

Abbildung 4.20: -90° Bild von mc-Zelle 2, gemessen unter V_{OC} -Bedingungen (links), und EQE der gleichen Zelle, gemessen bei monochromatischer Beleuchtung mit 905 nm Wellenlänge (rechts). Die gute Übereinstimmung der Bereiche hoher Verlustleistung (hell im Hell-Thermographie-Bild) und der Bereiche hoher Volumenrekombination (dunkel im LBIC-Bild) ist offensichtlich.

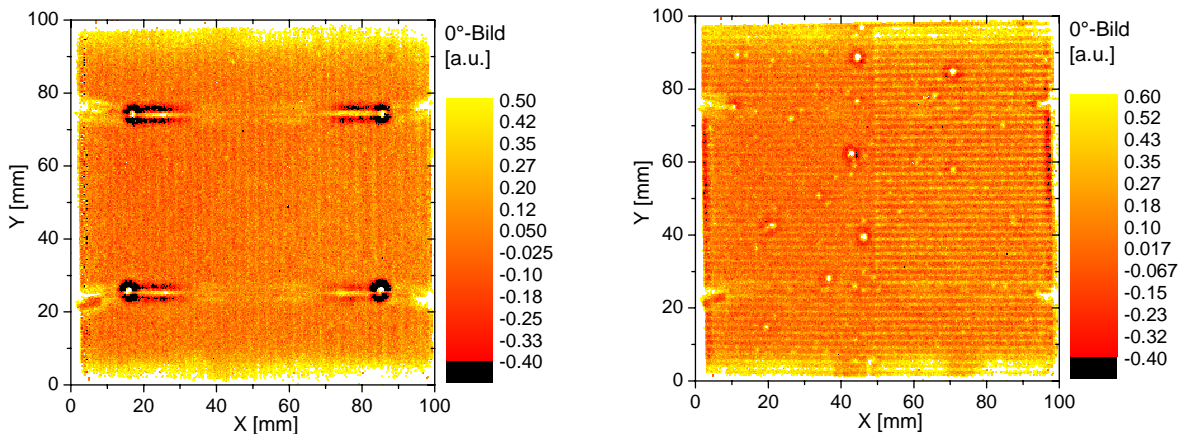


Abbildung 4.21: 0° Bild der Cz-Zelle 2, gemessen unter J_{SC} -Bedingungen (links) und V_{OC} -Bedingungen (rechts). Die Probe wurde vor dieser Messung mittels CoreScanner vermessen, wodurch Kratzer parallel zu den Metallisierungsbussen (waagrecht) auf der Zellvorderseite entstanden sind.

CoreScanner [vdHBHS02, vdHBH⁺02] gemessen. Diese Meßmethode zur Bestimmung von Potentialinhomogenitäten im Emitter kratzt mit einer Metallnadel in Linien parallel zum Busbar über die Solarzellenoberfläche und verursacht somit eine erhebliche Schädigung der Oberfläche. Wie Abb. 4.21 zeigt, kann die Verlustleistung aufgrund von Rekombination an diesen Linien mit Hell-Thermographie unter V_{OC} -Bedingungen deutlich nachgewiesen werden. Die gleiche Messung unter J_{SC} -Bedingungen zeigt hingegen keine Verlustleistung an den vom CoreScanner verursachten Kratzern auf der Zelloberfläche. Hingegen tritt die Fingerstruktur (senkrechte Linien), von der in Abb. 4.21 nichts zu sehen ist, deutlich hervor. Dies untermauert experimentell die eingangs theoretisch gemachte Überlegung, daß Rekombinationsverluste in Solarzellen bevorzugt unter V_{OC} -Bedingungen mit Hell-Thermographie gemessen werden können, wohingegen unter J_{SC} -Bedingungen die ohmschen Serienwiderstandsverluste in den Vordergrund treten.

An FZ-Zelle 1 (Abb. 4.22) kann die Unterscheidung diverser Verlustmechanismen und somit der Nutzen von Hell-Thermographie für die Prozeßoptimierung verdeutlicht werden. Zunächst sieht man auch auf dieser Probe wieder Linien erhöhter Verlustleistung parallel zu den Me-

tallisierungsbussen. Eine Überprüfung der Abstände und Positionen ergibt, daß diese genau mit den LFC-Linien (Laser Fired Contacts) [SPLG02] auf der Solarzellenrückseite zusammenfallen. Hell-Thermographie ist somit ebenfalls in der Lage, Verlustleistungen aufgrund erhöhter lokaler Rückseitenrekombination zu detektieren. Jedoch wäre die Schlußfolgerung, daß LFC deutlich zu den Verlusten einer Solarzelle beiträgt, falsch, da die Messung unter V_{OC} -Bedingungen durchgeführt wurde. Um die einzelnen Leistungsverluste zu beurteilen, muß das -90° Bild bei V_{MPP} betrachtet werden. In diesem Bild sind die LFC-Linien nur noch sehr schwach sichtbar. In einer Messung an einer ansonsten identisch prozessierten Probe mit LFC-Punkten, der eigentlich bevorzugten Anwendungsvariante von LFC, ist die LFC-Struktur gar nicht mehr sichtbar. Folglich kann die Rekombination an den LFC-Kontakten der Solarzellenrückseite mit Hell-Thermographie zwar detektiert werden, jedoch trägt sie nicht wesentlich zu den Verlusten der Solarzelle bei.

In Abb. 4.22 und dem entsprechenden -90° Bild am MPP sind drei wesentliche Verlustmechanismen identifizierbar:

- Rekombinationsverluste unter den Busbars
- punktförmige Leckströme („Shunts“)
- längliche Orte erhöhter Leckstromdichte oder Rekombination parallel zu den Fingern

Die erhöhten Verlustleistungen an den Busbars müssen auf Rekombination / Leckströme zurückgeführt werden, da sie unter V_{OC} -Bedingungen stärker auftreten, als bei niedrigeren Spannungen. Somit scheiden Serienwiderstände als Verlustmechanismus aus. Da es sich um Zellen handelt, die einen hochdotierten, tiefen Emitter unter den Busbars haben, kommt neben Leckströmen auch eine erhöhte Auger-Rekombination in diesen Bereichen als Verlustmechanismus in Frage. An der Zellvorderseite werden mittels Anwendung eines Lasers an den Orten der späteren Metallisierung Gräben erzeugt. In diesen wird danach ein hochdotierter Emitter eindiffundiert.

Aufgrund dieses Prozesses kann trotz Ätzen eine Restschädigung der Kristallstruktur nicht ausgeschlossen werden. Eine Schädigung der Kristallstruktur kann sowohl zu erhöhter Rekombination als auch zu Leckströme über den pn-Übergang führen. Die erhöhten Verluste unter den Busbars sind ebenfalls — obwohl schwächer ausgeprägt — in den an der gleichen Probe angefertigten Dunkel-Thermographie-Messungen zu finden.

Die punktförmigen Leckströme werden von Dunkel-Thermographie ebenfalls detektiert und sind höchstwahrscheinlich auf Probleme in der Prozessierung zurückzuführen.

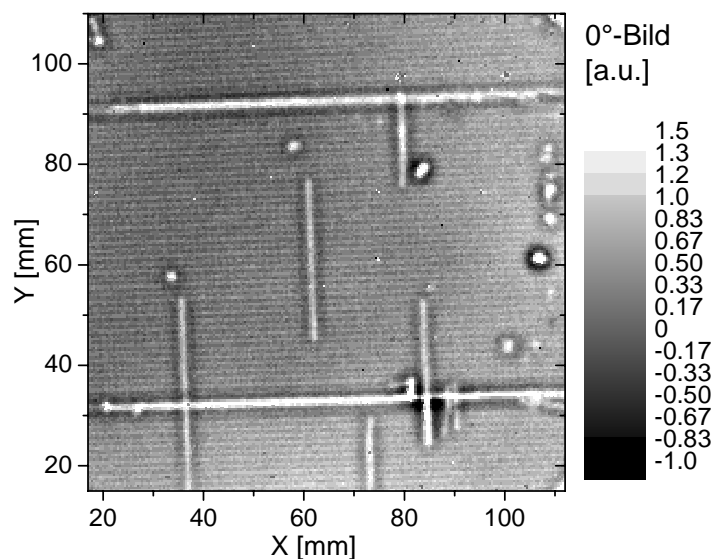


Abbildung 4.22: Ausschnitt des 0° Bildes der FZ-Zelle 1 gemessen unter V_{OC} -Bedingungen. Vier Verlustmechanismen sind sichtbar: Rekombination unter den Busbars, Rekombination an den Linien-LFCs, Risse und „Punkt-Shunts“ (für Details siehe Text).

Die Linien erhöhter Leckstromdichten parallel der Finger konnten alle mit Rissen in der Solarzelle korreliert werden. Eine Überprüfung anderer Solarzellen derselben Charge ergab, daß vereinzelt auch Risse zu finden waren, jedoch in weit geringerer Anzahl. Die Meßmethode setzt die Solarzelle durch den zur Zeit verwendeten Ansaugmechanismus einer gewissen mechanischen Belastung aus. Deshalb muß vermutet werden, daß die Risse erst während der Messung entstanden. Da jedoch bei den meisten anderen bisher mit Hell-Thermographie vermessenen Zellen keine Risse aufgrund der Probenhalterung detektiert werden konnten, muß gleichzeitig vermutet werden, daß die Solarzellen dieser Charge offenbar eine gewisse Vorschädigung erfahren haben, die zu Sollbruchstellen parallel zu den Fingern führt. Es konnte ein entsprechender Prozeßschritt identifiziert werden, der mit großer Wahrscheinlichkeit für diese Vorschädigung verantwortlich ist.

Die hier untersuchte Zelle zeigt exemplarisch, wie der Einsatz von Hell-Thermographie hilft, zunächst die für die Limitierung einer Solarzelle entscheidenden Verlustmechanismen zu lokalisieren, sie dann zu identifizieren und sie schließlich in Rückkopplung mit der Solarzellentechnologie einem bestimmten Prozeßschritt zuzuordnen und so eine Optimierung des Solarzellenprozesses zu ermöglichen. Für diese Aufgabe ist Hell-Thermographie prädestiniert, da sie eine orts aufgelöste Meßtechnik ist, die nicht nur einen bestimmten Solarzellen- oder Materialparameter mißt, sondern ein Gesamtbild aller Leistungsverluste unter Meßbedingungen, die den realen Betriebsbedingungen der Solarzelle recht nahe kommen, wiedergibt.

4.6 Bewertung (industrieller) Einsatzmöglichkeiten

In diesem Kapitel wurden die von Breitenstein et al. entwickelte Meßmethode der Dunkel-Thermographie sowie die in dieser Arbeit neu entwickelte Methode der Hell-Thermographie vorgestellt und ausführlich diskutiert. Wie exemplarisch an zwei Beispielen in dieser Arbeit gezeigt wurde und an einer Vielzahl von Veröffentlichungen diverser Arbeitsgruppen abzulesen ist, hat die Methode der Dunkel-Thermographie bereits weite Verbreitung als wertvolles Hilfsmittel zur Analyse von Prozessierungs- und Technologieproblemen erlangt. Die Hell-Thermographie als relativ neue Methode kann zwar noch nicht auf einen so breit gefächerten Einsatz zur Lösung diverser Probleme zurückblicken, die im Kapitel 4.5.5 gezeigten ersten Anwendungen der Hell-Thermographie demonstrieren jedoch, daß sie ein mindestens gleich großes Potential zur Fehler- und Problemanalyse bei der Solarzellenprozessierung besitzt wie die Dunkel-Thermographie. Beide Meßtechniken werden zur Zeit ausschließlich an Forschungsinstituten angewendet. Auf einen Einsatz in industriellen Forschungslabors haben sich bisher im Wesentlichen zwei Punkte hemmend ausgewirkt: Zum einen sind die Meßtechniken noch relativ neu, und es wurden erst in den letzten Jahren die verschiedenen Anwendungsgebiete entwickelt und ein detailliertes Verständnis der Messungen erarbeitet. Zum anderen sind die Investitionskosten aufgrund der notwendigen, im mittleren oder fernen IR arbeitenden CCD-Kamera relativ hoch. Die Investitionen für die Hell-Thermographie sind im Vergleich zur Dunkel-Thermographie etwas höher. Da sie jedoch diverse Vorteile besitzt und apparativ eine Verbindung mit einem CDI-Aufbau zur Lebensdauerermessung leicht realisierbar ist, sollte dieser Preisunterschied kein wesentliches zusätzliches Hindernis darstellen, zumal die zusätzlichen Analysemöglichkeiten die höheren Kosten in jedem Fall aufwiegen.

In welchem Umfang Thermographiemethoden in industrielle Charakterisierungslabors Einzug halten werden, wird im Wesentlichen von der Bereitschaft der Industrie abhängen, die notwen-

digen Investitionen zu tätigen. Die Vorteile für eine schnelle Problemanalyse in der Fertigung wurden hier hinreichend dargestellt.

Eine In-Line-Kontrolle mittels Hell- oder Dunkel-Thermographie unter Vorwärtsspannung ist keine realistische Option, da die Meßzeiten bei mehreren Minuten bis zu ca. einer halben Stunde liegen. Es gibt immer wieder Überlegungen, Dunkel-Thermographie unter hoher Rückwärtsspannung anzuwenden und so schon innerhalb von Sekunden Aussagen über die schlimmsten lokalen Leckströme zu erhalten [BPI⁺02, BL03]. Entsprechend geartete Meßbedingungen ermöglichen jedoch ausschließlich die Detektion von linearen (ohmschen) Shunts. Da nicht-lineare Leckströme meist einen erheblichen Beitrag zu den Verlusten einer Solarzelle leisten, sind somit Rückschlüsse auf die Solarzelle von ähnlicher Qualität, wie sie in diesem Kapitel gezeigt wurden, nicht zu erwarten. Jedoch könnte eine entsprechende In-Line-Messung wichtige Informationen darüber geben, welche Solarzellen im Modul zu „Hot-Spots“ führen könnten, und das Aussortieren dieser Zellen schon vor der Modulproduktion ermöglichen.

4.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde Lock-In-Thermographie als Verfahren zur orts aufgelösten Messung von Verlustströmen und Verlustleistungen in Solarzellen vorgestellt. In Kapitel 4.3.2 wurde die Theorie zur Ausbreitung von thermischen Wellen, die Grundlage für beide in dieser Arbeit verwendeten Meßtechniken ist, kurz diskutiert.

Kapitel 4.4 stellt die von Breitenstein und Langenkamp entwickelte Dunkel-Thermographie [BL03] vor. Ein entsprechendes System wurde im Rahmen dieser Arbeit am Fraunhofer ISE aufgebaut. Grundidee ist es, durch periodisches Anlegen einer Spannung an die Solarzelle und durch Messen der lokalen Temperaturüberhöhungen mithilfe einer im mittleren IR sensitiven CCD-Kamera die bevorzugten Orte von Dunkelströmen über den pn-Übergang der Solarzelle zu messen. Mithilfe eines Lock-In-Systems können Temperaturunterschiede noch im Bereich um die 10 bis 20 μK detektiert werden. Als Anwendungen der Dunkel-Thermographie wurden die Lokalisierung von Leckströmen in einem industriellen Solarzellenprozeß und die Untersuchung von Wechselwirkungen zwischen Material und Zellprozeß für kristalline Silizium-Dünnschichtsolarzellen untersucht. In dieser Arbeit wurde die Methode der Dunkel-Thermographie zur Hell-Thermographie weiterentwickelt. Da sich Hell- und Dunkelstrompfade in Solarzellen deutlich unterscheiden, ist es wünschenswert, möglichst nahe an den realen Betriebsbedingungen einer Solarzelle zu messen. Hierfür genügt es nicht, eine konstante Biasbeleuchtung einzuführen, wie z.B. in [RMST98]. Die vom Lock-In detektierten Änderungen des Wärmeeintrags in die Solarzelle müssen vielmehr optisch induziert sein. Es wurde ein entsprechender Aufbau realisiert, der anstelle der elektrischen Anregung eine ganzflächige, modulierte Beleuchtung der zu untersuchenden Zelle ermöglicht. Mit diesem Aufbau kann die orts aufgelöste Verteilung der Verlustleistungen einer Solarzelle unter Betriebsbedingungen gemessen werden.

Durch die Messung am Arbeitspunkt der Solarzelle und die gegenüber der Dunkel-Thermographie um mindestens einen Faktor 10 höhere Sensitivität der Hell-Thermographie ist es möglich, die Verlustleistungen an einzelnen Korngrenzen in multikristallinem Material zu untersuchen. Ferner ist ein Vergleich der Verlustleistungen aufgrund verschiedener Verlustmechanismen, wie z.B. punktförmiger Shunts unter der Metallisierung und Rekombination im Volumen, bei Betriebsbedingungen möglich. Es konnte gezeigt werden, daß sich die Gewichtung verschiedener Verlustme-

chanismen im Betriebszustand teilweise signifikant von der mit der Dunkel-Thermographie ermittelten Verteilung unterscheidet. Auch zur Untersuchung von Verlusten in Serienwiderständen der Solarzelle und der Rekombination an den Zelloberflächen ist Hell-Thermographie aufgrund der Messung unter Betriebsbedingungen hervorragend geeignet.

Aufgrund der relativ langen Meßzeiten von einigen Minuten bis hin zu ca. einer halben Stunde wird das Haupteinsatzgebiet dieser thermographischen Methoden auf absehbare Zeit in der prozeßbegleitenden Qualitätskontrolle und in Forschungsabteilungen liegen. Eine In-Line-Prozeßkontrolle scheint zum jetzigen Zeitpunkt eher unrealistisch.

Kapitel 5

Methoden zur Bestimmung der Lebensdauer

5.1 Kapitelübersicht

In diesem Kapitel werden verschiedene Verfahren zur Messung von Ladungsträgerlebensdauern in Solarzellen vorgestellt. Zunächst wird ein kurzer Überblick über bereits vor Beginn dieser Arbeit etablierte Verfahren gegeben. Neben Verfahren zur Messung der Ladungsträgerlebensdauer wird dabei mit der Methode der Spectrally Resolved Light Beam Induced Current (SR-LBIC) eine Methode zur Diffusionslängenbestimmung diskutiert, für die in dieser Arbeit die Auswerteverfahren weiter verbessert wurden. Den größten Teil dieses Kapitels nimmt die Methode des Carrier Density Imaging (CDI) ein, die im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelt wurde. Teile der dargestellten Entwicklung der CDI sind in den im Rahmen dieser Dissertation von S. Riepe [Rie01] und M. Schubert [Sch03b] angefertigten Diplomarbeiten durchgeführt worden. Abschließend wird noch die Möglichkeit eines industriellen Einsatzes der verschiedenen Methoden, insbesondere der CDI und der Quasi Steady State PhotoConductance (QSSPC), diskutiert.

5.2 Übersicht bereits bestehender Methoden

In den vergangenen Jahrzehnten wurde eine große Anzahl verschiedener Methoden zur Messung der Ladungsträgerlebensdauer bzw. der Diffusionslänge entwickelt. Diese unterscheiden sich neben dem physikalischen Prinzip, auf dem die Messung beruht, insbesondere in ihrer Ortsauflösung, im Injektionsniveau, bei dem die Messung durchgeführt wird, und in der Messung von absoluten bzw. differentiellen Lebensdauern. Die zu untersuchende Probe muß je nach Meßmethode als Siliziumscheibe, als Wafer mit eindiffundiertem pn-Übergang oder als fertige Solarzelle vorliegen.

Für die Charakterisierung von Silizium in der Photovoltaik sind die Methoden der Surface Photo Voltage (SPV) [Joh57], der Quasi Steady State PhotoConductance (QSSPC) [SCS96], der MicroWave PhotoConductance Decay (MW-PCD) [SK55, SB95] und der Spectrally Resolved Light Beam Induced Current (SR-LBIC) [SW00] am weitesten verbreitet. Diese Meßtechniken sowie die für Spezialanwendungen teilweise besser geeigneten Meßmethoden ElectroLYtical Me-

tAl Tracer (ELYMAT) [CLL⁺95a, CLL⁺95b] und Modulated Free Carrier Absorption (MFCA) [SSPA88, GW95] werden in diesem Abschnitt kurz beschrieben. Die Methode der MFCA stellt dabei den Vorläufer der im Folgenden Abschnitt beschriebenen, neu entwickelten Methode des Carrier Density Imaging (CDI) dar.

Eine relativ weite Verbreitung haben auch die Methoden des Electron Beam Induced Current (EBIC) [Sch90] und des PhotoLuminescence Decay (PL) [DS77] gefunden. Jedoch wird insbesondere die EBIC weniger zur quantitativen Lebensdauerermessung als vielmehr zur detaillierten Untersuchung von Defekten und ihrer elektrischen Aktivität verwendet. Zu den exotischeren Meßmethoden, die im Solarbereich kaum Anwendung gefunden haben, gehören Reverse Recovery (RR), Open-Circuit Voltage Decay (OCVD), Short-Circuit Current Decay (SCCD), steady state Phase Shift (PS) und pulsed MOS Capacitor (MOS-C) (siehe hierzu z.B. [Sch90]), auf die hier nicht näher eingegangen werden soll.

5.2.1 Elymat

Für eine Messung im *ElectroLYtical MetAl Tracer* (ELYMAT) [CLL⁺95a, CLL⁺95b] wird die Probe zwischen zwei Halbzellen, die mit verdünnter HF-Lösung gefüllt werden, eingespannt. Dadurch entsteht an der Probenoberfläche eine einem Schottky-Kontakt ähnlich Kontaktierung der Siliziumscheibe. Ein Pol wird an den Elektroden der HF-Zelle angebracht, mit dem anderen Pol wird der Siliziumwafer direkt kontaktiert (siehe Abb 5.1). Je nach angelegter Spannung kann der quasi Schottky-Kontakt an der Oberfläche des Halbleiters sperren, einen Strom von außen aufprägen oder Ladungsträger aus dem Halbleiter einsammeln. Beleuchtet man nun den Halbleiter, so kann im Sättigungsbe- reich der sich ergebenden $I(V)$ -Kurve des Elektrolyt-Halbleiterübergangs der generierte Photostrom gemessen werden. Dies ist entweder an der beleuchteten Vorderseite der Probe („Front-Side-Photocurrent“; FPC-Mode), an der unbeleuchteten Rückseite der Probe („Back-Side-Photocurrent“; BPC-Mode) oder auf beiden Seiten auf einmal („Both-Side-Photocurrent“; BSP-Mode) möglich. Prinzipiell ermöglicht jede dieser Messungen für sich alleine die Berechnung der effektiven Diffusionslänge L_{eff} in der Siliziumscheibe. Jedoch ist jeder dieser Modi verschieden empfindlich auf das Verhältnis der Rekombinationsgeschwindigkeiten an den beiden Oberflächen und der Volumenlebensdauer, so daß durch eine Kombination der Modi zusätzliche Informationen über L_{bulk} , S_{front} und S_{back} extrahiert werden können. Im FPC-Modus entspricht der Elektrolyt-Halbleiterübergang beinahe dem pn-Übergang einer Solarzelle, so daß die gemessenen Ströme denen einer LBIC-Messung sehr ähnlich werden.

Zur Beleuchtung der Probe werden normalerweise Laser verschiedener Wellenlängen verwendet, so daß weitere tiefen bzw. spektral aufgelöste Informationen über das Rekombinationsverhalten gewonnen werden können. Durch Fokussierung des Laserstrahls ist es möglich, in einem abtastenden Verfahren Topographien der Diffusionslänge mit einer guten Ortsauflösung zu erhalten.

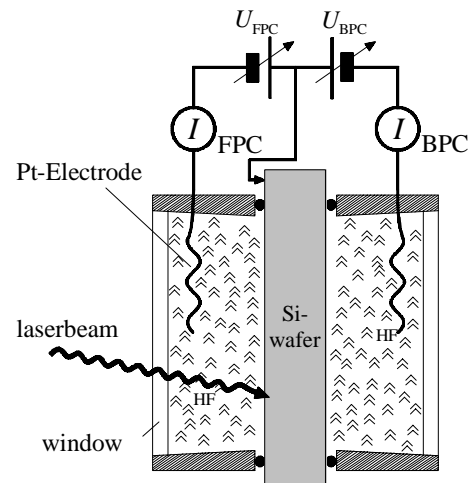


Abbildung 5.1: Schema des Meßaufbaus für Elymat Messungen (aus [CLL⁺95a]).

Ein wesentlicher Vorteil der Elymat-Messung ist, daß die HF-Lösungen eine sehr gute elektrische Passivierung der Oberflächen bewirkt und somit ohne vorheriges Abscheiden von dielektrischen Passivierungsschichten Messungen mit nur sehr geringem Einfluß der Oberflächenrekombination möglich sind.

5.2.2 Surface Photo Voltage (SPV)

Surface Photo Voltage (SPV) ist eine auf Arbeiten von E.O. Johnson [Joh57] zurückgehende Methode zur Messung der Diffusionslänge von Minoritätsladungsträgern in Halbleitern. Dazu werden die Siliziumscheiben auf einer Seite so präpariert, daß dort eine Raumladungszone entsteht. Üblicherweise geschieht dies durch das Ausnützen der spontan vorhandenen Ladungen auf der Oberfläche. Für p-Silizium wird in den American Standards of Testing and Measurement (ASTM) zur Oberflächenpräparation z.B. eine einminütige Ätze in einer Lösung aus 20 ml konzentrierter HF und 80 ml H_2O empfohlen [Sch90]. Die andere Oberfläche bleibt unbehandelt. An der so vorbereiteten Probe kann unter Beleuchtung die sich ergebende Spannung zwischen den beiden Oberflächen gemessen werden. Zur Messung ist es notwendig, einen kapazitiven Meßkopf auf die Probe aufzubringen, der jedoch gegenüber der Probe selbst isoliert und außerdem transparent sein muß, um eine Beleuchtung der Probe zu ermöglichen (siehe Abb. 5.2 unten). Durch Diffusion erreicht ein Teil der mittels Beleuchtung generierten Minoritätsladungsträger

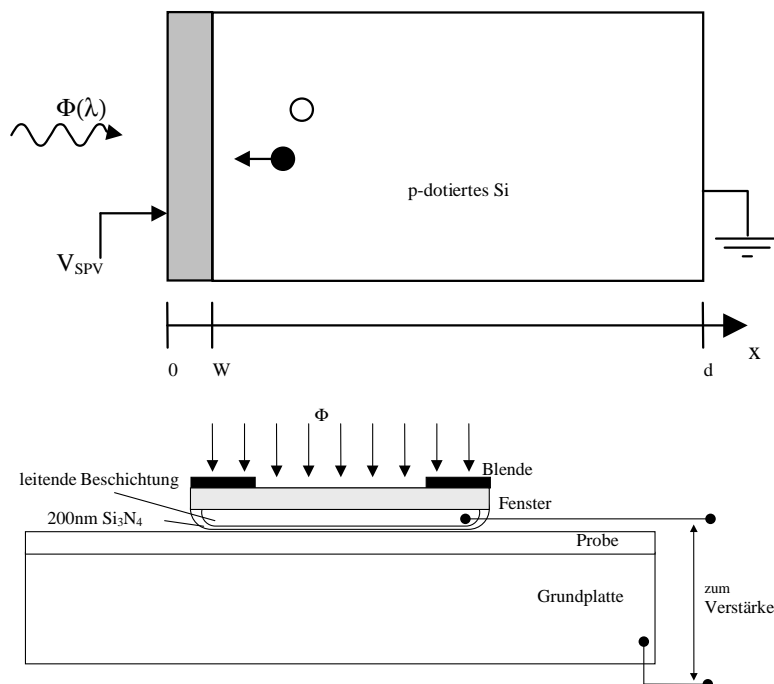


Abbildung 5.2: Querschnitt durch die Probe mit Raumladungszone (oben). Zur Spannungsmessung wird ein spezieller, durchsichtiger Kontakt auf die Vorderseite der Probe aufgesetzt (unten). Die leitende Schicht für den kapazitiven Kontakt wird auf ein Fenster aufgebracht und ist z.B. mit einer Si_3N_4 -Schicht gegenüber der Probe isoliert, so daß die Spannungsmessung rein kapazitiv erfolgt.

die Raumladungszone an der Oberfläche der Probe und erzeugt dort eine Potentialdifferenz. Das Prinzip der SPV beruht nun darauf, bei verschiedenen Wellenlängen und damit verschiedenen Eindringtiefen des Generationslichts zu messen und dabei den Photonenfluß Φ so zu variieren, daß sich jeweils die gleiche Spannung V_{SPV} ergibt. Da V_{SPV} konstant gehalten wird, ist auch bei allen Messungen $\Delta n(W)$ gleich, wobei W die Tiefe der Raumladungszone bezeichnet; die Probendicke wird im Folgenden mit d bezeichnet (siehe Abb. 5.2). Um eine konstante Spannung V_{SPV} zu erreichen muß mit der Wellenlänge bzw. Eindringtiefe natürlich der Photonenfluß Φ variiert werden. Nimmt man nun an, daß $(d - W) \gg 4L$, $W \ll L$, $\alpha W \ll 1$ und $\alpha(d - W) \gg 1$

gilt und daß außerdem V_{SPV} linear mit der freien Überschlußladungsträgerdichte am Rande der Raumladungszone $\Delta n(W)$ variiert, so ergibt sich eine lineare Beziehung zwischen der Photonenflußdichte Φ und der Eindringtiefe $1/\alpha$ des Lichts [Sch90]:

$$\Phi = const(L_{eff} + \frac{1}{\alpha}) \quad (5.1)$$

Somit erhält man die effektive Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger als negativen x-Achsenabschnitt der sich ergebenden Ausgleichsgerade.

Die SPV eignet sich prinzipiell zur Messung absoluter Diffusionslängen bzw. Lebensdauern, auch wenn die von Johnson ursprünglich entwickelte Methode differentieller Art war.

5.2.3 Spectrally Resolved Light Beam Induced Current (SR-LBIC)

Meßprinzip

Light Beam Induced Current (LBIC) ist eine weit verbreitete Methode zur orts aufgelösten Messung der Kurzschlußstromdichte von Solarzellen [Saw86, Wag89, MS94]. Dabei wird eine Solarzelle punktuell mit einem fokussierten Lichtstrahl beleuchtet und der resultierende Strom unter Kurzschlußbedingungen gemessen. Wird nun der fokussierte Lichtstrahl über die Solarzelle bewegt, so erhält man eine Topographie des Kurzschlußstroms der Solarzelle. Zur Signalverstärkung werden LBIC-Systeme üblicherweise mit einem Lock-In-Verstärker betrieben. In den einfachsten Systemen wird Weißlicht (z.B. von einer Halogenlampe) verwendet, das durch ein Chopperrad mit der gleichen Frequenz moduliert wird, mit der der Lock-In-Verstärker den resultierenden Kurzschlußstrom der Zelle analysiert. Bereits solche Systeme können wichtige qualitative Aufschlüsse über gute und schlechte Bereiche von multikristallinem Material bzw. über Unregelmäßigkeiten bei der Prozessierung der Solarzelle geben. Eine quantitative Aussage ist jedoch schwierig, da die Kurzschlußstromdichte unter einer nicht-normierten Beleuchtung gemessen wird, so daß hierfür zumindest noch der „Mismatch“ zum Normspektrum von AM1.5G berechnet werden müßte.

Um quantitativ verwertbare Aussagen zu erzielen, werden bei LBIC Systemen oft Laserdioden zur Beleuchtung verwendet, so daß ein monochromatisches Generationslicht zur Verfügung steht. Die Messung der Kurzschlußstromdichte J_{SC} unter monochromatischer Beleuchtung mit bekanntem Photonenfluß $J_{Photon}(\lambda)$ liefert mittels

$$EQE(\lambda) = \frac{J_{SC}(\lambda)}{qJ_{Photon}(\lambda)} \quad (5.2)$$

die externe Quanteneffizienz (EQE) bei der entsprechenden Wellenlänge. Mit Gl. 2.33 kann diese unter Kenntnis der Reflexion $R(\lambda)$ in eine interne Quanteneffizienz (IQE) umgerechnet werden. Aus diesem Grund messen die meisten LBIC-Systeme mit einer Photodiode und einem halbdurchlässigen Spiegels die direkte Reflexion des Laserstrahls an der Solarzellenoberfläche. Um auch Solarzellen mit rauher oder texturierter Oberfläche untersuchen zu können, wird in einigen Systemen mithilfe großflächiger Photodioden auch die diffuse Reflexion gemessen. So erhält man eine orts aufgelöste Messung der EQE , IQE und von R .

Verwendet man Laserdioden verschiedener Wellenlängen und führt die beschriebene Messung bei allen Wellenlängen aus, so erhält man ein orts aufgelöstes Bild der Wellenlängenabhängigkeit der EQE und IQE . Systeme dieser Art werden als *Spectrally Resolved Light Beam Induced Current* (SR-LBIC) bezeichnet. Am Fraunhofer ISE wird dabei das Konzept verfolgt, bis zu 5

verschiedene Wellenlängen mit verschiedenen Modulationsfrequenzen in einen Lichtleiter einzukoppeln und somit die Solarzelle gleichzeitig mit diesen Wellenlängen zu beleuchten. Der Beitrag der einzelnen Wellenlängen zum Kurzschlußstrom wird dann durch geeignet gewählte Bandpaßfilter extrahiert [Sut98, SW00, Bar01].

Eine Prinzipskizze der am Fraunhofer ISE realisierten SR-LBIC ist in Abb. 5.3 zu sehen. In den folgenden Abschnitten wird gezeigt, wie aus der spektral aufgelösten IQE die effektive Diffusionslänge der Minoritätsträger L_{eff} und unter bestimmten Voraussetzungen auch die Volumendiffusionslänge L_{bulk} und die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{back} extrahiert werden kann.

Ein großer Vorteil der LBIC und SR-LBIC Methode ist, daß fertig prozessierte Solarzellen gemessen werden können. Somit kann für die gemessenen Diffusionslängen definitiv ausgeschlossen werden, daß sie sich während des Prozesses noch verändern können. Im Gegensatz dazu darf bei Lebensdauermessungen mit QSSPC, MW-PCD und CDI, aber auch den meisten anderen Meßmethoden, die Probe keine Vorder- bzw. Rückseitenmetallisierung aufweisen. Da die Rückseite oft aus aufgedampftem bzw. gedrucktem Aluminium besteht, das zur Verringerung von S_{back} gesintert wird (sogenanntes „Back Surface Field“), kann sich τ_{bulk} bzw. L_{bulk} durch die Getterwirkung des Aluminiums in diesem Prozessschritt noch erheblich verändern. Lebensdauermessungen vor der Metallisierung sind deshalb immer mit einer gewissen Unsicherheit bezüglich ihrer Anwendbarkeit für die Simulation der fertigen Solarzelle behaftet. Messungen mit MW-PCD, QSSPC, CDI etc. nach der Metallisierung erfordern jedoch einen erheblichen Aufwand, da die gesamte Zellstruktur rückgeätzt und die Oberflächen neu konditioniert und passiviert werden müssen. Somit bietet SR-LBIC oft die einfachste Möglichkeit, quantitative, orts aufgelöste Informationen über L_{eff} und damit auch τ_{eff} zu erhalten.

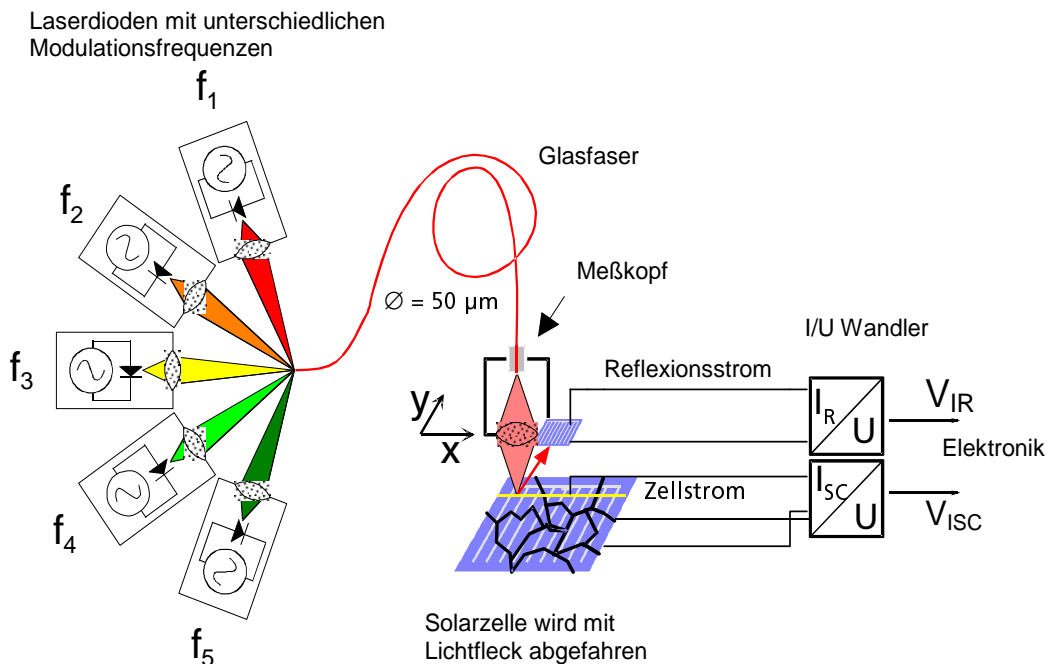


Abbildung 5.3: Schema des (optischen) Aufbaus der am Fraunhofer ISE realisierten SR-LBIC (aus [Bar01]).

L_{eff} -Auswertung

Unter den vereinfachenden Annahmen, daß $d \gg L_{eff}$ und $\alpha d \gg 1$ ist, wobei d die Dicke der Solarzelle und α der Absorptionskoeffizient ist, erhält man aus der von Stokes angegebenen Lösung der Diffusionsgleichung für konstante Diffusionslänge die Abhängigkeit des Kurzschlußstroms von der Wellenlänge λ einer monochromatisch beleuchteten Solarzelle [SC77]

$$J_{SC}(\lambda) = \frac{qJ_{Photon}(\lambda)(1 - R(\lambda))\alpha(\lambda)L_{eff}\exp(-\alpha(\lambda)t)}{\alpha(\lambda)L_{eff} + 1} . \quad (5.3)$$

Dabei ist t die Tiefe des Emitters. Ferner wurde *ausschließlich* der Strombeitrag aus der Basis der Solarzelle berücksichtigt. Nimmt man nun weiter an, daß die Eindringtiefe des Lichts groß gegenüber der Emittertiefe t ist, also $\alpha t \ll 1$, so läßt sich Gl. 5.3 weiter vereinfachen und mithilfe der Gleichungen 5.2 und 2.33 von der Wellenlängenabhängigkeit der Kurzschlußstromdichte auf die Wellenlängenabhängigkeit der IQE umschreiben:

$$\frac{1}{IQE(\lambda)} = 1 + \frac{1}{\alpha(\lambda)L_{eff}} . \quad (5.4)$$

Trägt man die inverse interne Quanteneffizienz über dem inversen Absorptionskoeffizienten (also der Eindringtiefe des monochromatischen Lichts) auf, so erhält man eine Gerade, deren negativer x-Achsenabschnitt gerade der effektiven Diffusionslänge L_{eff} entspricht (siehe Abb. 5.4). Nach diesem Prinzip können nun durch Bestimmen einer Ausgleichsgerade SR-LBIC-Messungen ausgewertet und ortsaufgelöste Bilder der Diffusionslängenverteilung in Solarzellen erstellt werden. Dieses Vorgehensweise ist das Standardverfahren, das zur Zeit in den meisten SR-LBIC-Systemen verwendet wird.

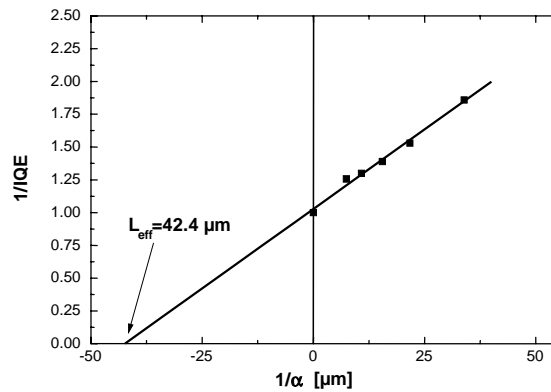


Abbildung 5.4: Prinzip der Bestimmung von L_{eff} aus SR-LBIC-Messungen: Für alle gemessenen Wellenlängen wird IQE^{-1} über α^{-1} aufgetragen. Aus Gl. 5.4 kann zusätzlich stets der Punkt (0;1) gewonnen werden. Der negative x-Achsenabschnitt der Ausgleichsgeraden durch diese Punkte entspricht L_{eff} .

Trennung von L_{bulk} und S_{back}

Die Messung der IQE enthält, wie in Kapitel 2.4.3 gezeigt wurde, nicht nur Informationen über die *effektive* Diffusionslänge bzw. Lebensdauer der Ladungsträger, sondern auch über die *Volumendiffusionslänge* L_{bulk} und die Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_{back} . Es ist also grundsätzlich möglich, auch aus SR-LBIC-Messungen Informationen sowohl über L_{bulk} als auch S_{back} zu extrahieren. Allerdings liegt das Problem darin, daß normalerweise nur bei sehr wenigen Wellenlängen Meßwerte der IQE vorliegen und diese außerdem einen relativ großen Meßfehler (verglichen mit SR-Messungen ohne Ortsauflösung) haben. Aus diesen Gründen ist es fraglich, ob vertrauenswürdige Werte für L_{bulk} und S_{back} extrahiert werden können.

Ein erstes Modell für den Fit von L_{bulk} und S_{back} an SR-LBIC-Daten wurde von M. Spiegel [SFKB00] entwickelt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein umfangreicheres Modell entwickelt [IBW02], das weniger Annahmen als das in [SFKB00] vorgeschlagene enthält und auch die sich teilweise widersprechenden Anforderungen des Modells von Spiegel vermeidet. Im Folgenden

werden beide Modelle kurz vorgestellt. Außerdem wurden sie als Algorithmen zur Auswertung von SR-LBIC-Daten implementiert und anhand von Simulationen auf ihre Anwendbarkeit, insbesondere auf Datensätze mit verschiedenen großen Meßfehlern, untersucht. Es wurde ebenfalls untersucht, welche Wellenlängen für eine Trennung von L_{bulk} und S_{back} besonders geeignet sind. Abschließend werden erste experimentelle Ergebnisse gezeigt.

Grundsätzliche Überlegungen: Es wird, wie auch schon bei der linearen Auswertung, die Näherung gemacht, daß nur der Beitrag zum Strom aus der Basis über den betrachteten Wellenlängenbereich merklich variiert, also wiederum $\alpha t \ll 1$. Somit kann t in erster Näherung 0 gesetzt werden. Zur Herleitung der Abhängigkeit der IQE von der Wellenlänge λ geht man von einer (auf der Größenordnung einer Diffusionslänge) lateral homogenen Solarzelle aus und betrachtet die eindimensionale Diffusionsgleichung für Minoritäten (in p-Silizium Elektronen) im Gleichgewichtszustand

$$D_e \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial^2 z} = \frac{D_e \cdot \Delta n}{L_{bulk}^2} - G(z) \quad . \quad (5.5)$$

Dabei ist D_e die Diffusionskonstante der Elektronen, und der Zusammenhang zwischen L_{bulk} und L_{eff} ist durch

$$L_{eff} = L_{bulk} \frac{\frac{S_{back} L_{bulk}}{D_e} \cdot \tanh\left(\frac{d}{L_{bulk}}\right) + 1}{\frac{S_{back} L_{bulk}}{D_e} + \tanh\left(\frac{d}{L_{bulk}}\right)} \quad (5.6)$$

gegeben [Bas93]. Da unter J_{SC} -Bedingungen gemessen wird, werden alle Ladungsträger, die den pn-Übergang erreichen, von diesem eingesammelt. Als Randbedingung bei $z = 0$ (streng genommen wäre diese Randbedingung bei $z = t$ anzuwenden) erhält man somit $\Delta n(z = 0) = 0$. An der Rückseite erhält man mit S_{back} als Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit

$$S_{back} \cdot \Delta n(z = d) = -D_e \frac{\partial \Delta n(z)}{\partial z} \Big|_{z=d} \quad (5.7)$$

als Randbedingung. J_{SC} erhält man aus der Lösung dieser Differentialgleichung als Diffusionsstrom über den pn-Übergang, also

$$J_{SC} = q D_e \frac{\partial \Delta n(z)}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad . \quad (5.8)$$

Modell von Spiegel et al.: Unter den vereinfachenden Annahmen, daß $d/4 \geq 1/\alpha$ und $1/\alpha < L_{bulk}$ gilt, schlagen M. Spiegel et al. folgendes Modell für die Abhängigkeit der IQE von L_{eff} und L_{bulk} vor [SFKB00]:

$$IQE(\lambda) = \frac{1 - (\alpha(\lambda) \cdot L_{eff})^{-1}}{1 - (\alpha(\lambda) \cdot L_{bulk})^{-2}} \quad . \quad (5.9)$$

Diese Formel ermöglicht erstmals die Bestimmung von L_{bulk} und unter Verwendung von Gl. 5.6 auch von S_{back} aus SR-LBIC-Messungen. Für *rauschfreie*, simulierte Daten haben Spiegel et al. gezeigt, daß eine Anpassung mit dieser Formel gute Ergebnisse für L_{bulk} und S_{back} liefert sowie L_{eff} wesentlich besser bestimmt werden kann als mit Gl. 5.4.

Genauere Betrachtung zeigt jedoch auch einige Defizite der von Spiegel vorgeschlagenen Gleichung auf: Zunächst ergeben sich für $1/\alpha = L_{bulk}$ unphysikalische Polstellen in der IQE , weshalb nur L_{bulk} -Werte bestimmt werden können, die größer sind als die Eindringtiefe des Lichts der

größten verwendeten Wellenlänge der SR-LBIC-Messung. Ferner ist die Bedingung, daß die größte Eindringtiefe maximal $1/4$ der Dicke der Zelle sein darf, eine deutliche Einschränkung: Sie ist zwar für viele SR-LBIC-Systeme für „normale“ Zellen von ca. $300 \mu m$ Dicke erfüllt, für „dünne“ Zellen von z.B. $100 \mu m$ Dicke oder darunter ist sie jedoch nur in den wenigsten Fällen zutreffend. Wie sich später zeigen wird, ist es außerdem auch leicht widersprüchlich, einerseits Eigenschaften der Zellrückseite zu untersuchen, andererseits aber nur Wellenlängen zuzulassen, bei denen maximal 1.8% der Photonen die Rückseite erreichen.

Neu entwickeltes Modell: Wie gezeigt wurde, weist das von Spiegel et al. vorgeschlagene Modell noch einige Defizite auf. Deshalb wurde in dieser Arbeit untersucht, inwieweit einige der einschränkenden Annahmen, die zu Gl. 5.9 führten, weggelassen werden können. Löst man Gl. 5.5 unter den angegebenen Randbedingungen ohne weitere einschränkenden Annahmen für eine monoexponentiell abfallende Generationsfunktion $G(z) = \alpha J_{Photon} \exp(-\alpha z)$, was monochromatischem Licht ohne interne Reflexionen entspricht, so ergibt sich für $IQE(\lambda)$:

$$IQE(\lambda) = \alpha L_b \cdot \frac{\left(L_b e^{-\alpha d} (S_b - \alpha D_e) + L_b (\alpha D_e - S_b) \cosh\left(\frac{d}{L_b}\right) - (D_e - \alpha L_b^2 S_b) \sinh\left(\frac{d}{L_b}\right) \right)}{\left((\alpha L_b)^2 - 1 \right) \left(D_e \cosh\left(\frac{d}{L_b}\right) + L_b S_b \sinh\left(\frac{d}{L_b}\right) \right)}. \quad (5.10)$$

Dabei sind $L_b = L_{bulk}$ und $S_b = S_{back}$. Die Abhängigkeit der IQE von L_{bulk} und S_{back} sieht zwar auf den ersten Blick deutlich komplizierter aus als die von Spiegel et al. vorgeschlagenen Gl. 5.9, von einem mathematischen Standpunkt aus betrachtet ist dies aber nicht der Fall: Bei der Anwendung beider Modelle muß eine nicht-lineare Anpassung der Meßdaten mit zwei offenen Parametern durchgeführt werden. Somit ist lediglich der Rechenaufwand bei dem hier vorgeschlagenen Modell höher als für Gl. 5.9, die mathematische Komplexität steigt jedoch nicht an. Eine deutliche *mathematische* Vereinfachung ist erst mit der linearen Anpassung aus Gl. 5.4 zu erzielen, ein aus Gl. 5.5 herleitbares *lineares* Modell in L_{bulk} und S_{back} bzw. L_{bulk} und L_{eff} konnte weder von Spiegel noch vom Autor dieser Arbeit gefunden werden und erscheint allgemein nicht möglich. Gl. 5.10 hat den Vorteil, daß keine beschränkenden Annahmen über L_{bulk} oder α gemacht wurden müssen, d.h. es können beliebige Wellenlängen für den SR-LBIC Aufbau verwendet werden, und es können auch L_{bulk} -Werte, die kleiner als die größte Eindringtiefe sind, bestimmt werden. Natürlich gilt jedoch weiter die Einschränkung, daß der Einfluß des Emitters nicht modelliert wurde und somit bei Wellenlängen unterhalb von ca. $700 nm$ das hier dargestellte Modell die IQE nicht hinreichend beschreibt.

Für dünne Wafer bzw. große Eindringtiefen der verwendeten Laserwellenlängen besteht weiterhin die Einschränkung, daß keine interne Reflexion berücksichtigt wurde. Sind die internen Reflexionskoeffizienten bekannt oder können diese abgeschätzt werden, so kann Gl. 5.5 mit der entsprechenden Generationsfunktion gelöst werden, und es ergeben sich Abhängigkeiten analog zu Gl. 5.10, die jedoch noch mehr Terme enthalten. Dieses Verfahren wurde für das komplette von Basore [Bas93] vorgeschlagene analytische Modell interner Reflexionen einer Solarzelle realisiert. Selbst für diese deutlich kompliziertere Generationsfunktion ändert sich nichts an der *mathematischen* Komplexität der durchzuführenden Anpassung, es steigt lediglich der Rechenaufwand. Mit diesem Modell ist es nun möglich, größere Wellenlängen in der SR-LBIC zu verwenden bzw. dünne Solarzellen mit SR-LBIC zuverlässig zu analysieren.

Simulationen zur Robustheit der Modelle: In diesem Abschnitt wird an simulierten SR-LBIC-Daten die Anwendbarkeit der diskutierten Algorithmen zur Anpassung an die Meßdaten untersucht. Die dafür notwendigen *IQE*-Daten wurden mit PC1D simuliert und künstlich mit einem statistischen Fehler von 0%, 1% bzw. 3% überlagert.

Da gleichzeitig untersucht werden sollte, ob die momentan verwendeten Wellenlängen der SR-LBIC optimal gewählt sind, wurden die Simulationen mit 6 verschiedenen Datensätzen durchgeführt: Als Ausgangspunkt der Untersuchungen wurde eine SR-LBIC mit 5 Laserwellenlängen mit Eindringtiefen von 8 bis 65 μm simuliert, was einer maximalen Wellenlänge von 950 nm und somit einem Standard SR-LBIC-System entspricht. Vergleichend wurde getestet, ob eine Erweiterung des Bereichs der Eindringtiefen die Möglichkeiten zur Trennung von L_{bulk} und S_{back} verbessert. Hierfür wurden jeweils 5 Wellenlängen über die Bereiche $\alpha^{-1} = 10..100 \mu m$, $\alpha^{-1} = 10..200 \mu m$ und $\alpha^{-1} = 8..300 \mu m$ verteilt. Abschließend wird noch die Möglichkeit untersucht, im Standardwellenlängenbereich der SR-LBIC ($\alpha^{-1} = 8..65 \mu m$) die Empfindlichkeit durch eine erhöhte Anzahl von Meßpunkten (20 bzw. 39) zu verbessern. Diese vergleichsweise hohe Anzahl an Meßpunkten kann zwar in SR-LBIC-Messungen kaum realisiert werden, bei Messung der SR mit einem Gittermonochromator stellt dies jedoch kein größeres Problem dar.

Im Folgenden werden die Simulationsergebnisse für eine Standardzelltechnologie und für „dünne Zellen“ dargestellt. Darüber hinausgehende Ergebnisse für hocheffiziente Solarzellen sind vom Autor dieser Arbeit in [IBW02] veröffentlicht worden.

Standardzelltechnologie: Es wurde ein Zellmodell angenommen, das einer einfachen Laborzelle des Fraunhofer ISE recht nahe kommt. Konkret wurde eine Zelldicke von $d = 300 \mu m$, eine Volumendiffusionslänge von $L_{bulk} = 300 \mu m$ und eine Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit von $S_{back} = 2500 cm/s$ angenommen.

Die Ergebnisse der Anpassung in L_{eff} und L_{bulk} sind in Abb. 5.5 dargestellt. Man sieht, daß sowohl der von Spiegel vorgeschlagene als auch der in dieser Arbeit entwickelte Algorithmus die Ergebnisse für L_{eff} gegenüber dem momentanen Standard von Gl. 5.4 deutlich verbessert. Der hier vorgeschlagene Algorithmus liefert in allen Fällen bessere Ergebnisse für L_{eff} als die von Spiegel vorgeschlagene Formel. Beide Verfahren sind in der Lage, L_{bulk} innerhalb gewisser Fehlergrenzen zuverlässig zu bestimmen. Im Gegensatz zu den Anpassungen für L_{eff} scheint bei der Anpassung von L_{bulk} der von Spiegel vorgeschlagene Algorithmus jedoch weniger anfällig für hohe Rauschniveaus zu sein als die in dieser Arbeit entwickelte Formel.

Eine Ausweitung des Wellenlängenbereichs der SR-LBIC-Messung scheint für beide vorgeschlagenen Formeln keine Verbesserung der Ergebnisse zu bringen, wohingegen zusätzliche Meßpunkte die Genauigkeit der Bestimmung von L_{bulk} verbessern, auf die Anpassung von L_{eff} jedoch offensichtlich keinen wesentlichen Einfluß haben.

Dünne Zellen: es wurden dünne Zellen mit einer Dicke von 100 μm auf qualitativ hochwertigem Silizium ($L_{bulk} = 500 \mu m$) simuliert. Dabei wurde eine Zelltechnologie mit ganzflächigem Rückseitenkontakt und relativ hoher Rekombinationsgeschwindigkeit an der metallisierten Rückseite angenommen ($S_{back} = 10000 cm/s$). Mit diesen Parametern wird die Rekombination in der Zelle eindeutig von der Rückseite dominiert. Somit hat L_{bulk} nur einen geringen Einfluß auf die *IQE*.

In Abb. 5.6 sind die aus der Anpassung der simulierten SR-LBIC-Daten mit dem Modell von Spiegel und dem in dieser Arbeit vorgeschlagenen Modell resultierenden Ergebnisse für L_{bulk}

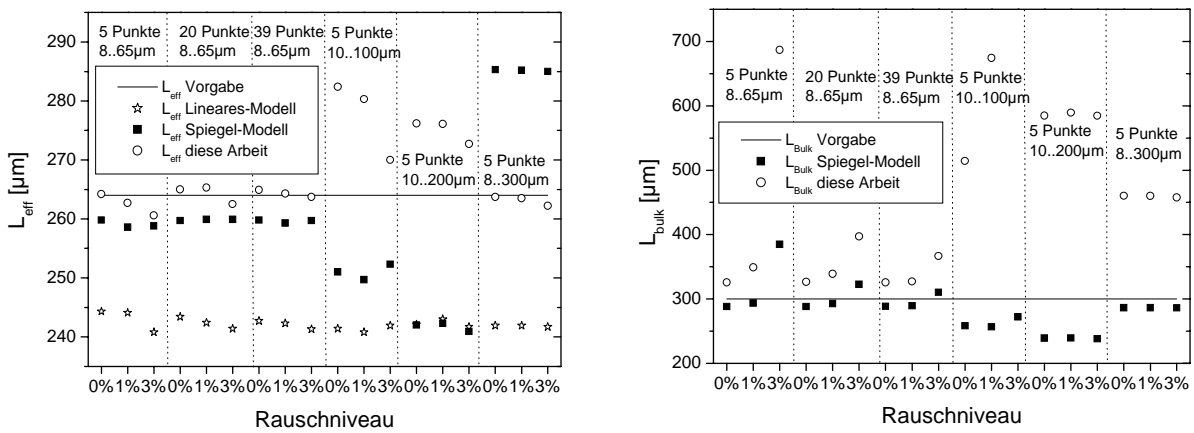


Abbildung 5.5: Berechnung von L_{eff} (links) und L_{bulk} (rechts) mit den von Spiegel und in dieser Arbeit vorgeschlagenen Modellen für eine Standardzellentechnologie und verschieden stark verrauschten Daten.

und S_{back} gezeigt. Wie zu erwarten war, liefert für dünne Zellen die hier vorgeschlagene Formel zur Anpassung der IQE wesentlich bessere Ergebnisse als die Berechnung mit der von Spiegel vorgeschlagenen Formel. Dies liegt wesentlich daran, daß für die Herleitung der von Spiegel angegebenen Gleichung 5.9 die Annahme $d/4 \geq 1/\alpha$ notwendig war, die für dünne Zellen in keinem der untersuchten Bereiche der Eindringtiefe erfüllt ist. Aus Abb. 5.6 (links) könnte man den Schluß ziehen, daß die von Spiegel vorgeschlagene Formel auch für dünne Zellen L_{bulk} besser bestimmt als das in dieser Arbeit vorgeschlagene Modell. Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß dies zwar nominell zutrifft, daß jedoch bei einer Diffusionslänge von $500 \mu m$ und einer Zeldicke von $100 \mu m$ die Zelle nicht mehr durch Volumenrekombination limitiert ist. Somit ist kein merklicher Unterschied zwischen dem wahren L_{bulk} -Wert von $500 \mu m$ und dem mit dem Modell aus dieser Arbeit berechneten L_{bulk} -Werten von ca. $2000 \mu m$ in der IQE und den Zellparametern zu finden. Hingegen ist der sich ergebende Unterschied zwischen $L_{bulk} = 500 \mu m$ und dem mit dem Modell von Spiegel errechneten L_{bulk} von ungefähr $150 \mu m$ sowohl für die IQE als auch für die Zellparameter relevant. Die Anpassung von L_{bulk} mit dem in dieser Arbeit vorgeschlagenen Modell beschreibt somit die Solarzelle besser als die mit dem Modell von Spiegel berechneten L_{bulk} -Werte, obwohl die mit dem in dieser Arbeit vorgeschlagenen Modell ermittelten Werte nominell weiter vom wahren Wert entfernt sind.

Sind die internen Reflexionen bekannt, so ist für dünne Zellen eine Ausweitung des Wellenlängenbereichs der SR-LBIC bis hin zu Eindringtiefen über $65 \mu m$ von Vorteil.

Kombinierter Fit-Algorithmus: Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß es Fälle gibt, in denen das von Spiegel vorgeschlagene Modell Vorteile gegenüber dem in dieser Arbeit entwickelten Modell hat und umgekehrt. Außerdem kann es — wenn die Bedingung $d/4 \geq 1/\alpha$ nicht erfüllt ist — passieren, daß man mit dem Fit nach Spiegel scheinbar sinnvolle Werte für L_{bulk} und L_{eff} erhält, obwohl die simulierten IQE -Werte erheblich von den gemessenen abweichen. Aus diesem Grund hat es sich als beste Methode erwiesen, Anpassungen der Meßdaten mit beiden Modellen durchzuführen, dann aus den simulierten und gemessenen IQE -Werten für beide Anpassungen eine Standardabweichung zu berechnen und, basierend auf dieser Fehlerabschätzung, die besten Werte für L_{eff} , L_{bulk} und S_{back} zu finden.

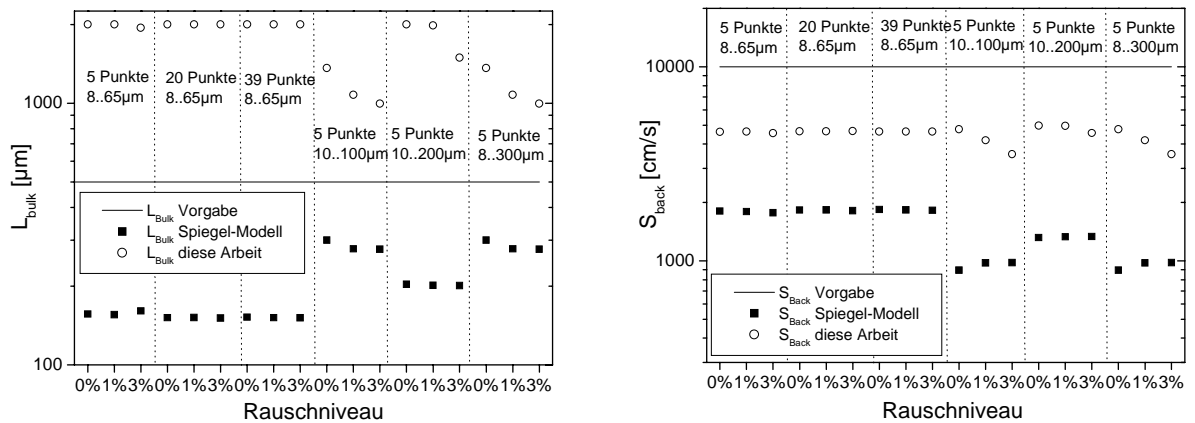


Abbildung 5.6: Berechnung von L_{bulk} (links) und S_{back} (rechts) mit den von Spiegel und in dieser Arbeit vorgeschlagenen Modellen für Zellen auf 100 μm dicken Siliziumscheiben und verschiedenen stark verrauschten Daten.

Experimentelle Ergebnisse: Die hier präsentierten Fit-Algorithmen wurden an mehreren am Fraunhofer ISE gemessenen Zellen getestet. Dabei wurde ein SR-LBIC System mit 5 Laserdioden und Wellenlängen von 750 nm bis 905 nm (Eindringtiefe $1/\alpha$ von 8 μm bis 35 μm) verwendet. Leider kam es bei dem zur Zeit am Fraunhofer ISE stattfindenden Aufbau eines neuen SR-LBIC-Systems mit erweitertem Wellenlängenbereich und — voraussichtlich — auch niedrigerem Rauschniveau zu erheblichen Verzögerungen, so daß im Rahmen dieser Arbeit keine Messungen mit diesem verbesserten System möglich waren. Deshalb konnten nur Daten verwendet werden, die für die vorgeschlagenen Auswertalgorithmen relativ schlecht geeignet sind.

Es wurden multikristalline Solarzellen variierender Dicke mit einem Emitterschichtwiderstand von ungefähr 110 Ω/\square und einem Aluminium-Back-Surface-Field untersucht. Die sich ergebende L_{bulk} -Topographie für eine 140 μm dicke Zelle ist in Abb. 5.7 zu sehen. Die resultierende L_{eff} -Topographie sieht sehr ähnlich aus und es ergeben sich S_{back} -Werte, die fast auf der gesamten Zellfläche unterhalb von 50 cm/s liegen, was für die verwendete Zelltechnologie deutlich zu niedrig ist. Vielmehr wurde aus einem Fit an eine mit einem Gittermonochromator gemessenen $IQE(\lambda)$ -Kurve ein S_{back} von 3000 cm/s bis 8000 cm/s extrahiert, was für die vorliegende Zelltechnologie wesentlich realistischer erscheint.

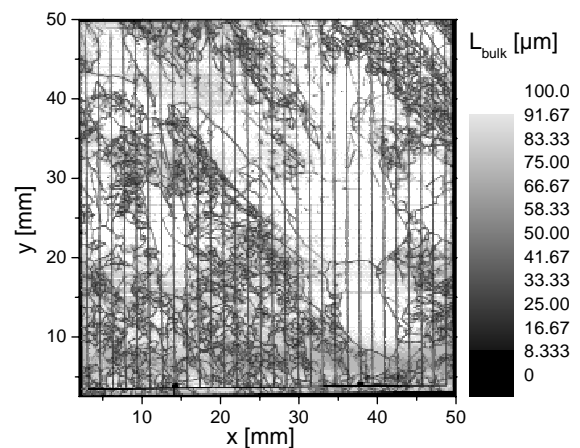


Abbildung 5.7: L_{bulk} -Topographie einer 140 μm dicken Solarzelle.

Im Folgenden wird untersucht, ob diese offensichtliche Diskrepanz ihre Ursache in der SR-LBIC-Messung oder im entwickelten Fit-Algorithmus hat. Zu diesem Zweck wurden 5 verschiedene L_{eff} -Topographien erstellt, die jeweils nur aus zwei Punkten im IQE^{-1} über α^{-1} Diagramm generiert wurden, nämlich dem Punkt (0;1) und jeweils den sich bei einer der 5 SR-LBIC Wellenlängen aus der Messung ergebenden Werten für α^{-1} und IQE^{-1} . Der Vergleich

dieser L_{eff} -Topographien zeigt, daß L_{eff} mit der Wellenlänge der LBIC-Messung ansteigt oder zumindest konstant bleibt. Dies ist der Fall, wenn $L_{bulk} \leq L_{eff}$ ist, was bei der untersuchten Zelle $S_{back} \leq 2500 \text{ cm/s}$ entspricht. Hieraus wird ersichtlich, daß nicht die Auswertung der Daten für die zu niedrigen Werte für S_{back} verantwortlich ist, sondern daß offensichtlich die SR-LBIC-Messung im Widerspruch zur verwendeten Zelltechnologie steht.

Um dies genauer zu untersuchen, wurde an einem guten Korn der gleichen Zelle die spektrale Empfindlichkeit (SR) mit einem Gittermonochromator gemessen. Eine numerische Anpassung der sich ergebenden $IQE(\lambda)$ -Kurve mit PC1D ergibt Fitparameter von $L_{bulk} = 163 \text{ }\mu\text{m}$ und $S_{back} = 3260 \text{ cm/s}$, was für die verwendete Technologie und das verwendete Material sinnvoll erscheint. Um nun zu testen, ob bei einer gleichwertigen SR-LBIC-Messung der vorgeschlagene Algorithmus zur Bestimmung von L_{bulk} und S_{back} auch in der Lage gewesen wäre, ähnliche Ergebnisse zu extrahieren, wurden Teile der SR-Daten in entsprechenden Wellenlängenbereichen für die Fit-Prozedur verwendet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Man sieht, daß auch die SR-Daten zu deutlich zu niedrigen Werten von S_{back} führen, wenn nur Daten bis 905 nm Wellenlänge ($\alpha^{-1} \approx 35 \text{ }\mu\text{m}$) verwendet werden. Werden hingegen Wellenlängen bis zu 950 nm in der Auswertung berücksichtigt, so ergeben sich Werte von 1000 cm/s bis 3500 cm/s für S_{back} , was sowohl der numerischen Anpassung als auch den Erwartungen aufgrund der verwendeten Zelltechnologie entspricht.

Der Grund, warum keine befriedigenden Werte für S_{back} bei Verwendung von Wellenlängen bis

Tabelle 5.1: Die Tabelle zeigt die mit dem in dieser Arbeit vorgeschlagenen Modell aus einer Messung der spektralen Empfindlichkeit (SR) an der in Abb. 5.7 gezeigten Zelle ermittelten Werte für L_{bulk} und S_{back} . Die Anzahl der Meßpunkte und der Wellenlängenbereich wurden, wie in den beiden ersten Spalten angegeben, verringert um mit der SR-Messung SR-LBIC-Daten simulieren zu können.

Wellenlänge $\lambda \text{ [nm]}$	Anzahl Wellenlängen	L_{eff} [μm]	L_{bulk} [μm]	S_{back} [cm/s]
750..900	16	127.4	109.2	0
750..905	5	126.9	108.9	0
750..950	21	131.8	123.0	1207
750..950	5	147.3	162.7	3260

905 nm erreicht werden konnte, ist offensichtlich: Eine Eindringtiefe von $35 \text{ }\mu\text{m}$, was in diesem Fall gerade einem Viertel der Zelldicke entspricht, ist zu gering, um den Einfluß der Zellrückseite mit einer hinreichenden Empfindlichkeit zu untersuchen. Die hier diskutierten Untersuchungen zeigen, daß die SR-LBIC-Messung einen Wellenlängenbereich umfassen muß, der eine maximale Eindringtiefe von mindestens ca. der halben Zelldicke beinhaltet, um eine Trennung von S_{back} und L_{bulk} zu ermöglichen. Es zeigt sich aber auch, daß $1/\alpha_{Max} \approx d/2$ hinreichend für die Trennung von S_{back} und L_{bulk} ist, wenn ein niedriges Rauschniveau der SR-LBIC-Messung erreicht wird. Gleichzeitig demonstriert diese Untersuchung die schon weiter oben diskutierte Widersprüchlichkeit in der Herleitung von Gl. 5.9, die $1/\alpha_{Max} \leq d/4$ erfordert, gleichzeitig aber für diesen Wellenlängenbereich einen Fit mit real gemessenen Daten nur bei extrem geringem Rauschniveau ermöglicht. Die in Tabelle 5.1 angegebenen Daten wurden alle mit dem in dieser Arbeit entwickelten Modell berechnet, da dieses — wie bereits die Simulationen vermuten ließen — für die hier untersuchte Zelle eine geringere Standardabweichung bei der Anpassung von L_{bulk} und S_{back} an die gemessenen $IQE(\lambda)$ -Daten ermöglichte als das von Spiegel vorgeschlagene Modell.

5.2.4 MicroWave Photoconductance Decay (MW-PCD)

Eine weit verbreitete Methode zur Analyse von Lebensdauern ist die Idee, durch einen kurzen Impuls eine Überschußladungsträgerdichte in den Halbleiter zu injizieren und danach (ohne weitere Injektion freier Ladungsträger) das zeitlich asymptotische Abklingen dieser freien Überschußladungsträgerdichte zu messen. 1953 wurde diese Methode erstmals veröffentlicht [HH53], 1955 wurde damit erstmals mit optischer statt elektrischer Anregung gearbeitet [SK55] (s. Abb. 5.8). Bei der PCD-Methode wird das Abklingen der Überschußladungsträgerdichte über die zeitliche Änderung der Leitfähigkeit der Probe nachgewiesen. Bei vielen Meßaufbauten, wie auch an beiden am Fraunhofer ISE zur Verfügung stehenden Meßplätzen, wird die Änderung der Leitfähigkeit über die sich ändernde Reflexion eines Mikrowellensignals detektiert. Eine PCD-Messung mit dieser Nachweismethode wird als *MicroWave detected PhotoConductance Decay* (MW-PCD) [SB95] bezeichnet.

Die Leitfähigkeit σ der Probe hängt von der Konzentration der freien Elektronen und Löcher ab:

$$\sigma = q(\mu_n n + \mu_p p) \quad (5.11)$$

wobei $n = n_0 + \Delta n_{Mess}$ und $p = p_0 + \Delta p_{Mess}$ die gesamten Ladungsträgerkonzentrationen sind. n_0 und p_0 sind die Ladungsträgerdichten im Gleichgewichtszustand ohne Injektion, $\mu_{n,p}$ die Mobilitäten der Elektronen bzw. Löcher. Unter Niederinjektionsbedingungen sind die Mobilitäten näherungsweise injektionsunabhängig, weshalb sie hier über den gesamten Abklingvorgang hinweg als konstant angenommen werden. Bei Vernachlässigung von Trappingeffekten (d.h. $\Delta n_{Mess} = \Delta p_{Mess}$) gilt für die Überschußladungsträgerdichte:

$$\Delta n_{Mess} = \frac{\Delta \sigma}{q(\mu_n + \mu_p)} \quad (5.12)$$

Nimmt man einen deltaförmigen Lichtpuls an und vernachlässigt Terme höherer Ordnung, erhält man eine exponentiell abfallende Ladungsträgerdichte. Die Zeitkonstante des exponentiellen Zerfalls von Δn_{Mess} ist gerade die *differentielle* effektive Ladungsträgerlebensdauer $\tau_{eff,Diff}$:

$$\Delta n_{Mess}(t) = \Delta n_{Mess}(0) \exp\left(\frac{-t}{\tau_{eff,Diff}}\right) \quad (5.13)$$

Die MW-PCD ist das vielleicht weit verbreitetste Instrument zur Messung von Ladungsträgerlebensdauern in der Photovoltaik. Vorteile sind unter anderem die kontaktlose Messung sowie die Möglichkeit, Proben ohne vorherige Präparation zu messen. Ortsaufgelöste Messungen können durch Abrastern der Probe mit einem fokussierten Generationslaser erreicht werden. Nachteil

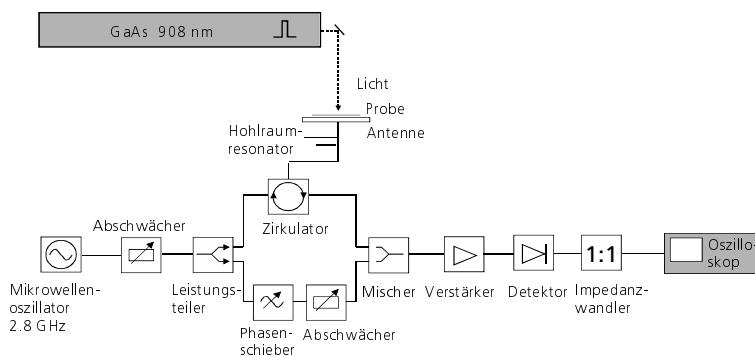


Abbildung 5.8: Schema des am Fraunhofer ISE in Freiburg verwendeten MW-PCD Meßplatzes (aus [SK55]).

dieses Verfahrens ist es jedoch, daß hierbei fast immer unter Hochinjektion gearbeitet wird, da sonst das Signal-zu-Rauschen Verhältnis so schlecht wäre, daß Messungen einer $100 \times 100 \text{ mm}^2$ großen Scheibe mit einer Ortsauflösung von ca. $500 \mu\text{m}$ schon viele Stunden brauchen würden. Die unter Hochinjektion gemessenen Lebensdauern sind jedoch als Absolutmaß der für Solarzellen relevanten Lebensdauern mit gewisser Vorsicht zu betrachten (siehe auch Kap. 2.2).

5.2.5 Quasi Steady State Photoconductance (QSSPC)

R.A. Sinton und A. Cuevas stellten 1996 die Methode des Quasi Steady State PhotoConductance (QSSPC) zur Bestimmung der effektiven Lebensdauer freier Ladungsträger vor [SCS96, SC96]. Die Grundidee ist, ähnlich wie bei der MW-PCD, die (optische) Generation freier Ladungsträger und die Messung der sich ergebenden Überschußladungsträgerdichte durch induktive Ankopplung der Probe an die Spule eines kalibrierten RC-Hochfrequenz-Schwingkreises. Die Umrechnung der gemessenen Photoleitfähigkeit in die Konzentration freier Überschußladungsträger erfolgt analog zu der bei der MW-PCD beschriebenen Methode. Die QSSPC ist somit wie die MW-PCD ein kontaktloses präparationsfreies Meßverfahren. Im Gegensatz zur MW-PCD wird jedoch keine pulsformige Anregung verwendet und das Abklingen der Ladungsträgerdichte betrachtet, sondern es wird ein Blitz als Lichtquelle verwendet, dessen Intensität nur langsam (auf der Größenordnung von ms) abfällt. Da die Ladungsträgerlebensdauer normalerweise deutlich unter 1 ms liegt, kann somit zu jeder Zeit ein quasi stationärer Zustand von Δn angenommen werden. Somit mißt die QSSPC den zeitlichen Verlauf der *stationären* Ladungsträgerdichte $\Delta n(t)$ in der Siliziumscheibe. Wird nun noch eine Referenzsolarzelle zusammen mit der Probe vermessen, um zu jedem Zeitpunkt die Intensität des Blitzes, also $G(t)$, zu bestimmen, so kann nach Gl. 2.6 die gemessene stationäre Ladungsträgerdichte $\Delta n(t)$ in eine *absolute* effektive Ladungsträgerlebensdauer $\tau_{eff,abs}(t)$ umgerechnet werden. Da gleichzeitig $\Delta n(t)$ bekannt ist, erhält man so aus nur einer Messung die Injektionsabhängigkeit $\tau_{eff,abs}(\Delta n)$ der absoluten Lebensdauer.

Aufgrund der einfachen und schnellen Messung, die mit der Injektionsabhängigkeit wichtige Zusatzinformationen über die limitierenden Prozesse im verwendeten Material liefern kann, ist die QSSPC eine wichtige und häufig verwendete Meßmethode in der Charakterisierung von Materialien für die Photovoltaik geworden. Unter Niedereinjektionsbedingungen können mit der QSSPC Ladungsträgerlebensdauern bis minimal ca. $3 \mu\text{s}$ aufgelöst werden. Unter Hochinjektion ist es jedoch möglich, Proben zu messen, die Lebensdauern von nur ca. 3 ns (!) haben [SC96]. Nachteilig wirkt sich bei der QSSPC jedoch die Verwendung eines Blitzes zur Beleuchtung sowie der Spule zur Detektion der Photoleitfähigkeit auf die Ortsauflösung aus: Beide Bauteile ermöglichen nur eine sehr schlechte Ortsauflösung, wodurch die gemessenen Lebensdauern immer über einen Bereich mehrerer Quadratzentimeter gemittelt sind. Inzwischen ist kommerziell auch ein QSSPC-Meßplatz mit einem Spulendurchmesser von ca. 8 cm erhältlich, so daß eine gemittelte Lebensdauer über beinahe der gesamten Fläche eines Standard-Silizium-Wafers gemessen werden kann (zum implizit dadurch gegebenen Mittelungsverfahren siehe auch Kapitel 5.4). Ferner befindet sich eine QSSPC mit ca. 2 mm Ortsauflösung in Entwicklung [SM03].

5.2.6 Modulated Free Carrier Absorption (MFCA)

Das Meßprinzip der *Modulated Free Carrier Absorption* (MFCA) [SSPA88, GW95] beruht auf der Absorption von Infrarotstrahlung durch freie Ladungsträger. Mittels eines Generationslasers

mit $E_{Ph} > E_{G, Si}$ (in dem am Fraunhofer ISE realisierten Aufbau hat dieser eine Wellenlänge von 780 nm) wird der Probe eine sinusförmige Anregungsfunktion $G(t)$ aufgeprägt. Diese führt zu einer ebenfalls sinusförmigen zusätzlichen Dichte an freien Überschußladungsträgern Δn (da es sich um eine Generation von Elektron-Loch-Paaren handelt, werden selbstverständlich neben den Elektronen in gleicher Anzahl Löcher als freie Überschußladungsträger generiert). Der zeitliche Verlauf der freien Überschußladungsträgerdichte $\Delta n(t)$ wird optisch mittels eines Detektionslasers mit $E_{Ph} < E_{G, Si}$ (Wellenlänge im Meßaufbau des Fraunhofer ISE 1550 nm) detektiert: Der Laser ist mittels einer Optik auf die Probe fokussiert, wobei die Halbwertsbreite des Strahls auf unter $100 \text{ }\mu\text{m}$ fokussiert werden kann. Ein im Strahlengang hinter der Probe justierter InGaAs-Detektor mißt die Transmission des IR-Laserstrahls durch die Probe. Da freie Ladungsträger IR-Strahlung absorbieren, ergibt sich somit ein Meßsignal, das abzüglich eines konstanten Anteils proportional zur freien Überschußladungsträgerdichte in der Probe ist. Der im Detektor gemessene zeitliche Verlauf von $\Delta n(t)$ ist ebenso wie $G(t)$ sinusförmig, allerdings findet man eine Phasenverschiebung zwischen Anregung $G(t)$ und Meßsignal $\Delta n(t)$. Diese Phasenverschiebung ist frequenzabhängig und hat ihre Ursache in der Lebensdauer der Minoritätsladungsträger. Durch ihre endliche Lebensdauer reagieren sie in gewissem Maße „träge“ auf Veränderungen des Gleichgewichts zwischen Generation und Rekombination, was zu einer der Generation $G(t)$ nachlaufenden Antwortfunktion $\Delta n(t)$ führt. Aus der Ladungsträgertransportgleichung kann man den quantitativen Zusammenhang zwischen der Phasenverschiebung $\Psi(\omega)$ und der *differentiellen* Ladungsträgerlebensdauer herleiten:

$$\tau_{eff, Diff} = \frac{\tan(\Psi(2\pi f_{mess}))}{2\pi f_{mess}} . \quad (5.14)$$

Hierbei ist f_{mess} die verwendete Modulationsfrequenz des Generationslichtes. Üblicherweise wird die Phasenverzögerung mithilfe eines Lock-In-Verstärkers bestimmt, der gleichzeitig durch Mittelung über viele Lock-In-Perioden eine effektive Rauschunterdrückung ermöglicht. Beim Probenaufbau ist es wesentlich, daß der Detektionslaser zentral innerhalb des Lichtflecks der Generation auf die Probe trifft. Ferner sollte sichergestellt sein, daß die beleuchtete Fläche einen Radius aufweist, der um mindestens zwei bis drei Diffusionslängen größer ist als der des Detektionslasers. Dadurch wird sichergestellt, daß in einem Bereich homogener Ladungsträgerdichte ohne wesentliche laterale Ladungsträgerdiffusion gemessen wird. Sind diese Bedingungen anders nicht zu erfüllen, so ist es ebenfalls möglich, zusätzlich zum Generationslaser noch eine in ihrer Intensität zeitlich konstante Biasbeleuchtung mit hinreichend großem Radius der Beleuchtung zu verwenden, so daß sich eine Kleinsignalmessung ergibt. Eine Schemaskizze des am Fraunhofer ISE realisierten Meßaufbaus ist in Abb. 5.9 zu sehen. Detaillierte Beschreibungen des Meßplatzes sowie der zugrunde liegenden Theorie finden sich in [Glu95, Bir97].

Wie bereits oben erwähnt, mißt die MFCA differentielle Lebensdauern, wenn die Phasenverschiebung zwischen Generationslaser und Antwortfunktion betrachtet wird. Es soll jedoch nicht unerwähnt bleiben, daß es auch möglich ist, mit der MFCA absolute Lebensdauern zu messen, indem nicht die Phasenverschiebung der IR-Transmission relativ zu $G(t)$, sondern die Amplitude der Transmission gemessen wird. Das dabei ausgenutzte Prinzip wird auch bei der im Kapitel 5.3 ausführlich beschriebenen Meßmethode der CDI verwendet und dort erläutert. In der Praxis hat sich bei der MFCA jedoch die Messung differentieller Lebensdauern mittels der Phasenverschiebung durchgesetzt, da diese ein wesentlich besseres Signal-zu-Rauschen-Verhältnis aufweist als die Amplitudenmessung. Im Amplitudenmodus wäre entweder die Empfindlichkeit der Messung deutlich geringer oder die ohnehin schon langen Meßzeiten würden deutlich weiter ansteigen.

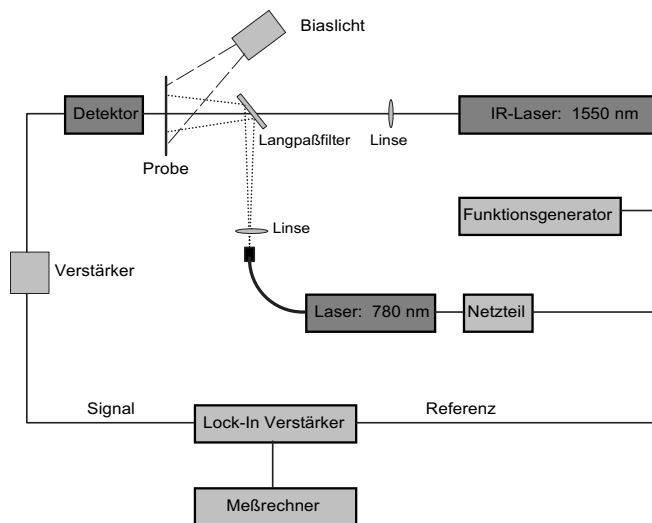


Abbildung 5.9: Funktionschema des am Fraunhofer ISE realisierten MFCA-Meßplatzes.

Bei hohen Grunddotierungen sind Methoden, die wie die QSSPC oder MW-PCD auf der Messung der Photoleitfähigkeit beruhen, nicht mehr empfindlich genug um eine qualitativ hochwertige Messung zu gewährleisten. Ein Vorteil der MFCA ist, daß auch solche Proben mit MFCA zuverlässig untersucht werden können. Eine gute Ortsauflösung im Bereich um die $100 \mu\text{m}$ ist mit der MFCA problemlos erreichbar, jedoch handelt es sich um ein abtrasterndes Verfahren mit relativ langer Mittelungszeit pro Meßpunkt, so daß die Lebensdauerermessung einer $100 \times 100 \text{ mm}^2$ großen Siliziumscheibe mit $500 \mu\text{m}$ Ortsauflösung mit dem am Fraunhofer ISE realisierten Aufbau ca. 11 Stunden benötigt.

5.3 Carrier Density Imaging (CDI)

Dieses Kapitel beschreibt die im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelte Meßmethode des Carrier Density Imaging (CDI) zur ortsaufgelösten Messung der freien Überschlußladungsträgerdichte und damit zur Bestimmung der absoluten Lebensdauer. Durch den Einsatz einer im mittleren IR sensitiven CCD-Kamera ermöglicht es diese Methode erstmals, Lebensdauerbilder mit einer Auflösung von ca. 80000 Punkten in wenigen Sekunden bis Minuten zu erhalten. Die wesentlichen Ergebnisse wurden vom Autor dieser Arbeit und Mitarbeitern bereits in mehreren Publikationen veröffentlicht [RIB⁺01, IRGW02, IRGW03, SIW03].

5.3.1 Vorläufer

Die Idee, die Absorption von IR-Strahlung an freien Überschlußladungsträgern zur Messung von deren Konzentration zu benutzen und daraus eine Lebensdauer zu berechnen, ist nicht neu. Neben einigen Versuchen, die IR-Absorption freier Ladungsträger zu nutzen um den zeitlichen Zerfall einer anfänglichen Konzentration freier Überschlußladungsträger ähnlich dem Meßprinzip der MW-PCD zu untersuchen [Lin98a, Lin98b, Wal88], war die in Kapitel 5.2.6 beschriebene Methode der MFCA die erste Meßmethode, bei der dieses Prinzip konsequent zu einer eige-

nen Meßtechnik entwickelt wurde [SSPA88]. Die MFCA ist in der Lage, sowohl differentielle als auch absolute Lebensdauern mittels IR-Absorption zu messen und wurde am Fraunhofer ISE zu einer orts aufgelösten Lebensdauermeßmethode weiterentwickelt [GW95]. Die Verfügbarkeit von hochsensitiven, im IR arbeitenden CCD-Kameras für nicht-militärische Anwendungen brachte die Idee auf, das in der MFCA notwendige und zeitaufwendige Abrastern der Probe mit einem Laserstrahl durch eine großflächige Aufnahme mit einer CCD-Kamera zu ersetzen. M. Bail et al. konnten mit ihrer Meßtechnik des Infrared Lifetime Mappings (ILM) [BKBS00, BBH⁺00] erstmals nachweisen, daß hiermit grundsätzlich eine orts aufgelöste Messung der freien Überschlußladungsträgerdichte möglich ist. Der von Bail et al. präsentierte Aufbau war in der Lage, FZ-Siliziumscheiben mit einer Ohmigkeit von $11 \Omega cm$ und einer effektiven Lebensdauer von ca. $900 \mu s$ zu vermessen. Jedoch war der von Bail et al. vorgeschlagene Aufbau für quasi alle in der Photovoltaik derzeit interessanten Anwendungen nicht sensitiv genug.

Die im Folgenden beschriebene Methode des Carrier Density Imaging (CDI) basiert auf dem gleichen Meßprinzip wie ILM, ist jedoch durch einige wichtige Änderungen im Versuchsaufbau wesentlich sensitiver als die von Bail et al. vorgeschlagene Apparatur. Dadurch wurde CDI sensitiv genug, um die in der Photovoltaik interessierenden Siliziummaterialien einschließlich multikristallinem Ausgangsmaterials unter Niederinjektionsbedingungen untersuchen zu können. Die wichtigsten Unterschiede zwischen ILM und CDI sind die Einführung eines digitalen Lock-In (realisiert durch die Framegrabber des Meß- und Auswerterechners) zur Erhöhung der Sensitivität [The00] und die Verwendung eines Halbleiterlasers zur Beleuchtung. Diese Änderungen führten unter anderem auch dazu, daß im Gegensatz zu ILM, die im strengen Sinne eine „Steady-State“ Meßtechnik ist, CDI — genauso wie QSSPC — eine „quasi-Steady-State“ Meßtechnik ist. Trotzdem messen sowohl ILM als auch CDI absolute Lebensdauern.

5.3.2 Grundprinzip

Das physikalische Prinzip, auf dem CDI beruht, ist die Fähigkeit freier Ladungsträger im Halbleiter Strahlung mit $E_{Ph} < E_{G,Si}$ zu absorbieren. Nach dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts muß jeder im thermischen Gleichgewicht befindliche Körper in jedem Wellenlängenintervall gleich viel Strahlung emittieren wie absorbieren. Somit sind Absorptions- und Emissionskoeffizient gleich. Es ist folglich eine stark vereinfachende Darstellung, davon zu sprechen, daß die freien Ladungsträger nur IR-Strahlung absorbieren. In Wirklichkeit absorbieren und emittieren sie stets IR-Strahlung mit einer zu ihrer Konzentration proportionalen Intensität. Da beides von der CCD-Kamera (bzw. bei der MFCA von einer Photodiode) detektiert wird, ist es für die CDI-Messung wichtig, die Messung stets in einen Zustand durchzuführen, in dem entweder die Emission oder die Absorption durch freie Ladungsträger klar dominiert. Somit ist es möglich, CDI in zwei verschiedenen Modi zu betreiben: als Absorptions-CDI und als Emissions-CDI. Da die Darstellung beider Prinzipien auf einmal recht unübersichtlich würde, folgt dieses Kapitel der historischen Entwicklung und stellt zunächst die Absorptions-CDI und dann in Kapitel 5.3.8 die Theorie und experimentelle Ergebnisse zur Emissions-CDI dar.

Um die freie Überschlußladungsträgerdichte aus der IR-Absorption zu bestimmen wird hinter der Probe eine IR-Strahlungsquelle aufgebaut. Die CCD-Kamera mißt orts aufgelöst die Transmission dieser Strahlung durch die zu untersuchende Probe. Die Transmission wird nun in zwei verschiedenen Zuständen gemessen: Zunächst wird die Probe hierzu mit Photonen, die Energien größer der Bandlücke von Silizium besitzen, beleuchtet, im anderen Zustand bleibt die Probe im

Dunkeln. Der Unterschied zwischen den beiden Messungen ist gerade die IR-Absorption der freien *Überschußladungsträgerdichte* bzw. die sich daraus ergebende verminderte Transmission. Somit ist die Differenz der beiden gemessenen Transmissionsbilder gerade proportional zu $\Delta n(x, y)$. Da eine Differenzbildung zwischen zwei verschiedenen Zuständen der Probe zur Realisierung dieses Meßprinzips sowieso notwendig ist, bietet es sich an, diese Differenzbildung in einer schnellen Abfolge mithilfe eines Lock-In zu realisieren und somit gleichzeitig eine effektive Unterdrückung von Temperaturänderungen der Probe und sonstiger Fluktuationen in der IR-Hintergrundstrahlung zu ermöglichen.

5.3.3 Meßaufbau

Wie bereits beschrieben, besteht der CDI-Meßplatz aus einem IR-Strahler, der hinter der zu untersuchenden Probe positioniert wird, einer CCD-Kamera, die die Transmission der IR-Strahlung durch die Probe mißt, und einer Beleuchtungseinheit. Die von der Kamera gemessenen Bilder werden in Framegrabbern in Echtzeit in ein Lock-In-Bild umgewandelt, das von einem Computer weiterverarbeitet wird. Der Aufbau ist schematisch in Abb. 5.10 dargestellt.

Als IR-Strahlungsquelle wird eine normale Laborheizplatte verwendet, auf die zur Homogenisierung eine ca. 18 mm starke und auf der Vorderseite mit schwarzem Mattlack überzogene Kupferplatte montiert wurde. Wichtig ist hierbei, daß die Heizplatte groß genug ist, so daß keine Randeffekte entstehen, da sonst der Raumwinkel, unter dem die Kamera bzw. die Probe die Heizplatte sehen, von der Pixelposition abhängig wäre. Die Details der Kamera und der Auswerteeinheit samt des Lock-In-Systems wurden in Kapitel 4.3 beschrieben, weshalb hier auf eine detaillierte Darstellung verzichtet wird. Es sei nur darauf hingewiesen, daß die Ortsauflösung für die Messung von $\Delta n(x, y)$ bei dieser Meßmethode nur durch die Optik der Kamera und die

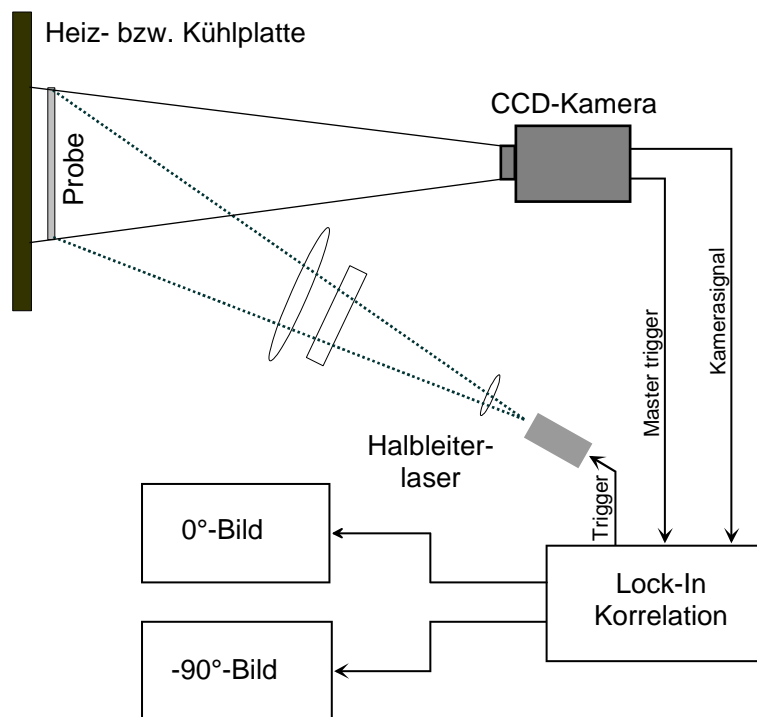


Abbildung 5.10: Prinzipskizze des Meßaufbaus für CDI.

Wellenlänge der von der Kamera detektierten Infrarotstrahlung limitiert ist. Da der verwendete Focal-Plane-Array (FPA) Detektor ein maximales quadratisches Array von 288×288 Pixeln bietet, ergibt sich als minimale Auflösung $350 \mu\text{m}$, wenn ein $100 \times 100 \text{ mm}^2$ Wafer mit einer einzigen Messung untersucht werden soll. Für einen $125 \times 125 \text{ mm}^2$ Wafer ergibt sich entsprechend eine Ortsauflösung von $500 \mu\text{m}$. Es wurde jedoch auch ein Meßmodus realisiert, in dem für Detailuntersuchungen ein beliebiger Ausschnitt der Probe von ca. $15 \times 15 \text{ mm}^2$ mit einer Ortsauflösung von $50 \mu\text{m}$ untersucht werden kann.

Für die Beleuchtung mit Generationslicht ($E_{Ph} > E_{G,Si}$) ist eine Lichtquelle notwendig, die eine Reihe von Anforderungen erfüllen muß. Um bei einem für Solarzellen relevanten Injektionsniveau messen zu können, ist es notwendig eine Beleuchtungsstärke zu realisieren, die in der Solarzelle ein Injektionsniveau erzeugt, das ungefähr dem von einer Sonne AM1.5G entspricht. Gleichzeitig sollte eine größtmögliche Homogenität erreicht werden. Eine Eindringtiefe im Bereich von mehreren $10 \mu\text{m}$ erscheint wünschenswert, um möglichst viel Generation im Volumen der Probe und nicht nur nahe der vorderen Oberfläche zu erhalten. Andererseits sollte die Eindringtiefe so gewählt werden, daß möglichst wenig Licht die Rückseite der Probe erreicht, damit ein eventueller Fehler durch unzutreffende Annahmen über die interne Reflexion der Probe gering ist. Um einen Lock-In mit Frequenzen von ca. 40 Hz und einem Abstand der einzelnen aufgenommenen Bilder von ca. 6 ms zu realisieren, muß die Lichtquelle mit der entsprechenden Frequenz rechteckförmig modulierbar sein, wobei Anstiegs- und Abfallzeiten der Intensität von unter $500 \mu\text{s}$ wünschenswert sind. Um diese Anforderungen zu erfüllen, erschien ein Halbleiterlaser die beste Wahl. Die Anforderungen des Lock-In werden von den meisten Halbleiterlasern standardmäßig erfüllt. Zur Beleuchtung der Probe ist eine relativ große Leistung (in unserem Fall 30 W optische Ausgangsleistung) und eine Homogenisierungsoptik erforderlich. Hiermit wurde für Standardproben ein Injektionsniveau realisiert, das ziemlich genau der von einer Sonne AM1.5G generierten Überschlußladungsträgerdichte entspricht. Auf einer Fläche von $125 \times 125 \text{ mm}^2$ wurde eine Homogenität der Beleuchtung erreicht, die einer Standardabweichung von 5% entspricht. Um die oben diskutierten Anforderungen an das Generationsprofil zu erfüllen, wurde ein Halbleiterlaser mit 914 nm Wellenlänge, was einer Eindringtiefe von ca. $39 \mu\text{m}$ entspricht, ausgesucht. Für Standardwafer ($d = 300 \mu\text{m}$) erreichen so nur ca. 0.02% des Lichts die Rückseite. Bei dünnen Wafern ($d = 100 \mu\text{m}$) sind dies immerhin schon 5.8%, weshalb sich hier die Benutzung einer kurzwelligeren Lichtquelle anbietet. Zu diesem Zweck ist inzwischen ein zweiter Halbleiterlaser mit 804 nm Wellenlänge (Eindringtiefe $12 \mu\text{m}$) in den Versuchsaufbau integriert worden.

Eine Abbildung des Meßplatzes mit den für CDI-, Thermographie- und Emitterschichtwiderstandsmessungen notwendigen Aufbauten ist in Abb. 5.11 zu sehen.

5.3.4 Besonderheiten der Lock-In-Messung

Erhöhung der Empfindlichkeit durch Lock-In

Um eine hinreichende Empfindlichkeit der Messung zu erreichen wird ein Lock-In System verwendet. Die verwendete Kamera hat eine Framerate (Anzahl der Bilder, die pro Sekunde aufgenommen werden) von ca. 140 Hz . Da sich bei einer Lock-In-Messung das Signal zu Rauschen Verhältnis mit \sqrt{N} verbessert, wobei N die Anzahl der nacheinander durchgeführten Messungen ist, erlaubt somit eine Meßzeit von nur 60 s bereits eine Steigerung der Empfindlichkeit der Messung um ca. einen Faktor 65 gegenüber einer Messung ohne Lock-In, bei der nur zwei Einzelbilder

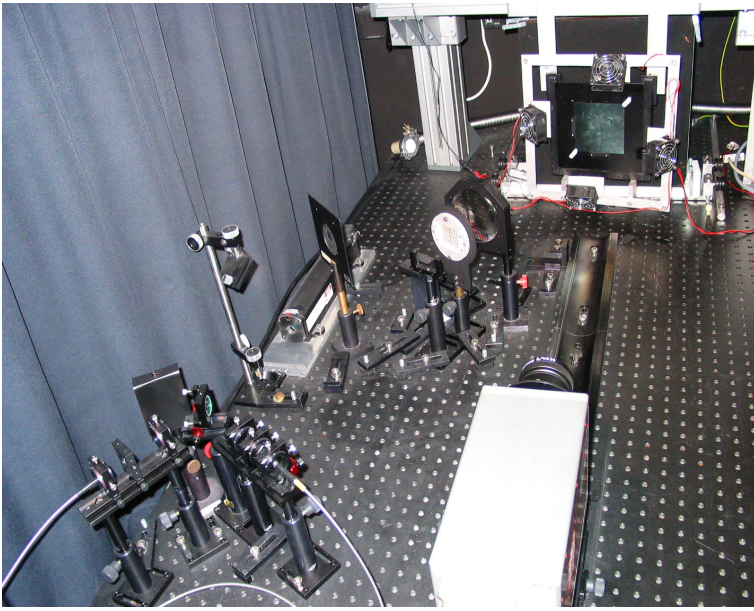


Abbildung 5.11: Bild des am FhG-ISE im Rahmen dieser Dissertation realisierten Aufbaus für CDI-, Schichtwiderstands- und Thermographiemessungen.

voneinander subtrahiert werden. Diese Steigerung der Empfindlichkeit wurde für zwei Punkte auf einem multikristallinen Wafer (F242) detailliert untersucht. Hierzu wurden Messungen mit einer verschiedenen Anzahl an Lock-In-Perioden durchgeführt und die gemessenen Lebensdauern über der Anzahl der Lock-In-Perioden aufgetragen (siehe Abb. 5.12). Alle Meßpunkte liegen in einem Bereich um die bei sehr langer Meßzeit ermittelte „wahre“ Lebensdauer τ_{inf} , der durch

$$\tau_{inf} - \Gamma \sqrt{N_{Lock-In}^{-1}} \leq \tau_i \leq \tau_{inf} + \Gamma \sqrt{N_{Lock-In}^{-1}} \quad (5.15)$$

begrenzt wird. Der Faktor Γ kann an die Meßwerte angepaßt werden. Nimmt man als Referenz eine Messung, die nur aus zwei Bildern besteht, so ergibt sich $\Gamma \approx 100 \mu s$. Man sieht deutlich, daß bei einer Messung der Ladungsträgerlebensdauer ohne Lock-In keine hinreichende Empfindlichkeit erreicht werden kann, obwohl es durch Mitteln mehrerer Bilder möglich ist, den Wert von $\Gamma \approx 100 \mu s$ auch ohne Lock-In noch um einen Faktor von ca. 2 bis 4 zu senken.

Eine Meßzeit von 60 s entspricht einem Fehler von ca $\pm 1.5 \mu s$, was für die meisten Materialien hinreichend ist. Soll sehr schlechtes Material untersucht werden, so muß länger gemittelt werden. Mit ca. 9.5 Minuten Mittelungszeit erhält man einen Fehler von ca. $\pm 0.5 \mu s$, was auch in etwa der maximal erreichbaren Empfindlichkeit von CDI entspricht.

Trennung von thermischem und elektrischem Signal

Ein wichtiger Unterschied zwischen der CDI- und Thermographiemessung ist, daß das elektrische Signal der freien Überschußladungsträgerdichte $\Delta n(t)$ auf eine veränderte Anregung (Generation $G(t)$ verursacht durch die Beleuchtung mit dem Halbleiterlaser) innerhalb einer Zeitspanne reagiert, die in der Größenordnung der Ladungsträgerlebensdauer τ_{eff} , also im Bereich von einigen bis einigen hundert μs , liegt. Da dies klein ist im Vergleich zur Periodendauer des Lock-In (25 bis 1000 ms) und der Wiederholfrequenz der Kamera (typischerweise 6 ms), kann in guter Näherung angenommen werden, daß die Ladungsträgerdichte $\Delta n(t)$ instantan auf Änderungen der Generation reagiert und sich somit in Phase mit der Anregung verändert. Das Thermographiesignal ist hingegen träge und hat eine Phasenverschiebung von 90° relativ zur Anregung (siehe auch Kap.

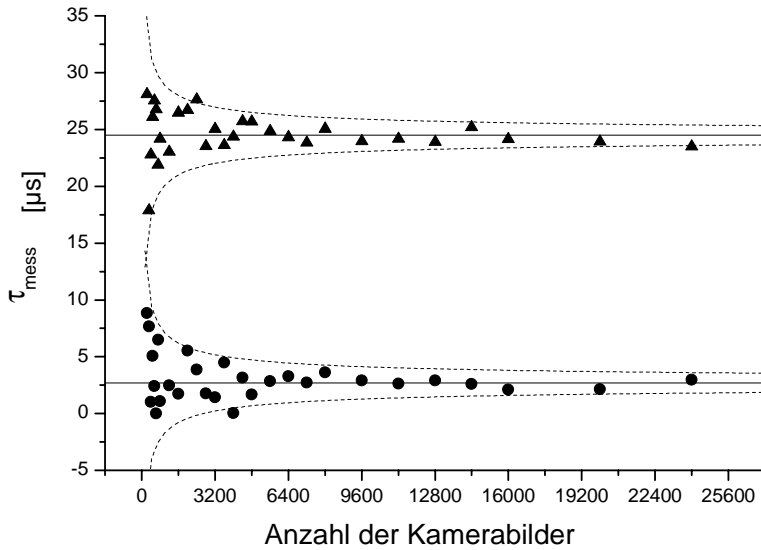


Abbildung 5.12: Für 2 verschiedene Punkte auf der multikristallinen Scheibe F242 wurden Messungen mit verschiedener Anzahl ausgewerteter Perioden des Lock-In durchgeführt. Man sieht, daß die jeweils gemessenen Lebensdauern τ_{mess} in den durch Gl. 5.15 beschriebenen Bereichen um τ_{inf} liegen.

4.3). Nimmt man einen zeitlich konstanten Wärmefluß von der Probe in die Umgebung an, so ergibt sich gerade ein dreieckförmiger Verlauf der Temperaturüberhöhung, der sein Maximum *am Ende* der Anregung hat. Die zeitlichen Verläufe von Anregung, elektrischem Signal ($\Delta n(t)$) und thermischem Signal ($\Delta T(t)$) sind zur Verdeutlichung nochmals in Abb. 5.13 aufgetragen. Da eine Beleuchtung neben der bei CDI-Messungen erwünschten Änderung der Absorption durch freie Ladungsträger auch eine ganzflächige Erwärmung der Probe und damit eine Änderung der IR-Emission aufgrund veränderter Proben temperatur zur Folge hat, macht der Unterschied in der Trägheit des elektrischen und thermischen Signals erst eine Messung der freien Überschuldungsträgerdichte möglich: Das elektrische Signal ($\propto \Delta n$) ist in Phase mit der Generation. Somit ergibt es einen maximalen Beitrag zum 0° Bild, und sein Beitrag zum -90° Bild ist 0 (siehe Gl. 4.7). Im Gegensatz dazu ergibt das thermische Signal ($\propto \Delta T$) für eine homogen erwärmte Fläche ausgewertet mit K_{0° gerade 0 und ausgewertet mit K_{-90° einen maximalen Beitrag. D.h. der thermische Beitrag zum 0° Bild verschwindet, wohingegen der thermische Beitrag zum -90° Bild maximal ist. Somit ist bei einer CDI-Messung das 0° Bild proportional zum elektrischen Signal und damit zu Δn , wohingegen das -90° Bild proportional zu ΔT ist.

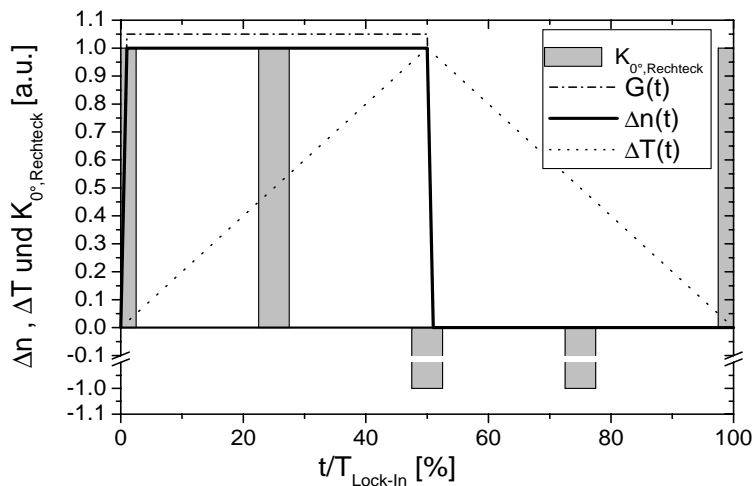


Abbildung 5.13: Zeitlicher Verlauf einer Lock-In Periode mit Anregung $G(t)$, freier Ladungsträgerdichte $\Delta n(t)$, Temperaturverlauf $\Delta T(t)$ und den Belichtungszeiten $K_{0^\circ, \text{Rechteck}}$ der Kamera. $T_{\text{Lock-In}}$ bezeichnet die Dauer der Periode des Lock-In.

Diskrete und kontinuierliche Auswertung

Bisher wurde stets von kontinuierlichen Funktionen $\Delta n(t)$, $\Delta T(t)$ und von kontinuierlichen Auswertefunktionen K_{0° und K_{-90° ausgegangen, so daß die Korrelation im Lock-In mittels Integration vonstatten geht. Die verwendete Kamera arbeitet jedoch in einem sogenannten „Snapshot“-Modus, d.h. sie belichtet eine endliche Zeit alle Pixel, danach werden, ohne daß parallel das Sammeln von Photonen fortgesetzt würde, alle Pixel ausgelesen. Die Ausleseprozedur dauert bei 288×288 Pixeln ca. 5 ms , woraus sich zusammen mit der Integrationszeit (Belichtungszeit) die Bildwiederholfrequenz der Kamera ergibt. Bei dem verwendeten Lock-

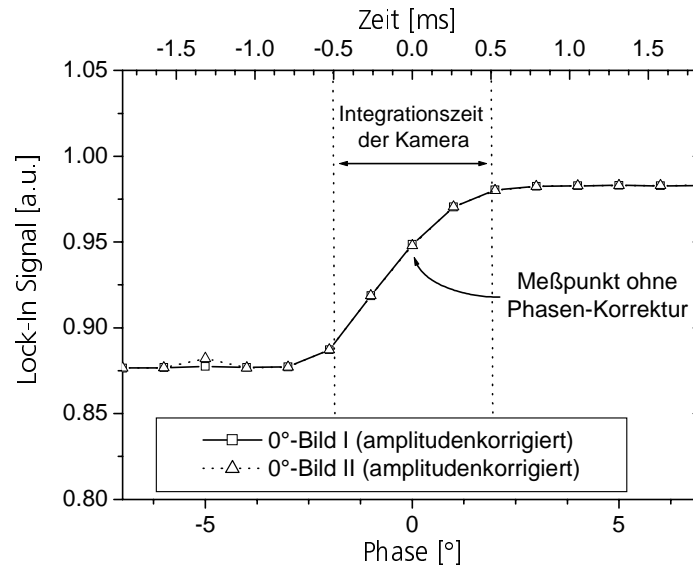


Abbildung 5.14: Aufgetragen ist das Signal im 0° -Bild in Abhängigkeit von der gewählten Phase von $G(t)$ relativ zum Master Trigger (Erklärungen siehe Text).

In-System TDL 384 ist der Trigger gerade so gesetzt, daß er sich mitten in der ersten Messung einer Periode befindet (siehe Abb. 5.13). Dies ist für CDI-Messungen, bei denen $\Delta n(t)$ quasi instantan auf die Generation reagiert, wenig vorteilhaft, da sich die Flanke von $\Delta n(t)$ mitten in einer Messung befindet und somit minimale Schwankungen in der Phase die Messung erheblich beeinflussen können. Deshalb muß eine zusätzliche Phasenverschiebung des Triggersignals für den Laser eingeführt werden, so daß die Flanke von $G(t)$ und somit auch von $\Delta n(t)$ zwischen zwei Bildern liegt. Insgesamt ist die Wahl der korrekten Phase jedoch bei der CDI-Messung wesentlich weniger kritisch als bei Thermographiemessungen, da $\Delta n(t)$ quasi instantan mit $G(t)$ variiert und eine Rechteckfunktion ist. Deshalb ist es nur entscheidend, daß die Flanke von $G(t)$ in den 5 ms zwischen zwei Bildern liegt. Wo sie innerhalb dieser Zeitspanne liegt, ist nur für den thermischen Anteil des Signals wesentlich. Da dieser bei CDI — außer im Fall sehr kleiner Lebensdauern — klein ist, bei Thermographie aber die wesentliche Meßgröße darstellt, ist dort eine exakte Phasenlage noch viel wesentlicher. Der hier beschriebene Effekt kann experimentell untersucht werden, indem dieselbe CDI-Messung mit verschiedener Phase zwischen Kameratrigger und Generation durchgeführt und das im 0° -Bild gemessene Signal ($\propto \Delta n(x, y)$) über der Phase aufgetragen wird (siehe Abb. 5.14). Man sieht deutlich, daß, ausgehend von der unkorrigierten Messung (Phase = 0°), leichte Schwankungen der Phase zu merklichen Änderungen der Signalstärke führen, wohingegen der Meßwert sehr stabil gegenüber Schwankungen der Phase ist, wenn die Phase groß genug gewählt wurde, so daß die Flanke von $G(t)$ in der „Totzeit“ zwischen zwei Kamerabildern liegt.

5.3.5 Kalibrierung

Um CDI-Messungen quantitativ auswerten zu können, muß das aus dem Lock-In resultierende Signal, das zunächst noch in willkürlichen Einheiten vorliegt, als Flächendichte der freien Überschußladungsträger kalibriert werden. Hierzu werden FZ-Referenzwafer verwendet, die bekannte, aber verschiedene Dotierungen haben. Diese werden ohne Generationslicht zwischen Kamera und Heizplatte eingebracht und die Transmission gemessen. Aufgrund der verschiedenen Dotierung und daraus resultierenden unterschiedlichen freien Ladungsträgerdichten in diesen Siliziumscheiben ergibt sich eine linear mit der Flächendichte der freien Ladungsträger abnehmende Transmission (siehe Abb. 5.15).

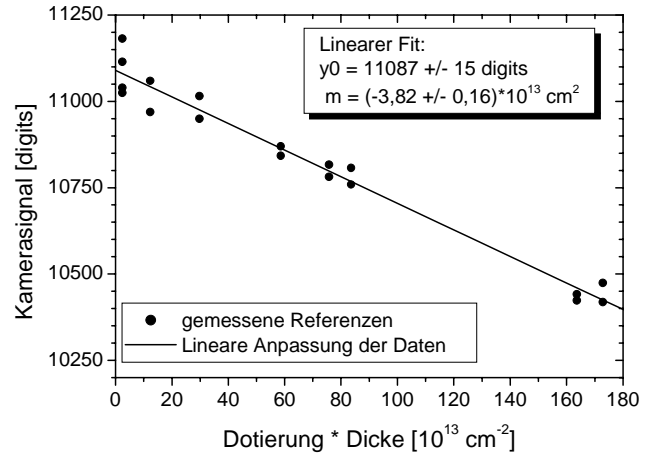


Abbildung 5.15: Kalibrierung der CCD-Kamera auf freie Ladungsträgerdichten Δn mittels eines Satzes von Kalibrierwafern.

Die Steigung dieser Geraden ergibt den Umrechnungsfaktor des Kamerasignals in eine Flächendichte der freien Ladungsträger. Für den realisierten Aufbau wurde $m = (-3.82 \pm 0.16) \cdot 10^{13} \text{ cm}^2$ bestimmt. Da die freien Ladungsträger der Kalibrierwafer genauso wie die später zu messende freie Überschußladungsträgerdichte sowohl IR-Photonen absorbieren als auch emittieren, wird der „Fehler“, der sich durch gleichzeitige Absorption und Emission ergäbe, in der Kalibrierung bereits berücksichtigt. Wichtig ist jedoch, daß Kalibrierung und Messung bei gleicher Heizplatten- und Proben temperatur stattfinden, da sich sonst das Verhältnis von Photonenaabsorption und -emission verschieben kann.

Um die Überschußladungsträgerdichte korrekt bestimmen zu können, muß noch berücksichtigt werden, daß bei der Kalibrierung mit p-dotierten unbeleuchteten Siliziumwafern nur Löcher als freie Ladungsträger zur Verfügung stehen, bei der Messung freier Überschußladungsträgerdichten jedoch Elektron-Loch-Paare gemessen werden. Somit muß noch ein Korrekturfaktor σ eingefügt werden, der den resultierenden Unterschied in der Absorption korrigiert.

$$\sigma = \frac{\alpha_{FC,p} + \alpha_{FC,n}}{\alpha_{FC,p}} \quad (5.16)$$

Verwendet man die von Schroder angegebenen Daten (siehe Kap. 2.3.3), so ergibt sich $\sigma = 1.37$. Verwendet man das in dieser Arbeit parametrisierte genauere Modell für die FCA (siehe Kap. 2.3.3), so wird σ abhängig von der Basisdotierung. Im Basisdotierungsbereich von $100 \text{ } \Omega\text{cm}$ bis hin zu $0.5 \text{ } \Omega\text{cm}$ schwankt er für Niederinjektionsmessungen von ca. 1.378 bis 1.425. Da dieses verbesserte Modell erst gegen Ende dieser Arbeit entwickelt wurde, sind die meisten CDI-Messungen noch mit $\sigma = 1.37$ ausgewertet worden. Das Modell von Schroder stellt jedoch, wie bereits vorhergesagt, für übliche Basisdotierungen eine gute Näherung dar. Soll höher dotiertes Material mit CDI gemessen werden, so muß jedoch σ entsprechend angepaßt werden. Für $0.2 \text{ } \Omega\text{cm}$ -Material ergäbe sich z.B. $\sigma = 1.49$.

Da die vom TDL 384 System verwendeten Korrelationsfunktionen für Thermographiemessungen eingerichtet wurden, ist eine Amplitude von $\pi/2$ für K_{0° und K_{-90° gewählt worden

(siehe Gl. 4.5 und 4.6). Nimmt man ein elektrisches Signal in der CDI mit Amplitude 1 an, also $\Delta n(t) = 1$ in der ersten Hälfte jeder Lock-In-Periode und $\Delta n(t) = 0$ in der zweiten Hälfte, so ergibt sich als Output des Lock-In im 0° Bild

$$0^\circ \text{Bild} = f \int_0^{1/f} \Delta n(t) K_{0^\circ} dt = f \int_0^{1/2f} \Delta n(t) K_{0^\circ} dt = 0.5 \quad . \quad (5.17)$$

Somit ergibt sich aufgrund der speziellen Wahl der Korrelationsfunktionen dieses Systems noch ein Korrekturfaktor $\zeta = 2$ zwischen dem Output des Lock-In und dem „wahren“ Kamerakontrast.

Zusätzlich müssen noch Inhomogenitäten korrigiert werden, die sich durch die verschiedene Sensitivität der einzelnen Kamerapixel und den Raumwinkel, unter dem die Pixel die Probe bzw. die Heizplatte sehen, ergeben. Diese Faktoren sind in der Matrix $k(x, y)$ zusammengefaßt, die eine relative Korrektur der Werte der einzelnen Pixel ermöglicht. Sie wird mit einer Zweipunkteichung ähnlich Kapitel 4.3.4 erzeugt.

Abschließend muß noch erwähnt werden, daß das Meßsignal abhängig von der Intensität des durch die Probe transmittierten Lichts ist. Die Transmission kann durch verschiedene Effekte, z.B. durch verschieden starke Reflexion an den Oberflächen, in ihrem Absolutmaß variieren. Da die Absorption durch freie Ladungsträger proportional zur eingestrahlten IR-Intensität ist, variiert sie entsprechend. Diesen Effekt kann man korrigieren, indem man das erste bei jeder Messung aufgenommene Transmissionsbild $T(x, y)$ der Kamera als Maß für die absolute Intensität der ortsaufgelösten IR-Durchstrahlung der Probe verwendet. Die Abhängigkeit des Signals vom Absolutwert der Transmission kann ermittelt werden, indem man die gleiche Probe bei verschiedenen Heizplattentemperaturen mißt und so eine $0^\circ \text{Bild}(T)$ -Kurve erhält. Diese kann zusammen mit $T(x, y)$ zur „ortsaufgelösten Transmissionskorrektur“ verwendet werden und wird im Faktor $\theta(T(x, y)) = \theta(x, y)$ zusammengefaßt. Somit ergibt sich für die Umrechnung des Rohsignals $\Delta \text{digits}(x, y)$ der Kamera in eine *Flächendichte* der freien Überschußladungsträger die Formel

$$\Delta n_{\text{Area}}(x, y) = \theta(x, y) \frac{\Delta \text{digits}(x, y)}{m\sigma(N_{\text{Dop}})k(x, y)} \zeta \quad . \quad (5.18)$$

Um hieraus eine absolute Lebensdauer der Minoritätsladungsträger zu berechnen, muß die Generation $G(x, y)$ bekannt sein. Diese kann z.B. mit einer Referenzsolarzelle mit Lochmaske einmalig in der Aufbauphase eines CDI-Systems durch Abrastern der gesamten Probenfläche bestimmt werden. Unter Verwendung von Gl. 2.6 ergibt sich

$$\tau_{\text{eff,absolut}}(x, y) = \frac{\Delta n_{\text{Area}}(x, y)}{G(x, y)} \quad . \quad (5.19)$$

5.3.6 Vergleich mit anderen Meßmethoden

In diesem Kapitel sollen CDI-Messungen quantitativ mit anderen Methoden verglichen werden um so die Einsetzbarkeit von CDI als quantitative Lebensdauermeßmethode zu bestätigen.

In einem ersten Versuch wurde eine $1 \text{ } \Omega \text{cm}$ FZ-Siliziumscheibe mit relativ schlechter, aber homogener Oberflächenpassivierung mit CDI, MW-PCD und QSSPC vermessen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt. Man sieht, daß bei gleichem (Nieder-)Injektionsniveau (LLI - entsprechend der englische Bezeichnung „Low Level Injection“) gute Übereinstimmung zwischen den beiden absoluten Lebensdauermeßtechniken CDI und QSSPC besteht. Der Unterschied von

ca. einem Faktor 2 in den gemessenen Lebensdauern zwischen den beiden „steady-state“ Methoden CDI und QSSPC auf der einen Seite und MW-PCD auf der anderen Seite kann leicht dadurch erklärt werden, daß der untersuchte Wafer durch die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (ORG) an den SiO_2 -Oberflächen limitiert ist. Es ist bekannt [BW95], daß die ORG von SiO_2 -Oberflächen unter Hochinjektion (HLI - entsprechend der englischen Bezeichnung „High Level Injection“) kleiner ist als unter Niederinjektion (LLI). Da die MW-PCD-Messung unter Hochinjektion durchgeführt und außerdem mit MW-PCD nur differentielle Lebensdauern gemessen werden können, ist es verständlich, daß die MW-PCD ein deutlich höheres τ_{eff} liefert als QSSPC und CDI.

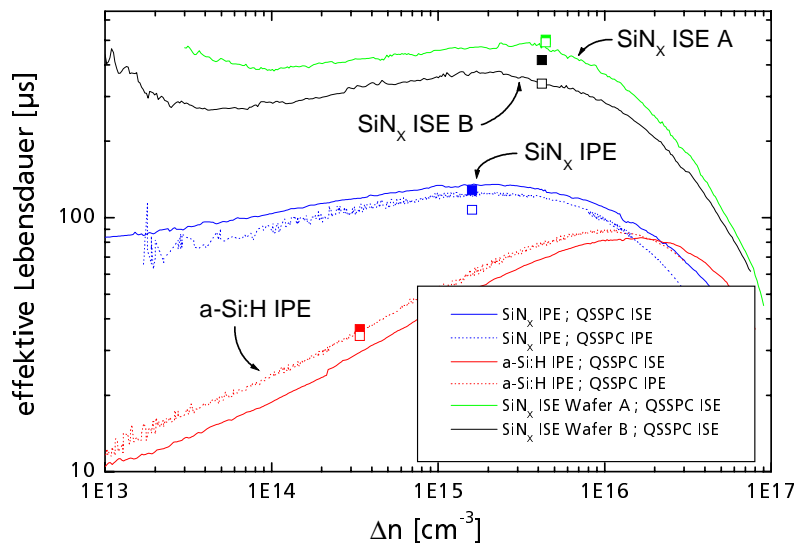


Abbildung 5.16: Vergleich der QSSPC- und CDI-Messungen an 4 verschiedenen Proben. Die ausgefüllten Rechtecke entsprechen den mit CDI ermittelten Lebensdauern, gemittelt mit dem arithmetischen Mittel. Die offenen Rechtecke entsprechen einer Wichtung der CDI-Messungen mit dem harmonischen Mittel. Die durchgezogenen Linien stellen die am ISE mit QSSPC gemessenen Lebensdauern und die gepunkteten Linien die am IPE mit QSSPC gemessenen τ_{eff} dar.

In einem Vergleich von dielektrischen Oberflächenpassivierungen wurden zwei am Fraunhofer ISE mit SiN_x beschichtete FZ-Wafer, ein am IPE der Universität Stuttgart mit SiN_x beschichteter FZ-Wafer sowie ein am IPE mit a-Si:H beschichteter Wafer mit QSSPC und CDI gemessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.16 dargestellt. Um die CDI-Messung, die eine orts aufgelöste Messung bei einem festen Injektionsniveau ist, mit der QSSPC-Messung zu vergleichen, die eine lateral gemittelte Lebensdauer über einen großen Bereich von Injektionsniveaus mißt, wurden die CDI-Messungen über einem Bereich gemittelt, der in etwa dem Detektionsbereich der Spule des QSSPC-Meßplatzes entspricht. Somit entstand aus jeder CDI-Messung ein $(\Delta n; \tau_{eff})$ -Paar, das unmittelbar mit der QSSPC-Messung verglichen werden kann.

Für die beiden am IPE gefertigten Proben ist exzellente Übereinstimmung zwischen beiden QSSPC-Meßplätzen und der CDI zu beobachten. Für die am ISE gefertigte Probe A findet man ebenso hervorragende Übereinstimmung zwischen QSSPC und CDI. Bei der am ISE gefertigten

Tabelle 5.2: Lebensdauermessungen an einem FZ-Wafer mit SiO_2 -beschichteten Oberflächen. Die QSSPC- und CDI-Messung wurden jeweils bei einem Injektionsniveau von $4.7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ausgewertet.

Meßmethode	Mittlere absolute Lebensdauer τ_{eff}
CDI	52 μs (absolute Lebensdauer, LLI)
QSSPC	55 μs (absolute Lebensdauer, LLI)
MW-PCD	103 μs (differentielle Lebensdauer, HLI)

Probe B liegt der mit CDI gemessene und dem arithmetischen Mittel gewichtete Wert (ausgefülltes Rechteck) jedoch im Vergleich zur QSSPC-Messung etwas zu hoch. Betrachtet man das ortsaufgelöste CDI-Bild von Wafer B in Abb. 5.17, so sieht man, daß dieses im mittleren Bereich sehr inhomogen ist. Die Spule des QSSPC-Meßplatzes liegt, von der Mitte der Probe aus gesehen, leicht versetzt Richtung „Flat“ (in Abb. 5.17 zum unteren Bildrand hin). Da die Region, über der die Lebensdauer gemittelt wurde, sehr inhomogen ist, spielt das Mittelungsverfahren eine entscheidende Rolle. Verwendet man das harmonische Mittel der Lebensdauern (offene Rechtecke), was einer Wichtung mit der Rekombinationsaktivität entspricht, so liefern CDI und QSSPC in guter Näherung das gleiche Ergebnis. Dies entspricht nicht ganz der von Sinton angegebenen Wichtung der QSSPC bei inhomogenen Lebensdauern [Sin03b]: Nach Sinton mißt die QSSPC für Proben mit diffundiertem Emitter gemittelte Lebensdauerwert mit einer Wichtungsfunktion, die J_{0b} entspricht. Da $J_{0b} \propto L_{Bulk}^{-1} \propto \tau_{Bulk}^{-1/2}$ ist, liegt dieser Wert zwischen den mit dem arithmetischen und harmonischen Mittel berechneten Werten. Jedoch entspricht die von Sinton untersuchte Probenstruktur mit Emitter nicht den hier getesteten Proben, die keine Emitterdiffusion erfahren haben. Es kann festgestellt werden, daß bei Anwendung eines geeigneten Mittelungsverfahrens die QSSPC- und CDI-Messungen gut übereinstimmen. Die anfänglich beobachteten leichten Abweichung zwischen QSSPC- und CDI-Messung sind somit auf die spezielle Inhomogenität dieser Probe zurückzuführen. Da bei allen anderen Proben die Lebensdauern sehr homogen sind, ist bei diesen auch nur ein sehr geringer Unterschied bei Anwendung verschiedener Mittelungsverfahren festzustellen.

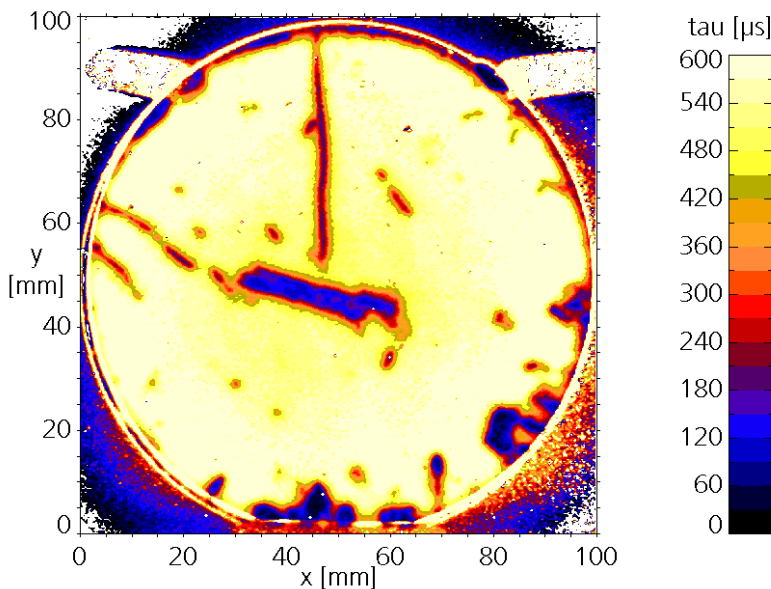


Abbildung 5.17: Ortsaufgelöste CDI-Messung der effektiven Lebensdauer τ_{eff} an Wafer B aus Abb. 5.16. Die QSSPC-Messung mittelt über einer Fläche von ca. $25 \times 25 \text{ mm}^2$, wobei die Spule bei der Messung knapp unterhalb der Mitte dieses Bilds lag.

CDI bietet erstmals die Möglichkeit, innerhalb von Sekunden oder wenigen Minuten Lebensdauermessungen mit einer Ortsauflösung von einigen $100 \mu\text{m}$ durchzuführen. Deshalb ist die Anwendung von CDI bei multikristallinem Material von besonderem Interesse. Auch hier wurde ein quantitativer Vergleich durchgeführt. Dafür wurde eine $100 \times 100 \text{ mm}^2$ große, blockgegossene multikristalline Scheibe verwendet. Es wurde eine Emitterdiffusion (Rohröfen, POCl_3 -Quelle) durchgeführt, der Emitter anschließend wieder entfernt und die Probe mit SiN_x beschichtet. Danach wurden ortsaufgelöste Lebensdauermessungen mit CDI und MW-PCD (Akzent, Janus 200-M) durchgeführt. Die sich ergebenden Lebensdauerbilder sind in Abb. 5.18 dargestellt. Das linke Bild zeigt eine CDI-Messung, die mit einer Ortsauflösung von $350 \mu\text{m}$ innerhalb von 50 s