

Analyse der Lumineszenzemission von Silizium-Solarzellen und -Wafern

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Hinweise zu Versuchen und Auswertung	2
3	Grundlagen	3
3.1	Rekombination in Silizium	3
3.2	Spektralverteilung der Lumineszenzstrahlung	4
3.2.1	Generationsrate	4
3.2.2	Detektionswahrscheinlichkeit	5
3.2.3	Spektrometersignal	7
3.3	Ortsaufgelöste Lumineszenzmessungen	8
3.3.1	Laterale Intensitätsverteilung der Lumineszenzemission	9
3.4	Sperrspannungslumineszenz	10
4	Messaufbau	11
4.1	Spektral aufgelöste PL-Messungen	11
4.2	Ortsaufgelöste EL-Messungen	12
5	Sicherheitshinweise	13
6	Handhabung der Proben	13
7	Versuche	14
7.1	Spektral aufgelöste PL-Messungen	14
7.2	Ortsaufgelöste EL-Messungen	15
7.3	Ortsaufgelöste Sperrspannungslumineszenz-Messungen	16

1 Einleitung

Die kamerabasierte Analyse der Lumineszenzemission hat sich in den letzten Jahren zu einem Standard-Verfahren der Solarzellencharakterisierung entwickelt, da sich damit schnell und teilweise kontaktlos orts aufgelöste Informationen über die Solarzelle gewinnen lassen. Die Bilder lassen sich nicht nur qualitativ auswerten (z.B. Informationen über Brüche in der Solarzelle), sondern auch quantitativ (z.B. im Hinblick auf elektrische Serienwiderstände).

Dieser Versuch gliedert sich in zwei Teile, in denen Sie unterschiedliche Proben untersuchen: Im ersten Teil werden Sie spektral aufgelöste Photolumineszenzmessungen an Silizium-Wafern durchführen und auswerten. Die Spektralverteilung der Lumineszenzemission gibt z.B. Aufschluss über die Proben temperatur und den Lichteinfang in der Probe. Das Verständnis der Spektralverteilung bildet außerdem die Basis für den zweiten Teil des Versuchs.

Im zweiten Teil werden Sie mit einer Kamera Aufnahmen der Elektrolumineszenzemission von Silizium-Solarzellen machen und diese analysieren. Die Aufnahmen geben z.B. Aufschluss über die lokale Spannungsverteilung auf der Solarzelle, wodurch sich u.a. elektrische Serienwiderstände analysieren lassen. Außerdem werden Sie die Sperrspannungslumineszenz von multikristallinen Solarzellen untersuchen.

2 Hinweise zu Versuchen und Auswertung

- Zur Vorbereitung auf den Versuch lesen Sie bitte diese Versuchsanleitung. Das Verständnis der Grundlagen, die in dieser Anleitung beschrieben werden, hilft Ihnen bei der Durchführung und Auswertung des Versuchs.
- Zu Beginn des Versuchs machen wir ein Testat, wo Sie auch die Möglichkeit haben, offene Fragen zu besprechen.
- Lesen Sie **vor** Beginn Ihrer Messungen die **gesamte** Versuchsanleitung und überlegen Sie, ob Sie anhand der vorgeschlagenen Messungen alle Fragen beantworten können oder ob Sie weitere Messungen durchführen müssen. Es ist empfehlenswert, vorab eine „Versuchsplanung“ durchzuführen.
- Nach Abschluss des Versuchs geben Sie bitte **zwei** Dokumente ab:
 1. Verfassen Sie ein Versuchsprotokoll. Das Versuchsprotokoll soll nicht die Fragen dieser Anleitung beantworten, sondern die durchgeführten Messungen vollständig und nachvollziehbar dokumentieren. Als Kriterium für „vollständig und nachvollziehbar“ gilt: Anhand Ihrer Dokumentation muss es möglich sein, den Versuch unter gleichen Bedingungen zu wiederholen und die Ergebnisse zu reproduzieren. Notieren Sie sich daher bereits während des Versuchs alle relevanten Parameter und Einstellungen (z.B. verwendete Probe, Set-Temperatur des Thermostats, ...) sowie alle Messergebnisse (ggf. Name der Datei, unter der diese abgespeichert wurden) und nehmen Sie diese in Ihr Protokoll auf. Eine stichwortartige Dokumentation (auch handschriftlich) ist ausreichend. Fügen Sie das Versuchsprotokoll Ihrem Praktikumsbericht bei.
 2. Verfassen Sie zusätzlich zum Versuchsprotokoll einen Praktikumsbericht. Ihr Praktikumsbericht soll die in dieser Anleitung gestellten Fragen beantworten und die Ergebnisse diskutieren. Bitte verfassen Sie den Praktikumsbericht als geschlossenen, strukturierten Text und wählen Sie eigene Überschriften. Orientieren Sie sich dabei an den Fragen der Praktikumsanleitung. Eine reine Auflistung der bearbeiteten Punkte ist jedoch nicht erwünscht.
- Zur Durchführung des Versuchs stehen Ihnen unser Messaufbau sowie zwei Arbeitsplätze mit PC zur Verfügung. Es ist empfehlenswert, bereits während der Laborphase mit der Auswertung der Daten zu beginnen.
- Es ist ausdrücklich erwünscht, dass Sie sich die für die Versuchsdurchführung benötigten Informationen selbst beschaffen, sofern Sie diese nicht in dieser Anleitung finden. Dazu können Sie z.B. einen Blick in die zitierte Literatur werfen.

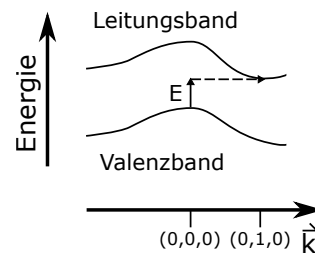
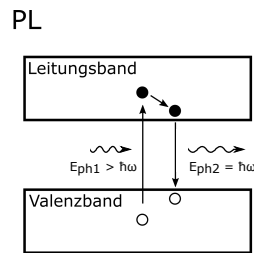
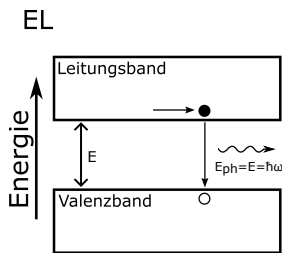


Abb. 1: Schematische Darstellung von Elektrolumineszenz und Photolumineszenz im Bändermodell.

Abb. 2: Bandstruktur von Silizium im Impulsraum.

- Geben Sie **begründete** Abschätzungen der Messunsicherheiten an. Geben Sie dazu bitte immer an, welche Unsicherheiten Sie für die Messgrößen annehmen und warum, und über welchen Zusammenhang Sie die Unsicherheit der zu bestimmenden Größen ermitteln.
- Wenn Ihnen etwas unklar ist, fragen Sie bitte Ihren Betreuer.

3 Grundlagen

Solarzellen absorbieren einfallendes Licht und wandeln es in einen elektrischen Strom um. Dabei regen die absorbierten Photonen Ladungsträger aus dem Valenzband ins Leitungsband an. Es entstehen Elektron-Loch-Paare, die in der Solarzelle voneinander getrennt werden. Werden die beiden Kontakte der Solarzelle miteinander verbunden, fließt ein elektrischer Strom.

Die Emission von Lumineszenzstrahlung, die Sie in diesem Versuch analysieren, ist der Umkehrprozess der Absorption von einfallendem Licht. Hierbei rekombinieren Elektron-Loch-Paare strahlend unter Aussendung eines Photons, wie in Abbildung 1 schematisch im Bändermodell dargestellt. Man unterscheidet sprachlich zwei Formen der Anregung der Lumineszenzstrahlung: Werden die Ladungsträger über Kontakte ins Leitungsband injiziert (nur bei Solarzellen möglich, aber nicht bei Wafern), spricht man von Elektrolumineszenz (EL). Werden Ladungsträger durch Beleuchtung optisch aus dem Valenzband ins Leitungsband angeregt, spricht man von Photolumineszenz (PL). Die Art der Anregung hat auf die anschließende strahlende Rekombination keinen Einfluss.

3.1 Rekombination in Silizium

Silizium ist ein *indirekter Halbleiter*, d.h. seine Bandstruktur ermöglicht keine direkten Übergänge vom energetischen Minimum des Leitungsbandes zum energetischen Maximum des Valenzbandes oder umgekehrt, da diese im Impulsraum voneinander getrennt sind (siehe Abb. 2). Aus diesem Grund muss bei jedem Übergang nicht nur Energie in Form von Photonen übertragen werden, sondern auch ein Impuls \vec{k} . Dieser Impulsübertrag wird durch die Absorption oder Emission von *Phononen* (quantisierten Gitterschwingungen des Siliziumkristalls) bereitgestellt. Da also mehr als ein Teilchen an solchen Übergängen beteiligt ist, ist die strahlende Rekombination in indirekten Halbleitern unwahrscheinlicher als in direkten Halbleitern, bei denen Valenzbandmaximum und Leitungsbandminimum übereinander liegen und wo deshalb keine Phononen an den Übergängen beteiligt sind. (Dies ist auch der Grund, warum man keine LEDs aus Silizium baut.)

Neben der strahlenden Rekombination, die sich als fundamentaler Prozess nicht unterdrücken lässt, gibt es noch andere Prozesse, durch die Elektron-Loch-Paare (nicht-strahlend) rekombinieren: Rekombination über Störstellen im Kristall, die zu erlaubten Energieniveaus in der Bandlücke führen, wird als *Shockley-Read-Hall* (SRH)-Rekombination bezeichnet. Daneben haben angeregte Ladungsträger im Leitungsband auch die Möglichkeit, ihre Energie an einen anderen Ladungsträger im Leitungsband abzugeben, der dann seinerseits auf ein höheres Energieniveau im Leitungsband angeregt wird und

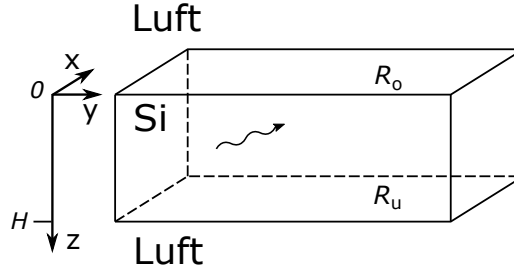


Abb. 3: Schematische Darstellung der betrachteten Siliziumprobe.

die Möglichkeit hat, den Kristall zu verlassen oder seine Energie thermisch an den Kristall abzugeben. Dieser Prozess wird als *Auger-Rekombination* bezeichnet.

3.2 Spektralverteilung der Lumineszenzstrahlung

Die außerhalb der Probe detektierbare Spektralverteilung der Lumineszenzemission wird durch zwei Faktoren bestimmt: Zum einen durch die Rate der Generation von Lumineszenzphotonen r_{ph} , die wellenlängenabhängig und im Allgemeinen auch ortsabhängig ist, zum anderen durch die Wahrscheinlichkeit f_{det} , mit der Lumineszenzphotonen die Probe verlassen und detektiert werden können. Für die in diesem Versuch verwendeten Wafer können wir davon ausgehen, dass sie in den Bereichen, aus denen die mit dem Spektrometer detektierte Lumineszenzstrahlung stammt, in Bezug auf ihre elektrischen und optischen Eigenschaften lateral homogen sind. Der den Detektor treffende Lumineszenzphotonenfluss $\phi(\lambda)$ ist dann gegeben durch

$$\phi(\lambda) = \int_0^W dz r_{\text{ph}}(\lambda, z) f_{\text{det}}(\lambda, z), \quad (1)$$

wobei λ die Wellenlänge bezeichnet und W die Dicke der Probe (siehe Abb. 3).

3.2.1 Generationsrate

Die Rate r_{ph} der Generation von Lumineszenzphotonen ist durch das erweiterte Plancksche Strahlungsgesetz [1] gegeben, welches auch nicht-thermische Strahlung beschreibt. Das erweiterte Plancksche Strahlungsgesetz berücksichtigt, dass Leitungs- und Valenzband sich aufgrund der Anregung bzw. Injektion von Ladungsträgern nicht im thermischen Gleichgewicht befinden, sondern jeweils ein eigenes sog. *Quasi-Fermi-Niveau* haben, durch das die Besetzung der Zustände im Band beschrieben wird. Dies ist möglich, da Thermalisierungsprozesse innerhalb eines Bandes um einige Größenordnungen schneller ablaufen als Rekombinationsprozesse zwischen den Bändern, weshalb sich Valenz- und Leitungsband in Bezug auf die Rekombination in einem quasi-statischen Zustand befinden. Die Rate $r_{\text{ph}}(\lambda, z)$ ist gegeben durch

$$r_{\text{ph}}(\lambda, z) = \alpha(\lambda) 8\pi c n_{\text{Si}}^2(\lambda) \lambda^{-4} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda} - \frac{\mu_{\text{ph}}(z)}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (2)$$

wobei α den Absorptionskoeffizienten von Silizium bezeichnet, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum bezeichnet, n_{Si} den Brechungsindex von Silizium, h die Planck-Konstante, k die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur der Probe (in Einheiten von Kelvin) und μ_{ph} das *chemische Potential* der Lumineszenzphotonen, das durch die Aufspaltung (also den energetischen Abstand) der Quasi-Fermi-Niveaus gegeben ist.

Für die in diesem Versuch verwendeten Waferproben lässt sich Gl. (2) vereinfachen. Der Exponentialterm ist unter typischen Lumineszenz-Messbedingungen einige Größenordnungen größer als 1, weshalb die -1 vernachlässigt werden kann. Die Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus und damit μ_{ph} hängen von der Ladungsträgerverteilung in der Probe ab. Da wir Wafer mit gut passivierten Oberflächen und

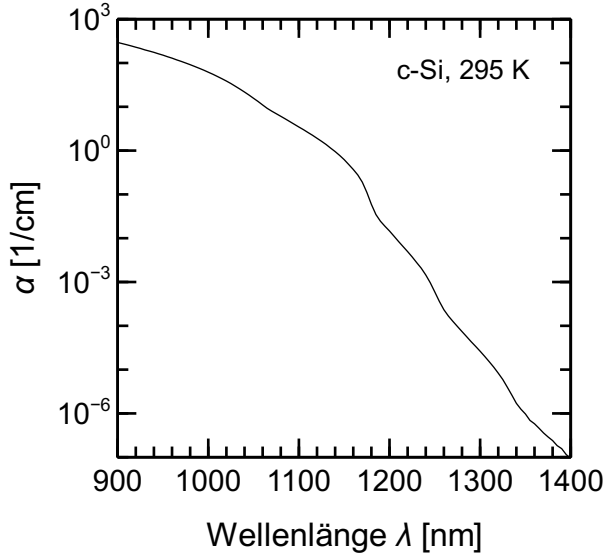


Abb. 4: Absorptionskoeffizient von kristallinem Silizium bei 295 K.

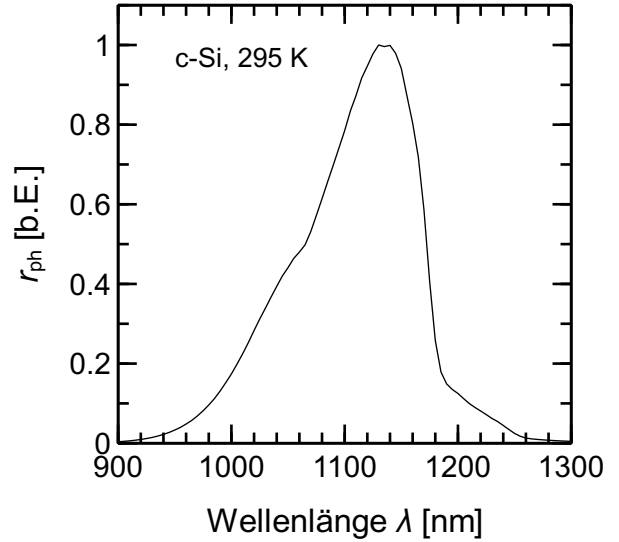


Abb. 5: Normierte Lumineszenzphotonengenerationsrate bei 295 K.

großer Ladungsträgerlebensdauer verwenden, verteilen sich die Ladungsträger per Diffusion nahezu gleichmäßig über die Tiefe der Probe, sodass wir $\mu_{\text{ph}}(z) = \mu_{\text{ph}}$ annehmen können. Der Brechungsindex n_{Si} zeigt im für uns relevanten Wellenlängenbereich von etwa 1000 bis 1300 nm nur eine kleine Änderung über die Wellenlänge [2], die wir vernachlässigen können. Mit diesen Näherungen erhalten wir

$$r_{\text{ph}}(\lambda) \approx C \times \frac{\alpha(\lambda)}{\lambda^4} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right), \quad (3)$$

wobei wir alle nicht von der Wellenlänge abhängigen Terme in einer Proportionalitätskonstante C zusammengefasst haben. Der Wert von C ist für uns unwichtig, da wir die Spektralverteilung der Lumineszenzemission nur relativ bestimmen. Abbildung 4 zeigt den Absorptionskoeffizienten von kristallinem Silizium [3] in dem für diesen Versuch interessanten Wellenlängenbereich, Abbildung 5 zeigt die resultierende Rate der Generation von Lumineszenzphotonen. Das Maximum der Verteilung liegt bei etwa 1130 nm, unterhalb von 900 nm und oberhalb von 1300 nm ist die Generation näherungsweise 0.

3.2.2 Detektionswahrscheinlichkeit

In der Probe generierte Lumineszenzphotonen müssen diese in Richtung des Detektors verlassen, um zum messbaren Lumineszenzphotonenfluss beizutragen. Auf ihrem Weg in Richtung Detektor können sie in der Probe reabsorbiert und an der Oberfläche zurück in die Probe reflektiert werden. Beide Effekte müssen wir betrachten, um den messbaren Lumineszenzphotonenfluss zu beschreiben. Die Reabsorption ist durch das bekannte Lambert-Beersche Absorptionsgesetz gegeben:

$$\phi(z + \Delta z) = \phi(z) \left(1 - \exp(-\alpha \Delta z)\right). \quad (4)$$

An der Oberfläche wird der Anteil R der Photonen reflektiert, während der Anteil $1 - R$ durch die Oberfläche transmittiert wird. Die reflektierten Photonen können wiederum reabsorbiert oder an der gegenüberliegenden Oberfläche wieder mit der Wahrscheinlichkeit R zurückreflektiert werden usw. Unter Berücksichtigung von Reabsorption und unendlich vielen Reflexionen in der Probe ergibt sich dann die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Photon den Detektor trifft.

Die Detektionswahrscheinlichkeit hängt von der Oberflächenbeschaffenheit des Wafers ab. Wir betrachten zwei Fälle:

Planare Oberflächen Planare Oberflächen reflektieren die Photonen unter dem Winkel, unter dem sie auf die Oberfläche treffen. Die Generation von Lumineszenzphotonen ist isotrop, d.h. die Photonen werden am Ort der Generation zufällig in alle Richtungen emittiert. Da wir die Lumineszenzstrahlung senkrecht zur Oberfläche detektieren (siehe Kap. 4.1), können näherungsweise nur diejenigen Photonen zum messbaren Photonenfluss beitragen, die sich schon in der Probe senkrecht zur Oberfläche bewegen. Bei einer Generation in der Tiefe z erreichen diese Photonen die Oberfläche mit einer Wahrscheinlichkeit $\exp(-\alpha z)$. An der Oberfläche werden sie mit einer Wahrscheinlichkeit $1 - R$ transmittiert und erreichen den Detektor oder werden mit einer Wahrscheinlichkeit R zurückreflektiert. Falls dies der Fall ist, erreichen sie mit einer Wahrscheinlichkeit von $R \exp(-2\alpha W)$ zum zweiten Mal die Oberfläche, wo sie wieder transmittiert oder reflektiert werden können usw. Setzt man diese Reihe fort und nutzt den Grenzwert der unendlichen geometrischen Reihe [4] aus, so ergibt sich

$$f_{\text{det}}(\lambda, z) = (1 - R) \frac{\exp(-\alpha(\lambda)z) + R \exp(-\alpha(\lambda)(2W - z))}{1 - R^2 \exp(-2\alpha(\lambda)W)}. \quad (5)$$

Der Reflexionsgrad R der Oberflächen ergibt sich aus dem Fresnel-Gesetz für senkrechten Einfall,

$$R = \left(\frac{n_{\text{Si}} - n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Si}} + n_{\text{Luft}}} \right)^2, \quad (6)$$

dem Brechungsindex von Luft ($n_{\text{Luft}} \approx 1$) und dem Brechungsindex von Silizium ($n_{\text{Si}} \approx 3,6$) zu $R \approx 0,32$. Da n_{Si} wie oben erwähnt im für uns relevanten Wellenlängenbereich kaum variiert, wird die Wellenlängenabhängigkeit von R in Gl. (5) und (6) vernachlässigt.

Rauhe / Texturierte Oberflächen An rauhen Oberflächen wird das Licht diffus reflektiert, d.h. die einfallenden Lumineszenzphotonen ändern bei einer Reflexion ihre Richtung. Da dies zu einem verbesserten Lichteinfall führt, erhalten Solarzellen üblicherweise eine Oberflächentextur, die z.B. aus kleinen Pyramiden mit einer Höhe von wenigen Mikrometern besteht, die über ein Ätzverfahren auf der Oberfläche erzeugt werden. In unserem Versuch untersuchen wir daher auch Wafer, die eine solche Oberflächentextur erhalten haben.

Die diffuse Reflexion an solchen Oberflächen lässt sich recht gut durch lambertsche Reflexion approximieren. Ein lambertscher Strahler sieht aus allen Richtungen gleich hell aus, d.h. seine winkelabhängige Abstrahlwahrscheinlichkeit ist gegeben durch

$$f_{\text{lamb}} = \frac{\cos \theta}{\pi}, \quad (7)$$

wobei der Abstrahlwinkel θ gegen die Oberflächennormale gemessen wird. Der Faktor $1/\pi$ ergibt sich aus der Normierungsbedingung, dass die Wahrscheinlichkeit für eine Abstrahlung in den Halbraum 1 ist.

Die Gesamttransmission T_{lamb} durch eine Scheibe¹ der Dicke W für Licht, das von einem lambertschen Strahler abgestrahlt wird, ergibt sich als Integral über das Produkt aus winkelabhängiger Abstrahlwahrscheinlichkeit und Absorptionswahrscheinlichkeit für diesen Winkel über alle Richtungen, d.h. auf der Einheitskugel ($r = 1$):

$$T_{\text{lamb}} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} d\theta r^2 \sin \theta \frac{\cos \theta}{\pi} \exp\left(-\frac{\alpha W}{\cos \theta}\right) = 2 \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \cos \theta \exp\left(-\frac{\alpha W}{\cos \theta}\right). \quad (8)$$

In den Exponentialtermen ist die Verlängerung des optischen Weges bei schrägem Durchlauf durch die Scheibe berücksichtigt ($W \rightarrow W/\cos \theta$).

¹Anmerkung: Auch texturierte Proben können hier als Scheibe betrachtet werden, da die Dicke der Probe (typischerweise ca. 200 μm) groß ist gegenüber der Höhe der Pyramiden (typischerweise 5 μm).

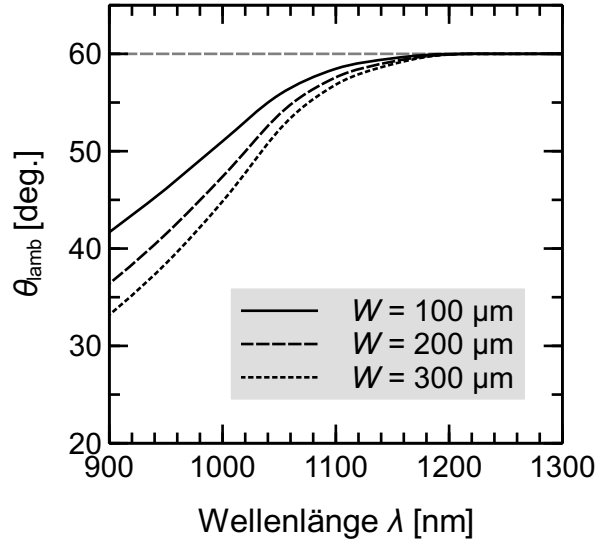


Abb. 6: Effektiver Winkel θ_{lamb} als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Probendicken.

Bei lambertscher Strahlung ergibt sich über die Tiefe z kein exponentieller Abfall der Intensität. Allerdings lässt sich die Gesamttransmission durch die Scheibe mit dem lambertschen Gesetz beschreiben, wenn man einen effektiven Winkel $\theta_{\text{lamb}}(\lambda)$ einführt und

$$T_{\text{lamb}} = \exp\left(-\frac{\alpha W}{\cos \theta_{\text{lamb}}}\right) \quad (9)$$

setzt. Abbildung 6 zeigt den resultierenden Winkel θ_{lamb} als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Probendicken. Man erkennt, dass er unabhängig von der Probendicke für Wellenlängen $\gtrsim 1100$ nm, bei denen wir Lumineszenzemission beobachten können, gegen 60° geht. Da $1/\cos(60^\circ) = 2$, führt also die Texturierung der Probenoberflächen effektiv zu einer Verlängerung des optischen Weges der Photonen um einen Faktor 2. Mit Gl. (5) sowie $z \rightarrow 2z$ und $W \rightarrow 2W$ ergibt sich für texturierte Proben also

$$f_{\text{det}}(\lambda, z) = (1 - R) \frac{\exp(-2\alpha z) + R \exp(2 - \alpha(2W - z))}{1 - R^2 \exp(-4\alpha W)}. \quad (10)$$

Der Reflexionsgrad R von texturierten Oberflächen lässt sich i.A. nicht analytisch berechnen, da dazu die Mikrogeometrie exakt bekannt sein muss. Numerische Raytracing-Simulationen liefern einen nahezu wellenlängenunabhängigen Wert von $R \approx 0,938$ [5].

3.2.3 Spektrometersignal

Das Spektrometer erzeugt aus dem detektierten Lumineszenzphotonenfluss $\phi(\lambda)$ nach Gl. (1) ein Messsignal $S(\lambda)$, welches über die *spektrale Empfindlichkeit* $\eta(\lambda)$ mit dem Lumineszenzphotonenfluss gekoppelt ist:

$$S(\lambda) = \eta(\lambda) \phi(\lambda). \quad (11)$$

Die spektrale Empfindlichkeit beinhaltet verschiedene Faktoren wie z.B. den Transmissionsgrad des Lichtwellenleiters, die spektrale Empfindlichkeit des Detektors und Verstärkungsfaktoren aufgrund der Messelektronik. Im Allgemeinen muss die spektrale Empfindlichkeit des Gerätes über eine Kalibrierung ermittelt und berücksichtigt werden. Für das Spektrometer, welches in diesem Versuch verwendet wird, gilt jedoch im interessanten Wellenlängenbereich $\eta(\lambda) \approx \text{const}$ und damit

$$S(\lambda) \propto \phi(\lambda). \quad (12)$$

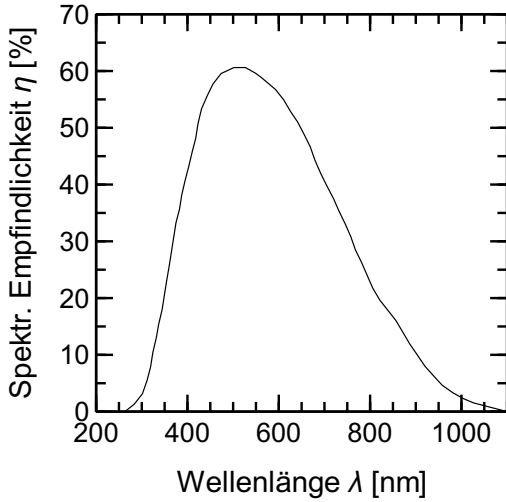


Abb. 7: Spektrale Empfindlichkeit der verwendeten Kamera laut Hersteller.

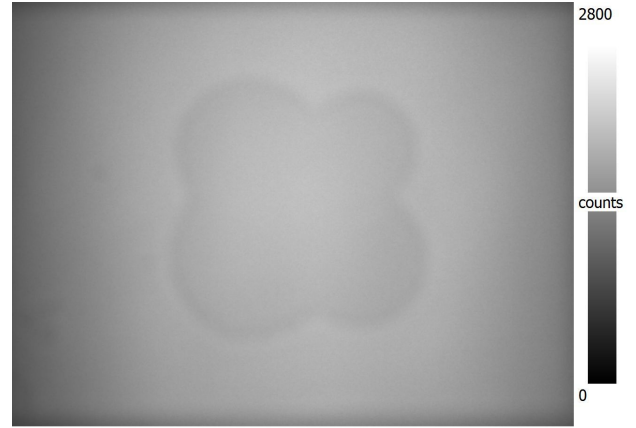


Abb. 8: NUC-Bild der verwendeten Kamera.

Da wir das Lumineszenzspektrum nur in relativen Einheiten messen wollen, können wir also auf eine Bestrahlungsstärkekalibrierung verzichten.

3.3 Ortsaufgelöste Lumineszenzmessungen

Bei ortsaufgelösten Lumineszenzmessungen wird die Lumineszenzstrahlung üblicherweise mit einer Si-CCD-Kamera detektiert. Die Kamera liefert ein über die Wellenlänge integriertes Signal S_{cam} gemäß

$$S_{\text{cam}}(x, y) = \int_0^{\infty} d\lambda \phi(x, y, \lambda) \eta(x, y, \lambda) , \quad (13)$$

wobei η hier die Empfindlichkeit des Kamerapixel (x, y) bezeichnet. Wir setzen eine Si-CCD-Kamera ein, deren typische spektrale Empfindlichkeit in Abbildung 7 gezeigt ist. Wie man sieht, ist die Kamera für das Maximum der Spektralverteilung (siehe Abbildung 5) nicht mehr empfindlich, vielmehr wird nur der kurzwelligste Teil des Spektrums detektiert. Da die Technik von Si-CCD-Kameras sehr weit fortgeschritten ist und die Kameras sehr rauscharm sind, ist es dennoch möglich, mit einer solchen Kamera Lumineszenzstrahlung zu detektieren. Bei der verwendeten Kamera können wir davon ausgehen, dass die spektrale Empfindlichkeit für alle Pixel gleich ist, d.h. $\eta(x, y, \lambda) = K(x, y) \times \eta(\lambda)$, und Gl. (13) daher schreiben als

$$S_{\text{cam}}(x, y) = K(x, y) \int_0^{\infty} d\lambda \phi(x, y, \lambda) \eta(\lambda) , \quad (14)$$

wobei K einen ortsabhängigen Faktor darstellt, der die laterale Empfindlichkeit der Kamera beschreibt. Idealerweise wäre $K(x, y) = \text{const.}$ In der Realität ist dies aber nicht der Fall: Zu den Rändern des Bildes hin fällt der Transmissionsgrad des Objektivs ab. Außerdem ist der Detektor für die Lumineszenzstrahlung teiltransparent, weshalb Licht an der Rückseite des Detektors reflektiert werden und zum Kamerasignal beitragen kann. Inhomogene optische Eigenschaften der Rückseite des Detektorchips wirken sich deshalb auf das Kamerabild aus.

Um diesen Effekt zu korrigieren, führt man eine sog. *nonuniformity correction* (NUC) durch. Dabei wird das Kameraobjektiv homogen ausgeleuchtet. Das so aufgenommene NUC-Bild spiegelt nun die lateralen Inhomogenitäten der Kamera wider. Das NUC-Bild wird auf seinen Mittelwert normiert und

abgespeichert. Später aufgenommene Bilder werden dann durch das NUC-Bild geteilt, wodurch die lateralen Inhomogenitäten korrigiert werden. Das NUC-korrigierte Kamerabild \hat{S}_{cam} ist also

$$\hat{S}_{\text{cam}}(x, y) = S_{\text{cam}}(x, y)/K(x, y) . \quad (15)$$

Abbildung 8 zeigt ein mit unserer Kamera aufgenommenes NUC-Bild. Der kleeblattförmige dunkle Fleck entsteht durch den Klebstoff, mit dem der Detektor auf dem Peltier-Element aufgeklebt ist, das den Chip kühlt.

3.3.1 Laterale Intensitätsverteilung der Lumineszenzemission

Solarzellen sind im Vergleich zu ihrer lateralen Ausdehnung sehr dünn. Die Diffusionslänge der Ladungsträger in der Solarzelle beträgt typischerweise einige 100 μm . Dadurch können sich die Ladungsträger recht homogen über die Tiefe der Solarzelle verteilen, während sich lateral unterschiedliche Ladungsträgerkonzentrationen ergeben können. Wird die Lumineszenzemission bspw. per Injektion von Ladungsträgern über die Kontakte angeregt (EL), können elektrische Serienwiderstände dazu führen, dass in einigen Bereichen der Solarzelle weniger Ladungsträger injiziert werden als in anderen. Um die laterale Intensitätsverteilung der Lumineszenzemission zu bestimmen, muss die laterale Verteilung der Lumineszenzphotonengenerationsrate r_{ph} nach Gl. (2) untersucht werden. Da die -1 im Nenner wie bereits besprochen vernachlässigt werden kann, lässt sich Gl. (2) schreiben als

$$r_{\text{ph}}(\lambda, z) \approx C' \frac{\alpha(\lambda)}{\lambda^4} \exp\left(\frac{\mu_{\text{ph}}(z)}{kT}\right) \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) . \quad (16)$$

Die Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus bewirkt eine Spannung

$$U = \frac{\mu_{\text{ph}}}{q} , \quad (17)$$

wobei q die Elementarladung bezeichnet. Umgekehrt bewirkt eine angelegte Spannung eine entsprechende Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus. Beispielsweise aufgrund elektrischer Serienwiderstände kann die lokale Spannung lateral unterschiedlich sein, d.h. $U = U(x, y)$. Mit der Definition der *thermischen Spannung*

$$U_{\text{T}} = \frac{kT}{q} \quad (18)$$

und der Näherung, dass die Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus über z konstant ist im Vergleich zur Variation über x und y , lässt sich Gl. (16) schreiben als

$$r_{\text{ph}}(x, y, \lambda) \approx C'(x, y) \frac{\alpha(\lambda)}{\lambda^4} \exp\left(\frac{U(x, y)}{U_{\text{T}}}\right) \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) . \quad (19)$$

Setzt man dies in Gl. (1), (13) und (15) ein, so ergibt sich schlussendlich

$$\hat{S}_{\text{cam}}(x, y) = C(x, y) \exp\left(\frac{U(x, y)}{U_{\text{T}}}\right) . \quad (20)$$

Hierbei gehen wir davon aus, dass die Temperatur der Solarzelle und damit U_{T} lateral homogen ist, und fassen alle Vorfaktoren in der *lokalen Kalibrierkonstante* $C(x, y)$ zusammen, die den oben eingeführten Faktor $K(x, y)$ sowie weitere Konstanten enthält. Gemäß Gl. (20) sollte also das Kamerasignal exponentiell mit der angelegten Spannung zunehmen.

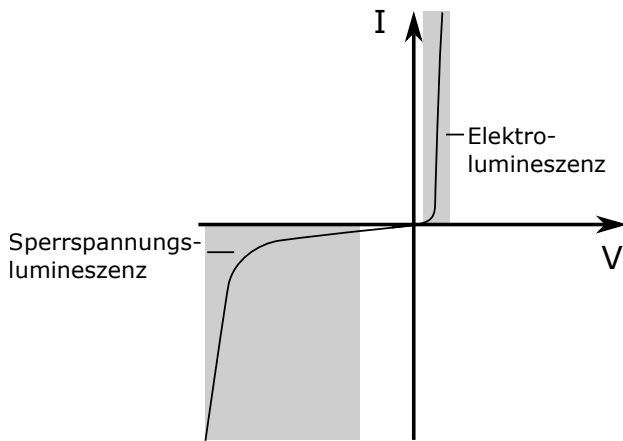


Abb. 9: Qualitative Darstellung der Strom-Spannungs-Kennlinie von Solarzellen.

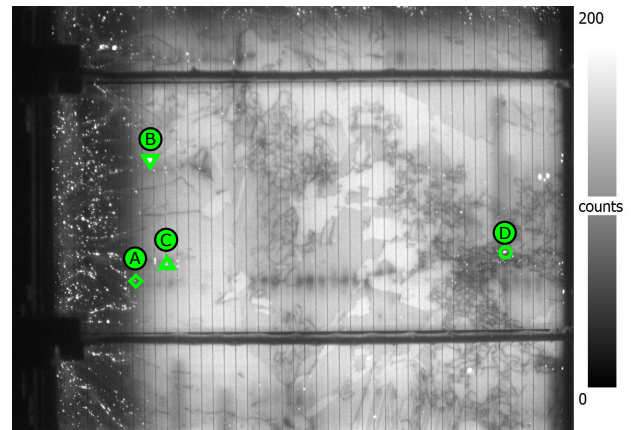


Abb. 10: Superpositionsbild einer multikristallinen Solarzelle aus Sperrspannungslumineszenz und Elektrolumineszenz bei 0,61 V.

3.4 Sperrspannungslumineszenz

Bislang haben wir Lumineszenzemission unter Vorwärtsspannung betrachtet (siehe Abbildung 9). Legt man an Solarzellen eine Sperrspannung von einigen Volt an, kann es lokal zu Durchbrüchen kommen, die Sperrspannungslumineszenz emittieren. Anders als die Lumineszenzstrahlung, die unter Vorwärtsspannung emittiert wird, liegt die Sperrspannungslumineszenz teilweise im sichtbaren Spektralbereich und kann bei ausreichender Dunkelheit mit dem bloßen Auge als kleine Leuchtpunkte auf der Solarzelle wahrgenommen werden.

Die quantitative Untersuchung der Sperrspannungslumineszenz ist komplex und überschreitet den Umfang dieses Versuchs. Anhand von Bildern, die bei verschiedenen Spannungen aufgenommen werden, lassen sich aber qualitativ verschiedene Typen von elektrischen Durchbrüchen unterscheiden. Da die einzelnen Leuchtpunkte nur eine durchschnittliche Ausdehnung von etwa $1 \mu\text{m}$ haben [6], die unter der Ortsauflösung der Kamera liegt, wird von jedem Kamerapixel die Gesamtintensität vieler einzelner Durchbrüche detektiert. Für die Untersuchung der Sperrspannungslumineszenz verwenden wir multikristalline Solarzellen, da dieses Material mehr Kristalldefekte enthält als monokristallines Silizium, wodurch es verstärkt zu elektrischen Durchbrüchen kommt. Es treten drei verschiedene Typen von elektrischen Durchbrüchen auf, die sich in ihrer physikalischen Ursache und der Schwellspannung des Durchbruchs unterscheiden [7]:

1. **Früher Durchbruch:** Schwellspannung zwischen -4 V und -9 V . Verunreinigungen auf der Vorderseite in Form von Aluminium-Tropfen führen zu einer stark lokalisierten, p^+ -dotierten Region direkt über dem Emitter. Im entstehenden elektrischen Feld kann der Zener-Effekt auftreten und zur Emission von Lumineszenzphotonen führen.
2. **Defekt-induzierter Durchbruch:** Schwellspannung zwischen -9 V und -13 V . Dieser Durchbruch findet an rekombinationsaktiven Kristalldefekten statt, die bei Lumineszenzmessungen unter Vorwärtsspannung als dunkle Linien erscheinen. In diesen Defekten lagern sich eisenhaltige Präzipitate an, die einen Schottky-Kontakt zur p -dotierten Basis bilden. Hier kann wiederum der Zener-Effekt auftreten und zur Emission von Lumineszenzphotonen führen.
3. **Lawinendurchbruch:** Schwellspannung unter -13 V . Beim Lawinen-Durchbruch kommt es zu einer starken Beschleunigung einzelner Leitungsband-Elektronen im starken elektrischen Feld. Derart hohe Feldstärken treten auf, da bei der chemischen Texturierung der Solarzelle (unerwünschte) napfförmige Gruben an Kristalldefekten entstehen können. Die beschleunigten Elektronen lösen eine lawinenartige Ionisierung anderer Atome aus. Dies führt zu einer Ladungsvervielfachung und zum plötzlichen Anstieg der Stromstärke, wenn die Schwellspannung dieses Durchbruchmechanismus erreicht wird.

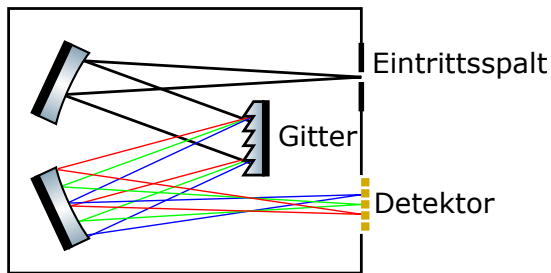


Abb. 11: Grundsätzliche Funktionsweise eines Diodenarray-Gitterspektrometers.



Abb. 12: Spiegelwürfel zur rückseitigen Detektion der Lumineszenzstrahlung.

Abbildung 10 zeigt ein Superpositionsbild aus Elektrolumineszenz (aufgenommen bei einer Spannung von 0,61 V) und Sperrspannungslumineszenz. Da die spektrale Empfindlichkeit der Kamera im sichtbaren Bereich deutlich höher ist, erscheint die Sperrspannungslumineszenz als helle (weiße) Leuchtpunkte im Bild. Man erkennt, dass die Sperrspannungslumineszenz nur sehr lokal auftritt.

4 Messaufbau

4.1 Spektral aufgelöste PL-Messungen

An unserem Messaufbau können Sie spektral aufgelöste PL-Messungen mit einem Diodenarray-Gitterspektrometer durchführen. Die grundsätzliche Funktionsweise eines solchen Geräts ist in Abbildung 11 gezeigt: Das Licht wird über einen engen Eintrittsspalt in das Gerät eingekoppelt und an einem Gitter spektral zerlegt. Anschließend trifft es auf einen zeilenförmigen Detektor. Aufgrund der wellenlängenabhängigen Dispersion des Gitters liegen die Fokuspunkte der verschiedenen Wellenlängen nebeneinander, sodass jedes Pixel des Detektors nur eine bestimmte Wellenlänge detektiert.

Das verwendete Spektrometer verfügt über einen InGaAs-Detektor, der im Wellenlängenbereich von 950 bis 1700 nm empfindlich ist. Es steht außerhalb der Einhausung des Messplatzes, die die Aufgabe hat, das Umgebungslicht abzuschirmen. Für die Messungen werden die Proben auf dem in Abbildung 12 gezeigten Spiegelwürfel platziert, über den die Lumineszenzstrahlung in den Lichtwellenleiter eingekoppelt wird, der zum Spektrometer führt. Die Lumineszenzstrahlung wird über das LED-Array angeregt, das die Probe mit Licht einer Wellenlänge von etwa 850 nm beleuchtet. Die Ansteuerung des LED-Arrays erfolgt mit der im nächsten Abschnitt beschriebenen Steuersoftware. Silizium ist für Licht dieser Wellenlänge ein starker Absorber, sodass die Probe selbst als Filter wirkt und verhindert, dass das Anregungslicht ins Spektrometer einkoppelt.

Das Spektrometer liefert zunächst einmal das Detektorsignal in digitalen Einheiten (counts) als Funktion der Pixelnummer. Zur Auswertung von Messungen mit einem Spektrometer sind daher grundsätzlich zwei Kalibrierungen erforderlich: Zum einen eine Kalibrierung der Wellenlängenskala (Wellenlänge als Funktion der Pixelnummer), zum anderen eine Kalibrierung bzgl. der Strahlungsintensität (Bestrahlungsstärke als Funktion des Detektorsignals). Bei dem Gerät, das Sie in unserem Versuch verwenden, ist die Wellenlängenskala im Spektrometer hinterlegt und wird von der Steuersoftware automatisch berücksichtigt, sodass Sie direkt ein Detektorsignal als Funktion der Wellenlänge (und nicht der Pixelnummer) erhalten. Da die spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers und der für die Lichteinkopplung verwendeten optischen Elemente im für uns relevanten Wellenlängenbereich nahezu konstant ist, können wir auf eine Kalibrierung bzgl. der Strahlungsintensität verzichten und ausnutzen, dass das Detektorsignal proportional zur Bestrahlungsstärke ist. Bei allen Messungen ist jedoch zu berücksichtigen, dass InGaAs-Detektoren, sofern sie (wie bei unserem Spektrometer der Fall) nicht sehr stark gekühlt werden, ein hohes Dunkelsignal zeigen (d.h. ein Messsignal, das durch ther-

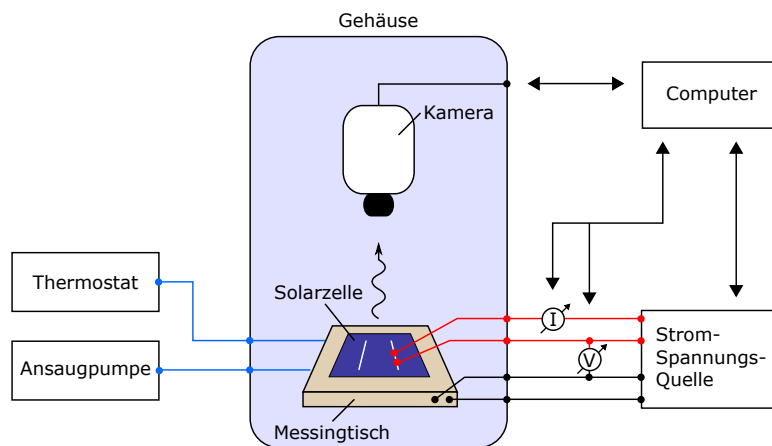


Abb. 13: Schematische Darstellung des Messaufbaus für ortsaufgelöste Elektrolumineszenzmessungen.

mische Anregung von Ladungsträgern im Detektor entsteht und auch ohne Beleuchtung messbar ist). Das Dunkelsignal kann bei Lumineszenzmessungen in der gleichen Größenordnung wie das eigentliche Messsignal liegen und muss daher durch eine geeignete Messprozedur (wie könnte diese aussehen?) korrigiert werden.

4.2 Ortsaufgelöste EL-Messungen

Abbildung 13 zeigt schematisch den für ortsaufgelöste Elektrolumineszenzmessungen verwendeten Messaufbau. Die Solarzelle wird auf einem Messingtisch positioniert, wo sie temperiert und elektrisch kontaktiert wird. Strom und Spannung an der Solarzelle werden über angeschlossene Multimeter gemessen. Die Detektion der Lumineszenzstrahlung erfolgt von oben mit einer Silizium-CCD-Kamera mit 1024×1376 Pixeln, deren Höhe über eine motorisierte Achse eingestellt werden kann. Den Fokus stellen Sie manuell am Objektiv ein.

Wie beim Spektrometer hat auch der Kameradetektor ein Dunkelsignal, das aber (u.a. wegen der Kühlung des Detektors) klein ist gegenüber dem eigentlichen Messsignal. Andererseits ist die Kamera für sichtbares (Raum-) Licht sehr empfindlich und die Einhausung ist nicht zu 100 % lichtdicht, sodass durch vorhandenes Restlicht ein Hintergrundsignal erzeugt wird, das korrigiert werden muss. (Wie sieht die Korrekturprozedur aus?)

Die Bedienung des Messaufbaus erfolgt durch eine Software (siehe Abbildung 14), die sämtliche angeschlossene Hardware steuert. Mit dieser Software können Sie

- Kamerabilder aufnehmen und abspeichern,
- die Kamera verfahren,
- die Stromquelle steuern,
- die Digitalmultimeter abfragen und
- das LED-Array steuern.

Ihr Betreuer wird Ihnen die Bedienung des Messplatzes erklären.

Um Kamerabilder quantitativ auswerten zu können, muss das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR, engl. *signal-to-noise ratio*) ausreichend hoch sein. Das SNR Ihrer Bilder steigt mit zunehmender Belichtungszeit. Achten Sie bei der Aufnahme von Kamerabildern jedoch darauf, dass der Detektor nicht in Sättigung geht (reduzieren Sie andernfalls die Belichtungszeit). Optimal ist eine maximale Detektorsättigung von etwa 70-75 %. Wenn Sie die Belichtungszeit nicht weiter erhöhen können, können Sie mehrere Bilder mitteln, um eine weitere Verbesserung des SNR zu erreichen. Achten Sie außerdem darauf, dass die Detektortemperatur konstant ist. Diese wird Ihnen in der Software angezeigt. Nach der Initialisierung der Kamera beim Start der Steuersoftware dauert es einen Moment, bis die Temperatur sich stabil bei etwa -10 °C einstellt.

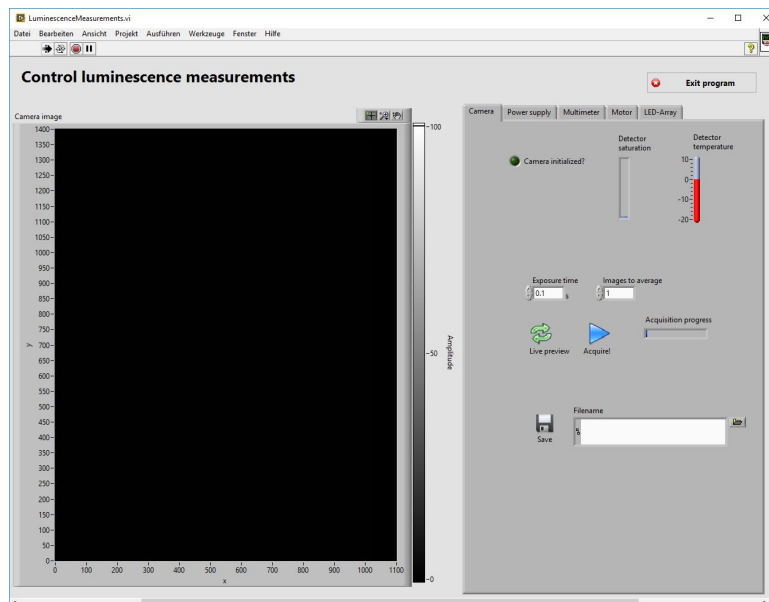


Abb. 14: Screenshot der Steuersoftware für Lumineszenzmessungen.

Die Auswertung der gespeicherten Bilder können Sie mit der Software *b32viewer* durchführen (siehe Abbildung 15). Dieses Programm können Sie am Messplatz sowie den Arbeitsplatzrechnern im Labor nutzen, sie können es sich aber auch auf einen USB-Stick kopieren und auf Ihrem privaten Rechner benutzen (erfordert die Installation der LabView 2015 Runtime-Engine; diese ist frei verfügbar).

5 Sicherheitshinweise

Beachten Sie bei der Arbeit an unserem Versuchsaufbau im eigenen Interesse die folgenden Sicherheitshinweise:

- Das LED-Array emittiert sehr intensive infrarote Strahlung, die für das menschliche Auge nicht sichtbar ist. Schauen Sie nie hinein. Vergewissern Sie sich, dass das LED-Array abgeschaltet ist, bevor Sie die Tür des Messaufbaus öffnen. Ihr Betreuer wird Ihnen zeigen, wie Sie dies überprüfen können.
- Achten Sie beim Verfahren der Kamera unbedingt darauf, dass das LED-Array hochgeklappt ist und sich nicht im Fahrweg der Kamera befindet, sowie dass alle Kabel frei hängen.
- Achten Sie auf eine sinnvolle Einstellung der Temperatur am Thermostat, um Verbrennungen oder ein Einfrieren der Kühlflüssigkeit zu verhindern.
- Schalten Sie bitte die Vakuumpumpe nur aus, wenn Sie diese länger nicht benötigen. Häufiges Ein- und Ausschalten verringert die Lebensdauer der Pumpe. Für kurze Unterbrechungen der Ansaugung (z.B. zum Wechseln der Solarzelle) nutzen Sie bitte die Ventile am Messtisch.

6 Handhabung der Proben

Sie arbeiten in diesem Versuch mit dünnen, zerbrechlichen Wafern und Solarzellen. Die Dicke der Proben beträgt nur etwa $200\ \mu\text{m}$. Ihr Betreuer wird Ihnen zeigen, wie Sie diese Proben so handhaben können, dass sie nicht zerbrechen. Bitte tragen Sie bei der Arbeit an unserem Messaufbau immer Handschuhe, um die Proben und den Messaufbau vor Fingerfett zu schützen, und gehen Sie vorsichtig mit den Proben um.

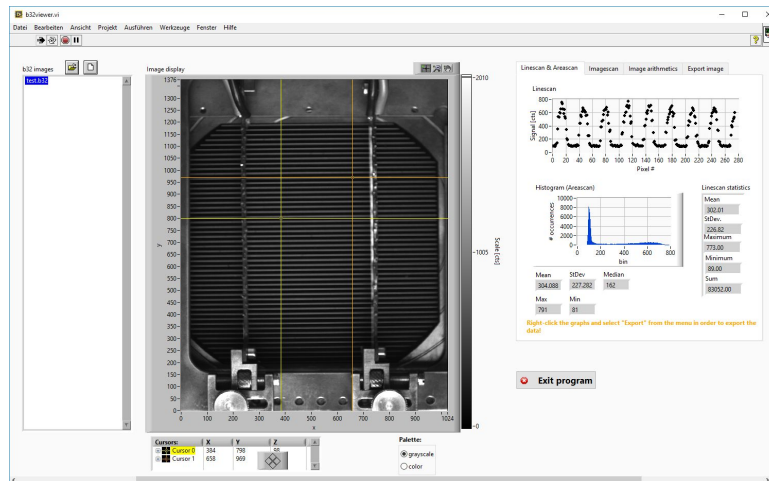


Abb. 15: Screenshot der Software für die Auswertung von Kamerabildern.

7 Versuche

7.1 Spektral aufgelöste PL-Messungen

Vorbereitung Fahren Sie die Kamera zunächst ganz nach oben. Stellen Sie die Abdeckung über den Messtisch und stellen Sie den Spiegelwürfel mit der angeschlossenen Glasfaser darauf. Platzieren Sie eine Waferprobe auf dem Spiegelwürfel und klappen Sie anschließend das LED-Array herunter. Starten Sie die Software *OceanView*, mit der das Spektrometer gesteuert wird. Stellen Sie den *High gain*-Modus für Ihre Messungen ein.

Messungen

1. Untersuchen Sie zunächst das Dunkelsignal des Spektrometers in Abhängigkeit von der eingestellten Integrationszeit und ermitteln Sie die jeweilige Detektorsättigung. Wählen Sie anhand Ihrer Messungen die Integrationszeit so, dass die maximale Detektorsättigung (Verhältnis des gemessenen maximalen Detektorsignals zum maximal möglichen Detektorsignal) im Dunkeln bei etwa 60 % liegt.
2. Bestimmen Sie die Standardabweichung

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (21)$$

des Dunkelsignals bei der ermittelten Integrationszeit. Hierbei ist N die Anzahl der Messwerte, x_i sind die einzelnen Messwerte und \bar{x} der Mittelwert aller Messwerte. Da das Dunkelsignal näherungsweise wellenlängenunabhängig ist, können Sie die Standardabweichung des Dunkelsignals bestimmen, indem Sie ein Dunkelspektrum (2048 Messwerte) auswerten; die x_i entsprechen dann den Messwerten der einzelnen Pixel.

3. Stellen Sie am LED-Array verschiedene Spannungen zwischen 19 und 22 V ein und messen Sie mit der eben ermittelten Integrationszeit das entsprechende Lumineszenzspektrum. Denken Sie daran, eine Dunkelsignalkorrektur durchzuführen und beachten Sie, dass sich die Probe durch die Beleuchtung erwärmen kann. Warten Sie vor der Messung, bis sich eine stabile Temperatur eingestellt hat. (Woran können Sie das erkennen?) Zur Verbesserung des SNR können Sie in der Software mehrere Spektren mitteln.
4. Bestimmen Sie für wenigstens eine der unter Punkt 3 durchgeführten Messungen die Standardabweichung aus mindestens 25 Einzelmessungen (setzen Sie dazu die Anzahl der Mittelungen in der Software auf 1 und speichern Sie alle Spektren einzeln ab).

Auswertungen Bitte bearbeiten Sie in Ihrem Praktikumsbericht die folgenden Aufgaben:

1. Wie verhält sich das Dunkelsignal des Detektors in Abhängigkeit von der eingestellten Integrationszeit? Entspricht der Verlauf Ihren Erwartungen und warum?
2. Wie verhält sich die Intensität der Lumineszenzemission als Funktion der am LED-Array eingestellten Spannung? (Sie können die Intensität beispielhaft für einen Pixel auswerten, z.B. im Peak.) Wie erklären Sie sich diesen Verlauf?
3. Modellieren Sie anhand von Gl. (1), (3) und (10) das Lumineszenzspektrum und vergleichen Sie es mit den von Ihnen gemessenen Lumineszenzspektren. (Da Ihre Messdaten in relativen Einheiten vorliegen, empfiehlt sich eine normierte Darstellung der Messdaten und der Modellkurve.) Ermitteln Sie darüber die Proben temperatur während der Messung. Den dafür benötigten Datensatz des Absorptionskoeffizienten von kristallinem Silizium finden Sie in Referenz 3. Der Datensatz ist auf der Website des Journals auch als txt-Datei verfügbar. Beachten Sie die Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten (Gl. 23 und 24 in Referenz 3).
4. Geben Sie eine begründete Abschätzung für die Unsicherheit Ihrer gemessenen Spektren und Ihrer Modellkurve. Es ist ausreichend, wenn Sie dies für eine Temperatur beispielhaft durchführen. Gibt es einen Modellparameter, dessen Unsicherheit die Gesamtunsicherheit dominiert?

7.2 Ortsaufgelöste EL-Messungen

Vorbereitung Fahren Sie die Kamera ganz nach oben und klappen Sie das LED-Array hoch. Entfernen Sie die Abdeckung über dem Messtisch und den Spiegelwürfel. Überprüfen Sie, dass der Messtisch sauber ist und sich keine Krümel o.ä. darauf befinden, die die Solarzelle beim Ansaugen beschädigen könnten. Legen Sie eine Solarzelle auf den Messtisch, saugen Sie diese an und kontaktieren Sie diese elektrisch. Überprüfen Sie, dass bei einer angelegten Spannung von 650 mV ein Strom von mindestens 2 A fließt. So ist sichergestellt, dass die Solarzelle korrekt kontaktiert ist. Stellen Sie die Temperatur am Thermostat des Messtisches auf 25 °C ein. Stellen Sie den Fokus bei geöffneter Einhausung so ein, dass die Finger der Solarzelle scharf abgebildet werden. Anschließend müssen Sie den Fokuspunkt für Lumineszenzmessungen noch leicht korrigieren, da er sich aufgrund der unterschiedlichen Wellenlänge etwas verschiebt.

Messungen

1. Nehmen Sie zunächst ein NUC-Bild für die Kamera auf. Wählen Sie dazu eine Spannung an der Solarzelle von 700 mV und eine möglichst lange Belichtungszeit, um ein hohes SNR zu erreichen. Ggf. können Sie mehrere Bilder mitteln.
2. Nehmen Sie EL-Bilder bei Spannungen zwischen 400 und 700 mV auf. Wählen Sie die Stützstellen so, dass Sie die anschließende Auswertung gut durchführen können.

Auswertungen Die Auswertung der Bilder können Sie mit dem Programm *b32viewer* durchführen, das Sie entweder in unserem Labor oder auch auf Ihrem privaten Computer nutzen können.

1. Wählen Sie einen Bereich von mindestens 5×5 Pixeln im Zwischenfingerbereich der Solarzelle. Ermitteln Sie für diesen Bereich den Verlauf des gemittelten Kamerasignals als Funktion der angelegten Spannung. Zeichnen Sie begründete Fehlerbalken ein. Benötigen Sie für diese Auswertung die NUC-Korrektur? Warum?
2. Modellieren Sie den Signalverlauf. Entspricht er Ihren Erwartungen? Bestimmen Sie die thermische Spannung und vergleichen Sie den ermittelten Wert mit dem erwarteten Wert. Falls Sie eine Abweichung feststellen, diskutieren Sie diese.
3. Wählen Sie das bei 700 mV aufgenommene, NUC-korrigierte Bild aus und skalieren Sie es so, dass die Farbskala die lokale Spannung angibt. Nutzen Sie dazu die zusätzlich abgespeicherten Informationen zur Messung (txt-Datei). Wie groß ist der maximale Spannungsabfall entlang der Kontaktfinger? Vergleichen Sie diesen Wert mit dem maximalen Spannungsabfall bei 550 mV und diskutieren Sie das Ergebnis.

4. Wählen Sie nun das bei 700 mV aufgenommene **unkorrigierte** Bild aus und skalieren Sie es ebenfalls so, dass die Farbskala die lokale Spannung angibt. Vergleichen Sie es mit dem korrigierten Bild und schätzen Sie ab, welchen Einfluss die NUC-Korrektur auf die ermittelte lokale Spannung hat.

7.3 Ortsaufgelöste Sperrspannungslumineszenz-Messungen

Vorbereitung Legen Sie eine multikristalline Solarzelle auf dem Messtisch auf, saugen Sie sie an und kontaktieren Sie sie elektrisch. Überprüfen Sie die Kontaktierung. Stellen Sie den Thermostaten auf 25 °C ein.

Messungen Nehmen Sie Bilder bei Spannungen zwischen -1 und -12 V auf und beobachten Sie die Sperrspannungslumineszenz. Bei ausreichender Dunkelheit im Raum können Sie auch versuchen, diese mit bloßem Auge wahrzunehmen. Nehmen Sie außerdem ein „normales“ EL-Bild der Solarzelle bei 600 mV auf.

Auswertungen Versuchen Sie, verschiedene Durchbrüche mit qualitativ unterschiedlichem Durchbruchverhalten zu finden und zu den drei in Abschnitt 3.4 beschriebenen Mechanismen zuzuordnen. Markieren Sie dazu die Position der untersuchten Durchbrüche im Bild und stellen Sie den Verlauf des Kamerasignals als Funktion der angelegten Spannung dar. Beachten Sie bitte:

- Manche Durchbrüche sind so leuchtstark, dass sie einzelne Kamerapixel in Sättigung bringen. Dies ist ein Messartefakt, das die Auswertung stört. Passen Sie ggf. die Belichtungszeit an.
- Achten Sie darauf, dass die untersuchten Durchbrüche nicht unter oder direkt neben der Oberflächenmetallisierung liegen. Andernfalls kann es zu Reflexionen am Metall kommen, die die Auswertung ebenfalls stören.
- Um zu erkennen, ob die Durchbrüche unter oder direkt neben der Oberflächenmetallisierung liegen, können Sie ein Superpositionsbild aus Sperrspannungslumineszenz und Elektrolumineszenz berechnen. Nehmen Sie dieses auch in Ihren Praktikumsbericht auf.

Literatur

- [1] WÜRFEL, P.: Generalized Planck's radiation law for luminescence via indirect transitions. In: *Appl. Phys. A* 60 (1995), S. 67–70
- [2] GREEN, M.A.: Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficients. In: *Sol. Energ. Mat. Sol. C.* 92 (2008), S. 1305–1310
- [3] SCHINKE, C. ; PEEST, P. C. ; SCHMIDT, J. ; BRENDL, R. ; BOTHE, K. ; VOGT, M. R. ; KRÖGER, I. ; WINTER, S. ; SCHIRMACHER, A. ; LIM, S. ; NGUYEN, H. ; MACDONALD, D.: Uncertainty analysis for the coefficient of band-to-band absorption of crystalline silicon. In: *AIP Advances* 5 (2015), Nr. 067168
- [4] BRONSTEIN, I.N. ; SEMENDJAEV, K.A.: *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, 2001
- [5] BRENDL, R. ; HIRSCH, M. ; PLIENINGER, R. ; WERNER, J.H.: Quantum Efficiency Analysis of Thin-Layer Silicon Solar Cells with Back Surface Fields and Optical Confinement. In: *IEEE T. Electron Dev.* 43 (1996), S. 1104–1113. <http://dx.doi.org/10.1109/16.502422>. – DOI 10.1109/16.502422
- [6] SCHNEEMANN, Matthias ; HELBIG, Anke ; KIRCHARTZ, Thomas ; CARIUS, Reinhard ; RAU, Uwe: Reverse biased electroluminescence spectroscopy of crystalline silicon solar cells with high spatial resolution. In: *physica status solidi (a)* 207 (2010), Nr. 11, 2597–2600. <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.201026309>. – DOI 10.1002/pssa.201026309. – ISSN 1862–6319
- [7] BREITENSTEIN, Otwin ; BAUER, Jan ; BOTHE, Karsten ; KWAPIL, Wolfram ; LAUSCH, Dominik ; RAU, Uwe ; SCHMIDT, Jan ; SCHNEEMANN, Matthias ; SCHUBERT, Martin C. ; WAGNER, Jan-Martin ; WARTA, Wilhelm: Understanding junction breakdown in multicrystalline solar cells. In: *Journal of Applied Physics* 109 (2011), Nr. 7, S. 071101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3562200>. – DOI 10.1063/1.3562200