

5. PEBIC

Wenn der Elektronenstrahl senkrecht zur Raumladungszone auf die Probe fällt, wird von PLANAR ELECTRON BEAM INDUCED CURRENT (PEBIC) gesprochen. Die geometrische Anordnung von Probe und Strahl ist Abbildung 5.1 zu entnehmen. Da mit steigender Strahlenergie E_B die Eindringtiefe R_G der Anregungsregion monoton zunimmt, können energieaufgelöste PEBIC-Messungen zumindest prinzipiell dazu genutzt werden, um tiefenaufgelöste Informationen über die einzelnen Schichten zu erhalten. Wie dabei vorgegangen wird, ist im ersten Abschnitt in Anlehnung an Arbeiten von Scheer [Scheer 95] beschrieben. Zur Auswertung von Messungen im Rahmen dieser Arbeit kommt diese Methode allerdings nicht zum Einsatz, da sich bei ersten Versuchen eine Überinterpretation der Messwerte zeigte. Diese Überinterpretation hat sowohl numerische als auch experimentelle Gründe. Doch mehr dazu weiter unten.

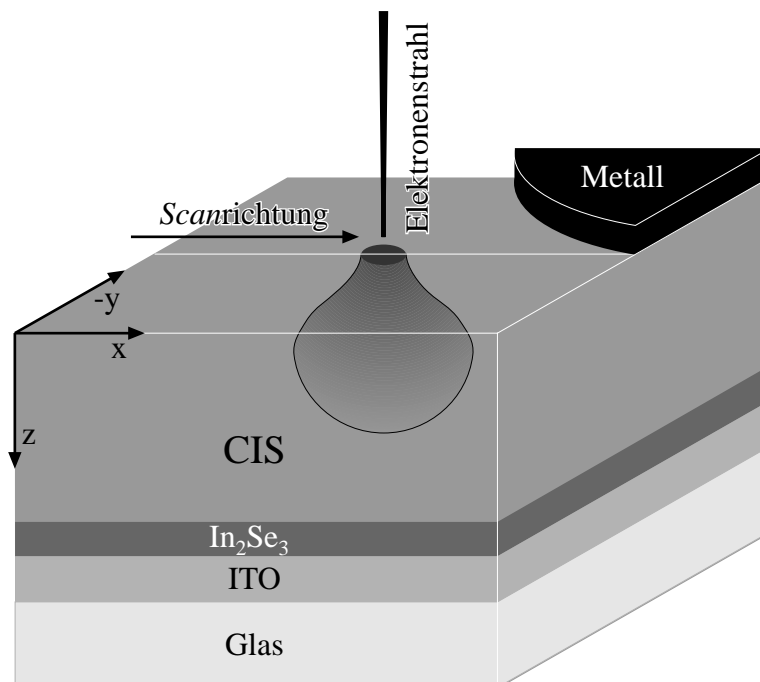


Abbildung 5.1: Messanordnung für PEBIC-Messungen

Der Elektronenstrahl trifft senkrecht auf die Solarzellenrückseite neben dem Rückkontakt, der einen Teil der Solarzelle bedeckt.

Bei PEBIC-Messungen an Superstrat-Solarzellen zeigt sich ein bisher nicht publizierter Effekt. Ein PEBIC-Signal ist selbst an Stellen messbar, die sich in sehr großen Entfernungen zum Metallkontakt befinden. Das Messsignal zeigt mit dem Abstand vom Metallkontakt einen annähernd exponentiellen Abfall. Das Maximum liegt in unmittelbarem Anschluss zum Metallkontakt. Die charakteristische Länge des exponentiellen Abfalls ist um 2 bis 3 Größenordnungen größer als die CIS-Schichtdicke. Ein Modell, das diesen Effekt erklärt, wird im zweiten Abschnitt vorgestellt.

Im dritten Abschnitt werden Messergebnisse präsentiert und diskutiert. Vergleichsmessungen, die mittels LBIC (LIGHT BEAM INDUCED CURRENT) durchgeführt wurden, sind im vierten Abschnitt enthalten.

5.1. Energieaufgelöstes PEBIC

Die folgende Ableitung erfolgt in Anlehnung an [Scheer 95]. Analog zu Gleichung (3.16) berechnet sich der PEBIC-Strom für eine Solarzelle, die durch den oben liegenden (Metall-) Kontakt hindurch angeregt wird, gemäß:

$$I_{\text{PEBIC}}(E_B) = \int e \phi(z) g_z(z, E_B) dz \quad (5.1)$$

$\phi(z)$ ist die Einsammelwahrscheinlichkeit für die am Ort z bei beliebigem x und y erzeugten Elektronen. $g_z(z, E_B)$ ist die Tiefendosis, welche in Gleichung (3.3) definiert ist. Sie hängt außer von z noch von der *Grün*-Reichweite R_G ab, welche wiederum eine Funktion der Anregungsenergie E_B ist.

$\phi(z)$ ist die Funktion, die sämtliche physikalische Parameter der untersuchten Solarzelle enthält. Ist sie bekannt, können mit einem ähnlichen Modell wie im Abschnitt 4.2. durch einen Fitt quantitative Aussagen getroffen werden. Das Problem des Verfahrens ist jedoch die Nicht-Umkehrbarkeit von Gleichung (5.1). $\phi(z)$ ist weder analytisch noch numerisch zugänglich. *Scheers* Vorgehen an dieser Stelle ist das Postulieren eines Modells für $\phi(z)$, ähnlich dem Modell in Abschnitt 4.2., nur mit wesentlich weniger Parametern. Mit diesem Modell wird Gleichung (5.1) berechnet und das Ergebnis mit den Messwerten verglichen. Die Modellparameter werden nun von Hand oder mit einem Fittalgorithmus so lange verändert, bis die Modellrechnung optimal zu den Daten passt. Soweit zum Vorgehen bei der PEBIC-Auswertung nach *Scheer*.

Für eigene Messungen konnten mit diesem Verfahren keine befriedigenden Ergebnisse erzielt werden. Die Gründe hierfür sind vielschichtig. Zum einen liegen in der Regel zu wenige Messpunkte vor, um für mehr als 2 bis 3 Parameter eine zuverlässige Aussage treffen zu können. Das Verfahren neigt dazu, Messwerte überzuinterpretieren. Zum anderen wird stillschweigend vorausgesetzt, dass die Modellparameter nicht von E_B abhängen. Wie aus der Auswertung von JEBIC-Messungen aber bekannt ist, ist der Beitrag zum PEBIC-Signal, der auf elektromagnetischer Strahlung beruht von E_B abhängig. Außerdem spricht einiges dafür, dass sich die Solarzelle verändert, wenn sie einige Zeit mit hoher Energie bestrahlt wird. (Siehe hierzu die Diskussion zum Einbruch von L_{eff} bei großem E_B und die Beschreibung des *Memory*-Effekts in Abschnitt 4.4.)

Das Hauptargument gegen die *Scheer*-Auswertungsmethode ist also die Anregungsenergie-Abhängigkeit von $\phi(z) = \phi(z, E_B)$. Nur wenn Solarzellen untersucht werden, deren $\phi(z)$ von der Anregungsenergie unabhängig ist und wenn außerdem sehr viele Datenpunkte aufgenommen werden, kann mit ihr zuverlässig gearbeitet werden. Die im vorherigen Kapitel vorgestellte JEBIC-Auswertung hat diese Probleme nicht. Sie bietet darüber hinaus dank der Entfaltung den Vorteil der konkreten Berechenbarkeit von $\phi(x)$.

5.2. Charakteristische Länge

Abbildung 5.2 zeigt ein typisches PEBIC-Bild und das Signal entlang der eingezeichneten *Scanlinie*, die quer durch einen Kontakt verläuft. Obwohl die CIS-Schichtdicke nur ca. 1 μm beträgt und die durch JEBIC-Messungen bestimmte Diffusionslänge sogar noch kleiner ist, wird selbst im Abstand von 1 mm vom Metallkontakt noch ein PEBIC-Signal gemessen. Der Signalabfall vom Metallkontakt aus gesehen verläuft annähernd exponentiell mit einer charakteristischen Länge λ , die je nach Probe zwischen 0.1 und 1 mm liegt. (Im Abstand λ ist das Signal auf $1/e$ abgefallen.) Der Effekt kann nicht mit elektromagnetischer Strahlung erklärt werden, die in der Anregungsregion emittiert und unter dem Metallkontakt absorbiert wird, da bei JEBIC-Messungen ein Signal, das auf elektromagnetische Strahlung zurückzuführen ist, erst bei $E_B > 16 \text{ keV}$ beobachtet werden kann. Ein großes λ dagegen kann selbst bei PEBIC-Messungen mit $E_B = 6 \text{ keV}$ festgestellt werden. Die beiden Effekte können also nicht die gleiche Ursache haben.

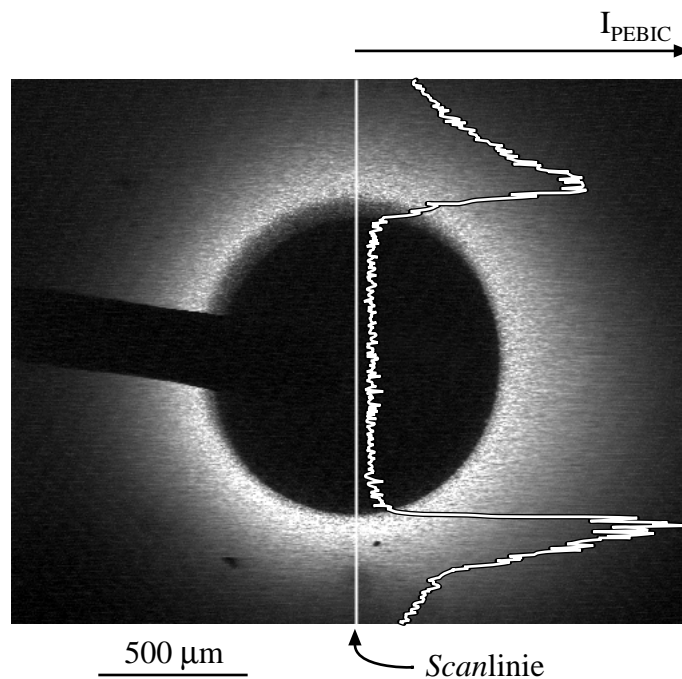


Abbildung 5.2: PEBIC-Bild mit Daten entlang einer *Scanlinie* von Probe 548-2E7 bei 15 keV

Der Effekt kann ebenfalls nicht mit der Ausdehnung der Anregungsregion erklärt werden, da diese maximal 2.9 μm im Radius misst. Sie kann für alle folgenden Betrachtungen außer Acht gelassen werden.

Die Erklärung des Effekts sieht folgendermaßen aus: Die eh-Paare, die nicht durch Rekombination verloren gehen, werden gleich am Ort ihrer Generation getrennt. Nach ihrer Trennung liegen nur noch Majoritätsladungsträger vor, also Löcher im CIS und Elektronen im In_2Se_3 bzw. ITO. Diese driften zu den Kontaktnadeln, um schließlich im äußeren Stromkreis als PEBIC-Signal gemessen zu werden. Auf ihrem Weg zu den Kontaktnadeln verspüren sie die Wirkung des Schichtwiderstandes und der p-n-Diode „im Dunklen“, die die beiden Schichten in Durchlassrichtung kurzzuschließen sucht. Beide Einflüsse führen zu einer starken Schwächung des Stromes mit zunehmendem Ab-

stand des Aufpunktes vom Rückkontakt.

Der Effekt kann mit den Methoden der Elektrotechnik berechnet werden. Aufgrund der sehr dünnen CIS-Schichtdicke kann er quasi-zweidimensional simuliert werden. Abbildung 5.3 zeigt das zu berechnende Netzwerk. Der ITO-Schichtwiderstand ist nicht eingezeichnet, da er gegenüber dem CIS-Schichtwiderstand R_{\square} vernachlässigt werden kann. Die Dioden sind reale Dioden. Abbildung 5.4 gibt ihr Ersatzschaltbild wieder. Für den Punkt, an dem der Elektronenstrahl auf die Probe trifft, wird eine lokale Stromquelle parallel zur entsprechenden Diode angenommen. Bei der Simulation wird der Kontaktwiderstand zwischen der CIS-Schicht und dem Metall gegenüber dem Serienwiderstand R_s der Dioden vernachlässigt. Das genaue Vorgehen bei der Simulation dieses Netzwerks ist in Anhang D beschrieben. Abbildung 5.5 zeigt zwei Simulationsergebnisse für unterschiedliche Abstände zwischen dem Metallkontakt und dem Aufpunkt des Elektronenstrahls. Die Graustufen stehen für unterschiedliche Potentiale. Der sich ergebende Gesamtstrom durch den Metallkontakt ist ebenfalls angegeben.

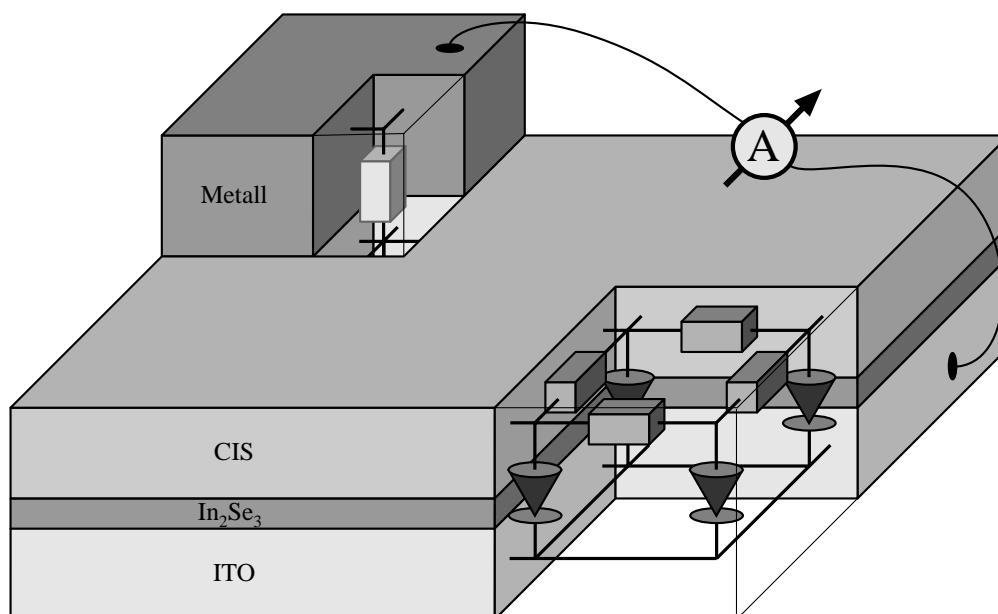


Abbildung 5.3: Quasi-zweidimensionales Netzwerk zur Simulation der PEBIC-Messungen

Die Dioden sind reale Dioden. Ihr Ersatzschaltbild ist in Abbildung 5.4 wiedergegeben. Die dunklen Widerstände repräsentieren den CIS-Schichtwiderstand, die hellen den Kontaktwiderstand zum Metallkontakt. Der Schichtwiderstand vom ITO wird vernachlässigt.

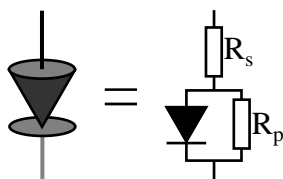


Abbildung 5.4: Ersatzschaltbild einer realen Diode

R_s ist der Serien- und R_p der Parallelwiderstand. Die Diode des Ersatzschaltbildes ist ideal.

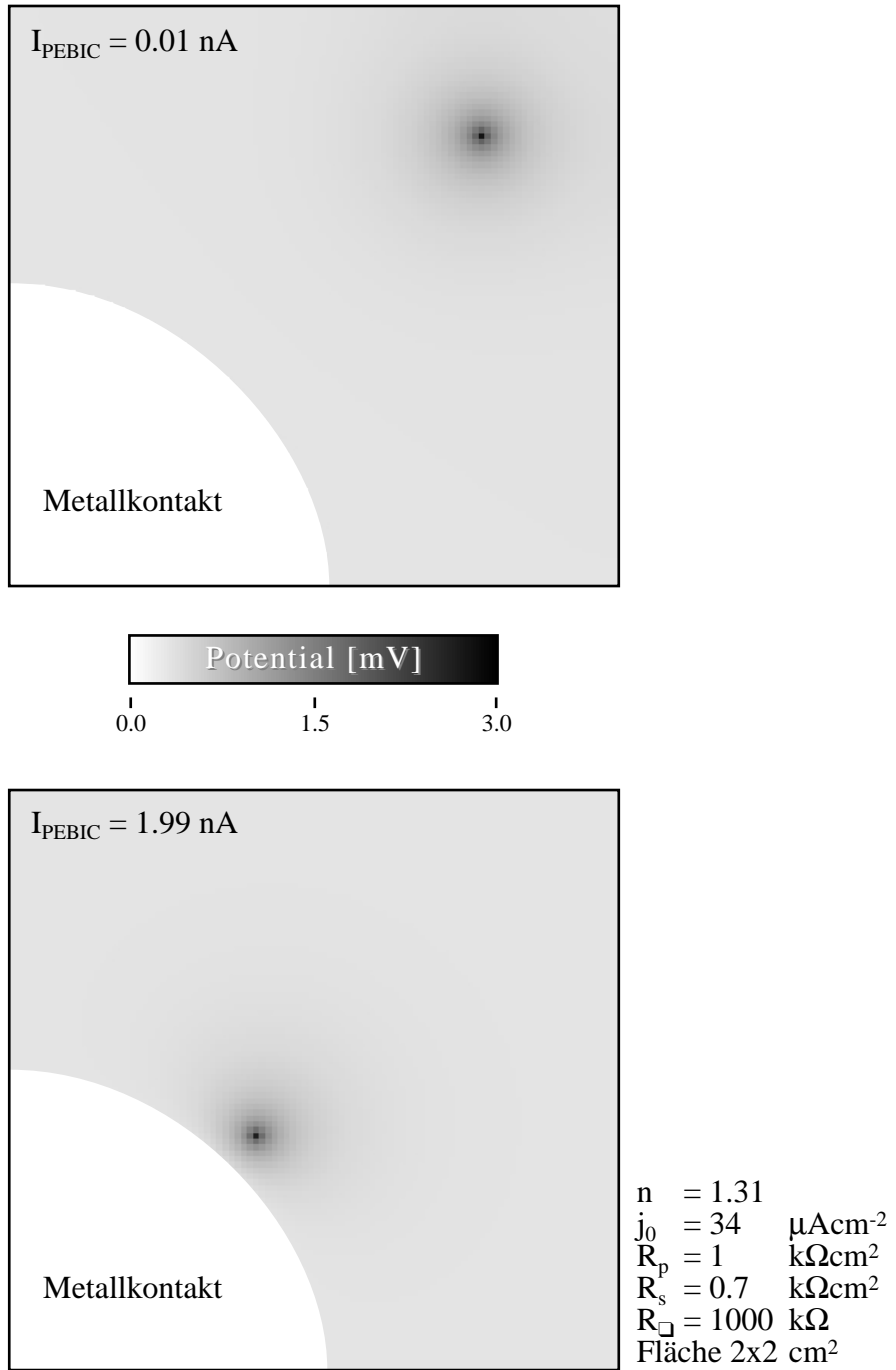


Abbildung 5.5: Simulationsergebnisse für 2 unterschiedliche Abstände des Elektronenstrahl-Aufpunktes vom Metallkontakt

Das PEBIC-Signal kann mit dieser Simulation qualitativ nachvollzogen werden. Der Abstand zwischen Aufpunkt und Metallkontakt wird hierfür schrittweise vergrößert. Für jeden Aufpunkt ist eine eigene Simulation erforderlich. Deren Zeitaufwand ist jedoch so groß, dass mit Hilfe der Simulation keine quantitativen Aussagen aus den PEBIC-Daten gewonnen werden können. Bei einer genaueren Betrachtung von Abbildung 5.5 fällt auf, dass die Äquipotentiallinien im Wesentlichen radialsymmetrisch um den Aufpunkt verteilt sind. Der Metallkontakt stört die Symmetrie nur in seiner unmittelbaren Umgebung. Wird angenommen, dass der Metallkontakt nur eine vernachläss-

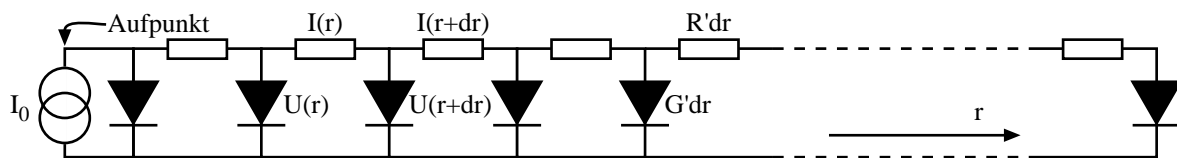


Abbildung 5.6: Ersatzschaltbild des Aufpunktes und seiner Umgebung in Zylinderkoordinaten

sigbar kleine Störung der Zylindersymmetrie ergibt, so kann die Zylindersymmetrie um den PEBIC-Aufpunkt dazu genutzt werden, um die Simulation zu vereinfachen und damit erheblich zu beschleunigen.

Abbildung 5.6 zeigt ein Ersatzschaltbild des Aufpunktes und seiner Umgebung in der radialen Zylinderkoordinate r für infinitesimal kleine Widerstände und Dioden. Die Stromquelle befindet sich bei $r = 0$. Der Metallkontakt wird zunächst nicht berücksichtigt. Abbildung 5.6 zeigt demnach eine Stelle vom CIS, die fernab vom Metallkontakt ist. Für die spätere Berechnung des PEBIC-Stroms wird angenommen, dass der Metallkontakt nur die Stellen beeinflusst, die er unmittelbar berührt, die sonstige Stromverteilung aber unverändert bleibt. Aus dem Schaltbild können aufgrund von Maschen- und Knotenregel die folgenden Gleichungen entnommen werden:

$$I(r + dr) = I(r) - U(r) G'(r) dr \quad (5.2)$$

$$U(r + dr) = U(r) - I(r) R'(r) dr \quad (5.3)$$

I ist der laterale Strom durch die CIS-Schicht, U die Spannung zwischen der CIS- und der ITO-Schicht, R' der differentielle radiale Schichtwiderstand

$$R' = \frac{R_{\square}}{2\pi r} \quad (5.4)$$

und G' die bezüglich der Radialabhängigkeit differentielle Diodenleitfähigkeit

$$G' = \frac{2\pi r}{\rho_D} \quad (5.5)$$

R_{\square} ist der CIS-Schichtwiderstand und ρ_D der Flächendurchtrittswiderstand der p-n-Diode.

$$\rho_D = \frac{U}{j_D} \quad (5.6)$$

j_D ist die Diodenstromdichte. Hier wird sie durch ein Ein-Dioden-Modell unter Beachtung des Serien-Flächen-Widerstands R_s und des Parallel-Flächen-Widerstands R_p berechnet.

$$j_D = j_0 \left(\exp\left(\frac{e(U - R_s j_D)}{nkT}\right) - 1 \right) + \frac{U - R_s j_D}{R_p} \quad (5.7)$$

j_0 ist die Sperrstromdichte, kT die thermische Energie, e die Elementarladung und n die Diodenidealität. Gleichung (5.7) kann nach j_D aufgelöst werden.

$$j_D = \frac{nkT}{eR_s} W \left(\frac{eR_p R_s j_0}{nkT(R_p + R_s)} \exp \left(\frac{eR_p(R_s j_0 + U)}{nkT(R_p + R_s)} \right) \right) + \frac{U - R_p j_0}{R_p + R_s} \quad (5.8)$$

W ist die Lambert-Funktion. Ihre Eigenschaften und eine selbst gefundene Näherung zu ihrer Berechnung sind im Anhang E angegeben. Durch Division der Gleichungen (5.2) und (5.3) durch dr und Umstellen ergibt sich:

$$I' = -U G' \quad (5.9)$$

$$U' = -I R' \quad (5.10)$$

Die Gleichungen (5.9) und (5.10) bilden ein System von zwei gekoppelten linearen Differentialgleichungen 1. Grades. Sie lassen sich entkoppeln, indem eine der Gleichungen abgeleitet wird und beide Gleichungen in ihr eingesetzt werden.

$$U'' = -I' R' - I R'' \quad (5.11)$$

$$U'' = R' G' U' + \frac{R''}{R'} U' \quad (5.12)$$

Hier werden nun die Gleichungen (5.4), (5.5), (5.6) und die Gleichung

$$R'' = \frac{dR'}{dr} = -\frac{R_{\square}}{2\pi r^2} \quad (5.13)$$

eingesetzt:

$$U'' + \frac{1}{r} U' - R_{\square} j_D(U) = 0 \quad (5.14)$$

Diese Gleichung ist - wie kann es anders sein - analytisch nicht lösbar. Ihre numerische Lösung wird in Anhang F behandelt.

Wird eine Reihenentwicklung von j_D bei $U = 0$ durchgeführt und nur der erste Term in Gleichung (5.14) eingesetzt, so ergibt sich eine analytisch lösbare *Bessel-Integralgleichung*:

$$U'' + \frac{1}{r} U' - R_{\square} a U = 0 \quad (5.15)$$

mit

$$a = \frac{nkT + eR_p j_0}{nkT R_p + R_s (nkT + eR_p j_0)} \quad (5.16)$$

Diese Näherung gilt nur für:

$$U \ll R_p j_0 \quad (5.17)$$

Für gute Solarzellen (d. h. $nkT \gg eR_p j_0$ und $R_p \gg R_s$) kann a weiter genähert werden durch:

$$a = 1/R_p \quad (5.16a)$$

Die Lösung von Gleichung (5.15) ist unter den Randbedingungen

$$I(0) = - \lim_{r \rightarrow 0} \frac{U'(r)}{R'(r)} = I_0 \quad (5.18)$$

und

$$U(\infty) = 0 \quad (5.19)$$

gegeben durch:

$$U(r) = \frac{R_{\square} I_0}{2\pi} \mathbf{K}_0(\sqrt{a R_{\square}} r) \quad (5.20)$$

\mathbf{K}_0 ist die modifizierte *Bessel*-Funktion 0. Grades.

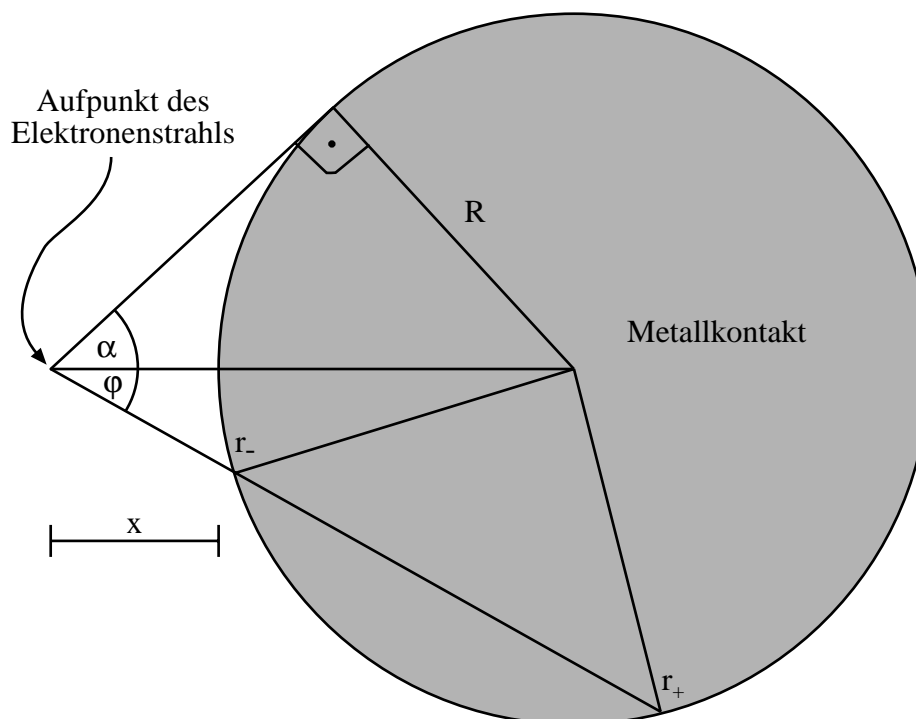


Abbildung 5.7: Geometrische Anordnung von Metallkontakt und Aufpunkt

Diese Lösung bzw. eine exaktere numerische Lösung, die auf die Reihenentwicklung von j_D bei $U = 0$ verzichtet, wird in Gleichung (5.8) eingesetzt, womit die Stromdichte durch den p-n-Übergang feststeht. Über diesen muss jetzt noch auf geeignete Weise integriert werden, um berechnete PEBIC-Ströme zu erhalten. Die Integration soll anhand von Abbildung 5.7 verdeutlicht werden. Über die eingezeichnete Kreisscheibe des Metallkontaktes mit Radius R wird das PEBIC-Signal abgegriffen. Der PEBIC-Strom für einen gegebenen Abstand x des Aufpunktes des Elektronenstrahls von der Kante des Metallkontaktes wird durch Integration über den Metallkontakt berechnet. Dabei wird zunächst formal angenommen, dass sich die Zylindergeometrie um den Aufpunkt des Elektronenstrahls unter dem Metallkontakt fortsetzt. Mit dem *Gauß*-Satz kann das Flächenintegral in Gleichung (5.21) in ein Linienintegral über den Umfang des Metallkontaktes umgewandelt werden. Eine ungestörte Zylindergeometrie wird also de facto nur außerhalb des Metallkontaktes angenommen.

$$I_{\text{PEBIC}}(x) = \iint_{\text{Metallkontakt}} j_D(U(r)) r \, dr \, d\varphi \quad (5.21)$$

$$= \int_{-\alpha}^{\alpha} \int_{r_-(\varphi)}^{r_+(\varphi)} j_D(U(r)) r \, dr \, d\varphi \quad (5.22)$$

mit

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{R}{x + R}\right) \quad (5.23)$$

und

$$r_{\pm}(\varphi) = (x + R) \cos \varphi \pm \sqrt{(x + R)^2 \cos^2 \varphi - 2xR - x^2} \quad (5.24)$$

Gleichung (5.24) folgt aus dem Cosinussatz.

Gleichung (5.22) erlaubt die Berechnung des PEBIC-Stroms, wenn die Lösung der Differentialgleichung (5.14) bekannt ist. Die Parameter des Modells sind die Zellparameter n , j_0 , R_s und R_p , die aus I/U-Kennlinien bestimmt werden können, und die beiden zusätzlichen Parameter I_0 und R_{\square} , die beide als freie Fittparameter zur Verfügung stehen.

In Abbildung 5.8 ist ein Vergleich der drei vorgestellten Modelle zur Berechnung des PEBIC-Stromes aufgetragen. Während die beiden Modelle in Zylinderkoordinaten (ZK) - das analytische aus Gleichung (5.15) und das numerische aus Gleichung (5.14) - gut übereinstimmen, weicht das Modell in kartesischen Koordinaten (KK) zum Teil stark zu kleinen Werten ab. Die Ursache für die Abweichung ist eine zu groß gewählte Abbruchbedingung bei der iterativen Berechnung. Trotzdem hat die Simulation der wenigen eingezeichneten Punkte 3600 mal länger gedauert als die numerische Simulation in ZK. Wie in Abbildung 5.8 zu sehen ist, ist die Abweichung zwischen den beiden Modellen in ZK für kleine Abstände zwischen Aufpunkt und Metallkontakt am größten. Das war zu erwarten, da die Näherung in Gleichung (5.15) für $U = 0$ durchgeführt wurde und beim Aufpunkt ein Potential von $U = 5$ mV erreicht wird. Die Näherung gilt aber gemäß Gleichung (5.17) nur für $U \ll 0.1$ mV.

Das analytische Modell in ZK kommt zur Auswertung trotz der guten Übereinstimmung mit dem numerischen Modell nicht zum Einsatz, da die *Bessel*-Funktionen in der verwendeten Programmierumgebung *LabVIEW* nicht implementiert ist.

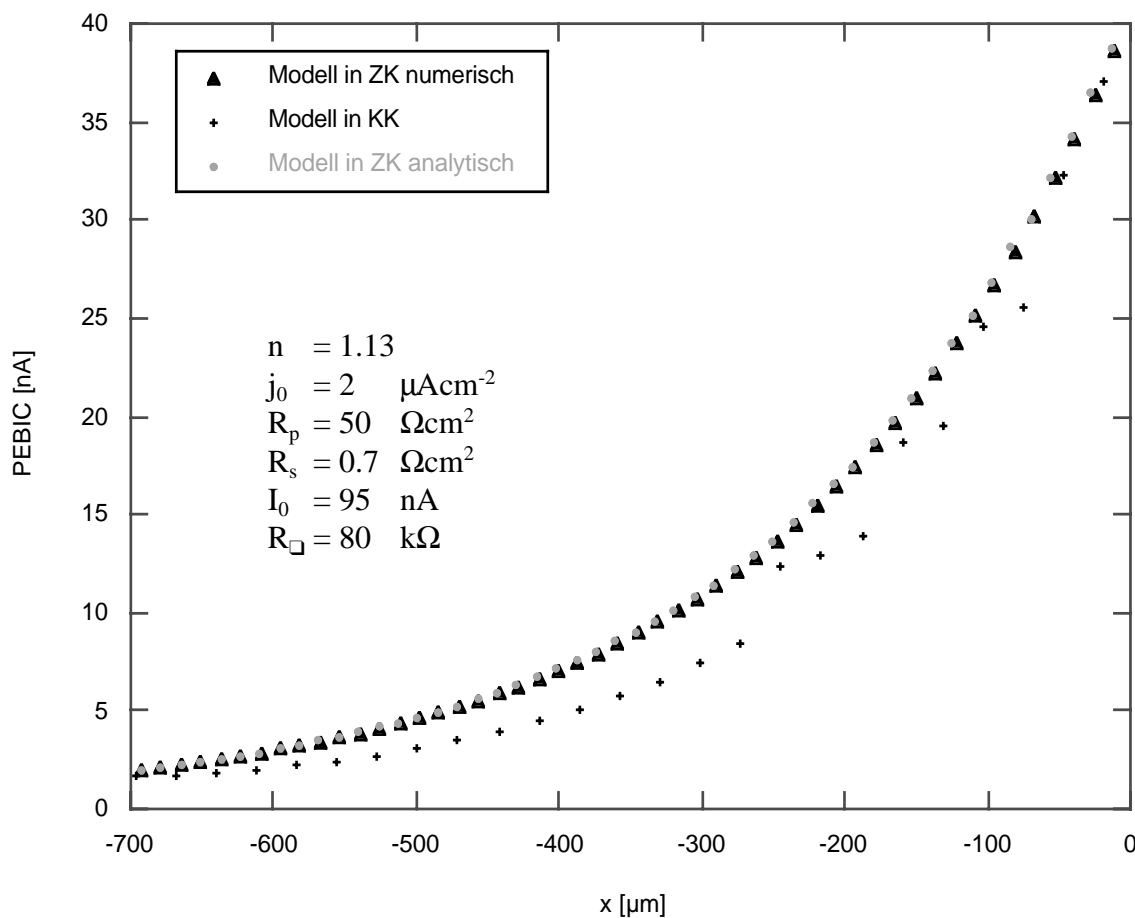


Abbildung 5.8: Vergleich zwischen den drei Modellen zur Berechnung des PEBIC-Stromes

Aufgetragen ist der PEBIC-Strom über den Ort. Die Dreiecke folgen aus dem Modell in Zylinderkoordinaten (ZK) nach Gleichung (5.8) und (5.14), die Kreuze aus dem Modell in kartesischen Koordinaten (KK) und die Kreise aus dem Modell in ZK nach Gleichung (5.15) und (5.16). Für die Berechnung der wenigen Punkte des Modells in KK werden ca. 60 h benötigt. Das numerische Modell in ZK braucht dagegen nur ca. 1 min zum Konvergieren.

5.3. Ergebnisse und Diskussion

Das Vorgehen bei der Auswertung wird im Folgenden stellvertretend am Beispiel der Probe 548-2E7 vorgestellt. In Abbildung 5.9 sind 5 PEBIC-Bilder zu sehen. Die Strahlenergie E_B und der Strahl-

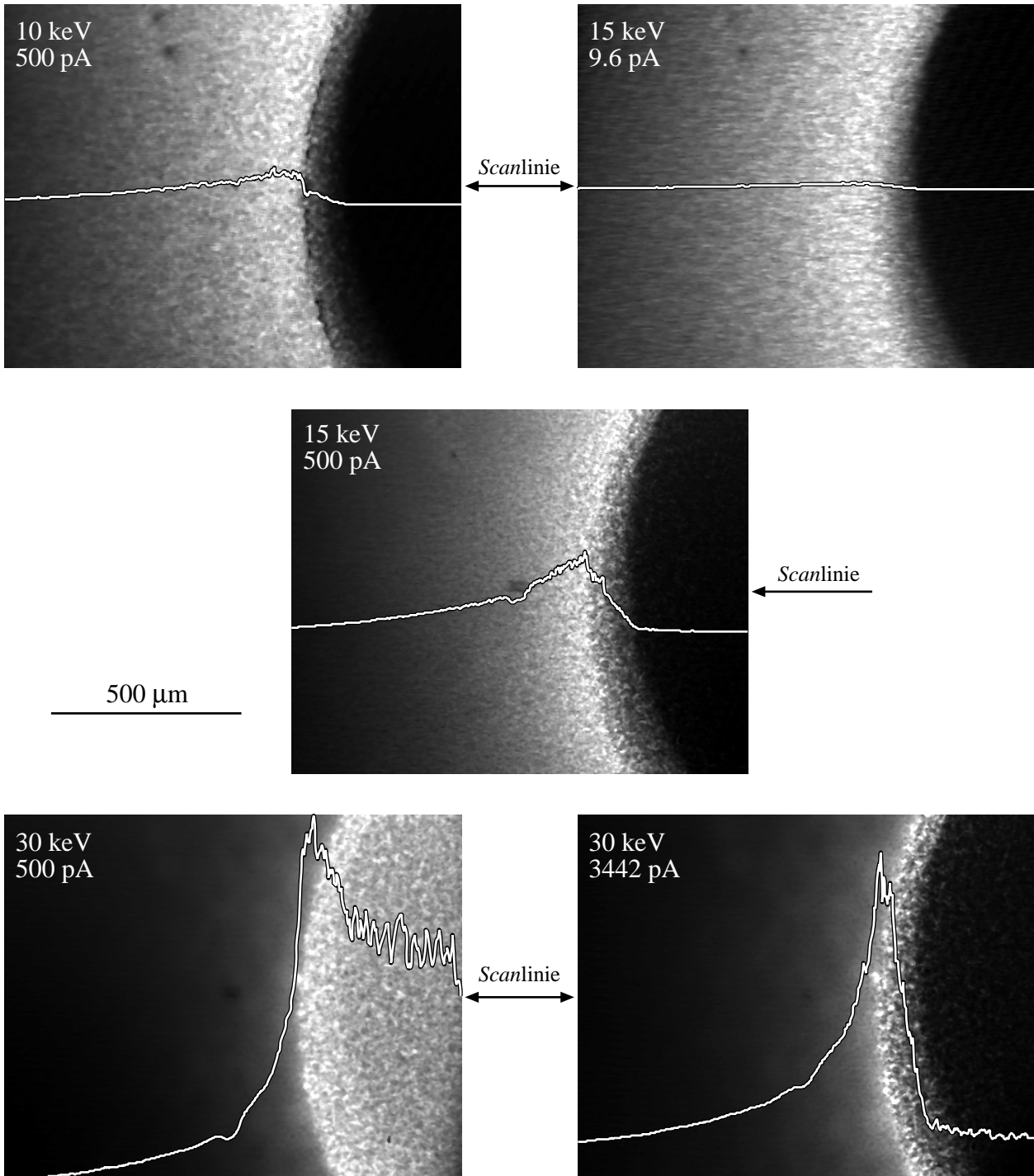


Abbildung 5.9: PEBIC-Messungen von Probe 548-2E7

Die eingezeichneten Kurven sind *Scans* von den Stellen, die durch die Pfeile angedeutet werden. Die Bilder wurden in ihren Grauwerten für den Druck korrigiert. Bei den Kurven ist dagegen die korrekte relative Amplitude zwischen den einzelnen Messungen berücksichtigt worden. Ihre absolute Skala ist 250 nA für die gesamte Höhe eines Bildes. Die Einstellungen für E_B und I_B während der Messungen sind jeweils in den Bildern mit angegeben. Alle Bilder sind von derselben Stelle der Probe. Der Metallkontakt ist jeweils rechts im Bild.

strom I_B sind in den Bildern enthalten. Die Messbedingungen wurden so gewählt, dass jeweils 3 Bilder bei gleichem E_B und 3 bei gleichem I_B aufgenommen wurden. Ihre Graustufen sind für den Druck optimiert. Aus der relativen Helligkeit der einzelnen Bilder dürfen also keine Schlüsse gezogen werden. In jedem Bild befindet sich deshalb zusätzlich eine Kurve, die die absolute Intensität des PEBIC-Signals entlang der angedeuteten *Scanlinie* wiedergibt. Der Metallkontakt befindet sich jeweils im rechten Drittel des Bildes. Während er im Bild D hell ist, bleibt er in allen anderen Bildern dunkel. Die Strahlenergie reicht allein im Fall D aus, um die Metallschicht zu durchdringen. Niederenergetische Elektronen wechselwirken nur mit dem Metall, nicht aber mit der darunter liegenden CIS-Schicht und geben deshalb auch kein PEBIC-Signal. Doch dieser Effekt ist hier nicht weiter von Interesse.

Das Augenmerk wird nun auf die charakteristische Länge gelegt. Bei geringer Strahlleistung

$$P_B = \frac{E_B I_B}{e} \quad (5.25)$$

ist sie offensichtlich größer als bei großer Strahlleistung. Rein qualitativ kann diese Beobachtung durch einen Anstieg des Schichtwiderstandes R_{\square} oder einen Abfall des Dioden-Flächendurchtrittswiderstandes ρ_D mit steigendem P_B interpretiert werden. Vorläufig müssen beide Möglichkeiten offen gelassen werden. Erst eine quantitative Beschreibung der Daten einer *Scanlinie* kann zeigen, ob sich eher R_{\square} oder ρ_D ändert. Dabei ergibt sich, dass ρ_D in dem für den Fitt relevanten Bereich im Wesentlichen durch den Parallel-Widerstand R_p beeinflusst wird, wie auch in Gleichung (5.16a) gesehen werden kann. Die PEBIC-Messkurven können gleichermaßen durch eine Variation von R_{\square} oder R_p gefittet werden. Die Frage ist, welcher der Parameter als konstant angenommen bzw. aus anderen Messungen verwendet werden kann. Dazu muss zunächst überlegt werden, welche physikalischen Prozesse zur Erklärung der Strahlleistungsabhängigkeit in Frage kommen.

Der Schichtwiderstand R_{\square} vergrößert sich aufgrund der erzeugten zusätzlichen Störstellen im CIS durch den hochenergetischen Elektronenstrahl. Je mehr Störstellen vorhanden sind, um so schwieriger gestaltet sich ein Transport der Majoritätsladungsträger, um so größer ist dann R_{\square} .

R_p verkleinert sich wegen der großen Menge von erzeugten eh-Paaren. Je mehr eh-Paare generiert werden, je größer also die Strahlleistung ist, um so weiter spalten die Quasi-Fermi-Niveaus der Elektronen und Löcher auf. Im Grenzfall von *High Injection* sperrt der p-n-Übergang nicht mehr, da ausreichend viele Elektronen und Löcher für einen Ladungstransport in Sperrichtung zur Verfügung stehen. R_p ist dann gleich Null. Unter der Einwirkung des Elektronenstrahls ist also bei steigender Leistung P_B mit einem Absinken von R_p zu rechnen.

Welcher der beiden Effekte ist dominanter? Oder anders gefragt: Welcher Effekt hat die größere Reichweite bzw. die längere Zeitkonstante? Denn allein darauf kommt es an. Die Solarzelle als solche befindet sich schließlich außer beim Aufpunkt im Dunklen. Sie verändert sich aber nur am Aufpunkt. Da dieser über die Probe *gescant* wird, entscheidet die Zeitkonstante der Effekte über ihre Wirksamkeit. Da R_p allein durch die Dichte der eh-Paare und R_{\square} durch die Dichte der Störstellen beeinflusst wird, lautet die Frage also: Was lebt länger, ein eh-Paar oder eine Störstelle? Die Antwort ist so einfach wie eindeutig: Die Störstellen leben länger. R_{\square} ist also der geeignetere Parameter, um die Strahlleistungsabhängigkeit des PEBIC-Stromes zu fitten. Eine Variation von R_p darf nur in Betracht gezogen werden, wenn kurzreichweitige Effekte erklärt werden müssen.

Das weitere Vorgehen bei der Auswertung ist die Erstellung eines quantitativen Fitts für jede PEBIC-

Messung. Dabei wird davon ausgegangen, dass die aus I/U-Kennlinien bestimmten Diodenparameter sowohl unter dem Metallkontakt als auch daneben und in der Fläche als Ganzes gleich sind. Bei großem P_B zeigt sich hier tatsächlich ein Effekt mit kurzer Reichweite, der sich durch eine Veränderung von R_{\square} nicht fitten lässt. Die Abbildungen 5.10 und 5.11 illustrieren hierzu zwei Beispiele. Die Messdaten stammen dieses Mal von Probe 548-2D3. Für Abbildung 5.10 wurde mit 15 keV und 37 pA gemessen und für Abbildung 5.11 mit 15 keV und 433 pA. Letztere Messung zeigt deutlich eine kurzreichweitige Überhöhung des Messsignals gegenüber der Fittkurve. Die Überhöhung kann auf ein kleineres R_p in der Nähe des Aufpunktes zurückgeführt werden. Das Auswertungsmodell wurde aber nicht dahingehend verändert, diesen Effekt mit zu berücksichtigen. Der Fittalgorithmus variiert nur R_{\square} und I_0 . Alle Diodenparameter werden aus I/U-Kennlinien ermittelt und für den Fitt konstant gehalten. Die verwendeten Werte für die beiden Fitts in Abbildung 5.10 und 5.11 sind in den Abbildungen mit angegeben.

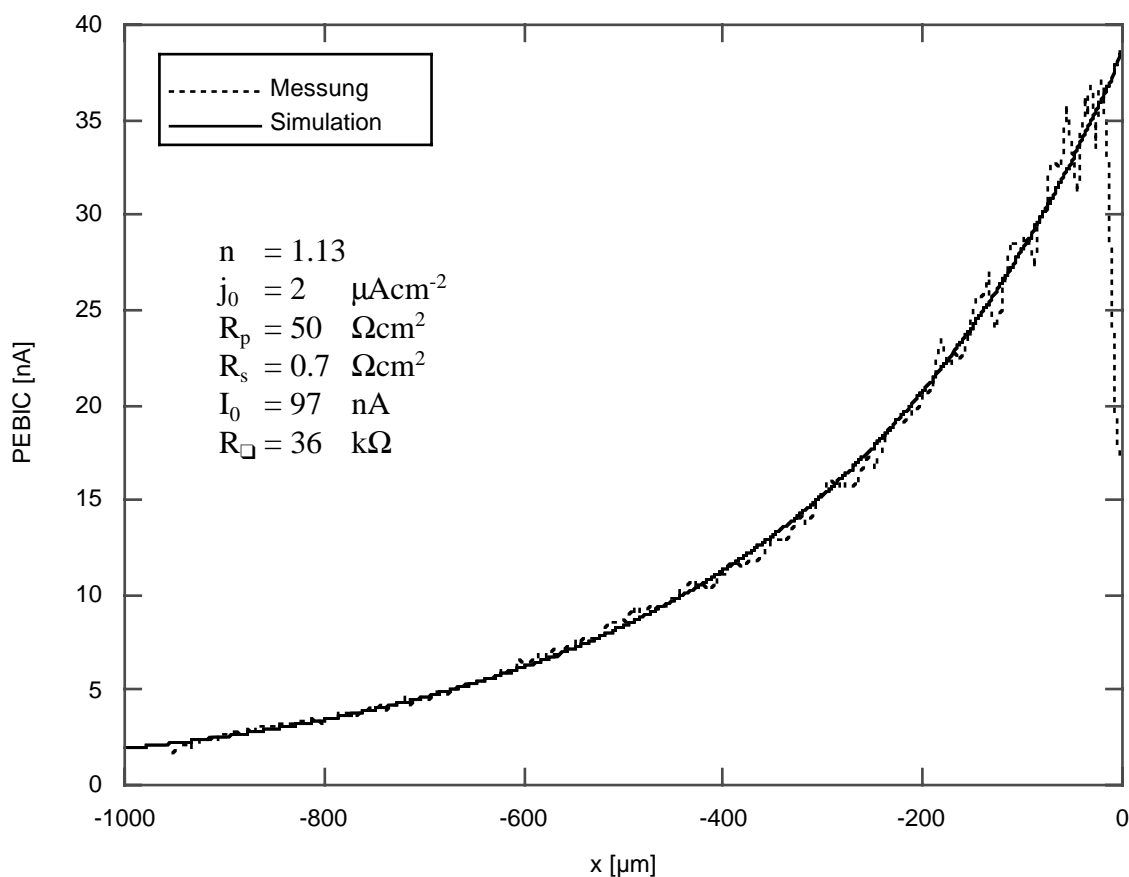


Abbildung 5.10: PEBIC-Daten entlang einer Scanlinie und Fittkurve von Probe 548-2D3 bei 15 keV und 37 pA

Bei anderen Proben und noch größerem P_B ist ein Fitt häufig nicht möglich, da der Fittalgorithmus dann nicht mehr konvergiert. Eine Abänderung des Auswertungsmodells würde hier keine Besserung beschieren. Das Problem bei sehr hoher Strahlleistung ist das sich einstellende Potential beim Aufpunkt. Es ist so groß, dass die I/U-Kennlinie bereits sehr steil ist. Kleine numerische Fluktuationen im Potential werden durch die Steilheit übermäßig verstärkt. Die Folge ist ein Aufschaukeln der Fluktuationen, die schließlich zur Divergenz führen.

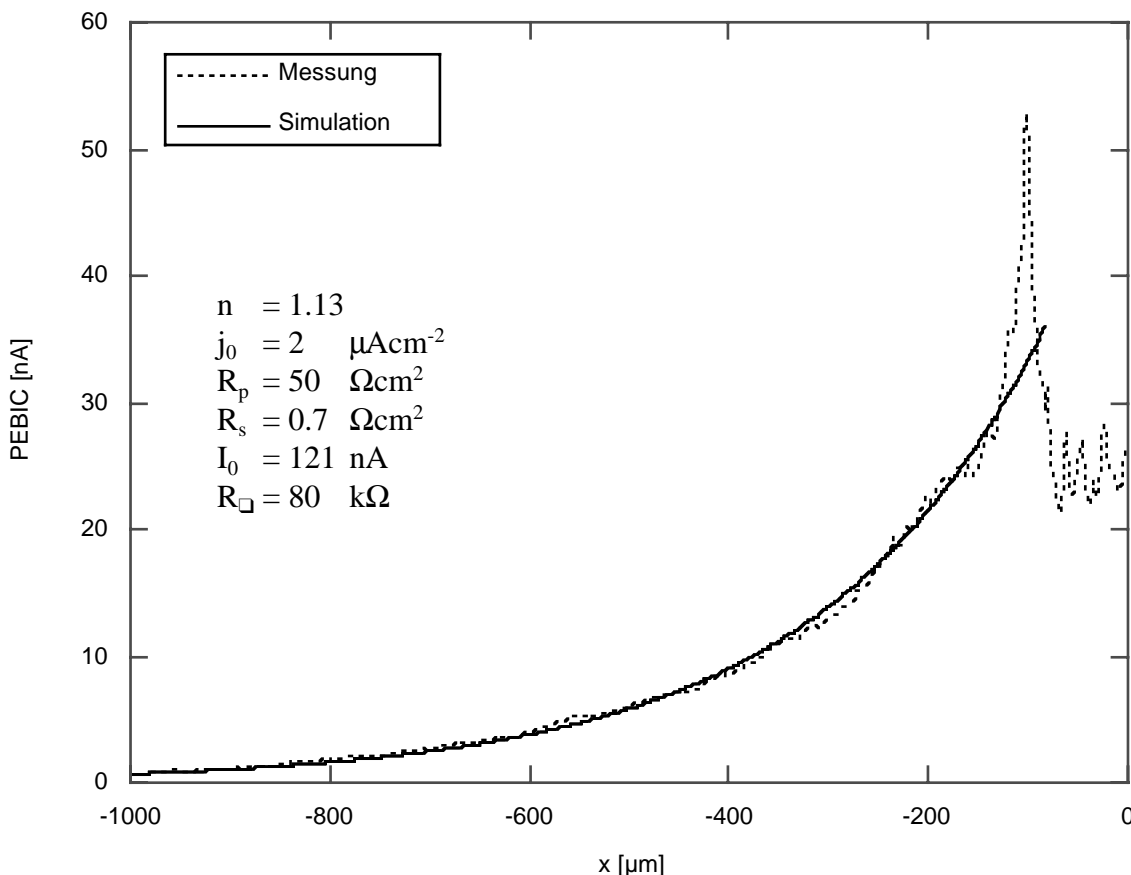


Abbildung 5.11: PEBIC-Daten entlang einer Scanlinie und Fittkurve von Probe 548-2D3 bei 15 keV und 433 pA

Bis auf diese Nicht-Berechenbarkeit und die erwähnte Überhöhung des PEBIC-Signals ist das oben erarbeitete Modell, wie die Abbildungen 5.10 und 5.11 zeigen, gut geeignet, PEBIC-Messungen quantitativ zu beschreiben.

Bei einem versuchsweisen Auftragen von R_{\square} über unterschiedliche Potenzen von P_B kann folgende, rein empirisch gewonnene Abhängigkeit zwischen R_{\square} und P_B festgestellt werden:

$$R_{\square} = R_0 + (R_{\infty} - R_0) \exp\left(-\frac{\gamma}{P_B}\right) \quad (5.26)$$

R_0 ist der Schichtwiderstand für $P_B \rightarrow 0$, R_{∞} der Schichtwiderstand für $P_B \rightarrow \infty$ und γ die Leistung, bei der der Übergang einsetzt.

In den Abbildungen 5.12 bis 5.15 ist R_{\square} über P_B^{-1} für vier verschiedene Solarzellen aufgetragen. Ein Fitt gemäß der empirischen Gleichung (5.26) ist ebenfalls eingezeichnet. Dieser gibt den qualitativen Verlauf der Daten recht gut wieder. Die für die Ermittlung von R_{\square} eingesetzten Diodenparameter sind in Tabelle 5.2 enthalten.

Die vier untersuchten Proben sind aus derselben CIS-In₂Se₃-ITO Struktur hervorgegangen. Lediglich für den Rückkontakt wurden unterschiedliche Metalle verwendet. Probe 548-2A4 hat einen Gold-, 548-2D3 einen Indium-, 548-2E7 einen Zink- und 548-1B5 einen Molybdän-Kontakt, welcher als einziger gesputtert wurde. Alle anderen Metalle wurden aufgedampft. Für die einzelnen

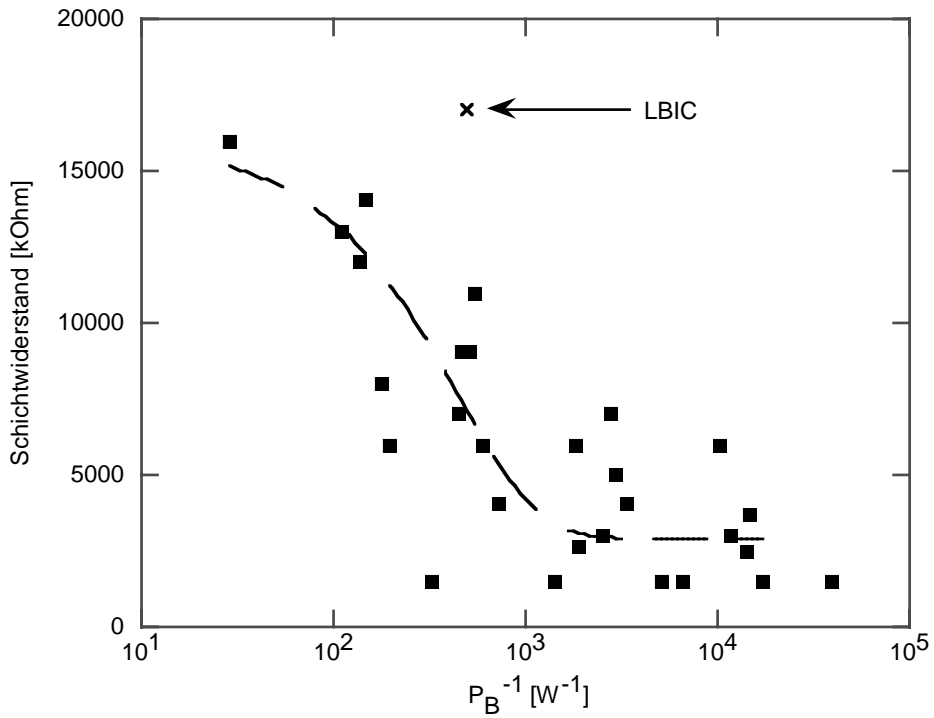


Abbildung 5.12: Aus dem Auswertungsmodell in Zylinderkoordinaten erhaltene Werte für den Fittparameter R_{\square} aufgetragen über P_B^{-1} für Probe 548-2A4
 Die gestrichelte Linie ist ein Fitt gemäß der empirischen Gleichung (5.26) und der mit LBIC bezeichnete Punkt ist das Ergebnis einer Vergleichsmessung.

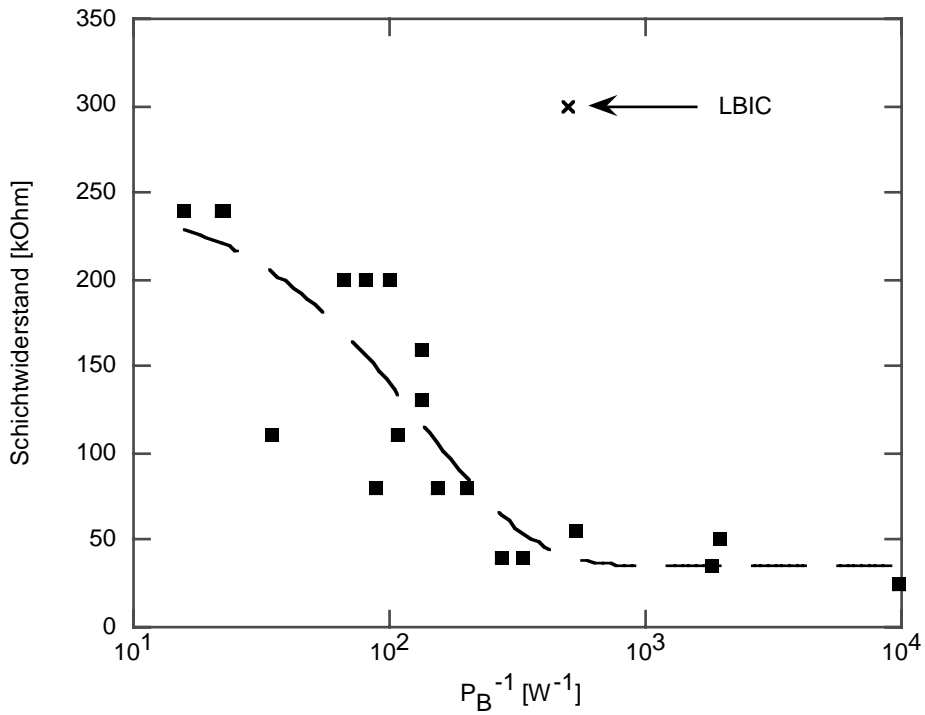


Abbildung 5.13: Aus dem Auswertungsmodell in Zylinderkoordinaten erhaltene Werte für den Fittparameter R_{\square} aufgetragen über P_B^{-1} für Probe 548-2D3
 Die gestrichelte Linie ist ein Fitt gemäß der empirischen Gleichung (5.26) und der mit LBIC bezeichnete Punkt ist das Ergebnis einer Vergleichsmessung.

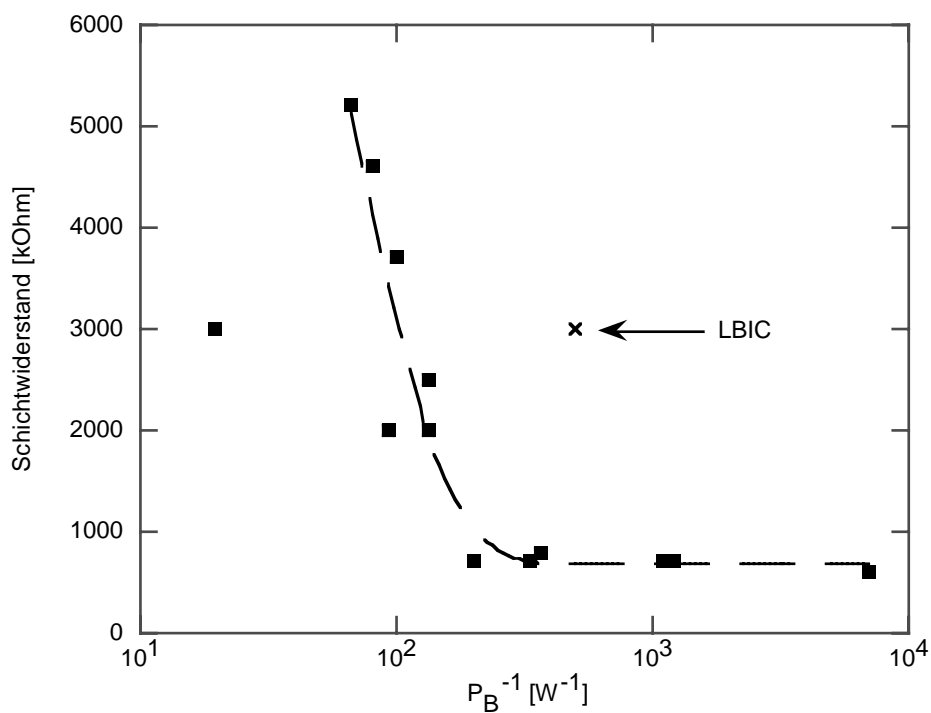


Abbildung 5.14: Aus dem Auswertungsmodell in Zylinderkoordinaten erhaltene Werte für den Fittparameter R_{\square} aufgetragen über P_B^{-1} für Probe 548-2E7

Die gestrichelte Linie ist ein Fitt gemäß der empirischen Gleichung (5.26) und der mit LBIC bezeichnete Punkt ist das Ergebnis einer Vergleichsmessung.

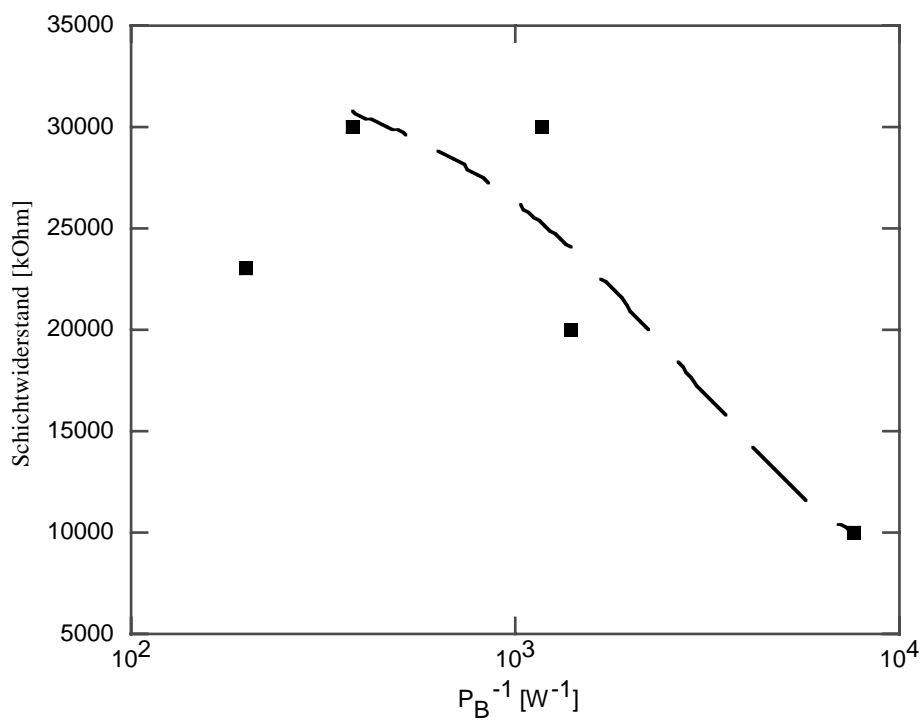


Abbildung 5.15: Aus dem Auswertungsmodell in Zylinderkoordinaten erhaltene Werte für den Fittparameter R_{\square} aufgetragen über P_B^{-1} für Probe 548-1B5

Die gestrichelte Linie ist ein Fitt gemäß der empirischen Gleichung (5.26).

Metalle ergeben sich unterschiedliche Werte für R_0 , R_∞ und γ . Diese sind neben den Diodenparametern in Tabelle 5.2 aufgeführt. Aus R_0 und der CIS-Schichtdicke von $1.16 \mu\text{m}$ für alle 4 Proben kann der spezifische Widerstand ρ berechnet werden. Er ist auch in Tabelle 5.2 zu finden. Die Werte für ρ liegen im gleichen Größenintervall wie solche, die in [Holz 94] für CIS veröffentlicht wurden. Bei Raumtemperatur wird für Na-freies CIS ein Wert von $1000 \Omega\text{cm}$ und für CIS mit Na $10 \Omega\text{cm}$ angegeben.

Eine unabhängige Bestimmung von ρ mit einer anderen Messmethode ist wegen der hochleitfähigen ITO-Schicht nicht möglich. Wegen der sehr guten Haftung vom CIS auf dem In_2Se_3 und vom In_2Se_3 auf dem ITO ist ihre mechanische Ablösung nicht möglich. Der störende Einfluss der ITO-Schicht kann also nicht umgangen werden.

In [Abou-Elfotouh 90] wird überzeugend dargelegt, dass das CIS sehr empfindlich auf eine Temperaturbehandlung reagiert. Die unterschiedlichen spezifischen Widerstände für die gleiche CIS-Schicht mit unterschiedlichen Rückkontakten könnten darin ihre Ursache haben. In Tabelle 5.2 ist deshalb auch die Schmelztemperatur des Metalls angegeben, die ein Maß für die Erwärmung der CIS-Schicht während des Aufdampfens sein könnte. Eine Korrelation ist nicht von der Hand zu weisen. Diese könnte aber auch auf Koinzidenz beruhen. Möglicherweise wird ja auch das CIS durch das Metall selbst verändert, oder es ist ein Zusammenspiel von beidem, der Temperatur und dem Material. Außerdem bleibt zu berücksichtigen, dass das Mo gesputtert und nicht aufgedampft wird.

R_∞ könnte möglicherweise ein Maß dafür sein, wie groß der Wirkungsquerschnitt und die Dichte der erzeugbaren Störstellen maximal sein kann. γ gibt eventuell an, wie gut die Strahlungsresistenz der Solarzelle ist.

Probe	548-1B5	548-2A4	548-2E7	548-2D3
Metall	Mo	Au	Zn	In
T_{schmelz} [K]	2890	1338	693	429
n	1.31	1.58	1.37	1.13
j_0 [μAcm^{-2}]	34	1	5	2
R_p [$\text{k}\Omega\text{cm}^2$]	1	3	5	0.05
R_s [Ωcm^2]	0.7	0.5	1	0.7
R_0 [$\text{k}\Omega$]	8100	2900	670	35
R_∞ [$\text{k}\Omega$]	34000	16000	16000	250
γ [μW]	350	2300	1900	7300
ρ [Ωcm]	940	340	78	4.1

Tabelle 5.2: Auswertungsergebnisse der PEBIC-Daten von vier verschiedenen Solarzellen

5.4. LBIC-Vergleichsmessungen

LBIC steht für LIGHT BEAM INDUCED CURRENT. Diese Messmethode ist der EBIC-Methode sehr ähnlich. Statt mit einem Elektronenstrahl wird die Diode mit Laser-Licht angeregt. Zur Durchführung der Vergleichsmessungen wird eine Helium-Neon-Laser mit einer Wellenlänge von 633 nm (Rot) und einer Leistung von ca. 2 mW verwendet. Die Ortsauflösung beträgt 5 μm . Der Kurzschlussstrom wird über den gleichen Verstärker gemessen wie bei den EBIC-Messungen (siehe Abschnitt 3.4.).

Abbildung 5.16 zeigt eine LBIC-Messung. Qualitativ sieht sie so aus wie eine PEBIC-Messung. Die bei den PEBIC-Messungen beobachtete große charakteristische Länge ist hier ebenfalls zu finden. Das bedeutet, dass sie kein Spezialeffekt der Wechselwirkung zwischen den Elektronen des Elektronenstrahls und dem CIS ist. Eine quantitative Analyse der LBIC-Messungen ergibt sogar ähnliche Werte für R_{\square} , wie sie bereits oben bestimmt wurden. In den Abbildungen 5.12 bis 5.14 ist jeweils ein Punkt mit eingezeichnet, der sich aus LBIC-Messungen ergeben hat. Er liegt durchweg in der gleichen Größenordnung wie die PEBIC-Ergebnisse.

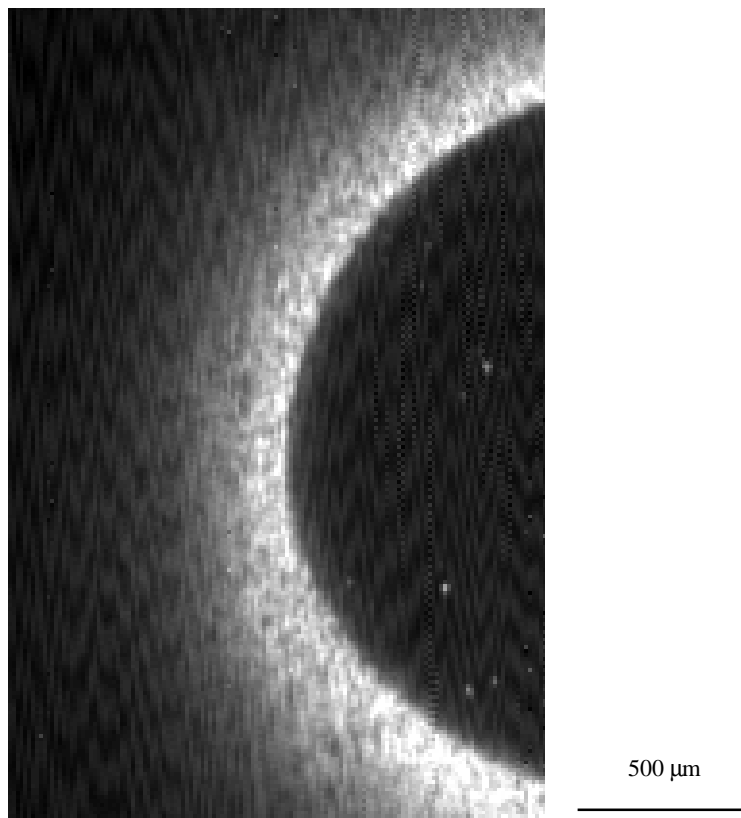


Abbildung 5.16: LBIC-Vergleichsmessung von Probe 549-C1

Das Bild ist in seinen Grauwerten für den Druck optimiert worden. An dunklen Stellen wird kein LBIC-Strom gemessen. Wie bei den PEBIC-Messungen ist auch hier die Signalamplitude in unmittelbarem Anschluss an den Metallkontakt (dunkler Halbkreis) maximal und fällt mit dem Abstand annähernd exponentiell ab.