

# Kapitel 6

## Ortsaufgelöste Messung des Emitterschichtwiderstands

### 6.1 Kapitelübersicht

Das Kapitel beschreibt die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Entwicklung einer neuen Infrarotmeßmethode zur ortsaufgelösten, schnellen Bestimmung des Emitterschichtwiderstands.

In Kapitel 6.2 findet sich eine kurze Beschreibung der 4-Spitzen-Methode, die die momentane Standardmeßtechnik zur Leitfähigkeitsbestimmung in der Halbleitertechnologie darstellt und auch in dieser Arbeit als Referenz für die neu entwickelte Methode zur Bestimmung von  $R_{Sh}$  genutzt wird. In Kapitel 6.3 und Kapitel 6.4 werden das Prinzip der in dieser Arbeit entwickelten optischen Methode „Sheet Resistance Imaging“ (SRI) und ihre Kalibrierung beschrieben. Daran anschließend wird die Güte der Meßdaten überprüft, indem zunächst die Fehlerquellen der verschiedenen Kalibriermethoden gegeneinander abgewogen werden (Kap. 6.5) und dann in Kapitel 6.6 ein quantitativer Vergleich mit der 4-Spitzen-Methode durchgeführt wird. Abschließend werden als Anwendungsbeispiele die Messung der Homogenität der Emitterdiffusion bei verschiedenen Prozeßbedingungen in einem Durchlaufofen (Kap. 6.7) und die Untersuchung von selektiven Emittlern (Kap. 6.8) diskutiert.

### 6.2 4-Spitzen-Methode

Die 4-Spitzen-Methode ist die momentane Standardmethode zur Bestimmung der Leitfähigkeit des Ausgangsmaterials für die Halbleiter- und Photovoltaikindustrie sowie von hochdotierten Schichten (Emitter). Die Grundidee ist hierbei, die Probe mit vier Meßspitzen zu kontaktieren, wobei durch zwei von ihnen der Probe ein definierter Strom  $I$  aufgeprägt und zwischen den beiden anderen Meßspitzen eine Spannungsdifferenz gemessen wird. Aus dem Verhältnis dieser Spannungsdifferenz und des aufgeprägten Stroms  $I$  können Rückschlüsse auf die Leitfähigkeit der untersuchten Probe gezogen werden. Der prinzipielle Aufbau einer solchen Messung für eine lineare Anordnung der vier Meßspitzen mit jeweils gleichem Abstand (Wenner-Anordnung) ist in Abb. 6.1 skizziert. Die 4-Spitzen-Methode wurde erstmals 1915 von Wenner in der Geophysik für die Untersuchung der Leitfähigkeit der Erde vorgeschlagen [Wen15]. In der Halbleiterphysik wurde

sie erstmals 1954 von Valdes angewendet [Val54]. Der wesentliche Vorteil der 4-Spitzen-Methode gegenüber einer Messung mit nur zwei Elektroden ist die Vermeidung von Serienwiderstandsproblemen: Verwendet man nur zwei Elektroden und mißt an ihnen simultan den aufgeprägten Strom und die Spannungsdifferenz, so ist die Spannungsdifferenz nicht nur von der Leitfähigkeit des untersuchten Mediums, sondern auch vom Kontaktwiderstand zwischen den Elektroden und dem zu untersuchenden Medium abhängig. Bei der 4-Spitzen-Methode fließt hingegen durch die beiden Elektroden, die zur Spannungsmessung verwendet werden nur ein minimaler Meßstrom, so daß der Spannungsabfall am Halbleiter-Elektroden-Übergang gering ist und die Messung nur unwesentlich verfälscht wird.

Bei der 4-Spitzen-Methode haben sich verschiedene Anordnungen der vier Elektroden jeweils für spezielle Probleme als besonders geeignet herausgestellt. Die gebräuchlichsten Anordnungen sind

- die Wenner-Anordnung,
- die Schlumberg-Anordnung,
- die Dipol-Dipol-Anordnung und
- die quadratische Anordnung,

von denen es wiederum verschiedene Abwandlungen gibt. Die Wenner-Anordnung zeichnet sich insbesondere durch eine gute Sensitivität bezüglich vertikaler und lateraler Inhomogenitäten aus. Ein Überblick

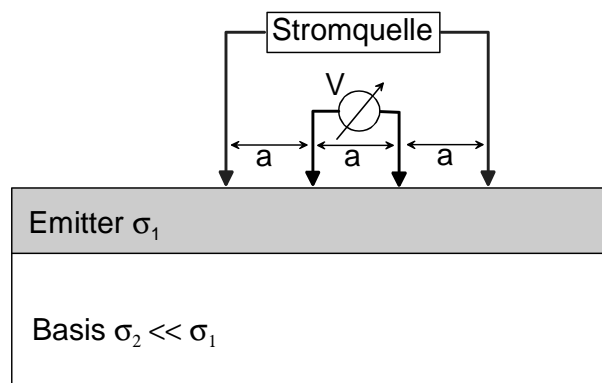
über die speziellen Vor- und Nachteile der verschiedenen Anordnungen der vier Elektroden findet sich beispielsweise in [Rey97]. In der Solarzellencharakterisierung haben insbesondere die Wenner-Anordnung, bei der die vier Elektroden linear angeordnet sind und benachbarte Elektroden jeweils den gleichen Abstand  $a$  haben, und die quadratische Anordnung Verbreitung gefunden. Typische Größen eines Arrays in der Halbleitercharakterisierung sind 1 bis 3 mm. Da die am Fraunhofer ISE vorhandenen Meßplätze mit der Wenner-Anordnung arbeiten, wird im Folgenden nur auf diese detailliert eingegangen.

Nimmt man einen homogenen Siliziumhalbraum an, auf dessen Oberfläche die Messung durchgeführt wird, so kann mit der in Abb. 6.1 skizzierten Wenner-Anordnung die Leitfähigkeit des Mediums bestimmt werden [Sch90]:

$$\frac{1}{\sigma} = 2\pi \frac{V}{I} a . \quad (6.1)$$

Dabei ist  $I$  der zwischen den beiden äußeren Elektroden fließende Strom,  $V$  die zwischen den beiden mittleren Elektroden gemessene Potentialdifferenz und  $a$  der Abstand benachbarter Elektroden.

Da Halbleiter nicht unendlich ausgedehnt sind, müssen noch Korrekturfaktoren für die endliche Probengeometrie angebracht werden. Zur Berechnung dieser Korrekturfaktoren gibt es inzwischen eine umfangreiche Literatur (siehe z.B. [Val54, YA84] sowie Referenzen in [Sch90]). Wird ein Zweischichtsystem, bestehend aus einem hochdotierten Emitter an der Probenoberfläche und der darunterliegenden niedrig dotierten Basis, untersucht, so schirmt der hochdotierte



**Abbildung 6.1:** Prinzip der 4-Spitzen-Methode mit Elektrodenanordnung nach Wenner.

Emitter die Basis sehr effektiv ab. Mit Abschirmen ist gemeint, daß der Strom zwischen den Elektroden bevorzugt durch den hochdotierten Emitter fließt und nur ein sehr geringer Anteil des Stromflusses in der Basis stattfindet. Durch diesen Effekt ist der Einfluß der Leitfähigkeit der Basis auf das Meßergebnis gering, was in diesem Fall erwünscht ist, da ja der Schichtwiderstand des Emitters bestimmt werden soll. Häufig (z.B. in der Geophysik) stellt eine entsprechende Probengeometrie jedoch ein Problem dar, da es aufgrund des Abschirmeffekts generell mit elektromagnetischen Methoden schwieriger ist, Schichten niedriger Leitfähigkeit, die unter Bereichen hoher Leitfähigkeit liegen, exakt zu untersuchen.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die 4-Spitzen-Methode im Wesentlichen als Referenzmethode eingesetzt, um die mithilfe des neu entwickelten Meßprinzips gefundenen Schichtwiderstandstopographien zu verifizieren. In Kapitel 6.8 wird dabei detailliert auf die Messung von Proben mit lateral inhomogener Leitfähigkeit mittels der 4-Spitzen-Methode eingegangen.

## 6.3 Prinzip von Sheet Resistance Imaging (SRI)

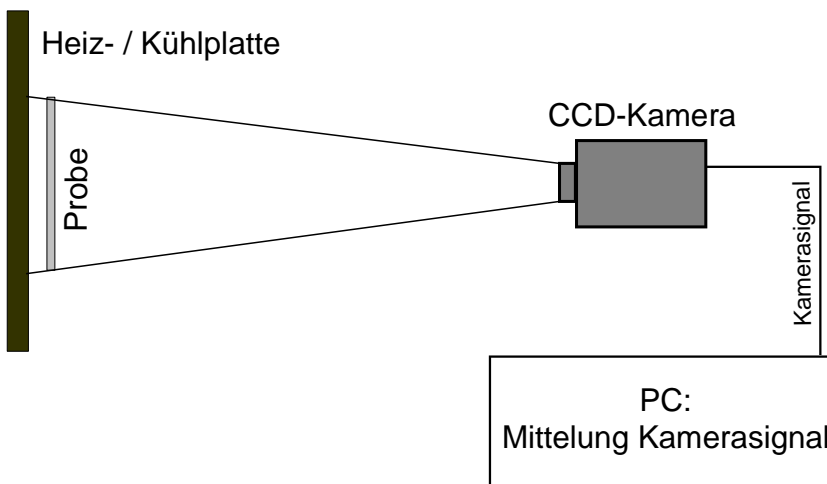
### 6.3.1 Grundsätzliche Idee und Vorgehensweise

Grundsätzliche Idee der optischen Messung der Emitterdotierung ist es, die Free Carrier Absorption (FCA) auszunutzen. In diesem Fall soll jedoch nicht die Absorption an freien Überschlußladungsträgern analysiert werden, sondern die Absorption an der Konzentration freier Ladungsträger, die sich aus der Dotierung des Emitters ergibt. Dieses Prinzip wurde schon mehrfach angewendet, um hochdotierte Schichten zu untersuchen [STS78, HFFP00, Ton73], jedoch wurden dabei Verfahren verwendet, die nur die Messung des Schichtwiderstands an einem bestimmten Punkt der Probe ermöglichen. Die Erstellung einer Topographie wäre höchstens in einem ab-rasternden Verfahren mit einer auf einem X-Y-Tisch montierten Probe möglich. Die Idee, eine CCD-Kamera zu verwenden und so mit nur einer Messung die gesamte Topographie des Schichtwiderstands aufzunehmen, wurde in [BBH<sup>+</sup>00] erwähnt, jedoch nie zu einer quantitativen oder zumindest qualitativen Meßtechnik ausgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit einer CCD-Kamera ein auf dem Prinzip der Absorption an freien Ladungsträgern beruhendes quantitatives Verfahren (Sheet Resistance Imaging - SRI) zur orts aufgelösten Messung der Emitterdotierung entwickelt, das im Folgenden dargestellt wird.

Wie im Falle der CDI gibt es auch beim Sheet Resistance Imaging (SRI) zwei gegenläufige Effekte, nämlich die Absorption von IR-Strahlung an freien Ladungsträgern und die Emission von IR-Strahlung durch die freien Ladungsträger. Um eine Messung mit hoher Signalstärke durchführen zu können, ist es deshalb wie bei der CDI notwendig, Meßbedingungen zu schaffen, in denen entweder der Emissions- oder der Absorptionsanteil im Meßsignal deutlich überwiegt (Emissions-SRI bzw. Absorptions-SRI). Die gesamte Theorie zur Abhängigkeit der Signalstärke von Hintergrund- und Probentemperatur wurde bereits in Kapitel 5.3.8 ausführlich diskutiert und ist direkt auf die Methode der SRI übertragbar. Im Folgenden wird deshalb nur der Fall der Absorptions-SRI diskutiert, eine Übertragung auf den Fall der Emissions-SRI ist jedoch stets möglich.

### 6.3.2 Meßaufbau und Verfahrensweise

Wie in der CDI wird ein Meßaufbau verwendet, bei dem hinter der Probe eine Heizplatte (bei der Emissions-SRI eine gekühlte Rückwand) steht, die als IR-Strahlungsquelle dient. Die CCD-Kamera mißt die Transmission der IR-Strahlung dieser Heizplatte durch die Probe. Um ein (in diesem Fall unerwünschtes) Signal aufgrund der freien Überschuladungsträgerdichte zu vermeiden, wird die Messung im Dunkeln durchgeführt. Damit die Absorption von IR-Strahlung an den freien Ladungsträgern der Emitterdotierung bestimmt werden kann, müssen alle anderen die Transmission durch die Probe bestimmenden Effekte aus der Messung herauskorrigiert werden. Zu diesen Effekten zählen insbesondere die Absorption an freien Ladungsträgern der Basisdotierung sowie die Reflexion an den Probenoberflächen. Es werden wiederum zwei Messungen benötigt, um diese störenden Effekte zu eliminieren, wobei die erste Messung vor und die zweite Messung nach der Emitterdiffusion durchgeführt wird. Bildet man pixelweise die Differenz dieser beiden Messungen, so erhält man eine ortsaufgelöste Messung der Änderung der Infrarottransmission aufgrund des Emitters. Wenn die Reflexion an den Oberflächen der Probe durch die Emitterdiffusion nicht wesentlich beeinflusst ist, so ist die ortsaufgelöst gemessene Differenz der Infrarottransmission gerade proportional zur Free Carrier Absorption der aus der Emitterdiffusion resultierenden freien Ladungsträgerdichte. Da diese gerade der elektrisch aktiven Ladungsträgerdichte im Emitter entspricht, handelt es sich um die für den sich einstellenden Schichtwiderstand des Emitters relevante Größe. Sowohl SRI als auch die 4-Spitzen-Methode messen folglich nur den elektrisch aktiven Teil der Emitterdotierung. Im Gegensatz dazu mißt Secondary Ion Mass Spectroscopy (SIMS) die Gesamtkonzentration an Dotieratomen. Ist z.B. bei einem hochdotierten n-Typ Emitter ein Teil des Phosphors elektrisch inaktiv, so kann das SIMS-Profil höhere Dotierkonzentrationen aufweisen, als bei dem gemessenen Emitterprofil dem (mit der 4-Spitzen-Methode oder SRI) gemessenen Schichtwiderstand entsprechen würden. Alternativ zur Messung an der gleichen Probe vor und nach der Emitterdiffusion kann auch aus jeder Charge eine unbehandelte Probe aufbewahrt werden, die zusammen mit den diffundierten Proben gemessen wird. Bildet man dann die Differenz zwischen dem Transmissionsbild der diffundierten Proben und der undiffundierten Referenz, so ist diese ebenfalls proportional zur Free Carrier Absorption an den freien Ladungsträgern des diffundierten Emitters. Eine Prinzipskizze des für die Messungen notwendigen Aufbaus ist in Abb. 6.2 gezeigt.



**Abbildung 6.2:** Schematische Darstellung des realisierten Aufbaus zur Messung von Emitterdotierungen nach dem Prinzip des Sheet Resistance Imagings (SRI).

### 6.3.3 Vor- und Nachteile von SRI

In der oben beschriebenen prinzipiellen Vorgehensweise zur Bestimmung der Emitterdotierung mittels SRI klang schon an, daß es wesentlich ist, während der Emitterdiffusion die Oberflächenstruktur nicht zu verändern, da sonst die Reflexion an den Oberflächen und damit auch die Transmission verändert würden und somit das Meßsignal, das ausschließlich aus der Absorption an der freien Ladungsträgerdichte des Emitters besteht, verfälscht würde. Ein ähnliches Problem liegt auch vor, wenn — wie oben beschrieben — eine unprozessierte Probe für die Referenzmessung verwendet wird. In diesem Fall ist sicherzustellen, daß diese Referenz und die zu messenden Proben gleiche Oberflächeneigenschaften aufweisen.

In dieser Arbeit wurde ausschließlich mit einer unprozessierten Probe zur Referenzmessung gearbeitet. Um unterschiedliche Oberflächeneigenschaften auszuschließen, durchlief die Probe alle Prozessschritte außer der Emitterdiffusion, also insbesondere alle Reinigungs- und Ätzschritte, zusammen mit den diffundierten Proben. Es wurde nur monokristallines Material verwendet, da bei multikristallinen Scheiben die Reflexion an den Oberflächen nach dem Sägeschadenätzen stark von der Kornorientierung abhängt. Um auch diffundierte Schichten in multikristallinem Silizium untersuchen zu können, könnten die Scheiben vor der Diffusion im „Grinder“ und „Polisher“ [KRG03] beidseitig eine definierte Oberflächenstruktur erhalten. Es wurde bereits getestet, daß die Homogenität der sich ergebenden Oberflächen nach dem Grinden und Polieren am Fraunhofer ISE sogar planarer und homogener sind als die von poliert gekauften FZ-Siliziumscheiben. Somit sollte es mit diesem Verfahren möglich sein, multikristalline Proben mit identischer Reflexion an den Oberflächen zu erzeugen, die dann auch mit SRI vermessen werden können. Ein Test dieses Verfahrens konnte bereits im Rahmen dieser Arbeit an monokristallinen Siliziumscheiben durchgeführt werden.

Die Möglichkeit einer Messung vor und nach der Emitterdiffusion hätte den Vorzug, daß die Messung und die Referenzmessung an derselben Scheibe stattfinden und somit Inhomogenitäten der Reflexion an der Probenoberfläche automatisch berücksichtigt würden. Jedoch muß dafür geprüft werden, ob der Schritt des Abätzens des Phosphorglases nach der Emitterdiffusion die Oberflächeneigenschaften und damit eine Messung nach dieser Methode signifikant beeinflusst.

Im letzten Abschnitt wurde bereits deutlich, daß die Oberflächenqualität ein wichtiger Parameter für SRI-Messungen ist. Die Problematik, daß inhomogene Oberflächeneigenschaften die Transmissionsmessung verfälschen und zu fehlerhaften Meßergebnissen führen können, ist auch von anderen optischen Meßmethoden, wie z.B. der Fourier Transform Infrared Spectroscopy (FTIR), bekannt und führt zu einer, verglichen mit der 4-Spitzen-Methode, relativ komplizierten Probenpräparation für SRI. Es konnten jedoch Verfahren etabliert bzw. vorgeschlagen werden, die Inhomogenitäten in der optischen Qualität der Probenoberfläche beherrschbar machen. Optische Meßmethoden wie z.B. die CDI, deren Meßsignal aus der Differenzbildung zweier Zustände am gleichen Punkt einer Probe resultiert, sind nur in geringerem Maße von Inhomogenitäten in der Reflexion beeinflusst, da diese weitgehend korrigiert werden.

Bei optischen Methoden, die die freie Ladungsträgerdichte aufgrund von Free Carrier Absorption messen, ist die unmittelbare Meßgröße die Dotierkonzentration *pro Flächeneinheit*. Deshalb müssen für die Umrechnung auf einen Emitterschichtwiderstand Annahmen über das Dotierprofil gemacht werden. Dies ist eine zusätzliche Fehlerquelle der quantitativen Auswertung. Die 4-Spitzen-Methode mißt hingegen unmittelbar die interessierende elektrische Kenngröße der Leitfähigkeit.

Der vielleicht größte Vorteil der SRI ist die schnelle Messung von Topographien der Emitterdotierung. Alle bisherigen Methoden können Topographien nur in einem aufwendigen abrasternen Verfahren erstellen. Mit SRI sind Messungen mit einer Ortsauflösung von z.B.  $350 \mu\text{m}$  auf  $100 \times 100 \text{ mm}^2$  Proben innerhalb von ca. 4-10 s pro Probe (exklusive Rüstzeiten und Probeneinbau) möglich. Somit können auch ganze Chargen, bei denen die Diffusionsbedingungen gezielt in einem großen Parameterfeld verändert wurden, ortsaufgelöst untersucht werden, was mit der 4-Spitzen-Methode aus Zeitgründen nur äußerst selten durchgeführt wird.

Ein weiterer Vorteil der SRI ist die kontaktlose Messung. Bei der 4-Spitzen-Methode findet hingegen immer eine leichte Schädigung der Probe durch das Aufsetzen der Nadeln statt. Neben den daraus resultierenden Vorteilen der SRI beim Einsatz in Forschungsinstituten und der Off-Line-Prozesskontrolle in der Industrie erfüllt SRI somit eine wesentliche Voraussetzung für einen In-Line-Einsatz.

Schließlich bietet SRI als optische Messung wesentliche Vorteile bei der lateralen Auflösung: Diese ist nur durch die Infrarotoptik der Kamera und die verwendeten Wellenlängen beschränkt. In dem in dieser Arbeit entwickelten Versuchsaufbau sind Auflösungen von ca.  $50 \mu\text{m}$  realisiert worden, prinzipiell ist aber mit einem Mikroskopobjektiv auch eine Auflösung von  $10 \mu\text{m}$  möglich. Bei der 4-Spitzen-Methode ist die Auflösung hingegen durch den Abstand der Nadeln und die sich ergebenden Stromflußmuster begrenzt. Es können zwar Topographien mit kleiner Schrittweite erzeugt werden, jedoch liegen die praktisch realisierten Auflösungen eher im Bereich einiger  $100 \mu\text{m}$  bis hin zu wenigen Millimetern. Insbesondere bei stark inhomogenen Emitterstrukturen ergeben sich bei der 4-Spitzen-Methode Stromflußmuster, die zu einer stark verzerrten Wiedergabe der wahren Leitfähigkeitsstruktur der Probe führen können. Ein Beispiel hierfür wird in Kapitel 6.8 ausführlich diskutiert. Ein weiteres Problem, das sich bei der Anwendung elektrischer Methoden ergibt, sind die Korrekturfaktoren: Nähert man sich dem Rand der Probe, so muß ein zusätzlicher, vom Abstand zum Rand abhängiger, Korrekturfaktor verwendet werden, der für jeden Meßpunkt neu zu berechnen ist. Ursache hierfür ist die erhebliche Veränderung der Potentialverteilung und der Stromflußmuster in der Probe durch den Einfluß des Rands. Ähnliche Probleme in der Auswertung der Meßdaten treten bei optischen Messungen wie der SRI nicht auf. Mit SRI können bis auf ein Pixel an den Rand der Probe heran Schichtwiderstände ohne weitere Korrekturen ermittelt werden.

## 6.4 Quantitative Auswertung und Kalibrierung

### 6.4.1 Kalibrierung aus „first principles“

Das primäre Meßsignal  $\Delta\text{digits}$  der SRI-Messung ist die Differenz der Transmission durch die Probe mit Emitter  $T_{Em}$  und durch die Probe ohne Emitter  $T_{Ref}$ , das in der willkürlichen Einheit „digits“ (der Kamera) gemessen wird:

$$\Delta\text{digits}(x, y) = T_{Em}(x, y) - T_{Ref}(x, y) \quad . \quad (6.2)$$

Wie bei der CDI wird aufgrund der Transmissionsmessung nicht die *Volumendichte* der freien Ladungsträger gemessen, sondern eine *Flächendichte* der freien Ladungsträger. Für die Umrechnung von  $\Delta\text{digits}$  in die Flächenladungsträgerdichte wird die in Kapitel 5.3.5 ermittelte Kalibriergerade verwendet. Dabei muß jedoch bedacht werden, daß im Emitter fast ausschließlich freie Elektronen vorliegen, wohingegen die Kalibrierung mit p-dotierten Wafern erfolgte, in

denen praktisch ausschließlich Löcher vorliegen. Der sich ergebende Korrekturfaktor  $\sigma$  ist somit

$$\sigma = \frac{\alpha_{FC,n}}{\alpha_{FC,p}} . \quad (6.3)$$

Für niedrige Dotierungen bis ca.  $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ergibt sich mit den Daten von Schroder [STS78]  $\sigma \approx 0.37$ . Da Emmitter aber hochdotierte Schichten sind, ist die lineare Näherung der Abhängigkeit der Absorption an freien Ladungsträgern von der Ladungsträgerdichte nach Schroder nicht mehr anwendbar (siehe Kap. 2.3.1). Es muß zum einen ein von der freien Ladungsträgerdichte  $N$  abhängiger Korrekturfaktor  $\sigma(N)$  verwendet werden, und zum anderen bei Anwendung der linearen Eichung aus Kapitel 5.3.5 ein weiterer Korrekturfaktor  $\kappa_{FCA}(N)$  für die Nicht-Linearität der Absorption an freien Ladungsträgern bei hohen Ladungsträgerkonzentrationen angebracht werden (siehe hierzu Kap. 2.3.3 und insbesondere Abb. 2.5). Da somit beide Korrekturfaktoren auch von der Dichte der freien Ladungsträger  $N$  abhängig sind, wird die Kalibrierung abhängig vom speziellen Dotierprofil des Emitters. Ist  $N_{Dop}(z)$  das Dotierprofil und  $d_{Em}$  die Tiefe des Emitters, so ergibt sich als quantitativer Zusammenhang:

$$\Delta digits(x, y) = \zeta_{Optik} \cdot m \cdot k(x, y) \int_0^{d_{Em}} N_{Dop}(z) \kappa_{FCA}(N_{Dop}(z)) \sigma(N_{Dop}(z)) dz , \quad (6.4)$$

wobei  $m$  die Steigung der Kalibriergeraden und  $k(x, y)$  eine Matrix zur Korrektur der Inhomogenitäten der Kamera (beide aus Kap. 5.3.5) ist.  $\zeta_{Optik}$  stellt einen Faktor dar, der berücksichtigt, daß die Änderung von  $n_{FCA}$  und  $k_{FCA}$  bei hochdotierten Schichten auch die Reflexionseigenschaften der Proben und somit die gemessene Transmission verändert. Um den Faktor  $\zeta_{Optik}$  zu ermitteln, wurde der Emmitter mit den in Kapitel 2.3 bestimmten Parametern für  $n_{FCA}$  und  $k_{FCA}$  als System dünner planparalleler Schichten auf der Oberfläche eines Siliziumwafers simuliert. Hierbei wurde ein bis zu siebenlagiges Schichtsystem auf der Oberfläche untersucht. Das mehrlagige System war notwendig, um die Änderung der Dotierung des Emitters mit der Tiefe und die damit einhergehende Änderung von  $n_{FCA}$  und  $k_{FCA}$  zu berücksichtigen. Es wurde die Transmission durch die Siliziumscheibe für drei verschiedene Annahmen berechnet:

- ohne Oberflächenschicht (Emitter)
- mit Absorption im Emmitter aufgrund von Absorption an freien Ladungsträgern, jedoch ohne Änderung der Reflexionseigenschaften durch den Emmitter sowie
- mit Absorption im Emmitter und entsprechender Änderung der Reflexionseigenschaften durch den Emmitter

Hieraus wurde der Einfluß dieser Parameter auf die Transmission, die primäre Meßgröße ist, berechnet. Da es sich um Schichten handelt, deren Dicke im Bereich der Wellenlänge des einfallenden Lichts oder sogar darunter liegen, kann keine geometrische Optik angewendet werden. Vielmehr müssen die optischen Eigenschaften der Probe mithilfe der Wellenoptik bestimmt werden. Hierzu wird die Matrizen-Methode und ein im Rahmen der Simulationsumgebung PVOBJECTS von G. Letay entwickeltes Programmpaket verwendet [Let03]. Für einen typischen hochdotierten Industrieemitter ( $37 \text{ } \Omega/\square$ ,  $3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  Oberflächendotierung) vermindert sich nach diesen Simulationen die Transmission durch die Probe unter Berücksichtigung der geänderten Reflexionseigenschaften, um ca. einen Faktor 1.29 bis 1.39 stärker, als wenn nur die Absorption im Emmitter ohne Änderung der Reflexionseigenschaften berücksichtigt wird. Auch für andere hochdotierte Industrieemitter wurden ähnliche Simulationen durchgeführt, die nur leichte

Schwankungen dieses Faktors zeigten. Da eine Simulation jedes einzelnen Emitterprofils an allen  $288 \times 288$  Meßpunkten mit der Matrizen-Methode für die Standardauswertung von Schichtwiderstandstopographien viel zu aufwendig wäre, wurde deshalb  $\zeta_{Optik} = 1.35$  für alle Berechnungen angenommen. Dies ist, wie oben beschrieben, für hochdotierte Emitter eine gute Näherung. Werden andere Emittertypen, z.B. Emitter hocheffizienter Solarzellen, untersucht, so müssen ähnliche Simulationsrechnungen für eine entsprechende Klasse von Emittern durchgeführt und  $\zeta_{Optik}$  entsprechend geändert werden.

Betrachtet man Gl. 6.4, so sieht man, daß eine einfache Umrechnung des primären Meßsignals  $\Delta digits(x, y)$  in eine Flächendichte der freien Ladungsträger, die gerade  $\int_0^{d_{Em}} N_{Dop}(z) dz$  entspricht, oder direkt in  $N_{Dop}(z)$  nicht möglich ist. Um eine entsprechende Umrechnung trotzdem zu ermöglichen, müssen Annahmen über die Eigenschaften des Emitters gemacht werden. In der Praxis wurde dies so realisiert, daß der Benutzer zunächst Angaben über das Emitterprofil (erfc- oder Gauss-Profil) und die Oberflächenkonzentration und Tiefe bei einem frei wählbaren Emitterschichtwiderstand macht. Nun wird für die Annahmen eines Emitters mit konstanter Oberflächendotierung und variabler Tiefe eine Variation der Parameter durchgeführt und jeweils der Emitterschichtwiderstand gemäß

$$R_{Sh} = \left( \int_0^{d_{Em}} N_{Dop}(z) q \mu(N_{Dop}(z)) \cdot dz \right)^{-1} \quad (6.5)$$

berechnet, wobei  $\mu(N_{Dop})$  die Mobilität der Elektronen im Emitter,  $q$  die Elementarladung und  $R_{Sh}$  der Emitterschichtwiderstand ist. Die gleiche Rechnung wird ebenfalls für die Annahme eines Emitters mit variabler Oberflächendotierung aber konstanter Tiefe durchgeführt. Ferner wird das dem jeweiligen Emitterprofil entsprechende  $\Delta digits$  mit Gl. 6.4 berechnet. Mit einer so generierten Tabelle der  $R_{Sh}$ - und zugehörigen  $\Delta digits$ -Werte, für die typischerweise die Berechnung von ca. 50 Wertepaaren völlig hinreichend ist, kann nun mittels Interpolation dem Meßwert  $\Delta digits(x, y)$  an jedem Pixel ein Emitterschichtwiderstand zugeordnet und so eine Topographie von  $R_{Sh}$  erzeugt werden. Eine Untersuchung des Fehlers, der sich aufgrund der Annahmen über das Emitterprofil ergibt, findet sich in Kapitel 6.5.

Da  $\Delta digits$  ein sehr unanschauliches Maß für die primäre Meßgröße ist, hat es sich als zweckmäßig erwiesen, diese in eine unkorrigierte Flächendichte der freien Ladungsträger umzurechnen:

$$\Delta n_{area, uncorrected}(x, y) = \frac{\Delta digits(x, y)}{m \cdot k(x, y)} \quad (6.6)$$

Es sei aber nochmals darauf hingewiesen, daß dies nur eine Beschreibung des Meßsignals in anderen Einheiten ist und *keiner* realen Ladungsträgerdichte entspricht.

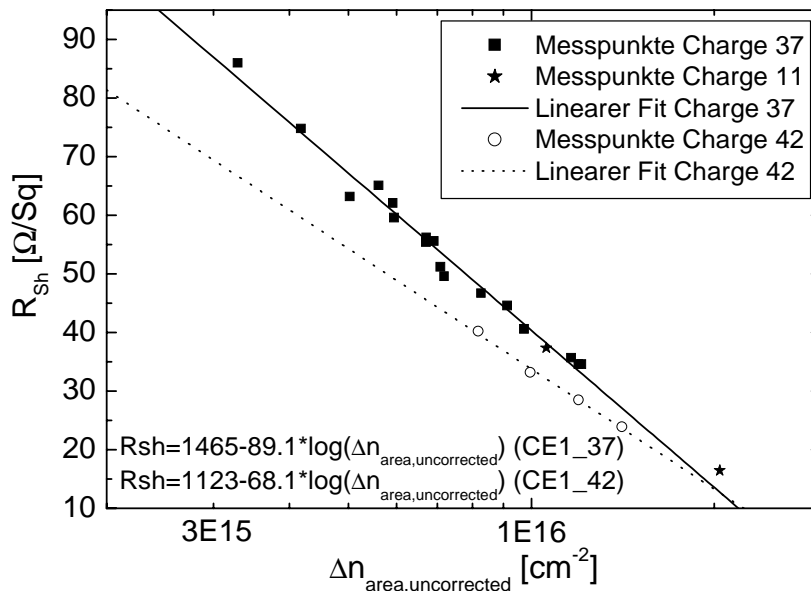
Wenn die zu untersuchende Probe eine andere Dicke als die Referenzprobe hat, so ergibt sich ein Meßsignal allein aufgrund der verschiedenen *Flächendichten* der Basisdotierung, das die Meßwerte für die Emitterdotierung verfälschen kann. Deshalb werden in dem in dieser Arbeit implementierten Auswerteprogramm in Gl. 6.4 und Gl. 6.6 Terme angebracht, die diesen Effekt korrigieren.

### 6.4.2 Kalibrierung mit der 4-Spitzen-Methode

Da häufig keine genauen Angaben über das Emitterprofil vorliegen, wurde eine zweite Methode zur Kalibrierung realisiert und implementiert. Diese beruht im Gegensatz zu der oben beschriebe-

nen Kalibrierungsmethode nicht auf „first principles“, sondern verwendet die 4-Spitzen-Methode als Referenzmethode zur Kalibrierung der SRI.

Um die SRI für einen bestimmten Diffusionsprozeß in einem speziellen Ofen zu kalibrieren, wird an einem Satz Proben mit sehr unterschiedlichem Schichtwiderstand jeweils in der Probenmitte bzw. an einem Ort mit möglichst homogenem  $R_{Sh}$  mit der 4-Spitzen-Methode der Schichtwiderstand bestimmt. Die SRI-Messungen an den gleichen Proben werden mithilfe von Gl. 6.6 in eine unkorrigierte Flächendichte der freien Ladungsträger umgerechnet und für jede Probe der Durchschnittswert über einem kleinen (in diesen Experimenten  $20 \times 20$  Pixel großen) Bereich um die Probenmitte bestimmt. Aus diesen Angaben ergibt sich eine Eichkurve für den jeweiligen Diffusionsofen und die verwendete phosphorhaltige Siebdruckpaste, mit der  $\Delta n_{area,uncorrected}(x,y)$  in einen Emitterschichtwiderstand umgerechnet werden kann. Die sich ergebenden Kalibriergeraden für den Kettenbandofen und den ersten Prototyp-Hubschnurofen<sup>1</sup> am Fraunhofer ISE sind in Abb. 6.3 gezeigt.



**Abbildung 6.3:** Kalibriergeraden der SRI-Messungen für den Kettenband- und den Prototyp-Hubschnurofen des Fraunhofer ISE. Die Chargen 11 und 37 wurden jeweils im Hubschnurofen, die Charge 42 im Kettenbandofen diffundiert. Die verschiedenen Steigungen zeigen, daß beide Öfen offenbar verschiedene Diffusionsprofile erzeugen, wohingegen die Chargen 11 und 37 sehr ähnliche Kalibriergeraden aufweisen, obwohl zwischen den jeweiligen Diffusionen im gleichen Ofen über 1 1/2 Jahre liegen.

Der Vorteil dieser Methode ist, daß wesentlich weniger theoretische Annahmen als in der oben beschriebenen Methode gemacht werden müssen. Messungen mit der 4-Spitzen-Methode sind nur an einem Kalibrierwafersatz pro Ofen und Dotierstoffquelle notwendig. Außerdem müssen die 4-Spitzen-Messungen auch nur jeweils an einem Punkt in der Probenmitte durchgeführt werden. Die ortsaufgelöste Information kann genauso wie eine eventuell gewünschte Prozeßkontrolle schnell und kontaktfrei mit SRI durchgeführt werden.

<sup>1</sup>Beim Hubschnurofen handelt es sich um einen Durchlaufofen, in dem die Proben auf Keramikschnüren transportiert werden. Die Keramikschnüre laufen nicht selber komplett durch den Ofen, sondern führen alternierend Vorwärts- und Rückwärtsbewegungen durch, wobei der Wafer immer auf den sich momentan in Vorwärtsrichtung bewegendem Schnurpaaren aufliegt (siehe [BPS<sup>+</sup>02]).

## 6.5 Fehlerbetrachtung

Bei dem in den letzten Kapiteln vorgestellten Verfahren zur Messung von Emitterschichtwiderständen gibt es zwei sich prinzipiell unterscheidende Fehlerquellen: Meßfehler aufgrund von Schwankungen und Ungenauigkeiten sowie Mehrdeutigkeiten der Auswertung, da das Profil des Emitters nicht genau bekannt ist.

Als Fehlerquellen, die sich aus dem experimentellen Aufbau ergeben können, sind insbesondere zu nennen:

- Schwankung / Inhomogenität der Probertemperatur,
- Schwankung / Inhomogenität der Heizplattentemperatur,
- Ungenauigkeiten der Kalibrierung sowie
- Unterschiede in der Oberflächenbeschaffenheit von Probe und Referenz

Schwankungen bzw. Inhomogenitäten in der Proben- und Heizplattentemperatur führen analog zu den bei der CDI angestellten Überlegungen zu einer Änderung der Stärke des Emissions- bzw. Absorptionssignals. Da bei der SRI kein Lock-In verwendet wird, kommt ferner hinzu, daß auch eine Differenz zwischen den Temperaturen der Referenzmessung und der Messung der eigentlichen Probe zu Fehlern führt. Um diese Fehlerquellen klein zu halten, muß die Heizplatte hinreichende Zeit zum Einschwingen erhalten. Außerdem wurde mithilfe der Klimaanlage des Labors eine stets gleiche Umgebungstemperatur eingestellt.

Die Kalibrierung der Messung wurde von der Kalibrierung der CDI übernommen. Die dort durchgeführten Untersuchungen zeigen, daß die Kalibrierung sehr präzise erfolgen kann und somit keine wesentliche Fehlerquelle darstellt.

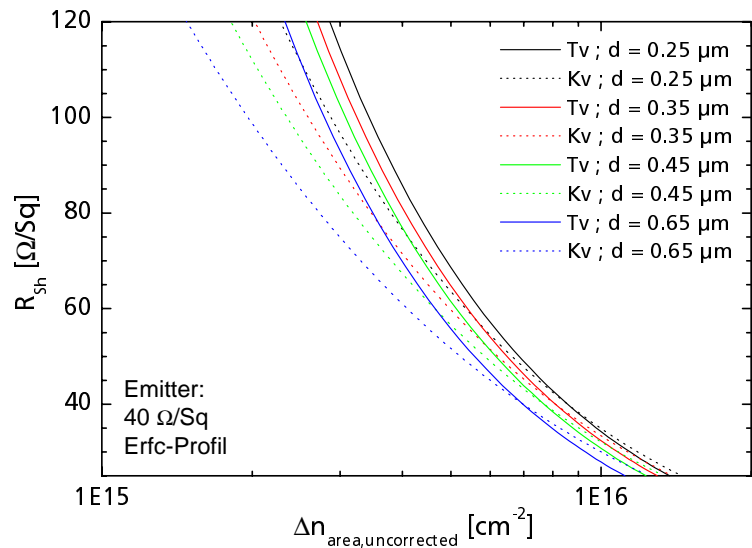
Unterschiede in der Oberflächenbeschaffenheit der Proben relativ zur Referenzscheibe können durch Änderung der Reflexionseigenschaften an der Oberfläche zu erheblichen Fehlern führen. Diese Fehlerquelle kann minimiert werden, indem die Referenz — wie oben beschrieben — ebenfalls alle Prozessierungsschritte außer der Emittendiffusion durchläuft. Ist dies nicht hinreichend, so kann vor der Emittendiffusion durch „Grinden“ und Polieren der Oberflächen von Probe und Referenzscheibe eine identische Oberflächenstruktur geschaffen und somit diese Fehlerquelle beseitigt werden. Eine entsprechende Messung ist in Kap. 6.6 gezeigt. Dabei stellte sich auch heraus, daß ein Polierschritt unnötig ist, da schon die vom „Grinder“ erzeugte Oberflächenstruktur eine optisch hervorragende Homogenität aufweist, wenn ein sehr feinkörniges Schleifrad des „Grinders“ verwendet wird.

Wie in Gleichung 6.4 zu sehen ist, geht aufgrund der Korrekturfaktoren für die Absorption an freien Ladungsträgern in hochdotierten Schichten die Annahme über das Profil des zu untersuchenden Emitters in die Auswertung der SRI-Messungen ein. Ferner ist die Meßgröße eine Ladungsträgerdichte, die dann in einen Schichtwiderstand umgerechnet werden muß. Auch auf diese Umrechnung hat das Dotierprofil aufgrund der Abhängigkeit der Ladungsträgermobilität von der Konzentration freier Ladungsträger einen wesentlichen Einfluß. Zur Umrechnung der SRI-Messungen in Emitterschichtwiderstände muß der Benutzer deshalb eine Näherung für das Profil der Emitterdotierung bei einem von ihm zu wählenden Schichtwiderstand vorgeben. Für die Variationen des Schichtwiderstands kann dann zwischen zwei Extremfällen gewählt werden: (i) konstante Oberflächendotierung und Anpassung des Schichtwiderstands rein über die Tiefe

des Emitters oder (ii) konstante Tiefe des Emitters und Anpassung des Emitterschichtwiderstands ausschließlich über die Oberflächendotierung.

Der Einfluß dieser Annahmen auf die mit SRI ermittelten Schichtwiderstände wurde exemplarisch für industrietypische Emitterprofile bestimmt. Dazu wurde ein erfc-Profil des Emitters angenommen und damit als Ausgangspunkt ein  $40 \text{ } \Omega/\square$  Emitter modelliert. Für diesen Emitter wurde dann mit Gleichung 6.4 das zu erwartende SRI-Meßsignal ermittelt (wiederum, wie oben als  $\Delta n_{\text{area,uncorrected}}$ ). Ausgehend von diesem Emitter, wurde anschließend der Schichtwiderstand variiert, indem nur die Oberflächenkonzentration bzw. nur die Tiefe des Emitters verändert wurde, so daß sich zwei unterschiedliche Abhängigkeiten des Schichtwiderstands vom primären Meßsignal  $\Delta n_{\text{area,uncorrected}}$  ergeben. Diese Simulationen wurden für vier Paare ( $N_{\text{Dop}}$ ;  $d_{\text{Em}}$ ) durchgeführt.

Die Ergebnisse sind in Abb. 6.4 aufgetragen. Der Unterschied zwischen den Kurven, bei denen nur die Emittertiefe (in Abb. 6.4 durchgezogene Kurven) bzw. nur die Oberflächenkonzentration (in Abb. 6.4 gestrichelte Kurven) variiert wurde, gibt an, wie stark die berechnete Inhomogenität maximal von der wahren Inhomogenität abweichen kann. Dabei wurde angenommen, daß das Emitterprofil bei einem Schichtwiderstand des Emitters (in diesem Fall  $40 \text{ } \Omega/\square$ ) bekannt ist, aber keinerlei Informationen über die Gründe der Inhomogenität bekannt sind. Die Untersuchung von vier verschiedenen Emittern mit  $40 \text{ } \Omega/\square$ , aber verschiedener Tiefe zeigt die Variation, die aufgrund falscher Annahmen über das Emitterprofil



**Abbildung 6.4:** Einfluß der Annahmen über das Dotierprofil des Emitters auf die mit SRI gemessenen Schichtwiderstände. Die mit „Tv“ gekennzeichneten durchgezogenen Linien entsprechen einer Variation der Emittertiefe bei konstanter Oberflächendotierung, die mit „Kv“ gekennzeichneten Linien einer Variation der Oberflächenkonzentration bei konstanter Emittertiefe. Die resultierende Tiefe des Emitters bei  $40 \text{ } \Omega/\square$  Schichtwiderstand auf  $1 \text{ } \Omega\text{cm}$  Basismaterial ist jeweils bei den Kurven angegeben. Die Wertepaare ( $N_{\text{Dop}}$ ;  $d_{\text{Em}}$ ), die jeweils den  $40 \text{ } \Omega/\square$  Emitter ergaben, sind  $(4.6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}; 0.25 \text{ } \mu\text{m})$  (schwarze Kurven),  $(3.12 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}; 0.35 \text{ } \mu\text{m})$  (rote Kurven),  $(2.3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}; 0.45 \text{ } \mu\text{m})$  (grüne Kurven) und  $(1.44 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}; 0.65 \text{ } \mu\text{m})$  (blaue Kurven).

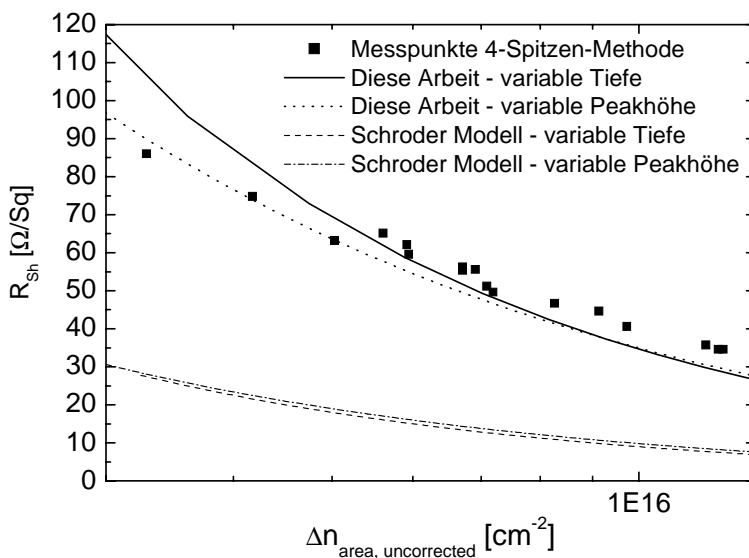
ohne Berücksichtigung von Inhomogenitäten entsteht. Insgesamt kann anhand von Abb. 6.4 festgestellt werden, daß die Annahmen über das Emitterprofil einen nicht unerheblichen Einfluß auf die ermittelten Schichtwiderstände haben können. Somit ist es, falls technologisch möglich, vorteilhaft, die in Kap. 6.4.2 beschriebene Kalibrierung der SRI mithilfe der 4-Spitzen-Methode durchzuführen. Sollte dies nicht möglich sein, so können jedoch auch mit der hier näher untersuchten Kalibrierung der SRI gute Ergebnisse erzielt werden, wobei eine möglichst präzise Annahme über das Emitterprofil und seine Variation wichtig ist. Ein Beispiel dafür, daß auch hiermit eine sehr gute Bestimmung von  $R_{\text{Sh}}$  möglich ist, wird in Kapitel 6.6 vorgestellt.

## 6.6 Vergleich von SRI mit der 4-Spitzen-Methode

### 6.6.1 Vergleich der beiden Auswertemethoden

Anhand einer im ersten Prototyp-Hubschnurofen des Fraunhofer ISE gefertigten Charge sollen die beiden für die SRI entwickelten Auswerteverfahren quantitativ verglichen werden. Für die untersuchte Charge 37 wurden Emitterdiffusionen bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt. Dadurch wurde ein großer Bereich von Schichtwiderständen von ca.  $35 \Omega/\square$  bis ca.  $90 \Omega/\square$  zugänglich. Trägt man nun die mit der 4-Spitzen-Methode ermittelten Schichtwiderstände über der primären Meßgröße  $\Delta n_{area,uncorrected}$  auf, so erhält man einen linearen Zusammenhang, der zur Kalibrierung verwendet werden kann (siehe Abb. 6.3). In Abb. 6.5 ist nun im Vergleich zu diesen Meßpunkten die sich ergebende Abhängigkeit des Schichtwiderstands  $R_{Sh}$  vom primären Meßsignal  $\Delta n_{area,uncorrected}$  für eine Auswertung mit Gl. 6.4 sowie eine Auswertung mit dem vereinfachten Modell der Absorption an freien Ladungsträgern nach Schroder [STS78] eingezeichnet. Man sieht, daß für alle Werte der Meßgröße  $\Delta n_{area,uncorrected}$  die mit dem Schroder-Modell errechneten Schichtwiderstände weit entfernt von den mit der 4-Spitzen-Methode ermittelten Werten liegen. Außerdem liegen die mit dem Modell der Absorption an freien Ladungsträgern nach Schroder ermittelten Kurven in einem Schichtwiderstandsbereich, der weder mit SIMS-Messungen noch mit den gemessenen Hellkennliniendaten von in diesem Ofen prozessierten Solarzellen kompatibel ist. Somit kann das von Schroder entwickelte einfache Modell der Absorption an freien Ladungsträgern nicht zur Auswertung von Absorptionsmessungen an hochdotierten Schichten verwendet werden. Dies ist vermutlich auch ein wesentlicher Grund, warum IR-Absorptionsmethoden zur Bestimmung des Emitterschichtwiderstands bisher keine weite Verbreitung gefunden haben.

Verwendet man hingegen die Auswertung nach Gl. 6.4 mit dem in dieser Arbeit entwickelten Modell der Absorption an freien Ladungsträgern, so liegen die mit einer Emittertiefe von  $0.25 \mu m$  ermittelten Schichtwiderstände sehr nahe an den mit der 4-Spitzen-Methode ermittelten Werten (siehe Abb. 6.5). Insbesondere bei hohen Schichtwiderständen scheint das Modell mit variabler Oberflächenkonzentration Ergebnisse zu liefern, die etwas besser mit denen der 4-Spitzen-Messung übereinstimmen, als die des Modells mit variabler Emittertiefe. Eine eindeu-

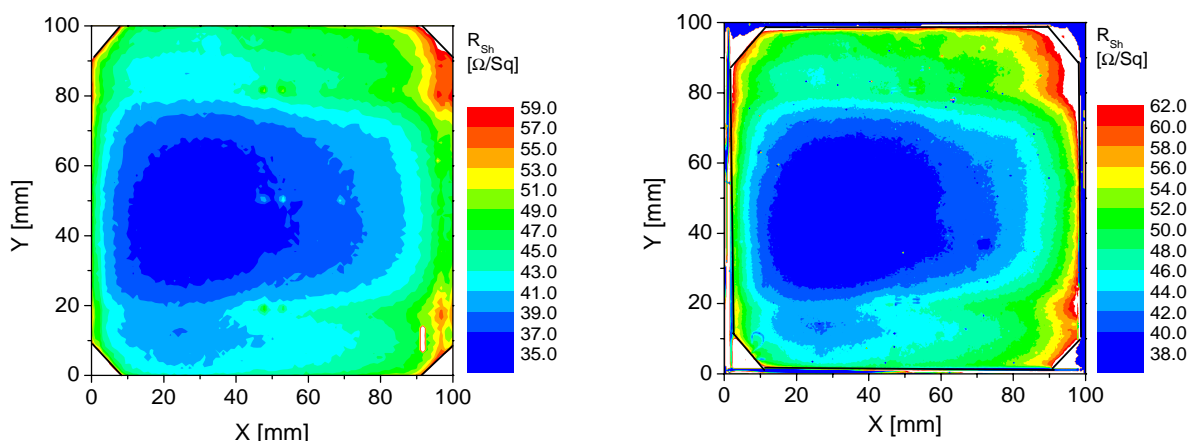


**Abbildung 6.5:** Vergleich der aus den Rohdaten der SRI und Messungen mit der 4-Spitzen-Methode ermittelten Meßdaten mit Kalibrierungen nach Gl. 6.4 (bezeichnet mit „Diese Arbeit“) sowie mit dem in  $N_{Dop}$  linearen Modell der Absorption an freien Ladungsträgern nach Schroder (bezeichnet mit „Schroder Modell“). Die Proben entstammen der im Prototyp-Hubschnurofen des Fraunhofer ISE prozessierten Charge 37.

tige Zuordnung zu einem der beiden Modelle ist jedoch allein aufgrund dieser Messung nicht möglich. Mögliche Ursache für die vorhandenen leichten Abweichungen beider Modelle von den mit der 4-Spitzen-Methode ermittelten Werten könnte der unabhängig vom Emitterprofil konstant angenommene Optikkfaktor  $\zeta_{Optik}$ , aber auch Meßfehler in der 4-Spitzen-Methode sein. So wurde z.B. festgestellt, daß zwischen den am Fraunhofer ISE in Freiburg und dem am Labor- und Servicezentrum (LSC) in Gelsenkirchen vorhandenen 4-Spitzen-Meßplätzen Unterschiede im gemessenen Absolutwert des Emitterschichtwiderstands von  $\Delta R_{Sh} \approx 4\Omega/\square$  bestehen (siehe unten). Insgesamt kann also festgestellt werden, daß die Auswertung nach Gl. 6.4 sehr gute Werte für den Emitterschichtwiderstand liefert und somit eine quantitative Untersuchung von Proben mit SRI auch dann möglich ist, wenn für den betreffenden Ofen keine aus dem Vergleich mit der 4-Spitzen-Methode bestimmte Kalibrierkurve für die SRI vorliegt.

### 6.6.2 Vergleich mit der 4-Spitzen-Methode

Anhand der ebenfalls im Prototyp-Hubschnurofen prozessierten Charge 11, die jedoch ca. 1 1/2 Jahre vor der eben betrachteten Charge 37 prozessiert wurde, soll ein erster qualitativer Vergleich der mit SRI gemessenen Schichtwiderstandstopographien mit Meßergebnissen der 4-Spitzen-Methode durchgeführt werden. Abb. 6.6 zeigt den Vergleich der sich ergebenden Schichtwiderstandsbilder einer Probe aus dieser Charge. Die mit SRI und bei der 4-Spitzen-Methode gemessenen Topographien sind sehr ähnlich, so daß hieraus ein erster Hinweis darauf resultiert, daß die mit der SRI gefundenen Inhomogenitäten tatsächlichen Variationen in der Emitterdotierung entsprechen. Jedoch ist ebenfalls zu sehen, daß die Absolutwerte des Emitterschichtwiderstands, in der SRI-Messung um  $\Delta R_{Sh} \approx 3\Omega/\square$  höher liegen als in der 4-Spitzen-Messung bei Bayer. Neben Meßfehlern der SRI ist eine mögliche Ursache hierfür ein Offset zwischen den Absolutwerten des 4-Spitzen-Meßplatzes bei Bayer und dem am Fraunhofer ISE, mit dessen Hilfe die SRI kalibriert wurde. Aus anderen Messungen ist bekannt, daß beim Vergleich von 4-Spitzen-Messungen der Meßaufbau von Bayer meist niedrigere Werte lieferte als die am Fraunhofer ISE vorhandenen Meßplätze<sup>2</sup>. Ein ähnlicher Effekt wird weiter unten detailliert beschrieben.



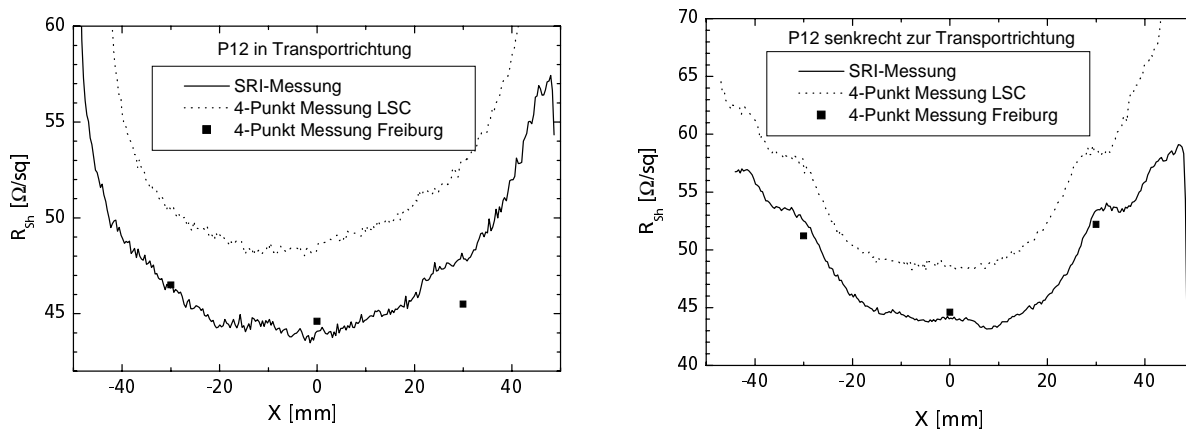
**Abbildung 6.6:** Schichtwiderstandstopographien an einer Probe aus Charge 11, gemessen mit der 4-Spitzen-Methode (links) und Sheet Resistance Imaging (rechts). Der Dotierstoff wurde auf den  $100 \times 100 \text{ mm}^2$  großen, quadratischen Proben mit einer pseudo-quadratischen Siebdruckmaske aufgebracht. Die 4-Spitzen-Messung wurden von Herrn Bräutigam (Bayer AG) durchgeführt.

<sup>2</sup>D. Biro, persönliche Mitteilung, 2003

Um einen quantitativen Vergleich der mit der 4-Spitzen-Messung und SRI ermittelten Emitterschichtwiderstandstopographien durchführen zu können, wurden an drei Proben aus Charge 37 mit der am LSC vorhandenen Apparatur zur 4-Spitzen-Messung Linescans in x- und y-Richtung durch die Probenmitte angefertigt und diese mit entsprechenden Linien aus den SRI-Bildern und punktuellen Messungen mit dem 4-Spitzen-Meßplatz in Freiburg verglichen. In Abb. 6.7 sind die Ergebnisse exemplarisch für die bei  $920^{\circ}\text{C}$  diffundierte Probe 12 in Transportrichtung der Probe durch den Ofen sowie senkrecht dazu dargestellt.

Man sieht, daß die *relative* Struktur der Emitterschichtwiderstandstopographie sowohl in Transportrichtung der Probe im Ofen als auch senkrecht dazu von beiden Meßtechniken bis sehr nahe an den Rand identisch wiedergegeben wird. Direkt am Rand treten erhebliche Unterschiede auf, die ihren Grund zum einen in der Annahme einer unendlich ausgedehnten Probe bei der Messung nach der 4-Spitzen-Methode haben und zum anderen dadurch bedingt sind, daß das jeweils aller äußerste Pixel bei der SRI-Messung meist nur teilweise auf der Probe und teilweise auf dem Probenrahmen zu liegen kommt und somit die Werte dieser Pixel der SRI-Messung nicht vertrauenswürdig sind.

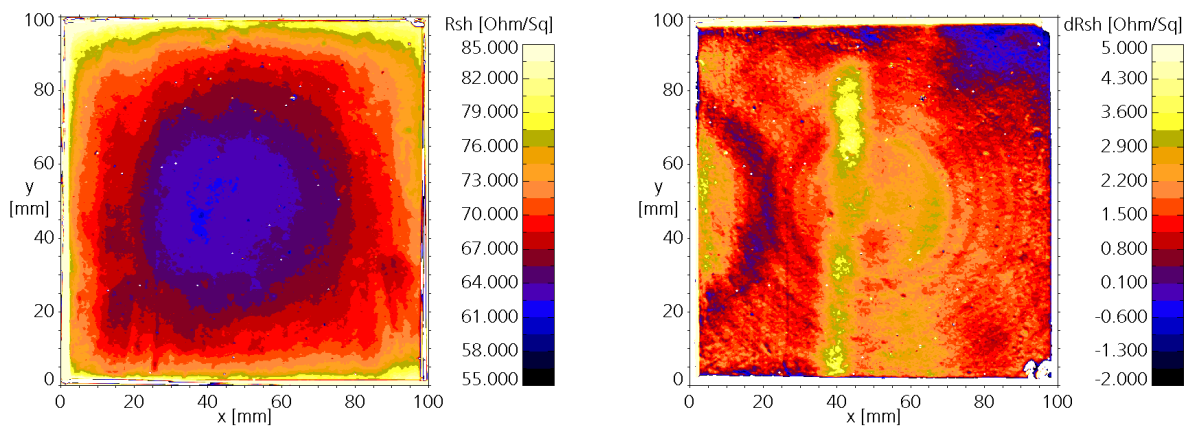
In den Absolutwerten unterscheiden sich SRI und 4-Spitzen-Messung am LSC in Gelsenkirchen um  $\Delta R_{Sh} \approx 4.5\Omega/\square$ , wohingegen zwischen der SRI-Messung und der 4-Spitzen-Messung in Freiburg sehr gute Übereinstimmung besteht. Da die SRI-Messung mithilfe der 4-Spitzen-Messung in Freiburg nach der in Kap. 6.4.2 beschriebenen Methode kalibriert worden ist, bedeutet dies, daß es sich bei diesem Offset nicht um ein Problem der SRI-Messung handelt, sondern um eine Inkonsistenz zwischen den Meßplätzen zur 4-Spitzen-Messung am ISE in Freiburg und am LSC in Gelsenkirchen. Somit konnte gezeigt werden, daß auch quantitativ gute Übereinstimmung zwischen 4-Punkt-Messung und SRI besteht.



**Abbildung 6.7:** Linescans durch den Mittelpunkt der Probe 12 aus Charge 37, in Transportrichtung der Probe im Ofen (links) und senkrecht dazu (rechts).

Die Emitterdiffusion aller bisher untersuchten Proben erfolgte entweder im Hubschur- oder im Kettenbandofen, also jeweils in Durchlauföfen. Dazu wird auf die Proben einseitig eine phosphorhaltige Paste aufgedruckt, aus der während des Durchlaufs durch den Ofen Phosphor in die Probe diffundiert. Bei einem solchen Prozeß geht auch immer Phosphor in die Ofenatmosphäre über, so daß auf der Probenrückseite eine (ungewollte) Emitterdiffusion aus der Gasphase möglich ist. Falls die Phosphorpaste über den Rand der Proben ungewollt auf die Rückseite läuft, ist auch aus der Paste eine n-Dotierung der Probenrückseite denkbar. Ein solcher „parasitärer“ Emitter auf der Rückseite würde in SRI-Messungen voll in die Messungen eingehen, da es sich

um eine Transmissionsmessung handelt, wohingegen er bei Schichtwiderstandsmessungen mit der 4-Spitzen-Methode nur einen verschwindend kleinen Einfluß auf die Meßergebnisse hätte. Um zu untersuchen, ob eine entsprechende Verfälschung der Meßdaten vorliegt, wurde Probe 10 aus Charge 37 (FZ-Scheibe, Diffusion bei  $900^{\circ}\text{C}$ ) mit SRI gemessen. Dann wurde von der Rückseite dieser Probe eine mehrere Mikrometer dicke Schicht mechanisch mithilfe des „Grinders“ abgenommen und nochmals der Emitterschichtwiderstand mit SRI bestimmt. Eine Referenzscheibe wurde identisch prozessiert, um Meßfehler durch Änderungen der Reflexion an der Probenoberfläche vermeiden zu können. Beim Grinden wurde abschließend ein sehr feinkörniges Schleifrad verwendet, um eine möglichst gute optische Qualität der Oberfläche zu erzielen. Die Ergebnisse der SRI-Messung nach dem Grinden und das Differenzbild zwischen SRI-Messung vor und nach dem Grinden sind in Abb. 6.8 dargestellt. Man sieht zunächst, daß die durch den „Grinder“ erzeugten Oberflächen eine hinreichend hohe optische Qualität haben, um SRI-Messungen durchzuführen. Dieses Ergebnis ist auch für andere Experimente von entscheidender Bedeutung, da es die Messung an Proben mit beliebiger Oberflächenqualität — insbesondere multikristallinem Silizium — ermöglicht, wenn diese von der Emittendiffusion beidseitig gegrindet werden und somit eine definierte Oberflächenqualität erhalten. Betrachtet man das Differenzbild, so findet man nur sehr geringe Änderungen in der Größenordnung von  $\Delta R_{Sh} \approx 2\Omega/\square$ , wobei sich die Mittelwerte der beiden Messungen um  $\Delta R_{Sh} \approx 0.7\Omega/\square$  unterscheiden. Viel wichtiger ist aber die Feststellung, daß die gefundene Struktur der Differenzen zwischen den beiden Messungen nicht mit der zu erwartenden lateralen Verteilung eines parasitären Emitters korreliert. Für einen parasitären Emitter würde man eine relativ hohe Dotierung am Rand erwarten, die dann zur Probenmitte hin langsam abnimmt. Die gefundene Struktur, insbesondere die Ringe und der senkrechte Streifen in der Mitte der Probe deuten vielmehr darauf hin, daß die optischen Eigenschaften der Probe und Referenz vor dem Grinden leicht unterschiedlich waren und diese Unterschiede durch das Grinden beseitigt wurden.



**Abbildung 6.8:** SRI-Messung an Probe 10, Charge 37 nach Grinden der Probenrückseite (links) und Differenzbild der Messungen vor und nach dem Grinden (rechts).

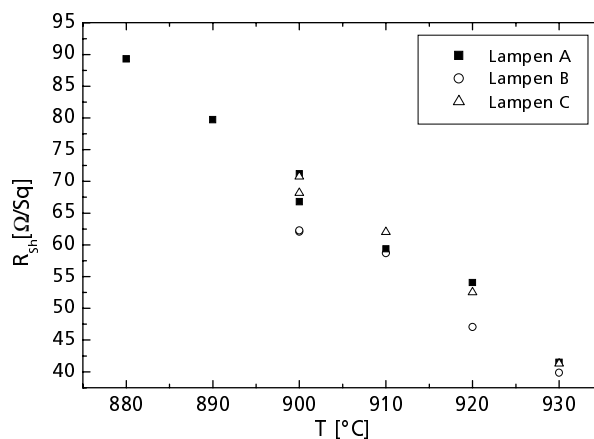
## 6.7 Anwendungsbeispiel: Optimierung eines Diffusionsofens

In diesem Kapitel soll als ein mögliches Anwendungsgebiet der SRI exemplarisch die Optimierung der Lampenkonfiguration eines Diffusionsofens diskutiert werden. Dabei soll nicht auf die

technologischen Gründe und Randbedingungen verschiedener Diffusionsprozesse und das darin enthaltene Optimierungspotential eingegangen werden, da dies außerhalb des Rahmens dieser Arbeit liegt. Entsprechende Untersuchungen sind z.B. in [Bir03] zu finden. Hier soll lediglich aufgezeigt werden, wie die Meßmethode der SRI neue Möglichkeiten in der Charakterisierung der Diffusionsprozesse schafft.

Da SRI eine sehr schnelle Meßtechnik ist, ist es ohne weiteres möglich, in einem zu untersuchenden Ofen eine Vielzahl verschiedener Diffusionsprozesse zu fahren und für jeden dieser Prozesse Schichtwiderstandstopographien zu erstellen und auszuwerten. Da SRI eine gute Ortsauflösung bietet, ist es so nicht nur möglich, eine Vielzahl von Prozessen bezüglich des Schichtwiderstands, sondern auch bezüglich seiner Verteilung bis hin zum Rand der Proben zu testen. Im Folgenden soll auf diese Weise der Prototyp-Hubschnurofen des Fraunhofer ISE charakterisiert werden. Die Experimente wurden in Kooperation mit D. Biro durchgeführt, der für die technologische Seite des Experiments zuständig war [Bir03], wohingegen die Charakterisierungsarbeiten Bestandteil dieser Arbeit sind.

Es wurden  $100 \times 100 \text{ mm}^2$  große FZ-Scheiben mit einer Basisdotierung von 0.8 bis  $1.2 \text{ } \Omega\text{cm}$  p-Typ prozessiert. Dabei wurde die Temperatur in der Plateau-Zone des Hubschnurofens von ca.  $880^\circ\text{C}$  bis ca.  $930^\circ\text{C}$  variiert und der Einfluß der Einstrahlungsgeometrie der Heizlampen durch drei verschiedene Kombinationen von Lampen-Arrays getestet. Die Temperaturangaben sind dabei primär als Relativangaben zu sehen, da die Messung der Temperatur in der Plateau-Zone immer mit einem erheblichen Fehler behaftet ist. Für Details zum verwendeten Hubschnurofen siehe auch [BPS<sup>+</sup>02].

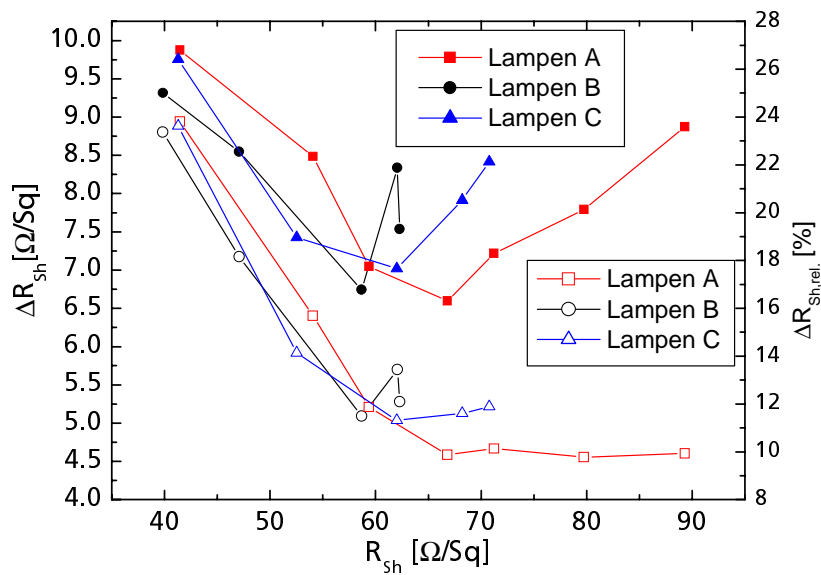


**Abbildung 6.9:** Abhängigkeit des gemittelten Schichtwiderstands von der Diffusionstemperatur bei verschiedenen Lampeneinstellungen.

Abb. 6.9 zeigt die Abhängigkeit des erzielten durchschnittlichen Emitterschichtwiderstands (arithmetisches Mittel) von der Temperatur in der Plateau-Zone des Ofens. Man findet eine annähernd lineare Abhängigkeit, wobei die Verteilung der Heizleistung auf die verschiedenen Lampen-Arrays anscheinend nur einen geringen Einfluß auf die erzielten Schichtwiderstände hat. Lediglich bei Verwendung von Kombination C sind die Schichtwiderstände bei gleicher nomineller Diffusionstemperatur etwas niedriger als bei den anderen Prozessen.

Wichtig für den Zellprozeß ist neben der Einstellung eines geeigneten Schichtwiderstands jedoch insbesondere die Homogenität der diffundierten Schicht. Lokal zu hohe Schichtwiderstände können zu Serienwiderstandsverlusten im Emitter sowie zu Verlusten durch einen lokal erhöhten Kontaktwiderstand führen. Außerdem kann ein zu flach diffundierter Emitter zu Shunts führen, wenn die Vorderseitenmetallisierung durch den dünnen Emitter hindurch die Basis kontaktiert oder die Raumladungszone schädigt. Ein lokal zu hoch dotierter Emitter führt hingegen zu unnötigen Verlusten durch Auger-Rekombination und eventuell auch durch erhöhte Oberflächenrekombination an der Vorderseite der Solarzelle.

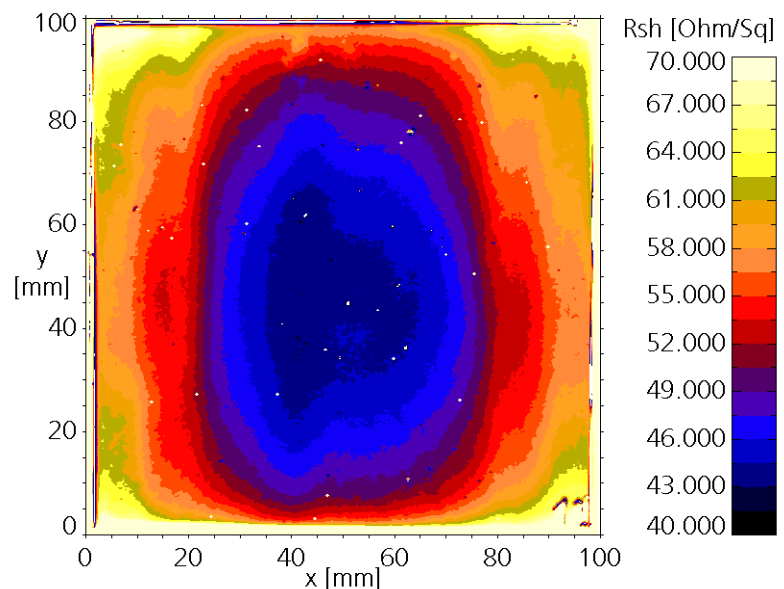
Neben dem durchschnittlichen Schichtwiderstand wurde deshalb auch die Homogenität der



**Abbildung 6.10:** Standardabweichung (ausgefüllte Symbole und linke Achse) und relative Abweichung (offene Symbole und rechte Achse) der Schichtwiderstandsverteilungen bei verschiedenen Diffusionsprozessen.

diffundierten Schicht betrachtet, indem die Standardabweichung von  $R_{Sh}$  über den gesamten Wafer berechnet wurde. Aufgrund der Größe und geometrischen Anordnung der Probe und des Probenalters können dabei die äußersten 7 Pixelreihen bzw. -spalten der SRI-Bilder nicht ausgewertet werden. Die Standardabweichung sowie die relative Standardabweichung, bezogen auf den mittleren Schichtwiderstand, sind in Abb. 6.10 aufgetragen.

Man sieht, daß es ein Minimum der Standardabweichung bei  $R_{Sh} \approx 60 - 70 \Omega/\square$  gibt. Von diesem Minimum aus steigt die Standardabweichung sowohl zu kleinen als auch zu großen Schichtwiderständen hin an, wobei die relative Standardabweichung nur hin zu kleinen  $R_{Sh}$  wächst und hin zu großen  $R_{Sh}$  in etwa konstant bleibt. Für die meisten Industrieprozesse sind aufgrund der Vorderseitenmetallisierung mittels Siebdruck Emitterschichtwiderstände um die  $40 \Omega/\square$  bis maximal ca.  $50 \Omega/\square$  notwendig. Hier befindet man



**Abbildung 6.11:**  $R_{Sh}$ -Topographie von Probe 12, Charge 37, gemessen mit SRI. Die Diffusionstemperatur betrug ca.  $920^\circ\text{C}$ , es wurde Lampenkombination C verwendet.

sich deutlich in der ansteigenden Flanke der Standardabweichung des Schichtwiderstands. Vergleicht man die drei verschiedenen Lampenanordnungen, so ist kein signifikanter Unterschied in der Homogenität der resultierenden Schichten zu erkennen. Bei hohen Schichtwiderständen

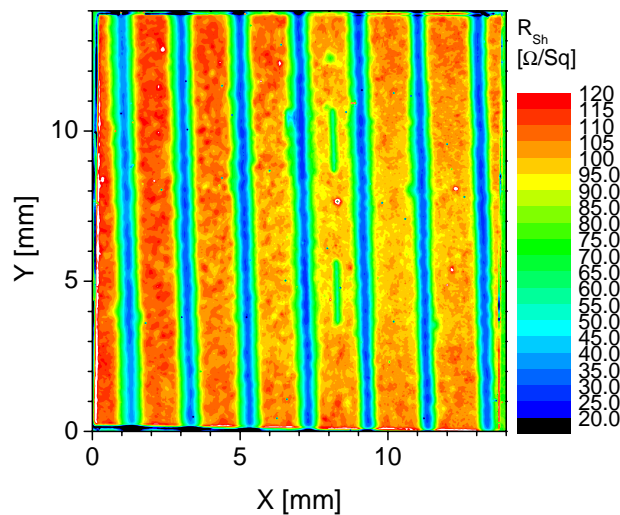
scheint die Lampenkombination A leichte Vorteile aufzuweisen, bei niedrigen Schichtwiderständen sind jedoch kaum Unterschiede zu beobachten. Abb. 6.11 zeigt beispielhaft die sich für die Lampenkombination C ergebende Schichtwiderstandstopographie bei  $920^{\circ}\text{C}$ .

## 6.8 Untersuchung selektiver Emitters

Die Methode des Sheet Resistance Imaging sollte sich, da es sich bei SRI um eine optische Methode handelt, besonders gut zur Untersuchung von Schichtwiderstandstopographien eignen, die sich auf sehr kleinen Längenskalen ändern. Elektrische Verfahren wie die 4-Spitzen-Methode haben bei Topographien, die sich auf Längenskalen ändern, die der Größe des Meßkopfs entsprechen oder sogar darunter liegen, erhebliche Probleme, da die Annahme, daß der Stromfluß zwischen den Nadeln in einem Medium mit konstantem  $R_{Sh}$  erfolgt, nicht mehr richtig ist. Somit wird das Meßergebnis von Größe und Orientierung des Meßkopfs abhängig. SRI als optische Methode ist in ihrer Auflösung nur durch die Wellenlänge der verwendeten Infrarotstrahlung und die Abbildungseigenschaften des Objektivs der Kamera begrenzt.

Aus den eben genannten Gründen bietet es sich an, SRI zur Charakterisierung selektiver Emitters<sup>3</sup> zu verwenden. Ein Beispiel hierfür ist in Abb. 6.12 gezeigt. Man sieht deutlich die hochdotierten Linien mit Schichtwiderständen um die  $30 \Omega/\square$  und die dazwischen liegenden schwach dotierten Bereiche mit Schichtwiderständen um die  $100 \Omega/\square$ . Die Messung wurde mit einer Auflösung von ca.  $50 \mu\text{m}$  durchgeführt, um die Struktur des selektiven Emitters exakt auflösen zu können. Aus diesem Grund konnte auch nicht die gesamte Probe, sondern nur ein Ausschnitt von ca.  $15 \times 15 \text{ mm}^2$  mit einem SRI-Bild aufgenommen werden. Dies genügt jedoch vollständig, um die selektive Emittersstruktur zu untersuchen, die sich im Wesentlichen periodisch über die gesamte Zelle fortsetzt.

Um die Messung quantitativ mit Messungen nach der 4-Spitzen-Methode vergleichen zu können, wurde an der in Abb. 6.12 gezeigten Probe sowie einer weiteren Probe mit selektivem Emitters senkrecht zur Struktur des Schichtwiderstands ein Linescan durch das Schichtwiderstandsbild der Proben gelegt. Der Schichtwiderstand entlang dieser Linie wurde mit dem  $R_{Sh}$  entsprechender Linescans, die mit der 4-Spitzen-Methode aufgenommen wurden, verglichen (siehe Abb. 6.13). Zur Rauschunterdrückung wurde bei den SRI-Messungen jeweils über vier und bei den 4-Spitzen-Messungen über fünf parallele Zeilen gemittelt. Zu Beginn dieser Arbeit lagen bereits 4-Spitzen-



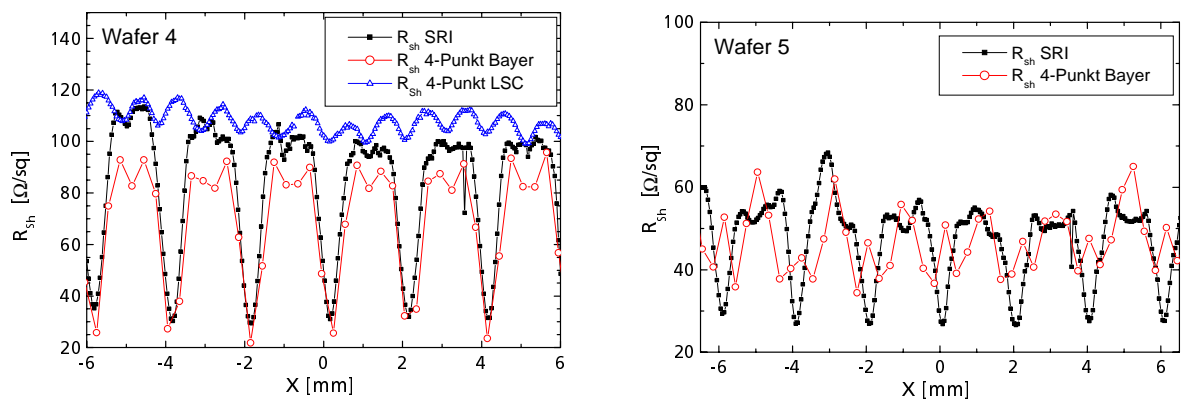
**Abbildung 6.12:**  $R_{Sh}$ -Topographie eines selektiven Emitters gemessen mit SRI. Die beiden senkrechten Striche zwischen den Fingern bei  $x \approx 8,5 \text{ mm}$  sind Justiersymbole auf dem Wafer.

<sup>3</sup>Ein selektiver Emitters ist ein Emitters, bei dem in den Bereichen der zukünftigen Vorderseitenmetallisierung ein hochdotierter Emitters diffundiert wird, wohingegen zwischen den Fingern nur ein schwach dotierter Emitters erzeugt wird.

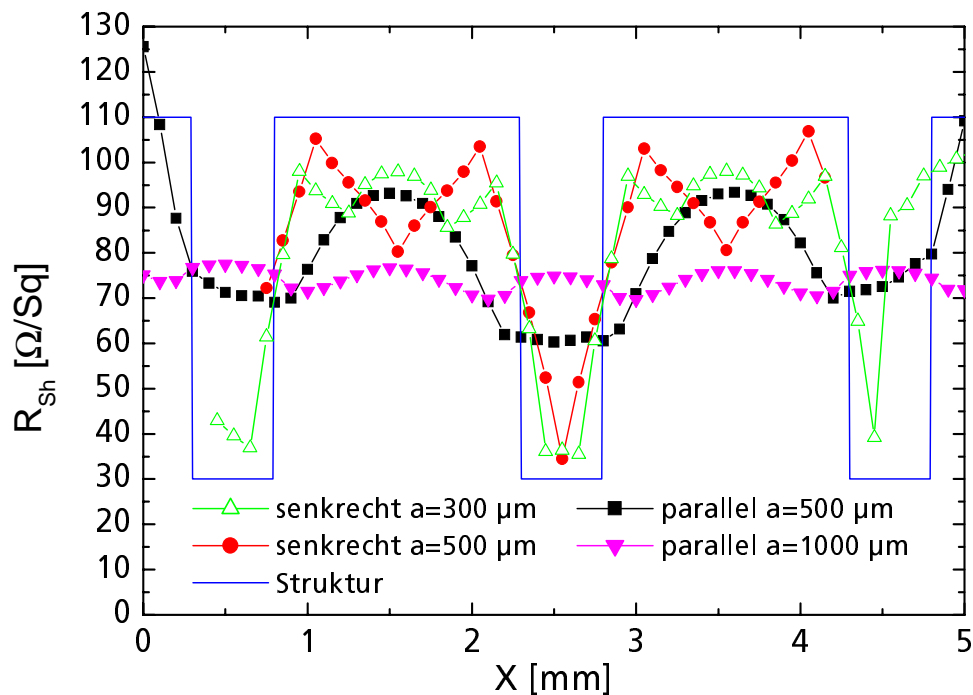
Messungen an diesen Proben mit einer Ortsauflösung von  $300 \mu\text{m}$  vor, die von Herrn Bräutigam (Bayer AG) (rote Kurven in Abb. 6.13) durchgeführt wurden. Da eine Ortsauflösung von  $300 \mu\text{m}$  für die Untersuchung der Schichtwiderstandsstruktur eines selektiven Emitters nicht optimal ist, wurden am LSC Gelsenkirchen an den gleichen Proben Schichtwiderstandsmessungen mit der 4-Spitzen-Methode und einer Ortsauflösung von  $50 \mu\text{m}$  durchgeführt. Mit der am LSC Gelsenkirchen vorhandenen Apparatur können Linescans mit einem Wenner-Array aufgenommen werden, wobei dieses stets senkrecht zur Vorschubrichtung des Linescans ausgerichtet ist. Bei einem Linescan, wie er in Abb. 6.13 gezeigt ist, steht somit die Nadelreihe des Wenner-Arrays parallel zu den Fingern. Im Folgenden sollen die durchgeführten 4-Spitzen-Messungen mit der SRI-Messung verglichen werden.

Um die dabei auftretenden Effekte zu verstehen, ist es jedoch notwendig, zunächst die 4-Spitzen-Messung an einer solchen inhomogenen Emitterstruktur etwas genauer zu beleuchten. Zu diesem Zweck wurden Simulationen durchgeführt, die den Einfluß der Anordnung der Nadeln eines Wenner-Arrays auf das Meßergebnis untersuchen sollen. Zunächst wurden prinzipielle Untersuchungen mit einer vollen 2D-Simulation eines Halbraums mit entsprechenden vertikalen Streifen hoher und niedriger Leitfähigkeit von Prof. Wilhelm, Geophysikalisches Institut der Universität Karlsruhe, durchgeführt. Diese grundsätzlichen Untersuchungen zeigten zunächst, daß bei der Nadelanordnung senkrecht zu den Fingern neben dem Minimum des Schichtwiderstands in den hochdotierten Bereichen ein kleineres Nebenminimum genau in der Mitte des niedrigdotierten Bereichs zu finden ist, bei einer Anordnung der Nadeln parallel zur Fingerstruktur jedoch nicht. Hierbei wurde eine Leitfähigkeitsstruktur untersucht, bei der sich Streifen der Breite  $a$  mit hoher Leitfähigkeit mit Streifen der Breite  $3a$  niedriger Leitfähigkeit periodisch abwechseln.

Um eine größere Variation der zu untersuchenden Parameter zu ermöglichen, wurde vom Autor dieser Arbeit der Netzwerksimulator CIRCUS zur Simulation von 4-Spitzen-Messungen angepaßt. Dieses Verfahren nimmt den zu untersuchenden Emitter als zweidimensionales Widerstandsnetzwerk an der Oberfläche der Probe an. Die Vereinfachung gegenüber dem vollen von Prof. Wilhelm gerechneten Modell liegt darin, daß keine Auflösung bezüglich der Probentiefe möglich ist. Diese Vereinfachung schien gerechtfertigt, da Emitter sehr flach sind. Simulationen mit ähnlichen Parametern, wie die oben beschriebenen, zeigten auch, daß die Ergebnisse der Netzwerksimulation und des vollständigen Modells in sehr gutem Einklang stehen. Auf dieser Basis wurden Simulationen an Strukturen durchgeführt, die der in Abb. 6.13 (links) gezeigten



**Abbildung 6.13:** Linescan des Schichtwiderstands zweier Proben mit selektivem Emitter.  $x = 0 \text{ mm}$  bezeichnet die Probenmitte.



**Abbildung 6.14:** Simulation von Messungen selektiver Emitterschichten mit verschiedenen Größen und Anordnungen des Wenner-Arrays.  $a$  bezeichnet den Nadelabstand im Wenner-Array, „senkrecht“ bedeutet, daß die Nadelreihe des Wenner-Arrays senkrecht zur Struktur des selektiven Emitters, also in der Bildebene liegt, „parallel“ bedeutet, daß das Wenner-Array parallel zur Fingerstruktur liegt, also senkrecht in die Bildebene hinein. Die mit „Struktur“ bezeichnete Kurve stellt die für die Simulationen vorgegebene Schichtwiderstandsstruktur dar. Der Anstieg der Kurven „parallel  $a = 500 \mu\text{m}$ “ und „senkrecht  $a = 300 \mu\text{m}$ “ zum Rand hin ist auf Randeﬀekte aufgrund des für diese Fälle (zu) klein gewählten Ausschnitts der Simulation aus der Zellﬂäche zurückzuführen.

Struktur recht nahe kommen: Es wurden  $500 \mu\text{m}$  breite Streifen mit  $30 \Omega/\square$  Schichtwiderstand angenommen, die sich mit  $1500 \mu\text{m}$  breiten Streifen mit  $110 \Omega/\square$  Schichtwiderstand periodisch abwechseln. Für diese Struktur wurden Linescans mit Wenner-Arrays mit  $a = 300 \mu\text{m}$  und  $a = 500 \mu\text{m}$ , die senkrecht zur Finger-Struktur ausgerichtet sind, sowie Wenner-Arrays mit  $a = 500 \mu\text{m}$  und  $a = 1000 \mu\text{m}$ , die parallel zur Struktur ausgerichtet sind, simuliert. Alle Simulationen wurden mit einer Ortsauﬂösung des Netzwerks von  $100 \mu\text{m}$  durchgeführt. Die Simulation mit  $a = 1000 \mu\text{m}$  wurde auf einem  $10.1 \times 10.1 \text{ mm}^2$  großen Ausschnitt simuliert, da das Array selbst eine Ausdehnung von  $3 \text{ mm}$  hat und sonst Randeﬀekte überwiegen würden. Alle anderen Simulationen wurden auf einem  $5.1 \times 5.1 \text{ mm}^2$  großen Ausschnitt durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.14 aufgetragen. Da der bei der Bayer AG verwendete 4-Spitzen-Meßplatz eine quadratische Nadelanordnung anstelle der Anordnung nach Wenner verwendet, wurden analoge Simulationen auch für eine quadratische Anordnung durchgeführt. Die Ergebnisse für eine Nadelanordnung senkrecht zur Schichtwiderstandsstruktur<sup>4</sup> sind denen in Abb. 6.14 gezeigten sehr ähnlich, es ergeben sich lediglich quantitativ kleine Unterschiede. In dieser Arbeit wurden nur Meßergebnisse mit quadratischer Nadelanordnung verwendet, die mit dieser Orientierung erzielt wurden. Für eine Nadelanordnung parallel zur Schichtwiderstandsstruktur ergibt sich bei einem quadratischen Array ebenfalls eine Schichtwiderstandsstruktur, die der mit dem Wenner-Array ermittelten Struktur des gemessenen Schichtwiderstands qualitativ ähnelt, insbesondere

<sup>4</sup>Für das quadratische Array ist mit senkrechter Anordnung gemeint, daß die Linie der beiden Nadeln, durch die der Strom eingebracht wird, senkrecht zur Schichtwiderstandsstruktur steht.

sind pro Periode zwei Maxima und Minima des Schichtwiderstands zu finden. Jedoch ergeben sich quantitativ wesentlich größere Unterschiede als im Falle der Nadelanordnung senkrecht zur Schichtwiderstandsstruktur. Da keine Messungen mit dieser Anordnung verwendet wurden, soll dieser Fall hier aber nicht ausführlicher diskutiert werden. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde auf eine Darstellung der Ergebnisse für die quadratische Anordnung in Abb. 6.14 verzichtet.

Abb. 6.14 zeigt deutlich, daß bei senkrechter Nadelanordnung eine Art Sägezahnstruktur gemessen wird, wobei der Schichtwiderstand erwartungsgemäß sein Minimum in der Mitte der hochdotierten Bereiche hat. In der Mitte der niedrig dotierten Bereiche befindet sich ein zweites, kleineres Minimum und in den Randbereichen des Bereichs niedriger Dotierung entstehen scheinbar lokale Maxima des Schichtwiderstands. Der Effekt nimmt mit abnehmendem Nadelabstand ab. Solange noch eine der Nadeln, durch die der (konstante) Strom in die Probe injiziert wird, auf einem hochdotierten Bereich liegt, fließt der Strom in diesem Bereich mit geringem Spannungsabfall und ohne weite laterale Ausdehnung. Erst ab der Kante vom hoch- zum niedrig dotierten Bereich findet effektiv eine Ausdehnung statt. D.h. das Array ist scheinbar kürzer als real, dadurch entstehen im Bereich der Nadeln, an denen die Spannungsdifferenz gemessen wird, relativ hohe Stromdichten, und es wird in den Randbereichen ein relativ hohes  $R_{Sh}$  gemessen. Bei der Nadelanordnung parallel zur Fingerstruktur treten bei kleinem „ $a$ “ keine besonderen Effekte auf. Die Schichtwiderstandsmessung zeigt jedoch, verglichen mit der Messung mit senkrechter Nadelanordnung, recht rundliche Formen, was dadurch verständlich ist, daß es bei senkrechter Anordnung speziell ausgezeichnete Punkte gibt, nämlich diejenigen, an denen eine der vier Nadeln einen hochdotierten Bereich erreicht oder aber verläßt. Bei der parallelen Anordnung geschieht dies stets für alle vier Nadeln gemeinsam, so daß der Einfluß der hochdotierten Bereiche langsam zu- bzw. abnimmt. Wird nun jedoch der Nadelabstand so weit vergrößert, daß  $a$  ungefähr die Größe der Periode der Schichtwiderstandsstruktur erreicht (in diesem Fall  $a =$  halbe Periode), so nimmt zum einen die Amplitude der Messung zwischen hoch und niedrig dotiertem Bereich ab, und es treten zum anderen zwei Minima des Schichtwiderstands pro Periode auf, die in den Randbereichen des niedrig dotierten Bereichs liegen, der hochdotierte Bereich hat scheinbar einen relativ höheren Schichtwiderstand. Qualitativ kann dieser Effekt dadurch erklärt werden, daß bei großem Nadelabstand die Leitung mehr und mehr, unabhängig von der Nadelposition, primär durch die hochdotierten Bereiche erfolgt. Dies erklärt zum einen die geringere Amplitude, zum anderen wird dadurch auch das Auftreten von zwei Maxima in den Randbereichen verständlich: Liegen die Nadeln gerade außerhalb des hochdotierten Bereichs, so fließt immer noch quasi aller Strom durch den hochdotierten Bereich, die Meßspitzen für die Spannungsdifferenz liegen aber schon im niedrig dotierten Bereich. Deshalb findet man in ihrer Umgebung nur relativ geringe Stromdichten und es wird eine relativ geringe Spannungsdifferenz gemessen. Somit wird ein kleines  $R_{Sh}$  ermittelt. Liegen die Nadeln jedoch im hochdotierten Bereich, so ändert sich das Stromflußmuster nur unwesentlich, jedoch liegen die Meßspitzen im Hauptstromfluß im hochdotierten Bereich, weshalb die Spannungsdifferenz zwischen ihnen und somit auch der Schichtwiderstand steigt.

Mit diesem Verständnis der 4-Spitzen-Messung an selektiven Emitterstrukturen soll nun die SRI-Messung mit der 4-Spitzen-Methode verglichen werden. Zunächst betrachten wir die SRI-Messungen (schwarze Kurven in Abb. 6.13) und die bei Bayer angefertigten 4-Spitzen-Messungen (rote Kurven in Abb. 6.13):

Auf Wafer 4 findet man in den hochdotierten Bereichen recht gute Übereinstimmung zwischen

den mit der 4-Spitzen-Methode und SRI bestimmten Werten für  $R_{Sh}$ . In den niedrig dotierten Bereichen findet man hingegen mit SRI höhere Schichtwiderstände als mit der 4-Spitzen-Methode. Dies entspricht in etwa der Erwartung, daß die 4-Spitzen-Methode die Schichtwiderstände niedrig dotierter Bereiche unterschätzt, da ein erheblicher Teil des Meßstroms durch die benachbarten hochdotierten Bereiche fließt. In der Mitte des niedrigdotierten Bereichs ist in den 4-Spitzen-Messungen ein leichtes Minimum von  $R_{Sh}$  zu sehen. Dieses entspricht genau den aus den Simulationen abgeleiteten Erwartungen für einen nicht zu großen Nadelabstand und eine Anordnung der Nadeln senkrecht zur Fingerstruktur. Aufgrund der relativ geringen Dichte von Meßpunkten in der 4-Spitzen-Messung ist ein Vergleich der Breite der hochdotierten Streifen in der SRI- und der 4-Spitzen-Messung nicht möglich. In der SRI-Messung kann die Breite der hochdotierten Bereiche sowie das Profil des Abfalls der Dotierung jedoch sehr gut bestimmt werden.

Wafer 5 zeigt einen deutlich kleineren Unterschied im Schichtwiderstand hoch- und niedrigdotierter Bereiche. Die selektive Emitterstruktur ist in der SRI-Messung deutlich und hochaufgelöst sichtbar, wohingegen die periodische Struktur hochdotierter Streifen in der 4-Spitzen-Messung nur sehr grob angedeutet ist. Da im Vergleich zu Wafer 4 insbesondere die niedrig dotierten Bereiche bei Wafer 5 eine höhere Dotierung erfahren haben, ist dies mit großer Wahrscheinlichkeit darauf zurückzuführen, daß durch den relativ geringen Schichtwiderstand der niedrig dotierten Bereiche die quantitative Unterschätzung des Schichtwiderstands dieser Bereiche bei Wafer 5 stärker ausfällt als bei Wafer 4. Wie Abb. 6.13 zeigt, ist in diesem Fall die SRI-Messung notwendige Voraussetzung zur quantitativen Bestimmung der Schichtwiderstände im hoch- und niedrigdotierten Bereich sowie insbesondere zur Bestimmung der Breite der hochdotierten Bereiche.

Um eine bessere Auflösung auch mit der 4-Spitzen-Messung zu realisieren, wurde, wie oben beschrieben, am LSC in Gelsenkirchen eine 4-Spitzen-Messung mit einer Auflösung von  $50 \mu m$  und einem parallel zur Fingerstruktur ausgerichteten Wenner-Array durchgeführt. Das Ergebnis für Wafer 4 ist in Abb. 6.13 (links) eingezeichnet. Man sieht, daß diese Messungen einen deutlich kleineren Hub zwischen hoch und niedrig dotierten Bereichen haben als die 4-Spitzen-Messungen bei Bayer und die SRI-Messungen und somit für eine quantitative Analyse leider nicht geeignet sind. Außerdem wurden in den Messungen am LSC jeweils zwei Maxima und Minima des Schichtwiderstands pro Periode gefunden. Ursache für diese Ergebnisse ist die Anordnung der Nadeln beim Wenner-Array des 4-Spitzen-Meßplatzes in Gelsenkirchen: Wie obige Simulationen zeigen, ist dies ein typischer Effekt, der bei einer Nadelausrichtung des Arrays parallel zur Schichtwiderstandsstruktur (wie am LSC in Gelsenkirchen vorhanden) und bei einem relativ zur Dotierung und Periodizität der Schichtwiderstandsstruktur zu großem Nadelabstand  $a$  auftritt. Somit können die Messungen des LSC Gelsenkirchen zwar aus den Simulationen heraus verstanden werden, sind jedoch zu einer quantitativen Analyse der selektiven Emitterstruktur nicht geeignet.

All diese Probleme treten bei einer optischen Messung nicht auf, weshalb SRI aufgrund seiner guten Ortsauflösung die vermutlich zur Zeit beste Methode zur Untersuchung selektiver Emitter darstellt.

## 6.9 Bewertung (industrieller) Einsatzmöglichkeiten

In den letzten Kapiteln wurde gezeigt, daß eine orts aufgelöste Messung des Emitterschichtwiderstands mit Sheet Resistance Imaging (SRI) möglich ist.

Die Homogenität des Emitterschichtwiderstands ist auch für weitere technologische Größen wichtig. So kann z.B. ein auf Teilen der Zelle zu flacher Emitter dazu führen, daß die Vorderseitenmetallisierung beim Feuern der Kontakte durch den Emitter hindurch die Basis kontaktiert und somit lokale Leckströme („Shunts“) entstehen. Außerdem ist — zumindest bei multikristallinem Silizium — die Emitterdiffusion mit ihrem Hochtemperaturschritt in Kombination mit dem Phosphorangebot der entscheidende Schritt zur Lebensdauerverbesserung im Prozeß. Die Effektivität des Getterns in diesem Hochtemperaturschritt und damit die Volumenlebensdauer in der fertigen Solarzelle sind somit ebenfalls von den Parametern der Emitterdiffusion abhängig. Folglich stellt eine orts aufgelöste Messung des Emitterschichtwiderstands In-Line direkt nach der Emitterdiffusion eine wertvolle Messung für die Prozeßkontrolle dar. Im Folgenden soll erörtert werden, inwieweit die in dieser Arbeit entwickelte Methode des Sheet Resistance Imaging (SRI) für diesen Zweck geeignet ist. Für weitere In-Line-fähige Meßtechniken zur Schichtwiderstandsbestimmung siehe [RFP<sup>+</sup>03]. Mit den dort vorgestellten Meßtechniken ist jedoch, zumindest wenn die Messung nur Sekunden dauern darf, keine Ortsauflösung zu realisieren.

SRI erfüllt zwei wichtige Bedingungen für die In-Line-Prozeßkontrolle: Es handelt sich um eine kontaktlose Messung, die auf einer Zeitskala von Sekunden stattfindet, so daß mit geringem Aufwand eine Weiterentwicklung hin zu Meßzeiten zwischen einer und drei Sekunden realistisch erscheint. Problematisch ist jedoch die momentane Prozeßführung bei SRI-Messungen. Bei den oben diskutierten Messungen wurde stets gegen eine Referenz gemessen, wobei Probe und Referenz poliert waren und somit identische Oberflächeneigenschaften hatten. Bei geätzten Proben — insbesondere bei Verwendung von multikristallinem Silizium — ist eine solche Messung nicht mehr möglich, da die lokalen Unterschiede in den Reflexionseigenschaften von Probe und Referenz größer sind als das Meßsignal. Auch ein mechanisches Abdünnen der Proben zur Erzeugung identischer optischer Oberflächeneigenschaften, wie es im wissenschaftlichen Bereich gut möglich ist, scheidet In-Line aus. Eine Möglichkeit könnte es jedoch sein, jede Probe als Referenz „für sich selber“ zu verwenden, d.h. die Transmission durch jede Probe vor und nach der Diffusion zu messen und die Messung vor der Diffusion als Referenzmessung zu nutzen. Durch dieses Verfahren können zwar Inhomogenitäten in der Reflexion an den Probenoberflächen nicht beseitigt werden, jedoch wären sie bei diesem Verfahren in der Messung vor und nach Emitterdiffusion identisch, wodurch sie bei der Differenzbildung herausfallen. Unklar ist jedoch, ob das Phosphorglas bzw. der Ätzschritt, um dieses zu entfernen, die Reflexionseigenschaften zu stark beeinflußt, und somit dieses Verfahren evtl. nicht anwendbar ist. Entsprechende Untersuchungen müßten im Rahmen einer Industrialisierung dieser Meßtechnik erfolgen.

Wenn SRI erfolgreich In-Line für die Prozeßkontrolle nach der Emitterdiffusion eingesetzt wird, so ist es nur mit geringem Mehraufwand (Laser bzw. Blitz) verbunden, die entsprechende Meßvorrichtung auch noch zu einem Lebensdauermeßplatz auszubauen. Somit wäre es möglich, mit einem Meßplatz sowohl die Lebensdauerverteilung als auch die Homogenität des Emitters direkt nach der Emitterdiffusion zu kontrollieren.

## 6.10 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Entwicklung einer völlig neuen Methode zur orts aufgelösten Bestimmung des Emitterschichtwiderstands vorgestellt. Die Methode des Sheet Resistance Imaging (SRI) ist ein rein optisches Verfahren, das die Absorption an freien Ladungsträgern ausnutzt.

Es wurden zwei verschiedene Eichungen zur Bestimmung des Emitterschichtwiderstands entwickelt. Eine verwendet die 4-Spitzen-Methode als Referenzmethode zur Eichung der SRI, die andere beruht auf „first principles“. Für die zweite Methode ist das in Kapitel 2.3.3 parametrisierte super-lineare Modell zur Absorption an freien Ladungsträgern notwendige Voraussetzung. Mehrere Vergleiche mit der 4-Spitzen-Methode, die zur Zeit Standardmethode zur Messung des Schichtwiderstands in der Halbleitertechnologie ist, demonstrieren die Anwendbarkeit von SRI als quantitative Meßmethode.

Durch das rein optische Meßprinzip und die Anwendung einer CCD-Kamera können Messungen mit guter Ortsauflösung kontaktfrei in wenigen Sekunden Meßzeit realisiert werden. Damit sind wichtige Voraussetzungen für einen In-Line-Einsatz dieser Meßtechnik gegeben, jedoch werden zur Zeit noch Referenzmessungen benötigt, die einem In-Line-Einsatz entgegenstehen. Ob diese Einschränkungen überwunden werden können, müssen weitere Forschungsarbeiten zeigen. Vorschläge für mögliche Vorgehensweisen wurden in Kapitel 6.3.3 gemacht.

Die schnelle Messung mit einer hohen Ortsauflösung ermöglicht in der Praxis eine einfache und schnelle Kontrolle der Homogenität des Schichtwiderstands nach Diffusionsprozessen. Insbesondere können, wie an einem Beispiel gezeigt wurde, bei der Optimierung von Diffusionsöfen eine große Anzahl von Parametervariationen getestet und die sich ergebenden Schichtwiderstände ortsaufgelöst gemessen werden. Bei Verwendung der 4-Spitzen-Methode wäre dies ein enorm zeitaufwendiges Experiment, das deshalb nur äußerst selten durchgeführt wird.

Ein weiterer Vorteil der optischen Messung mit SRI ist, daß die Meßergebnisse auf einem inhomogenen Emitter unabhängig vom Meßaufbau sind. Bei der 4-Spitzen-Methode sind sie hingegen stark von Größe und Orientierung des Meßkopfs abhängig. Somit eignet sich SRI besonders zur Charakterisierung selektiver Emitter. Entsprechende Untersuchungen wurden durchgeführt und mit 4-Spitzen-Messungen verglichen. Hierbei erwies sich SRI als die klar überlegene Methode zur Untersuchung selektiver Emitter.

# Kapitel 7

## Anwendungen in der Materialuntersuchung und bei der Modellierung von Solarzellenparametern

### 7.1 Kapitelübersicht

In diesem Kapitel werden Anwendungen der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methoden auf die Charakterisierung von Ausgangsmaterial sowie die Materialqualität in fertigen Solarzellen und deren Vorstufen diskutiert. Ferner werden Möglichkeiten aufgezeigt, aus den ermittelten Daten, insbesondere den SR-LBIC- und Lebensdauermessungen, mit geeigneten Simulationen Solarzellenparameter zu modellieren. Mit CDI-Messungen nach der Emitterdiffusion wäre somit schon während des Zellprozesses eine Aussage über das mögliche Leistungspotential der Solarzelle möglich.

In Kapitel 7.2 wird der Einfluß verschiedener Temperaturen bei der Phosphordiffusion auf die Lebensdauer von multikristallinem Silizium mittels ortsaufgelöster CDI-Messungen näher untersucht und eine Beschreibung des Einflusses der Diffusionsbedingungen auf Bereiche verschiedener Materialqualität gegeben. In Kapitel 7.3 werden die bei  $875^{\circ}\text{C}$  und  $925^{\circ}\text{C}$  diffundierten Proben aus Kapitel 7.2 verwendet um an diesen exemplarisch zu testen, inwieweit eine Vorhersage von Solarzellenparametern anhand einer Lebensdauermessung nach Emitterdiffusion möglich ist.

In Kapitel 7.4 werden senkrecht aus dem Boden eines gegossenen, multikristallinen Blocks gesägte Proben eingehend untersucht. Methodisch werden dabei neben SR-LBIC- und Thermographiemessungen Lebensdauermessungen mit CDI sowie FTIR-Messungen zur Bestimmung der Sauerstoffkonzentration eingesetzt. Unter anderem wird in diesem Kapitel ein Beispiel für den Einsatz thermographisch gemessener ortsaufgelöster Kennlinien gegeben, die Degradation von multikristallinem Silizium untersucht und mittels Simulationen der Einfluß des Abstands vom Blockboden auf das Solarzellenergebnis ermittelt.

In Kapitel 7.5 wird eine punktweise Korrelation von Lebensdauermessungen (gemessen mit CDI) und Verlustleistungstopographien (gemessen mit Hell-Thermographie) gemacht. Der Ein-

fluß von Querleitfähigkeit und Metallisierung auf das Verlustleistungsbild und auf die Entstehung bestimmter „Shunttypen“ wird näher untersucht.

## 7.2 Einfluß der Phosphordiffusion auf die Lebensdauer

In diesem Abschnitt soll die Effektivität des Phosphorgetterns (siehe z.B. [SDZ<sup>+</sup>04]) bei multikristallinem Silizium untersucht werden. Dafür wurden verschiedene Emitterdiffusionsprozesse auf benachbarten Scheiben aus dem Boden, der Mitte und dem Kappenbereich zweier verschiedener multikristalliner Materialien angewendet. Die resultierenden Lebensdauerverteilungen wurden mit CDI orts aufgelöst gemessen und analysiert. Bei diesen Untersuchungen soll es hier primär um ein Verständnis der Verbesserung der Materialqualität durch Phosphordiffusion auf einer makroskopischen Ebene gehen. Die Erklärung der beobachteten Effekte durch mikroskopische Modelle ist kein explizites Ziel dieser Arbeiten.

### 7.2.1 Konzeption des Versuchs

Aus je einer Säule blockgegossenem multikristallinem Silizium und einer Säule, die aus einem nach dem Bridgman-Verfahren kristallisierten Block multikristallinen Siliziums stammt, wurden Pakete von jeweils 7 Parallelscheiben aus dem extremen Bodenbereich, der Blockmitte und dem extremen Kappenbereich entnommen<sup>1</sup>. Die Säulen wurden hier exemplarisch benutzt, die Ergebnisse stellen keine Aussagen über die Materialqualität aktuell im Handel befindlicher Blöcke dar.

Bei allen Proben wurde der Sägeschaden entfernt, und aus jedem der sechs Pakete wurde je eine Scheibe direkt mit  $SiN_x$  beschichtet („Ausgangsmaterial“). Die anderen sechs Scheiben eines jeden Pakets erfuhren eine beidseitige Phosphordiffusion aus der Gasphase ( $POCl_3$ -Quelle). Dabei wurden fünf verschiedene Diffusionstemperaturen zwischen  $830^\circ C$  und  $950^\circ C$  sowie Diffusionszeiten von 15 bis 20 *min* und ein Zielwert für den Emitterschichtwiderstand von  $40 \Omega/\square$  gewählt. Da dieser Wert bei  $830^\circ C$  und einer Diffusionszeit von nur 20 *min* nicht zu erreichen ist, wurde zusätzlich ein Paket bei  $830^\circ C$  mit einer Diffusionszeit von 60 *min* prozessiert. Anschließend wurden die Emitter wieder rückgeätzt und eine  $SiN_x$ -Beschichtung zur Oberflächenpassivierung durchgeführt. An allen Proben wurde dann mit CDI und MW-PCD orts aufgelöst die Lebensdauer bestimmt.

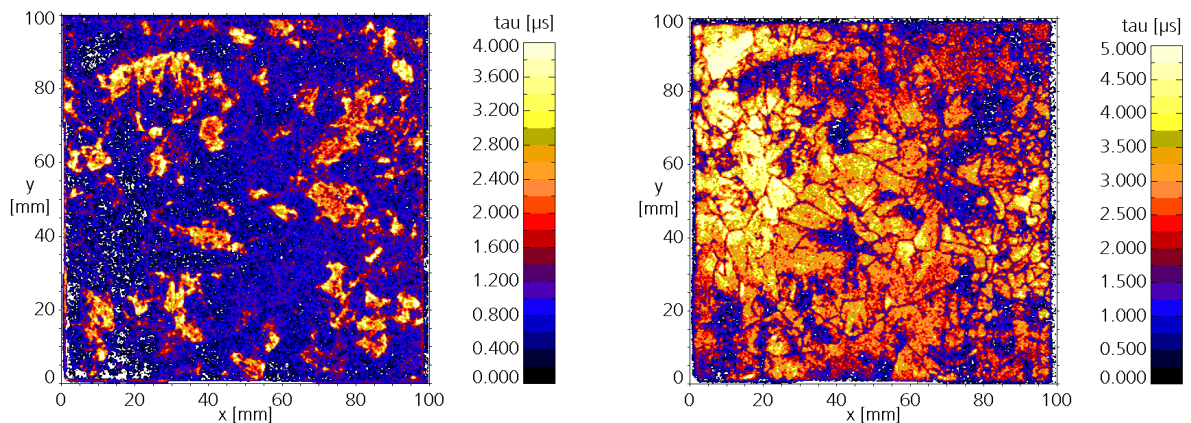
Um Lebensdauer topographien nach verschiedenen Diffusionsprozessen zu vergleichen, ist die Volumenlebensdauer eine relativ ungeeignete Größe. Wesentlich besser geeignet ist die inverse Lebensdauer  $\tau_{bulk}^{-1}$ , da diese proportional zur normierten Defektdichte im untersuchten Material ist. Die normierte Defektdichte  $N_T^* \propto \sum N_{Defekt,i} \cdot \sigma_{Defekt,i}$  ist ein Maß für die Rekombinationsaktivität aller in der Probe vorhandenen Defekte. Dabei wird nicht einfach die Defektkonzentration aller Störstellen aufsummiert, sondern diese jeweils mit ihrer Rekombinationsaktivität, und damit mit ihrer Schädlichkeit für die Volumenlebensdauer, gewichtet.

Differenz- bzw. Quotientenbildung zwischen der inversen Lebensdauer des Ausgangsmaterials und der der prozessierten Proben liefert somit unmittelbar die absolute bzw. relative Verbesserung der Materialqualität in normierter Defektdichte und somit eine quantitative Aussage über die Materialverbesserung.

<sup>1</sup>Zu den verschiedenen Verfahren zur Herstellung von multikristallinen Siliziumblöcken siehe z.B. [Hur94].

### 7.2.2 Inversion der Lebensdauerverteilung nach Diffusion

Im Bodenbereich des blockgegossenen Materials ist nach Emitterdiffusion eine Umkehrung der Bereiche hoher und niedriger Lebensdauern zu beobachten, d.h. die Bereiche, die im Ausgangsmaterial relativ niedrige Lebensdauern hatten, sind nach der Emitterdiffusion die Bereiche mit den höchsten Lebensdauern und umgekehrt (siehe Abb. 7.1). Ein ähnlicher, jedoch weniger stark ausgeprägter, Effekt ist auch im Kappenbereich des blockgegossenen Materials und im Bodenbereich des Bridgman-Siliziums zu beobachten.



**Abbildung 7.1:** Lebensdauerermessungen an Parallelscheiben aus dem Bodenbereich einer blockgegossenen multikristallinen Säule. Das linke Bild zeigt eine Lebensdauerermessung am Ausgangsmaterial, das rechte Bild nach Emitterdiffusion bei  $875^{\circ}\text{C}$ . Man sieht eine deutliche qualitative Umkehrung der Bereiche hoher und niedriger Materialqualität.

Zumindest bei den Diffusionsprozessen, die zu relativ hohen durchschnittlichen Lebensdauern führen, ist nur schwer zu beurteilen, ob eine absolute Verschlechterung der Lebensdauer in den „guten“ Bereichen des Ausgangsmaterials stattfindet. Dies bedeutet, daß bei diesen Diffusionsprozessen die „schlechten“ Bereiche des Ausgangsmaterials wahrscheinlich durch Gettern oder das auflösen von thermischen Donatoren (siehe z.B. [Kar99]) während der Emitterdiffusion erheblich verbessert werden konnten. Im Gegensatz dazu konnten die Bereiche, die im Ausgangsmaterial hohe Lebensdauern aufwiesen zumindest keine deutliche Verbesserung durch die Emitterdiffusion erfahren. Eventuell findet in diesen Bereichen sogar eine Verschlechterung z.B. durch Überführen von Defekten aus einer weniger schädlichen in eine hoch rekombinationsaktive Form (z.B. Auflösen von Präzipitaten) statt. Die schlechten Bereiche des Ausgangsmaterials werden also durch Defekte begrenzt, die durch eine thermische Behandlung leicht entfernt oder in einen unschädlichen Zustand überführt werden können. Mögliche Kandidaten für solche Defekte sind interstitiell gelöste Metalle oder Sauerstoff-korrelierte Defekte (z.B. Thermische Donatoren [Kar99]). In den guten Bereichen des Ausgangsmaterials sind entweder andere Defekte vorhanden, die weniger leicht auf eine Temperaturbehandlung ansprechen, oder aber die gleichen Defekte sind hier aufgrund eines Bereichs mit erhöhter Konzentration von kristallographischen Defekten in einer Form eingebaut, in der sie weniger leicht gegettert werden können. Möglichkeiten für solch einen unterschiedlichen Einbau wären z.B. die Dekoration von Versetzungen mit Metallatomen oder Präzipitatbildung.

### 7.2.3 Vergleich verschiedener Blockbereiche

#### Blockgegossenes Silizium

Im blockgegossenen Material findet man im Ausgangsmaterial die zu erwartende Verteilung der Lebensdauern mit der Blockhöhe: Im Bodenbereich liegen genauso wie im Kappenbereich aufgrund der recht hohen Verunreinigungskonzentration niedrige Volumenlebensdauern vor, in der Mitte der Säule finden sich die relativ höchsten Lebensdauerwerte. Diese relative Verteilung bleibt nach der Emitterdiffusion erhalten, auch wenn das Material aus dem Kappenbereich nach einer Diffusion bei  $900^{\circ}\text{C}$  fast die gleiche durchschnittliche Lebensdauer erreicht wie das Material aus der Säulenmitte. Die zum einen mit dem Klassenmodell und zum anderen mit dem arithmetischen Mittel gewichteten Lebensdauerwerte sind in Tabelle 7.1 exemplarisch für das Ausgangsmaterial sowie nach Emitterdiffusion bei  $830^{\circ}\text{C}$  und  $900^{\circ}\text{C}$  zusammengestellt.

**Tabelle 7.1:** Vergleich der durchschnittlichen Lebensdauern aus drei verschiedenen Blockhöhen einer Säule gegossenen Siliziums für Ausgangsmaterial und nach zwei verschiedenen Emitterdiffusionsprozessen.

| Blockbereich | Ausgangsmaterial                               |   | Diffusion $830^{\circ}\text{C}$                |   | Diffusion $900^{\circ}\text{C}$                |   |
|--------------|--|---|--|---|--|---|
|              | $\tau_{\text{bulk,gew.}}$<br>[ $\mu\text{s}$ ] | $\tau_{\text{bulk,arithm.}}$<br>[ $\mu\text{s}$ ] | $\tau_{\text{bulk,gew.}}$<br>[ $\mu\text{s}$ ] | $\tau_{\text{bulk,arithm.}}$<br>[ $\mu\text{s}$ ] | $\tau_{\text{bulk,gew.}}$<br>[ $\mu\text{s}$ ] | $\tau_{\text{bulk,arithm.}}$<br>[ $\mu\text{s}$ ] |
| Boden        | 0.6  | 1.2   | 5.5  | 5.9   | 0.3  | 0.7   |
| Mitte        | 13.1   | 15.8  | 82.7   | 145   | 23.6   | 73.9  |
| Kappe        | 0.9  | 1.4   | 57.1   | 85.7  | 23.2   | 56.7  |

#### Bridgman Silizium

Auch im Ausgangsmaterial des mit dem Bridgman-Verfahren hergestellten Siliziums findet sich zunächst die erwartete Verteilung der Lebensdauern über der Blockhöhe mit niedrigen  $\tau_{\text{bulk}}$ -Werten im Boden und Kappenbereich und relativ hohen Werten in der Mitte des Stabes. Nach einer Emitterdiffusion bei nicht zu hoher Temperatur liefert die Lebensdauerermessung jedoch bessere Werte für den Bodenbereich des Stabes als für die Mitte, wenn das nach dem Klassenmodell gewichtete Mittel der Lebensdauern verwendet wird. Verwendet man jedoch das arithmetische Mittel der Lebensdauern, so hat der mittlere Säulenbereich auch nach Emitterdiffusion bei  $875^{\circ}\text{C}$  höhere durchschnittliche Lebensdauer als der Bodenbereich (siehe Tab. 7.2). Auf Parallelscheiben dieser Proben wurden Solarzellen prozessiert (vergleiche Kap. 7.3). Diese wurden herangezogen, um zu beurteilen, ob der Boden oder der mittlere Bereich des Bridgman-Siliziums nach Diffusion die höhere Materialqualität besitzt. Aus diesem Grund wurden die gemessenen Werte für  $J_{\text{SC}}$  und  $V_{\text{OC}}$  ebenfalls in Tabelle 7.2 aufgenommen.  $V_{\text{OC}}$  und  $J_{\text{SC}}$  wurden anstelle des Wirkungsgrads verwendet, da sie besonders empfindlich auf die Materialqualität reagieren, wohingegen der Füllfaktor ( $FF$ ) und mit ihm auch der Wirkungsgrad starken technologischen Schwankungen unterworfen sein können. Man sieht deutlich, daß bei beiden betrachteten Emitterdiffusionen die Solarzellen aus dem Bodenbereich der Säule die besten Ergebnisse liefern und somit der Bodenbereich offenbar tatsächlich nach dem Prozeß das beste Material dieser Säule darstellt. Dieses Beispiel demonstriert ebenfalls, daß das arithmetische Mittel bei der Beurteilung der Materialqualität je nach Häufigkeitsverteilung der Lebensdauern teilweise falsche Beurteilungen liefern

kann. Das gewichtete Mittel nach dem Klassenmodell liefert hingegen auch in diesem Fall wie in Kapitel 3.4.4 gezeigt wurde eine korrekte und vollständige qualitative Beurteilung der verschiedenen inhomogenen Materialqualitäten.

Die starke Verbesserung des Bodenbereichs durch eine geeignete Emitterdiffusion liegt daran, daß im Bodenbereich dieses Materials thermische Donatoren vorhanden sind [MG02], die durch einen Hochtemperaturschritt mit geeigneter Abkühlrampe aufgelöst und damit für die Ladungsträgerlebensdauer unschädlich gemacht werden können. Erstaunlich ist somit weniger das enorme Verbesserungspotential des Bodenbereichs dieser Proben als vielmehr die Tatsache, daß nach Auflösung der thermischen Donatoren im Bodenbereich weniger Rekombinationszentren vorhanden sind als im Mittelbereich dieser Säule. Dies bedeutet, daß entweder von Anfang an die Defektkonzentration im Bodenbereich (ohne thermische Donatoren) geringer war oder aber daß auch andere Defekte im Bodenbereich kristallographisch so eingebaut sind, daß sie leichter aufgelöst bzw. durch Gettern entfernt werden können als im Mittelbereich der Säule.

**Tabelle 7.2:** Vergleich der durchschnittlichen Lebensdauern aus drei verschiedenen Blockhöhen eines nach dem Bridgman-Verfahren gefertigten Silizium-Stabes. Es wird jeweils die gemittelte Lebensdauer im Ausgangsmaterial und nach zwei verschiedenen Emitterdiffusionsprozessen angegeben. Zum Vergleich wurden die  $J_{SC}$  und  $V_{OC}$ -Werte von Solarzellen, die jeweils auf Parallelscheiben prozessiert wurden, mit angegeben.

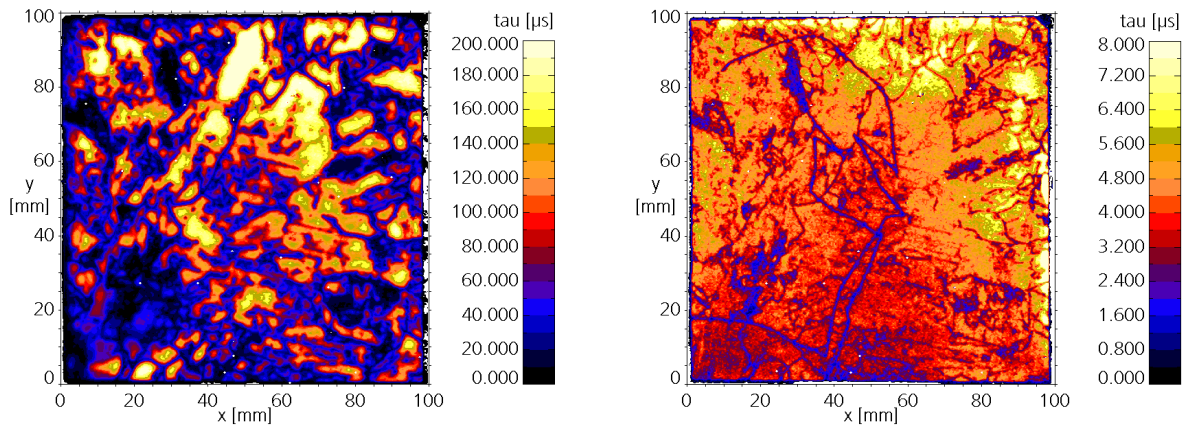
| Diffusionsprozeß  | Position im Block | $\tau_{bulk,arithm.}$<br>[ $\mu s$ ] | $\tau_{bulk,gew.}$<br>[ $\mu s$ ] | $J_{SC}$<br>[ $mA/cm^2$ ] | $V_{OC}$<br>[ $mV$ ] |
|-------------------|-------------------|--------------------------------------|-----------------------------------|---------------------------|----------------------|
| Ausgangs-Material | Boden             | 1.1                                  | 0.6                               | -                         | -                    |
|                   | Mitte             | 11.9                                 | 6.2                               | -                         | -                    |
|                   | Kappe             | 3.7                                  | 3.1                               | -                         | -                    |
| 830°C<br>(60min)  | Boden             | 74.7                                 | 41.7                              | 22.6                      | 584.5                |
|                   | Mitte             | 63.8                                 | 19.2                              | 22.0                      | 571.8                |
|                   | Kappe             | 38.7                                 | 12.6                              | 21.3                      | 568.1                |
| 875°C             | Boden             | 37.5                                 | 23.5                              | 20.8                      | 576.9                |
|                   | Mitte             | 39.1                                 | 15.3                              | 20.5                      | 567.4                |
|                   | Kappe             | 26.5                                 | 9.5                               | 20.0                      | 562.1                |

#### 7.2.4 Vergleich verschiedener Emitterdiffusionen

##### Homogene, niedrige Lebensdauern bei zu hoher Diffusionstemperatur

Materialien, bei denen eine relativ hohe Defektkonzentration zu erwartet ist (Boden und Kappenbereich des blockgegossenen Materials und Bodenbereich des Bridgman-Siliziums), zeigt den Effekt, daß bei hohen Diffusionstemperaturen die Bereiche hoher und mittlerer Lebensdauer auf ein sehr homogenes, niedriges Lebensdauerniveau begrenzt werden. Bereiche niedriger Lebensdauer bleiben jedoch weiterhin als solche erhalten (siehe Abb. 7.2). Eine mögliche Erklärung für diesen Effekt ist, daß Defekte, die im Ausgangsmaterial in einer relativ unschädlichen Form vorlagen (z.B. Präzipitate), bei hoher Diffusionstemperatur in großen Konzentrationen in Lösung gehen und somit in der Lage sind, das Lebensdauerniveau homogen in der gesamten Probe auf einen Maximalwert zu begrenzen, der bei konstanter Diffusionszeit mit zunehmender Prozeßtemperatur sinkt. Da zu erwarten ist, daß die Anzahl der in Lösung gehenden Defektatome bei sonst gleichen Bedingungen mit der Gesamtdefektkonzentration steigt, würde dieses Erklärungsmodell

dell gut zu der Beobachtung passen, daß die Temperatur, ab der dieser Effekt auftritt, mit der zu erwartenden Defektkonzentration in den verschiedenen Bereichen der Blöcke korreliert (beim Bodenbereich des blockgegossenen Siliziums tritt der Effekt ab  $830^{\circ}\text{C}$  auf, fällt jedoch relativ gering aus ; beim Bodenbereich des Bridgman-Siliziums tritt er ab  $900^{\circ}\text{C}$  und beim Kappenbereich des blockgegossenen Siliziums ab  $925^{\circ}\text{C}$  auf). Diese Untersuchungen geben somit anhand der gemessenen Lebensdauertopographien eine schöne, anschauliche Erklärung für die wohlbekannte Tatsache, daß eine konventionelle Emitterdiffusion bei zu hohen Temperaturen die Lebensdauern in multikristallinem Silizium drastisch reduziert.



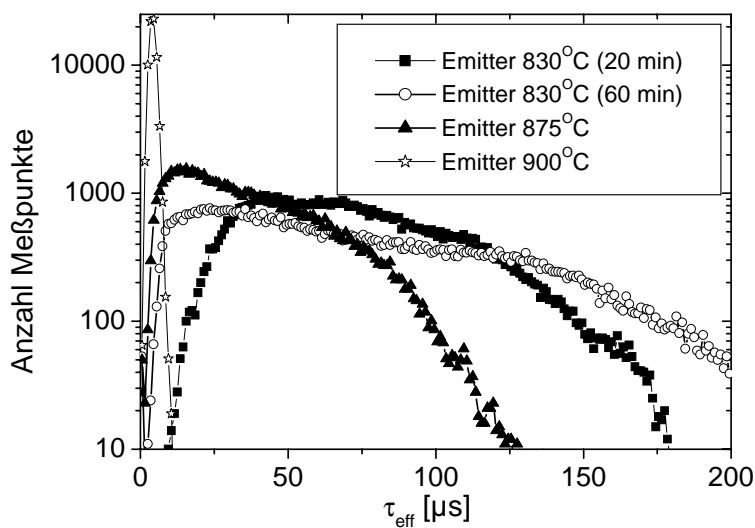
**Abbildung 7.2:** Vergleich einer Emitterdiffusion bei hinreichend niedriger Temperatur von  $830^{\circ}\text{C}$  (links) und zu hoher Temperatur von  $900^{\circ}\text{C}$  (rechts) für eine Probe aus dem Bodenbereich des Bridgman-Siliziums.

### Optimale Diffusionsbedingungen

Unter technologischen Gesichtspunkten ist es in der Solarzellenfertigung wünschenswert, den für das vorliegende Ausgangsmaterial optimalen Diffusionsprozeß, der die durchschnittliche Lebensdauer maximal verbessert, zu kennen und anzuwenden. Hierfür können keine allgemein verbindlichen Angaben gemacht werden, da verschiedene Materialien sehr unterschiedlich reagieren können. Deshalb wird zunächst exemplarisch anhand der Proben aus dem Bodenbereich des Bridgman-Siliziums ein quantitativer Vergleich der Materialqualität nach Emitterdiffusion durchgeführt. Da das hier beschriebene Experiment immerhin zwei verschiedene Herstellungsverfahren für multikristallines Silizium und Proben mit extrem unterschiedlicher Verunreinigungskonzentration enthält, wurde in einem zweiten Schritt die Entwicklung der orts aufgelösten Lebensdauern mit der Diffusionstemperatur untersucht und versucht, Hinweise auf mögliche allgemeine Trends aus dieser Entwicklung zu bestimmen.

Die Lebensdauer der Proben aus dem Bodenbereich des nach dem Bridgman-Verfahren hergestellten Siliziumblocks wurde nach vier verschiedenen Emitterdiffusionsprozessen verglichen: Diffusion bei  $830^{\circ}\text{C}$  für  $60\text{ min}$ , bei  $830^{\circ}\text{C}$  für  $20\text{ min}$ , bei  $875^{\circ}\text{C}$  für  $20\text{ min}$  und bei  $900^{\circ}\text{C}$  für  $15\text{ min}$ . Zu allen Proben außer der bei  $830^{\circ}\text{C}$  für  $20\text{ min}$  diffundierten Probe existieren auf Parallelscheiben identisch prozessierte Solarzellen. Die gefundenen Häufigkeitsverteilungen der Lebensdauer sind in Abb. 7.3 zu finden, die über den gesamten Wafer gemittelten Lebensdauern und die  $J_{SC}$ - und  $V_{OC}$ -Werte der auf Parallelscheiben prozessierten Solarzellen sind in Tabelle 7.3 aufgelistet. Auch in diesem Fall führt das arithmetische Mittel zu einer anderen re-

lativen Einschätzung der verschiedenen Emitterdiffusionen als das gewichtete Mittel. Betrachtet man den gewichteten Mittelwert von  $\tau_{bulk}$  für diese Scheiben, von dem in Kapitel 3.4.4 gezeigt wurde, daß er die vollständige Beschreibung einer inhomogenen Volumenlebensdauerverteilung ermöglicht, so findet man, daß die Emitterdiffusion bei  $830^{\circ}\text{C}$  für  $20\text{ min}$  die besten Ergebnisse liefert. Im Gegensatz dazu müßte man anhand des arithmetischen Mittels vermuten, daß eine Diffusion bei  $830^{\circ}\text{C}$  und  $60\text{ min}$  etwa gleich gute Ergebnisse liefert wie die kürzere Diffusion. Leider kann in diesem Fall kein direkter Vergleich mit den Solarzellenergebnissen wie bei den Zellen aus verschiedenen Blockbereichen erfolgen, da nach der Emitterdiffusion bei  $830^{\circ}\text{C}$  für  $20\text{ min}$  aufgrund des hohen Emitterschichtwiderstands keine Solarzellen gefertigt wurden. Jedoch ist anzunehmen, daß analog zu oben beschriebenem Fall mit Material aus verschiedenen Blockbereichen, das gewichtete Mittel die für Solarzellen relevante Materialqualität besser wiedergibt.



**Abbildung 7.3:** Häufigkeitsverteilung der gemessenen Lebensdauern nach vier verschiedenen Emitterdiffusionen. Das verwendete Material stammt aus dem extremen Bodenbereich des nach dem Bridgman-Verfahren kristallisierten Blocks.

Betrachtet man die Häufigkeitsverteilung der Lebensdauern in Abb. 7.3, so wird der Unterschied zwischen dem arithmetischen und gewichteten Mittel schnell klar: Der Diffusionsprozeß bei  $830^{\circ}\text{C}$  für  $60\text{ min}$  hat wesentlich mehr Anteile besonders hoher und auch besonders niedriger Lebensdauern im Vergleich zu den Lebensdauern, die nach einer Diffusion bei  $830^{\circ}\text{C}$  und  $20\text{ min}$  Diffusionszeit gemessen wurden. Die dort gefundene Lebensdauerverteilung ist wesentlich schmäler. Im arithmetischen Mittel gleichen sich diese Bereiche besonders hoher und besonders niedriger Lebensdauern gerade aus, wohingegen im gewichteten Mittel — und auch in den Zellparametern von Solarzellen — die Bereiche niedriger Lebensdauer stärker ins Gewicht fallen. Somit ist die aus dem arithmetischen Mittel gewonnene Aussage über die Diffusionsprozesse irreführend.

Im letzten Absatz wurde gezeigt, daß bei den Proben aus dem Bodenbereich des nach dem Bridgman-Verfahren produzierten Blocks offenbar eine lange ( $60\text{ min}$ ) Diffusion bei  $830^{\circ}\text{C}$  zu einer breiteren Lebensdauerverteilung führt als eine kurze ( $20\text{ min}$ ). Dies legt den Verdacht nahe, daß die Bereiche hoher Lebensdauern auf die lange Diffusionszeit besser ansprechen, wohingegen bei den Bereichen niedriger Lebensdauern schon nach kürzerer Diffusionszeit das Optimum erreicht wird und danach die Lebensdauer wieder abfällt.

In diesem Versuch wurden zwei verschiedene multikristalline Materialien, 6 verschiedene Diffusionsbedingungen und Proben aus drei Blockbereichen mit deutlich verschiedener Defektkonzen-

**Tabelle 7.3:** Auf Scheiben aus dem Boden des Bridgman-Blocks wurden verschiedene Emitterdiffusionen getestet und die Lebensdauern nach der Emitterdiffusion orts aufgelöst gemessen. Soweit auf Parallelscheiben Solarzellen mit einer identischen Emitterdiffusion gefertigt wurden, sind zum Vergleich die  $J_{SC}$ - und  $V_{OC}$ -Werte dieser Solarzellen angegeben.

| Diffusions-<br>prozeß | $\tau_{bulk,arithm.}$<br>[ $\mu s$ ] | $\tau_{bulk,gew.}$<br>[ $\mu s$ ] | $J_{SC}$<br>[ $mA/cm^2$ ] | $V_{OC}$<br>[ $mV$ ] |
|-----------------------|--------------------------------------|-----------------------------------|---------------------------|----------------------|
| 830°C<br>(60 min)     | 74.7                                 | 41.7                              | 22.6                      | 584.5                |
| 830°C<br>(20 min)     | 73.1                                 | 57.6                              | -                         | -                    |
| 875°C                 | 37.5                                 | 23.5                              | 21.05                     | 580.0                |
| 900°C                 | 4.1                                  | 3.9                               | 20.7                      | 572.6                |

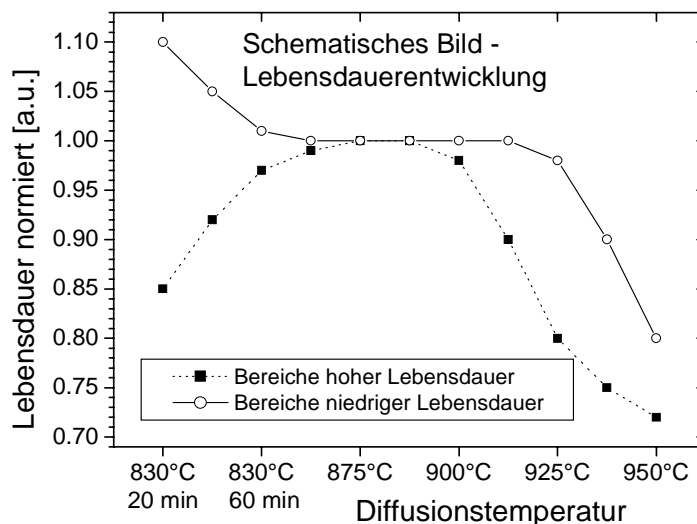
tration untersucht, so daß ein relativ großer Querschnitt durch verschiedene Eigenschaften von multikristallinem Material zur Verfügung steht. Deshalb bietet es sich an, die ermittelten Lebensdauer-Topographien zu verwenden, um möglichst generelle Aussagen nach dem Schema der oben diskutierten Beobachtung für verschiedene Diffusionszeiten bei 830°C zu finden.

Zu diesem Zweck wurden die Topographien der Lebensdauer eines Materials (also z.B. Kappe des blockgegosenen, multikristallinen Siliziums) in der Reihe ihrer Diffusionstemperatur angeordnet und pixelweise der Quotient der Lebensdauer von „aufeinanderfolgenden“ Diffusionstemperaturen gebildet. Die so entstehenden Topographien geben die *relative* Änderung der Lebensdauer bei Änderung der Diffusionstemperatur wieder. Aus solchen Vergleichen für die verschiedenen verwendeten Materialien konnten zwei generelle Trends extrahiert werden:

- An den Proben aus dem Bodenbereich des nach dem Bridgman-Verfahren hergestellten Siliziums kann beobachtet werden, daß bei relativ niedriger Diffusionstemperatur von 830°C eine lange Diffusionszeit für die Bereiche hoher Lebensdauern eher zuträglich ist. Im Gegensatz dazu erreichen Bereiche niedriger Lebensdauer bereits bei kürzeren Diffusionszeiten die optimale Lebensdauer, bei längerer Diffusionszeit sinkt die Lebensdauern bereits wieder ab. Qualitativ ähnliche Veränderung der Lebensdauer mit der Länge der Diffusion bei 830°C wurden auch bei den Proben aus anderen Blockbereichen und bei Proben aus blockgegosenem Silizium festgestellt. Somit könnte es sich hierbei um ein auf diverse multikristalline Materialien zutreffendes Phänomen handeln. Da auf die Lebensdauer der relativ schlechten Bereiche stets größeren Wert gelegt werden sollte als auf die Bereiche hoher Lebensdauer, empfiehlt sich somit eine relativ kurze Emitterdiffusion. Problematisch hierbei ist jedoch, daß eine kurze Diffusionszeit bei niedriger Temperatur nur sehr niedrig dotierte Emitter gestattet, was für das Solarzellenergebnis zwar wünschenswert ist, je nach Produktion (z.B. Siebdruckkontakte) jedoch zu technologischen Problemen und im schlimmsten Fall zu dramatischen Verlusten im  $FF$  (z.B. durch zu hohen Kontaktwiderstand oder Shunts) führen kann.

- Bei Erhöhung der Diffusionstemperatur über einen gewissen Punkt hinaus beginnt in allen Proben die Volumenlebensdauer zu sinken. Die Temperatur, ab der eine deutliche Reduktion der Lebensdauer auftritt, ist jedoch abhängig vom Lebensdauerniveau des betrachteten Bereichs. In Bereichen niedriger Lebensdauer ist eine deutliche Verschlechterung der Volumenlebensdauer erst bei relativ hohen Temperaturen (in diesen Versuchen erst bei  $925^{\circ}\text{C}$  oder  $950^{\circ}\text{C}$ ) zu beobachten. In Bereichen hoher Lebensdauer tritt ebenfalls eine Verschlechterung auf, diese beginnt jedoch schon bei deutlich niedrigeren Temperaturen wirksam zu werden, in den hier durchgeführten Experimenten ab ca.  $900^{\circ}\text{C}$ .

Der beobachtete Verlauf der Lebensdauer der Bereiche hoher und niedriger Lebensdauer mit der Diffusionstemperatur ist schematisch in Abb. 7.4 wiedergegeben. Es handelt sich dabei um ein rein qualitatives Bild. Allgemeingültige, quantitative Angaben über diese Abhängigkeit zu machen, wäre eine sehr schwierige Aufgabe, da sie vermutlich auch materialspezifisch ist.



**Abbildung 7.4:** Qualitatives Schema der Entwicklung von Bereichen hoher und niedriger Lebensdauer mit der Diffusionstemperatur. Die Skizze kann nur einen groben Anhaltspunkt geben, da die genauen Zusammenhänge und Übergangspunkte auch materialspezifisch sein können.

Beide hier beschriebenen Effekte sind kompatibel mit der Vorstellung, daß die Konzentration der in den untersuchten Materialien vorhandenen Defektatome größer ist als ihre jeweils in der für die Lebensdauer schädlichsten Form vorliegende Konzentration (z.B. bei den meisten Metallen interstitiell gelöst mit einer Konzentration  $M_i$ ). Der Rest der Defekte liegt in einer weniger schädlichen Form, bei Metallen z.B. als Präzipitate, vor. Allein aus dieser Vorstellung heraus kann der zweite Effekt verstanden werden: Wird die Diffusionstemperatur erhöht, so steigt zum einen die Löslichkeit der Metalle in Silizium, zum anderen wird die Präzipitatauflösung beschleunigt. Dies hat zur Folge, daß ein erheblicher Teil der „gespeicherten“ Atome in Lösung und damit in den für die Lebensdauer schädlichsten Zustand übergeht. Wenn das Gettern ab einer gewissen Temperatur nicht mehr effektiv genug ist, um pro Zeiteinheit mindestens genauso viele interstitiell gelöste Atome aus dem Volumen der Probe zu entfernen, wie aus den Präzipitaten in Lösung gehen, so steigt die Konzentration  $M_i$  an, und die Lebensdauer der Probe sinkt mit zunehmender Temperatur. Bei hoher Lebensdauer genügt schon eine relativ kleine zusätzliche Defektkonzentration, um die Lebensdauer negativ zu beeinflussen. Bei kleiner Lebensdauer sind dafür entsprechend höhere Konzentrationen  $M_i$  notwendig. Somit ist auch verständlich, warum der beobachtete Effekt in den Bereichen hoher Lebensdauer früher einsetzt als in den Bereichen niedriger Lebensdauer. Das hier beschriebene Modell ist auch sehr gut mit der in Kapitel 7.2.4 beschriebenen Homogenisierung der Lebensdauern bei (zu) hohen Diffusionstemperaturen

kompatibel: Wenn die Lebensdauer im Wesentlichen durch Defekte bestimmt wird, die aus der Auflösung von Präzipitaten resultiert, so ist sie nur noch von den Parametern des Temperaturschritts und der Präzipitatchichte und -größe abhängig.

Um den Effekt der Diffusionszeit bei  $830^{\circ}\text{C}$  zu verstehen, muß in dem eben verwendeten Modell noch die Annahme gemacht werden, daß die Konzentration der Präzipitate in den Bereichen hoher Lebensdauer geringer ist als in denen niedriger Lebensdauer oder aber daß in den Bereichen hoher Lebensdauer die Präzipitatauflösung etwas gehemmt ist. Ist eine dieser beiden Hypothesen zutreffend, so bedeutet dies, daß bei einer relativ niedrigen Temperatur wie  $830^{\circ}\text{C}$  in den guten Bereichen weniger Metallatome in Lösung gehen. Somit wird bei einer längeren Diffusionszeit eine bessere Getterwirkung erzielt, die Lebensdauer steigt. In den Bereichen niedriger Lebensdauer steigt zunächst auch die Lebensdauer aufgrund der Getterwirkung des Phosphors, jedoch sinkt sie schon nach kürzerer Zeit wieder deutlich ab, da eventuell mehr Metallatome aus Präzipitaten etc. in Lösung gehen als gegettert werden.

Eine abschließende Beurteilung, ob die hier diskutierten Mechanismen tatsächlich die Entwicklung der Lebensdauern in den untersuchten Proben erklären können, kann nur durch eine intensive mikroskopische Untersuchung erfolgen, was jedoch weit außerhalb des Rahmens dieser Arbeit liegt.

### 7.3 Prädiktives Modellieren von Solarzellenergebnissen

In diesem Kapitel werden die in Kapitel 7.2 auf Materialebene mittels orts aufgelöster Lebensdauer-messungen untersuchten Proben verwendet, um zu testen, inwieweit eine Vorhersage des Solarzellenergebnisses aufgrund einer Messung der Volumenlebensdauer nach der Emitterdiffusion möglich ist.

#### 7.3.1 Probenpräparation und Vorgehensweise

Die Untersuchungen werden exemplarisch an den in Kapitel 7.2 beschriebenen, bei  $875^{\circ}\text{C}$  bzw.  $925^{\circ}\text{C}$  prozessierten Proben durchgeführt. Zu allen in Kapitel 7.2 beschriebenen Proben zur Lebensdauer-messung mit  $\text{SiN}_x$ -Beschichtung sind identisch prozessierte Parallelscheiben vorhanden. Aus je einer dieser Parallelscheiben wurde eine npn-Struktur zur Lebensdauer-messung ohne  $\text{SiN}_x$ -Passivierung hergestellt und aus je einer weiteren Scheibe eine Solarzelle mit einem weitgehend industrienahen Standardprozeß (Rückseite und Emitter), allerdings mit photolithographisch aufgebrachter Vorderseitenmetallisierung, gefertigt. Auf je einem Wafer pro Diffusionstemperatur wurde an großen Körnern mit besonders hoher Lebensdauer *EQE*-Messungen durchgeführt und entsprechend dem in Kapitel 3.3 beschriebenen Verfahren für jede der beiden verschiedenen Diffusionstemperaturen ein Baseline-Modell des Prozesses erstellt. Bei den beiden Baseline-Modellen wurde darauf geachtet, daß sie sich nur in den Parametern des Emitters, den optischen Vorderseiteigenschaften und der Rekombinationsgeschwindigkeit an der Vorderseite unterscheiden, alle anderen Parameter wurden identisch gewählt. Die beschriebenen unterschiedlichen Parameter in den Baseline-Modellen wurden aufgrund der verschiedenen Emitterdiffusion und der Tatsache, daß nur die bei  $925^{\circ}\text{C}$  diffundierten Proben eine Antireflexionsschicht erhalten haben, notwendig.

### 7.3.2 Lebensdauermessungen

Führt man nun die Simulationen mit den gewichteten Mittelwerten der mit  $SiN_x$  passivierten Proben durch, so erhält man simulierte Solarzellenparameter, die durchgängig weit über den an den Solarzellen gemessenen Werten liegen. Aus diesem Grund wurden auch an den Proben mit npn-Struktur und keiner weiteren Oberflächenpassivierung Lebensdauermessungen durchgeführt. Aufgrund der relativ schlechten Oberflächenpassivierung durch den „Floating Emitter“ sind die gemessenen effektiven Lebensdauern deutlich niedriger als bei den mit  $SiN_x$  beschichteten Proben. Deshalb, und auch um eine Verwendung in PC1D-Simulationen zu ermöglichen, müssen die gemessenen effektiven Lebensdauern in Volumenlebensdauern umgerechnet werden. Zu diesem Zweck wurde in PC1D ein Modell der npn-Teststruktur mit den bekannten Daten des verwendeten Emitters erstellt und mit diesem Modell eine (injektionsabhängige) effektive Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit des „Floating Emitter“ für Ladungsträger in der Basis der Probe berechnet. Die so gefundenen Werte können nun verwendet werden, um die gemessenen effektiven Lebensdauern in Volumenlebensdauern umzurechnen. Tabelle 7.4 zeigt einen Vergleich der sich ergebenden Volumenlebensdauern der  $SiN_x$ -beschichteten Proben und der Proben mit npn-Struktur. Man findet auch in den Volumenlebensdauern einen erheblichen Unterschied zwischen den  $SiN_x$ -beschichteten Proben und den npn-Proben. Dies wird auf eine für Lebensdauermessungen ungewollte, für die Solarzellenprozessierung jedoch erwünschte Passivierung des Probenvolumens der  $SiN_x$ -beschichteten Proben durch Diffusion von Wasserstoff aus der  $SiN_x$ -Schicht in das Probenvolumen zurückgeführt [Shi01]. Somit sind die  $SiN_x$ -passivierten Proben zwar für einen relativen Vergleich der verschiedenen Emitterdiffusionsprozesse gut geeignet, vor allem wenn der Vergleich Auskunft über das Potential bei der industriellen Solarzellenfertigung (mit Nitridbeschichtung) geben soll, für eine quantitative Modellierung eines Solarzellenprozesses ohne Wasserstoffpassivierung, wie er in diesem Fall vorliegt, sind sie jedoch nicht geeignet. Aus diesem Grund wurden die Lebensdauerwerte für die folgenden Modellierungen aus den npn-Proben gewonnen. Diese Vorgehensweise ist auch im Hinblick auf einen industriellen Einsatz der Methode wünschenswert, da bei einer In-Line-Prozesskontrolle nach der Emitterdiffusion sowie so nur Messungen an npn-Proben möglich sind. Eine  $SiN_x$ -Beschichtung an dieser Stelle eines In-Line-Prozesses wäre viel zu teuer und für den Solarzellenprozeß auch wenig hilfreich.

**Tabelle 7.4:** Vergleich der mit CDI gemessenen Lebensdauern an  $SiN_x$ -beschichteten Proben und Parallelscheiben mit npn-Struktur. Die Parallelscheiben haben jeweils die gleiche Emitterdiffusion erfahren. Die Umrechnung auf Volumenlebensdauern erfolgte wie im Text beschrieben.

| Prozeß | blockgegossenes Material | arithm. Mittel                      |                                   | gew. Mittel                         |                                   |
|--------|--------------------------|-------------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------------|-----------------------------------|
|        |                          | $\tau_{bulk, SiN_x}$<br>[ $\mu s$ ] | $\tau_{bulk, npn}$<br>[ $\mu s$ ] | $\tau_{bulk, SiN_x}$<br>[ $\mu s$ ] | $\tau_{bulk, npn}$<br>[ $\mu s$ ] |
| 875°C  | Boden                    | 3.6                                 | 1.5                               | 2.7                                 | 1.1                               |
|        | Mitte                    | 99                                  | 5.1                               | 44                                  | 3.9                               |
|        | Kappe                    | 77                                  | 2.8                               | 37                                  | 1.9                               |
| 925°C  | Boden                    | 1.9                                 | 1.75                              | 1.2                                 | 1.3                               |
|        | Mitte                    | 83                                  | 5.1                               | 54                                  | 4.1                               |
|        | Kappe                    | 6.0                                 | 3.3                               | 4.6                                 | 2.8                               |

### 7.3.3 Simulation von Zellparametern

Mithilfe des Baseline-Modells und der an den npn-Proben gewonnenen Volumenlebensdauern wurden Solarzellenparameter in PC1D simuliert und mit den gemessenen Werten verglichen. Da in Kapitel 3.4.4 gezeigt werden konnte, daß das Klassenmodell kombiniert mit einer CDI-Messung eine vollständige Beschreibung der Auswirkung inhomogener Volumenlebensdauern auf das Solarzellenergebnis erlaubt, wurde die Inhomogenität in der Materialqualität der vorliegenden Proben durch Verwendung des mit dem Klassenmodell berechneten gewichteten Mittelwerts der Volumenlebensdauer berücksichtigt. Die Dunkelkennlinie der bei  $925^{\circ}\text{C}$  diffundierten Probe zeigte starke Abweichungen von einem 2-Dioden-Modell mit  $n_2 = 2.0$  und konnte nur mit höheren Werten für  $n_2$  gut angepaßt werden. Da  $I_{02}$  in PC1D nicht berücksichtigt ist, wurde eine entsprechende Shunt-Diode in das Solarzellenmodell bei  $925^{\circ}\text{C}$  eingefügt. Diese Shunt-Diode verringert  $V_{OC}$  um ca.  $4\text{ mV}$  und  $\eta$  um ca.  $0.9\%$  absolut für alle Zellen. Zusätzlich wurde  $R_P$  an die in der Dunkelkennlinie gefundenen Werte angepaßt, um technologische Shunt-Probleme zu berücksichtigen. Dieses  $R_P$  verändert zwar den  $FF$ , jedoch beeinflusst es in keinem Fall  $V_{OC}$  oder  $J_{SC}$  merklich. Tabelle 7.5 zeigt einen Vergleich der unter diesen Annahmen modellierten und gemessenen Zellparameter. Dabei war  $\tau_{bulk}$  der einzige Parameter, der entsprechend den Messungen variiert wurde.

**Tabelle 7.5:** Gemessene und modellierte Zellparameter (Diskussion siehe Text).

| Prozeß                | Material             | gemessene Werte  |                |                                   | Simulation       |                |                                   |
|-----------------------|----------------------|------------------|----------------|-----------------------------------|------------------|----------------|-----------------------------------|
|                       |                      | $V_{OC}$<br>[mV] | $\eta$<br>[% ] | $J_{SC}$<br>[mA/cm <sup>2</sup> ] | $V_{OC}$<br>[mV] | $\eta$<br>[% ] | $J_{SC}$<br>[mA/cm <sup>2</sup> ] |
| $925^{\circ}\text{C}$ | Boden, blockgegossen | 558.2            | 11.1           | 26.6                              | 567.4            | 12.1           | 28.8                              |
|                       | Mitte, blockgegossen | 580.2            | 13.0           | 30.9                              | 581.1            | 13.0           | 30.8                              |
|                       | Kappe, blockgegossen | 575.4            | 12.2           | 29.6                              | 574.8            | 12.1           | 30.0                              |
| $925^{\circ}\text{C}$ | Boden, Bridgman      | 572.9            | 12.9           | 28.9                              | 571.5            | 12.7           | 29.3                              |
|                       | Mitte, Bridgman      | 567.8            | 12.8           | 29.5                              | 580.5            | 13.4           | 30.6                              |
|                       | Kappe, Bridgman      | 569.5            | 12.9           | 29.3                              | 573.5            | 12.9           | 29.6                              |
| $875^{\circ}\text{C}$ | Boden, blockgegossen | 564.8            | 8.3            | 18.9                              | 557.0            | 8.4            | 19.1                              |
|                       | Mitte, blockgegossen | 582.5            | 9.6            | 21.1                              | 573.7            | 9.5            | 20.8                              |
|                       | Kappe, blockgegossen | 583.4            | 9.3            | 20.7                              | 564.7            | 8.8            | 19.9                              |
| $875^{\circ}\text{C}$ | Boden, Bridgman      | 576.9            | 9.3            | 20.8                              | 574.9            | 9.5            | 20.9                              |
|                       | Mitte, Bridgman      | 567.4            | 8.9            | 20.5                              | 574.0            | 9.4            | 20.8                              |
|                       | Kappe, Bridgman      | 562.7            | 8.6            | 20.0                              | 566.1            | 8.8            | 20.1                              |

### 7.3.4 Diskussion der gefundenen Diskrepanzen

Wie Tabelle 7.5 zeigt, wurde in vielen Fällen gute Übereinstimmung zwischen simulierten und gemessenen Solarzellenparametern gefunden, jedoch gibt es auch Fälle, in denen erhebliche Abweichungen auftreten. Diese sollen im Folgenden diskutiert werden.

Zunächst fällt auf, daß die Abweichungen nicht statistisch sind, sondern nur bei bestimmten Materialien auftreten. Die größten Unterschiede zwischen Simulation und Messung sind, abgesehen von der bei  $925^{\circ}\text{C}$  diffundierten Probe aus dem Bodenbereich des blockgegossenen Siliziums,

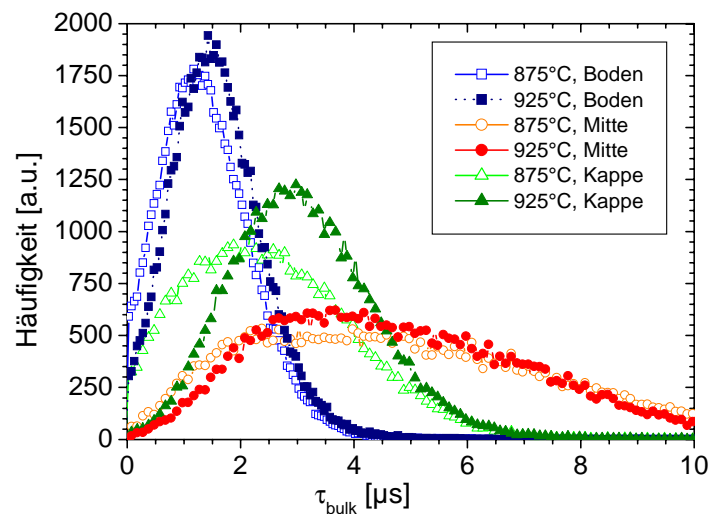
bei den Proben aus der Blockmitte des Bridgman-Siliziums zu finden. Geringere, jedoch immer noch deutliche Abweichungen sind durchgängig bei den Proben aus blockgegossenem Silizium, die bei  $875^{\circ}\text{C}$  diffundiert wurden, zu finden.

Die Proben aus dem Boden und Kappenbereich des Bridgman-Siliziums weisen sehr gute Übereinstimmung der gemessenen und simulierten Werte auf, wobei etwas zu hohe Werte für  $J_{SC}$  bei den Proben simuliert wurden, deren Emitterdiffusion bei  $925^{\circ}\text{C}$  stattfand. Deshalb wurde an diesen Proben die Vorderseitenreflexion nachgemessen. Es wurden Werte gefunden, die leicht über den im Zellmodell verwendeten Werten für die Vorderseitenreflexion liegen, so daß nach entsprechender Korrektur die modellierten Werte dieser beiden Proben um ca.  $0.2\text{ mA/cm}^2$  in  $J_{SC}$ ,  $0.1\%$  in  $\eta$  und  $0.2 - 0.8\text{ mV}$  in  $V_{OC}$  sinken. D.h. die hier beobachteten Unterschiede sind eindeutig auf Unterschiede in der Antireflexionsschicht zurückzuführen.

Bei den Zellen aus der Mitte des Bridgman-Blocks werden deutlich zu hohe Zellparameter simuliert, wobei die Unterschiede nach Emitterdiffusion bei  $925^{\circ}\text{C}$  größer ausfallen als nach Emitterdiffusion bei  $875^{\circ}\text{C}$ . Da relativ große Unterschiede vorliegen und es keine offensichtlichen technologischen Probleme bei diesen beiden Zellen gab, ist anzunehmen, daß die Lebensdauer in diesem Material während des weiteren Zellprozesses — vermutlich insbesondere beim Feuern der Aluminiumrückseite — weiter gesunken ist.

Beim blockgegossenen Material nach Emitterdiffusion bei  $875^{\circ}\text{C}$  findet man eine akzeptable Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Zellparametern: Die simulierten Werte für  $V_{OC}$  sind um ca.  $8\text{ mV}$  zu niedrig, diejenigen für  $J_{SC}$  fallen eher leicht zu niedrig aus. Außerdem wurde von der Simulation vorhergesagt, daß die Zelle aus dem Kappenbereich einen deutlich schlechteren Wirkungsgrad ( $0.7\%$  absolut weniger) erreichen sollte als die aus der Blockmitte. Jedoch fiel die Differenz mit  $0.3\%$  deutlich geringer aus. Diese Unterschiede können durch Veränderung der Materialqualität während des weiteren Zellprozesses erklärt werden.

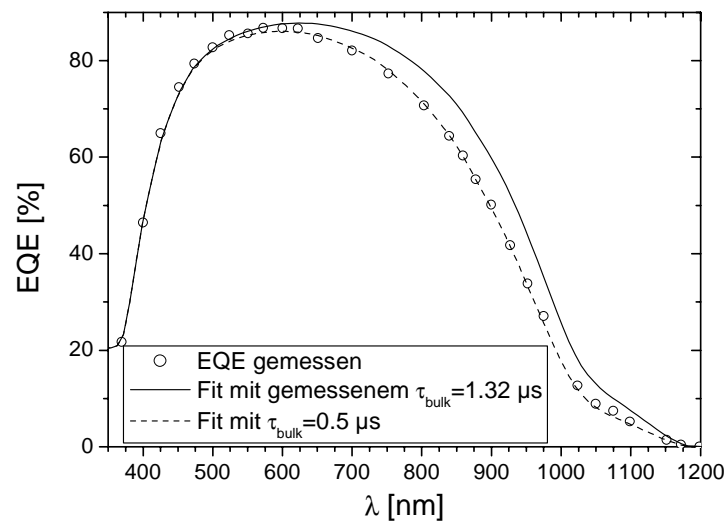
Da sich im Kappenbereich eines Blocks viele metallische Verunreinigungen ansammeln, kann in diesem Bereich das Gettern eine besonders große Wirkungsgradsteigerung verursachen und somit für die Verbesserung der Parameter der Zelle aus dem Kappenbereich relativ zur Simulation nach Emitterdiffusion und zu den anderen Zellen verantwortlich sein. Die Tatsache, daß entsprechende Unterschiede nur nach Emitterdiffusion bei  $875^{\circ}\text{C}$  festgestellt werden, nach Emitterdiffusion bei  $925^{\circ}\text{C}$  jedoch eine sehr gute Übereinstimmung zwischen simulierten und gemessenen Zellparametern besteht, kann durch das unterschiedliche thermische Budget bei beiden Diffusionsprozessen erklärt werden: Die Emitterdiffusion bei  $925^{\circ}\text{C}$  ermöglicht aufgrund der höheren Temperatur und der resultierenden



**Abbildung 7.5:** Vergleich der Lebensdauererwartungen des blockgegossenen Materials nach Emitterdiffusion bei  $875^{\circ}\text{C}$  und  $925^{\circ}\text{C}$ .

höheren Mobilität der Verunreinigungen bereits ein effektiveres Gettern als die Emitterdiffusion bei  $875^\circ\text{C}$ . Somit ist die Änderung der Volumenlebensdauer aufgrund von Gettern während des Feuerns der Aluminiumrückseite nach einer Emitterdiffusion bei  $925^\circ\text{C}$  kleiner als nach einer Emitterdiffusion bei  $875^\circ\text{C}$ . In Abb. 7.5 wird die Häufigkeitsverteilung der bei  $925^\circ\text{C}$  und  $875^\circ\text{C}$  diffundierten blockgegossenen Proben miteinander verglichen. Man sieht, daß in allen Blockbereichen die Lebensdauer nach der Diffusion bei  $925^\circ\text{C}$  höher ist als nach Diffusion bei  $875^\circ\text{C}$ , daß der Unterschied in der Blockmitte und im Boden jedoch eher gering, in der Kappe jedoch erheblich ist. Dies spricht für die These, daß das notwendige thermische Budget für optimales Gettern durch die Emitterdiffusion bei  $875^\circ\text{C}$  noch nicht erreicht wurde und dieses Defizit im Kappenbereich die Lebensdauer deutlich stärker beschränkt als im Rest des Blockes. Die guten Simulationsergebnisse bei  $925^\circ\text{C}$  zeigen, daß nach diesem Diffusionsschritt die Lebensdauer nicht mehr durch die Defekte limitiert ist, die leicht auf Gettern während des Zellprozesses ansprechen.

Die Simulationen sagen eine deutliche Verringerung der Zellparameter  $J_{SC}$  und  $V_{OC}$  der blockgegossenen Probe aus dem Bodenbereich nach Emitterdiffusion bei  $925^\circ\text{C}$  im Vergleich zu den Proben aus der Mitte und dem Kappenbereich dieser Säule voraus, jedoch unterschätzt die Simulation das Ausmaß der Reduktion der Zellparameter (siehe Tab. 7.5). Die Wirkungsgrade der Solarzellen aus dem Boden- und Kappenbereich der Säule sind zwar identisch, jedoch ist der Wirkungsgrad der Solarzelle aus dem Kappenbereich durch  $R_P \approx 300 \Omega\text{cm}^2$  (technologisch bedingt) um ca. 0.7% absolut reduziert. Um zu untersuchen, warum die Lebensdauer-



**Abbildung 7.6:** großflächig gemessene EQE der Probe aus dem Bodenbereich der blockgegossenen Säule nach Emitterdiffusion bei  $925^\circ\text{C}$ . Zum Vergleich wurden die simulierten EQE-Kurven mit der gemessenen Volumenlebensdauer von  $\tau_{bulk} = 1.32 \mu\text{s}$  und einem hypothetischen  $\tau_{bulk}$  von  $0.5 \mu\text{s}$  eingezeichnet.

ermessung nach Emitterdiffusion zwar schlechtere Zellparameter für die Solarzelle aus dem Bodenbereich der Säule vorhersagt, diesen Effekt aber quantitativ deutlich unterschätzt, wurde eine großflächige EQE-Messung angefertigt. Abb. 7.6 zeigt diese Messung, die mit dem entsprechenden Zellmodell und der gemessenen Volumenlebensdauer von  $1.32 \mu\text{s}$  simulierte EQE sowie eine mit  $\tau_{bulk} = 0.5 \mu\text{s}$  und sonst unverändertem Zellmodell simulierte EQE. Man sieht klar, daß die gefundenen Differenzen zwischen Messung und ursprünglicher Simulation eindeutig auf den Unterschied in der Volumenlebensdauer zurückzuführen sind. Unterschiede zwischen dem Baseline-Modell und der untersuchten Zelle in irgendwelchen Technologieparametern sind offenbar nicht für die beobachteten Differenzen verantwortlich. Setzt man die an die ganzflächige EQE angepaßte Volumenlebensdauer von  $\tau_{bulk} = 0.5 \mu\text{s}$  in das Baseline-Modell ein, so erhält man  $J_{SC} = 26.9 \text{ mA/cm}^2$ ,  $V_{OC} = 553.9 \text{ mV}$  und  $\eta = 11.0\%$ , was sehr gut mit den gemessenen Zellparametern übereinstimmt.

Warum nach Phosphordiffusion eine höhere durchschnittliche Lebensdauer gemessen wird, als

nach dem vollständigen Solarzellenprozeß tatsächlich vorliegt, ist nicht mit absoluter Sicherheit zu sagen. Eine Möglichkeit wäre, daß die CDI, die bei so kleinen Lebensdauern an ihrer Auflösungsgrenze arbeitet, aus diesem Grund fehlerhaft hohe Lebensdauern lieferte. Dies ist jedoch eher unwahrscheinlich, da die MW-PCD-Messung noch höhere Werte als die CDI-Messung ergab und mit der MW-PCD in diesem Lebensdauerbereich normalerweise ein Routinemessbetrieb möglich ist. Wahrscheinlicher ist es, daß die besonders kleinräumige Lebensdauerstruktur dieser Probe für die Differenzen verantwortlich ist: Die CDI mittelt die Lebensdauerverteilung über einer Pixelgröße arithmetisch, wodurch bei sehr kleinräumigen Lebensdauerstrukturen fehlerhaft hohe Werte entstehen können. Bei der MW-PCD kommt neben dem gleichen Effekt wie bei der CDI noch hinzu, daß bei einer inhomogenen Lebensdauerverteilung im Meßfleck die Transiente tendenziell der höchsten in diesem Bereich vorhandenen Lebensdauer folgt. Dieser Effekt könnte erklären, daß sowohl MW-PCD als auch CDI auf dieser speziellen Probe zu hohe Lebensdauerwerte ermittelt haben und der Unterschied bei MW-PCD größer ist als bei CDI.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß eine Korrelation zwischen Volumenlebensdauer nach Emitterdiffusion und Zellparametern gelungen ist. Es gab jedoch auch Proben mit erheblichen Abweichungen, deren Ursache aufgeklärt werden konnte. Meist sind diese auf Veränderungen der Lebensdauer im weiteren Zellprozeß zurückzuführen. Soll dieses Verfahren für die industrielle In-Line-Prozeßkontrolle eingesetzt werden, so könnten hierfür in einer Startphase Erfahrungswerte ermittelt werden, die dann in die Routinemessungen mit einfließen, um die Differenzen korrigieren zu können.

## 7.4 Untersuchung der Verlustmechanismen im Blockboden

In diesem Kapitel werden an senkrecht aus dem Blockboden gesägten Proben Untersuchungen der elektrischen (und kristallographischen) Materialqualität durchgeführt. Thermographie- und Lebensdauermessungen dienen als Basis für diese Untersuchungen und werden mit SR-LBIC und FTIR-Messungen korreliert. Der Diodenidealitätsfaktor der thermographisch gemessenen Kennlinien wird kurz diskutiert. Ferner wird die Degradation von multikristallinem Material unter Beleuchtung ortsaufgelöst untersucht. Es wird gezeigt, daß diese bei den vorliegenden Proben mit dem "carrier-induced-degradation"-Defekt (CID-Defekt), besser bekannt als Bor-Sauerstoff-Komplex oder als Cz-Defekt, in Verbindung zu bringen ist. Die Ergebnisse dieses Abschnitts sind in Zusammenarbeit mit Tonio Buonassisi von der University of California, Berkeley (UCB) entstanden. Hierbei fanden die mikroskopischen Untersuchungen, von denen in dieser Arbeit nur FTIR-Ergebnisse gezeigt werden, an der UCB statt, die restlichen Arbeiten wurden am Fraunhofer ISE durchgeführt. Insbesondere alle Simulationen und Modellierungen sowie die Auswertung und Interpretation des Degradationsexperiments sind ausschließlich vom Autor dieser Arbeit durchgeführt worden.

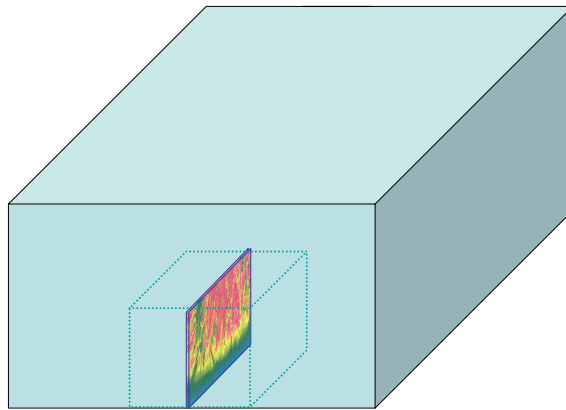
### 7.4.1 Auswahl und Präparation der Proben

Es wurden Siliziumscheiben verwendet, die speziell senkrecht aus dem Boden eines gegossenen multikristallinen Blocks gesägt wurden. Die verwendete Säule stammt aus dem Randbereich des Blocks, jedoch nicht aus der Nähe von dessen Ecke. Hierdurch wurde gewährleistet, daß sowohl Effekte vom Boden als auch vom Rand des Tiegels in den Auswertungen berücksichtigt werden

können. Gleichzeitig sind jedoch trotzdem aufeinanderfolgende (senkrechte gesägte) Parallelscheiben relativ gleichartig. Sie können somit für Vergleichsexperimente verwendet werden. Es muß jedoch auch betont werden, daß aufgrund des kolumnaren, vertikalen Wachstums der Körner eines gegossenen Blocks die Materialqualität von senkrecht gesägten parallelen Scheiben nie so identisch sein kann wie die von waagrecht gesägten benachbarten Scheiben des gleichen Materials. Um den Einfluß des Bodens besser untersuchen zu können wurden die Scheiben direkt aus dem Bodenbereich herausgesägt. Es wurde nicht wie bei Material, das zum Verkauf gelangt, zunächst der schlechteste Bereich direkt am Tiegelboden abgeschnitten und verworfen. Die Position der Proben im Block ist schematisch in Abb. 7.7 dargestellt.

Aus Parallelscheiben dieses Materials wurden verschiedene Proben zur Messung der Lebensdauer sowie Solarzellen gefertigt: Um die orts aufgelöste Lebensdauer des Ausgangsmaterials zu bestimmen, wurde der Sägescha den weggeätzt und die Proben anschließend mit  $SiN_x$  beschichtet. Auf die restlichen Proben wurde einseitig Aluminium aufgedampft und dann eine Phosphordiffusion aus der Gasphase ( $POCl_3$ -Quelle) durchgeführt, wobei ein Emitter von  $85\text{-}100 \Omega/\square$  diffundiert wurde. Von zwei Proben wurde anschließend das Aluminium und der Emitter wieder entfernt und eine  $SiN_x$ -Schicht zur Oberflächenpassivierung aufgebracht, so daß diese Proben für

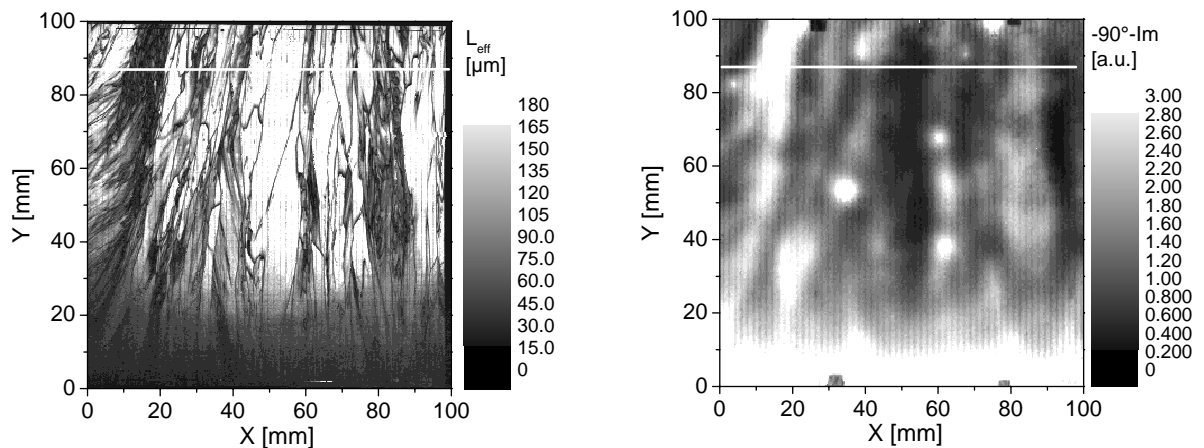
Lebensdauermessungen verwendet werden können. Die restlichen Proben wurden zu Solarzellen weiterverarbeitet, wobei ein Laborprozeß mit aufgedampfter Aluminiumrückseite, aufgedampfter Vorderseitenmetallisierung und einer doppellagigen Antireflexionsschicht verwendet wurde.



**Abbildung 7.7:** Schematische Darstellung der Position der untersuchten Proben im Block.

#### 7.4.2 Vergleich: Dunkel-Thermographie $\Leftrightarrow$ SR-LBIC

Um einen ersten Überblick über die Probeneigenschaften zu bekommen, wurden die fertigen Solarzellen mit Dunkel-Thermographie und SR-LBIC vermessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.8 dargestellt, wobei der Boden des Blocks jeweils dem unteren und die Seitenwand des Tiegels jeweils dem linken Rand des Bilds entspricht. Im SR-LBIC-Bild ist die Kornstruktur sehr gut zu erkennen. Man sieht, daß die Materialqualität hin zum Blockboden stark abnimmt. Ferner ist die Wachstumsrichtung der Kristalle gut zu erkennen. Aus dieser kann ebenfalls geschlossen werden, daß es sich nicht um eine waagrecht gesägte Eckscheibe handelt, sondern daß tatsächlich eine senkrecht aus dem Randbereich des Blockbodens gesägte Scheibe vorliegt. Die Dunkel-Thermographie-Messung zeigt im Wesentlichen die gleiche Struktur wie die SR-LBIC-Messung, jedoch sind aufgrund des geringeren lateralen Auflösungsvermögens und der geringeren Sensitivität der Dunkel-Thermographie nur die großen Strukturen des Diffusionslängenbilds auch in der Thermographiemessung wiederzufinden. Sehr gut sind die beiden Intrusionen, die in Abb. 7.8 den beiden annähernd vertikalen Streifen niedriger Materialqualität in der Nähe des rechten und linken Bildrands entsprechen, sowie die deutliche Zunahme der Rekombinationsaktivität bzw. des Verluststroms zum Blockboden hin zu erkennen. Zusätzlich zu den Merkmalen, die sich sowohl im



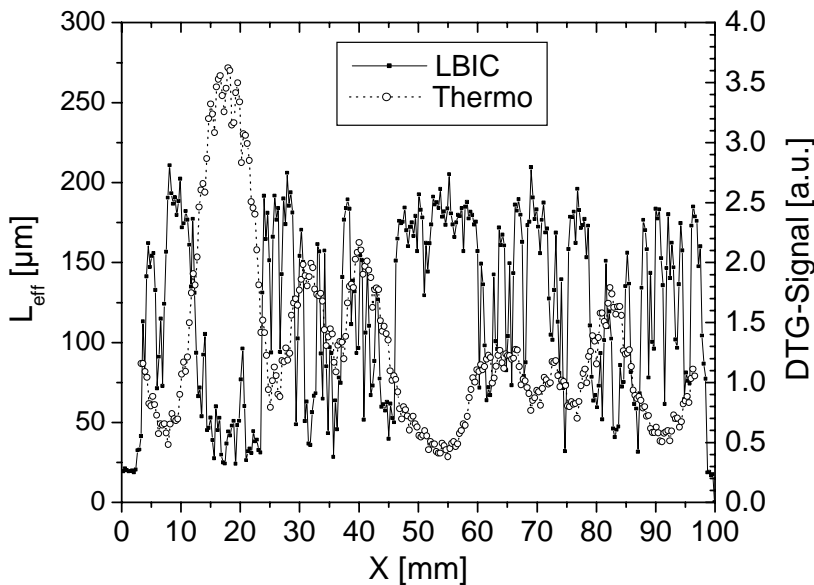
**Abbildung 7.8:** Vergleich von SR-LBIC und Dunkel-Thermographie an einer Solarzelle, die auf einer senkrecht aus dem Blockboden einer blockgegossenen, multikristallinen Säule gesägten Scheibe prozessiert wurde. Der Blockboden befindet sich in diesen Messungen jeweils am unteren, der Tiegelrand am linken Bildrand.

Dunkel-Thermographie als auch im SR-LBIC-Bild wiederfinden, sind im Dunkel-Thermographie-Bild lokale, punktförmige Verlustströme zu erkennen, z.B. rechts und links des Bereichs guter Materialqualität in der Bildmitte. Sie entsprechen lokalen Shunts, die material- oder technologiebedingt sein können, und treten erwartungsgemäß im SR-LBIC-Bild nicht deutlich hervor, da SR-LBIC unter Kurzschlußbedingungen mißt und somit zwar rekombinative Verluste im Volumen anzeigt, nicht aber lokale Schädigungen, die keinen starken Bezug zur Rekombination im Probenvolumen haben.

In Abb. 7.9 ist der direkte Vergleich der SR-LBIC- und der Dunkel-Thermographie-Messung (DTG) für einen Schnitt gezeigt, der genau den in Abb. 7.8 eingezeichneten weißen Linien entspricht. Anhand von Abb. 7.9 sieht man noch einmal sehr anschaulich, daß das Dunkel-Thermographie-Signal in Bereichen niedriger Lebensdauer aufgrund von großen Rekombinationsströmen in Basis und Raumladungszone groß ist und umgekehrt. Das Bild zeigt jedoch auch, daß das DTG-Signal nur in der Lage ist, die räumlich größeren Strukturen im Lebensdauerbild wiederzugeben. In Bereichen wie z.B. zwischen  $x \approx 60 \text{ mm}$  und  $x \approx 80 \text{ mm}$ , in denen es viele einzelne Korngrenzen gibt und somit die effektive Diffusionslänge auf kleinem Raum stark schwankt, kann die DTG diese kleinräumigen Änderungen der Rekombinationseigenschaften nicht detektieren und es ergibt sich keine scharfe Korrelation zwischen den beiden Messungen. Wie solche Strukturen mithilfe von Hell-Thermographie aufgelöst werden können, wurde in Kapitel 4.5 ausführlich dargelegt.

### 7.4.3 Einfluß des Abstands vom Blockboden auf das Solarzellenergebnis

Die hier untersuchten Solarzellen eignen sich hervorragend, um mittels geeigneter Simulationen den Einfluß des Abstands vom Blockboden auf das Solarzellenergebnis zu bestimmen. Hierzu muß zunächst ein Baseline-Modell für den verwendeten Solarzellenprozeß erstellt werden. Anhand von orts aufgelösten Diffusionslängenmessungen mit SR-LBIC läßt sich dann  $L_{\text{bulk}}$  als Funktion der Höhe im Block für den entsprechenden Zellprozeß angeben. Daraus kann mithilfe des Baseline-Modells und unter der Annahme einer sonst unveränderten Solarzellentechnologie eine Abhängigkeit des Wirkungsgrads vom Abstand zum Boden des Blocks berechnet werden.



**Abbildung 7.9:** Vergleich des in Abb. 7.8 eingezeichneten Linescans durch das SR-LBIC-Bild und das Dunkel-Thermographie-Bild. Die Dunkel-Thermographie zeigt die größeren Bereiche niedriger und hoher Diffusionslänge deutlich auf, ist jedoch nicht in der Lage, einzelne kleinräumige Änderungen von  $L_{eff}$  (z.B. Korngrenzen) aufzulösen.

### Baseline-Modell

Um ein Baseline-Modell dieses Zellprozesses zu erstellen, wurde zusammen mit den multikristallinen Scheiben eine FZ-Scheibe prozessiert. An diese wurde das Solarzellenmodell, wie in Kapitel 3.3 beschrieben, in PC1D angepaßt. Die entsprechenden Zellergebnisse sind in Tabelle 7.6 zusammengefaßt. Im Zellmodell müssen dann noch einige Parameter, insbesondere die Dicke und die Basisdotierung geändert werden, um das Modell an die multikristallinen Zellen anzupassen. Der Wirkungsgrad des sich ergebenden Baseline-Modells für die multikristallinen Zellen ist aufgrund der Zellstruktur auf  $\eta \approx 16.7\%$  limitiert. Die Parameter des sich ergebenden Zellmodells für den hier verwendeten Solarzellenprozeß sind in Tabelle 7.7 zusammengefaßt.

**Tabelle 7.6:** Vergleich der mit PC1D simulierten und der gemessenen Zellparameter für die FZ-Referenz des verwendeten Solarzellenprozesses.

|         | $V_{OC}$<br>[mV] | $J_{SC}$<br>[mA/cm <sup>2</sup> ] | $FF$<br>[%] | $\eta$<br>[%] |
|---------|------------------|-----------------------------------|-------------|---------------|
| Messung | 630.1            | 35.9                              | 75.6        | 17.1          |
| PC1D    | 630.5            | 35.8                              | 75.8        | 17.1          |

### Abhängigkeit der Volumenlebensdauer von der Blockhöhe

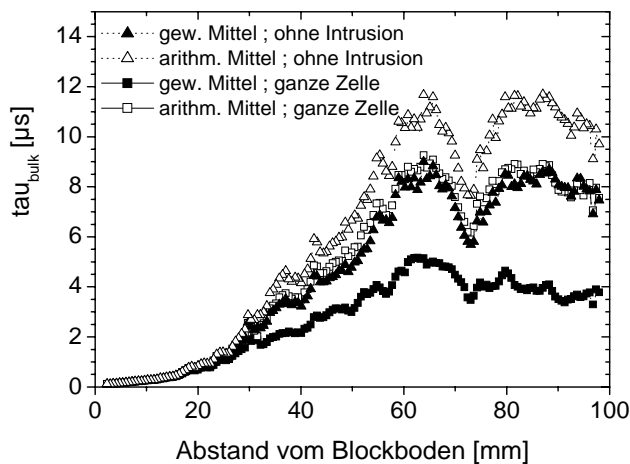
Eine SR-LBIC-Messung an der fertig prozessierten Solarzelle (siehe Abb. 7.8, links) zeigt deutlich die Abnahme der Diffusionslängen zum Blockboden hin. Die gemessenen effektiven Diffusionslängen dieser Zelle werden mit der durch Anpassung an die externe Quanteneffizienz der FZ-Referenzzelle in PC1D ermittelten Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit in Volumendiffusionslängen umgerechnet, aus denen sich wiederum unter Berücksichtigung der Diffusionskonstanten  $D_e$  eine Volumenlebensdauer ergibt. Die Diffusionskonstante wurde aufgrund der Basisdotierung mit  $D_e = 28.4 \text{ cm}^2/\text{s}$  angenommen. In multikristallinem Silizium kann die Diffusionskonstante ortsabhängig sein (siehe z.B. [SHFB01]). Für die hier durchgeführten Untersuchungen

**Tabelle 7.7:** Wichtigste für die PC1D-Simulation verwendete Parameter. Die Spalte „realer Zellprozeß“ gibt die Daten für die Anpassung an die prozessierte Zelle wieder, „Produktionszelle“ diejenigen für einen typischen industriellen Solarzellenprozeß und „High-Eta“ diejenigen für einen Hocheffizienzprozeß auf multikristallinem Silizium.

| Parameter                              | realer Zellprozeß   | Produktionszelle  | High-Eta Zelle    |
|--|---------------------|-------------------|-------------------|
| Schichtwiderstand [ $\Omega/\square$ ] | 92.5                | 41.3              | 131.8             |
| Peak-Dotierung [ $cm^{-3}$ ]           | $1.8 \cdot 10^{20}$ | $3 \cdot 10^{20}$ | $5 \cdot 10^{18}$ |
| Emittertiefe [ $\mu m$ ]               | 0.24                | 0.35              | 1.23              |
| Profil                                 | Erfc                | Erfc              | Gauss             |
| Basisdotierung [ $\Omega cm$ ]         | 1.4                 | 1.4               | 1.4               |
| $S_{front}$ [ $cm/s$ ]                 | $1.3 \cdot 10^5$    | $1 \cdot 10^5$    | 1500              |
| $S_{back}$ [ $cm/s$ ]                  | 6000                | 1000              | 230               |
| Textur ?                               | plan                | plan              | texturiert        |
| VS-Beschichtung                        | doppellagige ARC    | $SiN_x$           | $SiO_2$           |

ist dies aber unerheblich, da  $D_e$  zunächst verwendet wird, um gemessene Diffusionslängen in Lebensdauern umzurechnen, und dann in PC1D nochmals benutzt wird, um aus den Lebensdauern auf das Diffusionsverhalten der Ladungsträger zu schließen. Die Diffusionskonstante geht somit quasi einmal in Nenner und Zähler ein, so daß es nur wesentlich ist, bei der Umrechnung von  $L_{bulk}$  auf  $\tau_{bulk}$  dieselbe Diffusionskonstante zu verwenden wie bei der anschließenden PC1D Simulation.

Um eine von der Blockhöhe abhängige Volumenlebensdauer zu erhalten, werden die gemessenen Lebensdauerwerte zeilenweise gemittelt. Um den Einfluß inhomogener Lebensdauern auf das Solarzellenergebnis zu modellieren, ist es dabei, wie in Kapitel 3.4.4 gezeigt wurde, notwendig und hinreichend das gewichtete Mittel zu verwenden. Die sich ergebende Lebensdauerkurve wurden in Abb. 7.10 zu Vergleichszwecken trotzdem sowohl für das arithmetische als auch für das sich mit oben beschriebenem Zellprozeß ergebende gewichtete Mittel dargestellt. Bei der zeilenweisen Mittelung der Lebensdauern wurde zum einen die gesamte Zelle berücksichtigt, was einer Säule aus dem Randbereich eines Blocks entspricht und zum anderen der Bereich niedriger



**Abbildung 7.10:** Abhängigkeit der Volumenlebensdauer  $\tau_{bulk}$  vom Abstand zum Blockboden. Die Lebensdauerwerte wurden zeilenweise arithmetisch und mit dem Klassenmodell gemittelt. „Ganze Zelle“ entspricht der gesamten gemessenen Zelle, die aus dem Bodenbereich einer Randsäule stammt. „Ohne Intrusion“ läßt den Bereich kleiner Lebensdauern am Rand unberücksichtigt und entspricht somit näherungsweise dem Bodenbereich einer Säule aus der Mitte des Blocks.

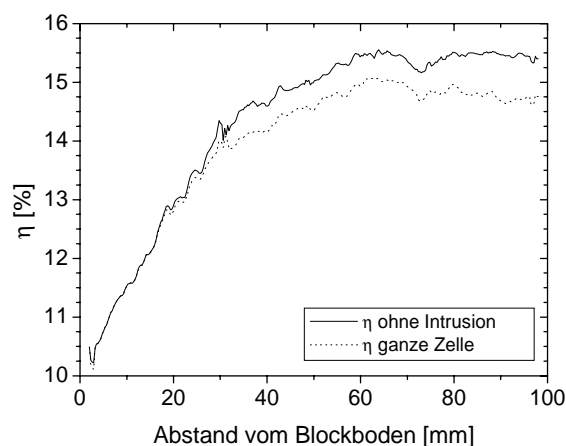
Lebensdauern aufgrund der Intrusion nahe dem Tiegelrand in Abb. 7.8 (links) unberücksichtigt gelassen, was in guter Näherung einem Bodenbereich aus der Mitte des Blocks entsprechen sollte.

### Solarzellenergebnis in Abhängigkeit von der Blockhöhe

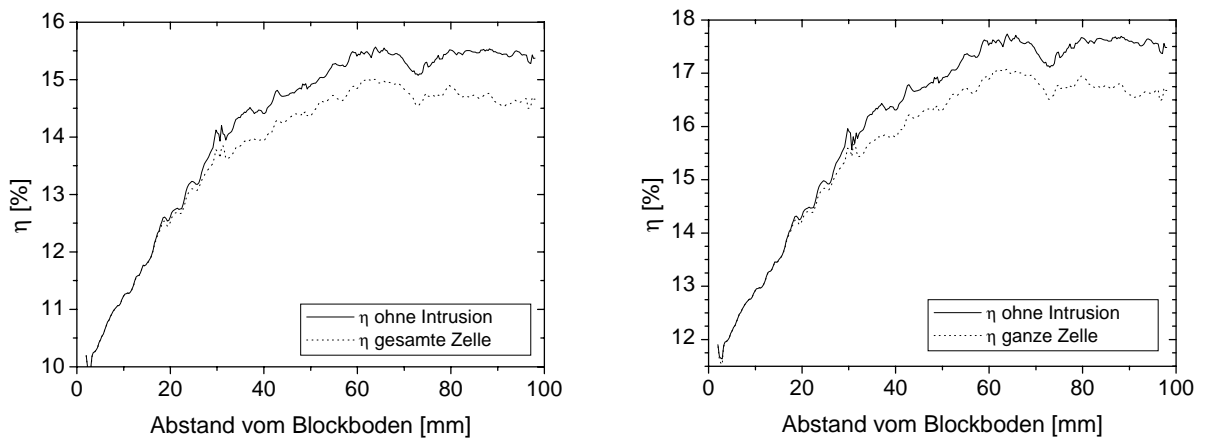
Die im letzten Abschnitt mit dem gewichteten Mittel bestimmten Lebensdauerverteilungen können verwendet werden, um in PC1D den Solarzellenwirkungsgrad in Abhängigkeit vom Abstand zum Blockboden zu bestimmen. Dies ist in Abb. 7.11 für die untersuchte Zelle dargestellt. Dabei wurden wiederum die beiden Fälle einer zeilenweise über die gesamte Zelle gemittelten Lebensdauer (entspricht Randsäule im Ingot) und einer Mittelung unter Vernachlässigung des schlechten Bereichs am Rand des Ingots (entspricht Mittelsäule des Ingots) unterschieden.

Da die untersuchte Zelle eine Struktur hat, die typischerweise nur im Forschungsbereich eingesetzt wird, ist es von Interesse, die gleiche Untersuchung mit anderen Zelltypen durchzuführen. Hierfür wurden exemplarisch ein gutes industrietypisches Zellkonzept und ein Zellkonzept für hocheffiziente Zellen in PC1D verwendet. Der Zellwirkungsgrad ist bei der Industriezelle durch die Struktur auf  $\eta \approx 17.6\%$  und bei der hocheffizienten Zelle auf  $\eta \approx 20.9\%$  beschränkt. Die wichtigsten Parameter der beiden verwendeten Zellkonzepte finden sich in Tabelle 7.7. Unter der einschränkenden Annahme, daß die Lebensdauerverbesserung durch Gettern während der Phosphordiffusion (und gegebenenfalls während einer Sinterung bzw. Feuerung der Aluminiumrückseite) bei allen drei Zellkonzepten vergleichbar ist, kann die Volumenlebensdauerverteilung aus der ursprünglichen Messung übernommen werden. Die Mittelung im Klassenmodell erfolgte jedoch jeweils mit einer dem verwendeten Zellkonzept angepaßten Wichtungsfunktion. Die sich ergebenden Zellwirkungsgrade für beide Zellkonzepte unter Berücksichtigung bzw. Ausschluß des Randbereichs sind in Abb. 7.12 dargestellt.

Man sieht, daß in allen drei Zellkonzepten der Solarzellenwirkungsgrad bei einem Bodenabstand von mehr als ca. 60 mm näherungsweise konstant wird. Unterhalb von 60 mm über dem Blockboden beginnt der Solarzellenwirkungsgrad bei allen drei Zellstrukturen deutlich zu sinken. Eine relative Reduktion des Solarzellenwirkungsgrads um 10% ist bei der untersuchten Laborzelle bei ca. 30 mm über dem Blockboden und in ihrem Randbereich bei ca. 26 mm über dem Blockboden erreicht. Für die Produktionszelle und die hocheffiziente Solarzelle ergeben sich mit ca. 29-33 mm und ca. 28 mm sehr ähnliche Werte. Angewendet auf kommerzielles blockgegossenes Silizium ist eine Vorgehensweise analog zu den hier gezeigten Experimenten und Simulationen geeignet, zu bestimmen, wieviel Material im Bodenbereich eines Blocks abgesägt werden muß und nicht zum Verkauf gelangen sollte.



**Abbildung 7.11:** Abhängigkeit des Zellwirkungsgrads von der Blockhöhe für die verwendete labortypische Zellstruktur. Die beiden Kurven „ohne Intrusion“ und „ganze Zelle“ unterscheiden wieder die Fälle einer am Rand bzw. in der Mitte des Ingots gelegenen Säule.



**Abbildung 7.12:** Wie Abb. 7.11, jedoch gerechnet für ein einer guten Industriezelle entsprechendes Zellkonzept (links) und eine Zellstruktur für hocheffiziente Solarzellen (rechts).

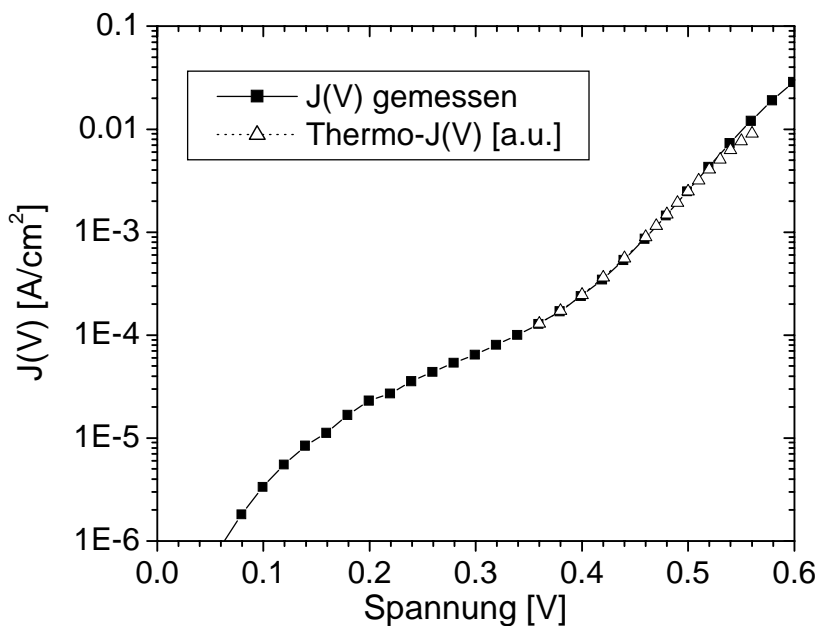
#### 7.4.4 Thermographisch gemessene Kennlinien

Dunkel-Thermographie-Messungen können bei verschiedenen Spannungen durchgeführt werden. Somit ist es prinzipiell möglich, eine thermographisch gemessene Dunkelkennlinie zu erzeugen [BL03]. Vorteil dieser thermographisch ermittelten Dunkelkennlinie gegenüber der standardmäßig am Kennlinienmeßplatz gemessenen Dunkelkennlinie ist, daß nicht nur die integrale  $I(V)$ -Charakteristik der Solarzelle untersucht werden kann, sondern auch Teilbereiche der Solarzelle betrachtet werden können. Somit kann in gewissen Grenzen eine orts aufgelöste Kennlinie von Solarzellen thermographisch gemessen werden. Im Folgenden soll an der hier untersuchten Solarzellencharge geprüft werden, ob eine solche Analyse praktisch realisierbar ist. Die Anwendung dieses Verfahrens hat den Vorteil, daß verschiedene Verlustmechanismen teilweise durch die verschiedene Spannungsabhängigkeit ihrer gemessenen Dunkelkennlinie identifiziert werden können.

Zunächst wurden Dunkel-Thermographie-Messungen bei verschiedenen Spannungen durchgeführt. Bei kleinen Spannungen ist man dabei durch die Sensitivität der Dunkel-Thermographie-Messung begrenzt. Bei den hier vorliegenden Zellen hat sich  $0.36\text{ V}$  als sinnvolle Untergrenze für thermographisch gemessene Kennlinien herausgestellt. Da der Kontaktwiderstand bei der für Dunkel-Thermographie notwendigen Kontaktierungsmethode stets etwas größer ist als bei der sonst üblichen Kontaktierung der Solarzellen mit Meßspitzen, ist die thermographisch gemessene Kennlinie bei (zu) großen Spannungen typischerweise durch Serienwiderstandsverluste dominiert. Auf die sinnvolle Obergrenze der anzulegenden Spannung hat die sich einstellende Stromdichte und somit indirekt  $V_{OC}$  einen wesentlichen Einfluß. Für die hier vorliegenden Zellen hat sich  $0.56\text{ V}$  ( $V_{OC} \approx 575\text{ mV}$ ) als sinnvolle Grenze herausgestellt. An dieser Beispielzelle wurden im Bereich zwischen  $360$  und  $560\text{ mV}$  insgesamt 16 Thermographiemessungen bei verschiedenen Spannungen durchgeführt. Um das Thermographiesignal mit der am Kennlinienmeßplatz gemessenen  $I(V)$ -Kennlinie zu vergleichen, muß jede Messung über der gesamten Fläche der Solarzelle aufintegriert werden. Das sich ergebende Signal kann dann bei *einer* Spannung mithilfe der am Kennlinienmeßplatz bei gleicher Spannung gemessenen Stromstärke kalibriert werden. Natürlich ist auch eine Kalibrierung in Temperaturunterschieden, wie in Kapitel 4.4.2 beschrieben, und eine anschließende Umrechnung in Stromdichten mit der in Kap. 4.3.2 beschriebenen Theorie zur Ausbreitung thermischer Wellen möglich. Daß dies quantitativ umsetzbar ist, wurde in [Est02] gezeigt, jedoch genügt für die meisten praktischen Anwendungen die hier vorgeschlagene einfache

Kalibrierung mittels Referenz zu elektrischen Messungen.

Trägt man den so kalibrierten, thermographisch gemessenen Dunkelstrom der Solarzelle über der Spannung auf, so erhält man die in Abb. 7.13 dargestellte Abhängigkeit. Die Übereinstimmung mit der am Kennlinienmeßplatz ermittelten Dunkelkennlinie ist sehr gut, so daß dieses Verfahren im Folgenden verwendet werden kann, um lokale Kennlinien einzelner Solarzellenbereiche zu untersuchen. Man sieht jedoch auch, daß bei hohen Spannungen die thermographisch gemessene Dunkelkennlinie bereits leicht unter der elektrisch gemessenen liegt. Dies ist ein typischer Effekt für Serienwiderstandsverluste, die — wie oben diskutiert — auf den erhöhten Kontaktwiderstand bei der Dunkel-Thermographie-Messung zurückzuführen sind.

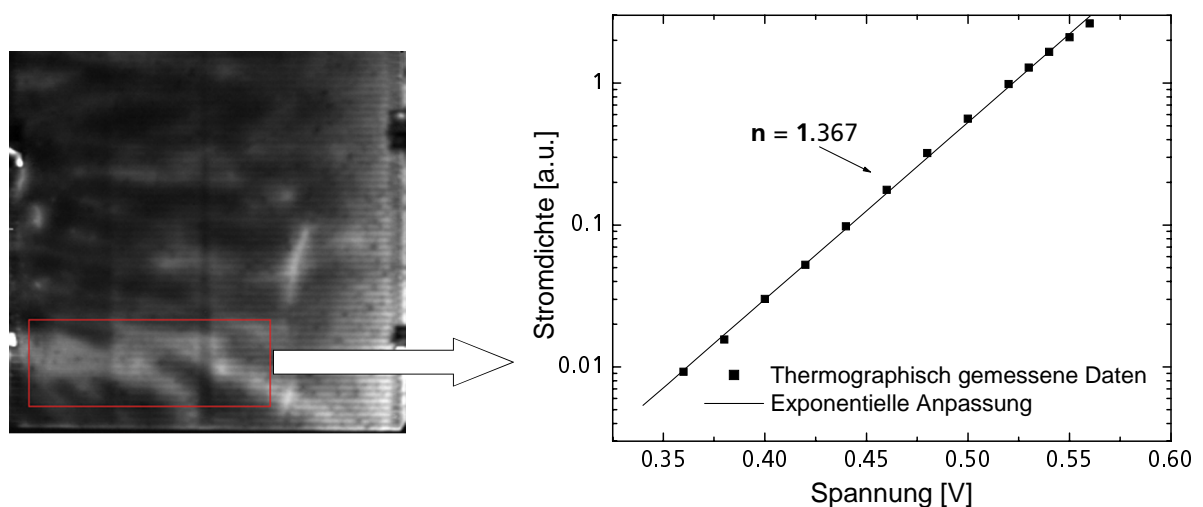


**Abbildung 7.13:** Vergleich der am Kennlinienmeßplatz gemessenen Dunkelkennlinie und der aus der spannungsabhängigen Thermographie-messung berechneten Dunkelkennlinie einer Solarzelle. Die Dunkel-Thermographie wurde unkalibriert durchgeführt und die Absolutwerte nachträglich, wie im Text beschrieben, an die gemessenen Stromdichten angepaßt.

Im Folgenden soll die spannungsabhängige Dunkel-Thermographie verwendet werden, um die  $I(V)$ -Kennlinie verschiedener Bereiche der betrachteten Solarzelle zu untersuchen. Dabei wurden die untersuchten Bereiche so ausgewählt, das anhand des Thermographiebilds jeder Bereich als in sich weitgehend homogen angesehen werden kann und die Inhomogenität der Zelle im Wesentlichen auf Unterschieden zwischen den verschiedenen Bereichen beruht. Als Beispiel ist das Ergebnis für die große Intrusion nahe des Tiegelrands in Abb. 7.14 gezeigt. Man findet ein exponentielles Verhalten im Bereich zwischen 0.36 und 0.56 V mit einem Idealitätsfaktor von  $n = 1.367$ . Wie der Vergleich mit dem SR-LBIC-Bild nahe legt, wird das Thermographiesignal dieses Bereichs durch Rekombination dominiert. Es kann sich jedoch nicht um reine Volumenrekombination handeln, da diese einen Idealitätsfaktor nahe 1 ergeben müßte, wenn keine starke Injektionsabhängigkeit der Lebensdauer im relevanten Bereich von  $\Delta n$  vorliegt. Eine starke Injektionsabhängigkeit der Lebensdauer als Ursache für  $n \neq 1$  kann jedoch ausgeschlossen werden, da mit einer QSSPC-Messung an einer Parallelscheibe überprüft wurde, daß die Injektionsabhängigkeit im fraglichen Bereich gering ist. Somit liegt der Schluß nahe, daß neben der reinen Volumenrekombination in diesem Bereich auch Rekombination in der Raumladungszone ( $J_{02}$ ) zum Dunkelstrom beiträgt. Für  $J_{02}$  ergäbe sich idealerweise  $n_2 = 2$ , jedoch wurde in Kapitel 2.5.1 gezeigt, daß auch Idealitätsfaktoren zwischen 1 und 2 möglich sind. Insbesondere ergab sich bei der Annahme einer Störstellenverteilung mit konstanter Dichte über das ganze Energieintervall der Bandlücke ein Idealitätsfaktor von  $n_2 = 1.45$ , was recht nahe an den hier gefundenen

Werten liegt. Es wurden noch eine Reihe weiterer Gebiete mit niedriger Lebensdauer und hohem Thermographiesignal untersucht. Alle diese Gebiete hatten eine sehr ähnliche thermographisch gemessene  $I(V)$ -Charakteristik mit Idealitätsfaktoren von  $n = 1.36 - 1.44$ . Eine mögliche Erklärung für diese sehr einheitlichen Idealitätsfaktoren um die 1.4 in Zellbereichen mit starker Rekombinationsaktivität wäre somit, daß in diesen Bereichen eine erhebliche Schädigung der Raumladungszone und vermutlich eine weite energetische Verteilung der Defektniveaus in der Raumladungszone vorliegt und durch Rekombination an diesen Defekte ein nicht zu vernachlässigender Teil des Dunkelstroms im Spannungsbereich zwischen  $0.36\text{ V}$  und  $0.56\text{ V}$  zustande kommt. In der Dunkelkennlinie würde eine solche Schädigung besonders stark hervortreten, da eine elektrische Injektion von Ladungsträgern immer direkt am pn-Übergang erfolgt. Somit treten Volumeneffekte relativ zur Rekombination in der Raumladungszone im Vergleich zur beleuchteten Solarzelle in den Hintergrund.

Vergleichend wurden auch zwei Solarzellenbereiche untersucht, in denen auf der Vorderseite Kratzer vorhanden waren, die das Thermographie-Bild aufgrund von Oberflächenrekombination lokal deutlich dominierten. In diesen Bereichen wurde auch ein exponentielles Verhalten der thermographisch gemessenen Dunkelkennlinie gefunden, jedoch mit einer deutlich geringeren Steigung in einfach exponentieller Auftragung und somit deutlich höherem Idealitätsfaktor. Folglich bietet die spannungsabhängige Thermographiemessung eine gute Möglichkeit, zwischen diesen Defektarten zu unterscheiden.



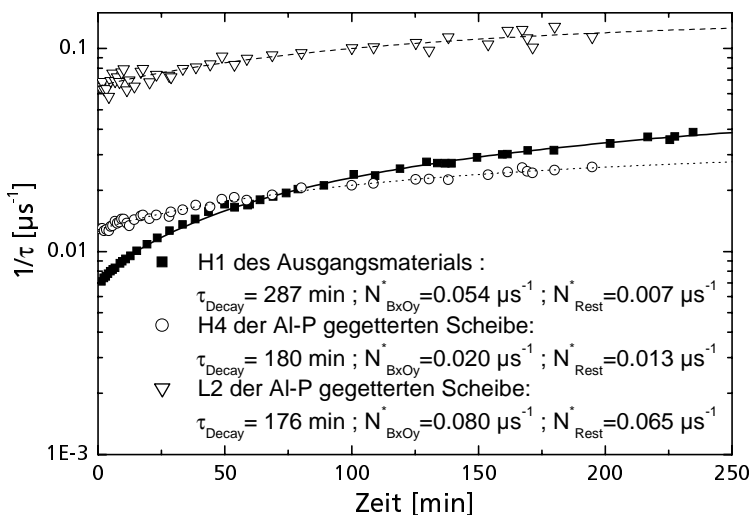
**Abbildung 7.14:** Thermographisch ermittelter Dioden-Idealitätsfaktor. Das linke Bild zeigt den betrachteten Ausschnitt der Dunkel-Thermographie-Messung, das rechte Bild die an diesem Ausschnitt lokal thermographisch gemessene  $I(V)$ -Kennlinie und den daraus ermittelten Dioden-Idealitätsfaktor.

### 7.4.5 Degradationsexperiment

In diesem Abschnitt soll die Degradation des untersuchten Materials unter Beleuchtung betrachtet werden. Prinzipiell kommen eine Reihe von Defektumlagerungen für eine Änderung der Lebensdauer unter Beleuchtung in Betracht. Aufgrund von Vorkenntnissen über das untersuchte Material ist es jedoch naheliegend insbesondere den Bor-Sauerstoff-Komplex in multikristallinem Silizium (CID-Defekt) [DAHS02, MGR03] sowie die Bildung und Dissoziation von Eisen-Bor-Paaren [IHW99] zu berücksichtigen.

Mit CDI wurden an einer  $SiN_x$ -beschichteten Scheibe des Ausgangsmaterials und einer Scheibe nach Aluminium-Phosphor-Kodiffusion Lebensdauerermessungen durchgeführt. Um die Proben in einen definierten Ausgangszustand zu bringen, wurden sie über Nacht bei  $200^\circ C$  getempert und danach noch für über 2 Stunden im Dunkeln aufbewahrt, bevor mit den CDI-Messungen begonnen wurde. Nach dieser Vorbehandlung sollte der CID-Defekt vollständig im weniger schädlichen Zustand vorliegen. Eisen ist nach dieser Behandlung vollständig als Eisen-Bor-Paare (FeB) zu finden, was unter Niederinjektion der für die Lebensdauer weniger schädliche Zustand ist. Nach Beginn der CDI-Messungen wurden in regelmäßigen, sich vergrößernden Abständen über einen Zeitraum von 240 *min* beim Ausgangsmaterial und über 200 *min* beim prozessierten Material weitere CDI-Messungen durchgeführt. Um gerade in der Anfangsphase eine dichte Abfolge von Meßpunkten zu ermöglichen, konnte nur eine relativ kurze Meßzeit von ca. 30 *s* gewählt werden. Hierdurch weisen die später gezeigten Messungen leider ein relativ hohes Rauschniveau auf, was für ein orts aufgelöstes Degradationsexperiment jedoch unvermeidbar ist. In den Zeiträumen zwischen den Messungen wurde die Probe in-situ mit dem Generationslaser der CDI beleuchtet. Es konnte festgestellt werden, daß sich die Lebensdauer innerhalb des untersuchten Zeitraums auf beiden Scheiben um einen Faktor 2 oder mehr ändert. Auf jeder der beiden Scheiben wurden 16 Regionen ausgewählt, über denen die gemessenen Lebensdauern gemittelt und zeitabhängig aufgetragen wurden. Dabei wurde darauf geachtet, daß zum einen jede Region in sich weitgehend homogen ist und zum anderen sowohl Regionen hoher als auch mittlerer und niedriger Lebensdauer untersucht wurden, und auch für dieses Material typische Bereiche wie z.B. Körner mit niedriger Lebensdauer in einer Umgebung mit ansonsten eher hoher Lebensdauer berücksichtigt wurden. Da die inverse Lebensdauer (Rekombinationsaktivität) der normierten Defektkonzentration entspricht und eine zeitliche Änderung der Defektkonzentrationen, nicht der Lebensdauer, zu erwarten ist, wurde eine einfach exponentielle Anpassung der gefundenen Meßdaten in inversen Lebensdauern durchgeführt. Das Ergebnis für zwei ausgewählte Regionen des prozessierten Materials und eine Region des Ausgangsmaterials ist in Abb. 7.15 gezeigt.

Man findet Zeitkonstanten für die Defektumlagerung von typischerweise um die 300 *min*, in einigen Fällen jedoch auch unter 200 *min*. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der von McDonald et al. gefundenen Zeitkonstante für die Umlagerung des CID-Defekts [MGR03]. Für den Bor-Sauerstoff-Defekt in Cz-Silizium wurde bei gleicher Bor-Konzentration eine Zeitkon-



**Abbildung 7.15:** Beispiele für die Degradation der untersuchten Proben in ausgewählten Bereichen. In der Abbildung sind ferner die normierten Defektkonzentrationen des CID-Defekts und die Zeitkonstante der Degradation angegeben. Insgesamt wurden sowohl auf der Scheibe des Ausgangsmaterials als auch auf der gegetterten Scheibe je 16 verschiedene Regionen untersucht. Die mit H1 bis H4 bezeichneten Regionen stellen Bereiche hoher Lebensdauer dar, wohingegen die mit L1 bis L4 bezeichneten Regionen Bereiche mit niedriger Lebensdauer sind.

stante der Defektumlagerung von ca. 550 *min* bestimmt. Bedenkt man die Vielzahl möglicher Unterschiede bei der Defektumlagerung in monokristallinem und multikristallinen Material (Sauerstoffkonzentration, Mobilität der Bor- und Sauerstoffatome im Gitter, usw.) so besteht auch mit diesen Messungen recht guter Übereinstimmung.

Des weiteren konnte ein extrem schneller Abfall der Lebensdauer in den ersten 1-2 *min* nach Beginn der Beleuchtung beobachtet werden. Da die CDI-Messungen jedoch relativ lange Zeit benötigen (ca. 30 *s* zuzüglich Initialisierungszeit, siehe oben), konnte dieser Abfall leider nur qualitativ beobachtet werden. Es ist bekannt, daß FeB-Paare unter Beleuchtung extrem schnell (innerhalb von Sekunden) in interstitielles Eisen  $Fe_i$  und substitutionelles Bor dissoziieren. In Niederinjektion ist  $Fe_i$  als Defekt für die Lebensdauer wesentlich schädlicher als FeB-Paare. Somit könnte dieser schnelle Abfall der Lebensdauer in den ersten 1-2 *min* der Messung auf die Dissoziation von FeB-Paaren zurückzuführen sein. Jedoch wurde von K. Bothe et al. auch für den CID-Defekt ein sehr schneller Abfall der Lebensdauer nach Beleuchtungsbeginn beobachtet, der dann in den langsameren Abfall der Lebensdauer aufgrund von Bildung des Bor-Sauerstoff-Defekts übergeht [BHS04]. Bothe et al. geben als mögliche Erklärung für diese anfängliche schnelle Reduktion der Lebensdauer eine strukturelle Änderung der Sauerstoff-Dimere aus einer inaktiven in eine aktive Konfiguration an [BHS04]. Die eigentliche Bildung des Bor-Sauerstoff-Komplexes findet nach diesem Modell erst während der weiteren Reduktion der Lebensdauer mit größerer Zeitkonstante statt.

Aufgrund der CDI-Messungen und dieser Überlegungen ist also sowohl die Annahme, daß in der Probe Eisen *und* der CID-Defekt vorhanden sind, als auch die Annahme, daß einzig der CID-Defekt für die Degradation der Lebensdauer verantwortlich ist, möglich. Die Degradation, die auf einer Zeitskala von mehreren 10 bis 250 *min* erfolgt, ist jedoch mit an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit ausschließlich auf den CID-Defekt zurückzuführen.

Um die Frage, ob neben dem CID-Defekt auch Eisen in der Probe vorhanden ist, näher zu untersuchen, wurde das gleiche Degradationsexperiment nochmals mit einer QSSPC-Messung durchgeführt. Da QSSPC die gesamte Injektionsabhängigkeit der Lebensdauer aufnimmt, sollte hieraus geschlossen werden können, ob Eisen an der Degradation beteiligt ist. Ein typisches Charakteristikum von Eisen in Silizium ist, daß  $Fe_i$  eine stark injektionsabhängige SRH-Lebensdauer verursacht, wohingegen die aus dem FeB-Paar resultierende SRH-Lebensdauer fast injektionsunabhängig ist. Die QSSPC-Messung ist in Abb. 7.16 gezeigt. Oberflächlich betrachtet könnte man genau den für Eisen erwarteten Effekt aus den Daten nach Tempern und nach Degradation herauslesen. Jedoch steht dazu im Widerspruch, daß nach 27 Stunden Lagerung die Probe keinerlei Verbesserung zeigt. Nach einer so langen Lagerung bei Zimmertemperatur sollte das  $Fe_i$  jedoch quasi vollständig wieder in FeB-Paare umgesetzt worden sein, d.h. man sollte die gleiche Kurve wie nach dem Tempern erhalten. Ist die Lebensdauer jedoch durch den CID-Defekt limitiert, so genügt eine einfache Lagerung bei Zimmertemperatur nicht für eine Überführung in den unschädlicheren Zustand, erst ein Tempern bei über 200°C bewirkt wieder ein Ausheilen des Defekts. Somit ist die mit der QSSPC gefundene Entwicklung der Lebensdauer vollständig mit dem CID-Defekt kompatibel, nicht jedoch mit einem auf Eisen basierenden Defekt.

Aus der Kenntnis über die Herkunft des Materials aus dem Blockboden kann jedoch vermutet werden, daß zumindest in Teilbereichen der Probe Eisen vorhanden ist. Dies steht zunächst im Widerspruch zu den QSSPC-Messungen. Diese wurden als integrale Messung über einem Bereich von ca. 20 *mm* Durchmesser, der ungefähr in der Probenmitte lag, durchgeführt. Somit wäre neben der Möglichkeit, daß tatsächlich in der gesamten Probe kein Eisen vorhanden ist,

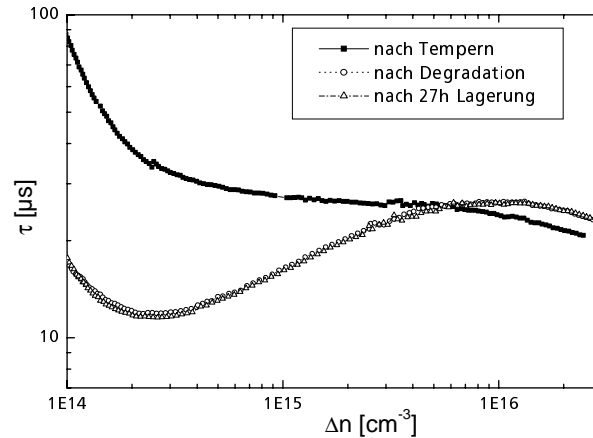
als weitere Erklärungen denkbar, daß zwar in diesem Bereich der Probe kein Eisen vorhanden ist, jedoch z.B. im Bodenbereich sehr wohl Eisen gefunden werden könnte. Eine weitere, wenn auch unwahrscheinliche, Möglichkeit wäre, daß Eisen nicht interstitiell oder als Eisen-Bor-Paare vorhanden ist, sondern ausschließlich in einer anderen Form, z.B. als Präzipitate, vorliegt.

Die beobachtete Degradation der untersuchten multikristallinen Scheiben, die unter Beleuchtung und auf einer Zeitskala von mehreren Stunden stattfindet, ist jedoch mit an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit auf den CID-Defekt zurückzuführen. Die ortsaufgelösten Messungen mit CDI bieten somit eine hervorragende Möglichkeit, die Verteilung dieses Defekts in multikristallinem Silizium näher zu untersuchen. Betrachtet man zunächst die Zeitkonstanten der Defektumwandlung, so ist keine klare Korrelation mit Bereichen niedriger und hoher Materialqualität oder niedriger und hoher Dichte des CID-Defekts feststellbar. Betrachtet man jedoch das Verhältnis der normierten Defektdichte des CID-Defekts und der normierten Defektdichte der restlichen im Material vorhandenen Defekte (inklusive des CID-Defekts in seiner weniger schädlichen Form) in Abb. 7.17,

so deutet sich eine fast lineare Zunahme der normierter CID-Defektdichte mit der normierten Defektdichte der restlichen SRH-Zentren an. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, daß die untersuchte Degradation tatsächlich durch den CID-Defekt verursacht wird. So haben z.B. K. Bothe et al. beobachtet, daß die bei Rekombination in Silizium frei werdende Energie, und somit die Gesamtrekombinationsrate, die Bildung des Bor-Sauerstoff-Komplexes befördert [BHS03].

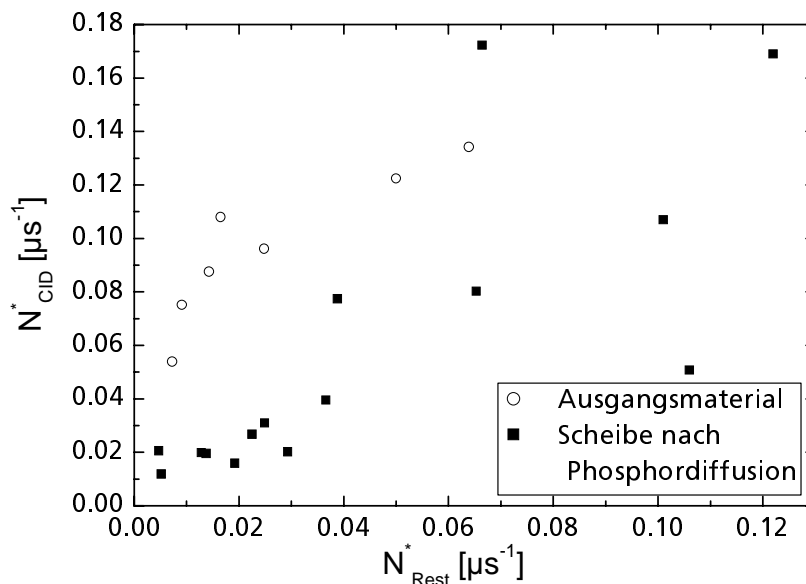
In Abb. 7.17 ist außerdem eindeutig zu sehen, daß der relative Anteil des CID-Defekts an der gesamten normierten Defektdichte im Ausgangsmaterial höher liegt als im prozessierten Material (die offenen Symbole in Abb. 7.17 liegen bei gleichem x-Wert eindeutig über den geschlossenen). Dies paßt gut mit der von T. Buonassisi gemachten Beobachtung zusammen, daß im Ausgangsmaterial dieser Scheiben eine höhere Konzentration von interstitiellem Sauerstoff  $O_i$  vorliegt als im prozessierten Material. Da Sauerstoff-Dimere wahrscheinlich eine erhebliche Rolle bei der Bildung des CID-Defekts spielen [MGR03] und für Cz-Silizium der Zusammenhang zwischen dem Sauerstoffgehalt der Probe und der Konzentration des CID-Defekts bereits nachgewiesen wurde, ist es durchaus plausibel, daß in multikristallinem Silizium mit hoher freier Sauerstoffkonzentration der CID-Defekt ebenfalls verstärkt zu beobachten ist.

Der fast lineare Anstieg der CID-Konzentration mit der normierten Restdefektdichte in den beiden untersuchten Scheibenden kann nicht dadurch erklärt werden, daß die Lebensdauer der Proben ausschließlich durch den CID-Defekt dominiert ist und sich somit hinter der Restdefektkonzentration der CID-Defekt in seiner unschädlichen Form verbirgt. Wäre dies der Fall, so müßte, wie von Cz-Silizium bekannt ist, der Quotient der Lebensdauer des ausgeheilten und degradierten Zustands des CID-Defekts wesentlich größer als der beobachtete Faktor 2 bis 3 sein.



**Abbildung 7.16:** Mit QSSPC injektionsabhängig gemessene Lebensdauer nach Tempern bei  $200^\circ\text{C}$  sowie nach Degradation unter Beleuchtung (s. Text). Insbesondere ist keine signifikante Verbesserung der Lebensdauer nach einer nachfolgenden 27 stündigen Lagerung zu sehen, wie dies für eine  $FeB \leftrightarrow Fe_i + B_S$  Paarbildung bzw. Dissoziation zu erwarten wäre.

Ferner erwartet man, wie oben diskutiert, in dem untersuchten Material aus dem Blockboden erhebliche Defektkonzentrationen anderer Verunreinigungen. Somit muß es, in Übereinstimmung mit den Arbeiten von K. Bothe et al. [BHS03], eine andere Korrelation zwischen normierter Gesamtdefektdichte und normierter CID-Defektdichte geben. Mit FTIR wurde die interstitielle Sauerstoffkonzentration  $O_i$  der Proben orts aufgelöst bestimmt. Abb. 7.18 zeigt das Ergebnis für den Ausgangswafer. Man sieht, daß die  $O_i$ -Konzentration hin zum Boden des Blocks erheblich zunimmt. Somit ist es naheliegend, daß auch die Konzentration des CID-Defekts zum Boden hin zunimmt. Da in genau diesem Bereich aber auch die Lebensdauer ab- und die Defektkonzentration von metallischen Verunreinigungen, Präzipitaten etc. zunimmt, kann auf diesem Wege die Korrelation der normierten CID-Defektdichte mit der Konzentration anderer Defekte erklärt werden. Ein analoges Experiment auf einer waagrecht aus einem Blockbereich mit relativ homogener Sauerstoffkonzentration gesägten Scheibe könnte aufzeigen, ob die hier gefundene Korrelation der normierten Gesamtdefektdichte und der normierten Konzentration des CID-Defekts auf das spezielle Profil und den Einbau von Sauerstoff im Blockboden zurückzuführen ist, oder ob der allgemeine Zusammenhang zwischen normierter Gesamtdefektdichte und normierter Konzentration des CID-Defekts auch auf anderem multikristallinen Material bestätigt werden kann.

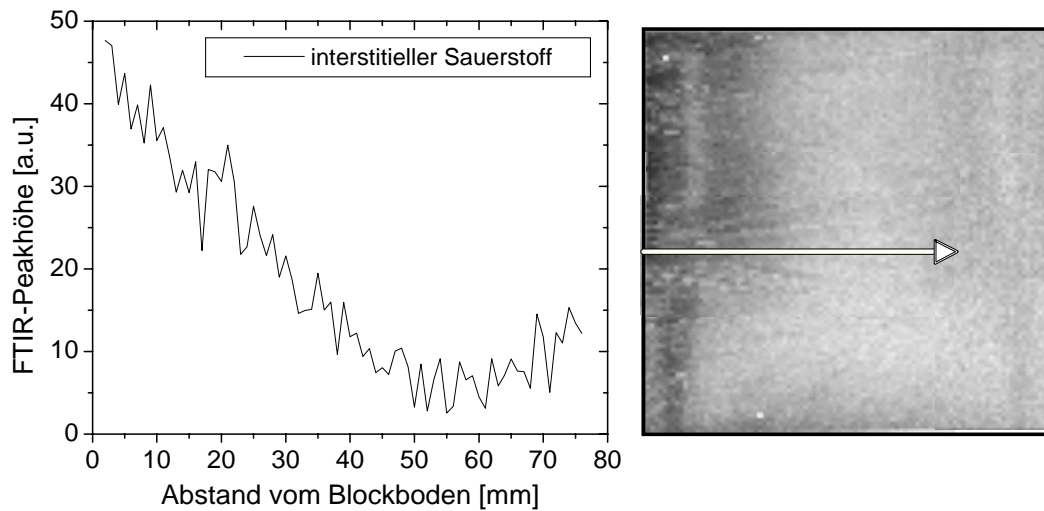


**Abbildung 7.17:** Gezeigt ist die normierte Defektdichte des gefundenen CID-Defekts („carrier-induced degradation“ oder besser bekannt als Bor-Sauerstoff- oder Cz-Defekt), aufgetragen über der normierten Defektkonzentration aller anderen Defekte in diesem Material. Jeder der Punkte bezeichnet eine kleine, in sich weitgehend homogene Region auf der Scheibe. Diese Regionen wurden in möglichst unterschiedlichen Bereichen der Scheibe gewählt (siehe Text).

### Simulation zum Degradationsexperiment

Abschließend soll noch mit Hilfe einer entsprechenden Simulation geprüft werden, ob die gemessene Degradation in der Ladungsträgerlebensdauer auch in den Zellergebnissen wiederzufinden ist. Für diesen Vergleich werden wiederum die auf Änderungen der Volumenlebensdauer sensitiven Zellparametern  $V_{OC}$  und  $J_{SC}$  verwendet.

Die Degradation der Zellparameter wurde direkt im Sonnensimulator gemessen. Dazu wurden die Zellen genau wie die Proben zur Lebensdauerermessung über Nacht bei  $200^\circ C$  getempert und dann ca. 2 Stunde im Dunkeln gelagert. Danach wurden sie in den Sonnensimulator gelegt (Dauerbeleuchtung) und es wurde in wachsenden Zeitintervallen von anfänglich 1 min über eine Gesamtzeit von 180 min die Solarzellenkennlinie aufgenommen.  $J_{SC}$  sinkt über den untersuchten Zeitraum um ca.  $0.3 \text{ mA/cm}^2$ ,  $V_{OC}$  um ca. 2 mV. Wie zu erwarten war, weisen die Daten für



**Abbildung 7.18:** FTIR-Messung zur Bestimmung der Konzentration an interstitiell gelöstem Sauerstoff  $O_i$ . Das linke Bild zeigt einen Linescan der  $O_i$ -Konzentration in Abhängigkeit des Abstands vom Blockboden. Der Linescan entspricht dem im rechten Bild eingezeichneten Pfeil. Das rechte Bild zeigt den ortsaufgelösten FTIR-Scan, wobei dunkle Bereiche hohe  $O_i$ -Konzentrationen anzeigen und sich der Blockboden auf der linken Bildseite befindet. Die FTIR-Messung und -Auswertung wurde von T. Buonassisi an der UC Berkeley durchgeführt.

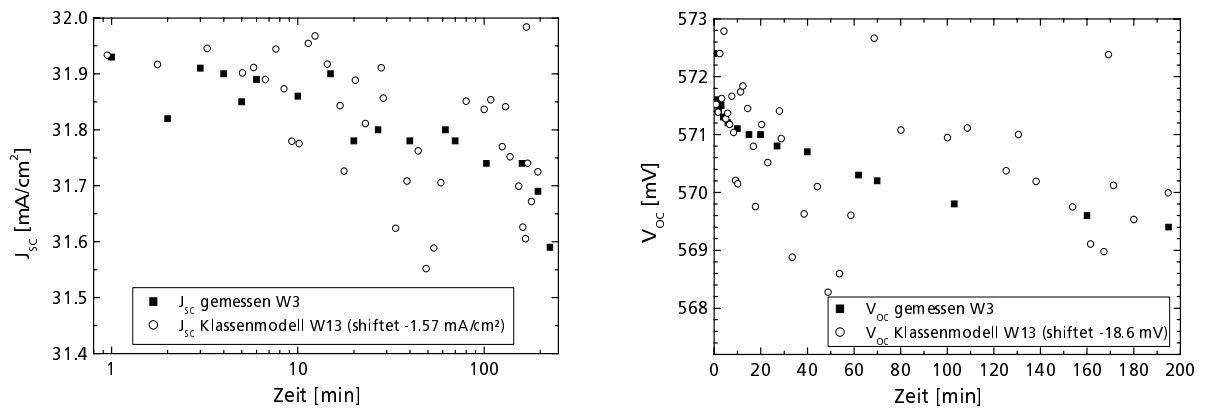
$J_{SC}$  eine größere Streuung auf als die für  $V_{OC}$ , da  $J_{SC}$  wesentlich empfindlicher auf Änderungen der Beleuchtungsstärke und damit auf zeitliche Schwankungen des Sonnensimulators reagiert als  $V_{OC}$ .

Um die gemessene Reduktion der Zellparameter mit der der Lebensdauer zu vergleichen, muß die gemessene Degradation von  $\tau_{bulk}$  in eine Reduktion der Zellparameter umgerechnet werden. Dies kann mit dem in Kapitel 7.4.3 entwickelten Zellmodell leicht durchgeführt werden. Von den CDI-Bildern des Degradationsexperiments wird ein gewichtetes Mittel der Lebensdauer berechnet, das dann in die PC1D Simulation eingesetzt wird.

Der Vergleich der gemessenen Degradation der Zellparameter und der mithilfe der mit CDI experimentell ermittelten zeitlichen Abnahme der Lebensdauer simulierten Degradation der Zellparameter ist in Abb. 7.19 dargestellt. Dabei mußten die simulierten Werte um einen konstanten Betrag verschoben werden. Dies kommt daher, daß die Lebensdaueremessungen mit Nitridpassivierung — vermutlich aufgrund von Volumenpassivierung durch das  $SiN_x$  — zu hohe Werte liefern und die Zelle außerdem mehrere Monate zwischen Messung und Anpassung des PC1D-Modells einerseits und dem Degradationsexperiment andererseits gelagert wurde und sich in dieser Zeit deutlich verändert hat. Dieser Shift ist jedoch für das hier durchgeführte Experiment unerheblich, da nicht die absoluten Zellparameter, sondern nur ihre *relative* Änderung unter Beleuchtung interessieren<sup>2</sup>.

Man sieht, daß die Degradation in absoluten Zellparametern relativ gering ausfällt, obwohl die Lebensdauer sich über den betrachteten Zeitraum von drei Stunden immerhin um ca. einen Faktor 2 verringert. Aus den hier gezeigten Simulationen kann geschlossen werden, daß die beobachtete Degradation der Lebensdauer und der Zellparameter sowohl in ihren Amplituden als auch in ihren charakteristischen Zeitkonstanten nicht im Widerspruch zueinander stehen. Dadurch

<sup>2</sup>Bei dieser Vorgehensweise wird vorausgesetzt, daß keine ungewollte Passivierung des CID-Defekts durch aus der  $SiN_x$ -Schicht ausdiffundierenden Wasserstoff erfolgt. Eine eventuelle Wasserstoffpassivierung anderer Defekte in der Probe ist jedoch für diese Untersuchung unerheblich.



**Abbildung 7.19:** Vergleich der gemessenen Degradation der Zellparameter  $J_{SC}$  (links) und  $V_{OC}$  (rechts) mit Simulationen aufgrund der gemessenen Degradation der Lebensdauer. Es kann sowohl in der Zeitkonstante als auch in der Amplitude der Degradation eine gute Übereinstimmung festgestellt werden.

wurde gezeigt, daß der beobachtete Defekt auf Materialebene und auf Zellebene genauso aktiv ist. Die relativ große Streuung der simulierten Daten ist darauf zurückzuführen, daß die als Inputparameter notwendigen Lebensdauern aufgrund von weiter oben diskutierten experimentellen Notwendigkeiten ein relativ hohes Rauschniveau aufweisen.

## 7.5 Korrelation von Verlustleistungen und Materialparametern

In diesem Abschnitt werden an speziell präparierten Proben mit Hell-Thermographie Verlustleistungstopographien erstellt. Ziel des Versuches ist es, diese mit der elektrischen und kristallographischen Materialqualität zu korrelieren. Zu diesem Zweck wurden pixelgleiche Lebensdauerermessungen mittels CDI sowie Etchpit Density (EPD) Maps zur Bestimmung der Versetzungsdichte angefertigt und diese mit den Verlustleistungstopographien verglichen. Diese Arbeit wurde in Kooperation mit Stephan Riepe durchgeführt. Entsprechend dem jeweiligen Arbeitsschwerpunkt wird deshalb in dieser Arbeit nur die Korrelation von Verlustleistungen und elektrischer Materialqualität diskutiert, die Verknüpfung mit der kristallographischen Materialqualität wird in der Dissertation von Stephan Riepe zu finden sein.

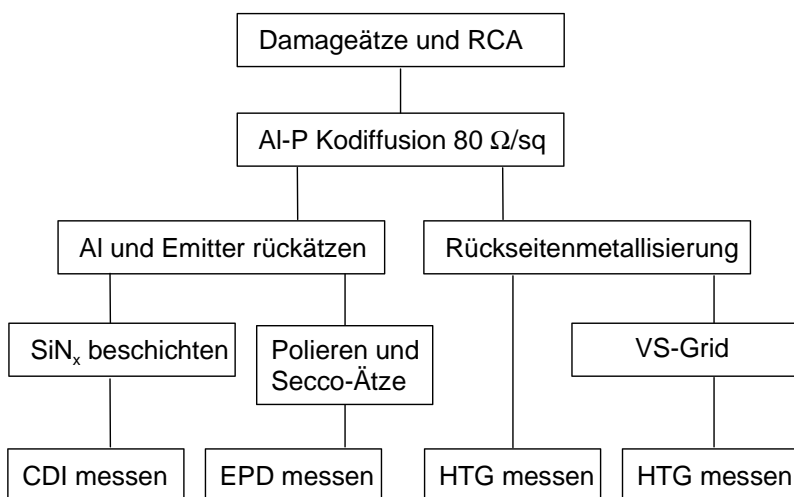
### 7.5.1 Konzeption des Versuchs

Um Hell-Thermographie-Bilder als Messung der Verlustleistung in fertigen Solarzellen mit Lebensdauerermessungen als Maß der elektrischen Materialqualität und Versetzungsdichten als *ein* Parameter der kristallographischen Materialqualität orts aufgelöst und quantitativ vergleichen zu können, müssen für alle drei Meßtechniken spezielle Proben prozessiert werden.

Für den Versuch wurden  $100 \times 100 \text{ mm}^2$  große Scheiben blockgegossenen multikristallinen Siliziums verwendet, wobei jeweils ein Paket an Parallelscheiben aus 1/3 Blockhöhe, 2/3 Blockhöhe und aus senkrecht aus dem Boden gesägten Scheiben verwendet wurde. Alle Scheiben erfuhren zunächst eine Damageätze und RCA-Reinigung. Danach wurde eine Aluminium-Phosphor-Kodiffusion durchgeführt, wobei ein Emitter von ca.  $80 \Omega/\square$  realisiert wurde. Nach diesem Schritt wurden die Proben aufgeteilt. Die Proben zur Hell-Thermographie-Messung erhielten eine Rückseitenmetallisierung aus Aluminium. Bei einer Zelle pro Paket wurde die Vorderseitenmetalli-

sierung weggelassen, um Proben mit verminderter Querleitfähigkeit an der Zellvorderseite zu realisieren. Bei den anderen Proben wurde die Vorderseitenmetallisierung photolithographisch aufgebracht. Zum Schluß erhielten die Proben noch eine Antireflexionsschicht aus  $SiN_x$ , wobei dasselbe  $SiN_x$  verwendet wurde wie bei den Proben zur Lebensdauermessung. An den Proben zur Messung der EPD und der Lebensdauer wurde nach der Diffusion das Aluminium und der Emitter rückgeätzt, die Proben zur CDI-Messung wurden dann mit  $SiN_x$  beschichtet, die Proben zur EPD-Messung poliert und mittels Secco-Ätze die Versetzungen als kleine Grübchen im Ätzbild sichtbar gemacht. Eine schematische Darstellung des Prozeßablaufs ist in Abb. 7.20 zu finden.

Nach orts aufgelöster Messung der Versetzungsdichte, der Lebensdauer und der Verlustleistung in verschiedenen Betriebszuständen müssen die Bilder pixelgenau übereinander gelegt werden, um einen quantitativen Vergleich zu ermöglichen. Dies wurde mittels manueller Markierung von 4 identischen Punkten auf den Bildern und unter Verwendung des Bildverarbeitungsprogramms „Image Pro Plus“ realisiert.



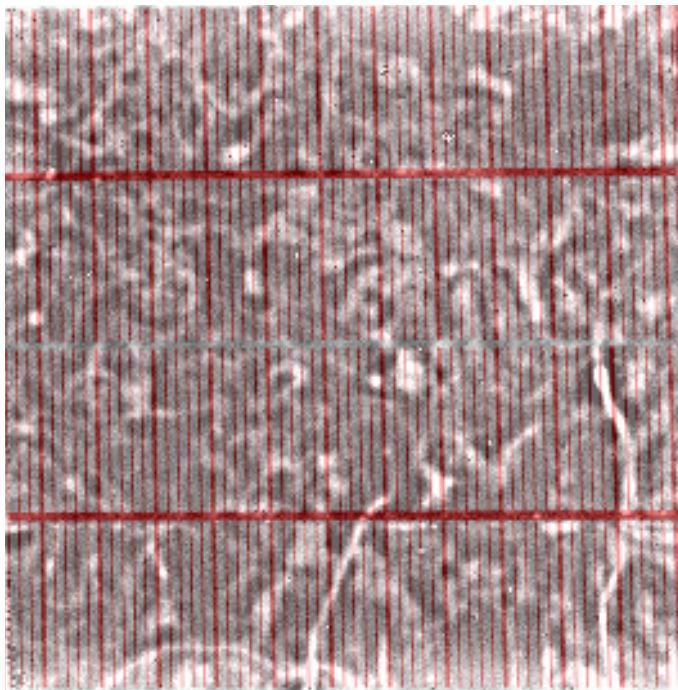
**Abbildung 7.20:** Schematische Darstellung der Präparation von Proben für Hell-Thermographie-, CDI- und EPD-Messungen auf Parallelscheiben.

### 7.5.2 „Shunts“ und Position der VS-Metallisierung

Wie bereits bei der in Abb. 4.18 gezeigten Zelle zu sehen war, treten auch bei den hier untersuchten Zellen — wenn auch in geringerem Maße — an Korngrenzen und insbesondere an einigen Schnittpunkten mehrerer Korngrenzen Punkte mit lokal erhöhter Verlustleistung auf (siehe Abb. 7.21). Da die hier untersuchten Zellen mit einem Laborprozeß hergestellt wurden, wohingegen die in Abb. 4.18 gezeigte mc-Zelle 2 aus einem industrietypischen Solarzellenprozeß stammt, scheint dieses Phänomen nicht auf einen speziellen Solarzellenprozeß zurückzuführen zu sein.

Ein mögliches Erklärungsmodell ist, daß dieser Shunttyp zustande kommt, wenn Linien der Vorderseitenmetallisierung mit kristallographischen Defekten am Schnittpunkt von Korngrenzen zusammenfallen. Ursache hierfür könnte — insbesondere bei gefeuerten Kontakten — sein, daß in Zonen starker Schädigung der Kristallstruktur zu stark gefeuerte Kontakte besonders leicht lokale Leckströme („Shunts“) verursachen. Alternativ könnte aber auch einfach die erhöhte Querleitfähigkeit der Vorderseitenmetallisierung in Kombination mit den erhöhten Rekombinationsströmen eines Bereichs niedriger Lebensdauer die Ursache dieses „Shunts“ sein (siehe Abb. 7.25 und 7.26 sowie Text dazu).

Um diese Hypothesen zu überprüfen, wurde an den drei gefertigten Solarzellen das  $0^\circ$ Bild unter  $V_{OC}$ -Bedingungen, unter denen das beschriebene Phänomen am deutlichsten sichtbar ist, pixelgenau mit einem Bild der Vorderseitenmetallisierung zur Deckung gebracht. Das Ergebnis ist in Abb. 7.21 gezeigt. Man sieht, daß keine deutliche Korrelation der kleinen punktförmigen „Shunts“ an den Schnittpunkten von Korngrenzen mit dem Gitter zu finden ist. Da sich auf den anderen Proben dieses Versuches ein ähnliches Bild ergab, kann gefolgert werden, daß die Vermutung, die Vorderseitenmetallisierung sei für diese „Shunts“ verantwortlich, zumindest für eine photolithographisch aufgebrachte Metallisierung unzutreffend ist. Da bei diesen Proben jedoch auch einige „Shunts“ dieses Typs auftreten, liegt es nahe zu vermuten, daß sowohl in mc-Zelle 2, als auch hier ein anderer Mechanismus verantwortlich ist. Da bekannt ist, daß an den Korngrenzen der Emitter häufig nicht nur eine dünne Schicht an der Oberfläche darstellt, sondern entlang der Korngrenzen tief in das Volumen der Zelle hineinlaufen kann, ist es nicht unwahrscheinlich, daß dies am Schnittpunkt von Korngrenzen besonders häufig geschieht. Ist dies der Fall, so könnten die gefundenen „Shunts“ an diesen Positionen erhöhte Rekombination aufgrund von tiefen, hochdotierten Bereichen darstellen. Alternativ könnte es sich auch um Punkte handeln, an denen der Emitter aufgrund von Kristallbereichen in denen Diffusion besonders leicht möglich ist, oder sogar Mikrokanäle oder Mikrolöcher vorliegen, bis zur Rückseite der Zelle diffundiert ist und somit der n-Halbleiter mit der Rückseitenmetallisierung einen Kurzschluß bildet. Letzterer Effekt scheint jedoch zumindest für die meisten dieser Punkte eher unwahrscheinlich, da man in einem solchen Fall deutlich höhere lokale Verlustleistungen im Hell-Thermographie-Bild erwarten würde. Um die Ursache dieser Verlustleistungen exakt aufzuklären, sind weitere, insbesondere kristallographische Untersuchungen notwendig.



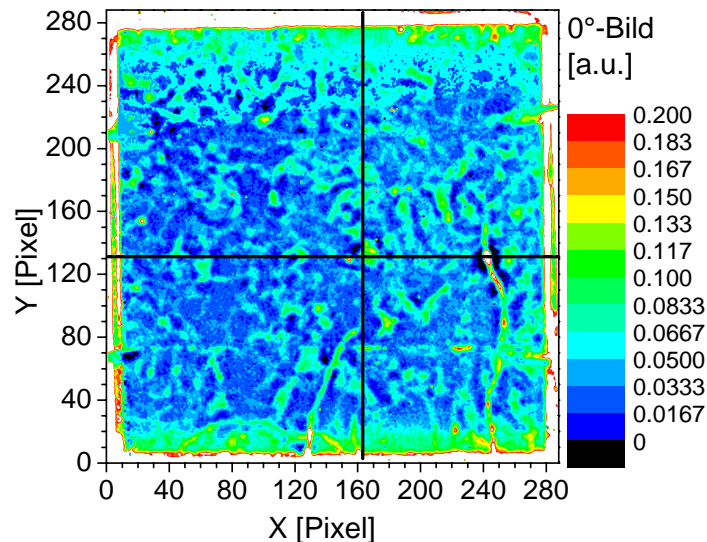
**Abbildung 7.21:** Hell-Thermographie-Aufnahme der Probe A5 mit überlagertem Bild der Struktur der Vorderseitenmetallisierung. Die Hell-Thermographie wurde unter  $V_{OC}$ -Bedingungen durchgeführt. Gezeigt ist das  $0^\circ$ Bild.

### 7.5.3 Vergleich von Lebensdauer und Verlustleistung

Im Folgenden sollen die orts aufgelösten Verlustleistungsbilder, gemessen mit Hell-Thermographie, quantitativ mit Ladungsträgerlebensdauern, gemessen mit CDI, verglichen werden. Da der zu

den Verlustleistungen in Solarzellen beitragende Faktor die Rekombination und nicht die Lebensdauer ist, wird auch in diesem Kapitel anstelle der Lebensdauer die Rekombinationsaktivität, die gerade der inversen Lebensdauer entspricht, betrachtet. Bei den Hell-Thermographie-Messungen wird in den quantitativen Graphen stets das  $-90^\circ$ Bild verwendet, obwohl es eine etwas schlechtere Ortsauflösung als das  $0^\circ$ Bild hat, da nur das  $-90^\circ$ Bild eine quantitative Auswertung der Verlustleistungen erlaubt. Zur Verdeutlichung der Position mancher Linescans wurde jedoch aufgrund seiner besseren Ortsauflösung das  $0^\circ$ Bild verwendet.

Abb. 7.22 zeigt das Hell-Thermographie-Bild von Zelle A5, die aus ca. 1/3 Blockhöhe stammt. Die beiden eingezeichneten Linien entsprechen den beiden Linescans durch dieses Bild, die im Folgenden genauer betrachtet werden sollen. Bei Zeile 132 (Abb. 7.23) sieht man, daß das Hell-Thermographie-Signal unter  $V_{OC}$ -Bedingungen auch quantitativ sehr gut mit der inversen Lebensdauer korreliert. Die Skalen zeigen jedoch auch, daß das Hell-Thermographie-Signal zusätzlich noch einen erheblichen Offset hat, d.h. es liegen zusätzlich erhebliche, über die ganze Solarzelle lateral konstante Verlustleistungen



**Abbildung 7.22:**  $0^\circ$ Bild der Probe A5 aus 1/3 Blockhöhe unter  $V_{OC}$ -Bedingungen. Die beiden eingezeichneten Linien entsprechen den Linescans in Abb. 7.23 und 7.24.

vor. Dies entspricht genau den Erwartungen, die sich aus der in Kap. 4.5.2 dargestellten Theorie ergeben. In Abb. 7.23 ist jedoch ebenfalls zu erkennen, daß es in diesem Linescan eine Stelle gibt, an der die Verlustleistung ein dominantes Maximum hat, im inversen Lebensdauerbild jedoch kein entsprechendes Maximum zu entdecken ist. Betrachtet man das  $0^\circ$ Bild der Zelle (Abb. 7.22) oder die Zelle selber, so findet man, daß dieses Maximum im HTG-Signal gerade einem Riß in der Zelle entspricht. Folglich macht die Lebensdauer den entscheidenden Anteil der lateral variierenden Verluste aus, wenn keine gravierende Schädigung der Zelle, wie z.B. durch einen Riß, vorliegt.

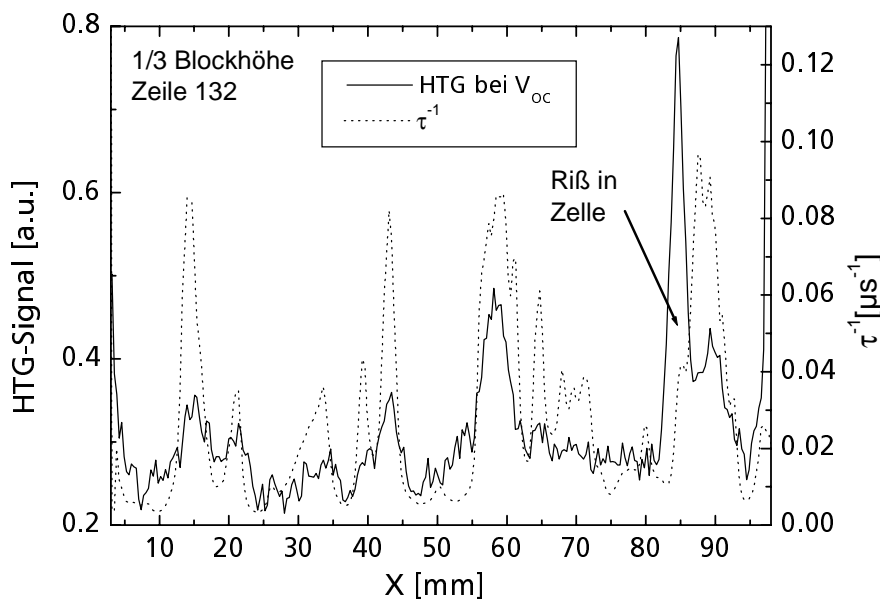
Als nächstes soll der Einfluß der Lebensdauer auf das Verlustleistungsbild in verschiedenen Betriebszuständen der Solarzelle untersucht werden. Zu diesem Zweck sind in Abb. 7.24 für die Spalte 165 der gleichen Zelle die inverse Lebensdauer sowie das Hell-Thermographie-Signal, also das ortsaufgelöste Verlustleistungsbild, für die Spannungen  $0\text{ V}$ ,  $V_{MPP}$  und  $V_{OC}$  aufgetragen. Wiederum findet man eine gute quantitative Korrelation zwischen dem Verlustleistungsbild bei  $V_{OC}$  und der inversen Lebensdauer. Einzig genau unter den beiden Busbars ist diese Korrelation nicht gegeben. Grund hierfür ist, daß die Hell-Thermographie-Messungen nicht mit schwarzer Folie auf der Vorderseite durchgeführt werden konnten und somit aufgrund der verschiedenen Emissivität von Metall und Silizium das Hell-Thermographie-Signal an den Busbars deutlich geringer ausfällt als im Rest der Zelle. Bei  $V_{MPP}$  ist immer noch eine sehr gute Korrelation zwischen inverser Lebensdauer und HTG-Signal möglich, jedoch sieht man, daß die auf Rekombinations-

aktivität zurückführbaren Amplituden im Hell-Thermographie-Bild schon deutlich geringer ausfallen als unter  $V_{OC}$ -Bedingungen; die Rekombination ist jedoch immer noch der dominierende Parameter für die laterale Variation der Verlustleistungen. Unter  $J_{SC}$ -Bedingungen ist hingegen (fast) überhaupt keine Korrelation zwischen Hell-Thermographie und inverser Lebensdauer möglich. Diese Beobachtung entspricht den theoretischen Erwartungen, daß unter  $J_{SC}$ -Bedingungen Serienwiderstandsverluste und die lateral homogene Thermalisierung beim Übergang der Ladungsträger von der Basis in den Emitter dominieren und mit zunehmender Spannung der Anteil der Leistungsverluste aufgrund von Rekombination stark zunimmt.

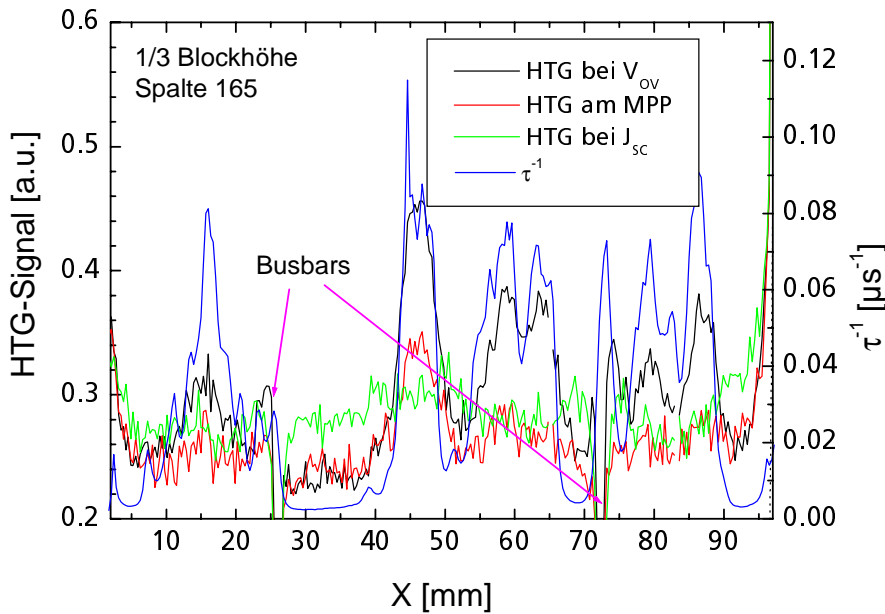
Am Beispiel der Zelle B5, die aus ca. 2/3 Blockhöhe der gleichen Säule stammt, sollen zwei Effekte untersucht werden: der Einfluß der Querleitfähigkeit des Emitters und der Vorderseitenmetallisierung auf das Verlustleistungsbild und ein auffällig starker „Shunt“ unter dem oberen Busbar der Zelle.

Das  $-90^\circ$ -Bild dieser Zelle unter  $V_{OC}$ -Bedingungen ist in Abb. 7.25 dargestellt. Ergänzend wurden Hell-Thermographie-Messungen an der aus der Parallelscheibe prozessierten „Solarzelle“, bei der jedoch auf die Vorderseitenmetallisierung verzichtet wurde, durchgeführt. Der Verzicht auf die Vorderseitenmetallisierung bewirkt, daß die Elektronen im Emitter lateral zwar über einige Millimeter hin zu Stellen bevorzugter Rekombination diffundieren können, eine Querleitung auf Längenskalen von einigen Zentimetern jedoch aufgrund des relativ hohen Schichtwiderstands sehr stark gehemmt ist. Die Zelle besitzt somit zwar eine gewisse Querleitfähigkeit, diese ist jedoch künstlich reduziert.

Betrachtet man den Linescan entlang der in Abb. 7.25 eingezeichneten Spalte, so sieht man zunächst, daß bei der „normalen“ Zelle mit Vorderseitenmetallisierung wiederum eine sehr gute Korrelation zwischen HTG-Signal und inverser Lebensdauer besteht. Bei der Zelle ohne Grid ist diese Korrelation zwar immer noch zu finden, und die Strukturen der inversen Lebensdauer können immer noch gut im Hell-Thermographie-Bild wiedergefunden werden, jedoch sind die aus der Rekombination resultierenden Amplituden des Verlustleistungsbilds deutlich geringer als bei der Zelle mit Grid. Dafür scheinen die homogen über die Zelle verteilten Verluste größer zu sein als bei der „normalen“ Zelle. Ursache für diesen Unterschied ist die verminder-

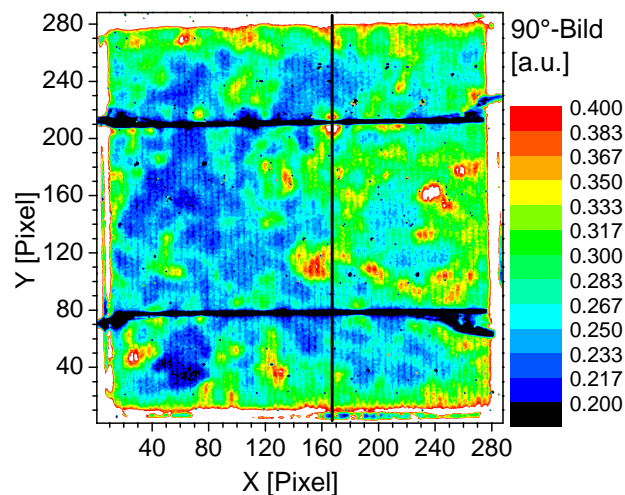


**Abbildung 7.23:** Vergleich des Hell-Thermographie-Signals unter  $V_{OC}$ -Bedingungen mit der inversen Lebensdauer. Gezeigt wird die Zeile 132 der in Abb. 7.22 dargestellten Zelle.



**Abbildung 7.24:** Vergleich des Hell-Thermographie-Signals in verschiedenen Betriebszuständen mit der inversen Lebensdauer. Gezeigt wird die Spalte 165 der in Abb. 7.22 dargestellten Zelle.

te Querleitfähigkeit der Zelle ohne Metallisierung: In der Zelle mit Vorderseitenmetallisierung können Bereiche besonders hoher Rekombinationsaktivität quasi aus der gesamten Zelle Ladungsträger abziehen und zur Rekombination bringen. In der Zelle ohne Vorderseitenmetallisierung ist dies nur über einen sehr begrenzten Bereich möglich, so daß Bereiche hoher Rekombinationsaktivität zwar immer noch (durch die Querleitfähigkeit des Emitters) zu lokal erhöhten Verlustleistungen führen, dabei jedoch nur noch aus einer lokalen Umgebung Ladungsträger abziehen. Das erhöhte homogene Verlustleistungssignal ergibt sich folgerichtig dadurch, daß auch in den guten Bereichen eine erhebliche Rekombination auftreten muß, um die pro Zeiteinheit generierten Ladungsträger wieder zu rekombinieren. Dies ist bei hoher Lebensdauer wegen  $R = \frac{\Delta n}{\tau_{bulk}}$ , wobei R die Volumenrekombinationsrate ist, nur durch eine erhöhte Ladungsträgerdichte in diesen Bereichen möglich (siehe Meßprinzip der CDI, Kap. 5.3). Somit stellen Zellen ohne Vorderseitenmetallisierung, aber mit Emitter auch in dieser Messung einen Zwischenzustand zwischen Zellen mit hoher Querleitfähigkeit und lokal sehr verschiedener Rekombinationsrate R und Wafern ohne Emitter dar, bei denen, wie in der CDI-Messung ausgenutzt, die Rekombinationsrate R überall in guter Näherung der Generation entspricht und die Unterschiede in der Lebensdauer durch eine sich lokal entsprechend einstellende Überschußladungsträgerdichte  $\Delta n$  ausgeglichen wird.

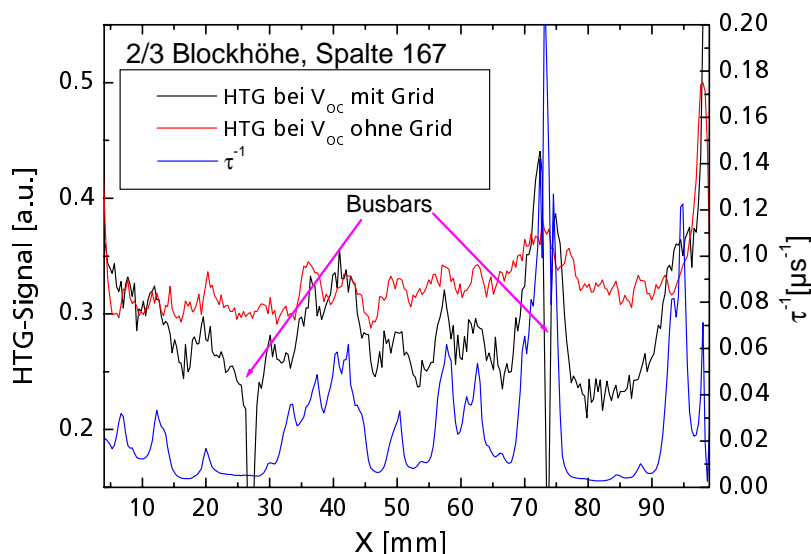


**Abbildung 7.25:** Gezeigt ist die Hell-Thermographie-Messung unter  $V_{OC}$ -Bedingungen an der Zelle mit Vorderseitenmetallisierung aus 2/3 Blockhöhe. Die eingezeichnete Linie entspricht der Position des in Abb. 7.26 gezeigten Linescans.

Betrachtet man die Positionen der beiden Busbars in Abb. 7.26, so findet man, daß der Busbar bei  $x \approx 25 \text{ mm}$  in einem Bereich hoher Lebensdauer, der Busbar bei  $x \approx 75 \text{ mm}$  hingegen in einem Bereich extrem niedriger Lebensdauer liegt. Der Busbar bei  $x \approx 25 \text{ mm}$  zeigt erwartungsgemäß keinerlei Auffälligkeiten. Sowohl das Hell-Thermographie-Bild mit als auch ohne Metallisierung ist stetig ohne besondere Maxima. Der lokale Einbruch des HTG-Signals des Bilds mit Metallisierung ist wiederum auf die gegenüber Silizium verschiedene Emissivität des Metalls zurückzuführen. Beim Busbar bei  $x \approx 75 \text{ mm}$ , der auf einem Gebiet extrem hoher Rekombinationsaktivität zu liegen kommt, sieht man hingegen im Hell-Thermographie-Bild eine erhebliche lokale Verlustleistung.

Aufgrund ihrer Form und Größe könnte man sie bei oberflächlicher Betrachtung leicht als lokalen „Shunt“ unter der Metallisierung einordnen. Vergleicht man jedoch die Amplitude des Verlustleistungsbilds und die Amplitude der Rekombinationsaktivität an diesem Bereich und an anderen Stellen mit erhöhter Rekombinationsaktivität, so stellt man fest, daß es zumindest möglich ist, diesen „Shunt“ rein durch Rekombination zu erklären. Selbstverständlich ist die hohe Querleitfähigkeit der Metallisierung Voraussetzung für diesen „Shunt“. Dies ist auch deutlich im Vergleich zum Verlustleistungsbild der Zelle ohne Vorderseitenmetallisierung zu erkennen: In diesem Bild ist an der fraglichen Stelle zwar auch eine erhöhte Verlustleistung zu finden, jedoch fällt die Amplitude erheblich geringer aus als bei der Zelle mit Vorderseitenmetallisierung. Anhand dieser Ergebnisse muß davon ausgegangen werden, daß es sich bei diesem „Shunt“ nicht um einen elektrischen Kurzschluß unter dem Busbar handelt, wie eine oberflächliche Betrachtung der Thermographiebilder nahelegen könnte, sondern daß es sich um einen reinen Rekombinationseffekt handelt. Dieser würde auch bei einem relativ zum Bereich niedriger Lebensdauern leicht versetzten Busbar ähnlich stark ausfallen. Nach der von Breitenstein et al. vorgeschlagenen Einteilung von „Shunts“ [BRN<sup>+</sup>03] ist dieser Shunt aufgrund von Rekombinationsströmen eindeutig den materialinduzierten „Shunts“, und nicht den prozessinduzierten Schottky-Typ „Shunts“ zuzuordnen.

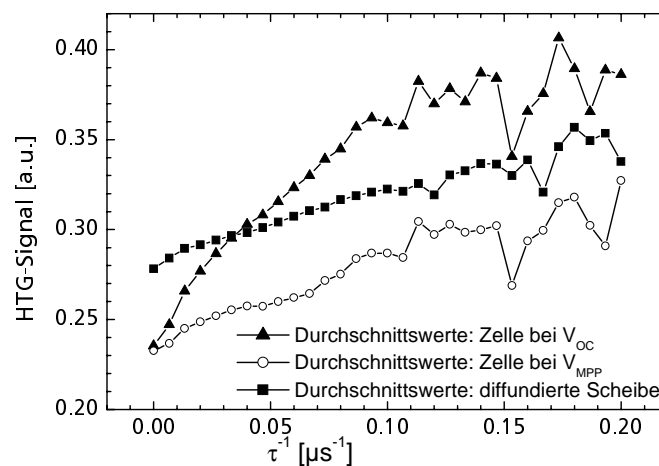
Zum Abschluß dieses Kapitels soll noch eine Korrelation der Rekombinationsaktivität mit der Verlustleistung auf der gesamten Fläche der Solarzelle, und nicht wie bisher nur mittels einzelner Linescans, durchgeführt werden. Zu diesem Zweck wurden alle Meßpunkte auf den Proben



**Abbildung 7.26:** Vergleich der Verlustleistungsverteilung in einer Solarzelle mit und ohne Vorderseitenmetallisierung. Der dargestellte Linescan entspricht dem in Abb. 7.25 eingezeichneten senkrechten Schnitt durch die Probe. Die inverse Lebensdauer ist zum Vergleich ebenfalls eingezeichnet.

aus 1/3 Blockhöhe, die in einem ca.  $90 \times 90 \text{ mm}^2$  großen, um die Probenmitte zentrierten Bereich liegen, ausgewertet. Für diese ca. 66.000 Meßpunkte wurde das Hell-Thermographie-Signal, das proportional zur lokalen Verlustleistung ist, für die Solarzelle mit Vorderseitenmetallisierung in den Betriebszuständen bei  $V_{MPP}$  und  $V_{OC}$  sowie im einzigen experimentell zugänglichen Betriebszustand der Solarzelle ohne Vorderseitenmetallisierung ( $V_{OC}$ ) über der inversen Lebensdauer aufgetragen. Anhand der sich ergebenden Wolken von Meßpunkten können durchschnittliche Werte der Abhängigkeit der Verlustleistung von der inversen Lebensdauer berechnet werden. Aus Darstellungsgründen ist in Abb. 7.27 für die drei untersuchten Betriebszustände nur diese durchschnittliche Abhängigkeit des HTG-Signals von der inversen Lebensdauer aufgetragen. Auch auf der gesamten Zelle sieht man die gleichen charakteristischen Effekte wie bei den einzelnen Linescans:

Unter  $V_{OC}$ -Bedingungen erhält man eine relativ starke Abhängigkeit der Verlustleistungen von der Rekombinationsaktivität, am Maximum Power Point ist diese hingegen schon geringer (die Kurve mit den Dreiecken in Abb. 7.27 hat eine größere Steigung als die Kurve mit den offenen Kreisen). Die Zelle ohne Vorderseitenmetallisierung, also mit verringerter Querleitfähigkeit, die nur unter  $V_{OC}$ -Bedingungen gemessen werden kann, zeigt ebenfalls eine geringere Abhängigkeit der Verlustleistungen von der Rekombinationsaktivität als die Zelle mit Vorderseitenmetallisierung unter  $V_{OC}$ -Bedingungen. Ferner sind die Verlustleistungen bei der



**Abbildung 7.27:** Korrelation von Hell-Thermographie und inverser Lebensdauer in verschiedenen Betriebszuständen. Jede Kurve entspricht den Durchschnittswerten der ca. 66.000 einzelnen Meßpunkte des entsprechenden Betriebszustands (siehe Text)

Zelle ohne Metallisierung in Bereichen niedriger Rekombinationsaktivität größer und in Bereichen hoher Rekombinationsaktivität kleiner als bei der entsprechenden Zelle mit Vorderseitenmetallisierung bei  $V_{OC}$  (vergleiche die Kurven mit den Dreiecken und den Quadraten in Abb. 7.27). Dieses Ergebnis entspricht den am Linescan von Spalte 167 gemachten Beobachtungen. Somit bestätigt der Vergleich der Messungen an der gesamten Solarzelle die oben gegebene Erklärung, daß die Unterschiede in der Verteilung der Verlustleistungen zwischen der Zelle mit und ohne Vorderseitenmetallisierung auf die erhöhte bzw. verringerte Querleitfähigkeit im Emitterbereich zurückzuführen sind.

Insgesamt konnte in diesem Kapitel gezeigt werden, daß eine quantitative Korrelation zwischen der lokalen Rekombinationsaktivität und den lokalen Verlusten der Solarzelle besteht. Wenn keine gravierenden Prozessierungsfehler (z.B. Risse in der Solarzelle) vorliegen, ist die Rekombinationsaktivität derjenige Parameter, der die lateralen Inhomogenitäten im Verlustleistungsbild dominiert. Der Einfluß der Rekombinationsaktivität auf das ortsaufgelöste Verlustleistungsbild ist stark vom Betriebszustand der Solarzelle und von der Querleitfähigkeit im Emitterbereich abhängig.

## 7.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die in den letzten Kapiteln entwickelten Meß- und Auswertemethoden angewendet, um Ausgangsmaterial, Vorstufen von Solarzellen, fertige Solarzellen und einzelne Prozessschritte gezielt zu untersuchen und zu modellieren.

In Kapitel 7.2 wurde der Einfluß der Temperatur der Phosphordiffusion auf die Lebensdauer in multikristallinen Materialien von sehr unterschiedlicher Qualität untersucht. Bei hoher Diffusionstemperatur ist bei allen Materialien eine Verringerung der Lebensdauer auf ein weitgehend über die gesamte Probe konstantes, niedriges Niveau zu beobachten. Die Temperatur, bei der dieser Effekt einsetzt, ist jedoch abhängig von der Materialqualität. Im untersuchten Bridgman-Silizium ist der Bodenbereich nach geeigneter Phosphordiffusion der Bereich mit der höchsten Volumenlebensdauer und liefert auch die besten Solarzellenergebnisse. Im untersuchten blockgegossenen Silizium ist zwar auch eine relativ zur Säulenmitte stärkere Verbesserung des Bodenbereichs zu beobachten, jedoch bleibt die Säulenmitte auch nach Phosphordiffusion der Bereich höchster Materialqualität. Es wurde gezeigt, daß die Lebensdauer in allen Materialien bei hoher Diffusionstemperatur wieder sinkt und dieses Absinken der Lebensdauer in Bereichen hoher Lebensdauer früher einsetzt als in Bereichen mit niedrigem  $\tau_{bulk}$ . Ferner konnte festgestellt werden, daß sich für Bereiche hoher Lebensdauer eine optimale Temperaturbelastung finden läßt, wohingegen sich eine möglichst niedrige Diffusionstemperatur und kurze Diffusionszeiten anscheinend positiv auf Bereiche niedriger Materialqualität auswirkt. Das Klassenmodell lieferte in diesem Abschnitt wertvolle Hinweise auf die wahre integrale Verbesserung der Materialqualität bei diesen sich widersprechenden Anforderungen. An den gleichen Proben wurde getestet, inwieweit aufgrund einer Lebensdauerermessung nach dem Diffusionsprozeß eine Vorhersage der Solarzellenparameter möglich ist. In vielen Fällen wurde gute Übereinstimmung gefunden, jedoch wurden teilweise auch deutliche Abweichungen beobachtet, die in den meisten Fällen auf Gettern während des weiteren Zellprozesses zurückgeführt werden konnten.

In Kapitel 7.4 wurden senkrecht aus dem Blockboden gesägte, multikristalline Scheiben eingehend charakterisiert. Mithilfe der Thermographiemessungen konnten orts aufgelöste Dunkelkennlinien für verschiedene Ausschnitte der Probe untersucht werden. Dabei wurde in den Bereichen niedriger Materialqualität ein Diodenidealitätsfaktor von  $n \approx 1.4$  bestimmt, was in guter Übereinstimmung mit der Theorie von Nussbaum et al. (siehe Kapitel 2.5.1) steht. Mithilfe der SR-LBIC-Messungen, einer Auswertung mit dem Klassenmodell und einem geeigneten Baseline-Modell konnte die Abhängigkeit des Zellwirkungsgrads vom Abstand zum Blockboden bestimmt werden. Daraus sind wichtige Rückschlüsse auf den nutzbaren Bereich eines gegossenen Blocks möglich. Ferner wurde anhand von CDI-Messungen die Degradation von multikristallinem Silizium unter Beleuchtung (auch als CID- bzw. „Cz-Defekt“ bekannt) *orts aufgelöst* untersucht. Amplitude und Zeitkonstante der Degradation stimmen gut mit der Degradation überein, die an Solarzellen, die aus Parallelscheiben gefertigt wurden, gemessen wurde.

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wurde eine Korrelation der orts aufgelösten Verlustleistung in Solarzellen, gemessen mit Hell-Thermographie, und der Lebensdauerverteilung, gemessen mit CDI, hergestellt. Dabei wurde festgestellt, daß die Lebensdauerverteilung den wesentlichen Anteil zur lateralen Inhomogenität der Verlustleistungsverteilung beisteuert. Ferner wurde gezeigt, daß der Einfluß der Rekombinationsaktivität auf das orts aufgelöste Verlustleistungsbild stark vom Betriebszustand der Solarzelle und von der Querleitfähigkeit im Emitterbereich

abhängig ist.

## Kapitel 8

# Zweidimensionale Modellierung eines industriellen Solarzellenprozesses auf multikristallinem Silizium

### 8.1 Motivation und Kapitelübersicht

In diesem Kapitel wird exemplarisch an einem industriellen Solarzellenprozeß auf multikristallinem Ausgangsmaterial aufgezeigt, wie mithilfe der in dieser Arbeit entwickelten Simulationswerkzeuge eine quantitative Beschreibung industrieller Solarzellenprozesse möglich ist.

Im Rahmen des von der Europäischen Union geförderten Projekts PORTRAIT (Solar Cell Performance Optimisation Relating Process TRacking by Imaging Techniques with Modelling) werden unter anderem die Solarzellenprozesse von Photowatt und BP Solar detailliert charakterisiert. Ziel ist es, ein Baseline-Modell für die Prozesse zu erstellen, Abweichungen vom Durchschnittswert, die zur Verteilungsbreite einer industriellen Solarzellenproduktion führen, zu erklären und zu testen, inwieweit mit relativ einfachen, schnellen und orts aufgelösten Meßmethoden die Ursachen für Leistungsschwankungen der produzierten Zellen ermittelt werden können. Ferner wird eine Software entwickelt, die in der Lage ist, die orts aufgelösten Daten in eine einfache Solarzellensimulation einzubinden. Das Projekt, an dem neben dem Fraunhofer ISE als Forschungsinstitute noch das ECN (Energieonderzoek Centrum Nederland) und das MPI für Mikrostrukturphysik in Halle beteiligt sind, läuft von 01/2002 bis 12/2004. In diesem Kapitel werden exemplarisch für die Vorgehensweise bei der Beschreibung eines industriellen Solarzellenprozesses die vom Autor durchgeführten Arbeiten zur Erstellung eines Baseline-Modells für den Solarzellenprozeß von Photowatt sowie erste Modellierungen zu den Schwankungen des Prozesses dargestellt. Dabei geht es hier jedoch nicht um eine vollständige Beschreibung aller Leistungsklassen der bei Photowatt gefertigten Solarzellen, da diese erst in Zusammenarbeit mit den anderen beteiligten Forschungsinstituten und bis Projektende angestrebt wird.

Das in dieser Arbeit entwickelte Klassenmodell wird sich bei der Modellierung des Solarzellenprozesses von Photowatt als notwendige Voraussetzung für eine exakte quantitative Beschreibung herausstellen. Zunächst wird ein Baseline-Modell unter Berücksichtigung der Lebensdauer-Verteilung des verwendeten multikristallinen Siliziums erstellt und im Folgenden verschiedene Abweichungen von der durchschnittlichen „typischen“ Produktionszelle untersucht.

## 8.2 Solarzellenprozeß von Photowatt

Photowatt stellt Solarzellen auf der Basis von  $125 \times 125 \text{ mm}^2$  großen multikristallinen Siliziumscheiben her. Das Ausgangsmaterial wird von Photowatt selbst nach dem sogenannten POLIX<sup>®</sup>-Verfahren hergestellt und in knapp  $400 \text{ }\mu\text{m}$  dicke Scheiben gesägt.

Der Solarzellenprozeß von Photowatt beginnt nach einem ersten Reinigungsschritt mit einer alkalischen Ätze zur Entfernung des Sägeschadens. Dabei findet gleichzeitig eine leichte Texturierung bzw. eine Aufrauung der Oberfläche statt, die je nach Kornorientierung lokal sehr unterschiedlich stark ausgeprägt sein kann.

Die Emitterdiffusion wird als Diffusion aus der Gasphase in einem Rohrofen durchgeführt. Es ergeben sich Schichtwiderstandswerte von ungefähr  $40 \text{ }\Omega/\square$ .

Anschließend wird in einem Plasmaätzschritt eine Kantenisolation durchgeführt und danach eine  $\text{SiN}_x$ -Schicht zur Verminderung der Reflexion an der Vorderseite der Solarzellen abgeschieden. Abschließend wird zunächst die Vorderseiten- und danach die Rückseitenmetallisierung per Siebdruck aufgebracht und in einem gemeinsamen Hochtemperaturschritt („Co-firing“) ein guter Kontakt der Metallisierung zur Basis bzw. dem Emitter der Solarzelle hergestellt. Für die Vorderseitenmetallisierung wird eine silberhaltige Siebdruckpaste verwendet. Die Paste für den Druck der Rückseitenkontakte besteht überwiegend aus Aluminium. Somit bildet sich beim abschließenden Hochtemperaturschritt an der Zellrückseite ein sogenanntes „Aluminium-Back-Surface-Field“ (Al-BSF) aus, das einen durch Aluminium hochdotierten  $p^+$ -Bereich zwischen der niedriger dotierten Basis der Solarzelle und dem Rückseitenkontakt darstellt.

Mit dem hier skizzierten Prozeß fertigte Photowatt zur Zeit der Durchführung dieser Untersuchung Solarzellen mit einem Wirkungsgrad von typischerweise 13% bis 14% .

## 8.3 Baseline-Modell

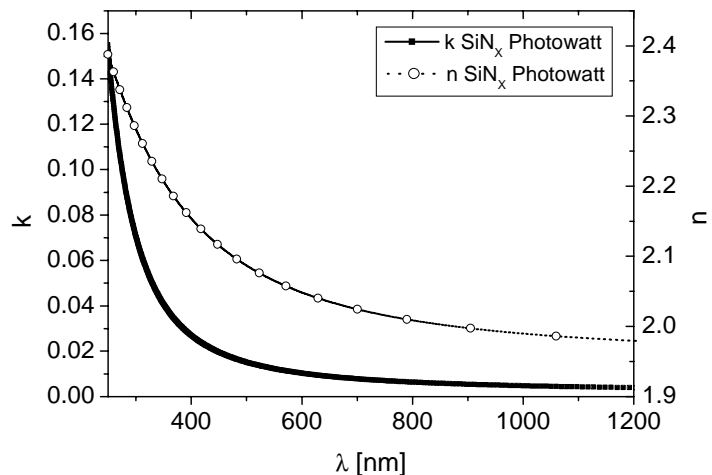
### 8.3.1 Baseline-Modell an FZ-Zellen

Um ein PC1D-Modell für den von Photowatt angewendeten Zellprozeß zu erstellen, wurden bei Photowatt Scheiben aus FZ-Silizium in die Produktionslinie eingeschleust. Da das hierfür von Photowatt verwendete FZ-Material nicht die volle Größe von  $125 \times 125 \text{ mm}^2$  hatte, sondern abgerundete Ecken aufwies („pseudo-square“), traten im Zellprozeß erhebliche Probleme mit Kurzschlüssen an den Ecken der FZ-Solarzellen auf. Aus diesem Grund weisen die auf FZ-Silizium gefertigten Zellen einen Füllfaktor auf, der eher etwas niedriger als bei guten multikristallinen Zellen liegt. Die später diskutierten PC1D-Simulationen wurden bei den aus FZ-Silizium gefertigten Solarzellen deshalb auch nur an  $J_{SC}$ ,  $V_{OC}$  und die Quanteneffizienz angepaßt. Füllfaktor und Wirkungsgrad blieben unberücksichtigt, da es nicht Ziel des Versuches war, die speziellen Leckstromprobleme der FZ-Zellen zu beschreiben. Die Problematik der abgerundeten Ecken und der an ihnen auftretenden Kurzschlüsse führte ferner dazu, daß das LBIC-Bild einiger FZ-Zellen erhebliche Inhomogenitäten aufwies. Deshalb wurde zunächst an allen FZ-Zellen eine Weißlicht-LBIC durchgeführt, um geeignete homogene Zellen für die Modellbildung zu bestimmen.

An den so ausgewählten Zellen wurden die Reflexion und die spektrale Empfindlichkeit (Quanteneffizienz) gemessen. Die Reflexionsmessungen können jedoch nicht unmittelbar für die Modellbildung in PC1D verwendet werden, da die bei Photowatt abgeschiedene Antireflexions-

schicht im kurzwelligen Bereich absorbiert. Deshalb wurde von M. Breselge am Spektrellipsometer des Fraunhofer Instituts für Angewandte Festkörperphysik (IAF) die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex  $n$  sowie des Absorptionsindex  $k$  der  $SiN_x$ -Schicht bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 8.1 dargestellt. Aus diesen Parametern und der gemessenen Schichtdicke wurde wellenlängenabhängig die Absorption in der Nitridschicht berechnet und die gemessene Reflexion entsprechend erhöht. Mit diesem Verfahren kann eine wellenlängenabhängige effektive Reflexion, bestehend aus externer Reflexion an der Vorderseite und der Absorption in der  $SiN_x$ -Schicht, in die Simulationen eingesetzt und so die Einkopplung der Beleuchtung in die Solarzelle korrekt simuliert werden.

Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, können nun die elektrischen Zellparameter und die internen Reflexionen angepaßt werden. Abb. 8.2 zeigt das Ergebnis der durchgeführten Anpassung. Die aus der Simulation resultierenden Zellparameter sind in Tabelle 8.1 mit den gemessenen Werten verglichen. Für  $V_{OC}$  und  $J_{SC}$  ergibt sich eine hervorragende Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung, wohingegen, wie bereits eingangs erwähnt, aufgrund technologischer Probleme beim Füllfaktor und dem Wirkungsgrad deutliche Diskrepanzen zwischen Simulation und Messung auftreten.



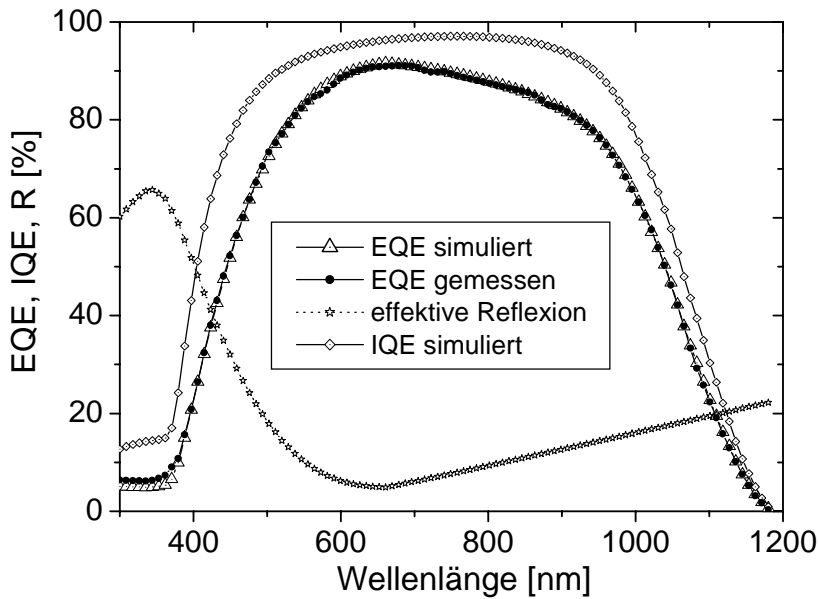
**Abbildung 8.1:** Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex  $n$  und des Absorptionsindex  $k$  für die Antireflexionsschicht der untersuchten Solarzellen.

**Tabelle 8.1:** Vergleich der gemessenen und mit PC1D simulierten Zellparameter der bei Photowatt auf FZ-Silizium prozessierten Solarzellen.

|            | $V_{OC}$<br>[mV] | $J_{SC}$<br>[mA/cm <sup>2</sup> ] | $FF$<br>[%] | $\eta$<br>[%] |
|------------|------------------|-----------------------------------|-------------|---------------|
| Messung    | 620.3            | 30.9                              | 73.4        | 14.1          |
| Simulation | 620.0            | 30.9                              | 76.7        | 14.7          |

### 8.3.2 Übergang zu multikristallinen Produktionszellen

Um das an den Solarzellen auf FZ-Scheiben erstellte Zellmodell an die auf multikristallinem Silizium gefertigten Solarzellen anzupassen, müssen die Basisdotierung und die Dicke der Zellen entsprechend geändert werden. Für das Baseline-Modell wurde zunächst angenommen, daß die Optik der multikristallinen Zellen denen der FZ-Zellen entspricht. Effekte durch eine eventuell vorhandene leichte Textur der multikristallinen Scheiben wurden nicht berücksichtigt. Um in die Simulation Lebensdauerwerte einzusetzen, die dem verwendeten multikristallinen Material



**Abbildung 8.2:** Gemessene externe Quanteneffizienz ( $EQE$ ), aus gemessener Reflexion und Absorption ermittelte effektive Reflexion und aus diesen berechnete interne Quanteneffizienz ( $IQE$ ) der bei Photowatt prozessierten FZ-Zellen. Zum Vergleich ist die mit PC1D simulierte externe Quanteneffizienz ebenfalls eingezeichnet.

Rechnung tragen, wurde an jeder Zelle mit SR-LBIC eine Topographie der effektiven Diffusionslänge bestimmt. Diese wurde mit der aus dem Zellmodell bekannten Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{back} = 1000 \text{ cm/s}$  in eine Volumendiffusionslänge und anschließend in eine Volumenlebensdauer umgerechnet. Aus diesen Volumenlebensdauern wurde dann mit dem Klassenmodell eine gewichtete, durchschnittliche Lebensdauer für die eindimensionale Zellsimulation bestimmt. Zum Vergleich ist in Tabelle 8.2 neben der so ermittelten durchschnittlichen Lebensdauer auch noch die mit dem arithmetischen Mittel berechnete Lebensdauer angegeben. Man sieht, daß das arithmetische Mittel die durchschnittliche Lebensdauer auch in diesen Fällen erheblich überschätzt und somit die Verwendung des arithmetischen Mittels in den Simulationen zu einer erheblichen Überschätzung des Leistungsvermögens der Solarzellen führen würde. Die wichtigsten aus der hier beschriebenen Modellierung bestimmten Parameter für den von Photowatt verwendeten Zellprozeß sind in Tabelle 8.3 zusammengestellt. Ein Vergleich der mit PC1D simulierten und der gemessenen Zellergebnisse für zwei multikristalline Zellen aus der von Photowatt zur Verfügung gestellten Gruppe repräsentativer Produktionszellen ist in Tabelle 8.2 dargestellt. Man findet recht gute Übereinstimmung in allen Zellparametern. Es ist jedoch festzustellen, daß sich in den PC1D-Simulationen systematisch leicht zu hohe Werte für  $V_{OC}$  und etwas zu niedrige Werte für  $J_{SC}$  ergeben. Ein möglicher Grund für die festgestellten Unterschiede in  $J_{SC}$  könnte die unterschiedliche Optik der Zellen sein. Nimmt man an, daß bei einigen Kornorientierungen eine schwache Textur der Zelloberfläche auftritt, so können die um ca. 1.5% bis 3% zu niedrigen Werte für  $J_{SC}$  erklärt werden. Die etwas zu hohen Werte für  $V_{OC}$  könnten mit einer Schädigung der Raumladungszone im multikristallinen Material zusammenhängen, die zu einem erhöhten Rekombinationsstrom  $J_{02}$  in der Raumladungszone führt. Rekombination in der Raumladungszone ist in PC1D nicht enthalten; es ist jedoch naheliegend, daß multikristallines Material mit einer gegenüber FZ-Silizium erheblich reduzierten Volumenlebensdauer nicht nur Rekombination in der Basis, sondern auch in der Raumladungszone aufweist.

Die hier dargestellten Ergebnisse zeigen, daß zur eindimensionalen Modellierung von Solarzellen, die mit industriellen Fertigungsmethoden auf multikristallinem Silizium hergestellt wurden, das Klassenmodell zur Berechnung der in die Simulation eingehenden mittleren Lebensdauer notwendig ist, um realistische Zellparameter zu erhalten. Ferner zeigt die Diskussion der gefun-

**Tabelle 8.2:** Vergleich der gemessenen und mit PC1D simulierten Zellparameter der Produktionszellen von Photowatt auf multikristallinen Siliziumscheiben. In der letzten Zeile sind die Zellparameter angegeben, die sich ohne Volumenrekombination, also bei  $\tau_{bulk} = \infty$  ergeben würden. Die beiden rechten Spalten geben die mit dem arithmetischen und mit dem nach dem Klassenmodell gewichteten Mittel bestimmten Lebensdauern an. Für die Simulationen wurden die mit dem gewichteten Mittel bestimmten Lebensdauern verwendet.

|                                   | $V_{OC}$<br>[mV] | $J_{SC}$<br>[mA/cm <sup>2</sup> ] | $FF$<br>[%] | $\eta$<br>[%] | $\tau_{bulk}$ [ $\mu$ s]<br>arithm. | $\tau_{bulk}$ [ $\mu$ s]<br>gewichtet |
|-----------------------------------|------------------|-----------------------------------|-------------|---------------|-------------------------------------|---------------------------------------|
| Zelle 1                           | 599              | 30.2                              | 73.7        | 13.3          | -                                   | -                                     |
| Simulation 1                      | 602.2            | 29.7                              | 74.3        | 13.3          | 213.4                               | 24.0                                  |
| Zelle 2                           | 595.5            | 30.5                              | 72.4        | 13.1          | -                                   | -                                     |
| Simulation 2                      | 600.9            | 29.6                              | 74.2        | 13.2          | 55.3                                | 20.7                                  |
| Simulation $\tau_{bulk} = \infty$ | 613.8            | 31.0                              | 74.1        | 14.1          | -                                   | -                                     |

denen Diskrepanzen zwischen Simulation und Messung, daß eine Methode zur integralen oder orts aufgelösten Messung der Reflexion von Solarzellen und ihrer spektralen Abhängigkeit wünschenswert wäre. Vorschläge für mögliche Verfahren hierzu werden in Kapitel 8.4.2 diskutiert. Die Tatsache, daß Rekombination in der Raumladungszone in den mit PC1D durchgeführten Simulationen unberücksichtigt bleibt, ist ein klarer Nachteil dieses ansonsten sehr nützlichen eindimensionalen Simulationswerkzeugs. Um diesen Nachteil zumindest teilweise auszugleichen, wurde der an den auf FZ-Silizium gefertigten Solarzellen experimentell bestimmte Dunkeldiodenstrom  $J_{02}$  als „Shunt-Diode“ in die Simulation eingefügt. Jedoch kann dieser selbstverständlich nur der Rekombination in einer auf nahezu idealem Ausgangsmaterial prozessierten Raumladungszone Rechnung tragen. Die Qualität des Ausgangsmaterials, auf dem die Raumladungszone gebildet wird, bleibt weiter unberücksichtigt. Aus diesem Grund wäre die Entwicklung eines Modells, das eine „Shunt-Diode“ berechnet, die die Rekombination in der Raumladungszone als Diodenstrom beinhaltet und in PC1D eingefügt werden könnte, eine wichtige Verbesserung der Simulationsumgebung. Ein möglicher Ansatzpunkt wäre es, die gemessene (lokale) Lebensdauer in der Basis sowie eventuell noch ihre Injektionsabhängigkeit als Ausgangspunkt zu nehmen und unter der Annahme, daß in der Raumladungszone die gleichen Defekte wie in der Basis vorliegen, einen Diodenstrom  $J_{02}$  sowie den zugehörigen Idealitätsfaktor mit der in Kapitel 2.5.1 dargestellten Theorie zu berechnen. Ein solches Verfahren stellt selbstverständlich immer noch eine erhebliche Vereinfachung dar, da für eine korrekte Modellierung alle Defektniveaus mit ihren für die Rekombination relevanten Parametern bekannt sein müßten. Diese zu bestimmen, erfordert, soweit dies überhaupt möglich ist, einen Aufwand, der für eine Standardcharakterisierung von Solarzellen unverträglich ist. Die gemessene Lebensdauer und ihre Injektionsabhängigkeit liefern zwar erste wertvolle Hinweise in diese Richtung, jedoch müßten in jedem Fall erheblich vereinfachende Annahmen gemacht werden. Somit ist ein entsprechendes Modell zunächst an einer Vielzahl unterschiedlicher Zellen auf seine Praxistauglichkeit zu testen.

### 8.3.3 Limitierungen

Wie in der letzten Zeile von Tabelle 8.2 zu sehen ist, ist bei einer weiteren Steigerung der Materialqualität bis hin zur Qualität von FZ-Silizium relativ zu der mit 13.3% Wirkungsgrad gemessenen Zelle 1 nur eine Steigerung des Zellwirkungsgrads um ca. 0.8% absolut zu erwarten. Dies bedeutet, daß die Zelle zumindest nicht primär durch Volumenrekombination limitiert

**Tabelle 8.3:** Verwendete Simulationsparameter zur Erstellung eines Baseline-Modells des Zellprozesses von Photowatt. Mit diesen Parametern ergibt sich eine durchschnittliche Produktionszelle mit 13.3% Wirkungsgrad.

| Parameter                                       | Wert                 |
|---|----------------------|
| Dicke [ $\mu m$ ]                               | 370                  |
| Basisdotierung [ $cm^{-3}$ ]                    | $1.22 \cdot 10^{16}$ |
| $R_S$ [ $\Omega cm^2$ ]                         | 1.5                  |
| $R_P$ [ $\Omega cm^2$ ]                         | $10^4$               |
| $J_{02}$ [ $mA/cm^2$ ]                          | $2.9 \cdot 10^{-8}$  |
| $n_2$   | 2                    |
| Schichtwiderstand $R_{Sh}$ [ $\Omega/\square$ ] | 41.6                 |
| Emittertiefe [ $\mu m$ ]                        | 0.53                 |
| Oberflächendotierung [ $cm^{-3}$ ]              | $1.8 \cdot 10^{20}$  |
| $\tau_{bulk}$ [ $\mu s$ ]                       | 24.0                 |
| $S_{front}$ [ $cm/s$ ]                          | $2 \cdot 10^6$       |
| $S_{back}$ [ $cm/s$ ]                           | 1000                 |

ist. Aus diesem Grund soll im Folgenden das Optimierungspotential bezüglich der elektrischen Parameter Basisdotierung,  $\tau_{bulk}$ ,  $S_{back}$ ,  $S_{front}$  sowie  $R_S$  untersucht werden. Von einer Variation der Emittersdotierung wurde abgesehen. Ein niedriger dotierter Emitter würde selbstverständlich Vorteile bringen. Jedoch ist es schwer, diese Vorteile ohne entsprechende Experimente an der Zelllinie gegen mögliche Verluste aufgrund eines eventuell vermehrten Auftretens von elektrischen Kurzschlüssen über den pn-Übergang oder eines erhöhten Kontaktwiderstands am Metall-Halbleiter-Übergang abzuwägen.

Der Parallelwiderstand der Zelle wurde nicht näher untersucht, da bei einem Wert von  $10^4 \Omega cm^2$  in den bereits vorliegenden Zellen keine nennenswerte Verbesserung mehr zu erwarten ist.

Eine Verbesserung der optischen Parameter der Solarzelle würde zu einer besseren Stromausbeute führen. Da weitergehende Verbesserungen an dieser Stelle mit erheblichen Änderungen im Zellprozeß verbunden wären, wurde hier nur eine optimale Anpassung der Antireflexionsschicht durchgeführt. Hierbei wurde von einer einlagigen Nitridschicht mit  $n = 1.9$ , keiner Absorption in der Nitridschicht und — entsprechend der Metallisierung bei Photowatt — von einem Anteil der Metallisierung an der Zellfläche von ca. 9% ausgegangen. Ferner wurde vereinfachend angenommen, daß die Optimierung der Vorderseitenrekombinationsgeschwindigkeit und der Antireflexionsschicht unabhängig voneinander seien.

Des weiteren wurde getestet, bei welcher Zelldicke der optimale Wirkungsgrad erreicht wird. Als Grundlage für die Simulationen wurde die in Tabelle 8.2 angegebene Zelle 1 verwendet. Alle im Folgenden angegebenen Wirkungsgradsteigerungen sind als absolute Verbesserungen relativ zu dieser Zelle zu verstehen. Die sich ergebenden Wirkungsgradsteigerungen bei einer Verbesserung bestimmter Parameter sind in Tabelle 8.4 angegeben.

Die Antireflexionsschicht der Zellen ist bereits weitgehend optimiert. D.h. eine verbesserte Einkoppelung des Lichts wäre nur mit einer besseren Texturierung der multikristallinen Scheiben oder mit einer Verringerung des Anteils der Metallisierung an der Zelloberfläche, der immerhin 9% beträgt, zu erreichen.

Die Dicke der Zelle zu variieren beeinflusst den Zellwirkungsgrad nur in verschwindendem Maße. Betrachtet man die elektrischen Parameter, so findet man einen eher geringen Einfluß der Basis-

dotierung. Hier ist bei optimaler Dotierung eine Steigerung des Wirkungsgrads um 0.2% möglich. Jedoch müßte dafür eine Dotierung von  $4.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  verwendet werden, was bei multikristallinen Ausgangsscheiben nicht unproblematisch und zur Zeit auch kommerziell nicht in größeren Mengen erhältlich ist. Somit scheint dies nicht der beste Parameter für eine Optimierung zu sein. Eine Erhöhung der Volumenlebensdauer auf z.B.  $60 \mu\text{s}$  würde eine Verbesserung des Wirkungsgrads um 0.4% bewirken. Jedoch muß bedacht werden, daß  $60 \mu\text{s}$  im gewichteten Mittel einer multikristallinen Scheibe ein sehr optimistischer Wert ist.

Die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit  $S_{back}$  hat kein großes Potential mehr für eine Wirkungsgradsteigerung. Der Einfluß dieses Parameters nimmt jedoch bei steigender Volumenlebensdauer oder geringerer Dicke der Zelle wieder zu.

Die Rekombinationsgeschwindigkeit an der Zellvorderseite  $S_{front}$  hat hingegen mit 0.7% Wirkungsgradsteigerung ein nicht unerhebliches Potential zur Verbesserung der Solarzelle. Hierbei wurde ein neues  $S_{front}$  von  $5 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$  angenommen, was bei einer gut passivierenden  $\text{SiN}_x$ -Schicht auch auf einem hochdotierten Emitter möglich sein sollte.

Der Serienwiderstand mindert den Zellwirkungsgrad ebenfalls in nicht unerheblicher Weise. Eine Verbesserung auf nur  $1.0 \Omega\text{cm}^2$  würde eine Wirkungsgradsteigerung von 0.4% ermöglichen.

Insgesamt ist festzustellen, daß die Zelle nicht durch einen einzigen dominanten Parameter limitiert ist, sondern daß eine Vielzahl von Parametern ihren Anteil an den Verlustleistungen dieser Zelle haben. Deshalb soll abschließend noch ein hypothetischer verbesserter Zellprozeß mit  $S_{front} = 5 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$ ,  $R_S = 1.0 \Omega\text{cm}$ ,  $\tau_{bulk} = 60 \mu\text{s}$  und  $S_{back} = 300 \text{ cm/s}$  angenommen werden. Mit diesem Zellprozeß ergäbe sich eine absolute Wirkungsgradsteigerung um 1.9% auf 15.2%. Aufgrund der höher angenommenen Volumenlebensdauer  $\tau_{bulk}$  spielt bei dieser Zelle die Rekombination an der Rückseite wieder eine stärkere Rolle als noch in Tabelle 8.4 angegeben. Die angenommenen Werte für  $\tau_{bulk}$  und  $S_{back}$  sind jedoch sehr optimistisch. Nimmt man für diese beiden Parameter die ursprünglich verwendeten Werte an, so ergibt sich lediglich eine Steigerung des Zellwirkungsgrads um 1.1% auf 14.4%. Für eine weitere Steigerung des Wirkungsgrads über die hier berechneten Parameter hinaus müßte realistischerweise entweder die Emitterdiffusion verändert werden oder aber eine verbesserte Texturierung der Vorderseite angestrebt werden. Beides ist jedoch mit einem erheblichen Aufwand und insbesondere auch größeren Experimenten an der Zelllinie verbunden und kann deshalb nicht Bestandteil dieser Arbeit sein.

**Tabelle 8.4:** Mögliche Steigerung des Wirkungsgrads der Produktionszellen von Photowatt bei Verbesserung ausgesuchter Zellparameter.

| Parameter                      | neuer Wert   | Wirkungsgradsteigerung<br>(absolut) |
|--------------------------------|--|-------------------------------------|
| Antireflexionsschicht<br>Dicke | Bereits weitgehend optimiert, Verbesserung < 0.05%<br>Einfluß < 0.1% |                                     |
| Basisdotierung                 | $4.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$                                  | 0.2%                                |
| $\tau_{bulk}$                  | $60 \mu\text{s}$   | 0.4%                                |
| $S_{back}$                     | $300 \text{ cm/s}$   | 0.1%                                |
| $S_{front}$                    | $5 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$  | 0.7%                                |
| $R_S$                          | $1.0 \Omega\text{cm}^2$  | 0.4%                                |
| Verbesserter Zellprozeß        | siehe Text   | 1.9%                                |

## 8.4 Erste Modellierungen zur Wirkungsgradverteilung

Solarzellen aus einer industriellen Produktion haben immer eine gewisse Schwankungsbreite in den Zellparametern. Im Rahmen des PORTRAIT Projekts sollen unter anderem auch die Ursachen, die zu der beobachteten Häufigkeitsverteilung des Zellwirkungsgrads führen, untersucht werden. Um eine solche Untersuchung für die Produktion von Photowatt durchzuführen, wurden von Photowatt über einen längeren Zeitraum hinweg Produktionszellen gesammelt und Gruppen von Zellen aus vier typischen Bereichen der Häufigkeitsverteilung für weitere Untersuchungen zur Verfügung gestellt:

- Zellen mit hohem Wirkungsgrad,
- durchschnittliche Zellen,
- Zellen mit niedrigem Wirkungsgrad, jedoch keine Ausschußzellen sowie
- Ausschußzellen.

In Tabelle 8.5 ist eine Übersicht über die Zellparameter dieser vier Gruppen von Zellen gegeben.

Im Folgenden werden die ersten Ergebnisse der Untersuchungen an diesen Zellgruppen vorgestellt. Da das PORTRAIT Projekt noch bis 12/2004 läuft, sind diese zum jetzigen Zeitpunkt jedoch in keiner Weise abgeschlossen.

**Tabelle 8.5:** Durchschnittliche Werte und Standardabweichungen der Zellparameter für die vier von Photowatt gelieferten Gruppen von Zellen.

|                        | $V_{OC}$<br>[mV] | $\sigma_{V_{oc}}$<br>[mV] | $J_{SC}$<br>[mA/cm <sup>2</sup> ] | $\sigma_{J_{sc}}$<br>[mA/cm <sup>2</sup> ] | $FF$<br>[%] | $\sigma_{FF}$<br>[%] | $\eta$<br>[%] | $\sigma_{\eta}$<br>[%] |
|------------------------|------------------|---------------------------|-----------------------------------|--|-------------|----------------------|---------------|------------------------|
| hoher Wirkungsgrad     | 606.3            | 1.4                       | 31.9                              | 0.1  | 74.5        | 0.1                  | 14.4          | 0.1                    |
| durchschn. Zellen      | 593.6            | 4.0                       | 30.9                              | 0.2  | 72.8        | 2.3                  | 13.4          | 0.4                    |
| niedriger Wirkungsgrad | 581.7            | 7.6                       | 28.9                              | 0.6  | 72.4        | 1.9                  | 12.2          | 0.3                    |
| Ausschußzellen         | 576.0            | 8.6                       | 29.7                              | 0.7  | 53.3        | 4.0                  | 9.1           | 0.6                    |

### 8.4.1 Ausschußzellen

Die von Photowatt gelieferten Ausschußzellen haben alle einen erheblich reduzierten Füllfaktor aufgrund von Kurzschlüssen über den pn-Übergang oder von zu hohen Serienwiderständen. Dies ist bereits am Füllfaktor der Zellen, der im Schnitt nur bei gut 53% liegt, zu erkennen. Geht man von einer Zelle hohen Wirkungsgrads aus der Produktion von Photowatt mit einem Füllfaktor von 74.5% aus, so läßt sich allein aufgrund der gemessenen Serienwiderstände je nach Zelle eine Reduktion des Füllfaktors auf ca. 62% bis 66% erklären. Eine ähnliche Untersuchung mit den gemessenen Parallelwiderständen führt zu Füllfaktoren von 52% bis 70%. Da in allen Ausschußzellen sowohl hohe Serien- als auch niedrige Parallelwiderstände gemessen wurden, muß man die Kombination beider Effekte bei den einzelnen Zellen betrachten. Eine entsprechende Berechnung ergibt Füllfaktoren, die sogar unter 50% liegen können. Somit sind diese Zellen im Wesentlichen durch Serienwiderstandsverluste und Kurzschlüsse limitiert.

Ein weiterer Hinweis darauf, daß diese Zellen ohne die Kurzschlüsse und Serienwiderstandsverluste akzeptable Wirkungsgrade liefern könnten, ist in  $J_{SC}$  zu finden: Das durchschnittliche  $J_{SC}$  der Ausschußzellen liegt um  $0.8 \text{ mA/cm}^2$  höher (!) als das der Zellen mit niedrigem Wirkungsgrad, die jedoch in der Qualitätskontrolle noch akzeptiert wurden. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, daß die Zellen dieser Gruppe prinzipiell akzeptable Zellergebnisse liefern würden, wenn die Kurzschlüsse und der hohe Serienwiderstand vermieden werden könnten.

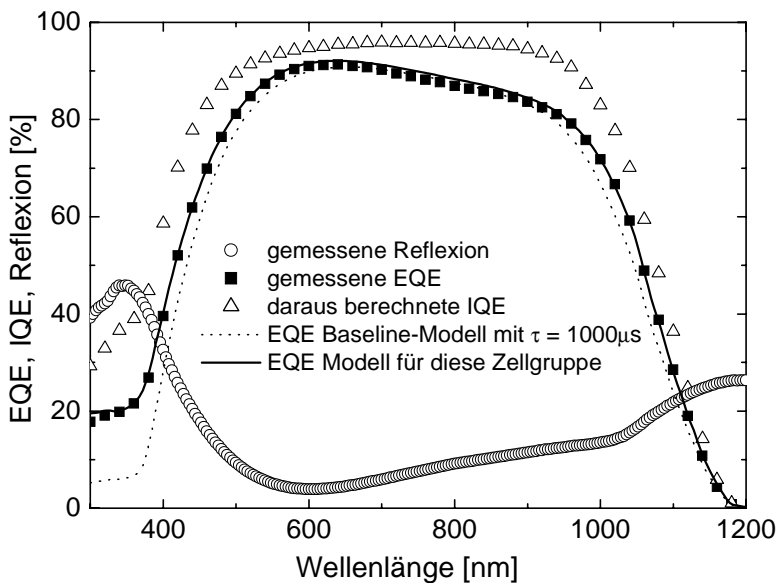
### 8.4.2 Zellen mit hohem Wirkungsgrad

Vergleicht man die mit dem Baseline-Modell für  $\tau_{bulk} = \infty$  berechneten Zellparameter (Tab. 8.2) mit den gemessenen Zellparametern der Zellen höchster Wirkungsgrade (siehe Tab. 8.5), so sind die gemessenen Werte für  $J_{SC}$  sowie für den Füllfaktor und somit auch den Wirkungsgrad höher als mit dem Baseline-Modell — selbst bei idealer Qualität des Ausgangsmaterials — verträglich ist. Es ist also wahrscheinlich, daß sich entweder zwischen der Erstellung des Baseline-Modells und der Produktion der Zellen der Gruppe mit den höchsten Wirkungsgraden entweder der Prozeß bei Photowatt verändert hat oder aber daß die höheren Wirkungsgrade der Zellen der in diesem Abschnitt untersuchten Gruppe nicht nur auf eine bessere Materialqualität im Volumen sondern auch auf (positive) Schwankungen oder Veränderungen im Zellprozeß relativ zu den für das Baseline-Modell charakterisierten Zellen zurückzuführen sind.

Abb. 8.3 zeigt die an einer repräsentativen Zelle aus der Gruppe mit hohem Wirkungsgrad gemessene externe Quanteneffizienz und Reflexion sowie die daraus berechnete interne Quanteneffizienz. Vergleicht man die gemessene  $EQE$  und die mit dem Baseline-Modell für  $\tau_{bulk} = 1000 \text{ } \mu\text{s}$  simulierte  $EQE$ , so sieht man, daß die  $EQE$  der besten Zellen sowohl im Bereich kleiner als auch großer Wellenlängen höher ist als die mit dem Baseline-Modell simulierte Quanteneffizienz, wohingegen im mittleren Wellenlängenbereich sehr gute Übereinstimmung besteht. Es muß also gefolgert werden, daß bei den besten Zellen sowohl im Bereich Emitter/Vorderseite als auch im Bereich Basislebensdauer/Rückseite eine Verbesserung stattgefunden hat. Da in der in Abbildung 8.3 dargestellten Simulation die Lebensdauer jedoch bereits mit  $1000 \text{ } \mu\text{s}$  angenommen wurde und Unterschiede in einem Wellenlängenbereich von unter  $1000 \text{ nm}$  auch nicht durch veränderte interne Reflexionen erklärt werden können, kann hieraus unmittelbar gefolgert werden, daß in diesen Zellen eine niedrigere Rekombinationsgeschwindigkeit an der Zellrückseite vorliegt als im Baseline-Modell angenommen wurde. Durch eine Anpassung des Modells an die gemessene externe Quanteneffizienz lassen sich die Änderungen quantifizieren. Man findet, daß sich diese Zellgruppe am besten mit einer Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit von  $S_{back} = 470 \text{ cm/s}$  beschreiben läßt. Im kurzwelligen Teil der externen Quanteneffizienz ist eine Beschreibung möglich, wenn man eine leicht verringerte Rekombination an der Zellvorderseite ( $S_{front} = 2.2 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ ) annimmt. Eine deutliche Änderung der Dotierung oder des Profils des Emitters scheint nicht stattgefunden zu haben.

Die an dieser Zelle lokal gemessene Reflexion ist deutlich verschieden von der im Baseline-Modell angenommenen. So ist das Minimum der Reflexion bei der in Abb. 8.3 gezeigten Messung relativ zum Baseline-Modell zu kleinen Wellenlängen hin verschoben, und der Anstieg der Reflexion im langwelligen Bereich ist deutlich schwächer. Dies ist ein typisches Zeichen für eine stärkere Textur, als im Baseline-Modell angenommen wurde. Da Reflexionsmessungen zur Zeit jedoch stets punktuell erfolgen, ist unklar, ob dies nur auf die spezielle Wahl der Punkte zur Reflexions- und Quanteneffizienzmessung zurückzuführen ist oder ob die Zellen mit hohem Wirkungsgrad

tatsächlich eine bessere Texturierung der Zelloberfläche aufweisen. Aufklärung hierüber könnte eine integrale oder ortsaufgelöste Messung der diffusen und direkten Reflexion der Zellen bringen, jedoch steht zur Zeit am Fraunhofer ISE keine entsprechende Apparatur zur Verfügung. Für eine ortsaufgelöste Messung der Gesamtreflexion wäre der Einsatz einer leicht modifizierten SR-LBIC-Apparatur denkbar: Mit einem SR-LBIC-System, das neben der direkten auch die diffuse Reflexion mißt, könnte durch den Einbau von ein oder zwei Dioden, die bei sehr kurzen Wellenlängen abstrahlen (z.B. 400 nm und 600 nm Wellenlänge), eine ortsaufgelöste Messung der Reflexion bei vier oder fünf verschiedenen Wellenlängen, die über einen relativ großen Wellenlängenbereich (z.B. von 400 nm bis 900 nm) verteilt sind, durchgeführt werden. Aus diesen Messungen könnte dann ortsaufgelöst eine Abschätzung der Lage des Minimums der Reflexion sowie des Anstiegs hin zu großen Wellenlängen und somit des Grads der Rauigkeit bzw. Textur der Zelloberfläche erfolgen.



**Abbildung 8.3:** Gemessene Quanteneffizienz und Reflexion einer Zelle aus der Gruppe der Solarzellen mit den höchsten Wirkungsgraden. Zum Vergleich sind die simulierten externen Quanteneffizienzen für das Baseline-Modell mit  $\tau_{bulk} = 1000 \mu s$  und das Zellmodell für die Gruppe von Zellen höchster Wirkungsgrade eingezeichnet.

### 8.4.3 Durchschnittliche Zellen

Die von Photowatt gelieferten durchschnittlichen Produktionszellen weisen einen Zellwirkungsgrad auf, der um nur ca. 0.1% bis 0.3% (absolut) über dem der Zellen liegt, die für das Baseline-Modell verwendet wurden. Anhand der Zellparameter kann jedoch festgestellt werden, daß die neuen Zellen einen um ca. 1% bis 2% (relativ) höheren Kurzschlußstrom und ein um ca. 0.5% niedrigeres  $V_{OC}$  aufweisen, als die für das Baseline-Modell verwendeten Zellen. Es erscheint also durchaus möglich, daß eine leichte Veränderung in den Eigenschaften der durchschnittlichen Solarzellen stattgefunden hat, jedoch sind die beobachteten Schwankungen so gering, daß sie sowohl im Rahmen der Meßunsicherheit liegen als auch temporären Fluktuationen im Zellprozeß entsprechen können.

Es wurde an mehreren Punkten auf drei Zellen die Quanteneffizienz und die Reflexion gemessen. Ein Vergleich der auf Körnern mit hoher elektrischer Materialqualität gemessenen internen Quanteneffizienzen mit Messungen auf vergleichbaren Körnern der für das Baseline-Modell verwendeten Solarzellen zeigt, daß sehr ähnliche elektrische Parameter und nur eine leichte Verschiebung der Absolutwerte der  $EQE$  vorliegen. Nur eine Zelle zeigt im langwelligen Bereich deutlich

höhere Quantenausbeuten als im Baseline-Modell simuliert und bei den anderen Zellen dieser Gruppe beobachtet wurden. Da in den betrachteten Bereichen  $\tau_{bulk}$  bereits groß ist, spricht dies dafür, daß diese Zelle, ähnlich wie die im letzten Kapitel behandelten Zellen mit hohem Wirkungsgrad, eine niedrigere Rekombinationsgeschwindigkeit an der Zellrückseite aufweist.

Wesentlich größere Unterschiede als in der internen Quanteneffizienz und somit den elektrischen Zellparametern sind in der Reflexion an der Zellvorderseite und somit in der Optik der Zelle zu finden. Die gefundenen Unterschiede beruhen wahrscheinlich wiederum im Wesentlichen auf einer unterschiedlich starken Textur der Oberfläche. Relativ zum Baseline-Modell wurden bei einer Reihe von Meßpunkten erhebliche Unterschiede gefunden, wohingegen die gemessene Reflexion bei einigen Meßpunkten sehr gut mit der im Baseline-Modell ermittelten übereinstimmt. Für eine quantitative Beurteilung, ob in der Lichteinkoppelung ein deutlicher Unterschied zwischen den Zellen dieser Gruppe und dem Baseline-Modell vorliegt, wäre wiederum eine integrale oder orts aufgelöste Messung der Gesamtreflexion notwendig. Vorschläge, wie dies experimentell realisiert werden könnte, wurden bereits in Kapitel 8.4.2 gemacht.

#### 8.4.4 Zellen mit niedrigem Wirkungsgrad

Die Gruppe der Zellen mit niedrigem Wirkungsgrad, die jedoch keine Ausschußzellen darstellen, soll erst im letzten Jahr des PORTRAIT Projekts detailliert untersucht werden. Anhand der Zelldaten der einzelnen Zellgruppen können jedoch im Folgenden schon erste wichtige Aussagen bezüglich der Ursachen für die reduzierten Zellparameter gemacht werden.

Ausgehend vom Zellmodell für die Gruppe der Zellen mit den höchsten Wirkungsgraden wurde der durchschnittlich gemessene Dunkelsättigungsstrom  $J_{01}$  betrachtet und untersucht, inwieweit dieser bereits für die Verschlechterung der einzelnen Zellgruppen verantwortlich ist. Die Zellparameter wurden weitgehend aus Kapitel 8.4.2 übernommen, jedoch wurde zur Anpassung des Füllfaktors und von  $V_{OC}$  noch eine Shunt-Diode mit  $J_0 = 5 \cdot 10^{-7} \text{ mA/cm}^2$  und  $n = 1.4$  eingeführt. Zur Begründung eines Idealitätsfaktors von 1.4 bei multikristallinem Silizium siehe Kapitel 2.5.1 und 7.4.4. Da im Folgenden nur *relative* Änderungen der Zellparameter betrachtet werden sollen, ist der Absolutbetrag dieser Parameter jedoch nebensächlich.

Mit dem beschriebenen Zellmodell wurden die durchschnittlichen Zellparameter der besten Solarzellen modelliert. Die gefundene Volumenlebensdauer wird mit Gleichung 2.35 in einen Diodesättigungsstrom umgerechnet und dieser mit dem gemessenen  $J_{01}$  verglichen. Hieraus ergibt sich der Beitrag des (optimal prozessierten) Emitters und der Oberflächen zu  $J_{01}$ . Der Vergleich mit den gemessenen durchschnittlichen Dunkelsättigungsströmen  $J_{01}$  der anderen Zellgruppen liefert eine Änderung im Dunkelsättigungsstrom, die in eine hypothetische Änderung der Volumenlebensdauer umgerechnet werden kann. Wird das gleiche Zellmodell nun mit diesen Volumenlebensdauern durchgerechnet, so kann festgestellt werden, ob die Reduktion der Zellparameter allein oder im Wesentlichen mit der Änderung in  $J_{01}$  erklärt werden kann. Die Ergebnisse dieser Überlegung sind in Tabelle 8.6 zusammengefaßt.

Vergleicht man die simulierten und durchschnittlichen, gemessenen Zellparameter in Tabelle 8.6, so stellt man fest, daß die Reduktion im Kurzschlußstrom fast ausschließlich mit einer aus  $J_{01}$  extrahierten, hypothetischen Reduktion der Volumenlebensdauer erklärt werden kann. Bei  $V_{OC}$  bleibt eine gewisse, jedoch nicht sehr große Diskrepanz bestehen; die Verringerung des Füllfaktors bei den Zellen mit niedrigem und durchschnittlichem Wirkungsgrad kann mit diesem Modell

**Tabelle 8.6:** Modellierung des Beitrags von  $J_{01}$  zur Reduktion der Solarzellenparameter der einzelnen Zellgruppen von Photowatt.

|                        |           | $J_{01}$<br>[mA/cm <sup>2</sup> ] | $V_{OC}$<br>[mV] | $J_{SC}$<br>[mA/cm <sup>2</sup> ] | $FF$<br>[%] | $\eta$<br>[%] |
|------------------------|-----------|-----------------------------------|------------------|-----------------------------------|-------------|---------------|
| hoher Wirkungsgrad     | gemessen  | $1.56 \cdot 10^{-9}$              | 606.3            | 31.9                              | 74.5        | 14.4          |
|                        | simuliert | -                                 | 606.3            | 31.9                              | 73.9        | 14.3          |
| durchschn. Zellen      | gemessen  | $2.18 \cdot 10^{-9}$              | 593.6            | 30.9                              | 72.8        | 13.4          |
|                        | simuliert | -                                 | 599.0            | 30.9                              | 74.5        | 13.8          |
| niedriger Wirkungsgrad | gemessen  | $3.69 \cdot 10^{-9}$              | 581.7            | 28.9                              | 72.4        | 12.2          |
|                        | simuliert | -                                 | 586.2            | 29.1                              | 74.4        | 12.7          |

nicht erklärt werden. Eine Reduktion der Materialqualität und somit der Volumenlebensdauer ist stets auch mit einer Reduktion der Materialqualität in der Raumladungszone verbunden. Dies kann auch zu einer erhöhten Rekombination in der Raumladungszone führen. Mit einer Erhöhung von  $J_{01}$  aufgrund von Volumenrekombination kann somit auch eine Steigerung von  $J_{02}$  verbunden sein (siehe Kap. 8.3.2). Da  $J_{02}$  einen starken Einfluß auf den Füllfaktor und einen geringeren Einfluß auf  $V_{OC}$ , jedoch quasi keine Auswirkungen auf  $J_{SC}$  hat, ist eine Berücksichtigung der Schädigung der Raumladungszone zusammen mit den gemessenen Unterschieden in  $J_{01}$  möglicherweise hinreichend, um die gemessenen Unterschiede in den Zellparametern vollständig zu erklären.

Es muß jedoch betont werden, daß  $J_{01}$  ein Parameter ist, auf den neben der Volumenlebensdauer auch noch der Emitter und die Rekombination an den beiden Zelloberflächen einen erheblichen Einfluß haben. Neben der Hypothese, daß eine verringerte Volumenlebensdauer Ursache der relativ zu den besten Zellen reduzierten Zellparameter der Gruppen mit mittleren und niedrigen Wirkungsgraden ist, kann selbstverständlich auch Rekombination im Emitter und an den Oberflächen als Ursache nicht ausgeschlossen werden. So war z.B. im Vergleich der besten Zellen mit dem Baseline-Modell neben der Volumenlebensdauer auch die Rekombination an den beiden Zelloberflächen wesentlich für die gefundene Variation der Zellparameter verantwortlich. Die Tatsache, daß die Unterschiede in den Zellparametern fast ausschließlich durch  $J_{01}$  und eine Rekombination in der Raumladungszone erklärt werden können, zeigt jedoch, daß die Häufigkeitsverteilung der Zellen, die nicht zum Ausschuß zählen, im Wesentlichen aus Schwankungen der elektrischen Parameter des Halbleiters, und nicht aus optischen Unterschieden oder Verlusten im Serien- bzw. Parallelwiderstand resultieren.

Um den realen Anteil der Volumenlebensdauer an den beobachteten Unterschieden in den Solarzellenparametern zu bestimmen, müßten SR-LBIC-Messungen zur orts aufgelösten Bestimmung der Volumendiffusionslänge durchgeführt werden. Auf diese könnte dann das Klassenmodell angewendet werden und mit den sich daraus ergebenden gemittelten Lebensdauern und dem Baseline-Modell der Anteil der Volumenlebensdauer an der Reduktion der Zellparameter untersucht werden. Leider konnte dies für die vorliegenden Zellen nicht durchgeführt werden, da zur Zeit am Fraunhofer ISE keine quantitativ zuverlässigen SR-LBIC-Messungen an alkalisch geätzten multikristallinen Solarzellen möglich sind. Mit einer In-Line-Prozesskontrolle mittels CDI oder einer großflächig messenden QSSPC könnte eine ähnliche Untersuchung bereits während des Solarzellenprozesses durchgeführt werden und nicht erst nach Fertigstellung der Solarzellen am Prozeßende.

Eine LBIC-Messung bei kurzen Wellenlängen könnte Inhomogenitäten in der Quantenausbeute im Emitter der Solarzelle bzw. Schwankungen in der Rekombinationsgeschwindigkeit an der Zellvorderseite aufzeigen. Somit würde eine LBIC-Messung mit kurzweilliger Anregung und eine SR-LBIC-Messung eine Quantifizierung des Einflusses von Vorderseite und Emitter einerseits sowie Volumenlebensdauer und Rückseite andererseits auf  $J_{01}$  und die Zellparameter ermöglichen und so oben durchgeführte globale Untersuchung anhand von  $J_{01}$  wesentlich verfeinern.

## 8.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der Zellprozeß von Photowatt eingehend untersucht. Es wurde ein Baseline-Modell für durchschnittliche Produktionszellen erstellt. Die hierfür notwendigen Zellparameter sind in Tabelle 8.3 zusammengestellt.

Es wurden vier Gruppen von Solarzellen aus verschiedenen Bereichen der Häufigkeitsverteilung der Zellwirkungsgrade untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß die Zellen mit den höchsten Wirkungsgraden gegenüber den durchschnittlichen Produktionszellen vor allem in den Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten und der Volumenlebensdauer besser sind. Der Emitter scheint annähernd unverändert zu sein. Ob eine deutliche Verbesserung der Lichteinkoppelung erreicht wurde, kann mit den momentanen experimentellen Möglichkeiten nicht bestimmt werden, erscheint anhand von integralen Messungen aber eher unwahrscheinlich. Vorschläge zur apparativen Verbesserung im Hinblick auf diese und ähnliche Fragestellungen wurden diskutiert.

Die Zellen mit niedrigen, aber noch akzeptablen Wirkungsgraden weisen ebenfalls vor allem eine Reduktion der elektrischen Parameter auf. Ob die Ursache hierfür primär in der Rekombination an den Oberflächen, in der Basis oder im Emitter zu suchen ist, konnte aufgrund von zur Zeit nicht zur Verfügung stehenden Meßverfahren noch nicht exakt ermittelt werden. Jedoch konnte gezeigt werden, daß bei diesen Zellen die Reduktion der Zellparameter zum weitaus größten Teil weder auf eine zu schlechte optische Lichteinkopplung noch auf inakzeptable Werte von  $R_S$  und  $R_P$  zurückzuführen ist.

Im Gegensatz dazu konnte bei allen Ausschufzellen ein zu hoher Serienwiderstand, ein zu niedriger Parallelwiderstand oder eine Kombination von beiden als Ursache für die niedrigen Zellparameter identifiziert werden.



## Kapitel 9

# Zusammenfassung und Ausblick

*In dieser Arbeit wurden orts aufgelöste schnelle Charakterisierungsmethoden für Solarzellen und ihre Vorstufen entwickelt. Bei den entwickelten Meßmethoden für Lebensdauertopographien (CDI) und Emitterschichtwiderstandstopographien (SRI) ist ein Einsatz zur In-Line-Prozeßkontrolle denkbar. Die Meßtechniken der Hell- und Dunkel-Thermographie sind dagegen eher prozeßbegleitend einzusetzen und können wichtige Aufschlüsse über Verlustmechanismen und die laterale Verteilung von Leistungsverlusten in Solarzellen liefern. Ferner wurden in dieser Arbeit Simulationswerkzeuge entwickelt, die es ermöglichen, die großen Daten- und Informationsmengen, die bei orts aufgelösten Messungen gesammelt werden, mit einfachen Methoden schnell zu verarbeiten.*

### **Simulationswerkzeuge**

Das in dieser Arbeit entwickelte „Klassenmodell“ ermöglicht es, die Häufigkeitsverteilung der lateralen Verteilung eines Parameters, wie z.B. der Ladungsträgerlebensdauer, in eine eindimensionale Simulation einzubringen. Dies geschieht über die Berechnung eines geeignet gewichteten Mittelwerts der einzelnen Meßwerte. Es wurde gezeigt, daß insbesondere für Lebensdauer- oder Diffusionslängenverteilungen das Klassenmodell in der Lage ist, den Einfluß einer inhomogenen Materialqualität vollständig in eine eindimensionale Solarzellensimulation zu übertragen. Mithilfe des Klassenmodells können so in vielen Fällen aufwendige mehrdimensionale Halbleitersimulationen vermieden und trotzdem die Inhomogenität wichtiger Parameter in der Solarzellensimulation berücksichtigt werden. Für Parameter wie z.B. den Parallelwiderstand  $R_P$ , bei denen die Lage relativ zur Vorderseitenmetallisierung der Solarzelle die entscheidende orts aufgelöste Information enthält, wurde der Netzwerksimulator CIRCUS entwickelt, der einzelne Elementardioden mit einem Widerstandsnetzwerk verschaltet. Im Rahmen eines von der EU geförderten Forschungsprojekts werden das Klassenmodell und der Netzwerksimulator CIRCUS zur Zeit zu einem industriellen Anforderungen entsprechenden Softwarepaket weiterentwickelt.

### **Thermographische Messung von Verlusten in Solarzellen**

Die Methode der Dunkel-Thermographie stellt eine sehr wertvolle Charakterisierungsmethode zur Lokalisierung von Verlustströmen in Solarzellen dar. Ein entsprechender Meßplatz nach dem von Breitenstein und Langenkamp vorgeschlagenen Verfahren [BL03] wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut. Nachteil der Dunkel-Thermographie ist jedoch, daß die Messung an einer un-

beleuchteten Solarzelle mit elektrischer Anregung erfolgt. Da sich Dunkel- und Hellstrompfade in Solarzellen deutlich unterscheiden können, geben die Messungen häufig kein realistisches Bild des Einflusses verschiedener Verlustmechanismen in der Solarzelle wieder. Deshalb wurde in dieser Arbeit die Dunkel-Thermographie zur Hell-Thermographie weiterentwickelt. Bei der Hell-Thermographie wird anstelle der elektrischen Anregung eine modulierte Beleuchtung verwendet. Mit dieser Methode ist es möglich, ein direktes Verlustleistungsbild der untersuchten Solarzelle am Arbeitspunkt zu erzeugen, so daß eine realistische Bewertung der räumlichen Verteilung der Verlustleistungen und ein Vergleich des Einflusses der verschiedenen Verlustmechanismen auf das Solarzellenergebnis möglich ist.

Durch die Messung am Arbeitspunkt und eine gegenüber der Dunkel-Thermographie um mindestens einen Faktor 10 erhöhte Sensitivität ist es mit der Hell-Thermographie erstmals möglich, die Verlustleistungen an einzelnen Korngrenzen in multikristallinen Solarzellen thermographisch zu untersuchen.

Als weitere Entwicklung im Bereich der Lock-In-Thermographie sind in Zukunft die Ausnutzung des weiteren Potentials in der Prozeßkontrolle und im Verständnis von Verlustprozessen in Solarzellen von großem Interesse. Es bietet sich hier insbesondere die systematische Untersuchung der Verlustleistungen an Korngrenzen und die Verfeinerung der Analyse von Serienwiderständen an.

### Lebensdauermessungen mit CDI

Mit der Methode des Carrier Density Imaging (CDI) wurde erstmals die Möglichkeit geschaffen, die Lebensdauerphotographie an quasi allen für die Photovoltaik interessanten Siliziumscheiben mit guter Ortsauflösung zu messen, ohne auf ein aufwendiges Abrastern der Probe zurückgreifen zu müssen. Somit wurden die Meßzeiten um mindestens einen Faktor 100 gegenüber herkömmlichen Methoden gesenkt. Weitere Vorteile der CDI sind die berührungslose Messung der absoluten Lebensdauer unter Niedereinjektionsbedingungen. CDI kann entweder im Absorptions-Modus oder aber als Emissions-CDI betrieben werden. Letztere Methode ermöglicht über eine moderate Erhöhung der Proben temperatur eine erhebliche Steigerung der Stärke des Meßsignals, durch die eine weitere Verkürzung der Meßzeit möglich wird. Damit sind Meßzeiten realisiert worden, die die CDI an die Grenzen der Fähigkeit zu einer In-Line-Prozeßkontrolle bringen. Eine andere Möglichkeit zur Reduktion der Meßzeit stellt die Flash-CDI dar, bei der anstelle des Halbleiterlasers ein Blitz zur Beleuchtung der Probe verwendet wird. Mit dieser Methode wurden im Rahmen dieser Arbeit Meßzeiten von unter 100 *ms* realisiert.

Ein Einsatz der CDI zur In-Line-Prozeßkontrolle erscheint prinzipiell möglich, jedoch steht die CDI hier in Konkurrenz zur Quasi Steady State Photoconductance (QSSPC). Erste Untersuchungen zur Korrelation von CDI-Messungen nach Emitterdiffusion mit Solarzellenergebnissen wurden in Kapitel 7.3 vorgestellt und sehen vielversprechend aus. Ob die Vorteile der orts aufgelösten Messung die relativ zur QSSPC höheren Investitionskosten in einer industriellen Umgebung aufwiegen, können erst weitere Untersuchungen und Tests in der Industrie zeigen.

Für die weitere Entwicklung der CDI sind zwei Hauptschwerpunkte absehbar. Auf der einen Seite ist die Entwicklung hin zu einem für die In-Line-Prozeßkontrolle tauglichen Prototypen kombiniert mit einer weiteren Untersuchung der Aussagekraft von CDI-Messungen an verschiedenen Punkten im Solarzellenprozeß notwendig; auf der anderen Seite ist es aus wissenschaftlicher Sicht von großem Interesse, die Emissions-CDI so weiterzuentwickeln, daß eine orts aufgelöste,

temperaturabhängige Lebensdauerspektroskopie ähnlich der Methode der TDLS (Temperature Dependent Lifetime Spectroscopy) möglich wird.

### Schichtwiderstandsmessungen mit SRI

Der gleiche Meßaufbau, der auch zur CDI-Messung verwendet wird, kann unter modifizierten Meßbedingungen zur Untersuchung des Emitterschichtwiderstands  $R_{Sh}$  verwendet werden. Eine entsprechende Methode (Sheet Resistance Imaging - SRI) wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Im Gegensatz zur 4-Spitzen-Messung, die zur Zeit die Standardmethode zur Bestimmung von  $R_{Sh}$  darstellt, ist SRI eine kontaktlose Messung mit Meßzeiten von wenigen Sekunden. Auch hier ist, wie bei der CDI, eine gute Ortsauflösung von z.B.  $350 \mu m$  bei  $100 \times 100 mm^2$  großen Proben ohne zeitaufwendiges Abrastern der Probe erreichbar. Als rein optische Methode eignet sich SRI hervorragend zur Untersuchung von sehr kleinräumigen Schichtwiderstandsänderungen, wie sie z.B. bei selektiven Emitttern vorliegen.

Für einen In-Line-Einsatz erfüllt SRI bereits wichtige Voraussetzungen. Eine weitere Reduktion der Meßzeit bis unter 1 bis 3 s sollte kein wesentliches Problem darstellen. Jedoch werden zur Zeit noch Referenzmessungen benötigt, die einem In-Line-Einsatz entgegenstehen. Ob diese Einschränkungen überwunden werden können, müssen weitere Forschungsarbeiten zeigen. Vorschläge für mögliche Vorgehensweisen wurden in Kapitel 6.3.3 gemacht.

### Anwendungen in der Materialuntersuchung und der Simulation von Solarzellen

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Simulationswerkzeuge und Charakterisierungsmethoden wurden auf eine Vielzahl von Untersuchungen in der Materialentwicklung von multikristallinem Silizium und der Modellierung von Solarzellenergebnissen angewendet. Insbesondere konnte durch Anwendung des Klassenmodells die Abhängigkeit des Wirkungsgrads der Solarzellen vom Abstand der Ausgangsscheibe vom Tiegelboden bei blockgegossenem multikristallinem Silizium simuliert und so wichtige Informationen über den verwertbaren Anteil eines Siliziumblocks gesammelt werden. Ferner wurde der Einfluß verschiedener Bedingungen bei der Phosphordiffusion auf die Lebensdauer von multikristallinen Scheiben untersucht. Mithilfe des Klassenmodells konnte aus den sich widersprechenden Anforderungen für Bereiche hoher und niedriger Lebensdauer ein Optimum der Diffusionstemperatur ermittelt werden.

Abschließend wurde noch ein industrieller Solarzellenprozeß auf multikristallinem Ausgangsmaterial untersucht. Es wurde ein Baseline-Modell des Prozesses erstellt und erste Untersuchungen zu den Ursachen für vom Mittelwert abweichenden Solarzellen relativ hoher und niedriger Wirkungsgrade durchgeführt.

Zukünftig könnte ein vertieftes Verständnis von multikristallinem Material aus der Kombination einer ortsaufgelösten Messung der Verlustleistungen mit Hell-Thermographie, der Lebensdauer mit CDI, der lokal dominanten Defektniveaus mit einer temperaturabhängigen Emissions-CDI und der Versetzungsdichte entstehen. Bei der Charakterisierung von industriellen Solarzellenprozessen und ihrer Schwankungen könnte der Einsatz der Hell-Thermographie zur Lokalisierung der Verlustleistungen und die Entwicklung der in Kapitel 8.4.2 vorgeschlagenen Methoden zur Reflexionsmessung einen weiteren wichtigen Impuls geben.



# Abbildungsverzeichnis

|      |   |    |
|------|---|----|
| 2.1  | Elektron-Loch-Paar-Bildung . . . . .  | 4  |
| 2.2  | Schema der SRH-Rekombination . . . . .  | 7  |
| 2.3  | Injektions- und Temperaturabhängigkeit von Lebensdauern . . . . .                                   | 10 |
| 2.4  | $k_{FCA}(N_{Dop})$ -Fit mit verschiedenen Modellen . . . . .  | 16 |
| 2.5  | Korrekturfaktor für lineares $k_{FCA}(N_{Dop})$ -Modell . . . . .                                   | 17 |
| 2.6  | Abhängigkeit der optischen Dichte von Silizium von der freien Ladungsträgerdichte . . . . .         | 18 |
| 2.7  | Schema einer einfachen und einer hocheffizienten Solarzelle . . . . .                               | 19 |
| 2.8  | Ersatzschaltbild des Zweiodenmodells . . . . .  | 20 |
| 2.9  | Abhängigkeit der IQE von Material- und Zellparametern . . . . .                                     | 21 |
| 2.10 | Skizze zu Hell- und Dunkelstrompfaden . . . . .   | 27 |
| 3.1  | Flußdiagramm eines Simulationsablaufs . . . . .   | 30 |
| 3.2  | In CIRCUS implementiertes Widerstandsnetzwerk . . . . .   | 32 |
| 3.3  | Ablaufschema von CIRCUS-Simulationen . . . . .  | 33 |
| 3.4  | Elektronenstromdichte in einer Solarzelle mit einem Shunt . . . . .                                 | 34 |
| 3.5  | Symmetrieelement zur Untersuchung von Lebensdauerverteilungen . . . . .                             | 34 |
| 3.6  | Vergleich von 2D DESSIS-Simulation und Netzwerksimulation für $\tau_{bulk}$ -Verteilungen . . . . . | 35 |
| 3.7  | Primäre Reflexion und Escape . . . . .  | 35 |
| 3.8  | Ersatzschaltbild Klassenmodell . . . . .  | 37 |
| 3.9  | Validierung des Klassenmodells für $R_{Sh}$ : $J_{SC}$ und $V_{OC}$ . . . . .                       | 41 |
| 3.10 | Validierung des Klassenmodells für $R_{Sh}$ : $FF$ . . . . .  | 41 |
| 3.11 | Wichtungsfunktionen für $R_{Sh}$ . . . . .  | 42 |
| 3.12 | Abhängigkeit des Kurzschlußstroms von $\tau_{bulk}$ . . . . .                                       | 43 |
| 3.13 | Test verschiedener Wichtungsfunktionen für $L_{bulk}$ . . . . .                                     | 45 |
| 3.14 | Simulierte Zellergebnisse für $\tau_{bulk}$ -Streifenmodell . . . . .                               | 48 |
| 3.15 | $\Delta n(x)$ im $\tau_{bulk}$ -Streifenmodell . . . . .  | 49 |
| 3.16 | Simuliertes $J_{SC}$ und $V_{OC}$ für $\tau_{bulk}$ -Streifenmodell . . . . .                       | 50 |

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 3.17 | Einfluß der Shuntposition auf den $FF$ . . . . .                                       | 51  |
| 3.18 | Häufigkeitsverteilung von $R_{Sh}$ . . . . .   | 52  |
| 3.19 | Einfluß der $L_{bulk}$ -Verteilungsbreite auf die Zellparameter . . . . .              | 53  |
| 3.20 | Abhängigkeit des Kurzschlußstroms von der $L_{bulk}$ -Verteilung . . . . .             | 54  |
| 4.1  | Prinzip der Spiegelquellen . . . . .   | 60  |
| 4.2  | Kelvinfunktionen . . . . .   | 61  |
| 4.3  | Skizze des Dunkel-Thermographie-Meßplatzes . . . . .                                   | 64  |
| 4.4  | Fourierzerlegung des Rechtecksignals . . . . .   | 65  |
| 4.5  | Spiegelquellen bei Shunts am Rand der Solarzelle . . . . .                             | 67  |
| 4.6  | Dunkel-Thermographie-Bild der Industriezelle 5 . . . . .                               | 69  |
| 4.7  | Dunkel-Thermographie-Bilder der Industriezellen 8 und 15 . . . . .                     | 70  |
| 4.8  | Thermogramme einer Dünnschichtprobe mit laborüblichem Solarzellenprozeß . . . . .      | 71  |
| 4.9  | Thermogramme einer Dünnschichtprobe mit industriellem Solarzellenprozeß . . . . .      | 72  |
| 4.10 | Skizze des Hell-Thermographie-Meßplatzes . . . . .                                     | 73  |
| 4.11 | Verlustmechanismen bei der Hell-Thermographie . . . . .                                | 76  |
| 4.12 | Frequenzabhängigkeit der Hell-Thermographie-Messung . . . . .                          | 78  |
| 4.13 | $\eta(V)$ -Kurve, gemessen mit Hell-Thermographie . . . . .                            | 81  |
| 4.14 | $R_{Sh}$ -Analyse an Cz-Zelle 1 . . . . .  | 82  |
| 4.15 | Hell-Thermographie: Serienwiderstandsverluste im Bus . . . . .                         | 83  |
| 4.16 | $L_{eff}$ -Topographie von Cz-Zelle 1 . . . . .  | 84  |
| 4.17 | Vergleich von Hell- und Dunkel-Thermographie . . . . .                                 | 85  |
| 4.18 | Untersuchung von Verlustleistungen an Korngrenzen mittels Hell-Thermographie . . . . . | 87  |
| 4.19 | $-90^\circ$ Bild der mc-Zelle 3 bei $V_{MPP}$ . . . . .                                | 88  |
| 4.20 | LBIC- und Hell-Thermographie-Messung an mc-Zelle 2 . . . . .                           | 90  |
| 4.21 | Hell-Thermographie-Messung an Probe nach Messung mit dem CoreScanner . . . . .         | 90  |
| 4.22 | Hell-Thermographie-Messung an FZ-Zelle 1 . . . . .                                     | 91  |
| 5.1  | Schema des Elymat-Meßplatzes . . . . .   | 96  |
| 5.2  | Prinzipskizze der SPV . . . . .  | 97  |
| 5.3  | Prinzipskizze der SR-LBIC . . . . .  | 99  |
| 5.4  | Bestimmung von $L_{eff}$ aus SR-LBIC-Messungen . . . . .                               | 100 |
| 5.5  | Trennung von $L_{bulk}$ und $L_{eff}$ bei Standardzellen . . . . .                     | 104 |
| 5.6  | Trennung von $L_{bulk}$ und $L_{eff}$ bei dünnen Zellen . . . . .                      | 105 |
| 5.7  | $L_{bulk}$ -Topographie einer $140 \mu m$ dicken Solarzelle . . . . .                  | 105 |
| 5.8  | Schema eines MW-PCD-Meßsystems . . . . .   | 107 |

|      |   |     |
|------|---|-----|
| 5.9  | Prinzipskizze der MFCA . . . . .  | 110 |
| 5.10 | Schemaskizze des CDI-Meßplatzes . . . . .   | 112 |
| 5.11 | Abbildung des CDI- und Thermographie-Systems . . . . .                              | 114 |
| 5.12 | Erhöhung der Empfindlichkeit durch Lock-In . . . . .                                | 115 |
| 5.13 | Zeitliche Änderungen während einer Lock-In-Periode . . . . .                        | 115 |
| 5.14 | Abhängigkeit des CDI-Signals von der Phase . . . . .                                | 116 |
| 5.15 | Kalibriergerade für die CDI . . . . .   | 117 |
| 5.16 | Vergleich von QSSPC und CDI . . . . .   | 119 |
| 5.17 | Homogenität der Oberflächenpassivierung . . . . .                                   | 120 |
| 5.18 | Lebensdauervergleich an Probe F240 . . . . .  | 121 |
| 5.19 | CDI-Messung an diffundierter Probe . . . . .  | 123 |
| 5.20 | CDI-Messung an as-cut Wafer . . . . .   | 124 |
| 5.21 | Häufigkeitsverteilung von $\tau_{eff}$ bei drei Scheiben Ausgangsmaterial . . . . . | 125 |
| 5.22 | Variation der Hintergrundtemperatur . . . . .                                       | 128 |
| 5.23 | Variation der Proben temperatur . . . . .   | 129 |
| 5.24 | Vergleich Emissions- und Absorptions-CDI . . . . .                                  | 131 |
| 5.25 | Statistisches Verfahren zur CDI-Auswertung . . . . .                                | 132 |
| 5.26 | Reduktion der Meßzeit durch Erhöhung der Proben temperatur . . . . .                | 133 |
| 5.27 | Emissions-CDI bei 1 s Meßzeit . . . . .   | 134 |
| 5.28 | Linescan: Emissions-CDI bei 1 s . . . . .   | 135 |
| 5.29 | Vergleich: Flash-CDI und Standard-CDI . . . . .                                     | 136 |
| 5.30 | Identifikation einer Verunreinigungsquelle mit CDI . . . . .                        | 137 |
| 5.31 | Nachweis von Prozeßinhomogenitäten mit CDI . . . . .                                | 138 |
| 6.1  | Wenner-Anordnung . . . . .  | 142 |
| 6.2  | Schema des Aufbaus zur SRI-Messung . . . . .  | 144 |
| 6.3  | Kalibriergerade für SRI . . . . .   | 149 |
| 6.4  | Einfluß des Emitterprofils auf SRI . . . . .  | 151 |
| 6.5  | Vergleich der Kalibrierungen für SRI . . . . .                                      | 152 |
| 6.6  | Vergleich von 4-Spitzen-Methode und SRI . . . . .                                   | 153 |
| 6.7  | Linescans von $R_{Sh}$ an Probe 12 aus Charge 37 . . . . .                          | 154 |
| 6.8  | SRI-Messung an Probe nach mechanischem Abdünnen . . . . .                           | 155 |
| 6.9  | $R_{Sh}$ in Abhängigkeit von der Diffusionstemperatur . . . . .                     | 156 |
| 6.10 | Standardabweichung von $R_{Sh}$ nach Diffusion im Hubschnurofen . . . . .           | 157 |
| 6.11 | $R_{Sh}$ -Topographie von Probe 12 . . . . .  | 157 |

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 6.12 | $R_{Sh}$ -Topographie eines selektiven Emitters . . . . .                                  | 158 |
| 6.13 | $R_{Sh}$ von selektiven Emitttern . . . . .  | 159 |
| 6.14 | Simulationen zur Wenner-Anordnung . . . . .  | 160 |
| 7.1  | Bodenbereich vor und nach Emitterdiffusion . . . . .                                       | 167 |
| 7.2  | Diffusion bei zu hoher Temperatur . . . . .  | 170 |
| 7.3  | Häufigkeitsverteilung von $\tau_{bulk}$ nach verschiedenen Emitterdiffusionen . . . . .    | 171 |
| 7.4  | Abhängigkeit der Lebensdauer von der Diffusionstemperatur . . . . .                        | 173 |
| 7.5  | Lebensdauervertelungen des blockgegossenen Materials. . . . .                              | 177 |
| 7.6  | EQE einer Probe aus dem Bodenbereich . . . . .   | 178 |
| 7.7  | Position der Probe im Block . . . . .  | 180 |
| 7.8  | Vergleich von SR-LBIC und Dunkel-Thermographie . . . . .                                   | 181 |
| 7.9  | Vergleich von Linescans der Dunkel-Thermographie und der LBIC . . . . .                    | 182 |
| 7.10 | $\tau_{bulk}$ in Abhängigkeit vom Abstand zum Blockboden . . . . .                         | 183 |
| 7.11 | Blockhöhenabhängigkeit des Zellwirkungsgrads . . . . .                                     | 184 |
| 7.12 | Abb. 7.11 für verschiedene Zellkonzepte . . . . .  | 185 |
| 7.13 | Thermographisch gemessene Dunkelkennlinie . . . . .  | 186 |
| 7.14 | Dioden-Idealitätsfaktor . . . . .  | 187 |
| 7.15 | Degradation ausgesuchter Bereiche . . . . .  | 188 |
| 7.16 | Degradation gemessen mit QSSPC . . . . .   | 190 |
| 7.17 | CID-Defektdichte über normierter Gesamtdefektkonzentration . . . . .                       | 191 |
| 7.18 | Linescan der $O_i$ -Konzentration . . . . .  | 192 |
| 7.19 | Degradation der Zellparameter in multikristallinen Zellen . . . . .                        | 193 |
| 7.20 | Prozessierungsschema . . . . .   | 194 |
| 7.21 | Shuntpositionen relativ zur Metallisierung . . . . .                                       | 195 |
| 7.22 | $0^\circ$ Bild der Probe A5 . . . . .  | 196 |
| 7.23 | Vergleich der Linescans bei HTG- und Lebensdauermessung I . . . . .                        | 197 |
| 7.24 | Vergleich der Linescans bei HTG- und Lebensdauermessung II . . . . .                       | 198 |
| 7.25 | Hell-Thermographie-Messung an einer Solarzelle aus 2/3 Blockhöhe . . . . .                 | 198 |
| 7.26 | Vergleich der Verlustleistungsverteilung mit und ohne Vorderseitenmetallisierung . . . . . | 199 |
| 7.27 | Linescans bei verschiedenen Betriebszustände . . . . .                                     | 200 |
| 8.1  | $n$ - und $k$ -Werte . . . . .   | 205 |
| 8.2  | Modellierung der Quanteneffizienzen . . . . .  | 206 |
| 8.3  | Quanteneffizienzen der besten Zellen . . . . .   | 212 |

# Tabellenverzeichnis

|     |  |     |
|-----|--|-----|
| 2.1 | Parametrisierung von $k_{FCA}$ . . . . .   | 17  |
| 2.2 | Parameter für $IQE(\lambda)$ -Simulation . . . . .   | 21  |
| 3.1 | Vergleich verschiedener Mittelungsverfahren . . . . .  | 46  |
| 3.2 | Einfluß der Häufigkeitsverteilung von $R_{Sh}$ auf die Solarzellenparameter . . . . .              | 53  |
| 4.1 | Amplituden verschiedener Shuntgeometrien im $0^\circ$ Bild und $-90^\circ$ Bild . . . . .          | 66  |
| 4.2 | Dunkelfit von 15 Zellen einer Industrieproduktion . . . . .  | 68  |
| 4.3 | Verlustleistungen in Shunt- und Rekombinations-Bereichen . . . . .                                 | 85  |
| 4.4 | Einfluß des Mismatches auf die Verlustleistungsverteilung . . . . .                                | 88  |
| 5.1 | Trennung von $L_{bulk}$ und $S_{back}$ bei SR-LBIC-Messungen . . . . .                             | 106 |
| 5.2 | Vergleich der an einem FZ-Wafer mit CDI, MW-PCD und QSSPC gemessenen $\tau_{eff}$ -Werte . . . . . | 119 |
| 5.3 | Vergleich der an einer multikristallinen Scheibe gemessenen $\tau_{eff}$ -Werte . . . . .          | 122 |
| 5.4 | QSSPC-Messung an einer Ausgangsscheibe aus multikristallinem Silizium . . . . .                    | 125 |
| 5.5 | Planck'scher Strahler . . . . .  | 130 |
| 5.6 | Vergleich von Lebensdauermeßmethoden . . . . .   | 140 |
| 7.1 | Abhängigkeit der Lebensdauer von der Blockhöhe (blockgegossenes Silizium) . . . . .                | 168 |
| 7.2 | Abhängigkeit der Lebensdauer von der Blockhöhe (Bridgman-Silizium) . . . . .                       | 169 |
| 7.3 | Abhängigkeit der Lebensdauer vom Diffusionsprozeß . . . . .  | 172 |
| 7.4 | Volumenpassivierung durch $SiN_x$ . . . . .  | 175 |
| 7.5 | Vergleich modellierter und gemessener Zellparameter . . . . .                                      | 176 |
| 7.6 | Vergleich der gemessenen und simulierten Zellparameter der FZ-Zelle . . . . .                      | 182 |
| 7.7 | In PC1D verwendete Simulationsparameter . . . . .  | 183 |
| 8.1 | Simulierte und gemessene Zellparameter der FZ-Zellen . . . . .                                     | 205 |
| 8.2 | Simulierte und gemessene Zellparameter der multikristallinen Zellen . . . . .                      | 207 |

|     |   |     |
|-----|---|-----|
| 8.3 | Parameter der bei Photowatt gefertigten Solarzellen . . . . . | 208 |
| 8.4 | Verbesserungspotential . . . . .                              | 209 |
| 8.5 | Zellparameter der vier Gruppen . . . . .                      | 210 |
| 8.6 | Vergleich der einzelnen Zellgruppen . . . . .                 | 214 |

# Veröffentlichungen

## Wissenschaftliche Veröffentlichungen

- **J. Isenberg, S. Reber, J. Aschaber, W. Warta**  
*Silicon dioxide and silicon nitride as diffusion barrier for transition metals*  
Proceedings 16th EC-PVSEC, Glasgow (2000), p.1463-66
- **S. Rein, T. Rehr, J. Isenberg, W. Warta, S.W. Glunz**  
*Lifetime spectroscopy in silicon for solar cells*  
Proceedings 16th EC-PVSEC, Glasgow (2000), p.1476-81
- **J. Isenberg, J. Dicker, W. Warta**  
*Analysis of the effect of diffusion length distributions on global solar cell parameters by simplified 2D modelling*  
Proceedings 17th EC-PVSEC, Munich (2001), p.1571-75
- **J. Dicker, J. Isenberg, W. Warta**  
*Effect of shunt distribution on the overall solar cell performance investigated by circuit simulation*  
Proceedings 17th EC-PVSEC, Munich (2001), p.1567-71
- **S. Riepe, J. Isenberg, C. Ballif, S.W. Glunz, W. Warta**  
*Carrier density and lifetime imaging of silicon wafers by infrared Lock-In Thermography*  
Proceedings 17th EC-PVSEC, Munich (2001), p.1597-99
- **C. Ballif, S. Peters, D. Borchert, C. Hässler, J. Isenberg, R. Schindler, W. Warta, G. Willeke**  
*Lifetime investigation of degradation effects in processed multicrystalline silicon wafers*  
Proceedings 17th EC-PVSEC, Munich (2001), p.1818-21
- **J. Isenberg, S. Riepe, S.W. Glunz, W. Warta**  
*Carrier Density Imaging (CDI): A spatially resolved lifetime measurement suitable for In-Line process-control*  
Proceedings 29th IEEE-PVSC, New Orleans (2002), p.266-269
- **J. Isenberg, J. Dicker, S. Riepe, C. Ballif, S. Peters, H. Lautenschlager, R. Schindler, W. Warta**  
*Correlation of spatially resolved lifetime measurements with overall solar cell parameters*  
Proceedings 29th IEEE-PVSC, New Orleans (2002), p.198-201

- **J. Isenberg, O. Bartels, W. Warta**  
*Separation of bulk diffusion length and rear surface recombination velocity in SR-LBIC mappings*  
Proceedings 29th IEEE-PVSC, New Orleans (2002), p.328-331
- **S. Bau, D.M. Huljic, J. Isenberg, J. Rentsch**  
*Shunt-analysis of epitaxial silicon thin-film solar cells by Lock-In Thermography*  
Proceedings 29th IEEE-PVSC, New Orleans (2002), p.1335-1338
- **C. Ballif, S. Peters, J. Isenberg, S. Riepe, D. Borchert**  
*Shunt imaging in solar cells using low cost commercial liquid crystal sheets*  
Proceedings 29th IEEE-PVSC, New Orleans (2002), p.446-449
- **S.W. Glunz, J. Dicker, M. Hermle, J. Isenberg, F.J. Kamerewerd, J. Knobloch, D. Kray, A. Leimenstoll, F. Lutz, D. Oßwald, R. Preu, S. Rein, E. Schäffer, C. Schetter, H. Schmidhuber, H. Schmidt, M. Steuder, C. Vorgrimler, G. Willeke**  
*High-efficiency silicon solar cell for low-illumination applications*  
Proceedings 29th IEEE-PVSC, New Orleans (2002), p.450-453
- **C. Ballif, S. Peters, T. Zerres, J. Isenberg, D. Borchert, G. Willeke**  
*Efficient characterisation techniques for industrial solar cells and solar cell materials*  
12th NREL Workshop on Crystalline Silicon Solar Cells and Processes, Breckenridge, Colorado 2002, p.136-146
- **J. Isenberg, S. Riepe, S. W. Glunz, W. Warta**  
*Lifetime measurements by Carrier Density Imaging (CDI) - measurement principles and first applications*  
J. Appl. Phys. 93 (7), (2003) p.4268-4275
- **J. Isenberg, S. Reber, W. Warta**  
*Diffusion properties of ion-implanted Vanadium in PECVD-SiO<sub>2</sub> and PECVD-SiN<sub>x</sub>*  
J. Elec. Chem. Soc. 150 (7), (2003) p.365-370
- **J. Isenberg, J. Dicker, W. Warta**  
*Averaging of laterally inhomogeneous lifetimes for 1D modeling of solar cells*  
J. Appl. Phys. 94 (6), (2003) p. 4122-4130
- **M. C. Schubert, J. Isenberg, W. Warta**  
*Spatially resolved lifetime imaging of silicon wafers by measurement of infrared emission*  
J. Appl. Phys. 94 (6), (2003) p. 4139-4143
- **T. Buonassisi, O.F. Vyvenko, A.A. Istratov, E.R. Weber, G. Hahn, P. Geiger, J.P. Rakotoniaina, O. Breitenstein, J. Isenberg, R. Schindler**  
*Observation of Transition Metals at Shunt Locations in Multicrystalline Silicon Solar Cells*  
J. Appl. Phys. (2004), accepted for publication
- **T. Buonassisi, A. A. Istratov, O. F. Vyvenko, E. R. Weber, G. Hahn, D. Sontag, J.P. Rakotoniaina, O. Breitenstein, J. Isenberg, R. Schindler**  
*Assessing the role of transition metals in shunting mechanisms using synchrotron-based*

*techniques*

Proceedings 3rd WC-PVSEC, Osaka (2003), in print

- **J. Isenberg, W. Warta**

*Realistic evaluation of power losses in solar cells by using new thermographic methods*

J. Appl. Phys., submitted

- **J. Isenberg, W. Warta**

*Spatially resolved evaluation of power losses in industrial solar cells by illuminated Lock-In Thermography*

Progress in Photovoltaics, submitted

- **J. Isenberg, W. Warta**

*Free carrier absorption in heavily doped silicon layers*

Applied Phys. Lett., submitted

- **J. Isenberg, D. Biro, W. Warta**

*Fast and spatially resolved measurement of sheet resistance by infrared method*

Progress in Photovoltaics, submitted

- **J. Isenberg, S. Riepe, M. C. Schubert, S.W. Glunz, W. Warta**

*Spatially resolved IR-measurement techniques for solar cells*

Proceedings 19th EC-PVSEC, Paris (2004), submitted

- **J. Isenberg, W. Warta**

*Illuminated Lock-In Thermography (ILT) - new method for spatially resolved assessment of power losses in solar cells*

Proceedings 19th EC-PVSEC, Paris (2004), submitted

- **M.C. Schubert, J. Isenberg, M. Rinio, W. Warta**

*Temperature dependent carrier lifetime images*

Proceedings 19th EC-PVSEC, Paris (2004), submitted

- **S. Riepe, M. Ghosh, A. Müller, H. Lautenschlager, J. Isenberg, W. Warta, R. Schindler**

*Increased wafer yield for solar cells in top and bottom regions of cast multicrystalline silicon*

Proceedings 19th EC-PVSEC, Paris (2004), submitted

- **G. Stokkan, J. Isenberg, D. Biro, G. Hagen, W. Warta**

*Nafion polymer film as a low-temperature passivation for lifetime measurements on silicon wafers*

Proceedings 19th EC-PVSEC, Paris (2004), submitted

- **M.C. Schubert, J. Isenberg, S. Riepe, W. Warta** *Thermographic imaging of free carrier density in solar-grade silicon* Proceedings 7th Int. Conf. Quantitative Infrared Thermography (QIRT), Rhode-St-Genese, Belgium (2004), submitted

## Patente

- **J. Isenberg, S. Riepe, W. Warta**

*Verfahren und Anordnung zur Messung lichtinduzierter Temperaturänderungen und Leistungsverluste in Halbleiterbauelementen*

DE 102 40 060, Deutsches Patentamt, 2002

# Literaturverzeichnis

- [ABR<sup>+</sup>02] M. Acciarri, S. Binetti, A. Racz, S. Pizzini, and G. Agostinelli. Fast LBIC In-Line characterization for process quality control in the photovoltaic industry. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 72:417, 2002.
- [ACR86] G.L. Araujo, A. Cuevas, and J.M. Ruiz. The effect of distributed series resistance on the dark and illuminated current-voltage characteristics of solar cells. *IEEE Transaction El. Dev.*, 33 (3):391, 1986.
- [ASB96] A.G. Aberle, J. Schmidt, and R. Brendel. On the data analysis of light-biased photoconductance decay measurements. *J. of Applied Physics*, 79 (3):1491, 1996.
- [AWG93] A.G. Aberle, S.R. Wenham, and M.A. Green. A new method for accurate measurement of the lumped series resistance in solar cells. *Proc. 23rd IEEE-PVSC, Louisville*, page 133, 1993.
- [Bar01] O. Bartels. *Bestimmung orts aufgelöster Ladungsträgersammeleigenschaften von Silizium-Solarzellen*. Diplomarbeit, Universität Freiburg, Deutschland, 2001.
- [Bas93] P.A. Basore. Extended spectral analysis of internal quantum efficiency. *Proc. 23rd IEEE-PVSC, Louisville*, page 147, 1993.
- [BB00] M. Bail and R. Brendel. Separation of bulk and surface recombination by steady state photo conductance measurements. *Proc. 16th EC-PVSEC, Glasgow*, page 98, 2000.
- [BBH<sup>+</sup>00] M. Bail, R. Brendel, T. Hierl, M. Schulz, and J. Zettner. Verfahren und Vorrichtung zur orts aufgelösten Charakterisierung elektronischer Eigenschaften von Halbleitermaterialien. *Deutsches Patentamt*, DE 199 150 51 A1, 2000.
- [BGS<sup>+</sup>96] R. Baldner, S.W. Glunz, R. Schindler, W. Warta, and W. Wettling.  $V_{OC}$ -limits of high efficiency mc-Si solar cells investigated by the Mini Solar Cell (MSC) method. *Proc. 9th PVSEC, Miyazaki, Japan*, page 319, 1996.
- [BH94] O. Breitenstein and J. Heydenreich. Non-ideal I-V-characteristics of block-cast silicon solar cells. *Solid-state phenom.*, 37-38:139, 1994.
- [BHHWW02] C. Ballif, D.M. Huljic, A. Hessler-Wyser, and G. Willeke. Nature of the Ag-Si interface in screen-printed contacts: A detailed transmission electron microscopy study of cross-sectional structures. *Proc. 29th IEEE-PVSC, New Orleans*, page 360, 2002.

- [BHIR02] S. Bau, D.M. Huljic, J. Isenberg, and J. Rentsch. Shunt-analysis of epitaxial silicon thin-film solar cells by Lock-In Thermography. *Proc. 29th IEEE-PVSC, New Orleans*, page 1335, 2002.
- [BHS03] K. Bothe, R. Hezel, and J. Schmidt. Recombination-enhanced formation of the metastable boron-oxygen complex in crystalline silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 83(6):1125, 2003.
- [BHS04] K. Bothe, R. Hezel, and J. Schmidt. Understanding and reducing the Boron-Oxygen-related performance degradation in Czochalski silicon solar cells. *Solid State Phen.*, 95-96:223, 2004.
- [Bir97] D. Biro. *Passivierte Siliciumoberflächen - Herstellung und Charakterisierung*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, Deutschland, 1997.
- [Bir03] D. Biro. *Durchlaufdiffusion für die Photovoltaik*. Doktorarbeit, Universität Freiburg, Deutschland, 2003.
- [BKBS00] M. Bail, J. Kentsch, R. Brendel, and M. Schulz. Lifetime mapping of Si wafers by an infrared camera. *Proc. 28th IEEE-PVSC, Anchorage*, page 99, 2000.
- [BL98] O. Breitenstein and M. Langenkamp. Quantitative local analysis of I-V characteristics of solar cells by thermal methods. *Proc. 2nd WCPEC, Wien*, page 1382, 1998.
- [BL02] O. Breitenstein and M. Langenkamp. Quantitative shunt investigations on solar cells by Lock-In Thermography. *Proc. 12th Workshop on Crystalline Silicon Solar Cell Materials and Processes, Breckenridge, Colorado*, page 125, 2002.
- [BL03] O. Breitenstein and M. Langenkamp. *Lock-in Thermography: Basics and use for functional diagnostics of electronic components*. Springer Series Advanced Microelectronics, 2003.
- [BLA<sup>+</sup>00] O. Breitenstein, M. Langenkamp, F. Altmann, D. Katzer, A. Lindner, and H. Eggers. Microscopic Lock-In Thermography investigation of leakage sites in integrated circuits. *Rev. Sci. Inst.*, 71(11):4155, 2000.
- [BLD93] D.L. Balageas, P. Levesque, and A.A. Deom. Characterization of electromagnetic fields using a Lock-In infrared thermographic system. *Proc. SPIE*, 1933:274, 1993.
- [BLM<sup>+</sup>00] O. Breitenstein, M. Langenkamp, K.R. McIntosh, C.B. Honsberg, and M. Rinio. Localization of shunts across the floating junction of DSBC solar cells by Lock-In Thermography. *Proc. 28th IEEE-PVSC, Anchorage*, page 124, 2000.
- [BLRZ01] O. Breitenstein, M. Langenkamp, J.P. Rakotoniaina, and J. Zettner. The imaging of shunts in solar cells by infrared Lock-In Thermography. *Proc. 17th EC-PVSEC, München*, page 1499, 2001.
- [BLS<sup>+</sup>96] R. Baldner, H. Lautenschlager, C. Schetter, R. Schindler, and W. Warta. Open circuit voltage losses in multicrystalline silicon: An investigation by Mini Solar Cells (MSC). *Proc. 25th IEEE-PVSC, Washington*, page 641, 1996.

- [BMR<sup>+</sup>03] T.M. Bruton, N. B. Mason, S. Roberts, O.N. Hartley, S. Gledhill, W. Warta, S.W. Glunz, and O. Schultz. Towards 20% efficient silicon solar cells manufactured at 60  $MW_P$  per annum. *Proc. 3rd World Conf. PVEC, Osaka*, 2003. in print.
- [BOA<sup>+</sup>04] T. Buonassisi, O.F.Vyvenko, A.A.Istratov, E.R.Weber, G.Hahn, D.Sontag, J.P.Rakotoniaina, O.Breitenstein, J.Isenberg, and R.Schindler. Observation of transition metals at shunt locations in multicrystalline silicon solar cells. *J. of Applied Physics*, 2004. accepted for publication.
- [BPI<sup>+</sup>02] C. Ballif, S. Peters, J. Isenberg, S. Riepe, and D. Borchert. Shunt imaging in solar cells using low cost commercial liquid crystal sheets. *Proc. 29th IEEE-PVSC, New Orleans*, page 446, 2002.
- [BPS<sup>+</sup>02] D. Biro, R. Preu, O. Schultz, S. Peters, D. M. Huljic, D. Zickermann, R. Schindler, R. Lüdemann, and G. Willeke. Advanced diffusion system for low contamination In-Line rapid thermal processing of silicon solar cells. *Sol. Ener. Mater. Sol. Cells*, 74:35, 2002.
- [Bre94] R. Brendel. Sunrays: A versatile ray tracing program for the photovoltaic community. *Proc. 14th EC-PVSEC, Amsterdam*, page 1339, 1994.
- [Bre95] R. Brendel. Note on the interpretation of injection-level-dependent surface recombination velocities. *Applied Physics A*, 60:523, 1995.
- [BRN<sup>+</sup>03] O. Breitenstein, J.P. Rakotoniaina, S. Neve, M.H. Al Rifai, and M. Werner. Shunt types in multicrystalline solar cells. *Proc. 3rd World Conf. PVEC, Osaka, Japan*, 2003. in print.
- [BW95] R. Brendel and M. Wolf. Differential and actual surface recombination velocities. *Proc. 13th EC-PVSEC, Nice*, page 428, 1995.
- [BWK92] G. Busse, D. Wu, and W. Karpen. Thermal wave imaging with phase sensitive modulated thermography. *J. of Applied Physics*, 71:3962, 1992.
- [CAR83] A. Cuevas, G.L. Araujo, and J.M. Ruiz. Variation of the internal series resistance with operating conditions of a solar cell: Dark and illuminated case. *Proc. 5th EC-PVSEC, Athens*, page 114, 1983.
- [CB97a] D.A. Clugston and P.A. Basore. PC1D Version 5: 32-BIT solar cell modeling on personal computers. *Proc. 26th IEEE-PVSC, Anaheim*, page 207, 1997.
- [CB97b] D.A. Clungston and P.A. Basore. Modelling free-carrier absorption in solar cells. *Prog. in Photovoltaics*, 5 (4):229, 1997.
- [CCC<sup>+</sup>01] A. Castaldini, D. Cavalcoli, A. Cavallini, M. Possi, T. Pernauer, and M. Spiegel. Minority carrier lifetimes of multicrystalline Si obtained from different methods: A comparison. *Proc. 17th EC-PVSEC, München*, page 1921, 2001.
- [CGIF03] G. Coletti, M. Galluppi, S. De Iuliis, and F. Ferrazza. Solar-cell in-line characterization for industrial process. *Proc. 3rd World Conf. PVEC, Osaka, Japan*, 2003. in print.

- [CIF01] G. Coletti, S. De Iuliis, and F. Ferrazza. A new approach to measure multicrystalline silicon solar cells in a production process. *Proc. 17th EC-PVSEC, München*, page 1640, 2001.
- [CIGF02] G. Coletti, S. De Iuliis, M. Galluppi, and F. Ferrazza. A method for industrial characterization of crystalline silicon wafers. *Proc. 29th IEEE-PVSC, New Orleans*, page 270, 2002.
- [CJ59] H.S. Carslaw and J.C. Jaeger. *Conduction of heat in solids*. Clarendon Press, Oxford, 2nd edition, 1959.
- [CLL<sup>+</sup>95a] J. Carstensen, W. Lippik, S. Liebert, S. Köster, and H. Föll. Elymat technique on multicrystalline silicon for solar cell application. *Proc. 13th EC-PVSEC, Nice*, page 1344, 1995.
- [CLL<sup>+</sup>95b] J. Carstensen, W. Lippik, S. Liebert, S. Köster, and H. Föll. New developments of the Elymat technique. *Proc. of the Satellite Symp. to ESSDERC '95 Den Haag 'Analytical Techniques for Semiconductor Materials and Process Characterisation II', Electrochem. Soc. Proc.*, 95(30):83, 1995.
- [CSLP97] A. Cuevas, M. Stuckings, J. Lau, and M. Petravac. The recombination velocity of boron diffused silicon surfaces. *Proc. 14th EC-PVSEC, Barcelona, Spain*, page 2416, 1997.
- [CT67] D.M. Caughey and R. E. Thomas. Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field. *Proc. IEEE*, page 2192, 1967.
- [DAHS02] M. Dhamrin, T. Akihida, H. Hashigami, and T. Saitoh. Light-induced lifetime degradation of commercial multicrystalline silicon wafers. *Proc. 29th IEEE-PVSC, New Orleans*, page 395, 2002.
- [DES] [www.ise.ch](http://www.ise.ch).
- [Dic03] J. Dicker. *Analyse und Simulation von hocheffizienten Silizium-Solarzellenstrukturen für industrielle Fertigungstechniken*. Doktorarbeit, Universität Konstanz, Deutschland, 2003.
- [DIW01] J. Dicker, J. Isenberg, and W. Warta. Effect of shunt distribution on the overall solar cell performance investigated by circuit simulation. *Proc. 17th EC-PVSEC, München*, page 1567, 2001.
- [DM94] K. Drope and H.J. Möller. Modelling of the I-V characteristics of multicrystalline solar cells with inhomogeneous distribution of electrical parameters. *Proc. 12th EC-PVSEC, Amsterdam*, page 1359, 1994.
- [DS77] J. Dziewior and W. Schmid. Auger coefficients in highly doped and highly excited silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 31:346, 1977.
- [ES85] W.D. Eades and R.S. Swanson. Calculation of surface generation and recombination velocities at the  $Si - Si_2$  interface. *J. of Applied Physics*, 58:4267, 1985.

- [Est02] M. Esterle. *Untersuchung des Einflusses von örtlichen Inhomogenitäten auf die Gesamteffizienz von Silizium-Solarzellen durch orts aufgelöste elektrische Charakterisierung*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, Deutschland, 2002.
- [FB83] A.L. Fahrenbruch and R.H. Bube. *Fundamentals of Solar Cells*. Academic Press, 1983.
- [GDA01] S.W. Glunz, J. Dicker, and P.P. Altermatt. Band gap narrowing in p-type base regions of solar cells. *Proc. 17th EC-PVSEC, München*, page 1391, 2001.
- [GKG66] E.E. Gardner, W. Kappallo, and C.R. Gordon. Measurement of diffused semiconductor surface concentrations by infrared plasma reflection. *Applied Physics Letters*, 9(12):432, 1966.
- [GKV97] E. Gaubas, A. Kaniava, and J. Vaitkus. Investigation of recombination parameters in silicon structures by infrared and microwave transient absorption techniques. *Semicond. Sci. Tech.*, 12:1, 1997.
- [Glu95] S.W. Glunz. *Ladungsträgerrekombination in Silizium und Siliziumsolarzellen*. Doktorarbeit, Universität Freiburg, Deutschland, 1995.
- [Gre98a] M. A. Green. *Silicon Solar cells*. UNSW, 1998.
- [Gre98b] M. A. Green. *Solar cells*. UNSW, 1998.
- [GVK97] A. Goetzberger, B. Vofß, and J. Knobloch. *Sonnenenergie: Photovoltaik*. Teubner Studienbücher, 1997.
- [GW95] S. W. Glunz and W. Warta. High-resolution lifetime mapping using modulated free-carrier absorption. *J. of Applied Physics*, 77(7):3243, 1995.
- [Hal52] R.N. Hall. Electron-hole recombination in germanium. *Phys. Rev. Letters*, 87:387, 1952.
- [HDW<sup>+</sup>03] M. Hermle, J. Dicker, W. Warta, S.W. Glunz, and G. Willeke. Analysis of edge recombination for high-efficiency solar cells at low illumination densities. *Proc. 3rd World Conf. PVEC, Osaka, Japan*, 2003. in print.
- [HFFP00] P. Hanselaer, S. Forment, L. Frisson, and J. Poortmans. Near IR absorption in diffused layers of Si p-n junction solar cells. *Proc. 16th EC-PVSEC, Glasgow*, page 1348, 2000.
- [HG63] L.E. Howarth and J.F. Gilbert. Determination of free electron effective mass of n-type silicon. *J. of Applied Physics*, 34:236, 1963.
- [HH53] J. R. Haynes and J. A. Hornbeck. Temporary traps in silicon and germanium. *Phys. Rev.*, 90:152, 1953.
- [HH90] A. Hangleiter and R. Hacker. Enhancement of band-to-band Auger-recombination by electron-hole correlations. *Phys. Rev. Letters*, 65(2):215, 1990.

- [HHS<sup>+</sup>01] A. Hauser, G. Hahn, M. Spiegel, H. Feist, O. Breitenstein, J.P. Rakotoniaina, P. Fath, and E. Bucher. Comparison of different techniques for edge isolation. *Proc. 17th EC-PVSEC, München*, page 1739, 2001.
- [HLM78] C.H. Henry, R.A. Logan, and F.R. Merritt. The effect of surface recombination on current in  $Al_xGa_{1-x}As$  heterojunctions. *J. of Applied Physics*, 49(6):3530, 1978.
- [Hur94] D.T.J. Hurle, editor. *Handbook of Crystal Growth: 2a Bulk Crystal Growth*. North Holland, Amsterdam, 1994.
- [IBW02] J. Isenberg, O. Bartels, and W. Warta. Separation of bulk diffusion length and rear surface recombination velocity in SR-LBIC mappings. *Proc. 29th IEEE-PVSC, New Orleans*, page 328, 2002.
- [IDW01] J. Isenberg, J. Dicker, and W. Warta. Analysis of the effect of diffusion length distributions on global solar cell parameters by simplified 2D modelling. *Proc. 17th EC-PVSEC, München*, page 1571, 2001.
- [IDW03] J. Isenberg, J. Dicker, and W. Warta. Averaging of laterally inhomogeneous lifetimes for 1D modeling of solar cells. *J. of Applied Physics*, 94(6):4122, 2003.
- [IHW99] A.A. Istratov, H. Hieslmair, and E.R. Weber. Iron and its complexes in silicon. *Applied Physics A*, 1:13, 1999.
- [IRGW02] J. Isenberg, S. Riepe, S. W. Glunz, and W. Warta. Carrier density imaging (CDI): A spatially resolved lifetime measurement suitable for in-line process-control. *Proc. 29th IEEE-PVSC, New Orleans*, page 266, 2002.
- [IRGW03] J. Isenberg, S. Riepe, S.W. Glunz, and W. Warta. Lifetime measurements by Carrier Density Imaging (CDI) - measurement principles and first applications. *J. of Applied Physics*, 93(7):4268, 2003.
- [IRW02] J. Isenberg, S. Riepe, and W. Warta. Verfahren und Anordnung zur Messung lichtinduzierter Temperaturänderungen und Leistungsverluste in Halbleiterbauelementen. *Deutsches Patentamt*, DE 102 40 060, 2002.
- [IWa] J. Isenberg and W. Warta. Illuminated Lock-In Thermography (I-LIT) - spatially resolved characterization of power losses in photosensitive semiconductor devices. *J. of Applied Phys.* submitted.
- [IWb] J. Isenberg and W. Warta. Spatially resolved evaluation of power losses in industrial solar cells by Illuminated Lock-In Thermography. *Prog. in Photovoltaics*. submitted.
- [Joh57] E. O. Johnson. *J. of Applied Physics*, 28:1349, 1957.
- [KAHT89] P.K. Kuo, T. Ahmed, J. Hujia, and R.L. Thomas. Phase-locked image acquisition in thermography. *Proc. SPIE*, 1004:41, 1989.
- [Kar99] D. Karg. *Elektrische und optische Charakterisierung von Silizium-Solarzellen und Sauerstoff-korrelierten Defekten in Silizium*. Doktorarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, Deutschland, 1999.

- [KRG03] H. Kampwerth, S. Rein, and S.W. Glunz. Pure experimental determination of surface recombination properties with high reliability. *Proc. 3rd World Conf. PVEC, Osaka, Japan, 2003*. in print.
- [KW01] W. Koch and P. Woditsch. Solar grade silicon feedstock supply for PV industry. *Proc. 17th EC-PVSEC, München*, page 73, 2001.
- [LB02] M. Langenkamp and O. Breitenstein. Classification of shunting mechanisms in crystalline silicon solar cells. *Solar Energy Mat. and Sol. Cells*, 72:433, 2002.
- [LBMT81] G. Lubberts, B.C. Burkey, F. Moser, and E.A. Trabka. Optical properties of phosphorus-doped polycrystalline silicon layers. *J. of Applied Physics*, 52 (11):6870, 1981.
- [LBN<sup>+</sup>00] M. Langenkamp, O. Breitenstein, M.E. Nell, A. Braun, H.G. Wagemann, and L. Elstner. Microscopic localisation and analysis of leakage currents in thin film silicon solar cells. *Proc. 16th EC-PVSEC, Glasgow*, page 1643, 2000.
- [Let03] G. Letay. *Modellierung von III-V Solarzellen*. Doktorarbeit, Universität Konstanz, Deutschland, 2003.
- [Lin98a] J. Linnros. Carrier lifetime measurements using free carrier absorption transients. I. Principle and injection dependence. *J. of Applied Physics*, 84:275, 1998.
- [Lin98b] J. Linnros. Carrier lifetime measurements using free carrier absorption transients. II. Lifetime mapping and effects of surface recombination. *J. of Applied Physics*, 84:284, 1998.
- [LN80] K. Lee and A. Nussbaum. The influence of traps on the generation-recombination current in silicon diodes. *Solid-State Electr.*, 23:655, 1980.
- [MAH00] K.R. McIntosh, P.P. Altermatt, and G. Heiser. Depletion-region recombination in silicon solar cells: When does  $m_{DR} = 2$  ? *Proc. 16th EC-PVSEC, Glasgow*, page 251, 2000.
- [May] P.D. Maycock. *PV News*, März 2001, April 2002, März 2003 und Mai 2003.
- [MC00] D. MacDonald and A. Cuevas. Reduced fill factor in multicrystalline silicon solar cells due to injection-level dependent bulk recombination lifetimes. *Prog. in Photovoltaics*, 8:363, 2000.
- [MCS<sup>+</sup>03] K.R. McIntosh, M.J. Cudzinovic, D.D. Smith, W.P. Mulligan, and R.M. Swanson. The choice of silicon wafer for the production of low-cost rear-contact solar cells. *Proc. 3rd World Conf. PVEC, Osaka, Japan, 2003*. in print.
- [MEC<sup>+</sup>84] R. Mertens, M. Eyckmans, G. Cheek, M. Honore, and R. Van Overstraeten. Critical processing parameter optimization for screen printed semicrystalline silicon solar cells. *Proc. 17th IEEE-PVSC, Kissimmee, FL*, page 1347, 1984.
- [MG02] Deutsche Solar M. Gosh. persönliche Mitteilung, 2002.

- [MGR03] D.H. MacDonald, L.J. Geerligs, and S. Riepe. Light-induced lifetime degradation in multicrystalline silicon. *Proc. 13th NREL workshop on crystalline silicon solar cell materials and processing, Vail, Colorado*, page 182, 2003.
- [MJS94] P.E. Mijnders, G.J.M. Janssen, and W.C. Sinke. The effect of material inhomogeneities on the characteristics of semicrystalline silicon solar cells: The second diode. *Solar Energy Mat. and Solar Cells*, 33:345, 1994.
- [ML02] H. Mäckel and R. Lüdemann. Detailed study of the composition of hydrogenated  $SiN_x$  layers for high-quality silicon surface passivation. *J. of Applied Physics*, 92:2602, 2002.
- [Mod00] AEG Infrarot Module. CMT-MWIR Moduldaten. Datenblatt, 2000.
- [MS94] S. Martinuzzi and M. Stemmer. Mapping of defects and their recombination strength by a Light-Beam-Induced-Current in silicon. *Mat. Sci. and Engineering*, B24(1-3):152, 1994.
- [MSS83] G. Masetti, M. Severi, and S. Solmi. Modelling of carrier mobility against carrier concentration in arsenic-, phosphorus- and boron-doped silicon. *IEEE Trans. Electr. Dev.*, 30:764, 1983.
- [Nus73] A. Nussbaum. Generation-recombination characteristic behavior of silicon diodes. *Phys. Stat. solidi (a)*, 19(2):441, 1973.
- [OB02] MPI Halle O. Breitenstein. persönliches Gespräch, 2002.
- [Pal85] E.D. Palik, editor. *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, San Diego, 1985.
- [PGYM00] O. Palais, J. Gervais, E. Yakimov, and S. Martinuzzi. Contactless mapping of lifetime and diffusion length scan map of minority carriers in silicon wafers. *Europ. Phys. J., Appl. Phys.*, 10:157, 2000.
- [RBJ+02] J.P. Rakotoniaina, O. Breitenstein, J.Zhao, A. Wang, M.A. Green, S. Rein, and S.W. Glunz. Local mapping of the Oxygen-Boron complex in  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  and  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  high-efficiency Cz-Si solar cells by Lock-In Thermography and LBIC. *Proc. 29th IEEE-PVSC, New Orleans*, page 434, 2002.
- [Reh01] T. Rehr. *Temperaturabhängige Lebensdauerspektroskopie (TDLS) zur Defektanalyse in Silizium*. Diplomarbeit, Universität Regensburg, Deutschland, 2001.
- [Rei98] S. Rein. *Untersuchung der Degradation der Ladungsträgerlebensdauer in Czochralski-Silizium*. Diplomarbeit, Universität Freiburg, Deutschland, 1998.
- [Rey97] J.M. Reynolds. *An Introduction to applied and environmental Geophysics*. John Wiley and Sons, New York, 1997.
- [RFP+03] E. Rüländ, P. Fath, T. Pavelka, A. Pap, K. Peter, and J. Mizsei. Comparative study on emitter sheet resistivity measurements for inline quality control. *Proc. 3rd World Conf. PVEC, Osaka, Japan*, 2003. in print.

- [RIB<sup>+</sup>01] S. Riepe, J. Isenberg, C. Ballif, S. W. Glunz, and W. Warta. Carrier density and lifetime imaging of silicon wafers by infrared lock-in thermography. *Proc. 17th EC-PVSEC, München*, page 1597, 2001.
- [Rie01] S. Riepe. *Ortsaufgelöste Charakterisierung von Silizium-Wafern und Silizium-Solarzellen mittels Infrarot-Meßmethoden*. Diplomarbeit, Universität Freiburg, Deutschland, 2001.
- [RMST98] J. Rappich, M. Mueller, F. Schneider, and H. Tributsch. Thermographic sampling technique applied to microelectronics and photovoltaic devices. *Solar Energy Mat. Sol. Cells*, 53(3-4):205, 1998.
- [RRWG01] S. Rein, T. Rehr, W. Warta, and S.W. Glunz. Temperature-dependent lifetime spectroscopy (TDLS) in silicon. *Proc. 17th EC-PVSEC, München*, page 1561, 2001.
- [RRWG02] S. Rein, T. Rehr, W. Warta, and S.W. Glunz. Lifetime spectroscopy for defect characterization: Systematic analysis of the possibilities and restrictions. *J. of Applied Physics*, 91(4):2059, 2002.
- [Run65] W.R. Runyan. *Silicon Semiconductor Technology*. McGraw-Hill, New York, Texas Instruments, 1965.
- [RWG00] S. Rein, W. Warta, and S.W. Glunz. Investigation of carrier lifetime in p-type Cz-Silicon: specific limitations and realistic prediction of cell performance. *Proc. 28th IEEE-PVSC, Anchorage*, page 57, 2000.
- [Saw86] W.D. Sawyer. An improved method of light-induced current characterisation of grain boundaries. *J. of Applied Physics*, 59(7):2361, 1986.
- [SB95] M. Schöfthaler and R. Brendel. Sensitivity and transient response of microwave reflection measurements. *J. of Applied Physics*, 77(7):3162, 1995.
- [SC77] E.D. Stokes and T.L. Chu. Diffusion lengths in solar cells from short-circuit current measurements. *Applied Physics Letters*, 30(8):425, 1977.
- [SC96] R.A. Sinton and A. Cuevas. Contactless determination of current-voltage characteristics and minority-carrier lifetimes in semiconductors from quasi-steady-state photoconductance data. *Appl. Phys. Lett.*, 69(17):2510, 1996.
- [Sch90] D. K. Schroder. *Semiconductor material and device characterization*. John Wiley and Sons, New York, 1990.
- [Sch94] J. Schumacher. *Charakterisierung texturierter Silizium-Solarzellen*. Diplomarbeit, Universität Freiburg, Deutschland, 1994.
- [Sch99] J. Schmidt. Measurement of differential and actual recombination parameters on crystalline silicon wafers. *IEEE Trans. Elec. Dev.*, 46 (10):2018, 1999.
- [Sch03a] M. Schmela. Ein ermutigendes Jahr - Marktübersicht zur weltweiten Solarzellenproduktion 2002. *Photon*, page 42, April 2003.

- [Sch03b] M.C. Schubert. *Ortsaufgelöste Messung und Analyse von Ladungsträgerkonzentrationen und Lebensdauern*. Diplomarbeit, Universität Freiburg, Deutschland, 2003.
- [SCS96] R.A. Sinton, A. Cuevas, and M. Stuckings. Quasi-steady-state photoconductance, a new method for solar cell material and device characterization. *Proc. 25th IEEE-PVSC, Washington D.C.*, page 457, 1996.
- [SDZ<sup>+</sup>04] W. Schröter, A. Döller, A. Zozime, V. Kveder, M. Seibt, and E. Spiecker. Phosphorous diffusion gettering of metallic impurities in silicon: Mechanisms beyond segregation. *Solid State Phenomena*, 95-96:527, 2004.
- [SFKB00] M. Spiegel, B. Fischer, S. Keller, and E. Bucher. Separation of bulk diffusion length and back surface recombination velocity by improved IQE-analysis. *Proc. 28th IEEE-PVSC, Anchorage*, page 311, 2000.
- [SH92] R. Siegel and J.R. Howell. *Thermal radiation heat transfer*. Hemisphere Publishing Corporation, 3rd edition, 1992.
- [SHFB01] D. Sontag, G. Hahn, P. Fath, and E. Bucher. Investigation of the local charge carrier diffusion constant of different silicon materials. *Proc. 17th EC-PVSEC, München*, page 1723, 2001.
- [Shi01] K. Shirasawa. Mass production technology for multicrystalline Si solar cells. *Current Applied Physics I*, page 509, 2001.
- [Sin99] R.A. Sinton. Possibilities for process-control monitoring of electronic material properties during solar-cell manufacture. *Proc. 9th Workshop on the Role of Impurities and Defects in Silicon Device Processing, Golden, CO*, page 67, 1999.
- [Sin03a] R.A. Sinton. Practical measurement of bulk lifetime and surface recombination by using wavelength dependence. *Proc. 3rd World Conf. PVEC, Osaka*, 2003. in print.
- [Sin03b] R.A. Sinton. Predicting of multi-crystalline solar cell efficiency from lifetime measured during cell fabrication. *Proc. 3rd World Conf. PVEC, Osaka, Japan*, 2003. in print.
- [SIW03] M. Schubert, J. Isenberg, and W. Warta. Spatially resolved lifetime imaging of silicon wafers by measurement of infrared emission. *J. of Applied Physics*, 94(6):4139, 2003.
- [SK55] D. T. Stevenson and R. J. Keyes. Measurement of carrier lifetimes in germanium and silicon. *J. of Applied Physics*, 26:190, 1955.
- [SKT<sup>+</sup>71] P.A. Schumann, W.A. Keenan, A.H. Tong, H.H. Gegenwarth, and C.P. Schneider. Silicon optical constants in the infrared. *J. Electrochem. Soc.*, 118 (1):145, 1971.
- [Söl00] J. Sölter. *Analyse und Simulation kristalliner Siliziumsolarzellen mit beidseitigem Emitter*. Diplomarbeit, Universität Freiburg, Deutschland, 2000.

- [SM94] B.L. Sopori and R. Murphy. Theoretical analysis of a large-area inhomogeneous solar cell. *Proc. 12th EC-PVSEC, Amsterdam*, page 1797, 1994.
- [SM03] R.A. Sinton and T. Mankad. Predicting multi-crystalline solar cell efficiency from lifetime measured in silicon blocks and wafers. *Proc. 13th NREL workshop on crystalline silicon solar cell materials and processing, Vail, Colorado*, page 151, 2003.
- [Smi79] R.A. Smith. *Semiconductors, 2nd Edition*. Cambridge University Press, 1979.
- [SNS57] C.T. Sah, R.N. Noyce, and W. Shockley. Carrier generation and recombination in p-n junction and p-n junction characteristics. *Proc. of the IRE*, 45:1228, 1957.
- [SP67] P.A. Schumann and R.P. Phillips. Comparison of classical approximations to free carrier absorption in semiconductors. *Solid-State Electronics*, 10:943, 1967.
- [SPLG02] E. Schneiderlochner, R. Preu, R. Ludemann, and S.W. Glunz. Laser-fired rear contacts for crystalline silicon solar cells. *Prog. in Photovoltaics*, 10(1):29, 2002.
- [SR52] W. Shockley and W.T. Read. Statistics of the recombination of holes and electrons. *Phys. Rev. Letters*, 87:835, 1952.
- [SSPA88] F. Sanii, R. J. Schwartz, R. F. Pierret, and W. M. Au. The measurement of bulk and surface recombination by means of modulated free carrier absorption. *Proc. 20th IEEE-PVSC, Las Vegas*, page 575, 1988.
- [STS78] D.K. Schroder, R.N. Thomas, and J.C. Swartz. Free carrier absorption in silicon. *IEEE Trans. Electr. Dev.*, 25 (2):254, 1978.
- [Sut98] J. Sutter. *Einfluß von Diffusionslängenverteilungen auf die Leerlaufspannung von multikristallinen Silizium-Solarzellen*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, Deutschland, 1998.
- [SW00] R. Schindler and W. Warta. Improvements and limits of open circuit voltage of mc-silicon solar cells. *Phys. Stat. Sol. B*, 222:389, 2000.
- [Sze81] S.M. Sze. *Physics of semiconductor devices*. John Wiley & Sons, 1981.
- [The00] Thermosensorik GmbH, Erlangen, Deutschland. *CMT 384 Lock-In System Dokumentation*, 2000.
- [Ton73] A.H. Tong. Nondestructive and contactless sheet resistance and junction depth measurements by infrared transmission through the diffusion. In *Semiconductor Silicon, Spring Meeting, Chicago*, page 596. Electrochemical Society, May 13-18 1973.
- [USR99] US Photovoltaics Industry PV Technology Roadmap Workshop. In *Report of the Photovoltaic (PV) Industry Roadmap Workshop*, Chicago, IL, 23-25 June 1999. NCPV and US PV Industry.
- [Val54] L.B. Valdes. Resistivity measurement on germanium for transistors. *Proc. IRE*, 42:420, 1954.

- [vdHBH<sup>+</sup>02] A.S.H. van der Heide, J.H. Bultman, J. Hoornstra, A. Schonecker, G.P. Wyers, and W.C. Sinke. Locating losses due to contact resistance, shunts and recombination by potential mapping with the CoreScan. *Proc. 12th NREL workshop on crystalline silicon solar cell materials and processing, Breckenridge, Colorado*, page 117, 2002.
- [vdHBHS02] A.S.H. van der Heide, J.H. Bultman, J. Hoornstra, and A. Schönecker. Error diagnostics and optimisation of c-Si solar cell processing using contact resistance determined with the CoreScanner. *Solar Energy Mat. and Solar Cells*, 74:43, 2002.
- [Wag89] B. Wagner. *Ortsaufgelöste Charakterisierung von polykristallinen Silizium-Solarzellen*. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt, Deutschland, 1989.
- [Wag95] B.F. Wagner. *Dünnschichtsolarzellen aus rekristallisiertem Silizium*. Doktorarbeit, Technische Hochschule Darmstadt, Deutschland, 1995.
- [Wal88] J. Waldmeyer. A contactless method for determination of carrier lifetime, surface recombination velocity, and diffusion constant in semiconductors. *J. of Applied Physics*, 63(6):1977, 1988.
- [Wen15] F. Wenner. A method of measuring earth resistivity. *Bulletin of the Bureau of Standards*, 12:469, 1915.
- [Wil02] G.P. Willeke. The Fraunhofer ISE Roadmap for crystalline silicon solar cell technology. *Proc. 29th IEEE-PVSC, New Orleans, USA*, page 53, 2002.
- [Wür00] P. Würfel. *Physik der Solarzelle*. Spektrum Verlag, 2000.
- [WS77] J.C. White and J.G. Smith. Observation of carrier densities in silicon devices by infrared emission. *Journal of Physics E*, 10(8):817, 1977.
- [WSWS98] W. Warta, J. Sutter, B.F. Wagner, and R. Schindler. Impact of diffusion length distribution on the performance of mc-Silicon solar cells. *Proc. 2nd World Conf. PVSEC, Wien*, page 1650, 1998.
- [WUS77] J. C. White, T. F. Unter, and J. G. Smith. Contactless nondestructive technique for the measurement of minority-carrier lifetime and diffusion length in silicon. *Solid-State and Electron Devices*, 1(5):139, 1977.
- [YA84] M. Yamashita and M. Agu. Geometrical correction factors for semiconductor resistivity measurements by four-point probe method. *Jap. J. of Applied Physics*, 23:1499, 1984.
- [YC96] P.Y. Yu and M. Cardona. *Fundamentals of Semiconductors*. Springer Verlag, 1996.
- [ZE88] A. Zekry and G. Eldallal. Effekt of MS contact on the electrical behaviour of solar cells. *Solid-state Electr.*, 31(1):91, 1988.

Abschließend möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und mit denen ich in den letzten Jahren gut zusammengearbeitet habe, insbesondere

- Herrn PD Dr. Gerhard Willeke für die Vergabe und Betreuung der Arbeit,
- Herrn Prof. Dr. Wolfram Wettling für die Übernahme des Zweitreferats,
- Herrn Dr. Wilhelm Warta für die sehr gute Betreuung und Beratung, die Themenauswahl und viele interessante Diskussionen,
- Herrn Stephan Riepe für eine intensive und freundschaftliche Zusammenarbeit, zunächst bei den ersten Schritten der CDI als Diplomand und später zur Defektphysik als Doktorand, außerdem für die nette Atmosphäre im Büro und die aus zahlreichen Diskussionen gewonnene Erkenntnis, daß „green“ bzw. „grün“ sowohl verbinden als auch trennen kann,
- Herrn Martin Schubert für die sehr gute und freundschaftliche Zusammenarbeit bei der Weiterentwicklung der CDI sowie gute Tips für alle möglichen Arten von Outdoor-Aktivitäten,
- Herrn Jochen Dicker für die gute und intensive Zusammenarbeit, unzählige — für mich — lehrreiche Diskussionen über Halbleiterphysik, Solarzellen und die Tücken der Computerei sowie für die nette und freundschaftliche Büroatmosphäre,
- Herrn Martin Hermle, der einen unwissenden Experimentalphysiker wie mich in so manche Geheimnisse der Halbleiterphysik sowie der Computerei eingeweiht hat und durch seine fröhliche Natur immer zur tollen Büroatmosphäre beigetragen hat,
- Herrn Tonio Buonassisi von der „University of California, Berkeley“ (UCB), für die nette und für mich als „device physicist“ oft auch sehr lehrreiche Zusammenarbeit zur Defektphysik, das quirlige Leben, das er bei jedem Besuch ins ISE brachte, sowie die interessanten Diskussionen, die nicht immer nur Physik zum Inhalt hatten,
- Herrn Gaute Stokkan von der „Norges Teknisk-Naturvitenskapelige Univesitet“ (NTNU) in Trondheim für die interessante Zusammenarbeit und die „Chemie-Panscherei“, die Einladung an die NTNU in Trondheim sowie seinen wesentlichen Beitrag zur Verbesserung meiner Norwegisch-Kenntnisse,
- Frau Daniela Grote für die gute Zusammenarbeit bei der Charakterisierung industrieller Solarzellen,
- Herrn Dr. Stefan W. Glunz für ein immer offenes Ohr bei Problemen eines „Messtechnikers“ sowie die vielen Analysen zu unserer Bürozusammensetzung,
- Herrn Dr. Otto Breitenstein (MPI Halle) für die gute und freundschaftliche Zusammenarbeit bei der Entwicklung des Thermographiesystems und der Charakterisierung industrieller Solarzellen,
- Frau E. Schäffer für ihr unersetzliches Wissen über Meßapparaturen und Organisationsabläufe am Fraunhofer ISE sowie die vielen von ihr durchgeführten Messungen,
- Herrn Harald Lautenschlager und Herrn Tonio Leimenstoll für unzählige Referenzwafer, Prozeßschritte und ein immer offenes Ohr für die Probleme eines Charakterisierers,
- C. Albers, C. Ballif, S. Bau, D. Biro, D. Borchert, S. Diez, G. Emanuel, M. Esterle, D. Huljic, D. Kray, H. Kampwerth, G. Letay, S. Peters, S. Rein, M. Rinio, G. Siefert, E. Schneiderlöchner, O. Schulz, I. Schulmeyer und J. Weber für die sehr gute und freundschaftliche Zusammenarbeit

... sowie allen Mitarbeitern der Abteilung *SWT* für die kooperative Zusammenarbeit.

Ich erkläre hiermit, daß ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet. Weitere Personen, insbesondere Promotionsberater, waren an der inhaltlich materiellen Erstellung dieser Arbeit nicht beteiligt. Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Freiburg, den 27.11.2003

Jörg Isenberg