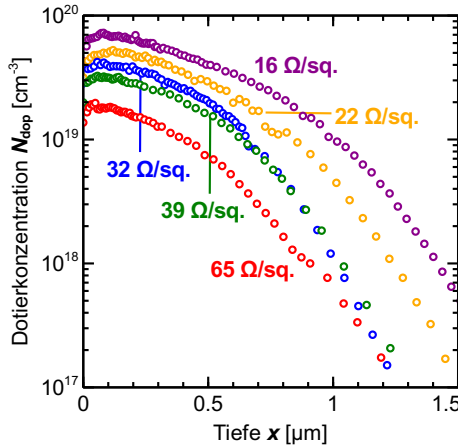


Abbildung 5.4: ECV-Profilen der aktiven Phosphorkonzentration mit den entsprechenden Schichtwiderständen.

5.3.2 Simulationen

Auf Basis der experimentell gewonnenen Daten werden die PCD Messungen mittels numerischer Simulation nachgestellt und die aus den Simulationen gewonnenen Sättigungsströme mit den experimentellen Daten verglichen. In den Lebensdauer-Simulationen werden die Parameter der Messungen möglichst genau nachgebildet: Die Generationsprofile werden mittels Raytracing erzeugt, wobei die Probenstruktur (planare Oberfläche, kein ARC für unpassivierte Proben, bzw. Al_2O_3 - oder SiN_x -Schichten) und das Beleuchtungsspektrum der Blitzlampe des Lebensdauer-messplatzes als Eingabeparameter verwendet werden. Für die Si-

mulation der Messung wird die Probenstruktur in 2D modelliert, wobei die Basisdotierung, die Wafer-Dicke und die ECV-Ladungsträgerprofile als Eingabe-Parameter verwendet werden. Um die verschiedenen Oberflächen widerzuspiegeln werden folgende Parameter für die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S und Oberflächenladung Q_f verwendet:

- (i) unpassiviert: $S_{n_0,p_0} = 1 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$, $Q_f = 0 \text{ cm}^{-2}$
- (ii) Al_2O_3 : $S_{n_0,p_0} = 1 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$, $Q_f = -4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [98]
- (iii) SiN_x : S-Werte basierend auf Phosphor-Oberflächenkonzentration gemäß Parametrisierung von Altermatt, $Q_f = 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ [6]

Mit den Simulationen werden effektive Lebensdauern als Funktion der Injektionsdichte erstellt. Auf Basis dieser Daten werden die Sättigungsströme mit der Methode nach KANE & SWANSON [41] extrahiert. Die Auswertung erfolgt jeweils bei einer Injektionsdichte von $\Delta n = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ unter Verwendung von $n_i = 1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

5.3.3 Ergebnisse

Die ermittelten Sättigungsströme für die verschiedenen Dotier-Profile aus Experiment und Simulation sind in Abb. 5.5 dargestellt. Für jede Probe liegen nun drei J_0 -Werte vor, die im unpassivierten, Al_2O_3 -passivierten und SiN_x -passivierten Zustand gemessen wurden. Die J_0 -Werte der unpassivierten Proben stimmen im Rahmen der Messgenauigkeit mit den Simulation für unpassivierte Proben überein. Dies lässt auf eine ausreichende Ausheilung der implanationsbedingten Defekte im Silizium schließen. Lediglich für die höchste Dosis von $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ liegen die gemessenen J_0 -Werte in allen drei Fällen verschiedener Oberflächenbehandlung oberhalb der simulierten Werte, sodass hier nicht ausgeschlossen werden kann, dass zusätzliche Defekte im dotierten Bereich vorhanden sind. Auch die J_0 -Werte der SiN_x passivierten Proben liegen im vergleichbaren Bereich zu Diffusions-basierten Profilen: Die verwendete Parametrisierung der ORG im Abhängigkeit von der Oberflächenkonzentration für Diffusions-basierte Profile stimmt auch bei Anwendung auf die vorliegenden Ionen-implantierten Profile überein. Lediglich für die Probe mit der höchsten Dosis liegt der gemessene

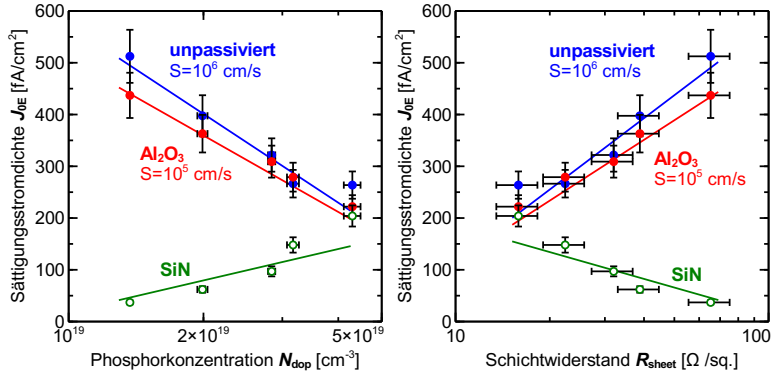


Abbildung 5.5: Sättigungsstromdichten für verschiedene Phosphorkonzentrationen an der Oberfläche (oben) bzw. Schichtwiderstände (unten). Symbole zeigen gemessene J_0 -Werte. Linien zeigen Fits an die simulierten J_0 -Werte von den jeweiligen gemessenen Dotierprofilen mit verschiedenen ORG: (i) unpassiviert, (ii) Aluminiumoxid, (iii) Siliziumnitrid.

J_0 -Wert über dem simulierten Wert, den man für ein SiN_x -passiviertes Diffusionsprofil erwarten würde.

Die Al_2O_3 passivierten Proben zeigen J_0 -Werte ähnlich den unpassivierten. Auch der charakteristische Verlauf unpassivierter Emitter mit sinkendem J_0 bei geringerem Schichtwiderstand ist bei Al_2O_3 passivierten Proben erkennbar. Die gemessenen J_0 -Werte liegen im Bereich der simulierten J_0 -Werte, wenn eine ORG von $1 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ unabhängig von der Oberflächenkonzentration angenommen wird. Die Simulationen zeigen, dass im untersuchten Bereich der implantierten Dosis für Aluminiumoxid-passivierte Profile eine ORG von $S_{n,p} = 1 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ bis $S_{n,p} = 1 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ angenommen werden kann, um die gemessenen Werte zu reproduzieren. Diese Werte liegen in der gleichen Größenordnung, wie in der Literatur beobachtete Werte für unpassivierte Proben [16, 6]. Die vorliegenden Ergebnisse lassen darauf schließen, dass die in diesem Experiment verwendeten Aluminiumoxid-Schichten nahezu keine chemische Passivierung auf Oberflächen mit Phosphorkonzentrationen zwischen $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bieten.

5.4 Lebensdauer und Dotierung des Basismaterials

Die Lebensdauer des Basismaterials einer IBC-Solarzelle ist bedingt durch die Zellstruktur ein wichtiger Parameter: Ladungsträger werden zum Großteil an der dem Licht zugewandten Vorderseite generiert. Da die Kontakte beider Polaritäten auf der Rückseite der Zelle liegen, müssen die generierten Ladungsträger durch Diffusion die gesamte Basis durchlaufen um aus der Zelle extrahiert werden zu können. Dies erfordert eine entsprechend ausreichend lange Diffusionslänge bzw. hohe Lebensdauer im Basismaterial. Für die untersuchten IBC-Zellen wurde als Ausgangsmaterial n -Typ CZ-Silizium verwendet, dessen Volumenlebensdauern vor dem Zellprozess auf $\tau > 3$ ms bestimmt wurden. Während des Zellprozesses können allerdings zusätzliche Verunreinigungen in das Material eingebracht werden (z.B. während des Hochtemperatur-Ausheil-Prozesses, der bei Ionen-Implantierten Dotierungen erforderlich ist) oder durch Defekte, die durch die Implantation auch in der Basis erzeugt werden können (*end-of-range defects*) [39], die zu einer stark verringerten Volumenlebensdauer führen können. Welche Auswirkungen eine Lebensdauer-Degradation auf die $I(V)$ -Charakteristik haben kann, wird im Folgenden untersucht.

5.4.1 Experimentelle Befunde

Basierend auf der in 5.2 beschriebenen Zellstruktur und den entsprechenden experimentell bestimmten Parametern sollen nun $I(V)$ Kennlinien simuliert und mit den experimentell bestimmten Kennlinien verglichen werden. In den Simulationen mit den zuvor bestimmten Parametern für das Basismaterial können allerdings die gemessenen Kennwerte nicht reproduziert werden. Nimmt man hingegen eine geringere Basislebensdauer $\tau = 340$ μ s an lassen sich die Kennwerte reproduzieren. Auch die verschiedenen Kennlinien-Typen stimmen dann mit den Messungen überein, wie Abb. 5.6 zeigt. Die Simulationsergebnisse deuten darauf hin, dass die Basislebensdauer während der Zell-Prozessierung

degradiert ist. Zurückzuführen ist dies auf den gewählten Ofenprozess, der notwendig ist die Implantierten Dotieratome zu aktivieren bzw. das durch die Implantation amorphisierte Silizium zu rekristallisieren. Neben makroskopischen Defekten wie Versetzungen im Kristall (*engl. dislocation loops*), die während der Rekristallisation entstehen können [39], können durch den Ofenprozess, der bei 1050 °C für 80 min stattfindet, auch leicht Verunreinigungen in die Probe gelangen und in die Basis diffundieren. Solche Verunreinigungen können insbesondere in Verbindung mit *dislocation loops*, die sich als *end-of-range defects* auch in der Basis befinden können [39], zu einer verringerten Ladungsträgerlebensdauer in der Basis führen [56].

Tabelle 5.2: Kennwerte der experimentell ermittelten und simulierten $I(V)$ -Kennlinien. In den Simulationen wird einmal eine Basislebensdauer von 3 ms angenommen, wie in der Charakterisierung des Basismaterials vor dem Zellprozess bestimmt wurde und einmal 340 μs , mit der die gemessenen $I(V)$ -Kennlinien reproduziert werden konnten.

Parameter	Experiment	Simulation	Simulation
$\tau_n = \tau_p$	–	340 μs	3 ms
J_{sc} [mA/cm^2]	40,66	40,66	41,68
V_{oc} [mV]	670,7	671,2	683,6
FF [%]	74,8	74,4	78,5
η [%]	20,4	20,0	22,37
pseudo FF [%]	79,4	79,5	83,8

Auffällig an den gemessenen und simulierten Kennwerten ist, dass durch eine Reduktion der Basislebensdauer auch der FF stark verringert wird. Bei einer hohen Lebensdauer von 3 ms liegt der FF um 4 %_{abs} höher als bei $\tau = 340 \mu\text{s}$. Der Verlust des FF ist nicht auf einen Serienwiderstandsverlust zurückzuführen, wie am verringerten pseudo FF erkennbar ist. Der pseudo FF wird aus der J_{sc} V_{oc} -Kennlinie ermittelt, die auf Grund der Messweise nicht vom Serienwiderstand beeinflusst ist. Da auch die pseudo Füllfaktoren der Proben mit geringer

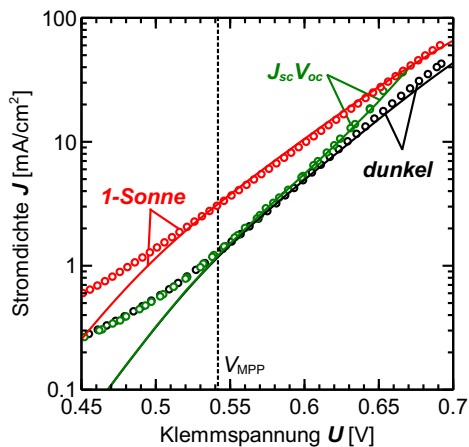


Abbildung 5.6: Simulierte (Linien) und gemessene (Symbole) Hell, Dunkel und J_{sc} V_{oc} -Kennlinien. Die Abweichungen der Simulierten Kennlinien von den gemessenen für Spannungen < 500 mV sind auf den Shuntwiderstand der Solarzelle zurückzuführen, der in den Simulationen nicht berücksichtigt ist. Da der Shunt-Widerstand ausreichend hoch ist, ist die Kennlinie am MPP nicht beeinflusst.

Basislebensdauer stark verringert sind, ist entsprechend ein Serienwiderstandsproblem auszuschließen. Im Folgenden soll dieser Effekt an Hand einer Simulationsstudie näher untersucht und erklärt werden.

5.4.2 Simulationen

Die Simulationsparameter werden gemäß Abschnitt 5.2 gewählt. Hier werden jedoch keine punktförmigen BSF's sondern Linien-BSF mit einem Flächenanteil von 50 % verwendet. Die Indizes betragen $i_x = 1600 \mu\text{m}$ und $i_y = 800 \mu\text{m}$.

Kurzschlussstrom J_{sc}

Abbildung 5.7 zeigt J_{sc} als Funktion der Volumenlebensdauer von $1 \mu\text{s}$ - 10ms für verschiedene Basisdotierungen im Bereich von $0,5 \Omega \text{cm}$ bis $100 \Omega \text{cm}$. Mit sinkender Volumenlebensdauer ist für verschiedene Basisdotierungen eine Abnahme des J_{sc} zu beobachten. Dies ist eine direkte Folge der kurzen Diffusionslängen der freien Ladungsträger, sodass an der Vorderseite generierte Ladungsträger nicht mehr zu den Kontakten auf der Rückseite diffundieren können. Entsprechend verringert sich der Strom, der unter Kurzschlussbedingung aus der Zelle extrahiert werden kann.

Während sich bei geringen Lebensdauern keine Abhängigkeit des J_{sc} von der Basisdotierung erkennen lässt, ist diese bei hohen Basislebensdauern ($\tau_{SRH} = 10 \text{ms}$) sehr stark ausgeprägt, obwohl in diesem Bereich für alle Basisdotierungen die gleichen offenen Klemmspannungen erreicht werden. Eine Analyse der Verlustströme ergibt, dass die Rekombinationsverluste hier im wesentlichen im FSF und BSF auftreten. Wie in Kapitel 4 erläutert, ist die erhöhte Rekombination bei hoher Basisdotierung in den jeweiligen Bereichen eine Folge der hohen lokalen Spannung vor den Bereichen. Für einen maximalen Kurzschlussstrom ist daher eine geringe Basisdotierung vorteilhaft.

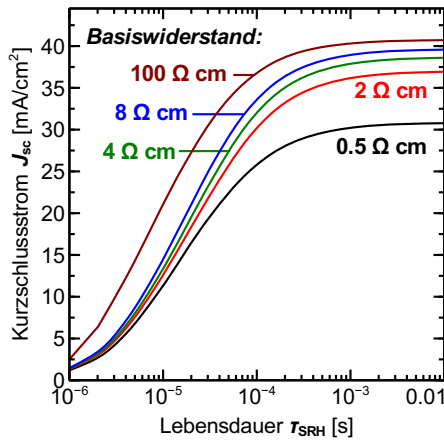


Abbildung 5.7: Simulierte J_{sc} -Werte für verschiedene Basisdotierungen und SRH-Lebensdauerparametern.

Offene Klemmspannung V_{oc}

Die offene Klemmspannung V_{oc} , wie in Abb. 5.8, rechts gezeigt, nimmt für alle Basiswiderstände mit sinkender Lebensdauer ab. Die Rekombination in der Zelle wird dann durch die Lebensdauer in der Basis bestimmt. Da eine höhere Basisdotierung N_{dop} (geringerer Basiswiderstand) eine verringerte Minoritätsladungsträgerkonzentration zur Folge hat, ist auch die nun dominierende SRH-Rekombinationsrate entsprechend geringer, da diese durch die verfügbaren Minoritätsladungsträger limitiert ist. Aus diesem Grund verringert sich V_{oc} im Vergleich zu schwächer dotiertem Basismaterial auch weniger stark. Bei hohen Lebensdauer erreichen alle Zellen unabhängig vom Basiswiderstand das gleiche V_{oc} . In diesem Fall ist V_{oc} nicht mehr durch die Rekombination der Basis bestimmt, sondern durch die hochdotierten Bereiche, wie Emitter, BSF und FSF, sowie die Rekombination an den Kontakten, sodass keine Unterschiede im V_{oc} erkennbar sind. Daher lässt sich festhalten, dass bei ausreichender Basis-Lebensdauer V_{oc} in der vorlie-

genden Zellstruktur durch die hoch-dotierten Bereiche limitiert ist.

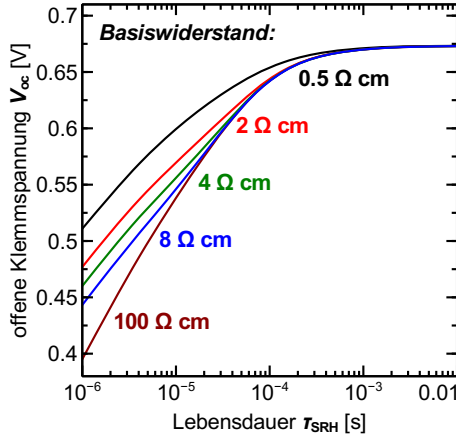


Abbildung 5.8: Simulierte V_{oc} für verschiedene Basisdotierungen und SRH-Lebensdauerparametern.

Füllfaktor

Abbildung 5.9 zeigt den Verlauf der Füllfaktoren für verschiedene Lebensdauern und Basisdotierungen. Während im Falle einer stark dotierten Basis ($0,5 \Omega \text{ cm}$) der FF nur geringe Änderungen bei variierender Lebensdauer zeigt, ist der FF bei geringer Basisdotierung stark von der Lebensdauer abhängig: Der FF wird minimal im Bereich von $100 \mu\text{s}$, und steigt sowohl zu kleineren als auch zu höheren τ_{SRH} an. Abbildung 5.10 zeigt die zugehörigen Serienwiderstände, die mit der *triple light-level* Methode [24] ermittelt wurden. Bei hohen Lebensdauern stimmt der Verlauf der Serienwiderstände mit dem der Füllfaktoren überein: Ein höherer Basiswiderstand führt zu einem höheren Serienwiderstand in der Zelle, da der Transport der Ladungsträger durch die Basis durch deren Leitfähigkeit limitiert ist. Entsprechend führt ein höherer Basiswiderstand mit dem einhergehenden höheren Serienwiderstand der

5.4. LEBENSDAUER UND DOTIERUNG DES BASISMATERIALS

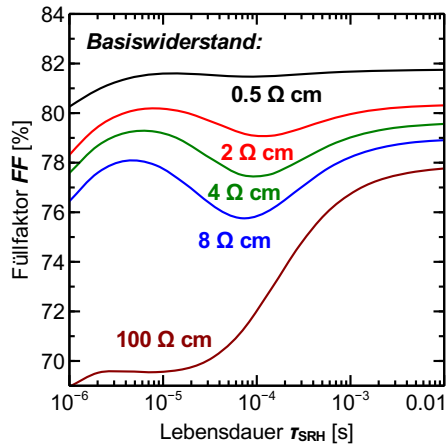


Abbildung 5.9: Simulierte Füllfaktoren für verschiedene Basisdotierungen und SRH-Lebensdauerparametern.

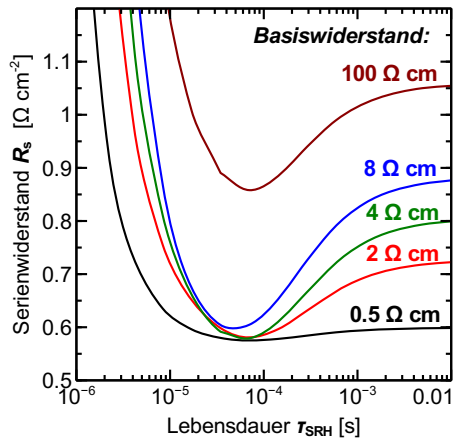


Abbildung 5.10: Simulierte Serienwiderstände für verschiedene Basisdotierungen und SRH-Lebensdauerparametern, bestimmt mit der *triple light-level* Methode.

Zelle auch zu einem geringeren Füllfaktor. Die Ergebnisse zeigen aber auch, dass der Serienwiderstand abhängig von der Basislebensdauer sein kann. Während der Serienwiderstand der Zelle mit $0,5 \Omega \text{ cm}$ Basis unabhängig von der Lebensdauer ist, wird der Serienwiderstand für Zellen mit höherem Basiswiderstand und kleineren Lebensdauern geringer. Diese Abhängigkeit ist dem unterschiedlichen Injektionsniveau der Basis geschuldet. In Niedriginjektion, wie bei hohen Basisdotierungen oder geringen Basislebensdauern, wird der Serienwiderstand im Wesentlichen durch den Transport der Majoritäten (Elektronen) bestimmt. In Hochinjektion liegen aber auch Löcher in ähnlicher Konzentration wie Elektronen vor. Dies führt zu einer erhöhten Elektron-Loch-Streuung der freien Ladungsträger, sodass die Mobilität der Elektronen in diesem Fall verringert wird [40]. Zum Anderen bewegen sich Elektronen und Löcher in ähnlicher Konzentration in die gleiche Richtung von der Vorder- zur Rückseite. Besitzen Elektronen eine höhere Mobilität als die Löcher, bewegen sie sich entsprechend schneller, sodass sich ein elektrisches Feld zwischen den Ladungsträgern aufbaut. Dies führt zum Angleichen der Mobilitäten von Elektronen und Löchern, da die Diffusionsgeschwindigkeit der Elektronen gebremst und die der Löcher erhöht wird. Dies wird als ambipolare Diffusion bezeichnet und führt zu einem stark verringerten ambipolaren Diffusionskoeffizienten für Elektronen [101]. Neben der verringerten Mobilität der Majoritäten ist die Leitfähigkeit von Zellen in Hochinjektion nicht mehr durch die Basisdotierung sondern durch die Überschussladungsträger limitiert. Das bedeutet, dass im Falle der Zelle mit $100 \Omega \text{ cm}$ nomineller Basisleitfähigkeit und hoher Lebensdauer, der Serienwiderstand bei höheren Klemmspannungen – und somit höheren Injektionsdichten – sinkt, wie in Abb. 5.11 gezeigt wird. Bei geringeren Lebensdauern ist allerdings auch die Injektionsdichte in einer niedrig dotierten Basis so gering, sodass diese am MPP in Niedriginjektion ist. Entsprechend verringert sich in diesem Fall auch der Serienwiderstand, da der Ladungsträgertransport der Elektronen nicht durch Löcher beeinträchtigt wird. Bei sehr geringen Lebensdauern $\tau < 1 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ ist die Stromdichte in der Zelle so gering, dass eine Auswertung der Serienwiderstände mit der

triple light-level Methode keine verlässlichen Ergebnisse liefert.

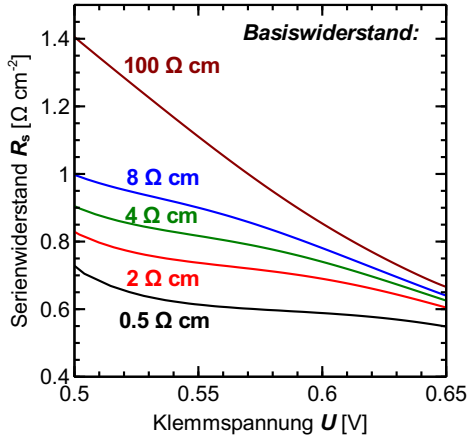


Abbildung 5.11: Simulierte Serienwiderstände in Abhängigkeit von der Klemmspannung für Zellen mit verschiedenen Basisdotierungen und einer SRH-Basislebensdauer von 10 ms. Insbesondere bei Zellen mit hochohmiger Basis 100 $\Omega \text{ cm}$ ist R_s abhängig von V , da sich die Basis in HLI befindet.

Obwohl der Serienwiderstand bei mittleren τ_{SRH} für alle Basisdotierungen abnimmt, sinkt der FF weiter. Der FF ist in diesem Fall nicht mehr durch den Serienwiderstand limitiert sondern durch Rekombination. Zur Bestimmung des Effekts, der den FF bei mittlere Lebensdauern limitiert, wird nun der Idealitätsfaktor in Abb. 5.12 betrachtet, da dieser das Rekombinationsverhalten beschreibt. Der Idealitätsfaktor zeigt für verschiedene Basiswiderstände eine ähnliche Abhängigkeit von der Lebensdauer, wie der FF : Bei geringen Basiswiderständen ist der Idealitätsfaktor für verschiedene Lebensdauer nahezu konstant bei $n = 1$. Je höher der Basiswiderstand wird, desto höher wird auch der Idealitätsfaktor im mittleren Lebensdauerbereich. Ein höherer Idealitätsfaktor hat auch direkt einen geringeren FF zur Folge, wie bereits in Abschnitt 1.4.4 beschrieben.

Zur weiteren Analyse des Idealitätsfaktorverlaufes für verschiedene

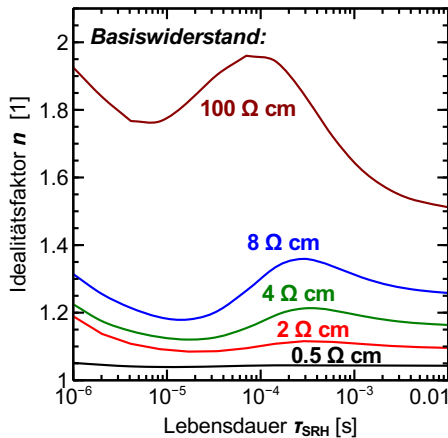


Abbildung 5.12: Simulierte Idealitätsfaktoren in Abhängigkeit von der Basislebensdauer für verschiedene Basiswiderstände bestimmt aus den Hellkennlinien.

Basiswiderstände wird nun das Injektionsniveau der Basis am MPP untersucht. Das Injektionsniveau beschreibt die Konzentration der durch Spannung oder Licht generierten freien Ladungsträger und lässt sich im Wesentlichen in zwei Bereiche einordnen, in denen die Rekombinationsmechanismen unterschiedliche charakteristische Idealitätsfaktoren aufweisen können:

1. **Niedriginjektion:** Sofern die Überschussladungsträgerkonzentration unterhalb der Dotierkonzentration liegt, spricht man von Niedriginjektion. SRH Rekombination führt in diesem Fall zu einem Idealitätsfaktor $n = 1$.
2. **Hochinjektion:** Liegt die Überschussladungsträgerkonzentration oberhalb der Dotierkonzentration, spricht man von Hochinjektion. SRH Rekombination führt hier zu einem Idealitätsfaktor $n = 2$.

Weitere Idealitätsfaktoren für Rekombinationsmechanismen in Niedrig- und Hochinjektion sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. Da der Übergang von

5.4. LEBENSDAUER UND DOTIERUNG DES BASISMATERIALS

Tabelle 5.3: Idealitätsfaktoren für Rekombinationsprozesse in Niedrig- und Hochinjektion aus [12].

Mechanismus	Niedriginjektion	Hochinjektion
SRH	1	2
Auger	1	2/3
Strahlend	1	1

Niedrig- zu Hochinjektion nicht abrupt stattfindet, lässt sich ein Übergangsbereich definieren, indem noch nicht die o.g. Idealitätsfaktoren vorzufinden sind. Dieser Übergangsbereich soll in Abb. 5.13 an Hand der injektionsabhängigen Lebensdauern, die den verschiedenen Rekombinationsprozessen zugeordnet sind, dargestellt werden. Hier sind sowohl die intrinsischen Rekombinationsmechanismen Strahlende- und Auger-Rekombination, als auch exemplarisch die SRH-Lebensdauer für einen Defekt in der Mitte der Bandlücke mit symmetrischen Einfangquerschnitten dargestellt. Die SRH-Lebensdauer ist in Niedriginjektion konstant über die Injektionsdichte. Gelangt die Injektionsdichte in Nähe der Dotierkonzentration erhöht sich die SRH-Lebensdauer bis sie in Hochinjektion wieder konstant auf einem Wert von $\tau_n + \tau_p$ ist. Der Bereich, indem die SRH-Lebensdauer nicht konstant ist, wird als Übergangsbereich definiert, wobei dieser näherungsweise für verschiedene Lebensdauerparameter und Dotierungen bei $\Delta n = 0.1 \cdot N_{\text{dop}}$ beginnt und bei $\Delta n = 10 \cdot N_{\text{dop}}$ endet. Der eingeführte Übergangsbereich soll nun auf das Injektionsniveau in der Zelle angewandt werden. Abbildung 5.14 zeigt dazu jeweils die auf N_{dop} normierten Injektionsdichten in der Basis der Zelle am jeweiligen MPP für die verschiedenen Basisdotierungen und Lebensdauern. Die Injektionsdichten sind normiert auf die jeweilige Basisdotierung, sodass direkt abgelesen werden kann, ob sich die Basis der Zelle am MPP in Niedrig-, Hochinjektion oder im Übergangsbereich befindet. Bei einem normierten Injektionsniveau von 1 ist die Überschussladungsträgerkonzentration gleich der Basisdotierung. Für geringe Basiswiderstände $0,5 \Omega \text{ cm}$ befindet sich die Zelle im

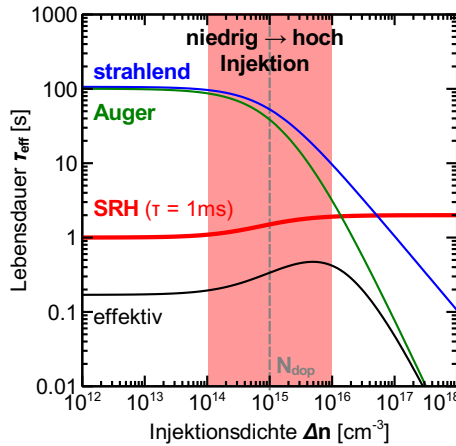


Abbildung 5.13: Simulierte Lebensdauern der verschiedenen Rekombinationsprozesse in Abhängigkeit von der Injektionsdichte. Der Übergangsbereich von LLI nach HLI, in dem die SRH-Lebensdauern nicht konstant ist, ist rot markiert.

gesamten Lebensdauerbereich am MPP immer in Niedriginjektion. Ein Vergleich mit dem entsprechenden Idealitätsfaktor in Abb. 5.12 zeigt, dass sich gemäß der SRH-Rekombination in LLI ein Wert nahe $n = 1$ ergibt. Bei höheren Basiswiderständen $2\ \Omega\ \text{cm} - 8\ \Omega\ \text{cm}$ befinden sich die Zellen am MPP im Übergangsbereich von Niedrig- zu Hochinjektion (gekennzeichnet durch den roten Bereich). Die entsprechenden Idealitätsfaktoren liegen hier im Bereich zwischen $n = 1$ und $n = 1,5$. Lediglich die Zellen mit einem Basiswiderstand von $100\ \Omega\ \text{cm}$ befinden sich für $\tau_{\text{SRH}} > 100\ \mu\text{s}$ in Hochinjektion. In diesem Bereich ist gemäß Abb. 5.12 der Idealitätsfaktor nicht, wie bei SRH-Rekombination in HLI zu erwarten, $n = 2$. Stattdessen sinkt der Idealitätsfaktor mit steigender Lebensdauer weiter. Zur Erklärung dieser Beobachtung lassen sich die Rekombinationsstromdichten in den verschiedenen Zellbereichen heranziehen. Abbildung 5.15 zeigt die spannungsabhängigen Rekombinationsströme in einzelnen Bereichen der Zelle. Ausgewählt wurden hier eine Zelle mit geringer Basisdotierung $100\ \Omega\ \text{cm}$ und einer Lebensdauer

5.4. LEBENSDAUER UND DOTIERUNG DES BASISMATERIALS

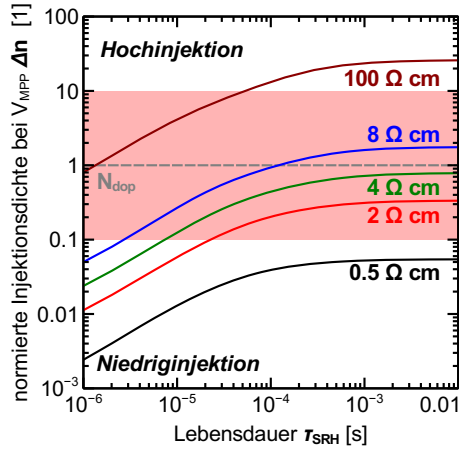


Abbildung 5.14: Normierte Injektionsdichte der Basis einer Solarzelle am MPP für verschiedene N_{dop} und τ_{SRH} . Die Injektionsdichte ist auf N_{dop} normiert, sodass direkt abgelesen werden kann, ob sich die Basis in LLI, HLI oder im Übergangsbereich befindet.

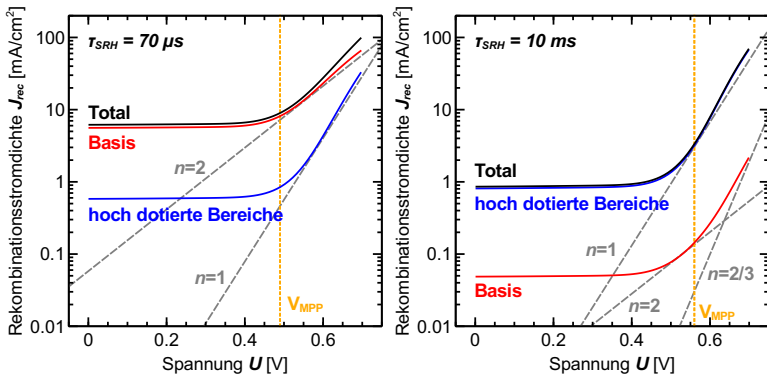


Abbildung 5.15: Simulierte Rekombinationsstromdichten in einzelnen Zellbereichen als Funktion der Klemmspannung. Bei $\tau_{SRH} = 70 \mu\text{s}$ dominiert die Basis die Gesamtrekombination (*links*) während bei $\tau_{SRH} = 10 \text{ms}$ die hochdotierten Bereiche dominant sind (*rechts*).

von $\tau_{\text{SRH}} = 70 \mu\text{s}$ und geringem FF sowie eine Zelle mit $\tau_{\text{SRH}} = 10 \text{ ms}$ und hohem FF . Der Verlauf der Rekombinationsströme der Basis weist in beiden Fällen die typische Steigung am MPP auf, die auf Rekombination in HLI schließen lässt. Dass sich die Idealitätsfaktoren und FF dennoch stark in beiden Strukturen unterscheiden liegt daran, dass im Falle einer hohen Lebensdauer die Basisrekombination nicht mehr die Rekombination in der Zelle dominiert, sondern das Rekombinationsverhalten des BSF entscheidend ist für die Gesamtrekombination. Da das BSF im Vergleich zur Basis sehr hoch dotiert ist befindet es sich unabhängig von Lebensdauer und Basisdotierung immer in Niedriginjektion. Im BSF ist die Oberflächenrekombination dominant, die wieder ein SRH-Rekombinationsverhalten in LLI zeigt. Für hohe Lebensdauern weist die Rekombinationsstromdichte in der Basis bei Spannungen oberhalb des MPP einen geringeren Idealitätsfaktor als $n = 2$ auf. In diesem Injektionsbereich ist nicht mehr die SRH-Rekombination in der Basis dominant, sondern die Augerrekombination. So dass sich das Rekombinationsverhalten für höhere Spannungen dem Idealitätsfaktor $n = 2/3$ nähert (vgl. Tabelle 5.3).

Zusammenfassend lassen sich die limitierenden Faktoren für den Füllfaktor für die untersuchte IBC-Zellstruktur in drei Bereiche der untersuchten Lebensdauer einteilen:

1. Kleine Lebensdauer: Limitierung des FF durch V_{oc} [29]
2. Mittlere Lebensdauer: Die Basis dominiert die Rekombination in der Zelle. Der Füllfaktor ist limitiert durch das Rekombinationsverhalten in der Basis ($n = 1$ in Niedriginjektion bis $n = 2$ in Hochinjektion).
3. Hohe Lebensdauer: Die Basis dominiert die Rekombination nicht mehr, trägt aber mit ihrem Rekombinationsverhalten noch zum Idealitätsfaktor der gesamten Zelle bei. Dominierend ist hier die Rekombination in den Hochdotierten Gebieten (wie BSF, Emitter oder FSF). Wenn die Oberfläche hier die Rekombination dominiert, trägt dieser Bereich mit einem Idealitätsfaktor $n = 1$

(SRH-Rekombination in Niedriginjektion) zur Gesamtrekombination bei.

Effizienz

In den Effizienzen in Abb. 5.16 spiegeln sich schließlich die Effekte auf die einzelnen Kennlinienparameter wieder. Mit hohen Lebensdauern werden bei hohem Basiswiderstand auch die höchsten Effizienzen erreicht. Für einen hohen FF ist ein geringer Basiswiderstand zu bevorzugen, für hohe J_{sc} ist hingegen ein hoher Basiswiderstand vorteilhaft. Die Serienwiderstandsverluste, die eine hochohmige Basis verursacht, sind in diesem Fall aber geringer als die J_{sc} -Verluste. Daher wird die Effizienz der untersuchten Zellstruktur bei hohen Lebensdauern bei allen untersuchten Basiswiderständen von J_{sc} limitiert. Bei geringeren Lebensdauern können mit geringerem Basiswiderstand zusätzlich höhere V_{oc} erreicht werden. Allerdings wird auch dieser Gewinn durch die J_{sc} -Verlust bei geringerer Basisdotierung kompensiert. Für die gewählte Zellstruktur ist daher auch bei geringeren Lebensdauern eine hochohmige Basis zu wählen.

5.4.3 Zusammenfassung

Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass der FF von IBC Solarzellen sehr stark von der Injektionsdichte in der Basis abhängt. Zum einen wird der FF dabei vom Serienwiderstand beeinflusst, der nicht nur von der Basisdotierung sondern wie gezeigt auch von der Injektionsdichte abhängt. Zum anderen kann das Rekombinationsverhalten der Basis in Abhängigkeit von der Injektionsdichte und Lebensdauer den FF limitieren. Eine geringe Basis-Lebensdauer in Kombination mit einer geringen Basisdotierung kann den FF der Zelle limitieren, da die dominante Rekombination der Basis dann in Hochinjektion stattfindet und den pseudo FF limitiert. Eine höhere Basisdotierung verringert zwar diesen Effekt, da zum einen die Rekombination in der Basis dann in Niedriginjektion stattfindet und zum anderen der Serienwiderstand verringert wird. Allerdings führt eine höhere Basisdotierung unter J_{sc} -

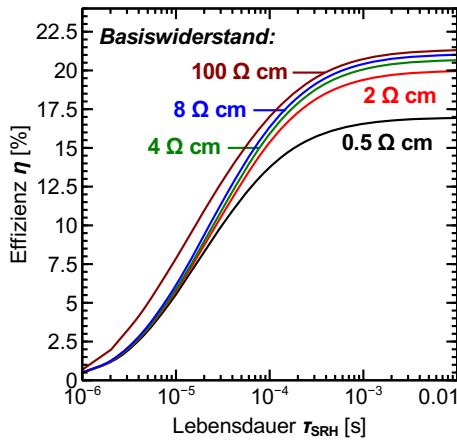


Abbildung 5.16: Simulierte Effizienz in Abhängigkeit von der Basislebensdauer für verschiedene Basiswiderstände

Bedingungen auch zu einer erhöhten Rekombination in Bereichen wie BSF und FSF, da die lokale Spannung in der Basis erhöht wird. Die zusätzlichen Verluste im FSF und BSF, die durch eine hohe Basisdotierung verursacht werden, kompensieren hier aber die Gewinne im FF durch einen geringeren Serienwiderstand, sodass eine schwach dotierte Basis dennoch zu bevorzugen ist. In Kapitel 4 wurde bereits aufgezeigt, dass die hier dominanten J_{sc} -Verluste durch FSF und BSF neben der Verwendung einer schwach dotierten Basis auch durch Anpassung des Zelldesigns oder Optimierung der Dotierprofile und Passivierung dieser Bereiche minimiert werden können. Im Folgenden werden daher das FSF und die Rückseitenstruktur der Zelle detaillierter untersucht.

5.5 Vorderseitenstruktur

Ein weiterer wichtiger Zell-Parameter für IBC Solarzellen ist die Vorderseite. Ein Großteil der Ladungsträger wird hier generiert. Daher hat sich als Passivierung das Front Surface Field etabliert. Das FSF in IBC

Solarzellen wurde bereits in [26, 27, 33] untersucht. Die Vorteile des FSF werden dort auf verschiedene Effekte zurückgeführt: (i) Oberflächenpassivierung durch Feldeffekt, (ii) Stabilität der Vorderseite gegen UV-Strahlung und (iii) Reduzierung des Serienwiderstandes durch zusätzliche Leitfähigkeit des FSF. In diesem Abschnitt sollen die Aspekte der Feldeffekt-Passivierung und Leitfähigkeit des FSF und deren Einfluss auf die Kennlinienparameter – insbesondere auf den Füllfaktor – näher untersucht werden. Außerdem wird das Rekombinationsverhalten im FSF untersucht und basierend auf diesem Verständnis eine alternative Passivierung durch Inversionsschichten, die mit Oberflächenladungen erzeugt werden, aufgezeigt. Auf diese Weise entfällt ein Prozessschritt, der zur Formierung der FSF Dotierung notwendig ist, da die benötigten Ladungen mit der Passivierschicht aufgebracht werden können.

Teile der Ergebnisse diese Abschnittes wurden in [70] veröffentlicht.

5.5.1 Simulationsmodell und Zellstruktur

Ein Querschnitt der für die Simulationen verwendete Geometrie ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Beide Zellstrukturen unterscheiden sich lediglich in der Vorderseiten-Struktur:

- (i) **mit FSF**: Zellen mit dotiertem FSF an der Vorderseite. Das FSF hat einen Schichtwiderstand $R_{\text{sheet}} = 147 \Omega/\text{sq}$.
- (ii) **ohne FSF**: Zellen ohne dotiertes FSF an der Vorderseite. Die verschiedenen Oberflächenpassivierungen SiN_x und Al_2O_3 werden durch die entsprechenden Ladungen Q_f und ORG S widergespiegelt.

Die ORG der Zelle mit FSF wird gemäß [6] gewählt. Die ORG für die Zelle ohne FSF wird so gewählt, dass die offene Klemmspannung in beiden Zellen gleich ist $V_{oc} = 690 \text{ mV}$. Das Phosphor dotierte BSF hat einen Schichtwiderstand $R_{\text{sheet}} = 25 \Omega/\text{sq}$ mit einem Sättigungsstrom $J_0 = 95 \text{ fA}/\text{cm}^2$. Die BSF Dotierung ist auf der Rückseite nur lokal im Form $400 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ großer Quadrate ausgebildet, um einen geringen Flächenanteil des BSF zu erreichen, sodass die Gesamtrekombination nicht vom BSF sondern FSF dominiert wird. Auf diese Weise lassen

sich die Auswirkungen des FSF in den Kennlinienparametern erkennen. Da die BSF Fläche in allen Simulationen gleich groß ist, verändert sich entsprechend der Flächenanteil des BSF, sofern der Fingerabstand der Zelle verändert wird. Der übrige Bereich der Rückseite ist mit dem Bor-dotieren Emitter bedeckt. Der Emitter hat einen Schichtwiderstand von $R_{sheet} = 126 \Omega/\text{sq}$ mit $J_0 = 22 \text{ fA}/\text{cm}^2$. Das Basismaterial besteht aus Phosphor dotiertem n -Typ Silizium mit einem Basiswiderstand von $8 \Omega \text{ cm}$, einer Lebensdauer von $\tau_{SRH} = 3 \text{ ms}$ und einer Dicke von $175 \mu\text{m}$. Die Basis- und Emitter-Kontakte werden durch rechteckige Bereiche mit einem Flächenanteil von 10 % der BSF Fläche mit einem spezifischen Kontaktwiderstand $\rho_{spez.} = 1 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ abgebildet.

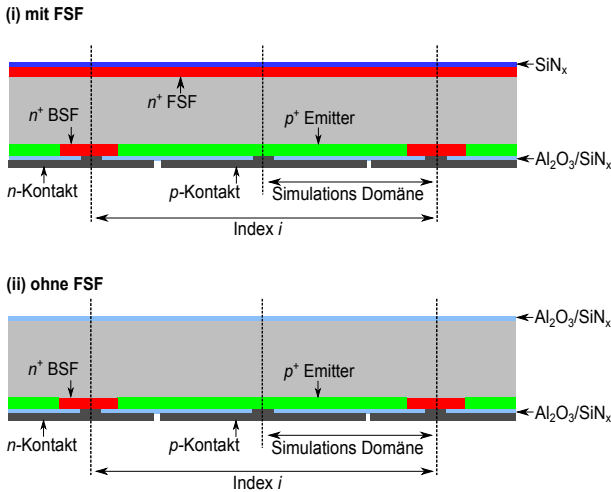


Abbildung 5.17: Querschnitt der Simulationsstruktur. In den 3-dimensionalen Simulationen bilden die BSF Bereiche Punkte, die vom Emitter umgeben sind. (i) mit FSF, (ii) ohne FSF.

5.5.2 Laterale Leitfähigkeit

Da in bisher veröffentlichten Untersuchungen die laterale Leitfähigkeit des FSF als Ursache für hohe FF genannt wird, soll der laterale Trans-

port in Zellen mit und ohne FSF hier untersucht werden. Dies geschieht durch Variation des Index, da somit der laterale Transportweg verändert wird. Hierzu werden die $I(V)$ -Kennlinien unter Standardtestbedingungen simuliert. Abbildung 5.18 (*links*) zeigt die Füllfaktoren in Abhängigkeit vom Fingerabstand für die Zellstruktur (i) mit FSF und (ii) ohne FSF, wobei keine Ladungen an der Oberfläche angenommen werden. Der Füllfaktor nimmt für beide Strukturen mit zunehmendem Index ab. Dies ist zu erwarten, da die längeren lateralen Transportwege bei größerem Fingerabstand zu einem erhöhten Serienwiderstand führen, der sich in einem reduzierten FF bemerkbar macht. In allen Fällen weist die Struktur mit FSF einen höheren FF auf. Für kleine Fingerabstände ist die Differenz zwischen der Zelle mit und ohne FSF $2,3\%_{\text{abs}}$. Für größere Fingerabstände erhöht sich diese Differenz noch weiter auf $5\%_{\text{abs}}$. Der FF Verlust ist bei Zellen ohne FSF demnach stärker als für Zellen mit FSF. Dieses Verhalten wird in [26] dem

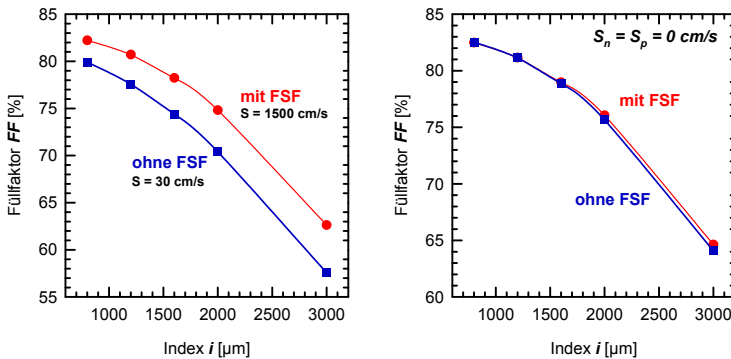


Abbildung 5.18: Simulierter Füllfaktor in Abhängigkeit vom Index i für die Zellen (i) mit FSF und (ii) ohne FSF. *Links*: Mit typischer SiN_x passivierter Oberfläche und ORG auf Basis der Oberflächendotierkonzentration des FSF gemäß [6] ($S = S_n = S_p$). Die ORG für die Zelle ohne FSF wurde so gewählt, dass beide Strukturen bei einem Fingerabstand von $1600 \mu\text{m}$ dasselbe V_{oc} aufweisen. *Rechts*: keine Oberflächenrekombination ($S = S_n = S_p = 0$).

höheren lateralen Serienwiderstand durch die fehlende zusätzliche Leit-

fähigkeit des FSF zugeschrieben. Um zu untersuchen, ob dies ein Effekt der unterschiedlichen Leitfähigkeiten an der Vorderseite oder eine Folge des Rekombinationsverhalten ist, wird zunächst die Oberflächenrekombination ausgeschaltet, indem die ORG auf $S = 0 \text{ cm/s}$ gesetzt wird. Auf diese Weise wird die Rekombination an der Vorderseite nahezu komplett deaktiviert, es bleibt lediglich die Augerrekombination durch die höhere Dotierung im FSF vorhanden (der Sättigungsstrom des FSF beträgt dann $J_0 = 7 \text{ fA/cm}^2$ für $S = 0 \text{ cm/s}$, das einer effektiven Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von $S_{\text{eff}} = 0,25 \text{ cm/s}$ bei $8 \Omega \text{ cm}$ Basisdotierung entspricht). Wie in Abb. 5.18 (*rechts*) dargestellt, gibt es nun fast keinen Unterschied mehr zwischen den Zellen mit und ohne FSF. Lediglich für Fingerabstände größer als 2 mm ist ein Unterschied in FF von $0,5\%_{\text{abs}}$ sichtbar. Dieser Unterschied ist auf die höhere Leitfähigkeit, die das FSF bereit stellt, zurückzuführen. Der wesentliche Anteil an der Reduzierung des FF in Zellen ohne FSF ist demnach nicht auf die geringere Leitfähigkeit, sondern auf das Rekombinationsverhalten an der Oberfläche zurückzuführen.

5.5.3 Rekombinationsverhalten an der Vorderseite

Die Oberflächenrekombination wird in den Simulationen durch den SRH Mechanismus beschrieben. Wie auch im Basismaterial liegt daher ein unterschiedliches Rekombinationsverhalten in Niedrig- und Hochinjektion vor. Der Hauptunterschied zwischen der Struktur mit FSF und ohne FSF ist das Injektionsniveau an der Vorderseite: Während die Oberfläche in der Struktur mit FSF über den gesamten betrachteten Injektions-/ Spannungsbereich in Niedriginjektion ist, befindet sich die Oberfläche in Zellen ohne FSF auf Grund der geringen Basisdotierung $N_{\text{dop}} = 5,76 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ab einer Klemmspannung von $U = 0,5 \text{ V}$ in Hochinjektion. Deutlich wird dies an den Rekombinationsstromdichten der beiden Zellstrukturen, wie in Abbildung 5.19 gezeigt wird. Hier sind die Rekombinationsstromdichten in jeder Zell-Region als Funktion der externen Spannung dargestellt für Zellen mit einem Fingerabstand von $1600 \mu\text{m}$. In beiden Strukturen dominiert die Rekombination an der Vorderseite die Gesamtrekombination der Zellen. Für Spannungen

am MPP zeigen die Rekombinationsstromdichten an den Vorderseiten in beiden Strukturen unterschiedliche Steigungen, die entstehen, da die Rekombination im Fall mit FSF in Niedriginjektion und im Fall ohne FSF in Hochinjektion stattfindet. Entsprechend weisen auch die $I(V)$ -Kennlinien der Zellen Idealitätsfaktoren von $n = 1,4$ mit FSF bzw. $n = 2$ ohne FSF auf. Der Idealitätsfaktor in der Zelle mit FSF ist nicht $n = 1$, da am MPP auch die Basisrekombination mit höherem n die Kennlinie beeinflusst.

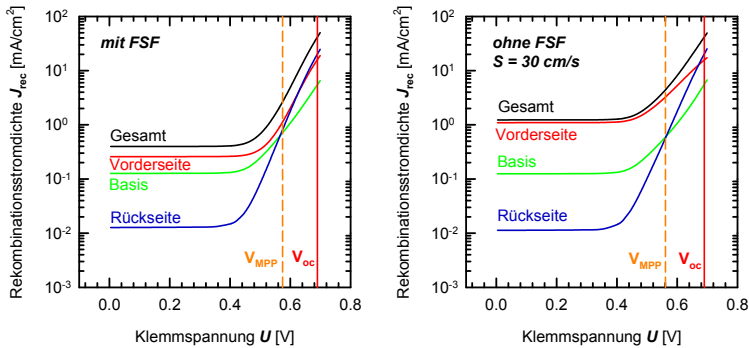


Abbildung 5.19: Simulierte Rekombinationsstromdichten in den einzelnen Zellbereichen als Funktion der Spannung von Zellen mit $i = 1600 \mu\text{m}$. Die Gesamtrekombination der Zellen ist in beiden Strukturen durch die Vorderseiten-Rekombination dominiert. *Links*: Die Vorderseiten-Rekombination findet für alle Spannungen $0 \leq U \leq V_{OC}$ in Niedriginjektion statt. *Rechts*: Ohne FSF findet die Rekombination für Spannungen $U \geq 0,5 \text{ V}$ in Hochinjektion statt.

5.5.4 Vorderseitenpassivierung durch Al_2O_3

Wie im letzten Abschnitt beschrieben, kann Rekombination in HLI an der Oberfläche den Füllfaktor signifikant reduzieren. Dies kann vermieden werden indem, die Oberfläche höher dotiert wird – wie beim FSF – oder auch durch Inversions- oder Akkumulations-Schichten, die durch Ladungen an der Oberfläche induziert werden. Aluminiumoxid ist für diesen Zweck besonders geeignet, da es Ladungsdichten von

$Q_f = -4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ausbildet [97]. Abbildung 5.20 zeigt die Inversions-Schicht, die durch Al_2O_3 an der Oberfläche eines $8 \Omega \text{ cm}$ n -Typ Silizium Wafers unter 1-Sonne Beleuchtung bei offener Klemmspannung induziert wird. Die Löcher-Konzentration an der Oberfläche ist größer als $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Die Ladungsdichte, die durch Al_2O_3 zur Verfügung gestellt wird ist demnach ausreichend, um über den gesamten Injektionsbereich einer Solarzelle unter 1-Sonne Beleuchtung an der Oberfläche Niedriginjektions-Bedingungen zu erzeugen.

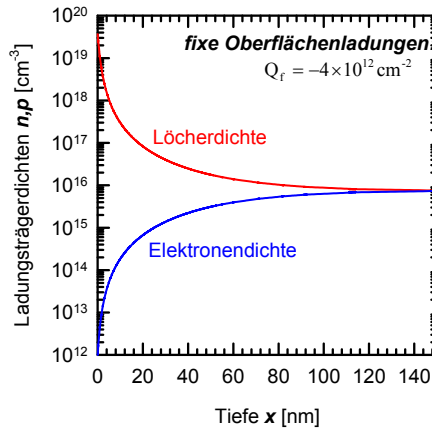


Abbildung 5.20: Ladungsträgerdichten als Funktion der Tiefe x in einer Solarzelle unter V_{oc} -Bedingungen bei 1-Sonne Beleuchtung. Die Ladungen wurden an der Oberfläche bei $x = 0 \text{ nm}$ angenommen.

In den Simulationen mit Ladungen an der Oberfläche wird eine ORG von $S = 1500 \text{ cm/s}$ angenommen. Dieser Wert ist höher als der in [98] experimentell ermittelte Wert von $S_{\text{eff}} = 250 \text{ cm/s}$ auf $1,5 \Omega \text{ cm}$ p -Typ Silizium mit planarer Oberflächen und ist somit eine obere Grenze. Mit diesen Annahmen ergibt sich für die Inversionsschicht ein $J_0 = 1 \text{ fA/cm}^2$, das vergleichbar zu den experimentellen Werten, die in [73] mit $J_0 = 2 \text{ fA/cm}^2$ für Al_2O_3 -Schichten auf $10 \Omega \text{ cm}$ und $100 \Omega \text{ cm}$ n -Typ Silizium erreicht wurden, ist. Abbildung 5.21 zeigt die Rekomb-

binationsstromdichten der Struktur ohne FSF jedoch mit Ladungen $Q_f = -4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ an der Vorderseite. Für die gewählten Parameter zeigt die Rekombinationsstromdichte an der Vorderseite einen ähnlichen Verlauf, wie die hoch-dotierten Bereiche Emitter und BSF. Sofern ausreichend Ladungen in der Passivier-Schicht zur Verfügung stehen, kann also die Rekombination an der Vorderseite mit einem Idealitätsfaktor $n = 1$ beschrieben werden, auch wenn die Basis in Hochinjektion ist. Daher unterscheidet sich die Steigung der Rekombinationsstromdichte der Vorderseiten von der der Basis, deren Steigung einem Idealitätsfaktor $n = 2$ gleicht. Für die gewählten Parameter in diesen Simulationen konnte somit der Idealitätsfaktor von $n = 2$, in der Struktur ohne FSF und ohne Ladungen, durch die Annahme von Ladungen auf der Oberfläche auf $n = 1,5$ reduziert werden. Des Weiteren ist die Rekombination der Vorderseite trotz der hohen angenommenen ORG $S = 1500 \text{ cm/s}$ nicht mehr die dominierende Rekombination in der Zelle, da die Inversionsschicht dazu führt, dass die Ladungsträgerkonzentration der Minoritäten an der Oberfläche stark reduziert wird. In diesem Fall wird die Rekombination der Zelle durch die Rückseite und die Basis bestimmt.

5.5.5 Sensitivität von FSF und Inversions-Schichten auf die Passivierqualität der Oberfläche

Im Folgenden soll nun noch die Sensitivität von den verschiedenen Vorderseitenstrukturen auf die chemische Passivierqualität – in den Simulationen durch variierende ORG S nachgestellt – untersucht werden. Hierzu werden vier verschiedene Strukturen betrachtet, die sich in der Dotierung bzw. der Ladung an der Oberfläche unterscheiden.

- (i) **mit FSF**: Zellen mit dotiertem FSF an der Vorderseite. Das FSF hat einen Schichtwiderstand $R_{\text{sheet}} = 147 \Omega/\text{sq}$ und eine Oberflächenkonzentration $N_{\text{surf}} = 3,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.
- (ii) **ohne FSF, unpassiviert**: Zellen ohne dotiertes FSF an der Vorderseite. Es sind keine Ladungen auf der Oberfläche vorhanden. Dies entspricht einer unbehandelten Oberfläche.

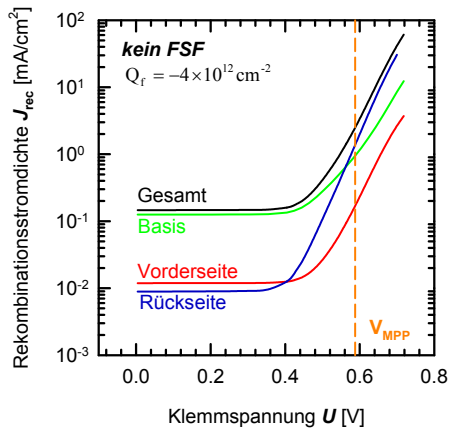


Abbildung 5.21: Rekombinationsstromdichten in verschiedenen Zellbereichen für die Struktur ohne FSF mit Ladungen an der Oberfläche. Die Vorderseite befindet sich nun in Niedrinjektion. Die Rekombination am MPP ist nicht mehr durch die Vorderseite sondern durch die Basis- und Emitter- bzw. BSF-Rekombination dominiert.

- (iii) **ohne FSF**, SiN_x : Zellen ohne dotiertes FSF an der Vorderseite. Die Ladung auf der Oberfläche beträgt $Q_f = 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und entspricht damit den Ladungen einer SiN_x -Schicht.
- (iv) **ohne FSF**, Al_2O_3 : Zellen ohne dotiertes FSF an der Vorderseite. Die Ladung auf der Oberfläche beträgt $Q_f = -4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ und entspricht damit den Ladungen einer Al_2O_3 -Schicht.

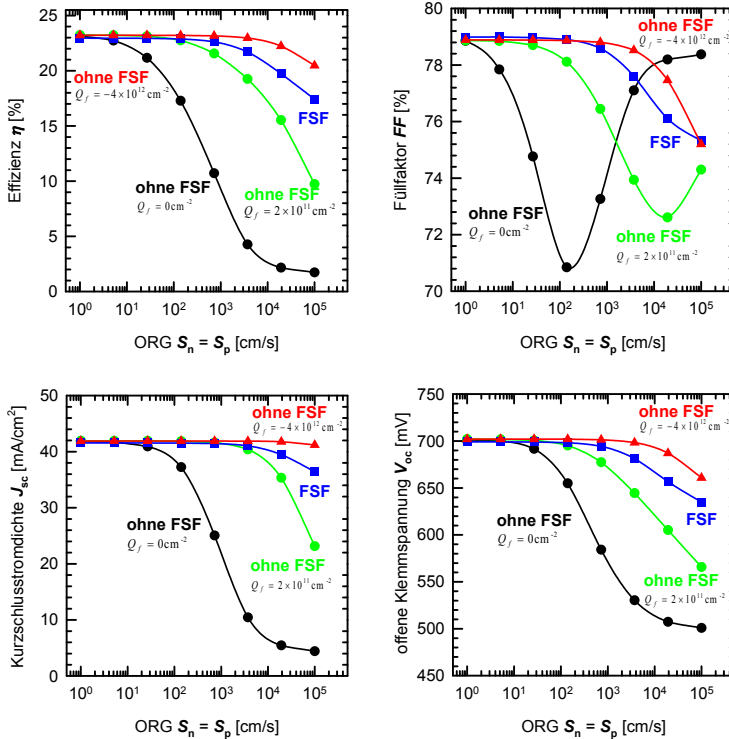


Abbildung 5.22: Simulierte Kennlinienparameter Effizienz, Füllfaktor, V_{oc} und J_{sc} der verschiedenen Oberflächenstrukturen in Abhängigkeit von der ORG $S = S_n = S_p$.

Abbildung 5.22 zeigt die resultierenden Kennlinienparameter als Funktion der ORG S für die vier Vorderseiten-Strukturen. Die Zellen ohne FSF mit Al_2O_3 zeigen für den untersuchten Bereich der ORG die höchsten Wirkungsgrade und in weiten Bereichen auch die höchsten Füllfaktoren. Zudem reduzieren sich auch bei hohen ORG der Wirkungsgrad und Füllfaktor nur gering. Dies ist eine Folge der Inversions-schicht, die sich in dieser Struktur ausbildet. Die hohen Löcher-Dichten an der Vorderseite führen zu einer stark verringerten Minoritätsladungsträgerkonzentration, sodass auch bei hohen Einfangquerschnitten der Defekte an der Oberfläche nur wenige Ladungsträger zur Rekombination zur Verfügung stehen. Der Füllfaktor für die Struktur ohne FSF und ohne Ladungen zeigt hingegen eine sehr starke Abhängigkeit von S . Diese Abhängigkeit ist eine Folge der Rekombination in unterschiedlichen Injektionsbedingungen, wie sie ähnlich in Abschnitt 5.4 an Hand verschiedener Basis-Lebensdauern untersucht wurde. Für kleine S -Werte ist der Füllfaktor hoch. In diesem Fall findet die Rekombination an der Oberfläche zwar in Hochinjektion statt, ist aber auf Grund der geringen ORG sehr klein, sodass die Zelle nicht von der Vorderseite dominiert wird. Mit steigenden S -Werten sinkt dann auch der FF weiter: Hier befindet sich die Vorderseite noch in Hochinjektion und durch die höhere ORG dominiert die Rekombination mit $n = 2$ an der Vorderseite die Gesamtrekombination. Bei S -Werten $S > 1 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$ ist die Oberflächenrekombination so hoch, dass sich die Vorderseite und Basis nicht mehr in Hochinjektion befinden. In diesem Fall findet die dominierende Rekombination an der Oberfläche in Niedriginjektion statt. Dies geschieht mit einem Idealitätsfaktor von $n = 1$, und zeigt sich direkt in einem höheren Füllfaktor. Durch die starke Rekombination an der Vorderseite wird in diesem Fall allerdings J_{sc} so stark beeinträchtigt, dass keine ausreichenden hohen Effizienzen mehr erreicht werden können. Die starke Sensitivität der Oberfläche ohne Ladungen auf die ORG weist auch auf ein mögliches Problem hin, das bei der reinen Passivierung durch Ladung entstehen kann: Sobald die Ladungstragende Schicht an der Oberfläche beschädigt wird, sodass lokal keine Ladungen mehr vorhanden sind, ist mit einem starken Effizienzverlust zu rechnen. Im Falle

des FSF ist eine Beschädigung der Passivierschicht nicht in dem Maße problematisch, da die Feldeffekt-Passivierung durch die Dotierung des FSF immer noch gewährleistet bleibt.

5.5.6 Quanteneffizienz

Nachdem gezeigt wurde, dass mit einer Inversions-Schicht an der Vorderseite FF auf dem Niveau von Zellen mit FSF erreicht werden können, soll nun das Rekombinationsverhalten auch unter J_{sc} -Bedingungen untersucht werden. In Kapitel 4 wurde gezeigt, dass J_{sc} -Verluste des FSF stark von der lokalen Spannung abhängen. Zusätzlich gibt es auch im FSF Beleuchtungsintensitäts-abhängige Verluste, wie sie in Kapitel 3 am Beispiel von Vorderseiten-Emittern untersucht wurden. Durch das sehr flache Ladungsträgerprofil werden solche Verluste in der Inversionsschicht minimiert und führen im Vergleich zum FSF entsprechend Abschnitt 5.5.4 zu leicht erhöhten J_{sc} . Zusätzlich kann die exzellente Oberflächenpassivierung aber auch zu internen Quanteneffizienzen größer als eins im UV-Bereich führen, wie hier experimentell nachgewiesen wird.

Zellstruktur und experimentelle Parameter

Für diese Untersuchungen werden IBC-Solarzellen auf $156\text{ mm} \times 156\text{ mm}$ großen n -Typ CZ-Silizium Wafern mit einer Basistodierung von $6\ \Omega/\text{sq}$ - $8\ \Omega/\text{sq}$ hergestellt. Der Emitter wird durch ganz-flächige Implantation von Bor mit einer Dosis von $1 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-2}$ dotiert. Das BSF wird lokal mittels einer Schattenmaske im Strahlengang des Implanters mit einer Dosis von $3 \cdot 10^5\text{ cm}^{-2}$ Phosphoratomen durch Überkompensation des Emitters ausgebildet. Der BSF Durchmesser beträgt $400\ \mu\text{m}$, das einem Flächenanteil von 15 % entspricht. Der Fingerabstand der BSF- bzw. Emitter-Kontakte beträgt $900\ \mu\text{m}$. Die untersuchten Zellen unterscheiden sich nur in der Art der Vorderseitenbehandlung:

- (i) **mit FSF**: In Zellen mit FSF wird mit einer Dosis von $1 \cdot 10^{14}\text{ cm}^{-2}$ und Energie von 10 keV auf der Vorderseite Phosphor implantiert. Die Passivier-Schicht und das ARC bestehen aus einem Schicht-

stapel aus 20 nm SiN_x mit einem Brechungsindex $n = 2.4$ als Passivierschicht sowie aus 90 nm SiN_x mit $n = 1.9$ als ARC.

- (ii) **ohne FSF**, Al_2O_3 : Zellen ohne FSF werden lediglich mit Al_2O_3 passiviert. Die Passivier-Schicht und das ARC bestehen aus einem Sichtstapel aus 28 nm Al_2O_3 als Passivierschicht sowie aus 67 nm SiN_x mit $n = 1.9$ als ARC.

Von beiden Zellstrukturen werden die spektrale externe Quanteneffizienz und die Reflexionseigenschaften mit dem *LOANA*- und *IQE SCAN*-Messsystem von *pv-tools GmbH* gemessen. Aus beiden Messgrößen wird dann die interne Quanteneffizienz berechnet.

Externe und interne Quanteneffizienz

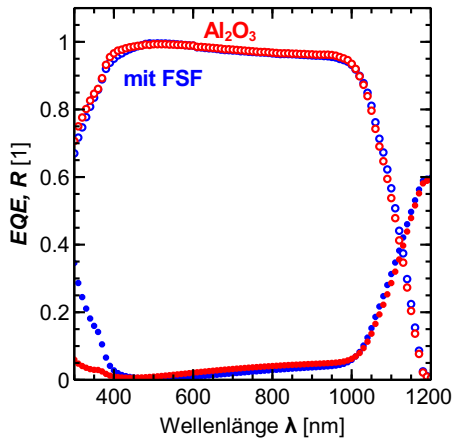


Abbildung 5.23: Experimentell bestimmte externe Quanteneffizienz (offene Symbole) und Reflexion (ausgefüllte Symbole) als Funktion der Wellenlänge von IBC-Zellen mit FSF und ohne FSF (Al_2O_3).

Die Quanteneffizienz gibt das Verhältnis von Anzahl der Ladungsträger, die aus der Solarzelle extrahiert werden, zur Anzahl von einstrahlenden Photonen für jede Wellenlänge an. Bei Solarzellen wird zwi-

schen der externen (EQE) und internen (IQE) Quanteneffizienz unterschieden:

- (i) **EQE**: Verhältnis der Anzahl der aus der Solarzelle extrahierten Ladungsträger zu der Anzahl der *eingestrahnten* Photonen
- (ii) **IQE**: Verhältnis der Anzahl der aus der Solarzelle extrahierten Ladungsträger zu der Anzahl der im *Silizium absorbierten* Photonen

Die EQE ist daher sowohl durch die Rekombinationseigenschaften in der Zelle als auch durch die ihre optischen Eigenschaften beeinflusst, während die IQE nur die Rekombinationseigenschaften widerspiegelt. Da allerdings auch Photonen in der Antireflexionsschicht absorbiert werden können, kann es für die Auswertung der IQE notwendig sein, diese um die Absorption von Photonen, die nicht im Silizium stattfindet zu korrigieren. Sofern Absorption im ARC nicht zu vernachlässigen ist, wird sie durch optische Modelle bestimmt und die IQE um diese Absorption korrigiert. Abbildung 5.23 zeigt die spektrale externe Quanteneffizienz und Reflexion jeweils einer Zelle mit FSF und einer Zelle ohne FSF und mit Al_2O_3 -Schicht. Die externen Quanteneffizienzen zeigen für beide Strukturen einen ähnlichen Verlauf. Im kurzwelligen Bereich ($\lambda < 500\text{ nm}$) wird das Licht mit diesen Wellenlängen nahe der Vorderseite absorbiert, sodass der Einfluss der Vorderseiten-Struktur besonders in diesem Wellenlängenbereich deutlich wird. Hier zeigt sich eine leicht höhere externe Quanteneffizienz der Zelle ohne FSF im Vergleich zu der mit FSF. Die Reflexion beider Zellen unterscheidet sich in diesem Bereich allerdings sehr stark. Die Zelle mit FSF zeigt hier eine mehrfach höhere Reflexion im Vergleich zur Zelle ohne FSF. Dies lässt sich mit den unterschiedlichen Schichtstapeln auf der Vorderseite beider Zellen erklären: Je höher der Brechungsindex n einer SiN_x -Schicht ist, desto höher wird auch der Extinktionskoeffizient k [65]. Die SiN_x -Schicht mit einem Brechungsindex $n = 2.4$ besitzt eine hohe Absorption im UV-Bereich während die Al_2O_3 -Schicht in der Zelle ohne FSF nahezu transparent ist. Um aussagekräftige interne Quanteneffizienzen berechnen zu können, muss die Absorption in dieser Passivierschicht berücksichtigt werden. Die Absorption kann berechnet werden,

sofern die wellenlängenabhängigen Brechungs- und Absorptionsindizes der vorhandenen dielektrischen Schichten bekannt sind. Durch einen Fit der modellierten Reflexion an die Messdaten mit den gegebenen Brechungsindizes und der Schichtdicke als Fit-Parameter lässt sich dann die Absorption in den dielektrischen Schichten von denen im Silizium trennen. Die Berechnungen werden gemäß [61] durchgeführt, die Datensätze für n - und k -Werte von SiN_x stammen aus Ellipsometrie Messungen von Andreas Wolf und Birgit Beier und für Al_2O_3 von Florian Werner, jeweils gemessen am ISFH.

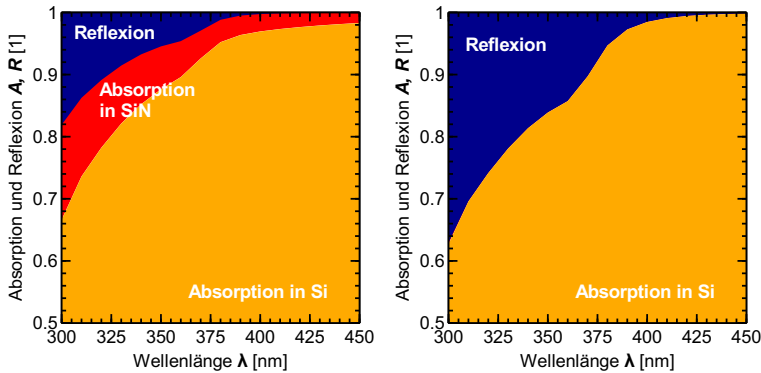


Abbildung 5.24: Modellierte Reflexion und Absorption im Silizium und in der SiN_x -Schicht für Zellen mit FSF (links) und Zellen ohne FSF (rechts).

Abbildung 5.24 zeigt, wie groß der Anteil der Photonen ist, die im Silizium absorbiert werden bzw. durch Reflexion oder Absorption im ARC verloren gehen. Für die Zelle ohne FSF wurden folgende Parameter für das Schichtsystem verwendet: Al_2O_3 -Schicht mit 28 nm (entspricht 240 Atomlagen) und SiN_x -Schicht mit $n = 1.9$ und einer Dicke von 35 nm (entspricht 60,6 nm Depositionsdicke). Für die Zelle mit FSF wurden folgende Parameter für das Schichtsystem verwendet: SiN_x -Schicht mit $n = 2.4$ und einer Dicke 10 nm (entspricht 17,3 nm Depositionsdicke) und SiN_x -Schicht mit $n = 1.9$ und einer Dicke von 47 nm (entspricht 81,4 nm Depositionsdicke). Während für das ARC in

der Zelle ohne FSF gemäß den Berechnungen eine Absorption im ARC zu vernachlässigen ist, muss diese für die Zelle mit FSF berücksichtigt werden, da hier ein großer Teil des Lichts im UV-Bereich im SiN_x absorbiert wird. Um die elektronischen Eigenschaften der Zell-Vorderseite mit der IQE zu quantifizieren, werden nur die Photonen, die im Silizium absorbiert werden für die Berechnung der IQE verwendet. Die Berechnung erfolgt gemäß

$$IQE = EQE / (1 - R - A_{\text{ARC}}). \quad (5.1)$$

Abbildung 5.25 zeigt die resultierenden internen Quanteneffizienzen ohne die Korrektur der Absorption im ARC (links) und mit Korrektur (rechts). Auffallend an den gemessenen Werten sind die Quanteneffizienzen im UV-Bereich, die für Zellen ohne FSF größer als eins sind.

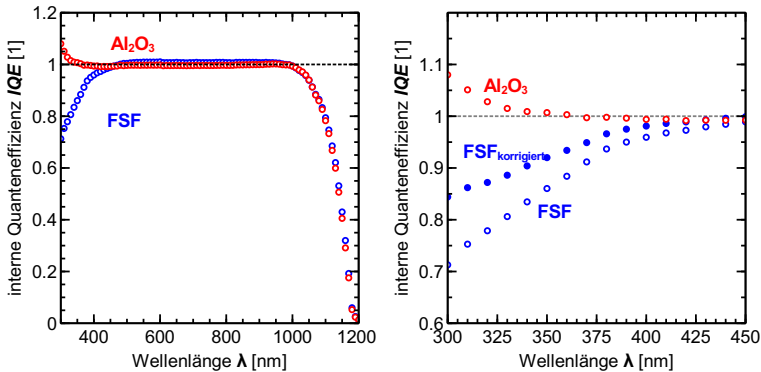


Abbildung 5.25: Experimentell bestimmte interne Quanteneffizienz als Funktion der Wellenlänge von IBC-Zellen mit FSF und ohne FSF (Al_2O_3). *Links*: Ohne Korrektur der Absorption in den dielektrischen Schichten auf der Vorderseite. *Rechts*: Mit Korrektur der Absorption im SiN_x bei Zelle mit FSF. Für Zellen ohne FSF ist auf Grund der fehlenden absorbierenden SiN_x -Schicht mit $n = 2.4$ keine Korrektur notwendig.

Ist die interne Quanteneffizienz größer als 1, bedeutet dies, dass ein absorbiertes Photon mehr als ein Elektron-/ Loch-Paar im Silizium ge-

nerieren kann. Dieser Effekt wurde bereits von Kolodinski für Zellen mit optimierten Vorderseiten-Emitter eingehend untersucht [52, 51]. Dort wird die Generation eines zweiten Elektron-/ Loch-Paares durch ein Photon mittels Stoßionisation erklärt. Die überschüssige Energie, die verbleibt, wenn ein Photon mit ein Elektron-/Loch-Paar erzeugt, wird dann nicht an das Kristallgitter abgegeben, sondern kann unter bestimmten Voraussetzungen ein weiteres Ladungsträgerpaar generieren. Dieser Prozess ist dann wahrscheinlich, wenn der erste Anregungsprozess an einem direkten Bandübergang stattfindet. Der erste direkte Bandübergang von Silizium befindet sich bei 3,4 eV, das einer mindestens notwendigen Wellenlänge des Photons von 365 nm entspricht. Die überschüssige potentielle Energie des erzeugten Ladungsträgers kann dann unter Einbeziehung eines Phonons ein weiteres Elektron/Loch-Paar erzeugen. Die gemessenen internen Quanteneffizienzen weisen auch nur Werte > 1 für Wellenlängen kleiner als 365 nm, also der Grenze des ersten direkten Bandüberganges, auf. Da Licht mit solchen kleinen Wellenlängen sehr nah an der Oberfläche absorbiert wird und hier Ladungsträger erzeugt, ist eine exzellente Oberflächenpassivierung erforderlich, um Quanteneffizienzen größer 1 messen zu können. Bei unzureichender Passivierung würden diese Ladungsträger an der Vorderseite wieder rekombinieren, sodass sie in der EQE-Messung nicht als Strom aus der Zelle extrahiert werden können. Die Passivierung durch die hohen Ladungsdichten im Al_2O_3 ermöglicht in diesem Experiment die Messung von Quanteneffizienzen größer als 1, während Zellen mit FSF im UV-Bereich nur IQE nahe 1 zeigen. Im durchgeführten Experiment konnten allerdings keine höheren J_{sc} in Zellen ohne FSF erreicht werden, die der höheren IQE im UV-Bereich zugeschrieben werden könnten, da die IQE der Zelle ohne FSF im übrigen Wellenlängenbereich kleiner als bei der Zelle mit FSF ist.

5.5.7 Zusammenfassung

Durch numerische Simulationen der $I(V)$ -Kennlinien und Rekombinationsstromdichten von IBC Solarzellen wurden verschiedene Vorderseiten-Strukturen untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass der Füllfaktor im

Wesentlichen durch das Injektionsniveau an der Oberfläche beeinflusst wird: Das FSF sorgt dafür, dass die Oberfläche in Niedriginjektion ist, sodass die Rekombination mit einem Idealitätsfaktor $n = 1$ stattfindet und höhere Füllfaktoren erreicht werden können. Dies kann jedoch auch durch hohe Ladungsdichten an der Oberfläche erreicht werden, wie sie in Al_2O_3 -Schichten vorkommen. Die entstehenden Inversions- bzw. Akkumulations-Schichten führen zu Niedriginjektion an der Oberfläche. Eine durch Al_2O_3 induzierte Inversionsschicht führt außerdem zu höheren Effizienzen von IBC-Solarzellen im Vergleich zu Zellen mit FSF, da eine geringere Augerrekombination in der Inversionsschicht im Vergleich zum dotierten FSF stattfindet. Die sehr gute Passivierung der Vorderseite mit Al_2O_3 führt außerdem dazu, dass auch Ladungsträger, die von Photonen im UV-Bereich generiert werden, aus der Zelle extrahiert werden können. Dies konnte an Hand experimentell bestimmter Quanteneffizienzmessungen gezeigt werden, die bei Zellen mit Al_2O_3 -Vorderseite eine interne Quanteneffizienz > 1 bei Wellenlängen kleiner als 365 nm zeigen.

5.6 Rückseiten-Struktur

Nachdem in Abschnitt 5.5 gezeigt wurde, dass die Al_2O_3 -Passivierung auf der Zell-Vorderseite eine Alternative zum FSF darstellt, soll nun untersucht werden, ob Al_2O_3 auch für eine ganz-flächige Rückseitenpassivierung von IBC-Solarzellen verwendet werden kann. Insbesondere für Bor-dotierte Oberflächen lassen sich mit Al_2O_3 -Passivierung im Vergleich zu thermischen Oxiden oder SiN_x -Schichten [4, 48, 8] sehr geringe J_0 -Werte erreichen [10]. Wie in Abschnitt 5.3 gezeigt, bietet Al_2O_3 auf hochdotierte n-Typ Oberflächen hingegen nur eine unzureichende Passivierung. Um eine selektive Passivierung der Rückseite, bei der BSF und Emitter getrennt mit unterschiedlichen Methoden passiviert werden, zu vermeiden, sind besondere Anforderungen an die Rückseiten-Struktur gestellt. Diese werden im Folgenden untersucht.

5.6.1 Back-Surface-Field

Aus Kapitel 4 ist bekannt, dass Basisbereiche, insbesondere wenn diese ungenügend passiviert sind, neben einem reduzierten V_{oc} auch zu J_{sc} -Verlusten führen können. Bei einer ganz-flächigen Passivierung der Rückseite mit Al_2O_3 führt dies entsprechend zu hohen Verlusten im BSF Bereich, da gemäß der Untersuchungen in Abschnitt 5.3 die chemische Passivierung auf hoch-dotierten n -Typ Oberflächen gering ist. Daher muss bei einer ganz-flächigen Passivierung der Rückseite mit Al_2O_3 das Zelldesign entsprechend angepasst werden um die Rekombination im BSF möglichst gering zu halten. Dies kann zum einen durch Verringerung des BSF-Flächenanteils und zum anderen durch Optimierung des Dotierprofils des BSF erreicht werden. Hierzu werden im Folgenden Simulationen durchgeführt, in denen die Dosis der Implantierten Phosphoratome im BSF Bereich und der BSF Flächenanteil variiert werden. Es werden dabei zwei unterschiedliche BSF Strukturen, wie in Abb. 5.26 gezeigt, untersucht:

1. **Punkt-BSF**: Diese Struktur ermöglicht sehr kleine BSF Flächenanteile. Die Herstellung kann auch bei kleinen BSF Durchmessern durch maskierte Implantation geschehen. Ein Nachteil dieser Struktur ist, dass auch die BSF Kontakt-Finger teilweise über den Emitter-Gebieten verlaufen, sodass hier eine ausreichende Isolation durch z.B. eine dielektrische Schicht gewährleistet sein muss.
2. **Linien-BSF**: Bei einem BSF Flächenanteil von 50 % entspricht die Rückseitenstruktur in den durchgeführten Simulationen einer linienförmigen Struktur. Ein Vorteil dieser Struktur ist, dass die Kontaktfinger jeweils nur über den entsprechend dotierten Bereichen der Rückseite verlaufen. Da die Breite des BSF der der Finger entspricht, sollte das BSF hier nicht viel schmaler als der Emitter gewählt werden, da sonst die verringerte Leitfähigkeit der BSF Finger zu Serienwiderstandsverlusten führt.

Die simulierten $I(V)$ -Kennlinienparameter sind in Abb. 5.27 dargestellt. Je geringer der BSF Flächenanteil und je höher die BSF Dosis

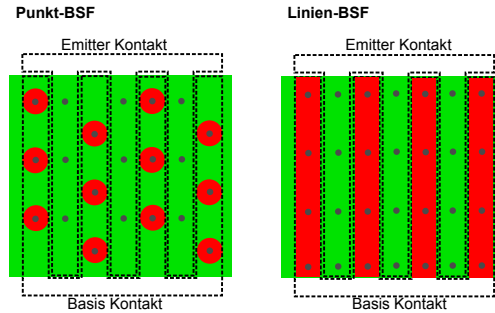


Abbildung 5.26: Schematische Darstellung einer Rückseiten-Struktur mit Punkt-BSF (*links*) und Linien-BSF (*rechts*). Der Emitter ist grün, das BSF rot und die Kontaktöffnungen sind grau gekennzeichnet. Die ineinandergreifende Fingerstruktur der Rückseitenmetallisierung mit den jeweiligen Busbars (oben und unten) ist gestrichelt eingezeichnet.

ist, desto höher ist V_{oc} . Die tieferen Dotierprofile und höheren Oberflächenkonzentrationen bei höheren Dosen schirmen die Oberflächen ab, sodass Minoritätsladungsträger nicht an die Oberfläche gelangen um dort zu rekombinieren. Dies wurde auch in Abb. 5.5 auf Basis experimenteller Ergebnisse gezeigt: Bei nicht passivierten Oberflächen können durch höhere Phosphor Dosen geringere J_0 erreicht werden. Hier sei noch darauf hingewiesen, dass dies nur für den Fall einer unzureichenden Passivierung zutrifft. Würde die Phosphor-Oberfläche z.B. mit SiN_x passiviert werden, so würde V_{oc} mit steigender Dosis sinken (vgl. Abb. 5.5).

Der Kurzschlussstrom zeigt eine ähnliche Abhängigkeit von der BSF Dosis und dem Flächenanteil wie V_{oc} . Je kleiner der BSF Flächenanteil ist, desto größer wird J_{sc} . Dies liegt in erster Linie nicht am einhergehenden größeren Emitter Flächenanteil, sondern an der verringerten Senke, die das BSF nun für die Minoritätsladungsträger bildet. Dadurch ist es wahrscheinlicher, dass auch Ladungsträger, die sich nahe dem BSF Bereich befinden, zum Emitter diffundieren, sodass J_{sc} erhöht wird, wie in Kapitel 4 gezeigt wurde. Dies wird insbesondere an der Dosis-Variation der Zelle mit 50 % BSF-Flächenanteil deutlich: Durch

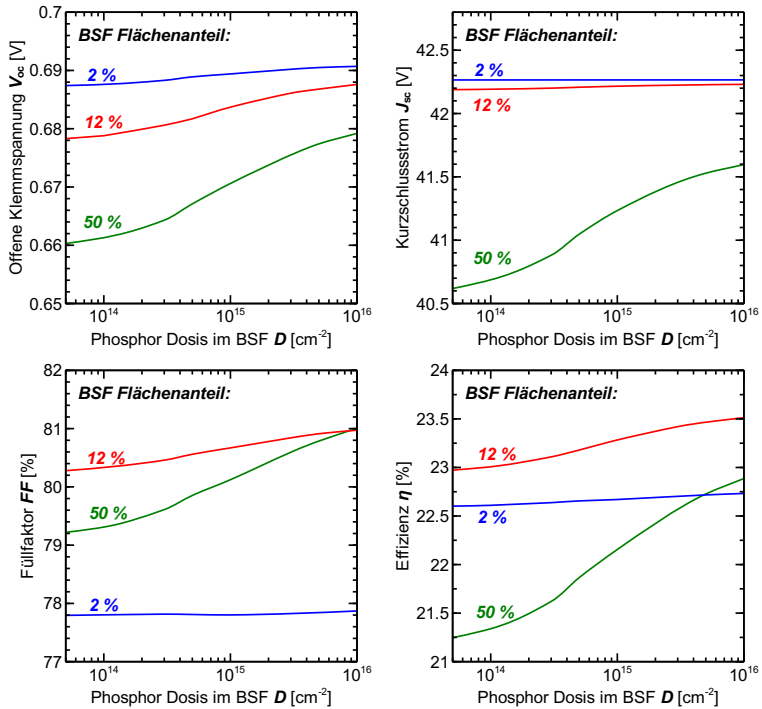


Abbildung 5.27: Simulierte $I(V)$ -Kennlinienparameter in Abhängigkeit von der Phosphordosis des BSF für verschiedenen BSF Flächenanteile.

Optimierung des BSF Dotierprofils können auch hier die J_{sc} -Verluste um 1 mA/cm^2 verringert werden.

Um hohe J_{sc} und V_{oc} zu erreichen sind demnach möglichst geringe BSF Flächenanteil und hohe Phosphordosen im BSF zu bevorzugen. Dass diese Wahl der Parameter aber nicht zu einer optimalen Effizienz führt, soll nun an Hand des Füllfaktors gezeigt werden. Insbesondere beim kleinsten untersuchten Flächenanteil von 2%, der gleichzeitig dem Metallisierungsgrad des BSF entspricht, sind besonders niedrige FF zu beobachten. Auf Grund des geringen BSF Flächenanteils wird entsprechend der Transport von Majoritäten sowohl in der Basis als auch im BSF limitiert. Dies führt in der $I(V)$ -Kennlinie zu einem Anstieg des Serienwiderstandes, der dann den FF limitiert. Mit einer Erhöhung der Phosphor Dosis im BSF kann diesem Problem entgegen gewirkt werden. Auch eine Vergrößerung des BSF Flächenanteils auf $> 5\%$ führt zu einem geringeren Serienwiderstand und höheren FF , da Elektronen dann nur zu einem verringerten Anteil durch die hochohmige Basis transportiert werden müssen. Bei einem BSF Flächenanteil von 50% hingegen nimmt der FF wieder ab. In diesem Fall ist nicht mehr der Transport der Elektronen limitiert, sondern der der Löcher, da gleichzeitig mit steigendem BSF Flächenanteil der Emitter Flächenanteil sinkt. Da die Zelle am Maximum Power Point bereits in Hochinjektion ist, liegen beide Ladungsträgerarten in ähnlichen Konzentrationen vor, sodass eine Unterscheidung zwischen Majoritäten und Minoritäten hier nicht möglich ist. Entsprechend kann sich in diesem Fall auch eine Transportlimitierung der Löcher, die i.d.R. zu J_{sc} -Verlusten führt, hier als Serienwiderstand in der $I(V)$ -Kennlinie bemerkbar machen. Aus den durchgeführten Simulationen hat sich ein ganz-flächiger Bor Emitter mit Dosis $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, in den punkt-förmige BSF Gebiete mit Dosen von $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ - $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ und einem Flächenanteil von 10%-20% eingebettet sind, als optimale Rückseitenstruktur ergeben.

5.6.2 pn -Übergang an der Rückseiten-Oberfläche

Einen weiteren kritischen Bereich auf der Rückseite von IBC Solarzellen bilden die pn -Übergänge zwischen den Hochdotierten BSF- und

Emitter-Gebieten, die an die Oberfläche grenzen. Experimentell hergestellte Zellen mit ganz-flächiger Al_2O_3 -Passivierung auf der Rückseite wiesen in den durchgeführten Untersuchungen geringere pFF im Vergleich zu SiO_2 passivierten Rückseiten auf. Da, wie bereits in 5.3 gezeigt, die Passivierwirkung von Al_2O_3 auf n^+ -Oberflächen sehr gering im Vergleich zur Passivierung mit SiO_2 oder SiN_x ist, liegt die Vermutung nahe, dass die Ursache für den geringen pFF mit dem BSF zusammenhängt. Zur weiteren Eingrenzung der Ursache werden $I(V_{\text{impl}})$ -Kennlinie über PCD-Messung von Referenz-Proben, die nur Emitter bzw. BSF-Dotierungen beinhalten und nicht kontaktierter Zellstrukturen angefertigt. $I(V_{\text{impl}})$ -Kennlinien aus PCD-Messungen bieten dabei die Möglichkeit auch Kennlinien von nicht-kontaktierten Strukturen zu bestimmen [17]. Diese sind außerdem nicht von Serienwiderständen, die durch die Kontaktierung hervorgerufen werden können, beeinflusst und bieten somit die Möglichkeit das Rekombinationsverhalten der Struktur zu charakterisieren. In Abb. 5.28 sind $I(V_{\text{impl}})$ -Kennlinien von Referenz-Proben, die nur den Emitter bzw. nur das BSF beinhalten und Messungen der gesamten Zellstruktur (ohne Kontakte) dargestellt. Während die Kennlinien der Proben mit Emitter bzw. BSF ein Rekombinationsverhalten zeigen, das mit einem Idealitätsfaktor $n = 1$ beschrieben werden kann, zeigt die Zellstruktur im Bereich $V_{\text{impl.}} < 650 \text{ mV}$ ein Rekombinationsverhalten mit $n = 2$. Erst bei Spannungen $V_{\text{impl.}} > 650 \text{ mV}$ ist das Rekombinationsverhalten der Zellstruktur ähnlich dem der Referenz-Proben. Der Wesentliche Unterschied zwischen den Referenz-Proben und der Zellstruktur ist, dass in der Zellstruktur pn -Übergänge zwischen den hochdotierten Emitter und BSF Bereichen vorliegen. Da Messungen von Zellstrukturen mit SiO_2 -Passivierung der Rückseite keine derartigen Effekte aufweisen, deutet dies darauf hin, dass die Ursache für diesen Effekt im Rekombinationsverhalten am pn -Übergang an der Rückseitenoberfläche liegt, deren n^+ -Bereich durch Al_2O_3 ungenügend passiviert ist. Es wurde bereits in einigen Untersuchungen gezeigt, dass pn -Übergänge, die an Oberflächen angrenzen, besondere Verläufe in $I(V)$ -Kennlinien hervorrufen können, die die Effizienz der Zelle beeinträchtigen[3, 55, 63]. Da in der Raum-

ladungszone die Elektron- und Lochkonzentration in ähnlicher Höhe vorliegen, ist die Rekombinationsrate über den SRH-Mechanismus in diesem Bereich maximal. Grenzt diese Raumladungszone an eine defektreiche Oberfläche, rekombinieren in diesem Bereich entsprechend viele Ladungsträger, da die Rekombination nicht mehr durch eine Ladungsträgerspezies limitiert wird. Da Elektronen und Löcher im gleichen Maße vorhanden sind, liegt ein ähnliches Rekombinationsverhalten wie in Hochinjektion vor. Wie bereits in Abschnitt 5.4 erläutert führt dies zu einem Rekombinationsverhalten, das mit dem Idealitätsfaktor $n = 2$ charakterisiert werden kann, wie in Abb. 5.29 exemplarisch an Simulationen der Dunkelkennlinien gezeigt werden soll. Hierbei wird lediglich die ORG S im Bereich des pn -Übergangs zwischen BSF und Emitter variiert, um den Einfluss auf die Kennlinie zu untersuchen.

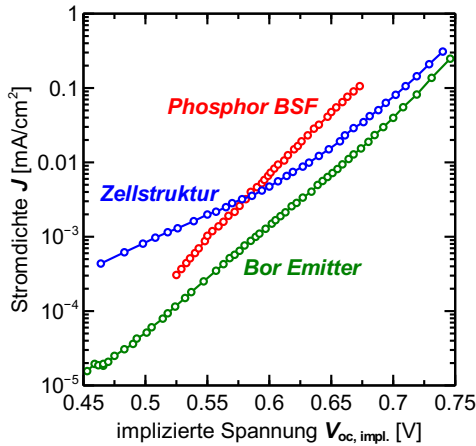


Abbildung 5.28: $I(V_{impl.})$ -Kennlinien aus PCD-Messungen von Proben, die nur den Emitter bzw. nur das BSF enthalten und von der Zellstruktur, die sowohl BSF als auch Emitter enthält. Während das Rekombinationsverhalten bei den Referenzproben einem Idealitätsfaktor $n = 1$ entspricht, weist die Kennlinie der Zellstruktur im Bereich $V < 650$ mV ein Rekombinationsverhalten mit höherem Idealitätsfaktor auf.

Findet im pn -Übergang an der Oberfläche keine Rekombination statt

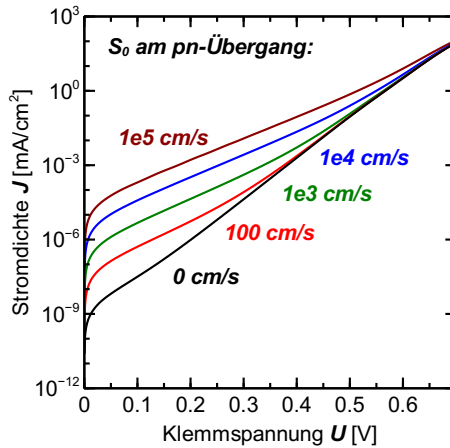


Abbildung 5.29: Simulierte $I(V)$ -Dunkelkennlinien einer IBC Solarzelle mit verschiedenen S_0 an der Oberfläche im Bereich des pn -Übergangs.

($S_0 = 0$ cm/s) wird die Kennlinie nur durch die hoch-dotierten Bereiche an den Oberflächen, in denen SRH-Rekombination in Niedriginjektion stattfindet, dominiert. Entsprechend weist die Kennlinie in Abb. 5.29 auch bei geringen Spannungen eine Steigung entsprechend $n = 1$ auf. Kennlinien mit $S_0 > 0$ cm/s weisen bei geringen Spannungen einen Bereich mit Steigungen gemäß $n = 2$ auf, der durch die Rekombination in der Raumladungszone hervorgerufen wird. Je größer S_0 , desto höher wird auch die Spannung, bei der die Kennlinie von der Rekombination in der Raumladungszone dominiert wird. Bei $S_0 = 1 \cdot 10^5$ cm/s, wie es für hochdotierte Al_2O_3 -passivierte n -Typ Oberflächen angenommen wird, ist die Kennlinie bereits über den gesamten Spannungsbereich beeinflusst. Wird eine Kennlinie auch am Maximum Power Point von Rekombination mit Idealität $n = 2$ dominiert, so wird auch der Füllfaktor entsprechend reduziert.

Die Ergebnisse zeigen, dass sofern auf eine selektive Passivierung oder ganz-flächige Passivierung mit SiO_2 verzichtet werden soll, mit einem geringeren pFF der Zelle zu rechnen ist. Eine Möglichkeit, den

Einfluss des pn -Übergangs zu minimieren, ist die Wahl eines größeren Index. Auf diese Weise wird die Dichte der pn -Übergänge an der Oberfläche reduziert, wie in Zusammenarbeit mit Römer in [78] gezeigt wird. Ein größerer Index führt gemäß 5.5.2 wiederum zu hohen Serienwiderständen, sodass auf diese Weise auch der FF reduziert werden kann.

5.6.3 Shunt durch Inversionskanal im BSF Bereich

Eine Al_2O_3 -Passivierung kann auf Grund der negativen Ladungen zu einer Akkumulations- bzw. Inversionsschicht im Silizium an der angrenzenden Oberfläche führen. In Abschnitt 5.5 wurde bereits beschrieben, dass ein solcher Inversionskanal als alternatives FSF verwendet werden kann. Bildet sich allerdings ein Inversionskanal im BSF Bereich auf der Zell-Rückseite aus, kann durch diesen Kanal der Emitter und der Basis-Kontakt kurzgeschlossen werden. Ein ähnlicher Effekt wurde bereits in [19] als Parasitärer Shunt beschrieben. Ein Parasitärer Shunt kann bei beidseitig kontaktierten p -Typ Solarzellen auftreten, deren Rückseite mit SiN_x passiviert ist. Die positiven Ladungen in der SiN_x Schicht bilden einen nicht kontaktierten (*engl. floating*) Emitter an der Rückseite, der den Kurzschlussstrom verringert, wenn dieser mit dem Basis-Kontakt kurzgeschlossen ist. Im Gegensatz zum parasitären Shunt bildet der Inversionskanal in der IBC Zellstruktur allerdings einen Kurzschluss, der die $I(V)$ -Kennlinie wie ein ohmscher Parallelwiderstand beeinflusst. Ob sich ein Inversionskanal im BSF ausbildet, hängt im Wesentlichen von der Oberflächenladung Q_f und der Dotierkonzentration an der Oberfläche N_{surf} ab. An Hand einer einfachen 2-dimensionalen IBC-Zellstruktur wird gezeigt, wann die $I(V)$ -Kennlinie vom Shunt durch den Inversionskanal beeinflusst ist. Die Oberflächenladung beträgt hier $Q_f = -4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, wie für Al_2O_3 -Schichten bekannt[97]. Die Oberflächenkonzentration wird variiert, indem die Peak-Konzentration des Gauß-förmigen BSF Profils zwischen $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ verändert wird. In Abb. 5.30 links sind die resultierenden Dunkel- $I(V)$ -Kennlinien dargestellt. Für $N_{\text{surf}} < 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ wird die Kennlinie durch den vom Inversions-

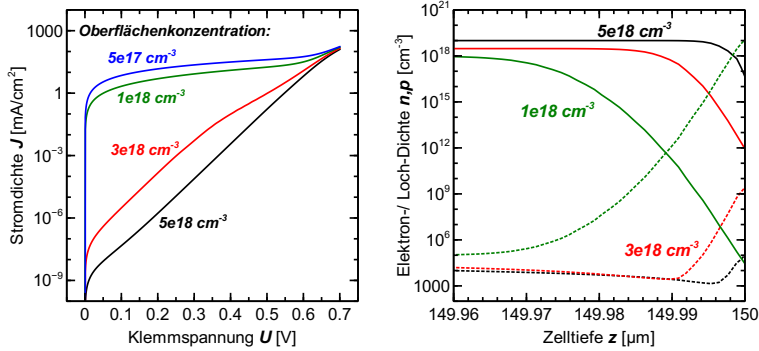


Abbildung 5.30: Simulierte dunkel $I(V)$ -Kennlinien einer IBC Solarzelle mit verschiedenen Oberflächenkonzentrationen im BSF.

kanal hervorgerufenen Shunt dominiert. Der Inveriosnkanal ist in diesem Fall deutlich an der Verteilung der Ladungsträgerdichten im Querschnitt des BSF in Abb. 5.30 (grüne Linien) rechts zu erkennen. Für $N_{\text{surf}} = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (rote Linien) ist die Kennlinie nicht durch einen Shunt beeinflusst, zeigt jedoch im Spannungsbereich $U < 500 \text{ mV}$ eine stark erhöhte Rekombination. Hervorgerufen wird diese durch eine Kompensation der BSF Dotierung durch die Oberflächenladungen. Die vorliegende Kombination aus Q_f und N_{surf} führt dann dazu, dass an der Oberfläche Elektronen und Locher in ähnlicher Konzentration vorhanden sind (siehe Abb. 5.30 rechts, rot Linien), sodass hier die SRH-Oberflächenrekombinationsrate entsprechend hoch wird. Bei $N_{\text{surf}} > 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ist die Dotierung des BSF bereits ausreichend hoch, sodass durch die Ladungen keine wesentlich Akkumulation von Löchern mehr erreicht wird und die Kennlinie entsprechend keine erhöhte Rekombination mehr aufweist. Hier sei noch darauf hingewiesen, dass in den durchgeführten Simulationen die S -Werte der Oberfläche im Bereich des pn -Übergangs auf $S = 0 \text{ cm/s}$ gesetzt wurden, um eine Überlagerung mit dem in Abschnitt 5.6.2 gezeigten Effekt zu vermeiden.

5.6.4 Zusammenfassung

Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass eine ganzflächige Al_2O_3 Passivierung nicht problemlos realisiert werden kann. Auf Grund der unzureichenden Passivierqualität des Al_2O_3 auf dem hoch-dotierten BSF-Bereich, sind kleine Punkt-förmige BSF-Gebiete notwendig, um Verluste unter J_{sc} und V_{oc} Bedingungen zu minimieren. Die minimale Größe der BSF-Bereiche ist im gewählten Herstellungsprozess durch maskierte Ionen-Implantation allerdings durch die Geometrie der Schattenmaske limitiert. Die Rekombinationsverluste des BSF können außerdem durch Optimierung des Dotier-Profiles minimiert werden. Hierbei ist ein hohe Phosphor-Dosis zu bevorzugen. Im industriellen Prozess führen hohe Implant-Dosen allerdings zu langen Prozesszeiten der Implantation. Da auch die pn -Übergänge zwischen BSF- und Emitter-Bereichen unzureichend passiviert sind, führen diese zu erhöhter Rekombination in der Raumladungszone, die sich dann in der $I(V)$ Kennlinie mit einem ausgeprägten $n = 2$ Rekombinationsverhalten bemerkbar macht, sodass der pseudo Füllfaktor und entsprechend auch der Füllfaktor limitiert werden. Dieses Problem kann nur durch selektive Passivierung umgangen werden. Der Gesamteinfluss dieser Rekombination kann ansonsten verringert werden, wenn die Dichte der pn -Übergänge verringert wird. Dies kann durch die Wahl eines größeren Finger-Abstandes erreicht werden. Ein größerer Finger-Abstand führt allerdings wieder zu höheren Serienwiderstandsverlusten, wie in 5.5.2 gezeigt wurde. Sofern die BSF-Dotierung durch lokale Überkompensation des Bor-Emitters ausgebildet wird, muss auch darauf geachtet werden, dass die Netto-Oberflächenkonzentration im BSF-Bereich ausreichend hoch ist. Ansonsten können die im Al_2O_3 enthaltenen Ladungen einen Inversionskanal an der Oberfläche im BSF erzeugen, der zu einem Shunt führen kann.

Literaturverzeichnis

- [1] ALI, A. ; OHRDES, T. ; WAGNER, H. ; ALTERMATT, P. : Conceptual comparison between standard Si solar cells and back contacted cells. In: *Energy Procedia (to appear), SiliconPV 2014 Conference*, 2014
- [2] ALTERMATT, P. P.: Models for numerical device simulations of crystalline silicon solar cells - a review. In: *Journal of Computational Electronics* 10 (2011), Jul., Nr. 3, 314–330. <http://dx.doi.org/10.1007/s10825-011-0367-6>. – DOI 10.1007/s10825-011-0367-6. – ISSN 1569-8025
- [3] ALTERMATT, P. P. ; ABERLE, A. G. ; ZHAO, J. ; WANG, A. ; HEISER, G. : A numerical model of p-n junctions bordering on surfaces. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 74 (2002), Okt., Nr. 1-4, 165–174. [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0248\(02\)00061-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0248(02)00061-2). – DOI 10.1016/S0927-0248(02)00061-2. – ISSN 09270248
- [4] ALTERMATT, P. P. ; PLAGWITZ, H. ; BOCK, R. ; SCHMIDT, J. ; BRENDL, R. ; KERR, M. ; CUEVAS, A. : The surface recombination velocity at boron-doped emitters: Comparison between various passivation techniques. In: *IN 21ST EUROPEAN PHOTOVOLTAIC SOLAR ENERGY CONFERENCE, DRESDEN, GERMANY*. Dresden, 2006, 4–8
- [5] ALTERMATT, P. P. ; SCHENK, A. ; GEELHAAR, F. ; HEISER, G. :

- Reassessment of the intrinsic carrier density in crystalline silicon in view of band-gap narrowing. In: *Journal of Applied Physics* 93 (2003), Nr. 3, 1598. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1529297>. – DOI 10.1063/1.1529297. – ISSN 00218979
- [6] ALTERMATT, P. P. ; SCHUMACHER, J. O. ; CUEVAS, A. ; KERR, M. J. ; GLUNZ, S. W. ; KING, R. R. ; HEISER, G. ; SCHENK, A. : Numerical modeling of highly doped Si:P emitters based on Fermi-Dirac statistics and self-consistent material parameters. In: *Journal of Applied Physics* 92 (2002), Nr. 6, 3187. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1501743>. – DOI 10.1063/1.1501743. – ISSN 00218979
- [7] BATEMAN, N. ; SULLIVAN, P. ; REICHEL, C. ; BENICK, J. ; HERMLE, M. : High quality ion implanted boron emitters in an interdigitated back contact solar cell with 20% efficiency. In: *Energy Procedia* 8 (2011), Jan., Nr. April, 509–514. <http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2011.06.174>. – DOI 10.1016/j.egypro.2011.06.174. – ISSN 18766102
- [8] BENICK, J. ; LEIMENSTOLL, A. ; SCHULTZ, O. : Comprehensive studies of passivation quality on boron diffused silicon surfaces. In: *Proc. 22nd EU-PVSEC* (2007), Nr. September, S. 3–6. ISBN 4976145889250
- [9] BENICK, J. ; MÜLLER, R. ; BATEMAN, N. ; HERMLE, M. ; GLUNZ, S. : Fully implanted n-type PERT solar cells. In: *27th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*. – ISBN 4976145889250, 676–679
- [10] BENICK, J. ; BATEMAN, N. ; HERMLE, M. : Very Low Emitter Saturation Current Densities on Ion Implanted Boron Emitters. In: *25th European PV Solar Energy Conference*, 2010, S. 1169 – 1173
- [11] BOTHE, K. ; SINTON, R. ; SCHMIDT, J. : Fundamental boron-oxygen-related carrier lifetime limit in mono- and multicrystalline

- silicon. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 13 (2005), Jun., Nr. 4, 287–296. <http://dx.doi.org/10.1002/pip.586>. – DOI 10.1002/pip.586. – ISSN 1062–7995
- [12] CHERN, F. K.: *Fabrication and Characterization of Elongate Solar Cells*, Australian National University, Diss., 2012
- [13] COUSINS, P. J.: Experimental verification of the effect of depletion-region modulation on photoconductance lifetime measurements. In: *Journal of Applied Physics* 95 (2004), Nr. 4, 1854. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1638618>. – DOI 10.1063/1.1638618. – ISSN 00218979
- [14] CRISTIANO, F. ; COLOMBEAU, B. : Influence of the annealing ambient on the relative thermal stability of dislocation loops in silicon. In: *Nuclear Instruments and ...* 178 (2001), 84–88. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X01005018>
- [15] CUEVAS, A. ; SINTON, R. A. ; KERR, M. ; MACDONALD, D. : A contactless photoconductance technique to evaluate the quantum efficiency of solar cell emitters. In: *Solar Energy materials and solar cells* 71 (2002), 295–312. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927024801000897>
- [16] CUEVAS, A. ; BASORE, P. a. ; GIROULT-MATLAKOWSKI, G. ; DUBOIS, C. : Surface recombination velocity of highly doped n-type silicon. In: *Journal of Applied Physics* 80 (1996), Nr. 6, 3370. <http://dx.doi.org/10.1063/1.363250>. – DOI 10.1063/1.363250. – ISSN 00218979
- [17] CUEVAS, A. ; SINTON, R. A.: Prediction of the open-circuit voltage of solar cells from the steady-state photoconductance. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 5 (1997), März, Nr. 2, 79–90. [http://dx.doi.org/10.1002/\(SICI\)1099-159X\(199703/04\)5:2<79::AID-PIP155>3.0.CO;2-J](http://dx.doi.org/10.1002/(SICI)1099-159X(199703/04)5:2<79::AID-PIP155>3.0.CO;2-J).

- DOI 10.1002/(SICI)1099-159X(199703/04)5:2<79::AID-PIP155>3.0.CO;2-J. – ISSN 10627995
- [18] DANNHÄUSER, F. : Die Abhängigkeit der Trägerbeweglichkeit in Silizium von der Konzentration der freien Ladungsträger-I. In: *Solid-State Electronics I* (1972). [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101\(72\)90131-1](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101(72)90131-1). – DOI 10.1016/0038-1101(72)90131-1
- [19] 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), Jun., Nr. 4, 271–278. <http://dx.doi.org/10.1002/pip.420>. – DOI 10.1002/pip.420. – ISSN 1062-7995
- [20] DICKER, J. ; SCHUMACHER, J. O. ; WARTA, W. ; GLUNZ, S. W. : Analysis of one-sun monocrystalline rear-contacted silicon solar cells with efficiencies of 22.1%. In: *Journal of Applied Physics* 91 (2002), Nr. 7, 4335. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1446657>. – DOI 10.1063/1.1446657. – ISSN 00218979
- [21] DINGEMANS, G. ; TERLINDEN, N. M. ; VERHEIJEN, M. a. ; SANDEN, M. C. M. d. ; KESSELS, W. M. M. : Controlling the fixed charge and passivation properties of Si(100)/Al₂O₃ interfaces using ultrathin SiO₂ interlayers synthesized by atomic layer deposition. In: *Journal of Applied Physics* 110 (2011), Nr. 9, 093715. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3658246>. – DOI 10.1063/1.3658246. – ISSN 00218979
- [22] DZIEWIOR, J. ; SCHMID, W. : Auger coefficients for highly doped and highly excited silicon. In: *Applied Physics Letters* 31 (1977), Nr. 5, 346. <http://dx.doi.org/10.1063/1.89694>. – DOI 10.1063/1.89694. – ISSN 00036951
- [23] FISCHER, B. : *Loss analysis of crystalline silicon solar cells using photoconductance and quantum efficiency measurements*, Diss., 2003

- [24] FONG, K. C. ; MCINTOSH, K. R. ; BLAKERS, A. W.: Accurate series resistance measurement of solar cells. In: *Measurement* (2011). <http://dx.doi.org/10.1002/pip>. – DOI 10.1002/pip
- [25] GRANEK, F. ; HERMLE, M. ; HULJIC, D. M. ; SCHULTZ-WITTMANN, O. ; GLUNZ, S. W.: Enhanced lateral current transport via the front N + diffused layer of n-type high-efficiency back-junction back-contact silicon solar cells. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 17 (2009), Jan., Nr. 1, 47–56. <http://dx.doi.org/10.1002/pip.862>. – DOI 10.1002/pip.862. – ISSN 10627995
- [26] GRANEK, F. ; HERMLE, M. ; REICHEL, C. ; GROHE, A. ; SCHULTZ-WITTMANN, O. ; GLUNZ, S. : Positive effects of front surface field in high-efficiency back-contact back-junction n-type silicon solar cells. In: *2008 33rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, IEEE. – ISBN 978-1-4244-1640-0, 1–5
- [27] GRANEK, F.; REICHEL, C.; GLUNZ, S. : Stability of Front Surface Passivation of Back-Junction Back-Contact Silicon Solar Cells under UV Illumination. In: *24th European PV Solar Energy Conference and Exhibition*. – ISBN 4976145889250, 19–22
- [28] GREEN, M. : *Solar cells: operating principles, technology, and system applications*. Kensington, : The University of New South Wales, 1992
- [29] GREEN, M. A.: Solar cell fill factors: General graph and empirical expressions. In: *Solid-State Electronics* 24 (1981), Aug., Nr. 8, 788–789. [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101\(81\)90062-9](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101(81)90062-9). – DOI 10.1016/0038-1101(81)90062-9. – ISSN 00381101
- [30] GROHE, A. ; PEIBST, R. ; GRAFF, J. ; SCHÖLLHORN, C. ; MEYER, K. ; LARIONOVA, Y. ; RÖMER, U. ; OHRDES, T. ; WÜTHERICH, T. ; BORNSCHEIN, L. ; STICHTENOTH, D. ; KROKOSZINSKI, H.-J. ; HARDER, N.-P. ; SULLIVAN, P. : High-Efficient Ion Implanted

Back Contact Cells for Industrial Application. In: *27th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, 2012

- [31] HEIL, S. B. S. ; HEMMEN, J. L. ; HODSON, C. J. ; SINGH, N. ; KLOOTWIJK, J. H. ; ROOZEBOOM, F. ; SANDEN, M. C. M. d. ; KESSELS, W. M. M.: Deposition of TiN and HfO₂ in a commercial 200 mm remote plasma atomic layer deposition reactor. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 25 (2007), Nr. 5, 1357. <http://dx.doi.org/10.1116/1.2753846>. – DOI 10.1116/1.2753846. – ISSN 07342101
- [32] HERLUFSEN, S. ; SCHMIDT, J. ; HINKEN, D. ; BOTHE, K. ; BRENDEL, R. : Photoconductance-calibrated photoluminescence lifetime imaging of crystalline silicon. In: *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters* 2 (2008), Dez., Nr. 6, 245–247. <http://dx.doi.org/10.1002/pssr.200802192>. – DOI 10.1002/pssr.200802192. – ISSN 18626254
- [33] HERMLE, M. ; GRANEK, F. ; SCHULTZ, O. ; GLUNZ, S. W.: Analyzing the effects of front-surface fields on back-junction silicon solar cells using the charge-collection probability and the reciprocity theorem. In: *Journal of Applied Physics* 103 (2008), Nr. 5, 054507. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2887991>. – DOI 10.1063/1.2887991. – ISSN 00218979
- [34] HERMLE, M. ; GRANEK, F. ; SCHULTZ-WITTMANN, O. ; GLUNZ, S. W.: Shading effects in back-junction back-contacted silicon solar cells. In: *2008 33rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, IEEE. – ISBN 978-1-4244-1640-0, 1–4
- [35] HIESLMAIR, H. ; MANDRELL, L. ; LATCHFORD, I. ; CHUN, M. ; SULLIVAN, J. ; ADIBI, B. : High Throughput Ion-Implantation for Silicon Solar Cells. In: *Energy Procedia* 27 27 (2012), S. 122–128. <http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2012.07.039>. – DOI 10.1016/j.egypro.2012.07.039

- [36] HOEX, B. ; GIELIS, J. J. H. ; SANDEN, M. C. M. d. ; KESSELS, W. M. M.: On the c-Si surface passivation mechanism by the negative-charge-dielectric Al₂O₃. In: *Journal of Applied Physics* 104 (2008), Nr. 11, 113703. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3021091>. – DOI 10.1063/1.3021091. – ISSN 00218979
- [37] HOEX, B. ; SCHMIDT, J. : Crystalline silicon surface passivation by the negative-charge dielectric Al₂O₃. In: *Photovoltaic Specialists Conference, 2008. PVSC '08. 33rd IEEE*, 2008. – ISBN 9781424416417, S. 7–10
- [38] HOEX, B. ; SCHMIDT, J. ; POHL, P. ; SANDEN, M. C. M. d. ; KESSELS, W. M. M.: Silicon surface passivation by atomic layer deposited Al₂O₃. In: *Journal of Applied Physics* 104 (2008), Nr. 4, 044903. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2963707>. – DOI 10.1063/1.2963707. – ISSN 00218979
- [39] JONES, K. S. ; PRUSSIN, S. ; WEBER, E. R.: A systematic analysis of defects in ion-implanted silicon. In: *Applied Physics A Solids and Surfaces* 45 (1988), Jan., Nr. 1, 1–34. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00618760>. – DOI 10.1007/BF00618760. – ISSN 0721–7250
- [40] KANE, D. E. ; SWANSON, R. M.: Effect of electron-hole scattering on the current flow in semiconductors. In: *Journal of Applied Physics* 72 (1992), Nr. 11, 5294. <http://dx.doi.org/10.1063/1.352014>. – DOI 10.1063/1.352014. – ISSN 00218979
- [41] KANE, D. ; SWANSON, R. M.: Measurement of the emitter saturation current by a contactless photoconductivity decay method. In: *18th IEEE Photovoltaic Specialists Conference* Bd. 69. IEEE, 578–583
- [42] KANG, M. G. ; LEE, J.-H. ; BOO, H. ; TARK, S. J. ; HWANG, H. C. ; HWANG, W. J. ; KANG, H. O. ; KIM, D. : Effects of annealing on ion-implanted Si for interdigitated back contact solar cell. In: *Current Applied Physics* 12 (2012), Nov., Nr. 6,

- 1615–1618. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cap.2012.05.035>.
– DOI 10.1016/j.cap.2012.05.035. – ISSN 15671739
- [43] KESSLER, M. ; OHRDES, T. ; ALTERMATT, P. P. ; BRENDDEL, R. : The effect of sample edge recombination on the averaged injection-dependent carrier lifetime in silicon. In: *Journal of Applied Physics* 111 (2012), Nr. 5, 054508. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3691230>. – DOI 10.1063/1.3691230. – ISSN 00218979
- [44] KESSLER, M. A. ; OHRDES, T. ; WOLPENSINGER, B. ; HARDER, N.-P. : Charge carrier lifetime degradation in Cz silicon through the formation of a boron-rich layer during BBr₃ diffusion processes. In: *Semiconductor Science and Technology* 25 (2010), Mai, Nr. 5, 055001. <http://dx.doi.org/10.1088/0268-1242/25/5/055001>. – DOI 10.1088/0268-1242/25/5/055001. – ISSN 0268-1242
- [45] KIEFER, F. ; PEIBST, R. ; OHRDES, T. ; DULLWEBER, T. ; KRÜGENER, J. ; OSTEN, H. J. ; SCHÖLLHORN, C. ; GROHE, A. ; BRENDDEL, R. : Influence of the boron emitter profile on V_{OC} and J_{SC} losses in fully ion implanted n-type PERT solar cells. In: *physica status solidi (a)* (2014), Mai. <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.201431118>. – DOI 10.1002/pssa.201431118. – ISSN 18626300
- [46] KING, R. R. ; SINTON, R. A. ; SWANSON, R. M.: Doped surfaces in one sun, point-contact solar cells. In: *Applied Physics Letters* 54 (1989), Nr. 15, 1460. <http://dx.doi.org/10.1063/1.101345>. – DOI 10.1063/1.101345. – ISSN 00036951
- [47] KING, R. ; SINTON, R. A. ; SWANSON, R. M.: Front and back surface fields for point-contact solar cells. In: *Conference Record of the Twentieth IEEE Photovoltaic Specialists Conference* (1988), 538–544. <http://dx.doi.org/10.1109/PVSC.1988.105760>. – DOI 10.1109/PVSC.1988.105760

- [48] KING, R. ; SWANSON, R. M.: Studies of diffused boron emitters: saturation current, bandgap narrowing, and surface recombination velocity. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 38 (1991), Nr. 6, 1399–1409. http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=81632
- [49] KLAASSEN, D. : A unified mobility model for device simulation - I. Model equations and concentration dependence. In: *Solid-State Electronics* 35 (1992), Jul., Nr. 7, 953–959. [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101\(92\)90325-7](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101(92)90325-7). – DOI 10.1016/0038-1101(92)90325-7. – ISSN 00381101
- [50] KLAASSEN, D. : A unified mobility model for device simulation - II. Temperature dependence of carrier mobility and lifetime. In: *Solid-State Electronics* 35 (1992), Jul., Nr. 7, 961–967. [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101\(92\)90326-8](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101(92)90326-8). – DOI 10.1016/0038-1101(92)90326-8. – ISSN 00381101
- [51] KOLODINSKI, S. : *Analyse der Träger-Generation und -Rekombination in Siliziumsolarzellen hoher Quantenausbeute*, Universität Stuttgart, Diss., 1993
- [52] KOLODINSKI, S. ; WERNER, J. H. ; WITTCHEN, T. ; QUEISSER, H. J.: Quantum efficiencies exceeding unity due to impact ionization in silicon solar cells. In: *Applied Physics Letters* 63 (1993), Nr. 17, 2405. <http://dx.doi.org/10.1063/1.110489>. – DOI 10.1063/1.110489. – ISSN 00036951
- [53] KRAUSSE, J. : Die Abhängigkeit der Trägerbeweglichkeit in Silizium von der Konzentration der freien Ladungsträger-II. In: *Solid-State Electronics* 15 (1972), Nr. 26, 1377–1381. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0038110172901323>
- [54] KRÜGENER, J. ; WOLF, F. ; PEIBST, R. ; KIEFER, F. : Correlation of dislocation line densities and emitter saturation current

- densities of ion implanted boron emitters. In: *23rd Photovoltaic Science ...* (2013)
- [55] KUHN, R. ; FATH, P. ; BUCHER, E. : Effects of pn-junctions bordering on surfaces investigated by means of 2D-modeling. In: *Conference Record of the Twenty-Eighth IEEE Photovoltaic Specialists Conference - 2000 (Cat. No.00CH37036)*, IEEE. – ISBN 0-7803-5772-8, 116-119
- [56] KVEDER, V. ; KITTLER, M. ; SCHRÖTER, W. : Recombination activity of contaminated dislocations in silicon: A model describing electron-beam-induced current contrast behavior. In: *Physical Review B* 63 (2001), März, Nr. 11, 115208. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.63.115208>. – DOI 10.1103/PhysRevB.63.115208. – ISSN 0163-1829
- [57] LANTERNE, A. ; GALL, S. ; VESCHETTI, Y. ; CABAL, R. ; COIG, M. ; MILÉSI, F. ; TAUZIN, A. : High Efficiency Fully Implanted and Co-annealed Bifacial N-type Solar Cells. In: *Energy Procedia* 38 (2013), Jan., 283-288. <http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2013.07.279>. – DOI 10.1016/j.egypro.2013.07.279. – ISSN 18766102
- [58] MA, F.-J. ; SAMUDRA, G. G. ; PETERS, M. ; ABERLE, A. G. ; WERNER, F. ; SCHMIDT, J. ; HOEX, B. : Advanced modeling of the effective minority carrier lifetime of passivated crystalline silicon wafers. In: *Journal of Applied Physics* 112 (2012), Nr. 5, 054508. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4749572>. – DOI 10.1063/1.4749572. – ISSN 00218979
- [59] MACDONALD, D. ; GEERLIGS, L. J.: Recombination activity of interstitial iron and other transition metal point defects in p- and n-type crystalline silicon. In: *Applied Physics Letters* 85 (2004), Nr. 18, 4061. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1812833>. – DOI 10.1063/1.1812833. – ISSN 00036951

- [60] MÄCKEL, H. ; VARNER, K. : On the determination of the emitter saturation current density from lifetime measurements of silicon devices. In: *PROGRESS IN PHOTOVOLTAICS: RESEARCH AND APPLICATIONS* (2012). <http://dx.doi.org/10.1002/pip.2167>. – DOI 10.1002/pip.2167
- [61] MACLEOD, H. A.: *Thin-film optical filters*. CRC Press, 2001
- [62] MATZEN, W. ; CHIANG, S. ; CARBAJAL, B. : A device model for the tandem junction solar cell. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 26 (1979), Sept., Nr. 9, 1365–1368. <http://dx.doi.org/10.1109/T-ED.1979.19609>. – DOI 10.1109/T-ED.1979.19609. – ISSN 0018–9383
- [63] MCINTOSH, K. R.: *Lumps, Humps and Bumps: Thre Detrimental Effects in the Current-Voltage Curve of Silicon Solar Cells*, University of New South Wales, Diss., 2001
- [64] MISIAKOS, K. ; TSAMAKIS, D. : Accurate measurements of the silicon intrinsic carrier density from 78 to 340 K. In: *Journal of Applied Physics* 74 (1993), Nr. 5, 3293. <http://dx.doi.org/10.1063/1.354551>. – DOI 10.1063/1.354551. – ISSN 00218979
- [65] NAGEL, H. ; ABERLE, A. G. ; HEZEL, R. : Optimised anti-reflection coatings for planar silicon solar cells using remote PECVD silicon nitride and porous silicon dioxide. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 7 (1999), Jul., Nr. 4, 245–260. [http://dx.doi.org/10.1002/\(SICI\)1099-159X\(199907/08\)7:4<245::AID-PIP255>3.0.CO;2-3](http://dx.doi.org/10.1002/(SICI)1099-159X(199907/08)7:4<245::AID-PIP255>3.0.CO;2-3). – DOI 10.1002/(SICI)1099-159X(199907/08)7:4<245::AID-PIP255>3.0.CO;2-3. – ISSN 1062–7995
- [66] 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. <http://dx.doi.org/10.1063/1.371633>. – DOI 10.1063/1.371633. – ISSN 00218979

- [67] OHRDES, T. ; HARDER, N.-P. ; MÜLLER, J. ; PEIBST, R. ; ALTERMATT, P. P. ; BRENDDEL, R. : Characterization of the Short-Circuit Current losses of the Emitter by Contactless Photoconductance Measurements. In: *to be published* (2014)
- [68] OHRDES, T. ; PEIBST, R. ; HARDER, N.-p. ; ALTERMATT, P. P. ; BRENDDEL, R. : Characterization of the Emitter Collection Efficiency by Contactless Photoconductance Measurements. In: *23th international Photovoltaic Science and Engineering Conference*, 2013, S. 1–4
- [69] OHRDES, T. ; PEIBST, R. ; HARDER, N.-P. ; ALTERMATT, P. P. ; BRENDDEL, R. : A UNIFIED VIEW ON THE RECOMBINATION-INDUCED SHORT-CIRCUIT CURRENT LOSSES IN SOLAR CELLS WITH HIGH-LOW JUNCTIONS. In: *29th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. Amsterdam, 2014
- [70] OHRDES, T. ; RÖMER, U. ; LARIONOVA, Y. : High Fill-Factors of Back-Junction Solar Cells without Front Surface Field Diffusion. In: *27th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition (EU PVSEC)* Bd. 2, 866 – 869
- [71] PAWLAK, B. J. ; JANSSENS, T. ; SINGH, S. ; KUZMA-FILIPEK, I. ; ROBBELEIN, J. ; POSTHUMA, N. E. ; POORTMANS, J. ; CRISTIANO, F. ; BAZIZI, E. M.: Studies of implanted boron emitters for solar cell applications. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 20 (2012), Jan., Nr. 1, 106–110. <http://dx.doi.org/10.1002/pip.1106>. – DOI 10.1002/pip.1106. – ISSN 10627995
- [72] REICHEL, C. ; GRANER, F. ; HERMLE, M. ; GLUNZ, S. W.: Investigation of electrical shading effects in back-contacted back-junction silicon solar cells using the two-dimensional charge collection probability and the reciprocity theorem. In: *Journal of Applied Physics* 109 (2011), Nr. 2, 024507. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3524506>. – DOI 10.1063/1.3524506. – ISSN 00218979

- [73] REICHEL, C. ; GRANER, F. ; HERMLE, M. ; GLUNZ, S. W.: Back-contacted back-junction n -type silicon solar cells featuring an insulating thin film for decoupling charge carrier collection and metallization geometry. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* (2012), März, Nr. March 2012, n/a–n/a. <http://dx.doi.org/10.1002/pip.2204>. – DOI 10.1002/pip.2204. – ISSN 10627995
- [74] REICHEL, C. ; GRANER, F. ; HERMLE, M. ; GLUNZ, S. W.: Short-Circuit Current Losses in Back-Contacted Back-Junction Si Solar Cells: Experiment and Simulation of the Charge Collection Probability. In: *IEEE Journal of Photovoltaics* 3 (2013), Jan., Nr. 1, 217–223. <http://dx.doi.org/10.1109/JPHOTOV.2012.2219499>. – DOI 10.1109/JPHOTOV.2012.2219499. – ISSN 2156–3381
- [75] REICHEL, C. ; REUSCH, M. ; GRANER, F. : Decoupling charge carrier collection and metallization geometry of back-contacted back-junction silicon solar cells by using insulating thin films. In: (*PVSC*), 2010 35th (2010), 1034–1038. http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=5614640. ISBN 9781424458929
- [76] RICHTER, A. ; BENICK, J. ; HERMLE, M. : Boron Emitter Passivation With Al₂O₃ and Al₂O₃/SiN_x Stacks Using ALD Al₂O₃. In: *Photovoltaics, IEEE Journal of* 3 (2013), Jan., Nr. 1, 236–245. <http://dx.doi.org/10.1109/JPHOTOV.2012.2226145>. – DOI 10.1109/JPHOTOV.2012.2226145. – ISSN 2156–3381
- [77] ROHATGI, A. ; MEIER, D. L. ; MCPHERSON, B. ; OK, Y.-W. ; UPADHYAYA, A. D. ; LAI, J.-H. ; ZIMBARDI, F. : High-Throughput Ion-Implantation for Low-Cost High-Efficiency Silicon Solar Cells. In: *Energy Procedia* 15 (2012), Jan., Nr. 2011, 10–19. <http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2012.02.002>. – DOI 10.1016/j.egypro.2012.02.002. – ISSN 18766102

- [78] RÖMER, U. ; MERKLE, A. ; PEIBST, R. ; OHRDES, T. ; LIM, B. ; KRÜGENER, J. ; BRENDDEL, R. : ION-IMPLANTED POLY-SI / C-SI JUNCTIONS AS A BACK-SURFACE FIELD IN BACK JUNCTION BACK CONTACTED SOLAR CELLS. In: *29th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, 2014
- [79] ROMER, U. ; PEIBST, R. ; OHRDES, T. ; LARIONOVA, Y. ; HARDER, N.-p. ; BRENDDEL, R. ; GROHE, A. ; STICHTENOTH, D. ; WUTHERICH, T. ; SCHOLLHORN, C. ; KROKOSZINSKI, H.-j. ; GRAFF, J. : Counterdoping with patterned ion implantation. In: *2013 IEEE 39th Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, IEEE. – ISBN 978-1-4799-3299-3, 1280-1284
- [80] ROOSBROECK, W. : Theory of the flow of electrons and holes in Germanium and other semiconductors. In: *Bell System Technical Journal* (1950). <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/j.1538-7305.1950.tb03653.x/abstract>
- [81] SCHENK, A. : Finite-temperature full random-phase approximation model of band gap narrowing for silicon device simulation. In: *Journal of Applied Physics* 84 (1998), Nr. 7, 3684. <http://dx.doi.org/10.1063/1.368545>. – DOI 10.1063/1.368545. – ISSN 00218979
- [82] SCHMIDT, J. ; WERNER, F. ; VEITH, B. ; ZIELKE, D. : Industrially relevant Al₂O₃ deposition techniques for the surface passivation of Si solar cells. In: *25th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, 1130-1133
- [83] SCHRODER, D. ; THOMAS, R. ; SWARTZ, J. : Free Carrier Absorption in Silicon. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 13 (1978), Febr., Nr. 1, 180-187. <http://dx.doi.org/10.1109/JSSC.1978.1051012>. – DOI 10.1109/JSSC.1978.1051012. – ISSN 0018-9200
- [84] SEIBT, M. ; KHALIL, R. ; KVEDER, V. ; SCHRÖTER, W. : Electronic states at dislocations and metal silicide precipitates in crystal-

- line silicon and their role in solar cell materials. In: *Applied Physics A* 96 (2008), Dez., Nr. 1, 235–253. <http://dx.doi.org/10.1007/s00339-008-5027-8>. – DOI 10.1007/s00339-008-5027-8. – ISSN 0947-8396
- [85] SHOCKLEY, W. ; READ, W. : Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons. In: *Physical Review* 87 (1952), Sept., Nr. 5, 835–842. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.87.835>. – DOI 10.1103/PhysRev.87.835. – ISSN 0031-899X
- [86] SINTON, R. ; CUEVAS, A. ; STUCKINGS, M. : Quasi-steady-state photoconductance, a new method for solar cell material and device characterization. In: *Conference Record of the Twenty Fifth IEEE Photovoltaic Specialists Conference - 1996*, IEEE. – ISBN 0-7803-3166-4, 457–460
- [87] SINTON, R. ; SWANSON, R. : Recombination in highly injected silicon. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 34 (1987), Jun., Nr. 6, 1380–1389. <http://dx.doi.org/10.1109/T-ED.1987.23095>. – DOI 10.1109/T-ED.1987.23095. – ISSN 0018-9383
- [88] SINTON, R. A. ; CUEVAS, A. : Contactless determination of current-voltage characteristics and minority-carrier lifetimes in semiconductors from quasi-steady-state photoconductance data. In: *Applied Physics Letters* 69 (1996), Nr. 17, 2510. <http://dx.doi.org/10.1063/1.117723>. – DOI 10.1063/1.117723. – ISSN 00036951
- [89] SINTON CONSULTING, I. : *WCT-120 Photoconductance Lifetime Tester - User Manual*. 2009
- [90] STEINGRUBE, S. ; ALTERMATT, P. ; ZIELKE, D. : Reduced passivation of silicon surfaces at low injection densities caused by H-induced defects. In: *25th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. Valencia, Spain, 2010, 1748–1754

- [91] SWANSON, R. : Point-contact solar cells: Modeling and experiment. In: *Solar Cells* 17 (1986), März, Nr. 1, 85–118. [http://dx.doi.org/10.1016/0379-6787\(86\)90061-X](http://dx.doi.org/10.1016/0379-6787(86)90061-X). – DOI 10.1016/0379-6787(86)90061-X. – ISSN 03796787
- [92] SYNOPSIS: *Sentaurus Device User Guide Version G-2012.06, June 2012*. 2012 (June)
- [93] TRUPKE, T. ; GREEN, M. a. ; WÜRFEL, 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. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1610231>. – DOI 10.1063/1.1610231. – ISSN 00218979
- [94] VEITH, B. ; OHRDES, T. ; WERNER, F. ; BRENDDEL, R. ; ALTERMATT, P. P. ; HARDER, N.-P. ; SCHMIDT, J. : Injection dependence of the effective lifetime of n-type Si passivated by Al₂O₃: An edge effect? In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 120 (2013), Jan., 436–440. <http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2013.06.049>. – DOI 10.1016/j.solmat.2013.06.049. – ISSN 09270248
- [95] VERMANG, B. ; CORNAGLIOTTI, E. ; PRAJAPATI, V. ; JOHN, J. ; POORTMANS, J. ; MERTENS, R. : Assessment of the illumination dependency of Al₂O₃ and SiO₂ rear-passivated p-type silicon solar cells. In: *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters* 6 (2012), Jun., Nr. 6, 259–261. <http://dx.doi.org/10.1002/pssr.201206154>. – DOI 10.1002/pssr.201206154. – ISSN 18626254
- [96] WERNER, F. ; COSCEEV, A. ; SCHMIDT, J. : Interface recombination parameters of atomic-layer-deposited Al₂O₃ on crystalline silicon. In: *Journal of Applied Physics* 111 (2012), Nr. 7, 073710. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3700241>. – DOI 10.1063/1.3700241. – ISSN 00218979

- [97] WERNER, F. ; VEITH, B. ; ZIELKE, D. ; KÜHNEMUND, L. ; TEGENKAMP, C. ; SEIBT, M. ; SCHMIDT, J. ; BRENDDEL, R. : IMPROVED UNDERSTANDING OF RECOMBINATION AT THE Si/Al₂O₃ INTERFACE. In: *25th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, 4–7
- [98] WERNER, F. ; VEITH, B. ; ZIELKE, D. ; KÜHNEMUND, L. ; TEGENKAMP, C. ; SEIBT, M. ; BRENDDEL, R. ; SCHMIDT, J. : Electronic and chemical properties of the c-Si/Al₂O₃ interface. In: *Journal of Applied Physics* 109 (2011), Nr. 11, 113701. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3587227>. – DOI 10.1063/1.3587227. – ISSN 00218979
- [99] WOLF, F. A. ; MARTINEZ-LIMIA, A. ; STICHTENOTH, D. ; PICHLER, P. : Modeling the Annealing of Dislocation Loops in Implanted c-Si Solar Cells. In: *IEEE Journal of Photovoltaics* 4 (2014), Mai, Nr. 3, 851–858. <http://dx.doi.org/10.1109/JPHOTOV.2014.2312103>. – DOI 10.1109/JPHOTOV.2014.2312103. – ISSN 2156–3381
- [100] WOLF, M. ; RAUSCHENBACH, H. : Series resistance effects on solar cell measurements. In: *Advanced Energy Conversion* 3 (1963), Apr., Nr. 2, 455–479. [http://dx.doi.org/10.1016/0365-1789\(63\)90063-8](http://dx.doi.org/10.1016/0365-1789(63)90063-8). – DOI 10.1016/0365–1789(63)90063–8. – ISSN 03651789
- [101] WÜRFEL, P. ; WRFEL, P. (Hrsg.): *Physics of Solar Cells*. Wiley-VCH Verlag GmbH. <http://dx.doi.org/10.1002/9783527618545>. <http://dx.doi.org/10.1002/9783527618545>. – ISBN 9783527618545

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Tobias Ohrdes
geboren am	01.02.1986
geboren in	Hannover

Ausbildung und akademischer Werdegang

seit 2011	Institut für Solarenergieforschung Hameln/Emmerthal, <i>Wissenschaftlicher Mitarbeiter</i>
2010	Leibniz Universität Hannover/Institut für Solar- energieforschung Hameln/Emmerthal, Diplomarbeit mit dem Thema: <i>Numerische Simulation von Dop- peldotierprofilen für Buried-Emitter-Solarzellen</i>
2005–2011	Leibniz Universität Hannover, <i>Physik mit Fachrich- tung Technische Physik</i>
1999–2005	Kaiser-Wilhelm und Rats-Gymnasium Hannover, <i>Abitur</i>

Hannover, 15. Dezember 2014

Publikationen

Zeitschriftenartikel

- [1] KESSLER, Michael A. ; OHRDES, Tobias ; WOLPENSINGER, Bettina ; HARDER, Nils-Peter: Charge carrier lifetime degradation in Cz silicon through the formation of a boron-rich layer during BBr₃ diffusion processes. In: *Semiconductor Science and Technology* 25 (2010), Mai, Nr. 5, 055001. <http://dx.doi.org/10.1088/0268-1242/25/5/055001>. – DOI 10.1088/0268-1242/25/5/055001.
- [2] OHRDES, T. ; STEINGRUBE, S. ; WAGNER, H. ; ZECHNER, C. ; LE-TAY, G. ; CHEN, R. ; DUNHAM, S. T. ; ALTERMATT, P. P.: Solar cell emitter design with PV-tailored implantation. In: *Energy Procedia* 8 (2011), Januar, 167–173. <http://dx.doi.org/10.1016/j.egypro.2011.06.119>. – DOI 10.1016/j.egypro.2011.06.119.
- [3] PETERMANN, Jan H. ; OHRDES, Tobias ; ALTERMATT, Pietro P. ; EIDELLOTH, Stefan ; BRENDDEL, Rolf: 19% Efficient Thin-Film Crystalline Silicon Solar Cells From Layer Transfer Using Porous Silicon: A Loss Analysis by Means of Three-Dimensional Simulations. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 59 (2012), April, Nr. 4, 909–917. <http://dx.doi.org/10.1109/TED.2012.2183001>. – DOI 10.1109/TED.2012.2183001.
- [4] MULLER, J ; BOTHE, Karsten ; HERLUFSEN, Sandra ; OHRDES, Tobias ; BRENDDEL, Rolf: Reverse Saturation Current Density

- Imaging of Highly Doped Regions in Silicon Employing Photoluminescence Measurements. In: *IEEE JOURNAL OF PHOTOVOLTAICS* 2 (2012), Nr. 4, 473 – 478. http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=6226821
- [5] KESSLER, Michael ; OHRDES, Tobias ; ALTERMATT, Pietro P. ; BRENDDEL, Rolf: The effect of sample edge recombination on the averaged injection-dependent carrier lifetime in silicon. In: *Journal of Applied Physics* 111 (2012), Nr. 5, 054508. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3691230>. – DOI 10.1063/1.3691230.
- [6] VEITH, Boris ; OHRDES, Tobias ; WERNER, Florian ; BRENDDEL, Rolf ; ALTERMATT, Pietro P. ; HARDER, Nils-P. ; SCHMIDT, Jan: Injection dependence of the effective lifetime of n-type Si passivated by Al₂O₃: An edge effect? In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 120 (2013), 436–440. <http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2013.06.049>. – DOI 10.1016/j.solmat.2013.06.049.
- [7] KIEFER, Fabian ; PEIBST, Robby ; OHRDES, Tobias ; DULLWEBER, Thorsten ; KRÜGENER, Jan ; OSTEN, H. J. ; SCHÖLLHORN, Claus ; GROHE, Andreas ; BRENDDEL, Rolf: Influence of the boron emitter profile on V OC and J SC losses in fully ion implanted n-type PERT solar cells. In: *physica status solidi (a)* (2014), Mai. <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.201431118>. – DOI 10.1002/pssa.201431118.
- [8] WERNER, Florian ; LARIONOVA, Yevgeniya ; ZIELKE, Dimitri ; OHRDES, Tobias ; SCHMIDT, Jan: Aluminum-oxide-based inversion layer solar cells on n-type crystalline silicon: Fundamental properties and efficiency potential. In: *Journal of Applied Physics* 115 (2014), Februar, Nr. 7, 073702. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4865962>. – DOI 10.1063/1.4865962.
- [9] WAGNER, Hannes ; OHRDES, Tobias ; DASTGHEIB-SHIRAZI, Amir ; PUTHEN-VEETIL, Binesh ; KÖNIG, Dirk ; ALTERMATT, Pietro P.: A numerical simulation study of gallium-phosphide/silicon

- heterojunction passivated emitter and rear solar cells. In: *Journal of Applied Physics* 115 (2014), Januar, Nr. 4, 044508. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4863464>. – DOI 10.1063/1.4863464.
- [10] RÖMER, Udo ; PEIBST, Robby ; OHRDES, Tobias ; LIM, Bianca ; KRÜGENER, Jan ; BUGIEL, Eberhard ; WIETLER, Tobias ; BRENDDEL, Rolf: Recombination behavior and contact resistance of n+ and p+ poly-crystalline Si/mono-crystalline Si junctions. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* (2014), Juni, 1–7. <http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2014.06.003>. – DOI 10.1016/j.solmat.2014.06.003.
- [11] KRÜGENER, Jan ; BUGIEL, Eberhard ; PEIBST, Robby ; KIEFER, Fabian ; OHRDES, Tobias ; BRENDDEL, Rolf ; JÖRG OSTEN, H: Structural analysis of textured silicon surfaces after ion implantation under tilted angle. In: *Semiconductor Science and Technology* 29 (2014), September, Nr. 9, 095004. <http://dx.doi.org/10.1088/0268-1242/29/9/095004>. – DOI 10.1088/0268-1242/29/9/095004.
- [12] OHRDES, Tobias ; HARDER, Nils-P. ; MÜLLER, Jens ; PEIBST, Robby ; ALTERMATT, Pietro P. ; BRENDDEL, Rolf: Characterization of the Short-Circuit Current losses of the Emitter by Contactless Photoconductance Measurements. In: *to be published* (2014)

Konferenzbeiträge

- [13] KESSLER, Michael A. ; OHRDES, Tobias ; WOLPENSINGER, Bettina ; BOCK, Robert ; HARDER, Nils-P.: Characterisation and implications of the boron rich layer resulting from open-tube liquid source BBR3 boron diffusion processes. In: *2009 34th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)* Bd. 6, IEEE, Juni 2009. – ISBN 978-1-4244-2949-3, 001556–001561
- [14] OHRDES, Tobias ; RÖMER, U. ; LARIONOVA, Y: High Fill-Factors of Back-Junction Solar Cells without Front Surface Field Diffusi-

on. In: *27th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition (EU PVSEC)* Bd. 2, 2012, 866 – 869

- [15] GROHE, A ; PEIBST, R ; GRAFF, J. ; SCHÖLLHORN, C. ; MEYER, K. ; LARIONOVA, Y. ; RÖMER, U. ; OHRDES, Tobias ; WÜTHERICH, T. ; BORNSCHEIN, L. ; STICHTENOTH, D. ; KROKOSZINSKI, H.-J. ; HARDER, N.-P. ; SULLIVAN, Paul: High-Efficient Ion Implanted Back Contact Cells for Industrial Application. In: *27th European Photovoltaic Solar Energy Conference, 2012*
- [16] WERNER, F. ; LARIONOVA, Y. ; ZIELKE, D. ; OHRDES, Tobias ; SCHMIDT, J.: Aluminum-Oxide-Based Inversion Layer Solar Cells on n-Type c-Si. In: *28th European Photovoltaic Solar Energy Conference, 2013*, S. 947 – 951
- [17] ROMER, Udo ; PEIBST, Robby ; OHRDES, Tobias ; LARIONOVA, Yevgeniya ; HARDER, Nils-peter ; BRENDDEL, Rolf ; GROHE, Andreas ; STICHTENOTH, Daniel ; WUTHERICH, Tobias ; SCHOLLHORN, Claus ; KROKOSZINSKI, Hans-joachim ; GRAFF, John: Counterdoping with patterned ion implantation. In: *2013 IEEE 39th Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, IEEE, Juni 2013. – ISBN 978-1-4799-3299-3, 1280-1284
- [18] OHRDES, Tobias ; PEIBST, Robby ; HARDER, Nils-p ; ALTERMATT, Pietro P. ; BRENDDEL, Rolf: Characterization of the Emitter Collection Efficiency by Contactless Photoconductance Measurements. In: *23th international Photovoltaic Science and Engineering Conference, 2013*, S. 1-4
- [19] WAGNER, Hannes ; OHRDES, Tobias ; DASTGHEIB-SHIRAZI, Amir ; PUTHEN-VEETIL, Binesh ; KÖNIG, Dirk ; ALTERMATT, Pietro P. ; ENERGY, Dep S. ; PHYSICS, Inst Solid-state: Overcoming Phosphorus Emitter Limitations in PERC Si Solar Cells by using a Gallium-Phosphide Heteroemitter. In: *39th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, 2013, S. 3-6

- [20] RÖMER, U. ; MERKLE, A. ; PEIBST, R. ; OHRDES, T. ; LIM, B. ; KRÜGENER, J. ; BRENDEL, R.: ION-IMPLANTED POLY-SI / C-SI JUNCTIONS AS A BACK-SURFACE FIELD IN BACK JUNCTION BACK CONTACTED SOLAR CELLS. In: *29th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, 2014
- [21] ALI, A. ; OHRDES, T. ; WAGNER, H. ; ALTERMATT, P.P.: Conceptual comparison between standard Si solar cells and back contacted cells. In: *Energy Procedia (to appear), SiliconPV 2014 Conference*, 2014
- [22] PEIBST, Robby ; RÖMER, Udo ; LARIONOVA, Yevgeniya ; SCHULTE-HUXEL, Henning ; OHRDES, Tobias ; HÄBERLE, Michael ; LIM, Bianca ; STICHENOTH, Daniel ; WÜTHERICH, Tobias ; SCHÖLLHORN, Claus ; GRAFF, John ; BRENDEL, Rolf: Building blocks for back-junction back-contacted cells and modules with ion-implanted poly-Si junctions. In: *40th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*. Denver, 2014
- [23] KIEFER, Fabian ; PEIBST, Robby ; OHRDES, Tobias ; KRÜGENER, Jan ; OSTEN, H. J. ; BRENDEL, Rolf: Emitter Recombination Current Densities of Boron Emitters with Silver/Aluminum Pastes. In: *40th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*. Denver, 2014
- [24] OHRDES, Tobias ; PEIBST, Robby ; HARDER, Nils.-P. ; ALTERMATT, Pietro P. ; BRENDEL, Rolf: A UNIFIED VIEW ON THE RECOMBINATION-INDUCED SHORT-CIRCUIT CURRENT LOSSES IN SOLAR CELLS WITH HIGH-LOW JUNCTIONS. In: *29th European Photovoltaic Solar Energy Conference*. Amsterdam, 2014