

4. JEBIC

Dieses Kapitel beschreibt meinen Beitrag zur Weiterentwicklung des Messverfahrens JUNCTION ELECTRON BEAM INDUCED CURRENT (JEBIC), womit EBIC-Messungen des Proben-Querschnittes gemeint sind. Zur Veranschaulichung ist die Messanordnung in Abbildung 4.1 dargestellt. Eine Weiterentwicklung ist nicht zuletzt deshalb notwendig, weil die CIS-Schichtdicke in der gleichen Größenordnung liegt wie die Grün-Reichweite R_G . Für große Probenstrukturen wird in der Regel die Ausdehnung der Anregungsregion vernachlässigt. Nur wenige Autoren versuchen, der endlichen Ausdehnung Rechnung zu tragen, indem sie eine realitätsferne sphärisch symmetrische Gauß-Verteilung annehmen. Nur in [Schmidt 91] wird der tatsächlichen Ausdehnung Rechnung getragen. Allerdings bleibt unklar, wie das vonstatten geht. Der besondere Trick bei der hier vorgestellten Vorgehensweise ist die Entfaltung des EBIC-Signals mit der lateralen Generationsrate g_x der eh-Paare. Durch die Entfaltung werden Daten erzeugt, die man mit einer punktförmigen Anregungsregion messen würde.

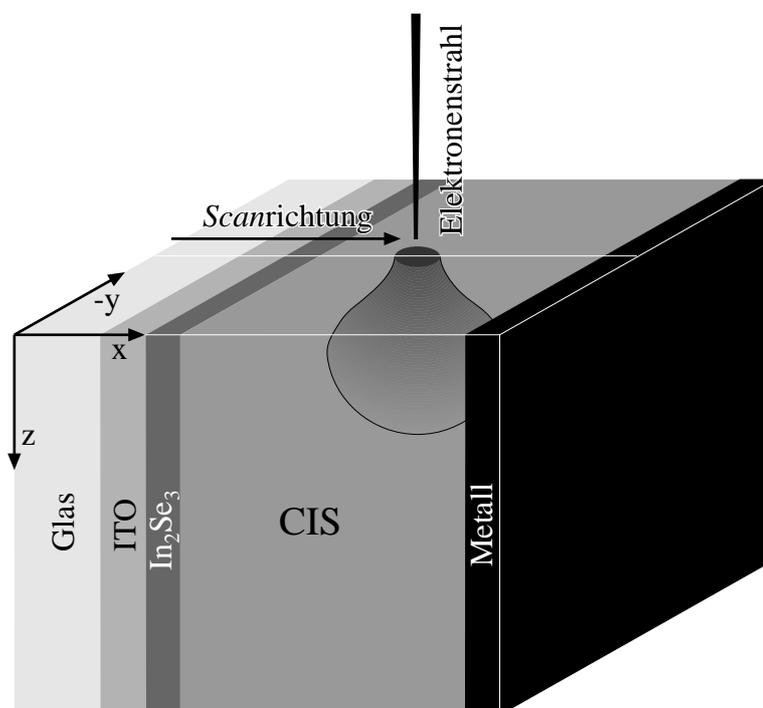


Abbildung 4.1: Messanordnung für JEBIC-Messungen

Der Elektronenstrahl trifft senkrecht auf die Bruchkante einer CIS-Solarzelle. Die Anregungsregion ist nur bei kleiner Strahlenergie E_B kleiner als die CIS-Schichtdicke. Bei großem E_B geht sie durch alle Schichten.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitells ist dargestellt, wie das EBIC-Signal eines Viel-Schicht-Systems entfaltet werden kann. Dann folgt im zweiten Abschnitt die Erarbeitung eines Modells zum Fitten der entfaltenen EBIC-Messungen. Im dritten Abschnitt befasse ich mich mit der Grenzflächen-Rekombination. Da die Anregungsregion bei verschiedenen Anregungsenergien E_B unterschiedlich tief in z -Richtung ins CIS eindringt, werden Messungen bei geringem E_B stärker von der Oberfläche bei $z = 0$ beeinflusst als solche bei großem E_B . Aus dem Verlauf der effektiven Diffusionslänge mit E_B kann die Oberflächen-Rekombinations-Geschwindigkeit bestimmt werden. Der vierte Abschnitt diskutiert die gewonnenen Mess- und Modelldaten, und beschreibt auffällige Beobachtungen.

4.1. Die Entfaltung

Bei jeder Messung wird die zu messende Größe mit einem der jeweiligen Messmethode innewohnenden Auflösungsprofil gefaltet. Wenn die Auflösung sehr viel kleiner ist als die kleinsten Strukturen der zu messenden Größe, fällt diese Faltung nicht weiter auf. Erst wenn die Strukturen die gleiche Größenordnung wie die Auflösung besitzen oder gar kleiner sind, wird die Faltung unübersehbar deutlich. Hier hilft eine Entfaltung mit dem Auflösungsprofil der Methode weiter. Dieses ist leider nicht immer bekannt. Solange sich das Auflösungsprofil entlang der Messparameter nicht ändert, ist eine Entfaltung unproblematisch. Schwierig wird es wie im Fall von JEBIC-Messungen an CIS-Solarzellen, wenn das Auflösungsprofil ortsabhängig ist. Hier hat es für jedes Material in Abhängigkeit von seiner Dichte ρ eine unterschiedliche Ausdehnung. Diese Ausdehnung ist die *Grün-Reichweite* R_G . Nach Gleichung (3.2) ist sie umgekehrt proportional zur Dichte ρ und zur 1.75-fach potenzierten Anregungsenergie E_B proportional. Die Abhängigkeit von E_B spielt zunächst keine Rolle, da eine einzelne Messung grundsätzlich bei gleichem E_B erfolgt. Die Entfaltung wird nur in x -Richtung entlang der *Scanrichtung* des Elektronenstrahls durchgeführt. Außer der unterschiedlichen Ausdehnung des Auflösungsprofil ist zu beachten, dass die eh-Paar-Generationsrate in jedem Material anders ist.

In Abbildung 4.2 a ist zur Veranschaulichung die laterale eh-Paar-Generationsrate g_x für zwei unterschiedliche Materialien dargestellt. In diesem Beispiel ist sowohl ρ als auch E_{eh} von Material 1 größer als von Material 2. Deshalb sind R_G und die Amplitude von g_x für Material 1 kleiner als für Material 2. In Abbildung 4.2 b und c ist jeweils g_x für den Fall gezeichnet, dass die Anregung in der Nähe der Grenzfläche von Material 1 zu Material 2 bzw. genau auf dieser erfolgt. Für diese Abbildung und die folgenden analytischen Betrachtungen wird angenommen, dass die mit der Generations-

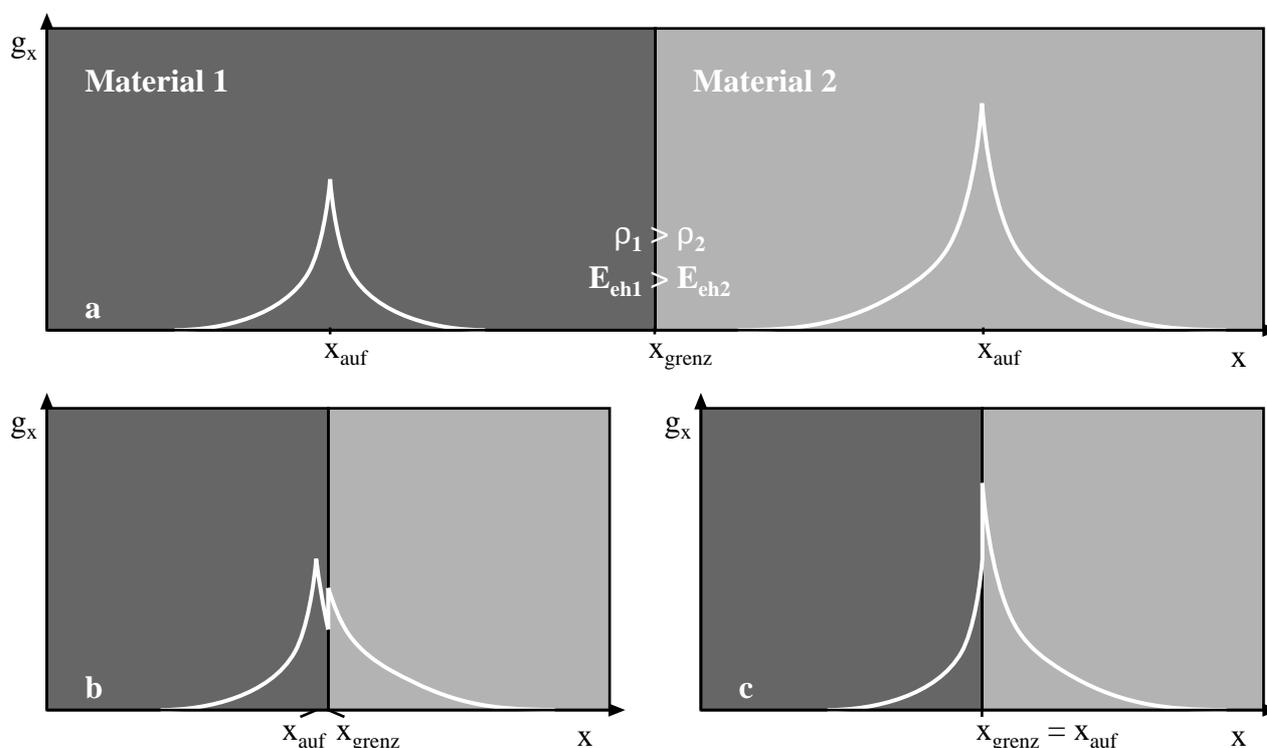


Abbildung 4.2: Form der lateralen eh-Paar-Generationsrate g_x beim Übergang zwischen zwei Materialien

Im Teilbild a ist g_x für jedes Material einzeln dargestellt. Teilbild b zeigt g_x für den Fall, wenn der Elektronenstrahl links von der Grenzfläche auf Material 1 trifft. Im Fall c trifft der Elektronenstrahl genau auf die Grenzfläche. x_{auf} ist der Aufpunkt des Elektronenstrahls. x_{grenz} markiert die Grenzfläche.

rate A aus Gleichung (3.5) normierte Dosisfunktion

$$\gamma_i(x) = \frac{g_{x,i}(x)}{A_i} = \frac{1}{A_i} g_x \left(\left| \frac{\rho_i x}{R_G(\rho = 1)} \right| \right) := \gamma(\rho_i x) \quad (4.1)$$

an der Grenzfläche stetig ist. Die in der Abbildung zu beobachtende Unstetigkeit der Generationsrate $g_x(x)$ geht ausschließlich auf die unterschiedlichen Gesamtgenerationsraten A_i zurück.

Der Ansatz in Gleichung (4.1) beschreibt die Dosisfunktion richtig, wenn der Aufpunkt hinreichend von der Grenzfläche der beiden Materialien entfernt ist. Liegt er in der Nähe der Grenzfläche, bedeutet die angenommene Stetigkeit von $\gamma_i(x)$, dass es keine Wechselwirkung der Anregungsregionen auf beiden Seiten der Grenzfläche gibt.

Die Faltung, die während der Messung erfolgt, findet also mit zwei unterschiedlichen Auflösungen statt. Die Wahl der richtigen Auflösung hängt dabei nicht so sehr vom Ort der Anregung ab, als vielmehr vom Ort, an dem die Faltung lokal vonstatten geht. Analytisch kann der JEBIC-Strom in Analogie zu Gleichung (3.16) wie folgt berechnet werden (statt der 3-dimensionalen Einsammelwahrscheinlichkeit $\varphi(\mathbf{x})$ kommt hier die 1-dimensionale Einsammelwahrscheinlichkeit $\phi(x)$ zum Einsatz):

$$I_{\text{JEBIC}}(x_{\text{auf}}) = \int_{-\infty}^{x_{\text{grenz}}} e\phi(x') A_1 \gamma_1(x_1 - x') dx' + \int_{x_{\text{grenz}}}^{\infty} e\phi(x') A_2 \gamma_2(x_2 - x') dx' \quad (4.2)$$

mit

$$x_i = \frac{\rho(x_{\text{auf}})}{\rho_i} (x_{\text{auf}} - x_{\text{grenz}}) + x_{\text{grenz}} \quad i = 1, 2 \quad (4.3)$$

und

$$\rho(x) = \begin{cases} \rho_1 & x < x_{\text{grenz}} \\ \rho_2 & x \geq x_{\text{grenz}} \end{cases} \quad (4.4)$$

I_{JEBIC} ist der JEBIC-Strom, x_{auf} der Aufpunkt des Elektronenstrahls, x_{grenz} die Koordinate der Grenzfläche zwischen Material 1 und Material 2, e die Elementarladung und $\phi(x')$ die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron, das am Ort x' bei beliebigen y und z erzeugt wird, zum Strom beiträgt. Durch die spezielle Wahl von x_i in Gleichung (4.3) wird erreicht, dass γ_i bei x_{grenz} stetig ist, was mit folgender Gleichung verdeutlicht wird:

$$\begin{aligned} \lim_{x \rightarrow x_{\text{grenz}}} \gamma_1(x_1 - x) &= \gamma_1 \left(\frac{\rho(x_{\text{auf}})}{\rho_1} (x_{\text{auf}} - x_{\text{grenz}}) \right) = \gamma \left(\rho(x_{\text{auf}}) (x_{\text{auf}} - x_{\text{grenz}}) \right) \\ &= \gamma_2 \left(\frac{\rho(x_{\text{auf}})}{\rho_2} (x_{\text{auf}} - x_{\text{grenz}}) \right) = \lim_{x \rightarrow x_{\text{grenz}}} \gamma_2(x_2 - x) \end{aligned} \quad (4.5)$$

Das zweite und dritte Gleichheitszeichen folgt aus der Definition für γ in Gleichung (4.1).

Wird nun die Variablensubstitution

$$(x' - x_{\text{grenz}}) \rho_i \rightarrow \xi \quad (4.6)$$

und daraus folgend für die Integrationsvariable

$$dx' \rightarrow \frac{d\xi}{\rho_i} \quad (4.7)$$

und die neuen Integrationsgrenzen

$$\pm \infty \rightarrow \pm \infty \quad (4.8)$$

$$x_{\text{grenz}} \rightarrow 0 \quad (4.9)$$

in Gleichung (4.2) durchgeführt, so ergibt sich

$$\begin{aligned} I_{\text{JEBIC}} = & \int_{-\infty}^0 e^{\phi\left(\frac{\xi}{\rho_1} + x_{\text{grenz}}\right)} \frac{A_1}{\rho_1} \gamma\left(\rho(x_{\text{auf}}) (x_{\text{auf}} - x_{\text{grenz}}) - \xi\right) d\xi \\ & + \int_0^{\infty} e^{\phi\left(\frac{\xi}{\rho_2} + x_{\text{grenz}}\right)} \frac{A_2}{\rho_2} \gamma\left(\rho(x_{\text{auf}}) (x_{\text{auf}} - x_{\text{grenz}}) - \xi\right) d\xi \end{aligned} \quad (4.10)$$

Diese Gleichung wird nun in den ρx -Raum transformiert. Mit

$$\rho(x_{\text{auf}}) (x_{\text{auf}} - x_{\text{grenz}}) \rightarrow \xi_{\text{auf}} \quad (4.11)$$

und der neu eingeführten gewichteten Wahrscheinlichkeit

$$\phi'(\xi) = \begin{cases} \frac{A_1}{\rho_1} \phi\left(\frac{\xi}{\rho_1} + x_{\text{grenz}}\right) & \xi < 0 \\ \frac{A_2}{\rho_2} \phi\left(\frac{\xi}{\rho_2} + x_{\text{grenz}}\right) & \xi \geq 0 \end{cases} \quad (4.12)$$

lässt sich der JEBIC-Strom als Integral im ρx -Raum darstellen.

$$\hat{I}_{\text{JEBIC}}(\xi_{\text{auf}}) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{\phi'(\xi)} \gamma(\xi_{\text{auf}} - \xi) d\xi \quad (4.13)$$

\hat{I}_{JEBIC} ist der JEBIC-Strom im ρx -Raum. Dieser kann mit γ entfaltet werden und liefert dann ϕ' . Durch Rücktransformation in den Ortsraum und Umkehrung der Wahrscheinlichkeitsgewichtung erhalten wir schließlich die gesuchte Größe ϕ , welche abschnittsweise definiert ist.

$$\phi(x) = \begin{cases} \frac{\rho_1}{A_1} \phi'(\rho_1 (x - x_{\text{grenz}})) & x < x_{\text{grenz}} \\ \frac{\rho_2}{A_2} \phi'(\rho_2 (x - x_{\text{grenz}})) & x \geq x_{\text{grenz}} \end{cases} \quad (4.14)$$

Zur besseren Anschauung ist das numerische Verfahren für ein 2-Schichtsystem in Abbildung 4.3 wiedergegeben. In der ersten Zeile wird die Faltung, die während einer JEBIC-Messung stattfindet, numerisch durchgeführt. Die JEBIC-Messdaten werden durch die Faltung der Beispieldaten $D(x)$ mit der asymmetrischen lateralen eh-Paar-Generationsrate g_x erzeugt. Diese Messdaten werden

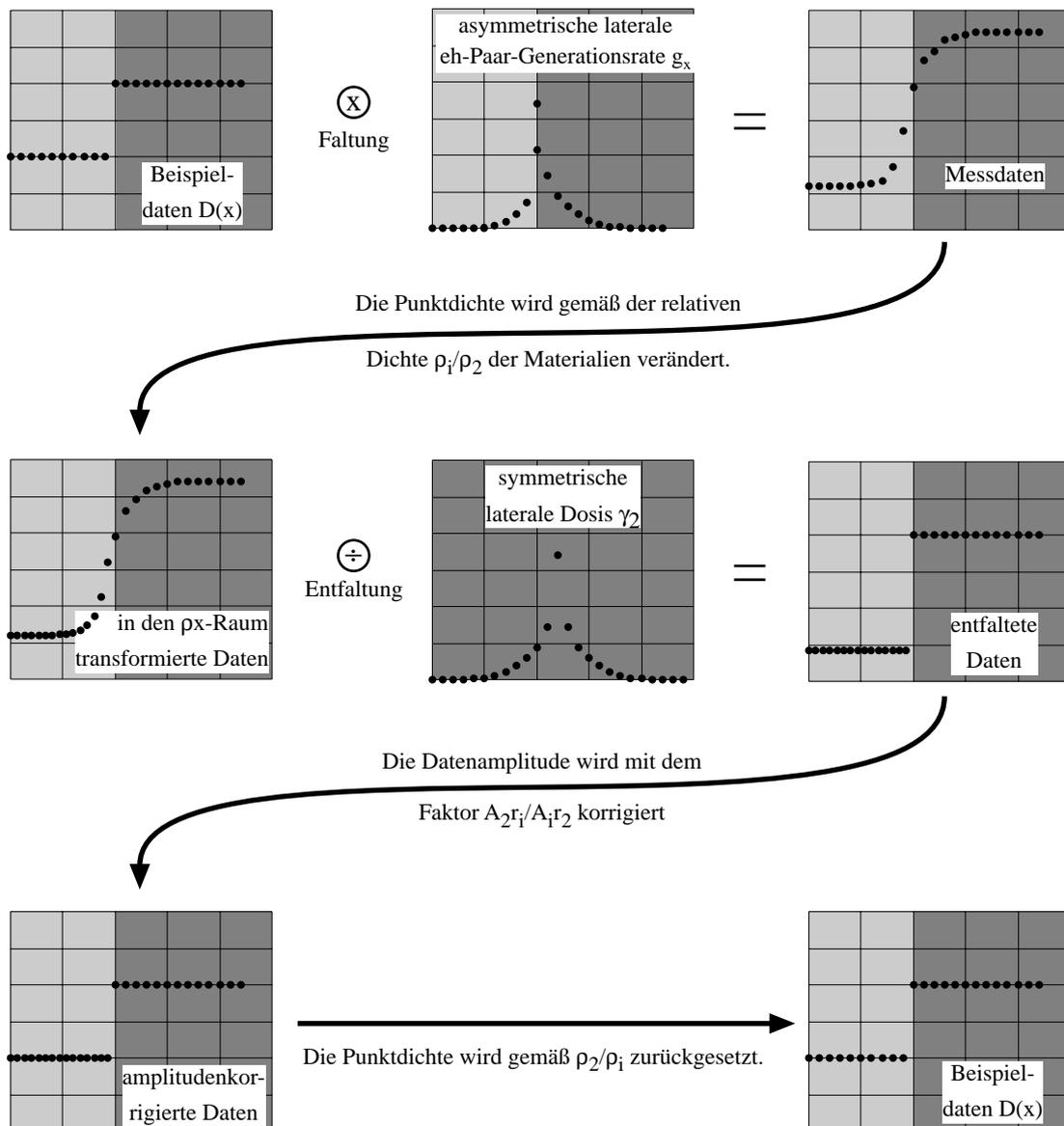


Abbildung 4.3: Darstellung des numerischen Verfahrens zur Entfaltung von JEBIC-Daten

hier in den auf Material 2 normierten ρx -Raum transformiert. Hierfür wird die laterale Dichte der Messpunkte gemäß der relativen Dichte ρ_i/ρ_2 durch lineare Approximation verändert. Es kommen also neue Punkte hinzu oder es werden welche weggenommen. Die Normierung hat den Vorteil, dass nicht alle Daten verändert werden müssen. Die Daten von Material 2 bleiben die Original-Messdaten. Die so erhaltenen Daten werden mit der lateralen Dosis γ_2 von Material 2 entfaltet, und ihre Amplitude mit dem Faktor $A_2\rho_i/A_i\rho_2$ korrigiert. Zum Abschluss der Prozedur müssen die Datenpunkte in den Ortsraum zurücktransformiert werden. Wie man sieht, können so die Beispieldaten zurückgewonnen werden. Bei der Entfaltung eines Viel-Schicht-Systems wird analog vorgegangen. Im Anhang B befindet sich das Flussdiagramm des verwendeten Programmes zur Entfaltung der JEBIC-Messdaten.

Abbildung 4.4 zeigt exemplarisch eine typische JEBIC-Messung und die entsprechend entfalteten Daten.

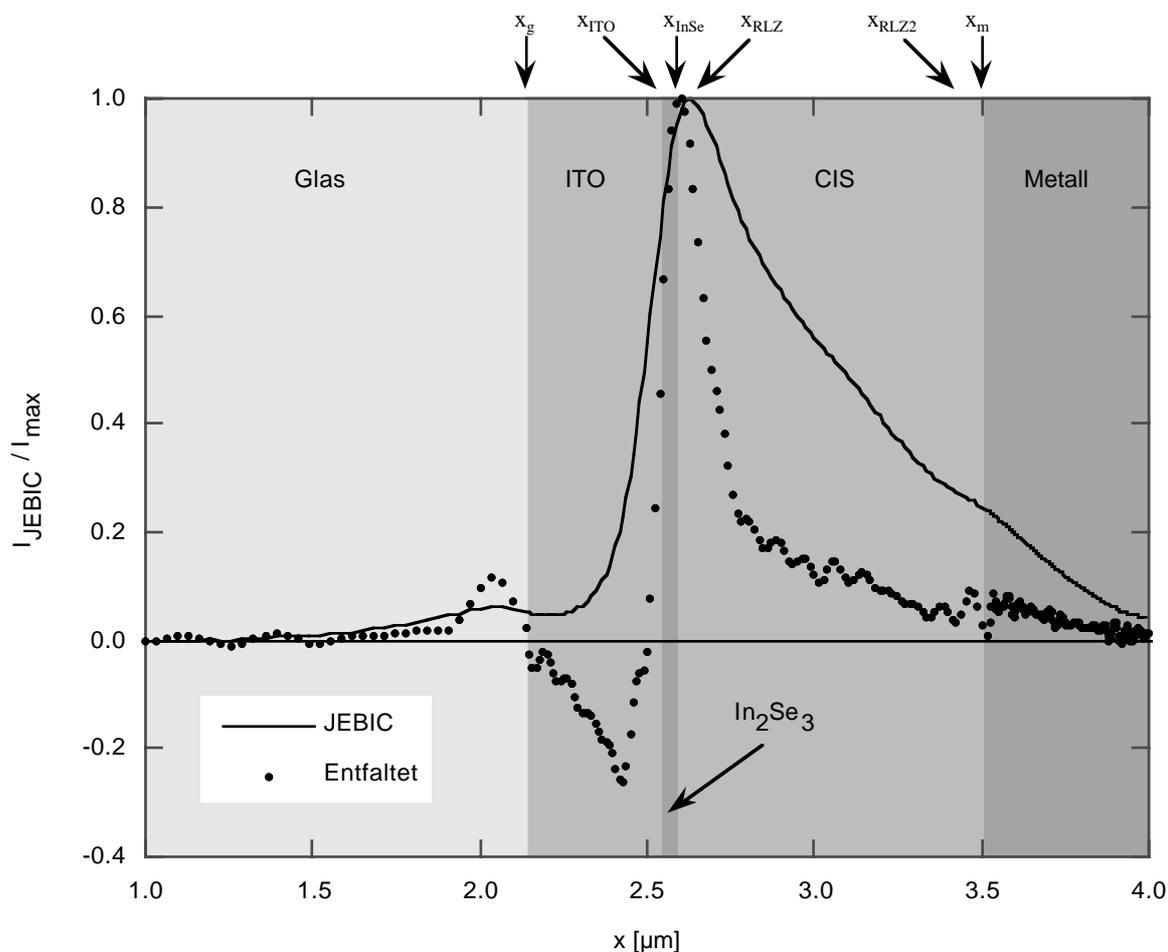


Abbildung 4.4: JEBIC-Messung von Probe 557-1A bei 18 keV und ihre Entfaltung

Die am oberen Bildrand angegebenen x -Koordinaten dienen zur Verdeutlichung der Modellparameter aus Abschnitt 4.2. Die Dichte der Punkte ist in jedem Material anders, weil die Rücktransformation aus dem ρx -Raum durch Stauchung bzw. Dehnung erfolgt und nicht, wie in Abbildung 4.3 angegeben, durch die Bestimmung neuer Punkte.

4.2. Das Auswertungsmodell

Das in Abbildung 4.1 eingeführte Koordinatensystem wird auch hier weiter verwendet. Da die Schichten in y -Richtung quasi unendlich weit ausgedehnt sind, kann die Kontinuitätsgleichung (3.20) um eine Dimension reduziert werden. In der z -Richtung liegt allerdings bei $z = 0$ die Bruchkante vor. Streng genommen muss das Auswertungsmodell also 2-dimensional sein. Durch einen kleinen Kunstgriff kann das Modell jedoch näherungsweise auf eine Dimension reduziert werden. Dieser besteht in einer Einführung der effektiven Diffusionslänge L_{eff} . Er ist analytisch nicht nachvollziehbar. Sein erfolgreicher Einsatz in unzähligen Veröffentlichungen lässt jedoch vermuten, dass die so erhaltene 1-dimensionale Gleichung eine gute Näherung für das 2-dimensionale Problem darstellt. Zum besseren Verständnis wird er heuristisch erläutert: Je näher die eh-Paare an der Bruchkante $z = 0$ erzeugt werden, um so eher neigen sie dazu, dort zu rekombinieren. Wenn also über alle eh-Paare gemittelt wird, ist die so bestimmte effektive Diffusionslänge in x -Richtung um so kleiner, je näher die eh-Paare an der Bruchkante erzeugt werden. Für große Abstände von der Bruchkante geht L_{eff} in die Diffusionslänge L des *Bulkmaterials* über.

Die für die Modellbildung zu lösende Kontinuitätsgleichung ist demnach:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{\phi}{L_{\text{eff}}^2} = 0 \quad (4.15)$$

Sie ist elementar lösbar.

$$\phi = c_1 e^{x/L_{\text{eff}}} + c_2 e^{-x/L_{\text{eff}}} \quad (4.16)$$

Die Konstanten c_1 und c_2 werden durch die Randbedingungen festgelegt. Diese müssen für jede Schicht gesondert betrachtet werden. Im Folgendem wird die in dieser Arbeit untersuchte CIS-Solarzelle Schicht für Schicht durchlaufen und ein Modell entwickelt, mit dem die beobachteten JEBIC-Messdaten quantitativ interpretiert werden können.

Metall:

Da angeregte Elektronen in einem Metall in kürzester Zeit (ca. 10^{-12} s) thermalisieren und das elektrochemische Potential keinen Gradienten aufweist, ist aus dem Metall kein JEBIC-Signal zu erwarten. Im Experiment zeigt sich jedoch, dass bei höherer Elektronenstrahlenergie E_B selbst bei Anregung im Metall ein JEBIC-Strom gemessen wird, wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist. Holt erwähnt in seinem Übersichtsartikel [Holt 89] eine mögliche Erklärung: Ein Teil der durch den Elektronenstrahl erzeugten elektromagnetischen Strahlung (charakteristische Röntgenquanten, Bremsstrahlung und Kathodolumineszenz) wird in der RLZ oder in der rechts und links davon gelegenen Diffusionszone absorbiert und erzeugt dort eh-Paare, welche getrennt werden und somit zum JEBIC-Strom beitragen. Für diese Interpretation spricht, dass das Signal exponentiell mit zunehmendem Abstand von der RLZ abfällt, ganz wie man es für elektromagnetische Strahlung erwartet. Ein weiterer Beweis ist die Sichtbarkeit der JEBIC-Kontaktnadel in JEBIC-Bildern mit kleiner Auflösung. In Abbildung 4.5 ist ein Beispiel zu sehen. JEBIC-Bilder zeigen orts aufgelöst eine Intensität, die proportional zum JEBIC-Strom ist. Ein Signal aus der Kontaktnadel ist nur mit elektromagnetischer Strahlung möglich, da sowohl Sekundär- als auch Rückstreu-Elektronen die

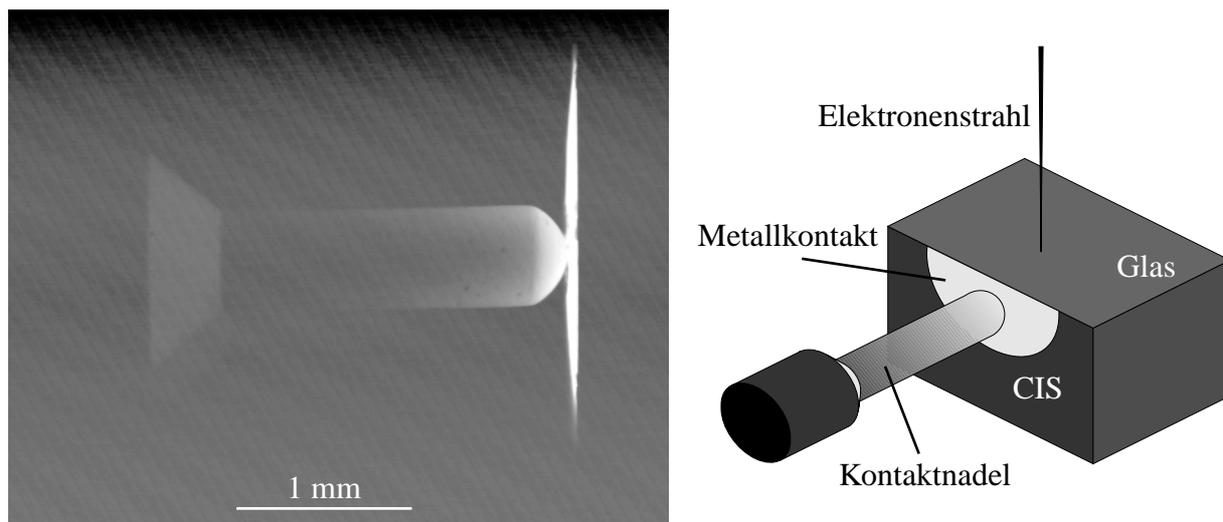


Abbildung 4.5: JEBIC-Bild der Kontaktnadel

Der Elektronenstrahl kann in der Kontaktnadel keine eh-Paare erzeugen. Doch selbst wenn er das könnte, würden diese aufgrund der großen Entfernung nicht bis zum p-n-Übergang gelangen. Die Sekundär- und Rückstreu-Elektronen können ebenfalls im CIS keine eh-Paare anregen, da - wie aus PEBIC-Messungen bekannt ist - ihre Energie nicht ausreicht, die Metallschicht zu durchdringen. Zur Erklärung des JEBIC-Signals aus dem Kontaktstift bleibt also nur elektromagnetische Strahlung.

Metallschicht der Solarzelle nicht durchdringen können, wie aus PEBIC-Messungen bekannt ist. Das Auswertungsmodell im Metall ist also

$$\phi = A_m e^{-\alpha_m(x-x_m)} \quad (4.17)$$

A_m ist die Amplitude, α_m eine effektive Absorptionskonstante und x_m die Koordinate des Übergangs CIS / Metall. Diese und alle anderen im Folgendem verwendeten x-Koordinaten sind zur Veranschaulichung in Abbildung 4.4 eingezeichnet.

CIS:

Für die RLZ wird eine räumlich konstante Wahrscheinlichkeit für die Trennung von eh-Paaren angenommen. Das entfaltete JEBIC-Signal im CIS wird auf diese Wahrscheinlichkeit normiert. Im Folgenden wird deshalb von einer Einsammelwahrscheinlichkeit von 1 in der RLZ gesprochen, obwohl eigentlich die normierte Wahrscheinlichkeit gemeint ist. Aufgrund dieser Normierung kann aus der Wahrscheinlichkeitsamplitude keine zusätzliche Information über das CIS gewonnen werden. An der Grenzfläche ($x = x_{RLZ}$) zwischen RLZ und Diffusionszone wird analog zu Gleichung (3.18)

$$\phi(x_{RLZ}) = 1 \quad (4.18)$$

gesetzt. Für den Metallkontakt wird entweder ein *ohmscher* oder ein *Schottky*-Kontakt angenommen. In letzterem Fall kommt es wieder zur Ausbildung einer RLZ mit konstantem ϕ_{RLZ2} . Je nach Sperrrichtung des *Schottky*-Kontaktes kann ϕ_{RLZ2} negativ oder positiv sein. In diesem Fall lautet die Randbedingung am Ort der RLZ

$$\phi(x_{RLZ2}) = \phi_{RLZ2} \quad (4.19a)$$

Für einen *ohmschen* Kontakt gilt analog zu Gleichung (3.19)

$$D_n \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{x=x_m} = v \phi(x_m) \quad (4.19b)$$

Mit den Gleichungen (4.18) und (4.19a oder b) können die Konstanten c_1 und c_2 in Gleichung (4.16) bestimmt werden. Diese Lösung hat - leicht umgeschrieben - die folgende Form

$$\phi = p e^{-(x-x_{RLZ})/L_{\text{eff}}} + q e^{(x-x_{RLZ2})/L_{\text{eff}}} \quad (4.20)$$

mit

$$p = \frac{\phi_{RLZ} - \phi_{RLZ2} e^{(x_{RLZ} - x_{RLZ2})/L_{\text{eff}}}}{1 - \beta e^{2(x_{RLZ} - x_{RLZ2})/L_{\text{eff}}}} \quad (4.21)$$

und

$$q = \frac{\phi_{RLZ2} - \phi_{RLZ} \beta e^{(x_{RLZ} - x_{RLZ2})/L_{\text{eff}}}}{1 - \beta e^{2(x_{RLZ} - x_{RLZ2})/L_{\text{eff}}}} \quad (4.22)$$

Dabei ist wegen (4.18) $\phi_{RLZ} = 1$. Für einen *Schottky*-Kontakt ist $\beta = 1$ und für einen *ohmschen* Kontakt ist $\phi_{RLZ2} = 0$, $x_{RLZ2} = x_m$ und $\beta = (L_v + D_n) / (L_v - D_n)$.

Mit Gleichung (4.20) kann der JEBIC-Strom im CIS nur für kleines E_B gefittet werden. Für großes E_B zeigt sich ein ähnlicher Effekt wie im Metall. In Abbildung 4.4 ist im CIS neben dem exponentiellen Abfall aufgrund von Diffusion noch ein zweiter Abfall mit größerer Reichweite als L_{eff} zu sehen. Dieser zweite Exponentialterm wird wie im Metall durch elektromagnetische Strahlung verursacht. Er muss so in Gleichung (4.20) integriert werden, dass die Amplitude bei x_{RLZ} auf 1 normiert bleibt. Das geht wie folgt:

$$\phi = p e^{-(x-x_{RLZ})/L_{\text{eff}}} + q e^{(x-x_{RLZ2})/L_{\text{eff}}} + (1 - \phi_{RLZ}) e^{-\alpha_{\text{CIS}}(x-x_{RLZ})} \quad (4.23)$$

ϕ_{RLZ} ist nun nicht mehr gleich 1, sondern der Anteil an der normierten Gesamtamplitude, der auf Diffusion zurückgeht und $(1 - \phi_{RLZ})$ der Anteil, der infolge von Energietransport mit elektromagnetischer Strahlung zustande kommt. α_{CIS} ist die effektive Absorptionskonstante im CIS.

In₂Se₃:

Durch den direkten Vergleich von JEBIC-Messungen mit den entsprechenden SE-Bildern folgt, dass bei den untersuchten Solarzellen die RLZ immer komplett im CIS liegt. Sie muss hier nicht beachtet werden. Da die In₂Se₃-Schicht sehr dünn ist, werden in diesem Gebiet nur sehr wenige Datenpunkte aufgenommen. Ein detailliertes Modell wäre hier fehl am Platz. Im Rahmen des Modells wird lediglich eine Exponentialfunktion an die Punkte gefittet. Ihre Parameter liefern aber keine auswertbaren Informationen über das Material.

$$\phi = e^{(x - x_{\text{InSe}})/L_{\text{InSe}}} \quad (4.24)$$

x_{InSe} ist die Koordinate der CIS- In_2Se_3 -Grenze, L_{InSe} ist eine reine Fittgröße, ihre Größenordnung könnte eventuell mit der Diffusionslänge im In_2Se_3 verglichen werden.

ITO:

Da das ITO bis zur Entartung dotiert ist, würde man erwarten, dass es sich genauso verhält wie ein Metall. Bei geringer Anregungsenergie E_B ist das auch durchaus der Fall, denn dann gibt es kein Signal aus dem ITO. Bei höherem E_B ist nach dem bisher Gesagten ein Signal zu erwarten, das auf die Erzeugung von elektromagnetischer Strahlung zurückgeht. Das wird aber nicht beobachtet. Bei mittlerem E_B (12 bis 16 keV) gibt es ein Signal, das auf elektromagnetischer Strahlung beruhen könnte. Es könnte aber auch genausogut auf Diffusion beruhen, da ein exponentielles Modell stetig an das Modell im In_2Se_3 anschließt. Wird allerdings zu großem E_B (20 bis 30 keV) übergegangen, so liefert das ITO ein negatives Signal. Zum Teil geht auch das Signal im In_2Se_3 in der Nähe der Grenzfläche zum ITO ins Negative über. Dieser Effekt ist nicht verstanden. Es gibt zwar eine Reihe von Vermutungen, woran es liegen könnte, aber keine ist schlüssig. (→ Diskussion)

Glas:

Hier werden zwar eh-Paare erzeugt, da aber Glas ein Isolator ist, rekombinieren sie wieder an Ort und Stelle. Das Glas trägt dennoch durch elektromagnetische Strahlung zum JEBIC-Strom bei. Das Auswertungsmodell ist

$$\phi = A_g e^{\alpha_g(x - x_g)} \quad (4.25)$$

A_g ist die Amplitude, α_g eine effektive Absorptionskonstante und x_g die Koordinate des Übergangs vom Glas zum ITO.

Das Auswertungsmodell als Ganzes hat das folgende Aussehen:

$$\phi = \begin{cases} A_m e^{-\alpha_m(x - x_m)} & x > x_m \\ \phi_{\text{RLZ2}} & x_{\text{RLZ2}} < x \leq x_m \\ p e^{-(x - x_{\text{RLZ}})/L_{\text{eff}}} + q e^{(x - x_{\text{RLZ}})/L_{\text{eff}}} + (1 - \phi_{\text{RLZ}}) e^{-\alpha_{\text{CIS}}(x - x_{\text{RLZ}})} & x_{\text{RLZ}} < x \leq x_{\text{RLZ2}} \\ 1 & x_{\text{InSe}} < x \leq x_{\text{RLZ}} \\ e^{(x - x_{\text{InSe}})/L_{\text{InSe}}} & x_{\text{ITO}} < x \leq x_{\text{InSe}} \\ \text{siehe Text} & x_g < x \leq x_{\text{ITO}} \\ A_g e^{\alpha_g(x - x_g)} & x \leq x_g \end{cases} \quad (4.26)$$

Es wird mittels des *Levenberg-Marquardt*-Algorithmus (LMA) an die entfalteten Messdaten ge-

fittet. Der LMA ist ein multidimensionaler nicht-linearer *least- χ^2 -Fit*. Er wird detailliert in [Press 90] beschrieben. Um numerische Artefakte auszuschließen, wird das Fittergebnis mit der Generationsfunktion gefaltet und dann mit den Original-Messdaten verglichen. Bei groben augenscheinlichen Abweichungen wird der Fitt verworfen und mit neuen Startparametern erneut durchgeführt.

Gefittet werden alle Parameter in Gleichung (4.26). Dabei werden jeweils nur wenige Parameter dem LMA übergeben, während alle anderen konstant gehalten werden. Wenn ein Parameter durch den LMA mehrfach augenscheinlich falsch gefittet wird, wird er fortan von Hand gefittet. Die für die weitere Auswertung wichtigen Parameter L_{eff} , x_{RLZ} und ϕ_{RLZ} werden nie von Hand gefittet.

4.3. Die Grenzflächen-Rekombination

Mit dem Auswertungsmodell ist es möglich, L_{eff} für unterschiedliche Elektronenstrahlenergien E_B zu bestimmen. Bei kleinem E_B wird L_{eff} sehr stark durch die Grenzfläche bei $z = 0$ dominiert. Je größer E_B wird, je tiefer also die eh-Paare im Material erzeugt werden, um so kleiner wird der Einfluss dieser Grenzfläche auf L_{eff} . Für sehr großes E_B nähert es sich asymptotisch dem *Bulkwert* L . In [Jastrzebski 75] ist ein empirisches Verfahren angegeben, um aus $L_{\text{eff}}(E_B)$ L zu bestimmen.

$$L_{\text{eff}} = L \sqrt{1 - \frac{s}{s+1} e^{-z_0/L}} \quad (4.27)$$

s ist die reduzierte Grenzflächen-Rekombinations-Geschwindigkeit

$$s = v \frac{\tau_n}{L} \quad (4.28)$$

und z_0 der Schwerpunkt der Anregungsregion in z -Richtung. Laut *Donolato* [Donolato 83] kann er mit folgender Formel berechnet werden:

$$e^{-z_0/L} = \int_0^\infty \frac{g_z(z)}{A} e^{-z/L} dz \quad (4.29)$$

$g_z(z)$ und A sind über die Gleichungen (3.3) bis (3.5) definiert. Als Lösung für Gleichung (4.29) gibt Donolato

$$z_0 \approx 0.41 R_G \quad (4.30)$$

an. Diese Näherung gilt nur für $R_G \ll L$, wie in der folgenden Reihentwicklung von Gleichung (4.29) um $R_G/L = 0$ gesehen werden kann.

$$\frac{z_0}{L} = -0.002 + 0.41 \frac{R_G}{L} - 0.03 \left(\frac{R_G}{L} \right)^2 + 0.001 \left(\frac{R_G}{L} \right)^3 + O \left(\frac{R_G}{L} \right)^4 \quad (4.31)$$

Trotz des ungünstigen Geltungsbereichs dieser Näherung für die am ISFH erstellten CIS-Solarzellen wird dennoch mit den Gleichungen (4.27) und (4.30) gearbeitet, um eine Abschätzung für die Größenordnung von s zu erlangen. Hierbei werden nur Messungen mit kleinem R_G berücksichtigt, wie weiter unten zu sehen ist.

4.4. Ergebnisse und Diskussion

Dem geneigten Leser wird hier ein tieferer Einblick in durchgeführte Messungen gegeben. Dieser Abschnitt soll und kann in keiner Weise erschöpfend sein und dient lediglich zur Veranschaulichung. Die oben beschriebene Auswertungsmethode - Entfaltung, Fitt, weitere Interpretation der gewonnenen Daten - ist aus wenigen Messungen entwickelt und mit anderen Messungen überprüft worden.

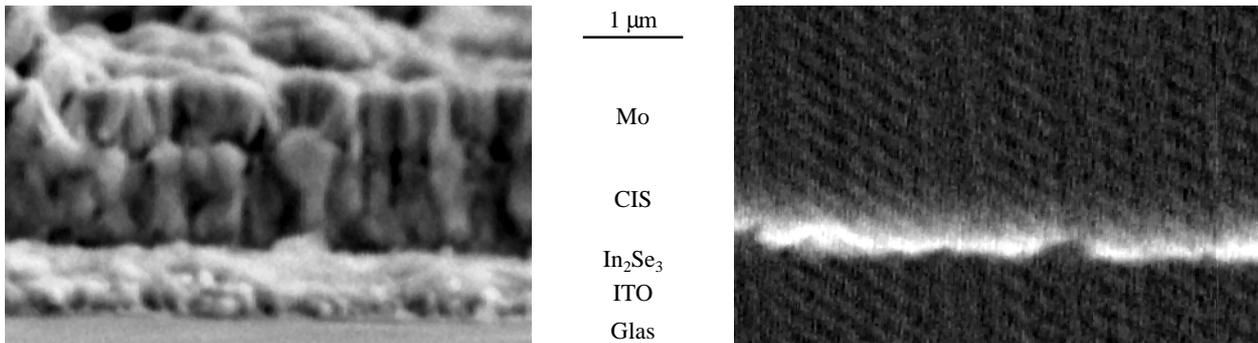


Abbildung 4.6: SE- und JEBIC-Bild bei 12 keV von Probe 548-1B5 (Superstratzelle)

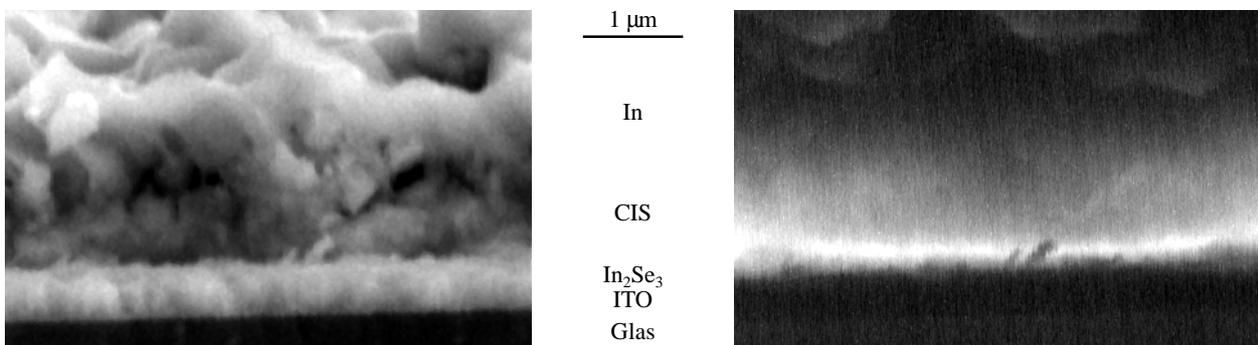


Abbildung 4.7: SE- und JEBIC-Bild bei 26 keV von Probe 549-B2 (Superstratzelle)

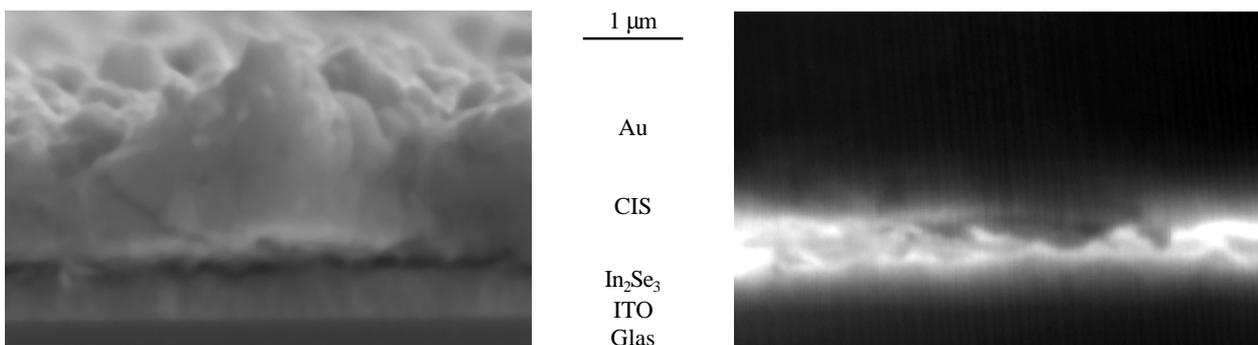


Abbildung 4.8: SE- und JEBIC-Bild bei 16 keV von Probe 549-C1 (Superstratzelle)

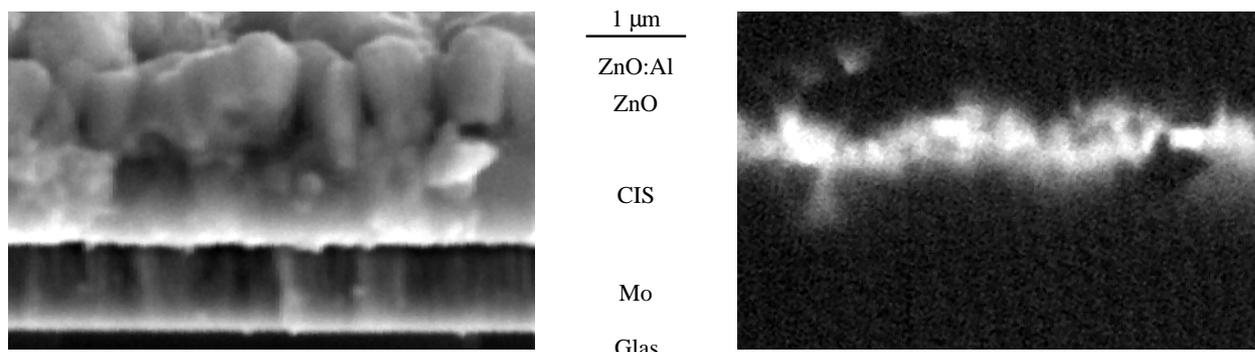


Abbildung 4.9: SE- und JEBIC-Bild bei 7 keV von Probe 443-5E (Substratzelle)

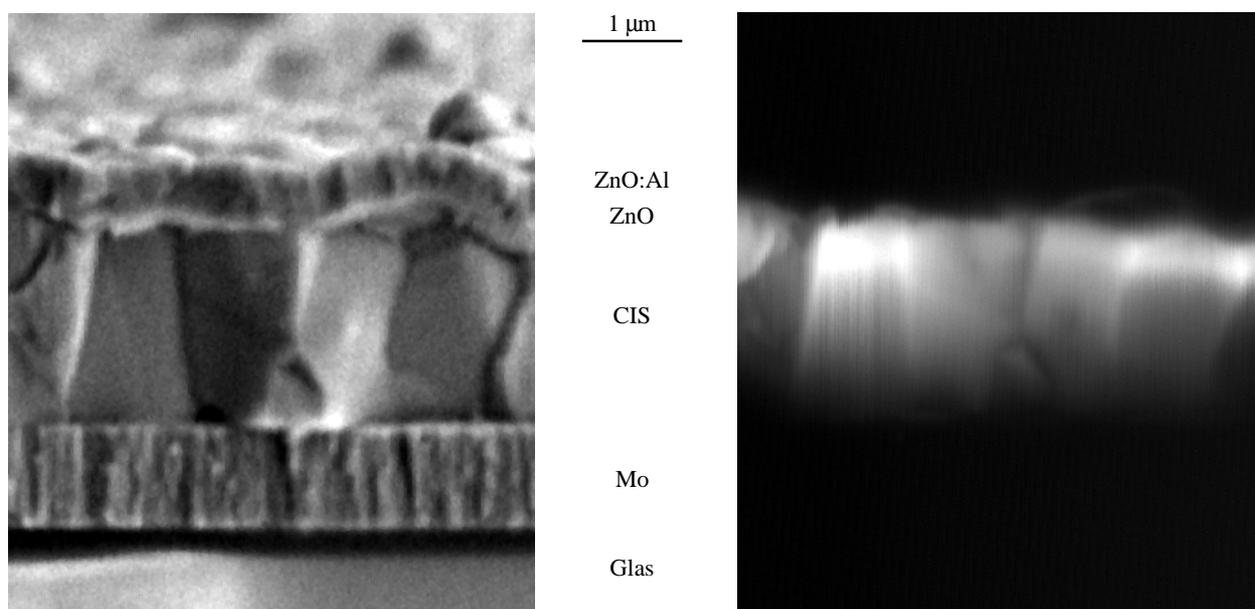


Abbildung 4.10: SE- und JEBIC-Bild bei 9 keV von Probe 46 (IPE / Stuttgart, Substratzelle)

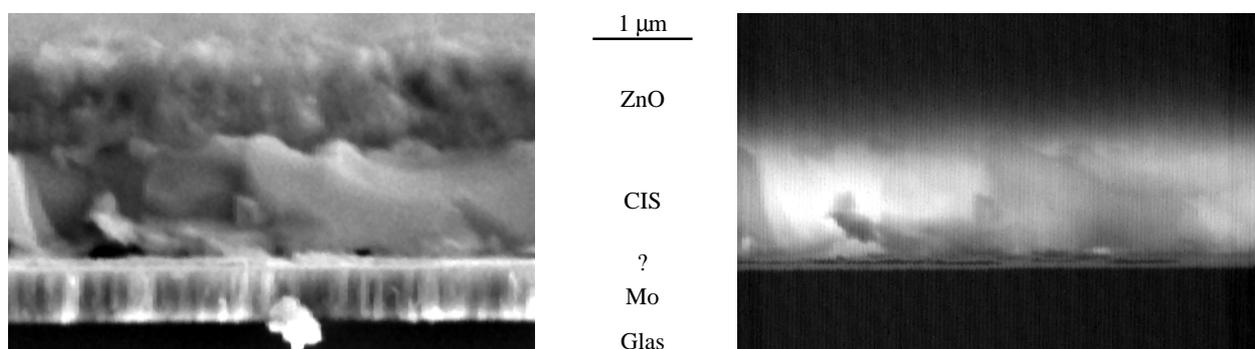


Abbildung 4.11: SE- und JEBIC-Bild bei 22 keV von Probe 11 (Siemens / München, Substratzelle)

In den Abbildungen 4.6 bis 4.11 ist jeweils ein SE-Bild (links) einem JEBIC-Bild (rechts) von der gleichen Stelle der jeweiligen Probe gegenübergestellt. Die JEBIC-Bilder wurden bei unterschiedlichen Strahlenergien E_B aufgenommen. Bei großen E_B sind schwache Signale aus dem Glas und

dem Metall zu beobachten (Abbildung 4.7). Um die Solarzellen, die am ISFH erstellt wurden, besser einordnen zu können, sind in den Abbildungen 4.10 und 4.11 Vergleichszellen abgebildet. Die Solarzelle in Abbildung 4.10 ist am *IPE* in Stuttgart mittels *KOVERDAMPFUNG* hergestellt worden. Die Solarzelle in Abbildung 4.11 stammt von der Firma *Siemens* in München. Sie wurde durch sequenzielle Verdampfung von Cu, In und Se und anschließendem *RAPID THERMAL PROCESSING (RTP)* erzeugt. Beide Solarzellen waren zum Zeitpunkt ihrer Spaltung für die Messungen schon einige Jahre alt. In dieser Zeit waren sie dem Luftsauerstoff und der Luftfeuchtigkeit ausgesetzt.

Den JEBIC-Bildern wird jeweils das Signal entlang einer *Scanlinie* entnommen, wobei für jede Probe sorgfältig eine topographisch flache Stelle dafür ausgesucht wird, die dann für jedes E_B beibehalten wird. Abbildung 4.12 zeigt eine Reihe von normierten JEBIC-*Scanlinien* von Probe 557-1A. Die gezeigten Kurven sind nur eine Auswahl. Tatsächlich wird im Abstand von 1 keV jeweils ein JEBIC-Bild aufgenommen und in der Auswertung weiterverarbeitet. In Abbildung 4.12 ist deutlich der mit E_B zunehmende Anteil der elektromagnetischen Strahlung am JEBIC-Signal zu beobachten. Die Schulter im CIS und das Signal aus dem Glas wachsen mit zunehmendem E_B stetig an.

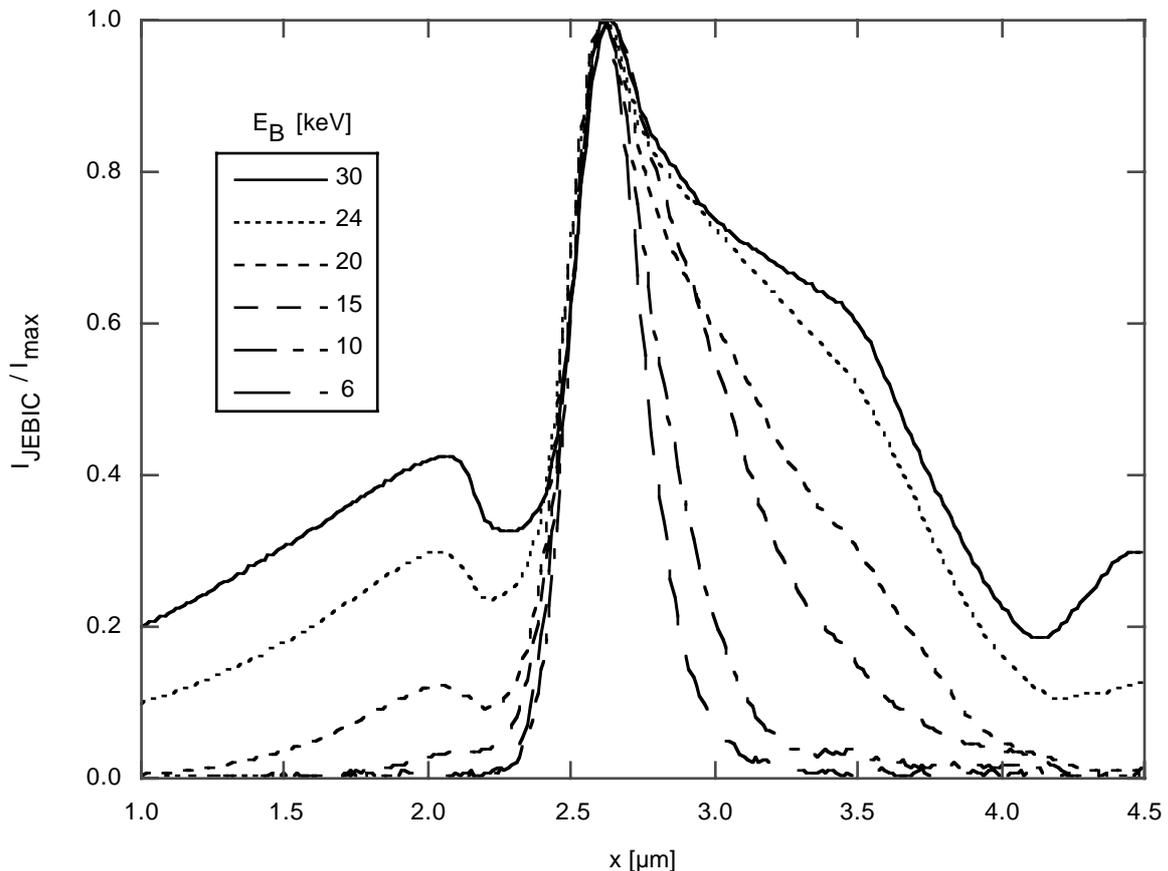


Abbildung 4.12: Mehrere *Scans* von Probe 557-1A bei unterschiedlicher Strahlenergie E_B

Nach der Entfaltung der JEBIC-Daten werden die Parameter des Auswertungsmodells (4.26) an die Daten angepasst. Zur Kontrolle der Modellparameter wird die modellierte Kurve mit der lateralen Dosis gefaltet und mit den Original-JEBIC-Daten verglichen. Bei einer augenscheinlichen Abweichung wird der Fitt mit anderen Startwerten wiederholt.

Die Breite der Raumladungszone (RLZ)

Von der großen Menge an Fittparametern werden in dieser Arbeit nur zwei betrachtet: die effektive Diffusionslänge L_{eff} und die Breite w der RLZ.

$$w = x_{\text{RLZ}} - x_{\text{InSe}} \quad (4.32)$$

Während L_{eff} eine starke Abhängigkeit von E_B zeigt, wird für w lediglich eine statistische Schwankung um einen Mittelwert beobachtet. Dieser Mittelwert ist in Tabelle 4.1 zusammen mit allen anderen Auswertungsergebnissen aufgeführt. Er liegt bei allen untersuchten Proben in einem Intervall von 29 nm bis 63 nm. Zum Vergleich seien hier Ergebnisse von Kapazitäts-Spannungs-Messungen aufgeführt, die an Probe 550-2B bei 298 K und ohne Spannungsbias durchgeführt wurden [Sittinger 99]. Je nach Messfrequenz werden Werte für die flächennormierte Kapazität c im Bereich von 75 pFcm^{-2} (bei 100 Hz) bis 45 pFcm^{-2} (bei 1 MHz) gemessen. Mit der Formel für die Kapazität eines Plattenkondensators

$$c = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\text{CIS}}}{w} \quad (4.33)$$

kann mit $\epsilon_{\text{CIS}} = 8.1$ [Rockets 91] eine Obergrenze für w abgeschätzt werden, wenn angenommen wird, dass die Kapazität der Raumladungszone alle anderen Kapazitäten der Solarzelle dominiert. Es ergeben sich Werte von 96 nm (bei 100 Hz) bis 159 nm (bei 1 MHz). Obwohl es sich um Obergrenzen handelt, sind diese Werte nur um den Faktor 2 bis 3 größer als der in Tabelle 4.1 für Probe 550-2A2 angegebene Wert von 45 nm.

Interessant sind in diesem Zusammenhang CV-Messungen, die von *Qiu et al.* ebenfalls an elektrochemisch abgeschiedenen CIS-Solarzellen durchgeführt wurden [Qiu 95]. Dort ist bei 0 V Bias eine Kapazität c von 80 pFcm^{-2} (bei 100 kHz) gemessen worden. Hieraus ergibt sich $w \leq 90 \text{ nm}$.

Die Diffusionslänge

In [Qiu 95] wird ebenfalls die Diffusionslänge im CIS bestimmt und zwar mit zwei unterschiedlichen Methoden. Mit der PHOTOCURRENT- AND CAPACITANCE-Methode, welche in [Champness 91] beschrieben wird, ergibt sich $L = 70 \text{ nm}$ und mit der DIFFERENTIAL PHOTOCURRENT-Methode $L = 110 \text{ nm}$. Letztere Methode ist in [Sukegawa 80] erläutert. Diese Werte stimmen gut mit den aus JEBIC-Messungen ermittelten Werten für unsere Proben überein (siehe Tabelle 4.1).

In [Parisi 98] sind für *Siemens*-Solarzellen Werte für w von 300 bis 400 nm und $L \approx 0.7 \mu\text{m}$ veröffentlicht. Obwohl es sich bei den Solarzellen mit Sicherheit um anders präparierte handelt, und die hier untersuchte Solarzelle schon mehrere Jahre alt ist, sind die mit JEBIC bestimmten Werte verblüffend ähnlich (siehe Tabelle 4.1).

Zum Vergleich mit der *IPE*-Probe sei hier ein Wert für L aus [Schmidt 91] zitiert: $L = 650 \text{ nm}$. Er liegt im unteren Viertel des durch L_{min} und L_{max} abgesteckten Bereichs der hier gemessenen Probe. L_{min} und L_{max} sind die Extremwerte der für alle Strahlenergien bestimmten effektiven Diffusionslängen (siehe Tabelle 4.1).

Probe	506 2A	548 1B1	548 1B5	548 2E7	549 A2	549 B2	549 C1	549 D1	550 2A2	556 1B2	557 1A	46 IPE	11 Siemens
Abbildung	-	-	4.6	-	-	4.7	4.8	-	-	-	4.12 4.13	4.10	4.11
Metall	Au	Mo	Mo	Zn	Mo	In	Au	Ag Cu	Au	Au	Au	Mo	Mo
$w^{1)}$ [nm]	55	55	56	29	63	45	51	53	45	53	62	260	940
$L_{\min}^{2)}$ [nm]	19	31	10	9	20	11	8	10	16	21	25	418	290
$L_{\max}^{3)}$ [nm]	157	137	113	91	152	148	36	104	100	113	209	1495	580
$E_E^{4)}$ [keV]	21.3	12.0	10.8	11.6	13.3	13.0	-	14.2	9.4	17.9	16.4	13.0	23.0
$L^{5)}$ [nm]	147	-	-	-	180	-	-	107	-	110	225	2750	692
$s^{6)}$	13	-	-	-	10	-	-	1	-	0.5	14	4	2
$d_{\text{InSe}}^{7)}$ [nm]	40	330	330	330	270	270	270	270	180	90	30	-	-

Tabelle 4.1: Auswertungsergebnisse

1) Breite der RLZ; 2) kleinste bei der JEBIC-Auswertung bestimmte effektive Diffusionslänge; 3) größte effektive Diffusionslänge; 4) Einbruchenergie; 5) *Bulk*diffusionslänge; 6) reduzierte Oberflächen-Rekombinations-Geschwindigkeit; 7) Dicke der In_2Se_3 -Schicht

Die Oberflächen-Rekombination

Wie bereits erwähnt, zeigt L_{eff} eine starke E_B -Abhängigkeit. Wie in Abbildung 4.13 am Beispiel von Probe 557-1A zu sehen ist, steigt L_{eff} zunächst mit E_B an, ganz wie man es aufgrund der Ausführungen in Abschnitt 4.3 erwarten würde. Bei großem E_B ist jedoch ein Einbruch zu beobachten. Dieser Einbruch liegt für jede Probe bei einer anderen Energie, welche im Folgenden mit Einbruchenergie E_E bezeichnet wird. E_E ist die Energie, bei der L_{eff} auf die Hälfte seines maximalen Einbruchs abgesunken ist. E_E wird in Tabelle 4.1 für alle Solarzellen aufgeführt. Solange E_E größer als 10 keV ist, ist es möglich, mit Gleichung (4.27) eine Abschätzung für die *Bulk*diffusionslänge L und die reduzierte Oberflächen-Rekombinations-Geschwindigkeit s zu gewinnen. Ein Fitt gemäß dieser Gleichung ist in Abbildung 4.13 gestrichelt eingezeichnet. Die für den Fitt verwendeten Parameter sind

$$L = 225 \text{ nm} \quad (4.34)$$

und

$$s = 14 \quad (4.35)$$

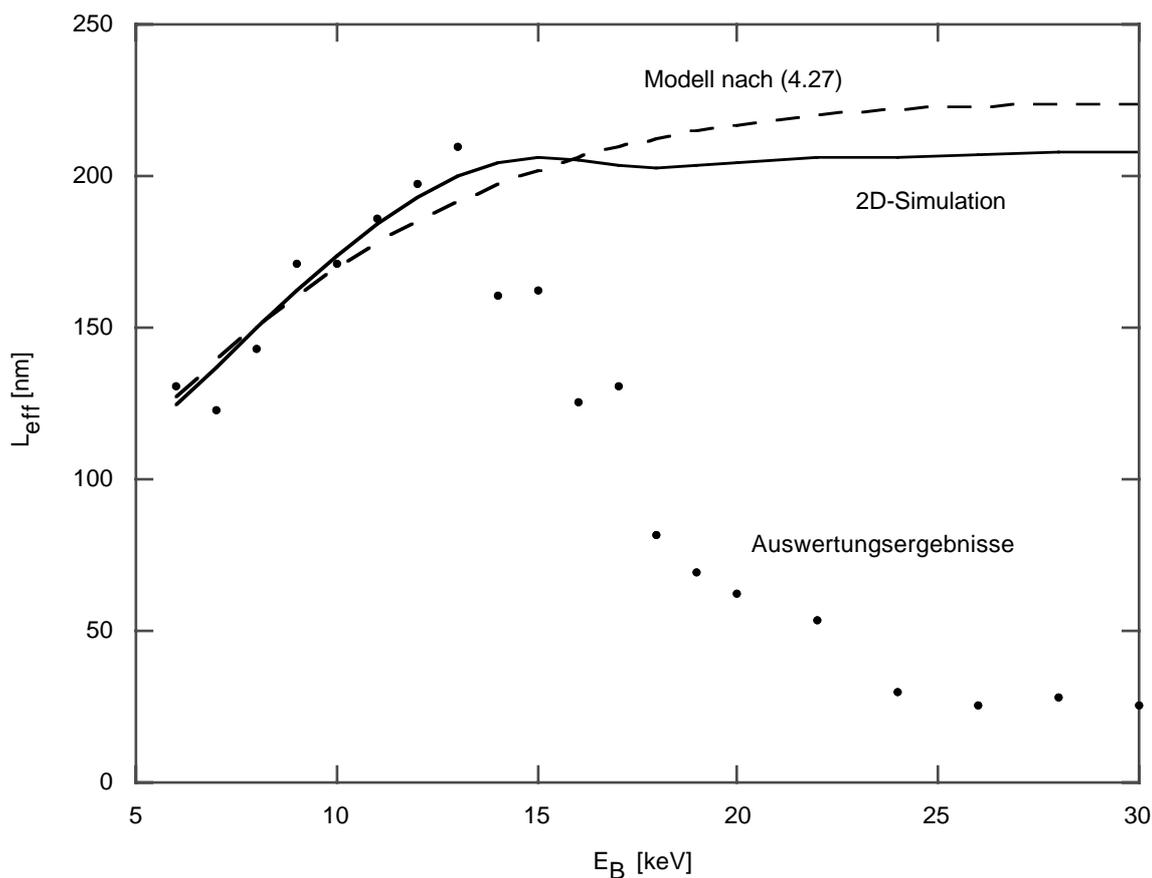


Abbildung 4.13: Effektive Diffusionslänge L_{eff} von Probe 557-1A aufgetragen über die Strahlenergie E_B

Die gestrichelte Linie ist ein Fitt gemäß Gleichung (4.27) an die Punkte bis 13 keV mit den Parametern $L = 225$ nm und $s = 14$. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer 2-dimensionalen Simulation für aneinander grenzende Körner mit einer Kornbreite von 900 nm. Die verwendeten Parameter sind $L = 310$ nm, $s = 30$, $s_{\text{KG}} = 3$. s_{KG} ist die reduzierte Korngrenzen-Rekombinations-Geschwindigkeit.

Es wurden nur die Punkte mit einer Strahlenergie E_B bis 13 keV berücksichtigt, da darüber hinaus das Signal einbricht, was mit dem einfachen Modell in Gleichung (4.27) nicht beschrieben werden kann.

Ein solcher Fitt wird für alle Proben, bei denen er möglich ist, durchgeführt. Die sich ergebenden Werte für L und s sind in Tabelle 4.1 enthalten. Zur besseren Einordnung wird aus der reduzierten die tatsächliche Oberflächen-Rekombinations-Geschwindigkeit v mit Gleichung (4.28) ermittelt. Dazu muss die Lebensdauer τ_n der Überschusselektronen im CIS bekannt sein. Da eigene Messungen hierzu nicht gelungen sind, wird auf Werte aus der Literatur zurückgegriffen. Laut [Puech 96] und [Weigand 98] liegt τ_n in der Größenordnung von 10^{-8} bis 10^{-9} s. In [Puech 96] wurde koverdampftes CIS und in [Weigand 98] durch RTP erzeugtes CIS jeweils mittels ZEITAUFGELÖSTER PHOTOLUMINESZENZ untersucht. Die Größenordnung von s ist in dieser Arbeit zu 10^0 bis 10^1 und die von L zu 10^{-7} m bestimmt worden. Damit ergibt sich für v eine Größenordnung von 10^4 bis 10^6 cm s^{-1} . Sie stimmt gut mit Literaturwerten überein. *Bornemann* hat in [Bornemann 97] v für die Grenzfläche CIS / ZnSe bzw. CIS / CdS mittels Quantenausbeute bestimmt. Seine Werte liegen in einem Intervall von $8.7 \cdot 10^4$ bis $2.8 \cdot 10^6$ cm s^{-1} . In [Parisi 98] ist ebenfalls ein mittels Quantenausbeute bestimmter Wert von 10^5 cm s^{-1} für die Grenzfläche CIS / CdS veröffentlicht. In [Rud 97] sind Werte direkt für s an der Grenzfläche CIS / Luft angegeben. Sie liegen im Intervall von 0.6 bis 4 und wurden durch die Vermessung der spektralen Photoleitfähigkeit bestimmt.

Der Einbruch von L_{eff}

Doch nun zurück zur Einbruchenergie E_E . Es stellt sich die Frage, wieso L_{eff} überhaupt einbricht und ob E_E auf irgendeine Weise mit Material- bzw. Präparationseigenschaften korreliert. Für die erste Frage wurde keine befriedigende Antwort gefunden. Eine Rekombination an den Korngrenzen im Inneren der CIS-Schicht kann als Ursache ausgeschlossen werden. Das zeigt folgende Überlegung:

Ein eh-Paar, das tief im CIS erzeugt wird, „sieht“ nicht die *Bulk*diffusionslänge L , sondern eine durch die Rekombination an den Korngrenzen reduzierte effektive Diffusionslänge L_{eff} . Zur quantitativen Betrachtung dieser Hypothese muss die Kontinuitätsgleichung (3.20) für zwei Dimensionen gelöst werden. Aus der Lösung kann dann die 1-dimensionale Einsammelwahrscheinlichkeit

$$\phi(x) = \int_0^{\infty} \frac{g_z(z)}{A} \phi(x, z) dz \quad (4.36)$$

berechnet werden. Ein Exponentialfitt an $\phi(x)$ liefert L_{eff} . Bedauerlicherweise ist die Kontinuitätsgleichung unter gegebenen Randbedingungen analytisch nicht lösbar. Sie muss numerisch gelöst werden. Das hierfür verwendete iterative Verfahren ist im Anhang C beschrieben. Die Lösung für in z -Richtung aneinander grenzende Körner liefert nicht das erhoffte Ergebnis. Die durchgezogene Linie in Abbildung 4.13 zeigt eine Lösung, die für die Probe 557-1A angepasst wurde. Die hierbei verwendeten Parameter sind

$$L = 310 \text{ nm} \quad (4.37)$$

$$s = 30 \quad (4.38)$$

$$s_{\text{KG}} = 3 \quad (4.39)$$

$$z_{\text{KG}} = n \cdot 900 \text{ nm} \quad n = 1, 2, \dots \quad (4.40)$$

s_{KG} ist die reduzierte Korngrenzen-Rekombinations-Geschwindigkeit und z_{KG} sind die z -Koordinaten der Korngrenzen. In Abbildung 4.13 ist ein leichter Abfall von L_{eff} beim Erreichen der Korngrenze zu sehen, danach pendelt sich die Kurve auf einem Niveau ein, das als mittlere *Bulk*diffusionslänge interpretiert werden kann. Das Modell ist also, wie bereits erwähnt, nicht in der Lage, den Einbruch der effektiven Diffusionslänge zu erklären.

Ebenfalls auszuschließen ist die Hypothese, dass nur das erste Korn elektrisch aktiv ist, weil die anderen Körner bei der Erzeugung der Bruchkante wegen der starken Verspannungen der CIS-Schicht voneinander und von der In_2Se_3 -Schicht abgetrennt werden. Die numerische Lösung für diesen Fall für L_{eff} unterscheidet sich kaum vom Ergebnis der ersten Hypothese und ist deshalb auch nicht in Abbildung 4.13 eingezeichnet. Der einzige Unterschied zur ersten Hypothese ist ein etwas stärkerer Abfall für große Strahlenergien E_B . Dieser ist aber bei weitem nicht so stark wie im Experiment. Auch dieses Modell kann den Einbruch nicht beschreiben.

Bleibt also nur noch zu schließen, dass sich das CIS oder die Solarzelle als Ganzes bei großer Strahlenergie verändert. Die Veränderung ist reversibel. Eine Messung bei 15 keV nach einer Messung bei 30 keV liefert ein gleich großes L_{eff} wie eine Messung bei 15 keV vor der Messung bei

30 keV. Wie die Veränderung aussieht und durch welche Mechanismen sie verursacht wird, kann aufgrund der vorliegenden Ergebnisse nicht erschlossen werden.

Was aber sehr wohl gemacht werden kann, und damit kommen wir zur zweiten Ausgangsfrage zurück, ist nach Korrelationen zwischen E_E und anderen Materialeigenschaften bzw. Präparationsdaten zu suchen. Auffällig ist die Irrelevanz der Art des Metallkontaktes. Solarzellen, die bis auf den Metallkontakt gleich präpariert wurden (deren Name also mit der gleichen Ziffernfolge beginnen), haben alle ein ähnlich großes E_E . Vergleicht man jedoch E_E mit der Zeile, in der die Dicke $d_{\text{In}_2\text{Se}_3}$ der In_2Se_3 -Schicht eingetragen ist, so fällt rein qualitativ eine negative Korrelation auf. Diese wirft eine Vielzahl neuer Fragen auf, die genauso wie die Ursprungsfrage aufgrund der spärlichen Datenlage zur Zeit nicht beantwortet werden können.

Der negative Beitrag zum JEBIC-Signal aus dem ITO

Wie bereits angekündigt, werden nun mehrere Vermutungen formuliert, warum es zu einem negativen Beitrag zum JEBIC-Signal aus dem ITO kommt. Keine der Vermutungen führt zu einer schlüssigen Erklärung:

1. Es könnte ein numerisches Artefakt sein. Da für die Entfaltung zwei *Fourier*-Transformationen - eine Hin- und eine Rücktransformation - durchgeführt werden, hierfür aber nur endliche Datensätze zur Verfügung stehen, entstehen bei der Entfaltung gänzlich unvermeidbar Oberschwingungen. Aber kann es sein, dass sich diese Oberschwingungen ausgerechnet immer im ITO konstruktiv überlagern, unabhängig von den geometrischen Verhältnissen in der Probe?

Mit einer Überschlagsrechnung kann gezeigt werden, dass das Signal vom CIS aus zum ITO hin stärker abfällt als mit einem nicht negativen Beitrag aus dem ITO verträglich wäre. Ganz speziell geschieht dieses hier am Beispiel der 30 keV Kurve in der Abbildung 4.12. Dort fällt das auf 1 normierte Signal innerhalb von $0.34 \mu\text{m}$ auf einen Wert von 0.32 ab. Mit Gleichung (3.2) erhält man eine *Grün*-Reichweite von $2.3 \mu\text{m}$ im ITO. Wenn weder das In_2Se_3 noch das ITO und auch nicht das Glas zum Signal beitragen würden, und das Signal rein exponentiell mit der Näherung

$$g_x(x) \approx e^{|x|/0.14R_g} \quad (4.41)$$

abfallen würde, dann wäre im Abstand von $0.34 \mu\text{m}$ das Signal gerade mal bis 0.35, nicht aber bis 0.32 abgefallen. Diese Überschlagsrechnung wird noch aussagekräftiger, wenn der offensichtlich vorhandene Beitrag aus dem Glas mit in die Waagschale geworfen wird. Wenn weder im In_2Se_3 noch im ITO ein negativer Beitrag vorhanden wäre, könnte das Signal beim ITO also niemals auf 0.32 absinken. Numerische Artefakte können also ausgeschlossen werden.

2. Eine weitere Vermutung ist, dass sich bei großem E_B der Charakter des $\text{ITO}(n^{++}) / \text{In}_2\text{Se}_3(n^+)$ -Übergangs ändert, möglicherweise durch eine statische Ladung im Glas ausgelöst. Wenn die statische Ladung die effektive lokale Dotierung im ITO so weit erniedrigen würde, dass ein $\text{ITO}(n^-) / \text{In}_2\text{Se}_3(n^+)$ -Übergang entstände, bliebe nur noch zu klären, wie dort getrennte Ladungsträger zu den Kontakten für die EBIC-Messung gelangen.

3. Schließlich sei noch die Vermutung geäußert, dass es eine Eigenschaft des Heteroübergangs $\text{ITO}/\text{In}_2\text{Se}_3$ sein könnte. Wenn das Quasi-*Fermi*-Niveau der Löcher im ITO unter die Valenzbandkante im In_2Se_3 sinkt, kann das zur Umkehrung des Löcherstroms führen. Aber auch hier bleibt

unklar, wie der Strom dann zu den Kontakten gelangt.

Der *Memory*-Effekt

Zum Abschluss dieses Kapitels über JEBIC-Messungen und ihre Auswertung soll noch eine auffällige Beobachtung erwähnt werden, die aber nicht weiter interpretiert wird. Alle untersuchten Proben zeigen eine mehr oder weniger starke Abhängigkeit der Signalamplitude von der Vorgeschichte der Probe. Das Material „erinnert“ sich daran, wo es wie lange mit welcher Leistung bestrahlt wurde. Diese Beobachtung wird deshalb in dieser Arbeit mit „*Memory*-Effekt“ bezeichnet.

Wenn die gleiche Stelle einer Probenbruchkante über längere Zeit gemessen wird, sinkt die Amplitude des JEBIC-Signals von Bild zu Bild. Eine Auftragung der JEBIC-Amplitude über die Zeit macht den Effekt sichtbar (Abbildung 4.14). Während die Substratzellen vom *IPE* (Probe 46) kaum einen *Memory*-Effekt zeigt, ist er bei den am *ISFH* erzeugten Solarzellen je nach Zelle und Material des Rückkontaktes unterschiedlich stark ausgeprägt.

Der deutliche und eindeutige exponentielle Abfall geht auf einer Zeitskala von wenigen Minuten vorstatten. Er ist vollständig reversibel, wie Langzeitversuche zeigten. Bei Raumtemperatur braucht das Material ca. ein bis zwei Tage, um sich zu erholen.

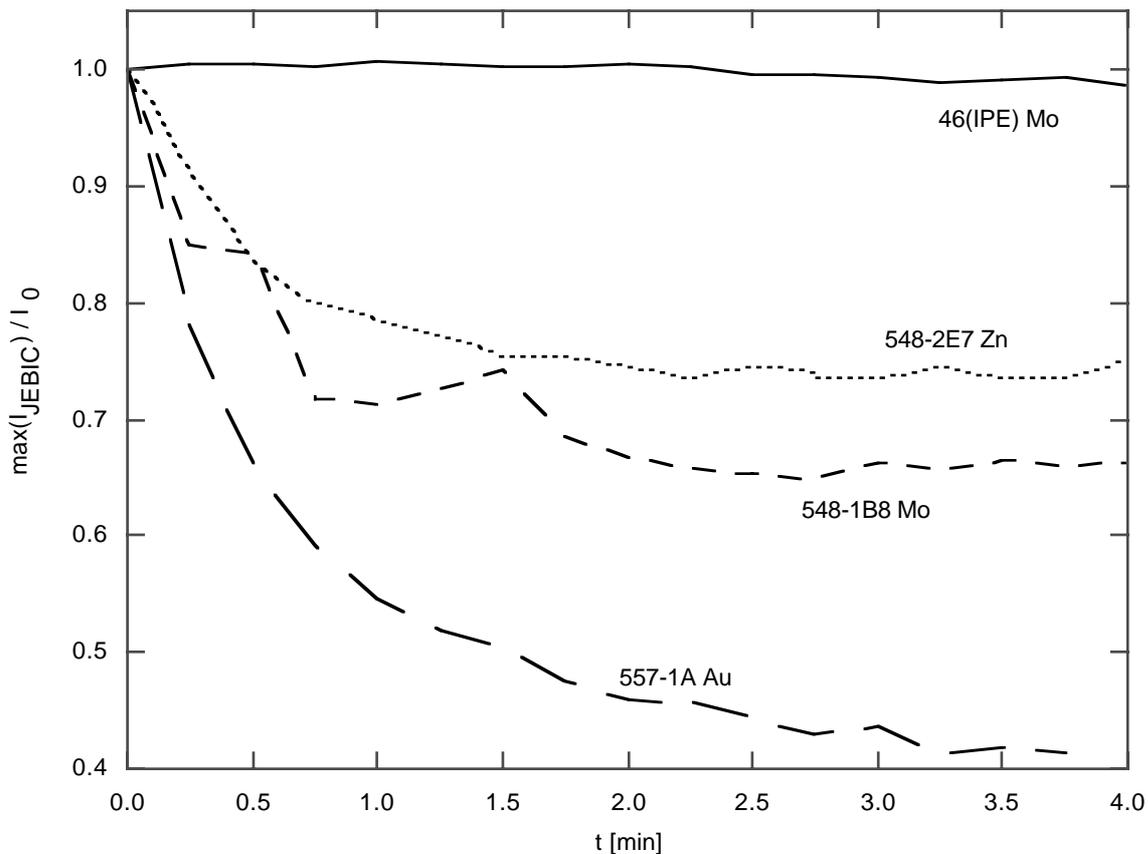


Abbildung 4.14: *Memory*-Effekt

Die maximale JEBIC-Amplitude ist für jede Probe auf ihren Wert bei $t = 0$ min normiert. Während die Solarzelle 46 vom *IPE* keinen *Memory*-Effekt zeigt, ist er bei unseren Solarzellen je nach Zelle und Material des Metallkontaktes unterschiedlich stark ausgeprägt.