

# Quantitatives Verständnis von Lock-in-Thermographie an Dünnschicht-Solarmodulen

Dissertation  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt der  
Naturwissenschaftlichen Fakultät II der  
Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

von Herrn  
Hilmar Straube  
geboren am 30. Juni 1982 in Halle (Saale)



Gutachter:

1. – PD Otwin Breitenstein (MPI-MSP Halle)
2. – Prof. Roland Scheer (Universität Halle)
3. – Prof. Jan Schmidt (ISFH Hameln)

Verteidigt in Halle (Saale) am 3. Mai 2011

# Einleitung

Neben Photo- und Elektrolumineszenz ist Lock-in-Thermographie (LIT) eine der wichtigsten Labortechniken zum Verständnis der Leistungsverlustmechanismen in Solarzellen. Entsprechende Anlagen werden nicht nur in Solarenergieforschungsinstituten (in Deutschland zum Beispiel: ISFH Hameln, Fraunhofer ISE, ZAE Bayern, Fraunhofer CSP, Helmholtz-Zentrum Berlin) genutzt, sondern auch in den Laboren vieler Hersteller (wie beispielsweise Q-Cells, SolarWorld, Bosch Solar, CSG Solar). Der besondere Charme dieser Methode ist, dass sie sehr intuitiv ein Bild der verbrauchten Leistung liefert. Durch Variation von Beleuchtung und Spannung lassen sich darüber hinaus quantitative Aussagen über Kurzschlüsse, Serienwiderstände, Idealitätsfaktoren und über das Durchbruchverhalten bei negativen Spannungen gewinnen.

Das Grundprinzip von Lock-in-Thermographie ist dies: Eine kalibrierte Thermokamera nimmt kontinuierlich Bilder der Temperaturverteilung auf der Probenoberfläche auf. Die Anregung (äußere Spannung, Beleuchtung) ist das Referenzsignal für eine Lock-in-Korrelation für jeden einzelnen Pixel, die auf dem mit der Kamera verbundenen Rechner (der auch die Anregung steuert) durchgeführt wird. Man kann sich diesen Prozess modellhaft so vorstellen, dass mit dem Ausgang jedes einzelnen Pixels ein Zweikanal-Lock-in-Verstärker verbunden sei, deren Ausgaben (Amplitude und Phase der Temperaturmodulation) zu einem Bild (von Amplitude und Phase) zusammengesetzt werden können. Die Samplingrate jedes Lock-in-Verstärkers ist in dieser Vorstellung die Bildrate der Kamera. Bei dem im Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik in Halle aufgebauten System (Thermosensorik TDL 640,  $640 \times 480$  Pixel InSb-Detektorarray, empfindlich im  $3\text{--}5\ \mu\text{m}$  *mid-range* IR) sind das, abhängig vom gewählten Bildausschnitt, etwa 100 bis 500 Hz. Die Anregung einer periodischen Wärmequelle in der Probe führt zu einem mit der gleichen Frequenz wie die Quelle schwingenden Temperaturfeld in der Probe – der Wärmewelle. Dieses Temperaturfeld ist direkt proportional zur Stärke der Anregung und fällt um die Heizquelle herum schnell ab, sodass das Bild des Temperaturfelds als Bild der Wärmequellenverteilung aufgefasst werden kann. Die beiden Hauptvorteile der Lock-in-Thermographie gegenüber stationärer Thermographie sind eine um mehrere Größenordnungen verbesserte Nachweisempfindlichkeit und eine deutliche Verbesserung der Ortsauflösung, da durch das dynamische Messprinzip die laterale Wärmediffusion unterdrückt wird. In dieser Arbeit wird auf ein Kapitel zu den Grundlagen der Lock-in-Thermographie bewusst verzichtet, eine detaillierte Darstellung ist kürzlich (2010) mit der Neuauflage von „Lock-in thermography: Basics and use for evaluating electronic devices and materials“ [1] erschienen.

Die Bildentstehung durch die Wärmeausbreitung in thermisch dünnen Proben wie mono- und multikristallinen waferbasierten Silizium-Solarzellen ist gut verstanden. Die Theorie kann angewendet werden, um die Frequenzabhängigkeit von Ortsauflösung und

Signalintensität zu verstehen, Signale zu simulieren oder zu entfalten und das Wärmeaustauschverhalten mit der Umgebung zu verstehen.

Werden vollständige Module statt einzelner Zellen untersucht, ergeben sich insbesondere für Dünnschichtmodule eine Reihe von neuen Fragestellungen: Wie verhalten sich Signalform, Ortsauflösung und Signalphase in Schichtsystemen? Welchen Einfluss hat der Wärmeaustausch mit der Umgebung auf das Signal? Wie lässt sich die Temperatur des aktiven Zellmaterials kontrollieren? Kann man auch durch eine Laminatschicht oder gar durch eine Glasschicht hindurch Thermographieaufnahmen der Zellen gewinnen?

Diese Fragen werden in den ersten drei Kapiteln dieser Arbeit behandelt. Dafür wird in Kapitel 1 zunächst die Theorie der modulierten Wärmeausbreitung in allgemeinen Schichtsystemen mithilfe eines neuen Transferfunktionskonzepts entwickelt und in interessanten Spezialfällen experimentell überprüft. Dem für Dünnschichtzellen relevanten Fall einer Schicht auf einem thermisch dicken Substrat wird dabei besondere Aufmerksamkeit gewidmet. Es wird dargestellt, dass die frühere Vermutung, dass die Wärmeausbreitung in der wenige  $\mu\text{m}$  dicken Schicht vernachlässigbar sei, nicht zutreffend ist. In Kapitel 2 werden die Ergebnisse zur Wärmeausbreitung dann auf die Untersuchung von kompletten Modulen mit großflächigen Metallisierungen, Laminatbeschichtungen oder unter Glas angewendet. Dabei stellt sich heraus, dass entgegen früherer Vermutungen selbst durch eine 3 mm dicke, nahezu IR-intransparente Glasscheibe unter bestimmten Bedingungen LIT-Aufnahmen möglich sind, deren Ortsauflösung fast so gut wie eine direkte Aufnahme ist. Die Transferfunktion aus Kapitel 1 hilft, diese unerwartete Bildentstehung quantitativ zu verstehen. In Kapitel 3 werden schließlich die Auswirkungen des Wärmeaustauschs mit der Umgebung theoretisch und experimentell untersucht; mit den Ergebnissen aus Kapitel 1 ist das sogar für beliebige Schichtsysteme möglich. Diese Ergebnisse werden wieder in interessanten Spezialfällen experimentell bestätigt. In diesem Zusammenhang wird dargestellt, warum für waferbasierte Zellen der thermische Kontaktwiderstand zwischen Zelle und Probenhalter nicht in jedem Fall durch ein Metallnetz o. Ä. erhöht werden muss und warum auch für Dünnschichtzellen mit einem thermisch dickem Glassubstrat der Kontakt mit einem temperaturstabilen Probenhalter wichtig ist.

Im Rahmen des SiThinSolar-Projekts, aus dem diese Dissertation finanziert wurde, wurden vor allem Silizium-Dünnschichtmodule des Herstellers CSG Solar untersucht. Dieses Zellkonzept erfordert eine Kontaktierung durch  $p^+$ - und  $n^+$ -Kontaktlöcher, die nebeneinander angeordnet sind. Durch diese spezielle Anordnung werden Heiz- und Kühlterme aufgrund des Peltiereffekts an den Kontakten beim Stromfluss in der Solarzelle besonders stark sichtbar. Aber auch bei waferbasierten Zellen und vielen anderen Dünnschichttechnologien ist der Peltiereffekt vorhanden und wird bei hochauflösenden Untersuchungen auch dort sichtbar – wie am Beispiel einer Silizium-Hochleistungszelle gezeigt wird. In Kapitel 4 werden die thermoelektrischen Grundlagen und Literaturwerte für Silizium zusammengestellt. Frühere Darstellungen des Peltiereffekts in der Thermographie an Solarzellen erweisen sich dabei in wichtigen Punkten als unvollständig; der Betrag des Peltierkoeffizienten im Emitter einer waferbasierten Zelle insbesondere wird dabei um etwa einen Faktor 10 unterschätzt. Da der Peltiereffekt für die Leistung einer Solarzelle unerheblich ist, stört er die Auswertung der Thermogramme als Bild der lokal

dissipierten Leistung. Man kann die Empfindlichkeit der LIT für den Peltiereffekt aber auch als Vorteil verstehen und die Technik nutzen, um den Peltier- (und Seebeck-) Koeffizienten eines Materials zu bestimmen; ein solches Verfahren wird vorgeschlagen und angewendet um die Peltierkoeffizienten in verschiedenen Zellen zu bestimmen.

Das in Kapitel 4 entwickelte quantitative Verständnis des Peltiereffekts in der LIT wird schließlich in Kapitel 5 verwendet, um diesen störenden Effekt für Thermogramme von CSG-Modulen aus den Bildern herauszurechnen und so zu belastbaren Aussagen über die lokalen Wärmedissipation zu kommen. Dieses Ziel erfordert eine Simulation des elektrischen und thermischen Zellverhaltens, womit sich der Kreis zu den in Kapitel 1 entwickelten Betrachtungen zur Wärmeleitung in Schichtsystemen schließt. Das Ziel dieser Untersuchungen ist eine realistische Abschätzung, um wie viel die verschiedenen Verlustmechanismen, insbesondere die Rekombination an Lasergräben, den Wirkungsgrad der untersuchten CSG-Solarmodule verringern.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Analytische Beschreibung der Wärmeausbreitung in Dünnschichtproben</b>	<b>1</b>
1.1 Theorie . . . . .	1
1.1.1 PSF, TTF und LSF . . . . .	2
1.1.2 Lösung für ein beliebiges Schichtsystem . . . . .	4
1.2 Ergebnisse . . . . .	10
1.2.1 Erweiterte Definition für thermisch dünn und thermisch dick . . . . .	12
1.2.2 Explizite Ergebnisse für PSF und LSF für thermisch dünn und thermisch dick . . . . .	13
1.3 Auflösung und Phase des LIT-Signals . . . . .	14
1.3.1 Ortsauflösung . . . . .	14
1.3.2 Phase eines homogenen Signals und Normierung . . . . .	18
1.3.3 Verallgemeinerte Darstellung von Ortsauflösung und Phase . . . . .	19
1.4 Experimentelle Bestätigung . . . . .	20
1.4.1 Fall (b): Silizium auf Glas . . . . .	22
1.4.2 Fall (c): dickes Silizium . . . . .	22
1.4.3 Fall (a): Silber auf einem dünnem Glas-Objektträger . . . . .	23
1.5 Zusammenfassung . . . . .	24
<b>2 Möglichkeiten der LIT-Untersuchung an (Dünnschicht-) Solarmodulen</b>	<b>26</b>
2.1 Blick auf die aktive Schicht, Fall (1) . . . . .	26
2.2 Blick auf die geschwärzte aktive Schicht, Fall (2) . . . . .	27
2.3 Blick auf die laminierte aktive Schicht, Fall (3) . . . . .	28
2.4 Blick auf die Glassubstratrückseite, Fälle (4) und (5) . . . . .	29
2.4.1 Signalentstehung . . . . .	29
2.4.2 Quantitative Behandlung . . . . .	30
2.4.3 Temperaturdrift . . . . .	35
2.5 Zusammenfassung . . . . .	35
<b>3 Einfluss des Wärmeaustauschs mit der Umgebung</b>	<b>37</b>
3.1 Abschätzung der Wärmeübergangszahl . . . . .	38
3.1.1 Wärmestrahlung . . . . .	39
3.1.2 Wärmeleitung und freie Konvektion . . . . .	40
3.1.3 Wärmeleitung zum Probenhalter . . . . .	45
3.2 Einfluss des Wärmeaustauschs mit der Umgebung auf das Messergebnis . . . . .	45
3.2.1 Allgemeine Behandlung . . . . .	45
3.2.2 Anwendung auf thermisch dünne und thermisch dicke Proben . . . . .	48

## Inhaltsverzeichnis

3.3	Experimentelle Bestätigung . . . . .	50
3.3.1	Thermisch dünn: Solarzelle auf einem Probenhalter . . . . .	50
3.3.2	Thermisch dick: Dünnschicht solarzelle . . . . .	52
3.4	Zusammenfassung . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Peltiereffekte in der Lock-in-Thermographie</b>	<b>56</b>
4.1	Thermodynamische Grundlagen . . . . .	56
4.1.1	Majoritätsladungsträger . . . . .	56
4.1.2	Minoritätsladungsträger . . . . .	59
4.2	Werte und relevante physikalische Mechanismen für Silizium . . . . .	61
4.2.1	Diffusiver Anteil . . . . .	61
4.2.2	Phonon Drag . . . . .	63
4.3	Thermographische Methode zur Messung des Peltierkoeffizienten . . . . .	65
4.3.1	Prinzip . . . . .	66
4.3.2	Ergebnisse an multikristallinem Material . . . . .	68
4.3.3	Ergebnisse an CSG-Material . . . . .	70
4.4	Peltiereffekte bei der LIT an verschiedenen Arbeitspunkten . . . . .	73
4.4.1	DLIT: Zelle unbeleuchtet, äußere Spannung . . . . .	73
4.4.2	$V_{oc}$ -ILIT: Zelle beleuchtet, offene Klemmen . . . . .	74
4.4.3	mpp-ILIT: Zelle beleuchtet, am Punkt maximaler Leistung . . . . .	75
4.4.4	$J_{sc}$ -ILIT: Zelle beleuchtet, im Kurzschluss . . . . .	76
4.5	Effekte an Kontaktfingern von waferbasierten Zellen . . . . .	76
4.6	Zusammenfassung . . . . .	82
<b>5</b>	<b>Anwendung auf CSG: Bestimmung der Diodeneigenschaften</b>	<b>83</b>
5.1	Probenbeschreibung . . . . .	83
5.2	Erläuterung eines typischen Bildes . . . . .	86
5.3	Simulation . . . . .	87
5.3.1	Elektrische Simulation: Finite Differenzen . . . . .	88
5.3.2	Thermische Simulation . . . . .	90
5.4	Experimentelle Spannungsreihe . . . . .	92
5.4.1	Messung der Serienwiderstände . . . . .	92
5.4.2	Einzelzellenkontaktierung . . . . .	94
5.4.3	Messreihe . . . . .	95
5.5	Ergebnisse . . . . .	95
5.5.1	Simulierte und experimentelle Bilder . . . . .	95
5.5.2	Experimentelle und simulierte Kennlinien . . . . .	100
5.5.3	Simulierter Einfluss von Grooves und Streifenmuster unter Beleuchtung . . . . .	101
5.6	Zusammenfassung . . . . .	103
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung der Arbeit und Ausblick</b>	<b>105</b>

# 1 Analytische Beschreibung der Wärmeausbreitung in Dünnschichtproben

Beim Versuch, Lock-in-Thermogramme von CSG-Solarmodulen theoretisch zu verstehen, stellte sich heraus, dass keines der bekannten Modelle die Wärmeausbreitung in diesen Proben hinreichend beschreibt. Die theoretische Beschäftigung mit diesem Problem führt zu einer Reihe von interessanten Einsichten über die Wärmeausbreitung in der Lock-in-Thermographie (LIT).

Das zentrale Ergebnis dabei ist das Konzept einer thermischen Transferfunktion TTF in Analogie zur optischen Transferfunktion. In diesem Kapitel wird zunächst diese Funktion allgemein eingeführt und ein Verfahren angegeben, mit dem sie für beliebige Schichtsysteme bestimmt werden kann. Dieses Verfahren wird dann angewendet, um konkrete Ergebnisse für Systeme aus dünner Schicht auf Substrat für die Anwendung auf das CSG-System abzuleiten. Die Phasen- und Ortsauflösungseigenschaften der Wärmeausbreitung in solchen Systemen werden mithilfe der TTF diskutiert.

Die gewonnenen Ausdrücke wurden in drei verschiedenen Systemen erfolgreich experimentell getestet.

## 1.1 Theorie

Für die Auswertung von LIT-Ergebnissen stehen im Wesentlichen zwei Apparatefunktionen oder Point Spread Functions (PSFs) zur Beschreibung der Wärmeausbreitung direkt zur Verfügung. Für das *thermisch dicke* Modell nimmt man an, dass die Rückseite des homogenen Materials so weit entfernt ist, dass sie die Wärmeausbreitung nicht mehr beeinflusst. Für das *thermisch dünne* Modell hingegen nimmt man an, dass sie so nah an der Oberfläche ist, dass sich keine Temperaturgradienten senkrecht zu den Oberflächen ausbilden können, die Wärmeausbreitung also im Wesentlichen zweidimensional ist. Der Zwischenfall, dass das homogene Material thermisch weder dünn noch dick ist, lässt sich über eine unendliche Reihe von Spiegelwärmequellen (siehe § 10.10 in Carslaw-Jaeger [2]) behandeln. Allgemeine Darstellungen dieser Theorie sind in [3, 4] zu finden, für den Fall der LIT ist sie in [1] behandelt.

Eine umfangreiche Literaturrecherche (siehe [5]) hat ergeben, dass dieses experimentell häufig anzutreffende Problem einer thermisch dünnen, hochwärmeleitenden Schicht auf einem dicken Substrat noch nicht gelöst wurde, obwohl die dazu notwendige Randbedingung schon im von Carslaw und Jaeger eingeführt wurde ([2], § 1.9 H) und für einen transienten, nicht zeitharmonischen Fall gelöst wurde (§ 14.11).

Für den Fall gekoppelter Schichten erfordert die Lösung des Wärmeleitungsproblems eine zweidimensionale Fouriertransformation in der Bildebene. Die entstehende fourier-

transformierten PSF lässt auch ohne Rücktransformation Rückschlüsse über die Wärmeausbreitung zu (insbesondere zur erreichbaren Ortsauflösung, Abschnitt 1.3.1) und kann direkt für die Entfaltung von thermischen Signalen (z. B. Wiener-Filter [6]) genutzt werden. Sie steht dabei in direkter Analogie zur optischen Transferfunktion [7, 8]. Die Darstellung in diesem Kapitel ist von dieser Analogie geleitet und beginnt daher mit der Einführung der Transferfunktion (Abschnitt 1.1.1).

Mithilfe eines Matrixformalismus (vorgeschlagen für das eindimensionale Problem in Carslaw-Jaeger, erweitert dargestellt in [9]<sup>1</sup>) lassen sich beliebige  $n$ -Schicht-Systeme behandeln, aus denen das ursprüngliche Problem einer hochwärmeleitenden Schicht auf dickem Substrat als Spezialfall hervorgeht. Der Fall einer thermisch dünnen Schicht im Schichtstapel fügt sich natürlich in diesen Formalismus ein. In Abschnitt 1.1.2 wird die Matrixmethode vorgestellt und in 1.2 auf die für Dünnschichtsolarzellen interessierenden Fälle spezialisiert. Die übliche Definition von thermisch dünn und thermisch dick muss dafür allerdings erweitert werden (Abschnitt 1.2.1). Weiterhin zeigt sich, dass für den Fall eines homogenen Materials, das weder dick noch dünn ist, durch die Transferfunktion auf die unendliche Reihe von Spiegelwärmequellen verzichtet werden kann und damit die Behandlung deutlich vereinfacht wird.

Zusätzlich zum Nutzen für die LIT ist die hier dargestellte Methode auch für andere Messmethoden nützlich, in denen die Temperaturantwort auf eine harmonische Anregung ausgewertet wird, z. B. bei der dynamischen Diffusivitätsmessung an dünnen Schichten [11, 12], bei der  $3\omega$ -Methode zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit [13] sowie in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung [14].

Die theoretisch abgeleiteten Beziehungen werden zum Abschluss dieses Kapitels experimentell geprüft (Abschnitt 1.4).

### 1.1.1 Point Spread Function, Thermal Transfer Function und Line Spread Function zur Beschreibung von allgemeinen Abbildungsvorgängen

Für alle abbildenden Systemen tritt zwischen Quelle und Bild Informationsverlust auf, das heißt, das Bild ist stets weniger scharf als das Objekt. Dieser Informationsverlust lässt sich durch die Point Spread Function (PSF) beschreiben. Sie gibt die radialsymmetrische Verteilung  $P(r)$  in der Bildebene an ( $r^2 = x^2 + y^2$ ), die von einer Punktquelle der Intensität 1 erzeugt wird,  $h(x, y) = \delta(x)\delta(y)$ . Die Abbildung ist typischerweise in mehrere Schritte gegliedert, die jeweils eine eigene PSF haben (z. B. von der Probe zum Objektiv, durch die einzelnen Linsen des Objektivs, und schließlich die Digitalisierung im Detektorchip). Dann ist die PSF des gesamten abbildenden Systems die Faltung aller PSFs:

$$P_{\text{ges}}(r) = P_1(r) * P_2(r) * \dots * P_n(r). \quad (1.1)$$

Aus der Optik ist bekannt, dass sich zweidimensional abbildende Systeme günstiger mithilfe des Transferfunktionskonzepts beschreiben lassen [8, 15]. Die Transferfunktion

---

<sup>1</sup>Die Autoren von [9, 10] führen übrigens thermisch dünne, hochwärmeleitende Schichten als Randbedingungen (in [9] „6. und 7. Art“, in [10] aber „4. und 5. Art“) erneut ein, gehen aber in ihrer Anwendung (nur in [10]) nicht über Carslaw-Jaeger hinaus.



$F(k)$  ist definiert als die zweidimensionale Fouriertransformierte der PSF, die im radial-symmetrischen Fall die Form der Hankeltransformation nullter Ordnung annimmt [16] (Ortsfrequenz  $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ ,  $J_0$  ist die Bessel'sche Funktion erster Gattung 0. Ordnung):

$$\begin{aligned} F(k, z) &= \iint_{-\infty}^{\infty} P(r, z) \exp[-i(xk_x + yk_y)] dx dy = \mathcal{F}_{2-d}[P(r, z)] \\ &= 2\pi \int_0^{\infty} P(r, z) J_0(rk) r dr = \mathcal{H}_0[P(r, z)]. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Bei dieser Transformation werden die Ortskoordinaten  $x, y$  in der Ebene durch die Ortsfrequenzen  $k_x, k_y$  ersetzt. Mithilfe des Faltungstheorems [16] vereinfacht sich Gleichung (1.1) dann von einer Faltung zu der einfachen Multiplikation

$$F_{\text{ges}}(k) = F_1(k)F_2(k) \cdots F_n(k). \quad (1.3)$$

Die Kette der Abbildungsvorgänge für den Spezialfall der Thermographie ist, ausgehend von der Temperaturverteilung auf der Probenoberfläche, in [15] ausführlich untersucht. Bei der LIT an Solarzellen und elektrischen Bauelementen ist jedoch das Objekt nicht die Temperaturverteilung auf der Probe, sondern die (meist ebenfalls zweidimensionale)<sup>2</sup> Verteilung der Wärmequellen der Probe. Es bietet sich daher an, die Kette der TTFs (1.3) um einen weiteren Term zu erweitern, der die „Abbildung“ der zweidimensionalen Wärmequellenverteilung in der aktiven Schicht („Objekt“, in  $\text{Wm}^{-2}$ ) auf die Temperaturverteilung auf der Oberfläche der Probe („Bild“, in K) durch die Wärmeleitung beschreibt, also um eine thermische PSF  $P_0(r)$  und eine thermische Transferfunktion (TTF)  $F_0(r)$ .

Die Abbildung einer Flächenleistungsdichte  $Q(x, y)$  auf eine Temperaturverteilung  $T$  berechnet man mithilfe der PSF  $P_0$  als Faltungsintegral und mit der TTF  $F_0$  als Multiplikation im Fourierraum:

$$T(x, y, z) = Q(x, y) * P_0(x, y, z), \quad (1.4)$$

$$\mathcal{F}_{2-d}[T(x, y, z)] = \mathcal{F}_{2-d}[Q(x, y)]F_0(k, z). \quad (1.5)$$

Die Amplitude der Transferfunktionen TTF gibt dabei anschaulich an, wie stark die Wärmeleitung die Amplitude des Temperatursignals gegenüber der Anregung bei einer gegebenen Ortsfrequenz  $k$  dämpft. Die Ortsfrequenz entspricht dabei Details mit einer typischen Ausdehnung von  $s = 2\pi/k$ . Die TTF ist eine komplexwertige Funktion. Betrachtet man die Wirkung der TTF auf eine einzelne Fourierkomponente eines beliebigen Signals, lässt sich die Phase auf zwei Arten deuten. Einerseits kann man sie auffassen als räumliche Verschiebung der in der Ebene sinusförmig modulierten Heizleistung (der einzelnen Fourierkomponente) gegen die mit gleicher Ortsfrequenz modulierte Temperaturresponse. Andererseits kann man sie auffassen als zeitliche Verzögerung zwischen Anregung und Response. Eine solche Doppeldeutigkeit tritt bei der PSF nicht auf, das

---

<sup>2</sup>Der hier entwickelte Formalismus erlaubt beliebige Quell- und Beobachtungstiefen  $z'$  und  $z$ . Um die Analogie zur Optik zu verdeutlichen, werden  $z$  und  $z'$  nicht explizit mitgeführt. Für eine nicht-zweidimensionale Verteilung der Wärmequellen wird ein Integral über  $z'$  notwendig.

Argument der PSF beschreibt stets eine zeitliche Phasenverschiebung, die mit dem Abstand von der Punktquelle zunimmt.

Es zeigt sich, dass in der Beschreibung des Wärmeleitungsproblems in Schichtsystemen mit der TTF relativ einfache mathematische Ausdrücke entstehen, während für die PSFs keine geschlossenen Ausdrücke angegeben werden können. Eine weitere nützliche Eigenschaft der TTF ist, dass sie nicht nur durch eine Standardtransformation mit der PSF sondern auch mit der LSF (Line Spread Function  $L(x)$ , Temperaturantwort auf eine Linienquelle parallel zur Probenoberfläche,  $h(x) = \delta(x)$ ) verknüpft ist. Die entsprechenden Transformationsgleichungen sind (zusammen mit denen für die PSF) [7]:

$$F(k, z) = \int_{-\infty}^{\infty} L(x, z) \exp(-ixk) dx = \mathcal{F}[L(x, z)], \quad (1.6a)$$

$$L(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(k, z) \exp(ixk) dk = \mathcal{F}^{-1}[F(k, z)], \quad (1.6b)$$

$$F(k, z) = 2\pi \int_0^{\infty} P(r, z) J_0(rk) r dr = \mathcal{H}_0[P(r, z)], \quad (1.6c)$$

$$P(r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} F(k, z) J_0(rk) k dk = \mathcal{H}_0^{-1}[F(k, z)]. \quad (1.6d)$$

Die TTF lässt sich auch direkt als Systemantwort auf eine hankeltransformierte Punktquelle (oder eindimensional fouriertransformierte Linienquelle) begreifen. Es gilt:

$$Q_F(k) = \mathcal{H}_0[Q_P(x, y)] = \mathcal{F}[Q_L(x)] = 1. \quad (1.7)$$

Das bedeutet: Die TTF ist die Lösung der hankeltransformierten Wärmeleitungsgleichung für die Ortsfrequenz  $k$  bei Anregung  $h_F = 1$  in einer gegebenen Tiefe in der Probe. Nach diesen Definitionen hat die PSF die Einheit K/W (Temperaturfeld ist Punktleistung mal PSF), die LSF die Einheit Wm/K (Temperaturfeld ist Linienleistungsdichte mal PSF) und die TTF die Einheit Km<sup>2</sup>/W (siehe Gleichung 1.2).

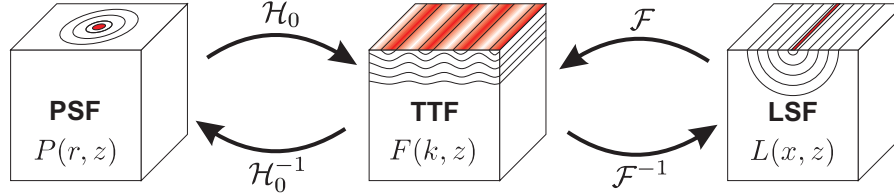
Zusätzlich zu den Fourier- und Hankeltransformationen zwischen PSF, LSF über die TTF ist es auch möglich, die LSF direkt aus der PSF zu berechnen (selbst das inverse Problem ist geschlossen lösbar [7, 17])

$$L(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\sqrt{x^2 + y^2}, z) dy = 2 \int_x^{\infty} \frac{P(r, z) r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr. \quad (1.8)$$

Durch diese Transformationen geht keine Information verloren, PSF, TTF und LSF enthalten die gleiche Information über den Wärmeleitungsprozess. Die Beziehung der drei Funktionen  $P$ ,  $F$  und  $L$  mit den dazugehörigen Quellverteilungen ist in Abb. 1.1 veranschaulicht.

### 1.1.2 Lösung für ein beliebiges Schichtsystem

Im Gegensatz zu der zu diesem Thema entstandenen Veröffentlichung [5] möchte ich hier einen allgemeineren Weg zur Konstruktion von TTFs zeigen. Die Grundidee besteht darin, den für den eindimensionalen Fall weit verbreiteten Matrixformalismus auf die



**Abbildung 1.1:** Beziehung zwischen PSF, TTF und LSF. Quellen und thermische Wellen für diese drei Funktionen sind dargestellt für ein thermisch dickes Medium. Die TTF beschreibt die Systemantwort auf eine flache, räumlich sinusförmig modulierte Heizquelle, die ebenfalls in der Bildebene räumlich sinusförmig modulierte ist. Die für die drei Funktionen relevanten Heizquellen sind (jeweils auf der Oberfläche) rot eingezeichnet. Im Fall radialer Symmetrie enthalten alle drei Funktionen die gleiche Information und lassen sich über Hankel- ( $\mathcal{H}_0$ ) und Fouriertransformationen ( $\mathcal{F}$ ) ineinander umrechnen.

Wärmeausbreitung in radialsymmetrischen Medien anzuwenden. Dazu muss die Wärmeleitungsgleichung für eine einfache Schicht mit noch un spezifizierten Randbedingungen gelöst werden. Aus dieser Lösung lassen sich dann die besonderen Fälle eines thermischen Widerstands und einer thermisch dünnen Schicht entwickeln. Diese Schichten lassen sich zur Lösung beliebiger Schichtsysteme zusammensetzen. Diese Diskussion baut auf eindimensionalen Ansätzen von Carslaw und Jaeger [2] sowie von Feldman [18] auf (siehe auch [19] für Mehrschichtsysteme in der  $3\omega$ -Methode).

### Wärmeleitungsgleichung und Matrixlösung

Die Schicht  $j$  sei in  $x$ - $y$ -Richtung unendlich ausgedehnt und homogen, die  $z$ -Koordinate gehe von 0 (Vorderseite) bis zur Schichtdicke  $l_j$  (Rückseite). Die Wärmeleitungsgleichung ist dann

$$0 = \Delta T_j(r, z)e^{i\omega t} - \frac{1}{D_j} \frac{\partial}{\partial t} [T_j(r, z)e^{i\omega t}]. \quad (1.9)$$

In dieser Wärmeleitungsgleichung ist kein Quellterm vorhanden, Wärmeeintrag ist damit nur über die beiden Grenzflächen der Schicht möglich. Das ist aber keine Einschränkung, wie unten gezeigt wird. Alle Randbedingungen haben ebenfalls eine Zeitabhängigkeit der Form  $e^{i\omega t}$ , sodass sich diese Terme aus der Wärmeleitungsgleichung kürzen, Phasenverschiebungen sind durch die Argumente der komplexen Zahlen vollständig dargestellt.

Die gesuchte Größe ist die TTF, dafür muss die hankeltransformierte Wärmeleitungsgleichung gelöst werden:

$$\begin{aligned} 0 &= - \left( \frac{i\omega}{D_j} + k^2 \right) T_j(k, z) + \frac{\partial^2 T_j(k, z)}{\partial z^2} \\ 0 &= -\eta_j^2 T_j(k, z) + \frac{\partial^2 T_j(k, z)}{\partial z^2}. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Gleichung (1.10) entspricht formal einer eindimensionalen Wellengleichung mit  $\eta_j = \sqrt{i\omega/D_j + k^2}$  als Wellenvektor. Die Länge des Wellenvektors ist eine charakteristische

Länge des Systems. Damit sind die Grenzfälle „thermisch dünn“ und „thermisch dick“ für  $|\eta_j l_j| \ll 1$  und  $|\eta_j l_j| \gg 1$  zu erwarten. Da  $\eta_j l = \sqrt{2i(l_j/\Lambda_j)^2 + (kl_j)^2}$  folgt daraus, dass die übliche Definition von thermisch dünn und dick durch das Verhältnis von Schichtdicke und thermischer Diffusionslänge  $l/\Lambda$  nur für den Fall homogener Anregung ( $k = 0$ ) ausreichend ist. In Abschnitt 1.2.1 wird dieses Problem genauer untersucht. Die allgemeine Lösung von (1.10) ist

$$T_j(k, z) = A_j(k) \exp(\eta_j z) + B_j(k) \exp(-\eta_j z). \quad (1.11)$$

An der Oberfläche und an der Rückseite der Schicht gibt es bestimmte Temperaturverteilungen. Ebenso kann es durch beide Oberflächen eine beliebige Verteilung des Wärmeflusses geben,  $f_j(x, y, z) = -\lambda \partial T_j(x, y, z) / \partial z$  (positiv bei Fluss in  $z$ -Richtung). Diese vier Funktionen sind entweder durch Kontakt mit Nachbarschichten gegeben oder durch die (noch nicht spezifizierten) Randbedingungen an den Oberflächen des Schichtstapels.

Durch Einsetzen dieser beliebigen Temperatur- und Flussverteilungen an den Oberflächen erhält man folgende Matrixgleichung, zweigestrichene Größen beziehen sich auf die Vorderseite, eingestrichene Größen auf die Rückseite der Schicht im Stapel:

$$\begin{pmatrix} T_j'' \\ f_j'' \end{pmatrix} = M_j \cdot \begin{pmatrix} T_j' \\ f_j' \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

mit der Matrix

$$M_j = \begin{pmatrix} \cosh \eta_j l_j & -\frac{1}{\eta_j \lambda} \sinh \eta_j l_j \\ -\eta_j \lambda \sinh \eta_j l_j & \cosh \eta_j l_j \end{pmatrix}. \quad (1.13)$$

Diese Gleichung verknüpft nun nur noch die Oberflächengrößen, so können zum Beispiel aus Temperatur und Fluss auf der einen Seite die daraus folgenden Verteilungen auf der anderen Seite bestimmt werden. Wenn die Werte innerhalb der Schicht gefragt sind, also die  $z$ -Abhängigkeit von (1.11) ausgewertet werden soll, kann sie durch ein Aufspalten der Matrix in der Tiefe  $z$  wiedergewonnen werden, wie später ausgeführt wird.

Liegen mehrere Schichten in direktem Kontakt aufeinander, so müssen Temperatur an der Grenzfläche und Wärmestrom durch die Grenzfläche gleich sein,  $T_i' = T_{i+1}''$ ,  $f_i' = f_{i+1}''$ . Daher gilt für einen Stapel aus  $n$  Schichten eine Matrixmultiplikation:

$$\begin{pmatrix} T_{\text{vorn}} \\ f_{\text{vorn}} \end{pmatrix} = M_1 \cdot M_2 \cdots M_i \cdot M_{i+1} \cdots M_{n-1} \cdot M_n \cdot \begin{pmatrix} T_{\text{hinten}} \\ f_{\text{hinten}} \end{pmatrix}. \quad (1.14)$$

Die Rückführung auf eine einfache Matrixmultiplikation erlaubt es, ein allgemeines Verfahren anzugeben, um TTFs von Schichtsystemen zu berechnen.

### Spezialfälle: thermischer Widerstand und hochwärmeleitende Schicht

Eine thermisch dünne Schicht in einem Schichtstapel kann sich entweder wie ein thermischer Widerstand oder wie eine hochwärmeleitende Schicht verhalten. Typische thermische Kontaktwiderstände sind die Grenzflächen von aufeinandergepressten oder aneinandergeklebten Materialien (Typ a). Der Wärmefluss ist an beiden Seiten der Schicht

gleich,  $f' = f''$ ; die Temperaturamplitude fällt (in Richtung des Wärmestroms) um  $T' - T'' = Rf'$  ab. Die Matrix eines thermischen Widerstands ist damit bestimmt:

$$M_R = \begin{pmatrix} 1 & -R \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.15)$$

Werte für Kontaktwiderstände hängen empfindlich von der Oberflächenbeschaffenheit und vom Anpressdruck ab und sind daher theoretisch schwierig zu behandeln. Korrelationen für verschiedene Materialkombinationen und Anpressdrücke sind z. B. in [20, 21] angegeben.

Auch Materialübergänge ohne jeden Spalt haben einen gewissen thermischen Übergangswiderstand. Dieser Effekt ist als Kapitza-Widerstand bekannt und ist zumeist sehr klein, typische Werte sind in [22] angegeben.

Schlecht wärmeleitende, dünne Schichten in gutem thermischen Kontakt mit einer besser wärmeleitenden Umgebung (z. B. eine dünne  $\text{SiO}_2$ -Schicht in Silizium) lassen sich ebenfalls mit einer Matrix wie (1.15) beschreiben. Dann gilt (Dicke  $l$ , Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$ )

$$R = l/\lambda. \quad (1.16)$$

Falls diese dünne Schicht von gleich oder schlechter wärmeleitendem Material umgeben ist, dann hat der thermische Widerstand keinen Einfluss.

Das andere Extrem ist die hochwärmeleitende, thermisch dünne Schicht (z. B. ein Diamantfilm auf Glas oder die polykristalline Siliziumschicht bei CSG; „highly heat conductive layer“, HCL). Bei einer gut wärmeleitenden Schicht kann sich kein Temperaturgradient über die Schichtdicke ausbilden,  $T' = T''$ . Aufgrund ihrer gegenüber der Umgebung deutlich höheren Wärmeleitfähigkeit verbreitet sie die Wärme in der  $x$ - $y$ -Ebene, wie beschrieben durch die zweidimensionale Wärmeleitungsgleichung (mit dem zweidimensionalen Laplaceoperator  $\Delta_2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ ):

$$l(\lambda\Delta_2 T - c_p\rho i\omega T) = f'' - f'. \quad (1.17)$$

Nach der Hankeltransformation lässt sich die zweite Matrixgleichung direkt ablesen:

$$-l\lambda\eta^2 T = f'' - f', \quad (1.18)$$

$$M_{\text{HCL}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -l\lambda\eta^2 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.19)$$

Dünne Schichten mit einer Wärmeleitfähigkeit, die weder deutlich größer (HCL) noch deutlich geringer (thermischer Widerstand) ist als die Wärmeleitfähigkeit der umgebenden Materialien, sind vernachlässigbar. Daher gibt es keinen Übergangs- oder Zwischenfall zwischen thermischem Widerstand und hochwärmeleitender Schicht.

Die Matrixgleichungen für thermischen Widerstand und hochwärmeleitende Schicht folgen auch aus der allgemeinen Formeln für eine endlich dicke Schicht (1.13) im thermisch dünnen Grenzfall  $|\eta l| \ll 1 \rightarrow \exp(\eta l) \approx 1 + \eta l$ :

$$M_{\text{HCL/R}} = \begin{pmatrix} 1 & -l/\lambda \\ -l\lambda\eta^2 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.20)$$

Wie oben erläutert, ist jeweils nur entweder der Charakter eines thermischen Widerstandes oder einer hochwärmeleitenden Schicht wirksam, abhängig von der Umgebung der Schicht; daher hat stets eines der beiden Nichtdiagonalelemente von (1.20) keinen Einfluss auf die Wärmeausbreitung.

Falls die Eigenschaften der dünnen Schicht (HCL oder thermischer Widerstand, d. h.  $|\eta l| \ll 1 \rightarrow \exp(\eta l) \approx 1 + \eta l$ ) über die Dicke der Schicht variieren, gelten die obigen Matrizen mit folgenden Ersetzungen:

$$d\lambda_f \rightarrow \int_z \lambda_f(z) dz, \\ D_f = dc_{pf} \varrho_f / d\lambda_f \rightarrow \frac{\int_z c_{pf}(z) \varrho_f(z) dz}{\int_z \lambda_f(z) dz}. \quad (1.21)$$

### Randbedingungen

Die Matrixgleichung (1.14) besteht aus zwei skalaren Gleichungen und hat vier Unbekannte:  $T_{\text{vorn}}$ ,  $T_{\text{hinten}}$ ,  $f_{\text{vorn}}$  und  $f_{\text{hinten}}$ . Durch Randbedingungen müssen zwei davon vorgegeben werden. Für die Wärmeausbreitung sind drei verschiedene Typen von Randbedingungen denkbar: die quasi-adiabatische, die isotherme und die thermisch dicke Randbedingung.

Eine offene Oberfläche kann Wärme mit der Umgebung durch Strahlung, Wärmeleitung und Konvektion austauschen. Die korrekte Behandlung dieses Austausches erfordert es, Emissivitätsvariationen auf der Oberfläche zu bestimmen, den thermischen Kontaktwiderstand zwischen Probe und Probenhalter experimentell zu bestimmen sowie das Strömungsfeld der Luft über der Probe auszurechnen. Bei der LIT werden daher die Versuchsbedingungen üblicherweise so gewählt, dass der Wärmeaustausch mit der Umgebung das oszillierende Signal nicht stört, also  $f_{\text{vorn}} = 0$  bzw.  $f_{\text{hinten}} = 0$  näherungsweise gilt. Ob diese *quasi-adiabatischen Randbedingung* gegeben ist, kann man experimentell prüfen [1] oder theoretisch abschätzen, mit der TTF auch für beliebige Schichtsysteme, siehe Kapitel 3 und [23].

Bei isothermen Kontakt zwischen einem Probenhalter und einer Probenoberfläche ist die Temperatur*modulation* stets 0, daher ist diese Randbedingung durch  $T_{\text{vorn/hinten}} = 0$  gegeben. Diese Randbedingung tritt auf, wenn eine Probenseite in gutem thermischen Kontakt mit einem Körper großem Wärmeeindringkoeffizienten (*effusivity*) ist; experimentell ist diese Randbedingung selten anzutreffen.

Falls das System auf einer Seite mit einer *thermisch dicken Schicht* endet, wäre der nahe liegende Ansatz, das System durch eine Matrix für die reale Dicke der Schicht und eine quasi-adiabatischen Randbedingung abzuschließen. Das ist jedoch nicht möglich, da die Randbedingung an der Rückseite gemäß der Definition einer thermisch dicken Schicht, dass die Rückseite keinen Einfluss auf die Wärmewelle hat, nicht eingeht. Das erkennt man mathematisch daran, dass die Matrix (1.13) im thermisch dicken Grenzfall  $\eta l \rightarrow \infty$  divergiert. Thermisch dicke Schichten lassen sich aber durchaus mit dem Matrixformalismus behandeln, indem man die dicke Schicht selbst als Randbedingung auffasst. Diese Randbedingung lässt sich bestimmen, indem man (1.12) umstellt und den

Grenzübergang zum thermisch dicken Verhalten  $|\eta l| \rightarrow \infty$  ausführt. Das ergibt folgende Beziehungen, die jeweils Temperatur und Fluss auf einer Seite verknüpfen:

$$T' = \frac{f' \cosh \eta l - f''}{\eta \lambda \sinh \eta l} \approx \frac{f'}{\eta \lambda},$$

und

$$T'' = \frac{f' - f'' \cosh \eta l}{\eta \lambda \sinh \eta l} \approx -\frac{f''}{\eta \lambda}.$$

Daraus folgt für den Fall, dass die letzte Schicht in einem Stack thermisch dick ist:

$$f_{\text{hinten}} = -\eta \lambda T_{\text{hinten}}. \quad (1.22)$$

Für den untypischen Fall, dass die thermisch dicke Schicht auf der Vorderseite der Probe ist, gilt

$$f_{\text{vorn}} = \eta \lambda T_{\text{vorn}}. \quad (1.23)$$

Diese Bedingung ist nützlich, um den Einfluss von Wärmeleitung in die Luftschicht über der Probe ausrechnen möchte (siehe Abschnitt 3.1.2). Für die Diffusivität  $D$  im Wellenvektor  $\eta = \sqrt{i\omega/D + k^2}$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  sind die des thermisch dicken Materials einzusetzen.

Die thermisch dicke Randbedingung beschreibt einen Zwischenfall zwischen der quasi-adiabatischen und der isothermen Randbedingung. Welche der drei Bedingungen für ein gegebenes Problem sinnvoll ist, hängt ab vom Verhältnisses der Wärmeeindringkoeffizienten der abschließenden Materialien (z. B. Silizium an Luft für quasi-adiabatisch, Polymer auf Kuperblock für isotherm). Um zu prüfen, ob quasi-adiabatische Randbedingungen an Luft gegeben sind, ist es zusätzlich nötig, Strahlung und Konvektion zu betrachten [23].

### Quelle und Beobachtungspunkt

Bisher sind noch keine Quellen in dem Formalismus enthalten. Nimmt man adiabatische Randbedingungen an, reduziert sich die Matrixgleichung auf  $0 = 0$ . Eine beliebige, ebene, zweidimensional fouriertransformierte Quellverteilung  $Q(k_x, k_y)$  zwischen den Schichten  $i$  und  $i + 1$  lässt sich jedoch wie folgt in die Matrixgleichung einfügen:

$$\begin{pmatrix} T_{\text{vorn}} \\ f_{\text{vorn}} \end{pmatrix} = M_{\text{vorn}} \left[ \begin{pmatrix} 0 \\ Q \end{pmatrix} + M_{\text{hinten}} \begin{pmatrix} T_{\text{hinten}} \\ f_{\text{hinten}} \end{pmatrix} \right], \quad (1.24)$$

mit  $M_{\text{vorn}} = M_1 \cdot M_2 \cdots M_i$  und  $M_{\text{hinten}} = M_{i+1} M_{i+2} \cdots M_n$ . Falls vor oder hinter der Quelle keine weiteren Schichten mehr vorhanden sind, wird  $M_{\text{vorn}}$  bzw.  $M_{\text{hinten}}$  zur Einheitsmatrix. Wenn das Gleichungssystem (1.24) gelöst ist, lassen sich die fouriertransformierte Temperatur  $T(k_x, k_y, z)$  und der Fluss  $f(k_x, k_y, z)$  an jeder Position im Schichtsystem für  $Q(k_x, k_y)$  ausgehend von  $T_{\text{vorn}}$ ,  $f_{\text{vorn}}$  oder  $T_{\text{hinten}}$ ,  $f_{\text{hinten}}$  bestimmen.

Für diese Rechnung ausgehend von  $T_{\text{vorn}}$ ,  $f_{\text{vorn}}$  sind noch die inversen Matrizen notwendig:

$$(M_1 \cdot M_2 \cdots M_n)^{-1} = M_n^{-1} \cdot M_{n-1}^{-1} \cdots M_1^{-1}, \quad (1.25)$$

$$M_j^{-1} = \begin{pmatrix} \cosh \eta_j l_j & \frac{1}{\eta_j \lambda} \sinh \eta_j l_j \\ \eta_j \lambda \sinh \eta_j l_j & \cosh \eta_j l_j \end{pmatrix}, \quad (1.26)$$

$$M_{R,j}^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & R_j \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.27)$$

$$M_{\text{HCL},j}^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \eta_j^2 l_j \lambda_j & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.28)$$

Nach (1.7) ist die TTF  $F(k, z)$  die fouriertransformierte Temperatur in der Tiefe  $z$  bei Anregung  $h = 1$  mit Ortsfrequenz  $k$ , das heißt

$$F(k, z) = T(k_x, k_y, z)|_{h=1}. \quad (1.29)$$

## 1.2 Ergebnisse

In diesem Abschnitt soll die im letzten Abschnitt entwickelte Rechenmethode auf das Problem der hochwärmeleitenden Schicht (HCL, *highly conductive layer*) auf Substrat bei quasi-adiabatischen Randbedingungen angewendet werden. Diese Situation, Abb. 1.2(a), ist experimentell besonders häufig, und es ist daher nützlich, hierfür explizite Ergebnisse anzugeben.

Die Temperaturverteilungen bei einer (fouriertransformierten) Heizdichte  $Q$  in der Tiefe  $z'$  ist nach (1.24)

$$\begin{pmatrix} T_{\text{vorn}} \\ 0 \end{pmatrix} = M_{\text{HCL}} \cdot M_{z'} \left[ \begin{pmatrix} 0 \\ Q \end{pmatrix} + M_{l-z'} \begin{pmatrix} T_{\text{hinten}} \\ 0 \end{pmatrix} \right], \quad (1.30)$$

wobei der Index die Dicke  $l_j$  der jeweiligen Schicht bezeichnet. Die gesamte Substratdicke ist  $l$ . Aus beiden Gleichungen lassen sich  $T_{\text{vorn}}$  und  $T_{\text{hinten}}$  bestimmen. Die Temperaturverteilung in der Tiefe  $z$  ist durch die jeweils obere Teilgleichung der folgenden Matrixgleichungen gegeben:

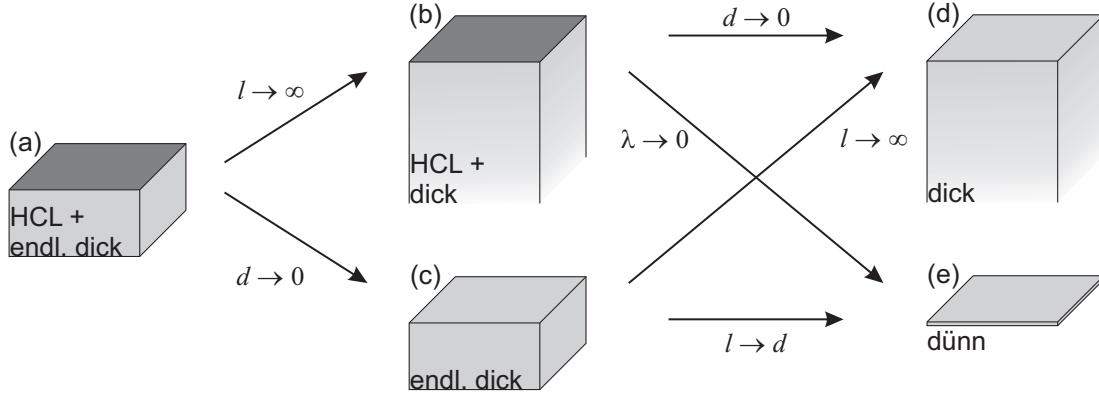
$$\begin{pmatrix} T_z \\ f_z \end{pmatrix} = M_{l-z} \begin{pmatrix} T_{\text{hinten}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

für  $z > z'$  (Beobachtungsebene unter der Quellebene) sowie

$$\begin{pmatrix} T_z \\ f_z \end{pmatrix} = M_z^{-1} \cdot M_{\text{HCL}}^{-1} \begin{pmatrix} T_{\text{vorn}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

für  $z < z'$ . Die Transferfunktion ist definiert als Antwort auf eine fouriertransformierte Heizdichte mit Amplitude 1. Durch Einsetzen von  $Q = 1$  wird die Temperaturverteilung





**Abbildung 1.2:** Grenzfälle der Wärmeleitung ausgehend von einer thermisch dünnen Schicht auf einem Substrat ( $d$ : Schichtdicke,  $l$ : Substratdicke,  $\lambda$ : Wärmeleitfähigkeit des Substrats). Für diese Fälle sind in Tabelle 1.1 TTF-Lösungen angegeben; die Pfeile zeigen die notwendigen Grenzübergänge.

$T_z$  zur gesuchten Transferfunktion  $F(k, z)$  (der Fluss bei Tiefe  $z$ ,  $f_z$ , ist ein Nebenprodukt der Rechnung). Für den Fall der HCL auf Substrat führt diese Rechnung auf das Endergebnis für die TTF:

$$F_a(k, z) = \frac{\cosh \eta(l - z)}{\lambda \eta} \frac{d\lambda_f \eta_f^2 \sinh \eta z' + \lambda \eta \cosh \eta z'}{d\lambda_f \eta_f^2 \cosh \eta l + \lambda \eta \sinh \eta l} \quad \text{für } z > z', \quad (1.33)$$

$$F_a(k, z) = \frac{\cosh \eta(l - z')}{\lambda \eta} \frac{d\lambda_f \eta_f^2 \sinh \eta z + \lambda \eta \cosh \eta z}{d\lambda_f \eta_f^2 \cosh \eta l + \lambda \eta \sinh \eta l} \quad \text{für } z > z', \quad (1.34)$$

Beide Ausdrücke sind identisch bis auf eine Vertauschung von  $z$  und  $z'$ . Diese Eigenschaft spiegelt die Symmetrie zwischen Quelle und Aufpunkt von PSFs (bzw. Green'schen Funktionen) wider.

Ein wichtiger Spezialfall ist der, dass die Wärmeerzeugung in der thermisch dünnen Schicht erfolgt (hier wäre das die aktive Schicht einer Dünnschicht-Solarzelle) und auch die Detektion des Temperaturprofils an der Oberfläche erfolgt (z. B. durch die IR-Emission der geschwärzten Oberfläche),  $z = z' = 0$ . Dann gilt:

$$F_a(k) = \frac{1}{\lambda} \frac{\lambda \cosh \eta l}{d\lambda_f \eta_f^2 \cosh \eta l + \lambda \eta \sinh \eta l}. \quad (1.35)$$

Durch einfache Grenzwertbetrachtungen lässt sich das Ergebnis des HCL auf Substrat (a) weiter spezialisieren auf die Fälle eines HCL auf einem thermisch dicken Substrat (b), auf ein Substrat ohne HCL (c) sowie auf die Grenzfälle einer einzelnen thermisch dicken (d) oder dünnen Schicht (e). Diese Fälle sowie die Grenzübergänge, durch die sie aus (a) bestimmt werden können, sind in Abb. 1.2 veranschaulicht. Die entsprechende TTFs für alle in Abb. 1.2 dargestellten Fälle sind in Tabelle 1.1 gezeigt.

Fall	$F(k, z)$	$F(k)$ für $z = z' = 0$
(a)	$\frac{\cosh \eta(l - z')}{\lambda \eta} \frac{d\lambda_f \eta_f^2 \sinh \eta z + \lambda \eta \cosh \eta z}{d\lambda_f \eta_f^2 \cosh \eta l + \lambda \eta \sinh \eta l}$	$\frac{\cosh \eta l}{d\lambda_f \eta_f^2 \cosh \eta l + \lambda \eta \sinh \eta l}$
(b)	$\frac{e^{-\eta z'}}{\lambda \eta} \frac{d\lambda_f \eta_f^2 \sinh \eta z + \lambda \eta \cosh \eta z}{d\lambda_f \eta_f^2 + \lambda \eta}$	$\frac{1}{d\lambda_f \eta_f^2 + \lambda \eta}$
(c)	$\frac{\cosh \eta(l - z')}{\lambda \eta} \frac{\cosh \eta z}{\sinh \eta l}$	$\frac{1}{\lambda \eta} \coth \eta l$
(d)	$\frac{\exp(-\eta z')}{\lambda \eta} \cosh \eta z$	$\frac{1}{\lambda \eta}$
(e)	—	$\frac{1}{d\lambda_f \eta_f^2} \frac{1}{\eta_f^2}$

**Tabelle 1.1:** TTFs für die Fälle (a) bis (e) in Abb. 1.2. Angegeben für Beobachtung über der Quelle ( $z \leq z'$ ),  $z$  und  $z'$  vertauschen für  $z > z'$ .

Der Fall einer einzelnen Schicht endlicher Dicke (c) wurde bereits von verschiedenen Autoren behandelt [1, 3, 24, 25]. Die Lösungen basieren auf dem Argument der Spiegelwärmeequellen [2] im untransformierten Raum und führen auf eine unendliche Summe von Punktquellen. Verglichen mit dieser unendlichen Summe von Punktquellen ist es numerisch vorteilhaft, stattdessen mit der TTF im fouriertransformierten Raum zu arbeiten. Die TTF-Lösung für Fall (c) wurde schon implizit von Salazar *et al.* [12] verwendet, um zu ihrer Lösung für das Temperaturfeld einer durch einen Laser mit Gaußprofil angeregten Schicht zu gelangen (Appendix A in [12]). Der Fall einer hochwärmeleitenden Schicht endlicher Dicke auf einem thermisch dickem Substrat mit  $z = z' = 0$  wurde bereits von Fréigny *et al.* [26] behandelt. Es ist leicht zu zeigen, dass ihr Integrand im Grenzfall einer thermisch dünnen Schicht  $\bar{T}$  auf die TTF für Fall (b) führt.

### 1.2.1 Erweiterte Definition für thermisch dünn und thermisch dick

Wie bei der Diskussion der Wärmeleitungsgleichung (1.10) angedeutet, konvergieren die Grenzfälle zum thermisch dickem Fall ( $l \rightarrow \infty$ ) und zum thermisch dünnem Fall nicht, wenn nur die Standarddefinition von thermisch dünn und dick angenommen wird. Diese lautet, dass eine Probe dünn/dick ist, wenn das Verhältnis von Probendicke zu thermischer Diffusionslänge  $l/\Lambda$  klein/groß ist (siehe z. B. [27]). Die Wärmeleitungsgleichung ist jedoch nicht von diesem Verhältnis, sondern vom Wellenvektor  $\eta$  bestimmt. Daher muss stattdessen der Term  $|\eta l|$  betrachtet werden:

$$|\eta l| = \left| \left[ l^2 \frac{i\omega}{D} + l^2 k^2 \right]^{1/2} \right| = \left| \left[ 2i \left( \frac{l}{\Lambda} \right)^2 + 4\pi^2 \left( \frac{l}{s} \right)^2 \right]^{1/2} \right|, \quad (1.36)$$

der von der Modulation des Signals mit Raumfrequenz  $k = 2\pi/s$  abhängt. Der Wert von  $s$  beschreibt dabei die Größe der charakteristischer Details, die ausgewertet werden sollen.

Eine Schicht kann durch eine thermisch dünne Näherung beschrieben werden, wenn  $|l\eta| \ll 1$ . Diese Relation enthält zwei notwendige Bedingungen. Die erste ist die klassische Definition von thermisch dünn,  $l/\Lambda \ll 1$ . Das ist nicht ausreichend für inhomogene Erwärmung weil  $|\eta l|$  nicht klein ist, wenn detaillierte Wärmequellen untersucht werden und hohe Ortsfrequenzen  $k$  von Interesse sind. Daher muss zusätzlich zu  $l/\Lambda \ll 1$  auch  $l/s \ll 1$  gegeben sein, damit eine thermisch dünne Näherung nützliche Ergebnisse liefert.

Die Notwendigkeit der zweiten Bedingung kann man sich leicht veranschaulichen [1, Kapitel 4.1]: Man stelle sich eine Punktquelle in einem  $l = 0,2$  mm dicken Silizium-Wafer vor, die mit 1 Hz angeregt wird. Die thermische Diffusionslänge ist  $\Lambda = 5,4$  mm, sodass die Bedingung  $l \ll \Lambda$  gut erfüllt ist. Offensichtlich ist aber das Temperaturfeld in einem Radius unter 0,2 mm nicht „näherungsweise zweidimensional“, wie für die Herleitung der thermisch dünnen Lösung angenommen. Bei deutlich größeren Radien (geringe  $k$ ) entspricht das Temperaturfeld dann wieder der thermisch dünnen Näherung.

Ein analoger Gedankengang führt zu einer erweiterten Definion von thermisch dick. Die entsprechenden Ausdrücke werden erreicht wenn  $|l\eta| \gg 1$ . Demzufolge ist thermisch dickes Verhalten nicht nur gegeben wenn  $l \ll \Lambda$  sondern auch, wenn sehr kleine Details untersucht werden.

### 1.2.2 Explizite Ergebnisse für PSF und LSF für thermisch dünn und thermisch dick

PSF und LSF können in allen Fällen durch die Integraltransformationen nach Gleichung (1.6b) and (1.6d) numerisch berechnet werden. Für die Fälle (d) und (e) lassen sich diese Integrale auch analytisch auflösen. Diese Ergebnisse finden sich in der Literatur an verschiedenen Stellen und seien hier nur der Vollständigkeit halber aufgeführt. Für den thermisch dünnen Fall gilt (Fall (e), siehe § 13.51, Eq. (5) in [28], Integral vom Hankel-Typ):

$$P_e(r) = \frac{1}{2\pi d\lambda_f} \int_0^\infty \frac{k J_0(rk)}{\eta_f^2} dk = \frac{1}{2\pi d\lambda_f} K_0 \left( r \sqrt{\frac{i\omega}{D_f}} \right) \quad (1.37)$$

wobei  $K_0$  die modifizierte Bessel'sche Funktion zweiter Gattung (oder MacDonald'sche Funktion) 0. Ordnung bezeichnet. Der thermisch dicke Fall (d) lässt sich lösen, indem man die Relation (siehe [28], § 13.47, Gleichung (2) mit  $\mu \rightarrow 0$ ,  $\nu \rightarrow 1/2$ ,  $t \rightarrow r$ ,  $b \rightarrow k$  und  $a \rightarrow \sqrt{i\omega/D}$ )

$$\mathcal{H}_0 \left[ \frac{1}{2\pi} \frac{\exp \left( -\sqrt{i\omega(r^2 + z^2)} \right)}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right] = \frac{\exp(-\eta|z|)}{\eta} \quad (1.38)$$

auf die beiden Terme der TTF für den thermisch dicken Fall anwendet. Das Ergebnis ist:

$$\begin{aligned}
 P_d(r, z) &= \mathcal{H}_0^{-1} \left[ \frac{1}{2\lambda\eta} \left( e^{-\eta|z'-z|} + e^{-\eta|z'+z|} \right) \right] \\
 &= \frac{\exp \left[ -\sqrt{i\omega[r^2 + (z - z')^2]/D} \right]}{4\pi\lambda\sqrt{r^2 + (z - z')^2}} \\
 &\quad + \frac{\exp \left[ -\sqrt{i\omega[r^2 + (z + z')^2]/D} \right]}{4\pi\lambda\sqrt{r^2 + (z + z')^2}}.
 \end{aligned} \tag{1.39}$$

Die beiden Terme in (1.39) können interpretiert werden als eine Quelle in der Tiefe  $z'$  und ihre an der Probenoberfläche reflektierte „Spiegelwärmequelle“, siehe § 10.10 in Carslaw-Jaeger [2]. Die Ausdrücke (1.37) and (1.39) sind bekannt und z. B. in Breitenstein *et al.* [1] sowie Mandelis [24] veröffentlicht (dort als „three-dimensional semi-infinite“ und „two-dimensional Green's function“ bezeichnet und bei Mandelis mit einer anderen Konvention für die Einheit der PSF gegeben).

Die Ausdrücke für die LSFs sind

$$L_e(x) = \frac{1}{2d\lambda_f\sqrt{i\omega/D_f}} \exp \left( -|x|\sqrt{\frac{i\omega}{D_f}} \right) \tag{1.40}$$

für den thermisch dünnen Fall und

$$\begin{aligned}
 L_d(x, z) &= \frac{1}{2\pi\lambda} K_0 \left( \sqrt{\frac{i\omega[x^2 + (z' - z)^2]}{D}} \right) \\
 &\quad + \frac{1}{2\pi\lambda} K_0 \left( \sqrt{\frac{i\omega[x^2 + (z' + z)^2]}{D}} \right)
 \end{aligned} \tag{1.41}$$

für den thermisch dicken Fall. Die Linienwärmequelle ist in beiden Fällen bei  $x = 0$  angenommen. Auch diese Ausdrücke stimmen mit den in der Literatur gefundenen überein (z. B. in [24, 25, 4], wieder mit anderer Einheitenkonvention). Die Ähnlichkeit einer LSF in einem dicken Medium (1.41) und der PSF in einem dünnen Medium (1.37) ist nicht zufällig, da beide Probleme zweidimensional sind. Ebenso ist die LSF für den thermisch dünnen Fall die Lösung eines eindimensionalen Problems, das mathematisch analog zu dem einer ebenen Wärmewelle in einem homogenen Medium ist [1, 24]. Die Konsistenz der Grenzfälle mit den in der Literatur angegebenen Lösungen bestätigt die TTF-Lösungen.

## 1.3 Auflösung und Phase des LIT-Signals

### 1.3.1 Ortsauflösung

Bei der Anwendung in der LIT ist es von großem Interesse zu wissen, mit welcher Auflösung das Temperaturfeld die Wärmequellenverteilung widerspiegelt. Diese Frage lässt

sich für homogene Proben (thermisch dick und dünn) mit dem Verweis auf die thermische Diffusionslänge als charakteristische Länge der Wärmediffusion beantworten: Je weiter die Wärme in einer Lock-in-Periode von ihrem Entstehungsort diffundieren kann, desto weniger gut gibt die Temperaturverteilung die Wärmequellenverteilung wider [1]. Für Mehrschichtsysteme ist dieses Kriterium allerdings nicht mehr anwendbar, da verschiedene Materialien mit verschiedenen thermischen Diffusionslängen die Wärmeausbreitung beeinflussen. So ist z. B. für die in Kapitel 5 beschriebenen CSG-Proben bei einer Lock-in-Frequenz von 10 Hz die thermische Diffusionslänge im Silizium-HCL 1,8 mm aber nur 0,14 mm im Glassubstrat. Daraus lässt sich keine Aussage über die Auflösung des Temperatursignals gewinnen, ein neues Kriterium ist daher notwendig. Die TTF liefert ein solches, sogar auf beliebige Schichtsysteme anwendbares, Kriterium.

Die Verteilung der Wärmeerzeugung kann sehr hohe Ortsfrequenzen enthalten (bei Solarzellen z. B. ein punktförmiger lokaler Kurzschluss oder ein durch eine Ritzung erzeugtes Gebiet lokal erhöhten Dunkelstroms). Wie bereits bei der Einführung der TTF in 1.1.1 erwähnt, wirkt die TTF wie ein räumlicher Tiefpassfilter, der hohe Ortsfrequenzkomponenten stärker dämpft als niedrige. Dieses Verhalten ist durch die Cutoff-Ortsfrequenz beschrieben, die üblicherweise als die Ortsfrequenz definiert ist, bei der das Signal um einen Faktor  $\sqrt{2}$  (3 dB) gegenüber dem Signal bei Ortsfrequenz 0 (dem Signal von einer homogenen Quelle) abgefallen ist, also

$$\begin{aligned} |F(k_c)| &= |F(0)|/\sqrt{2}, \\ s_c &= 2\pi/k_c. \end{aligned} \tag{1.42}$$

Das bedeutet, dass ein Auflösungsstestobjekt mit Heizstreifen im Abstand von  $s_c$  (zwischen den Mittellinien der Streifen) einen Temperaturkontrast zeigen wird, der um einen Faktor  $1/\sqrt{2} \approx 0,71$  schlechter ist als für ein Testobjekt mit einem Streifenabstand  $s \gg s_c$ . Ein kombiniertes Testobjekt mit abgestuften Abständen zwischen den Heizstreifen (analog zum 1951 USAF test target) ließe sich daher zur experimentellen Bestimmung der Auflösung in diesem Sinne verwenden.<sup>3</sup> Für bekannte TTFs (siehe Tabelle 1.1) lässt sich dieses Kriterium aber auch direkt rechnerisch auswerten. An dieser Stelle sollte angemerkt werden, dass das Cutoff-Kriterium bei 3 dB recht willkürlich ist und nicht bedeutet, dass höhere Ortsfrequenzen gar nicht mehr übertragen würden. Insbesondere bei Punkt- und Linienquellen direkt an der Oberfläche von Proben divergiert das Signal an Quellposition. In diesem Fall können also auch Objekte detektiert werden, die deutlich kleiner als  $s_c$  sind [1]. Die Erklärung dieses scheinbaren Widerspruchs liegt im genauen Verlauf von  $F(k)$ , deren volle Information nicht in einer einfachen Zahl wie  $s_c$  enthalten sein kann.

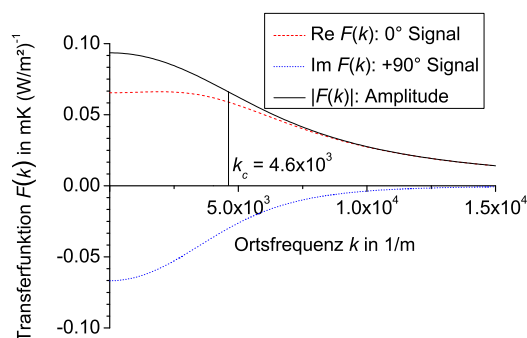
Für den thermisch dicken und den thermisch dünnen Fall lässt sich das so definierte Auflösungskriterium leicht mit der thermischen Diffusionslänge vergleichen, indem man die Auflösungsungleichung (1.42) mit den entsprechenden TTFs löst und die thermische Diffusionslänge einsetzt:

$$s_c^{\text{dick}} = \sqrt[4]{\frac{4}{3}}\pi\Lambda \approx 3,38\Lambda, \tag{1.43}$$

---

<sup>3</sup>Im Kontext der Impulsthermographie und für Einkerbungen in die Rückseite des Mediums statt Heizern wurde ein solcher Ansatz bereits vorgeschlagen [29], jedoch nicht weiter verfolgt.

## 1 Analytische Beschreibung der Wärmeausbreitung in Dünnschichtproben



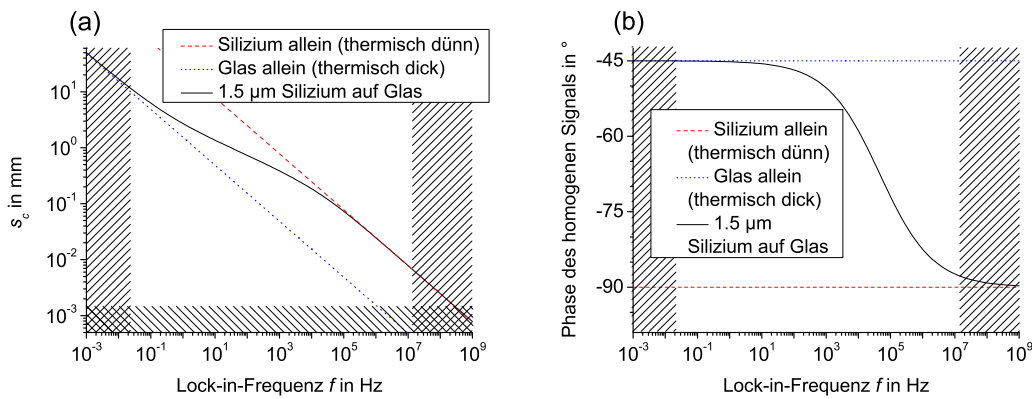
**Abbildung 1.3:** Real- und Imaginärteil der TTF für das CSG-System bei 10Hz. Die Cutoff-Ortsfrequenz  $k_c$  dieses Systems entspricht einer Ortsauflösung von  $s_c = 1,4$  mm.

$$s_c^{\text{dünn}} = \sqrt{2}\pi\Lambda \approx 4,44\Lambda. \quad (1.44)$$

Die  $s_c$  sind direkt proportional zur thermischen Diffusionslänge, allerdings mit unterschiedlichen Faktoren (Wert der Faktoren hängt ab vom Cutoff bei 3 dB). Daher wird für zwei verschiedene Proben des gleichen Materials, die eine thermisch dick, die andere thermisch dünn, die Ortsauflösung in der dicken Probe durch das neue Kriterium als etwas besser eingeschätzt als für die thermisch dünne Probe. Für alle anderen Fälle außer thermisch dick und dünn muss Gleichung (1.42) numerisch gelöst werden.

Das Ortsauflösungskriterium soll nun angewandt werden, um das Verhalten der LIT für CSG-Proben besser zu verstehen. Für die Wärmeausbreitung sind nur die  $1,5 \mu\text{m}$  dicke, vollständig (poly-)kristalline Siliziumschicht und das dicke Borosilikatglassubstrat wichtig. In Abb. 1.3 ist die (komplexwertige) TTF für eine Lock-in-Frequenz von 10 Hz gezeigt; die Wärmeerzeugung geschieht in der Siliziumschicht und damit genauso wie die Detektion an der Oberfläche,  $z = z' = 0$ . In der Abbildung ist auch die Cutoff-Frequenz für das System gezeigt. Die aus der TTF mittels (1.42) bestimmte Ortsauflösung des kombinierten Systems ist mit  $s_c = 1,4$  mm zwischen denen von thermisch dünnem Silizium allein ( $s_c^{\text{dünn}} = 7,8$  mm) und dem von thermisch dickem Glas allein ( $s_c^{\text{dick}} = 0,5$  mm).

Abbildung 1.4(a) zeigt die Frequenzabhängigkeit der Auflösung in CSG verglichen mit der für Wärmeausbreitung in Silizium oder Glas allein (die ungekoppelten Systeme). Man erkennt, dass das System sich für sehr hohe Lock-in-Frequenzen dem thermisch dünnen Verhalten annähert und zwar in dem Maße, wie die Eindringtiefe der Wärmewellen in das Glas abnimmt. Für sehr niedrige Lock-in-Frequenzen hingegen nähert es sich dem thermisch dicken Verhalten an, weil der Beitrag der Schicht zur Gesamtwärmeleitung abnimmt. Im Übergangsbereich (bei experimentell typischen Frequenzen) ist der Anstieg der Kurve geringer als in den beiden Grenzfällen. In doppelt logarithmischer Darstellung ist der Anstieg mit  $\approx -1/4$  deutlich flacher als  $-1/2$  in beiden Grenzfällen. Das bedeutet, dass eine verdoppelte Lock-in Frequenz die Ortsauflösung nicht um einen Faktor  $\sqrt{2} \approx 1,41$  verbessert, sondern nur um einen Faktor  $2^{1/4} \approx 1,19$ . Eine verallgemeinerte Version



**Abbildung 1.4:** Berechnete Ortsauflösung (a) und Phase des homogenen Signals (b) für CSG-Proben über einen großen Bereich von Lock-in-Frequenzen. Die Grenzfälle thermisch dick und dünn sind zum Vergleich als Asymptoten eingezeichnet. In den schattierten Bereichen ist die Näherung für den Fall einer hochwärmeleitende, thermisch dünne Schicht auf thermisch dickem Substrat, Fall (b), ungültig (siehe Text).

dieses Graphs ist möglich und wird in Abschnitt 1.3.3 beschrieben.

Eine Darstellung, der Abb. 1.4(a) ähnlich ist, wurde von Maznev *et al.* [30] entwickelt. Sie lösen die Wärmeleitungsgleichung (mit HCL) durch einen „Ansatz“, der einer Wärmequellenverteilung in einer Ebene senkrecht zur Oberfläche entspricht und von den Autoren nicht weiter diskutiert wird. Sie interpretieren dann einen Term in der Lösung als horizontale Wellenzahl und seinen inversen Betrag als charakteristische Länge. Diese etwas willkürlich definierte charakteristische Länge zeigt eine ähnliche Frequenzabhängigkeit wie  $s_c$ .

Die Abb. 1.4 entnommenen Werte für die Ortsauflösung sind nur gültig, wenn die Annahmen für diesen Fall weiterhin gültig sind (siehe auch 1.2.1). Damit das Glassubstrat als thermisch dick angenommen werden kann, ist es ausreichend, zu prüfen, ob  $\Lambda(f) \ll l$  bei der Frequenz  $f = \omega/2\pi$ . (Das andere hinreichende Kriterium für thermisch dickes Verhalten,  $s \ll l$ , kann nie für alle  $s$  im Bereich von  $s_c$  bis  $\infty$ , die für das Ortsauflösungskriterium ausgewertet werden, erfüllt sein.) Damit die hochwärmeleitende Siliziumschicht als thermisch dünn angenommen werden kann, muss  $s \gg d$  bis hinab zu  $s_c \gg d$  erfüllt sein. Zudem muss  $\Lambda_f(f) \gg d$  gelten. Diese drei Bedingungen können in Abb. 1.4 geprüft werden, indem man zwei vertikale Linien bei den Lock-in-Frequenzen  $\Lambda(f) = l$  und  $\Lambda_f(f) = d$  einzeichnet, sowie eine horizontale Linie bei  $s_c = d$ . (Diese dritte Bedingung ist unkritisch im vorliegenden Fall.) In den in der Abbildung schattiert dargestellten Bereichen hinter diesen Linien sind die Näherungen für den Fall einer hochwärmeleitende, thermisch dünne Schicht auf thermisch dickem Substrat, Fall (b), klar ungültig.

### 1.3.2 Phase eines homogenen Signals und Normierung

Eine räumlich homogene Quelle entspricht einer Ortsfrequenz von 0. Daher ist das Argument der TTF bei  $k = 0$  die Phasenverschiebung zwischen einer homogenen Anregung und dem daraus folgenden Temperaturmodulationssignal. Für thermisch dicke und dünne Proben ist bekannt, dass diese Phase  $-45^\circ$  und  $-90^\circ$  ist [1]. Die Phase des homogenen Signals ist für den CSG-Fall in Fig. 1.4(b) dargestellt. Man erkennt, dass der Übergang von thermisch dickem zu thermisch dünnem Verhalten bei höheren Lock-in-Frequenzen geschieht als bei der Ortsauflösung 1.4(a). Die Ursache dafür ist, dass die TTF bei verschiedenen Ortsfrequenzen  $k = k_c$  sowie  $k = 0$  ausgewertet wird und niedrige Ortsfrequenzen tendenziell weniger von der hochwärmeleitenden Schicht beeinflusst sind.

Für quantitative Auswertung von punktförmigen und ausgedehnten Defekten ist es möglich, die an diesen Defekten verbrauchte Leistung zu bestimmen, indem man das Temperatursignal bei einer bestimmten Phase  $S^\varphi$  in einem Bereich mit einem genügend weiten Umfang um den Defekt (zusätzlicher Abstand etwa  $2\Lambda$  [1, 31]) integriert.  $S^\varphi(x, y)$  bestimmt man wie folgt aus der komplexwertigen Temperatur  $T$  (das ist eine Funktion des LIT-Auswerteprogramms):

$$S^\varphi(x, y) = \text{Re}[\exp(-i\varphi)T(x, y)] \quad (1.45)$$

Die *image integration method* [31] basiert darauf, dass das radiale Integral über eine Punktquelle innerhalb weniger Diffusionslängen einen Grenzwert erreicht, der direkt proportional zu der im Punkt dissipierten Leistung ist. Dieses Argument lässt sich durch Superposition von Wärmequellen auf ausgedehnte Quellen erweitern (aber nur, wenn sie in einer Ebene  $z'$  liegen). Es stellt sich die Frage, welche Phase  $\varphi$  dafür besonders günstig ist.

Für eine Punktquelle ist das radiale Integral:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty S^\varphi(r)2\pi r dr &= \text{Re} \left[ \exp(-i\varphi)a \int_0^\infty P(r)2\pi r dr \right] \\ &= \text{Re} [\exp(-i\varphi)aF(0)] \\ &= |F(0)|a \cos[\arg F(0) - \varphi], \end{aligned} \quad (1.46)$$

dabei ist  $P(r)$  die PSF,  $a$  die Leistung in W. Das Integral gegen  $\infty$  erreicht seinen Endwert bereits bei etwa zwei thermischen Diffusionslängen, oder für Schichtsysteme entsprechend bei etwa  $s_c/2$ .

Aus Gleichung 1.46 folgt, dass man maximales Signal-Rausch-Verhältnis erreicht, wenn  $\varphi$  gleich der Phase des homogenen Signals  $\arg F(0)$  ist. Abbildung 1.4(b) zeigt, dass an CSG-Proben für die am Institut üblichen Lock-in-Frequenzen von  $< 100$  Hz die Abweichung von dem für thermisch dicke Proben typischen Wert von  $-45^\circ$  noch recht klein ist.

Begreift man das Thermogramm als ein experimentell verbreitetes Bild der Wärmequellenverteilung, ist eine Skalierung in  $\text{Wm}^2\text{K}^{-1}$  wünschenswert. Für experimentell aufgenommene Bilder ist der Proportionalitätsfaktor  $f$  oft bekannt als Verhältnis von Bildintegral (in  $\text{Km}^2$ ) dividiert durch die Anregungsleistung (in W). Theoretisch ist er



nach (1.46) gegeben durch

$$f = |F(0)| \cos[\arg F(0) - \varphi]. \quad (1.47)$$

Der Absolutwert der TTF bei  $k = 0$  gibt also den Proportionalitätsfaktor zwischen Anregung und Signal an.

### 1.3.3 Verallgemeinerte Darstellung von Ortsauflösung und Phase

Die Graphen zu Ortsauflösung und Phase (Abb. 1.4) lassen sich verallgemeinern und in einer einzigen Darstellung für beliebige HCL-auf-Substrat-Systeme zeigen. Dazu werden alle Materialkombinationen in geeigneten dimensionslosen Parametern erfasst.

Um günstige dimensionslose Parameter zu finden, ist es hilfreich abzuschätzen, welcher Anteil der Wärme bei einer gegebenen Lock-in-Frequenz durch das Substrat und durch die Schicht transportiert werden. Man betrachte den Wärmefluss von einer Punktquelle auf der Probenoberfläche durch einen Zylinder (senkrecht zur Oberfläche) um diesen Punkt, dessen Radius klein gegen die thermischen Diffusionslängen in beiden Materialien ist. Die Wärme, die durch die dünne Oberflächenschicht zum Zylinder transportiert wird, ist direkt proportional zur Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_f$  und der Dicke  $d$  der Schicht. Obwohl das Substrat in der Herleitung von Fall (b) als unendlich dick angenommen wird, dringt die Wärme nur etwa bis zur thermischen Diffusionslänge in das Substratmaterial ein. Das Verhältnis  $v$  der Wärme, die durch Schicht und Substrat transportiert werden, kann daher als

$$v = \frac{\lambda_f d}{\lambda \Lambda} = \sqrt{\frac{\omega}{2h^2 D}} \quad (1.48)$$

abgeschätzt werden. Falls diese Abschätzung physikalisch sinnvoll ist, sollte  $v$  ein dem Problem angepasster Ersatz für die Lock-in-Frequenz  $\omega$  sein. Um die Graphen intuitiver zu machen, ist es günstiger, eine Variable zu verwenden, die direkt proportional zur Frequenz ist. Auch der Faktor 2 sollte unbedeutend sein und wird hier fallengelassen, um die Gleichungen zu vereinfachen. Damit ist die dimensionslose Frequenz  $\omega'$  als

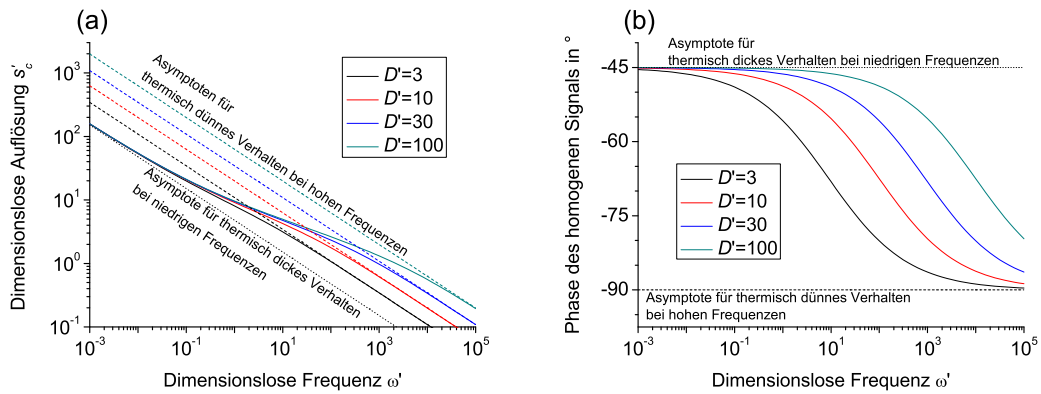
$$\omega' = 2v^2 = \frac{\omega}{h^2 D} \quad (1.49)$$

definiert. Einsetzen in die Auflösungsgleichung (1.42) ergibt für den vorliegenden Fall (b):

$$\left| i\omega' \frac{D}{D_f} + \frac{k_c^2}{h^2} + \sqrt{i\omega' + \frac{k_c^2}{h^2}} \right| = \sqrt{2} \left| i\omega' \frac{D}{D_f} + \sqrt{i\omega'} \right|. \quad (1.50)$$

Die Form dieser Gleichung motiviert es, zwei weitere dimensionslose Variablen einzuführen: das Verhältnis der Diffusivitäten von Schicht und Substrat  $D'$ ,  $D' > 1$  und die dimensionslose Auflösung  $k'_c$ ,  $s'_c$ :

$$D' = \frac{D_f}{D}, \quad k'_c = \frac{k_c}{h}, \quad s'_c = \frac{2\pi}{k'_c} = h s_c. \quad (1.51)$$



**Abbildung 1.5:** Ortsauflösung  $s'_c$  (a) und Phase des homogenen Signals (b) in dimensionslosen Variablen.

Damit wird die Ortsauflösungsgleichung in dimensionslosen Variablen (1.50)

$$\left| i\omega'/D' + k_c'^2 + \sqrt{i\omega' + k_c'^2} \right| = \sqrt{2} \left| i\omega'/D' + \sqrt{i\omega'} \right|. \quad (1.52)$$

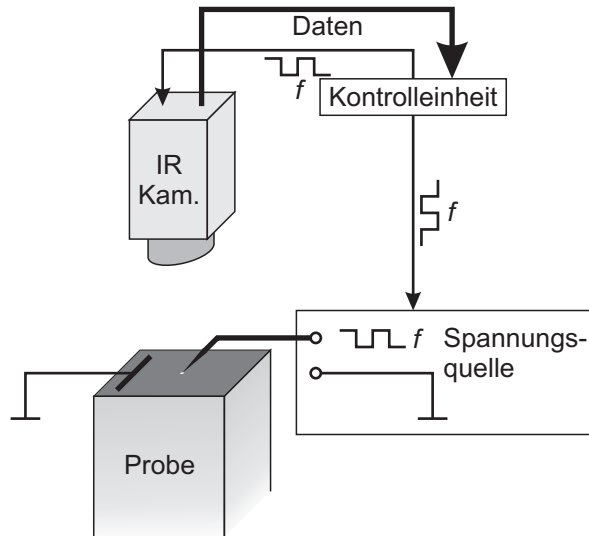
Die Phase des homogenen Signals (siehe 1.3.2) lässt sich ebenfalls so darstellen:

$$\arg F(0) = \arg \left( \frac{1}{i\omega'/D' + \sqrt{i\omega'}} \right). \quad (1.53)$$

Mit diesen beiden Ausdrücken lässt sich nun die Ortsauflösung und Phase für HCL auf thermisch dickem Substrat für beliebige Materialkombinationen in einem Graph darstellen, Abb. 1.5. Wie in 1.3.1 bereits erläutert ist es notwendig zu prüfen, ob die Schicht tatsächlich thermisch dünn und das Substrat tatsächlich thermisch dick ist bei der gegebenen Frequenz. Dieses Verhalten ist von den dimensionslosen Variablen nicht erfasst.

## 1.4 Experimentelle Bestätigung der theoretisch bestimmten PSF/TTF/LSF für die Fälle (a) bis (c)

Die theoretischen Ergebnisse für die behandelten Fälle (außer thermisch dünn und dick), (a) bis (c) in Abb. 1.2, wurden experimentell bestätigt. Dafür wurden drei spezielle Proben benutzt: ein einseitig versilberter Mikroskop-Objektträger (a), eine vereinfachte Teststruktur entsprechend einem CSG-Solarmodul (b) sowie ein dickes Stück Silizium (c). Der LIT-Aufbau für diese Untersuchung ist in Abb. 1.6 gezeigt. Die Oberfläche aller Proben ist elektrisch leitfähig und über einen Streifen leitfähiges Klebeband (Typ Holland Shielding 3202) geerdet. Eine punktförmige Wärmequelle wurde realisiert durch die Joule'sche Erwärmung am elektrischen Kontaktwiderstand zwischen der leitfähigen



**Abbildung 1.6:** Aufbau zur Messung der PSF. Die Heizung am Kontaktwiderstand zwischen Metallspitze und Probenoberfläche nähert experimentell die Punktquelle an (im Bild dargestellt als weißer Fleck).

Probenoberfläche und einer Metallspitze, die die Probenoberfläche berührt. In den Proben ist jeweils die Joule'sche Aufwärmung der Proben durch den Stromfluss zu Masse vernachlässigbar klein. Um Signal nur aus der obersten Schicht zu erhalten, wurden alle Proben mit Sprühfarbe geschwärzt.

Ein Teil der Wärme, die am Kontaktwiderstand erzeugt wird, trägt nicht zur thermischen Welle bei, sondern wird durch die Metallspitze selbst abgeführt. Dieser Effekt beeinflusst nicht die Form der gemessenen PSFs, verringert aber ihre Amplitude um einen schwer abzuschätzenden Betrag. Demzufolge ist es mit dem verwendeten Aufbau nicht möglich, den konstanten Faktor vor den PSFs zu bestätigen. In der Auswertung wurde er als freier Parameter behandelt. Die Herleitung dieser Faktoren wird dadurch gestützt, dass die Grenzwerte zu thermisch dünn und thermisch dick die korrekten Vorfaktoren haben. In diesen beiden Fällen lassen sich diese Faktoren auch durch ein Energieargument bestätigen [1].

Aus den Bildern der Temperaturverteilung um eine Punktquelle ist nicht nur die experimentelle PSF sondern auch die experimentelle LSF einfach zu bestimmen. Die PSF ist dabei ein Linescan von der Spitze nach außen unter einem beliebigen Winkel, die LSF lässt sich bestimmen indem man das Bild entsprechend Gleichung (1.8) integriert. Solche Bildintegrationen sind in Programmen wie `ImageJ` vorgesehen und haben den großen Vorteil, dass deutlich mehr der aufgenommenen Bilddaten eingeht und damit das Signal-Rausch-Verhältnis besser ist. Daher wurde zur Auswertung nur die LSF herangezogen, sie enthält die gleiche Information wie PSF und TTF (siehe Kapitel 1.1.1).

Zuerst sollen die Fälle (b, thermisch dick mit HCL) und (c, homogene Schicht, weder thermisch dünn noch dick) gezeigt werden. Die theoretischen und praktischen Komplikationen einer hochwärmeleitenden Schicht und eines Substrats endlicher Dicke zusammen

ergeben Fall (a). Die Kurven für die theoretischen LSFs wurden jeweils mit einer ein-dimensionalen Fouriertransformation nach 1.6b aus den entsprechenden TTFs (Tabelle 1.1 auf Seite 12) bestimmt.

#### 1.4.1 Fall (b): Silizium auf Glas

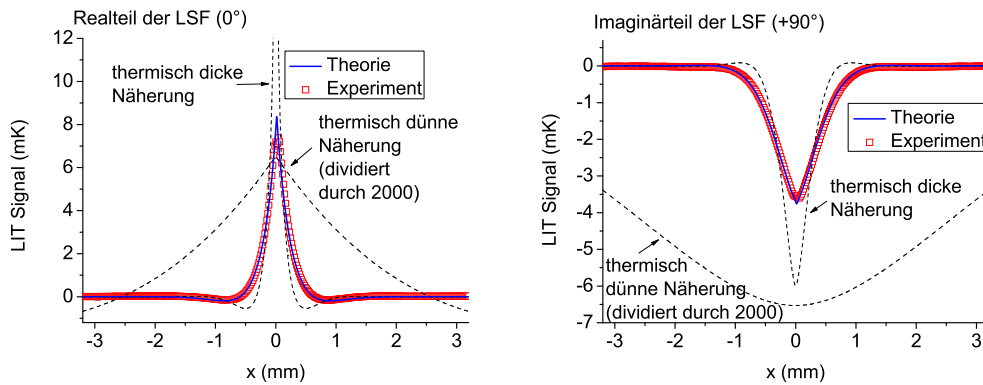
Diese Probe kommt aus der Fertigung der Firma CSG Solar in Thalheim (für Details zur CSG-Solarmodul-Technologie siehe Kapitel 5 und [32]). Bei der Fertigung von CSG-Modulen („Crystalline Silicon on Glass“) wird eine Schicht amorphes Silizium auf 3 mm dickes Borosilikatglassubstrat abgeschieden. Dieses amorphe Material wird über mehrere Stunden in einem Ofen bei 600 °C rekristallisiert bis kein amorpher Anteil mehr übrig ist [33]. Die erzeugte, vollständig polykristalline Siliziumschicht ist etwa 1,5  $\mu\text{m}$  dick und die Kristallite haben eine durchschnittliche radiale Ausdehnung von etwa 2  $\mu\text{m}$ . Bei dieser Schichtdicke und bei Raumtemperatur sind die thermischen Eigenschaften des Materials sehr nah an denen von einkristallinem Silizium [34]. Für optimale Ergebnisse wurden bei dieser Probe alle weiteren Solarmodul-Prozessschritte (Glastextur, Lasergräben, Kontakte) ausgelassen.

Die Messung wurde bei einer Lock-in-Frequenz von 2,9 Hz 2 h lang durchgeführt. Bei dieser Frequenz ist das System klar im Übergangsbereich von thermisch dickem zu thermisch dünnem Verhalten, siehe Abb. 1.4). Abbildung 1.7 zeigt den Real- ( $0^\circ$ ) und Imaginärteil  $+90^\circ$  der experimentellen LSF verglichen mit den entsprechenden theoretischen Ergebnissen für Fall (b) sowie thermisch dick und thermisch dünn. Die experimentelle folgt der theoretischen Kurve sehr genau, nur unmittelbar am Zentrum ist die Abschattung durch die Metallspitze sichtbar. Die thermisch dünne Kurve musste um einen Faktor 2000 herunterskaliert werden aufgrund der geringen Wärmekapazität einer 1,5  $\mu\text{m}$  dünnen Schicht.

#### 1.4.2 Fall (c): dickes Silizium

Fall (c) ist wichtig für homogenes Material, das weder dünn noch dick ist im Vergleich zur thermischen Diffusionslänge oder für hohe Ortsfrequenzen in dünnem Material. Um die experimentellen Schwierigkeiten von hochauflösender Detektion zu vermeiden, wurde hier der Fall eines dicken Siliziumstücks untersucht. Die Probe stammt aus einem experimentellen multikristallinen Silizium-Ingot, der für Kristallqualitätsuntersuchungen senkrecht zur Waferichtung herausgesägt wurde („Mittelbrett“). Die Kristallite haben Größen im cm-Bereich und die Verunreinigungen und Kristalldefekte beeinflussen die thermischen Eigenschaften des Siliziums nicht merklich.

Die Messung wurde bei einer Lock-in-Frequenz von 2,9 Hz 30 min lang durchgeführt. Bei dieser Frequenz ist die thermische Diffusionslänge  $\Lambda = 3,2 \text{ mm}$ , also weder groß noch klein verglichen mit der Probendicke von  $l = 2,15 \text{ mm}$ . Abbildung 1.8 zeigt den Real- ( $0^\circ$ ) und Imaginärteil  $+90^\circ$  der experimentellen LSF verglichen mit den theoretischen Ergebnissen sowie dem thermisch dicken und dünnem Grenzfall. Auch hier ist die Übereinstimmung der experimentellen mit der berechneten Kurve ausgezeichnet. Eine kleine Abweichung ist jedoch bei einer Entfernung von etwa 10 mm von Zentrum erkennbar.



**Abbildung 1.7:** Komplexwertige LSF einer  $1,5\ \mu\text{m}$  dicken Siliziumschicht auf einem  $3\ \text{mm}$  dickem Glassubstrat bei  $2,9\ \text{Hz}$ . Zum Vergleich sind die theoretischen Grenzwerte thermisch dicker Wärmeleitung nur im Glas und thermisch dünner Wärmeleitung nur im Silizium mit eingezeichnet. Aufgrund der niedrigen Flächenwärmekapazität der dünnen Siliziumschicht sind die (rein theoretischen) Temperaturwerte für den thermisch dünnen Grenzfall sehr hoch und mussten herunterskaliert werden.

Diese Abweichung lässt sich auf Reflexionen der thermischen Wellen an den seitlichen Stirnflächen der Probe zurückführen, die nur etwa  $2,2\ \text{cm}$  breit war.

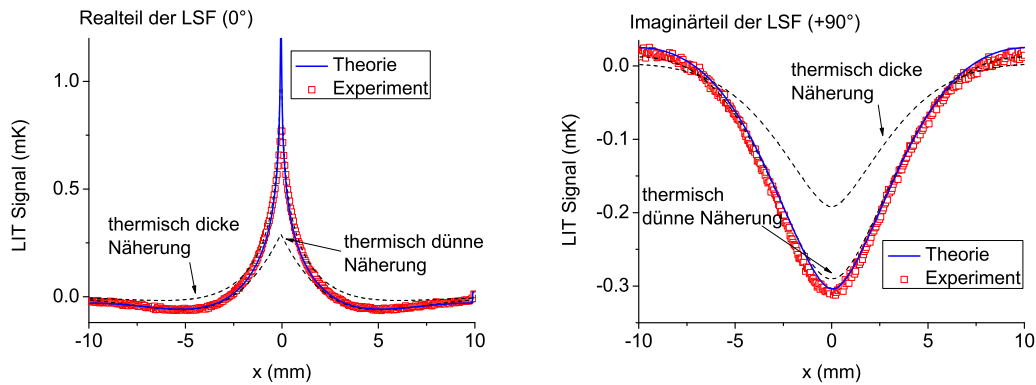
### 1.4.3 Fall (a): Silber auf einem dünnem Glas-Objektträger

Fall (a) ist sowohl theoretisch als auch experimentell der schwierigste. Daher wurde hierfür eine spezielle Probe hergestellt, sodass die Effekte einer hochwärmeleitenden Schicht als auch der endlichen Dicke des Substrats gleichzeitig experimentell sichtbar werden. Die Probe ist ein  $1\ \text{mm}$  dicker Kronglas-Objektträger (für die optische Mikroskopie,  $2,5\ \text{cm}$  breit). Auf diesem Substrat wurde eine  $200\ \text{nm}$  dicke Silberschicht aufgedampft.

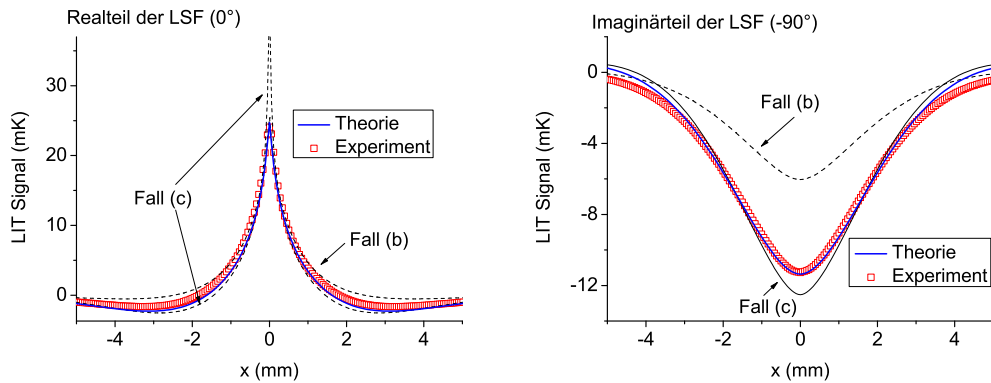
Die Messung wurde bei einer Lock-in-Frequenz von  $0,06\ \text{Hz}$   $4,5\ \text{h}$  lang durchgeführt. Abbildung 1.9 zeigt den Real- ( $0^\circ$ ) und Imaginärteil  $+90^\circ$  der experimentellen LSF. Bei dieser niedrigen Frequenz ist das Substrat nicht mehr für alle Raumfrequenzanteile thermisch dünn,  $\Lambda(0,06\ \text{Hz}) = 1,8\ \text{mm}$ . Die Silberschicht ist hochwärmeleitend und beeinflusst die Wärmeleitung bereits bei  $d = 200\ \text{nm}$  merklich. Zum Vergleich sind in der Abbildung die Grenzfälle (b, thermisch dickes Substrat) und (c, kein HCL) mit dargestellt. Das Verhalten der Probe ist erwartungsgemäß klar zwischen diesen Grenzfällen. Der Realteil des Signals folgt der Theoriekurve gut, allerdings gibt es deutliche Abweichung von der Theorie im Imaginärteil für Entfernungen größer als  $5\ \text{mm}$  vom Zentrum, d. h. für kleine Ortsfrequenzen. Wahrscheinliche Ursache dafür ist (Abschätzung nach [23]) Wärmeleitung zum Probenhalter über die Rückseite, die insbesondere die niedrigen Ortsfrequenzen stört.

Man kann abschätzen, dass die Ursache dafür Wärmeleitung zum Probenhalter über die Rückseite der Probe sein könnten, die insbesondere die kleinen Ortsfrequenzen stört.

## 1 Analytische Beschreibung der Wärmeausbreitung in Dünnschichtproben



**Abbildung 1.8:** Komplexwertige LSF eines 2,15 mm dicken Silizium-Stücks bei 2,9 Hz. Zum Vergleich sind die theoretischen Grenzwerte thermisch dicker und dünner Wärmeleitung mit eingezeichnet. Bemerkenswert ist der Übergang von thermisch dickem zu thermisch dünnem Verhalten im  $0^\circ$ -Signal mit steigendem Abstand vom Zentrum. Aufgrund von Wärmewellenreflexionen an der Probenkante tritt eine gewisse Abweichung von der Theorie im Imaginärteil des Signals auf.



**Abbildung 1.9:** Komplexwertige LSF einer 200 nm dicken Silberschicht auf einem 1 mm dicken Glassubstrat bei 0,06 Hz, verglichen mit Fällen (b) und (c).

### 1.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde das Problem der Wärmeausbreitung für ein allgemeines Schichtsystem gelöst und spezielle Ausdrücke für Systeme aus Substrat und dünner, hochwärmeleitender Schicht abgeleitet. Diese Ausdrücke sind notwendig, um die Wärmeausbreitung in CSG-Solarmodulen insbesondere in Kapitel 5 zu beschreiben. Die Grenzfälle einer

einzelnen thermisch dicken und thermisch dünnen Schicht sind in dieser Beschreibung enthalten.

Interessanterweise konvergiert der Ausdruck für eine einzelne, homogene Schicht nicht gegen den thermisch dünnen Grenzfall, wenn man nur das klassische Kriterium für thermisch dünn anwendet, nämlich dass die thermische Diffusionslänge groß gegen die Schichtdicke sei. Eine erweiterte Definition wird geliefert, die die dreidimensionale Ausbreitung der Wärmewelle für Details kleiner als die Dicke der Probe in Betracht zieht.

In Analogie zur Optik wurde eine Transferfunktion eingeführt, die mathematisch und numerisch leichter als die PSF anwendbar ist. Ihre Interpretation als räumlicher Tiefpassfilter führt zu einem allgemein anwendbaren Auflösungskriterium. In den beiden folgenden Kapiteln wird sie angewendet, um Thermographie durch (weitgehend IR-intransparentes) Glas quantitativ zu verstehen sowie für eine Abschätzung des Einflusses von Wärmeaustausch mit der Umgebung auf Thermographieergebnisse. Im Ausblick könnte die Analogie zum ausgebauten Feld der Fourieroptik neue Perspektiven für die Thermographie bieten.

## 2 Möglichkeiten der LIT-Untersuchung an (Dünnschicht-) Solarmodulen

Es gibt mehrere verschiedene experimentelle Situationen, in denen mittels LIT die Wärmeentwicklung in der aktiven Schicht eines (Dünnschicht-) Solarmoduls abgebildet werden kann. Beste Ergebnisse sind möglich, falls die aktive Schicht offen ist und direkt beobachtet werden kann ( $z = z' = 0$ ). Sinnvolle Aufnahmen sind aber auch durch eine dünne, vollständig IR-intransparente Laminatschicht möglich. Der experimentell schwierigste Fall ist der, dass nur eine (meist etwa 3 mm dicke) Glasschicht zugänglich ist, wie zum Beispiel bei vollständig prozessierten Glas-Glas-Modulen. Erstaunlicherweise lassen sich auch in diesem Fall Ortsauflösungen deutlich unter 1 mm erreichen. Alle diese Varianten lassen sich durch die in diesem Kapitel vorgestellte Theorie gut beschreiben und sind schematisch in Abb. 2.1 dargestellt.

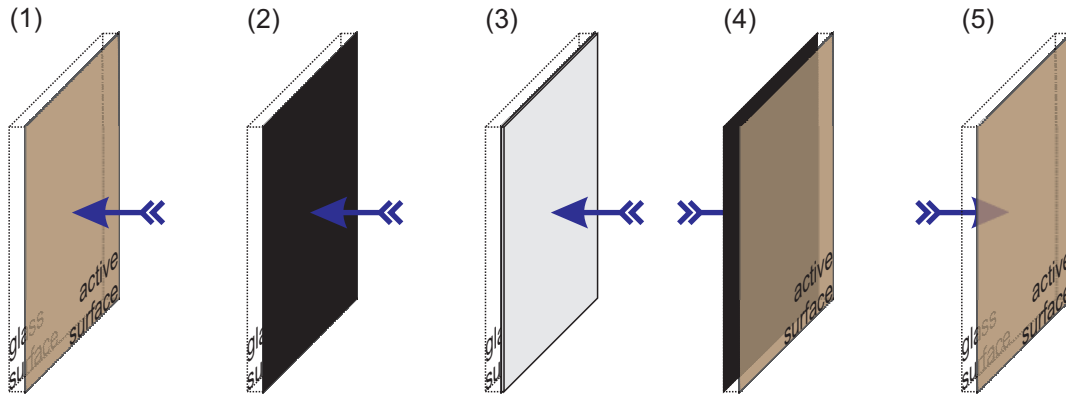
### 2.1 Blick auf die aktive Schicht, Fall (1)

Die aktive Schicht einer Dünnschicht-Solarzelle ist meist vollständig von einer Metallisierungsschicht bedeckt. Im Fall von CSG (Kapitel 5) ist das eine etwa 100 nm [35] dicke Aluminiumschicht. Die Oberfläche ist sehr glatt und hat daher eine Emissivität  $< 0,1$ . Über den Kontaktlöchern ist das Aluminium deutlich rauer und hat eine entsprechend höhere Emissivität. An den Stellen, an denen die Aluminiumschicht gemäß dem Kontaktierungsschema Abb. 5.2(c) geöffnet wurde, ist das Kunststoffharz sichtbar, das eine Emissivität nahe 1 zeigt.

Für quantitative Auswertungen müssen solche Emissivitätsvariationen auf der Oberfläche ausgeglichen werden. Eine Möglichkeit ist eine Korrektur durch verschiedene Gain-Faktoren für die einzelnen Pixel der Kamera ( $K$  Temperaturamplitude pro Zählereignisse im Pixel). Dafür wird die Probe in (unveränderter Umgebung) auf zwei Temperaturwerte um die Messtemperatur gebracht (einige K für ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis) gebracht und dort IR-Bilder aufgenommen. Offset und Anstieg (Zählereignisse pro K) sind dann abhängig von Umgebungsreflexionen und Emissivitätsvariationen und gleichen diese im Thermogramm vollständig aus [1]. Falls die Aufnahme, wie in der LIT üblich, auf die umgesetzte Leistung in  $W/m^2$  normiert wird, ist der Temperaturunterschied zwischen beiden Kalibrierbildern unwichtig, solange er groß genug ist und die Temperatur in der Probe homogen ist [36].

Bei hohen Vergrößerungen können kleine von der Kamerakühlung übertragene Vibrationen oder sonstige Erschütterungen den Bildausschnitt leicht um einen Pixel verschieben. Außerdem ist bei Temperaturänderungen eine kleine laterale Objektdrift nahezu unvermeidlich. Sind zudem, wie bei CSG-Proben, die Emissivitätsveränderungen sehr





**Abbildung 2.1:** Verschiedene Fälle von Blickrichtung (blaue Pfeile) und Oberflächenbeschaffenheiten, die bei der LIT an Modulen auftreten können. (1) Blick auf die (bei Dünnschichtmodulen meist metallisierte) aktive Schicht, (2) Blick auf die geschwärzte (Farbe, Folie) aktive Schicht, (3) Blick auf die laminierte aktive Schicht, (4) Blick auf die geschwärzte Glassubstratrückseite, (5) Blick auf die Glassubstratrückseite.

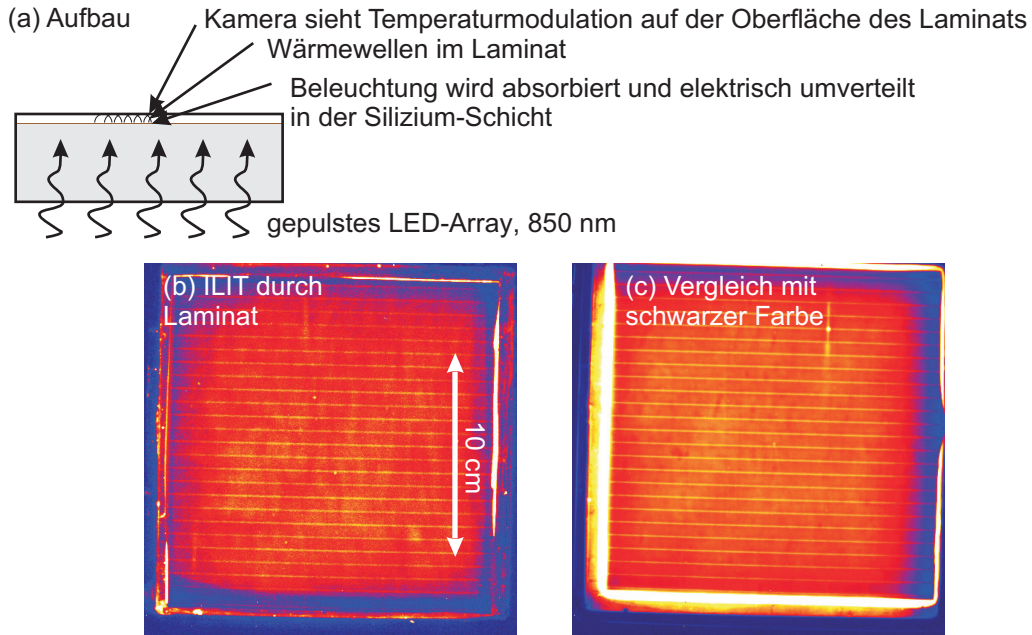
abrupt, erzeugt diese Art der Korrektur falsche Ergebnisse in der Nähe von Emissivitätsstufen.

Ein weiteres experimentelles Problem bei glatt metallisierten Probenoberflächen ist das Signal-Rausch-Verhältnis. Es ist direkt proportional zum Signal, also zur Emissivität  $\varepsilon$ . Weiterhin verbessert es sich bei einer Lock-in-Messung mit der Wurzel der aufgenommenen Bilder,  $\propto \varepsilon\sqrt{N}$ . Das bedeutet, dass für ein verglichen mit einer geschwärzten Oberfläche  $\varepsilon \approx 1$  gleich gutes Bild das Signal von einer Metalloberfläche  $\varepsilon < 0,1$  mehr als 100-fach länger integriert werden muss.

## 2.2 Blick auf die geschwärzte aktive Schicht, Fall (2)

Die klassische Möglichkeit der Emissivitätskorrektur ist, die Proben mit schwarzer Farbe einzusprühen (handelsübliche mattschwarze Sprühfarbe) und damit für eine weitgehend homogene, hohe Emissivität zu sorgen ( $\approx 0,95$ ). Größtes Problem hierbei ist, dass sich die Farbe nicht vollständig entfernen lässt. Daher wurde hier zur Emissivitätskorrektur schwarze Polyethylen (PE)-Folie (schwarze Stretchfolie ratioform rs40, 23  $\mu\text{m}$  dick; großtechnisch hergestellt für Verpackungen) an die Probe angesaugt, die im Spektralbereich der Kamera (*mid-range*, 3...5  $\mu\text{m}$ ) eine Transmission von etwa 0,2 hat (ungefärbtes PE dieser Dicke hat in diesem Bereich eine Transmission von 0,8...0,9 [37]). Auf einer reflektierenden Oberfläche verringert sich dieser Wert auf  $0,2^2 = 0,04$ . Um auch diesen systematischen Fehler auszuschließen, kann zusätzlich die oben beschriebene rechnerische Emissivitätskorrektur angewandt werden.

Es stellt sich die Frage, ob die Farbschicht in der thermischen Behandlung berücksichtigt werden muss. Für genügend niedrige Frequenzen ist die Schicht thermisch dünn und verhält sich wie ein thermischer Widerstand nach Abschnitt 1.1.2. Dabei sind die thermischen Eigenschaften von PE-Folie und die von schwarzer Sprühfarbe recht ähnlich



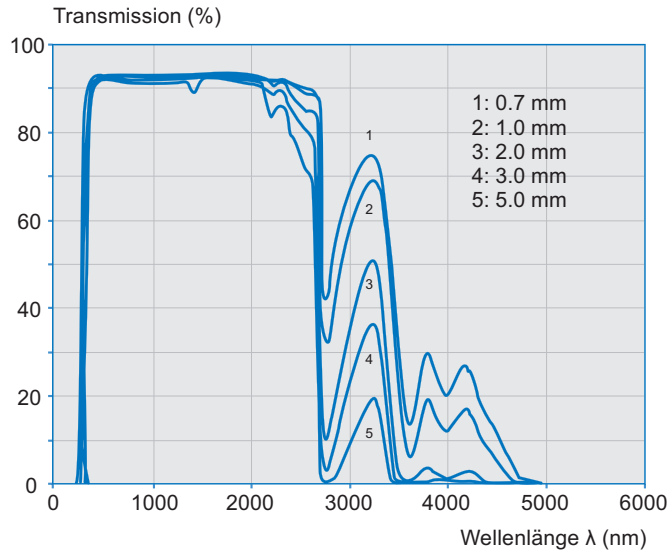
**Abbildung 2.2:**  $V_{OC}$ -ILIT-Experiment als Beispiel für Beobachtung des LIT-Signals durch das Laminat hindurch. Bei den beiden CSG-Proben, mit und ohne Laminat, werden jeweils Ortsauflösungen unter 1 mm erreicht. Für die laminierte Probe ist bei höherer Lock-in-Frequenz als 1 Hz (wie im Beispiel) keine bessere Ortsauflösungen möglich, da diese schon hier durch die Laminatdicke von 650  $\mu\text{m}$  begrenzt ist.

[38]. Unter adiabatischen Bedingungen folgt aus der Matrix (1.15) für den thermischen Widerstand  $T' = T''$ . – Ein thermischer Widerstand, durch den kein Wärmestrom fließt, hat auf beiden Seiten die gleiche Temperatur.

Für hohe Frequenzen verringert sich die thermische Diffusionslänge in der schwarzen Farbe; wenn sie nicht mehr thermisch dünn ist gilt das obige Argument nicht mehr und die schwarze Farbe muss in die Berechnung der Ausbreitungseigenschaften mit einbezogen werden. Unabhängig von der Lock-in-Frequenz ist die Schicht nicht thermisch dünn, wenn hohe Ortsfrequenzen untersucht werden (Abschnitt 1.2.1). Praktisch ist das Ergebnis für hohe Ortsfrequenzen: Die Ortsauflösung kann nicht besser werden als die Dicke der Schicht.

### 2.3 Blick auf die laminierte aktive Schicht, Fall (3)

Bei CSG ist die Laminatschicht etwa 650  $\mu\text{m}$  dick (Ethylvenylazetat, EVA und *back sheet* [35]). Sie lässt sich also bei der Beschreibung der Wärmeausbreitung in der Zelle nicht mehr vernachlässigen. Bei dieser Dicke ist der diffus streuende Kunststoff vollständig intransparent für IR-Strahlung. Dennoch sind brauchbare Aufnahmen auch durch die EVA-Schicht möglich, wobei die Wärmewellen jedoch durch die Schicht stark gedämpft und phasenverschoben werden. Die erreichbare Ortsauflösung ist durch das intranspa-



**Abbildung 2.3:** Transmissionspektrum durch Glas verschiedener Dicken. Das Beispiel ist dem Datenblatt zu Schott Borofloat 33 entnommen, das auch für CSG-Module verwendet wird. Der Spektralbereich der verwendeten IR-Kamera ist 3 000 bis 5 000 nm (MWIR). Die Transmission ist auch für einige mm dicke Substrate nicht vernachlässigbar klein.

rente Laminat auf bestenfalls 650  $\mu\text{m}$  beschränkt.

Abbildung 2.2 zeigt ILIT-Aufnahmen an zwei unkontaktierten CSG-Modulen ( $V_{OC}$ -ILIT, *illuminated lock-in thermography* bei  $V_{OC}$ , der offenen Klemmspannungen des Moduls) bei 1 Hz und einer Beleuchtungsstärke, die etwa 1 sun entspricht. Beleuchtet wird die Zelle von der Glasseite her. Auf der anderen Seite ist die Kamera auf die aktive Seite mit Laminat oder schwarzer Farbe gerichtet. Aufgrund der starken Dämpfung der Wärmewelle im Laminat ist das Signal-Rausch-Verhältnis deutlich schlechter (Messzeit 10 min) als im offenen Fall mit schwarzer Farbe (Messzeit 1 min).

## 2.4 Blick auf die Glassubstratrückseite, Fälle (4) und (5)

### 2.4.1 Signalentstehung

Für vollständig prozessierte Module zwischen zwei Glasplatten (Glas-Glas-Module, z. B. CdTe-Module von First Solar) ist eine Beobachtung von der Glasseite notwendig. Aber auch bei nur einseitig verglasten Modulen ist es möglich, Lock-in-Thermogramme mit auf die Glasseite gerichteter Kamera aufzunehmen. Dabei ist nur die Emissivität von Glas wichtig, sodass keine Emissivitätsinhomogenitäten korrigiert werden müssen (durch schwarze Farbe oder rechnerisch).

Im Infraroten ist Glas stark absorbierend, aber auch eine mehrere mm dicke Glasschicht hat eine gewisse Resttransmission, siehe Abb. 2.3 für das Beispiel von Borosilikatglas. Ein Grenzfall ist das vollständig intransparente Substrat. In diesem Fall erreichen Wärmewellen von der aktiven Vorderseite die Rückseite. Diese sind stark gedämpft

und das entstehende Bild zeigt keine Details, die kleiner sind als die Dicke der Probe, weil diese durch die laterale Ausbreitung der Wärmewellen im Material herausgefiltert werden. Für dieses Verhalten muss nicht unbedingt der ganze Körper vollständig intransparent sein. Es ist ausreichend, wenn er von einer schwarzen Farbschicht bedeckt ist, Fall (4).

Der andere Grenzfall, ein ideal transparentes Substratmaterial zeigt hingegen weder IR-Absorption noch -Emission, also auch gar kein Signal aus dem Substrat. Nur Emissionen aus der aktiven Schicht selbst oder einer schwarzen Farbschicht auf der aktiven Seite wären direkt sichtbar.

Bei allen Zwischenfällen gibt es Emission aus dem Material, von denen ein gewisser Teil die Rückseite und damit die IR-Kamera erreicht. Ist die Dämpfung der Wärmewelle kleiner als die der IR-Strahlung im Material, kommt der größte Teil der registrierten IR-Strahlung vom Substrat in der Nähe der Rückseite; ist die Dämpfung der Wärmewelle stärker als die der Strahlung im Material, kommt das Signal hingegen aus der Nähe der aktiven Schicht, das heißt man sieht die Wärmewelle „durch das Glas“, also mit einer Ortsauflösung ähnlich der Beobachtung von der aktiven Schicht.

Experimentell ist zu beachten, dass der Fokus der Kamera in der aktiven Schicht liegen muss, also „blind“ durch die im IR-Live-Bild intransparente Glasschicht hindurch gehen muss. Der Brechungsindex von Glas in diesem Bereich ist ähnlich wie im optischen ungefähr 1,4 [39] und verschiebt die Fokusposition damit zusätzlich. Schließlich verfälschen Rauigkeiten der Glasoberfläche wie bei CSG-Modulen die Bilder, die durch das Glas aufgenommen werden.

## 2.4.2 Quantitative Behandlung

Mithilfe des Transferfunktionsformalismus kann man das quantitativ verstehen. Das Beispiel ist die CSG-Struktur mit hochwärmeleitender Schicht bei Frequenzen, bei denen das Substrat als thermisch dick betrachtet werden kann ( $\Lambda_s \ll l$ ). Um die Beobachtung von der Rückseite zu beschreiben, soll die Rückseite bei der Wärmeausbreitung zunächst noch nicht vernachlässigt werden obwohl das Substrat thermisch dick ist. Die aktive Schicht sei bei  $z' = 0$ , die Rückseite bei  $z = l$ . Dann ist überall  $z > z'$  und man liest für den Fall einer dünnen Schicht auf endlich dickem Substrat aus Tabelle 1.1 (Seite 12) ab

$$F(k, z) = \frac{\cosh \eta(l - z)}{d\lambda_f \eta_f^2 \cosh \eta l + \lambda \eta \sinh \eta l} = F_z(k, z) F_{\text{Rest}}(k), \quad (2.1)$$

wobei nur der Term  $F_z(k, z) = \cosh \eta(l - z)$  von  $z$  abhängig ist.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon emittiert wird, ist überall direkt proportional zur Absorption des Glases  $\alpha$  (Kirchhoff'sches Gesetz, Emissivität einer dünnen Schicht  $dl$  ist  $\alpha dl$ ). Die Wahrscheinlichkeit, dass ein parallel in Richtung der Kamera emittiertes

Photon die Rückseite erreicht<sup>1</sup> ist  $\exp \alpha(z - l)$  (achsferne Strahlen vernachlässigt):

$$W(k, z) = \alpha \exp \alpha(z - l). \quad (2.2)$$

Die Ausbreitung der Wärmewelle im Substrat beschrieben durch  $F(k, z)$  ist in Abb. 2.4(a) für das CSG-System dargestellt. Dem starken Abfall der Wärmewelle mit zunehmendem Abstand von der aktiven Schicht bei  $z = 0$  steht der exponentielle Anstieg der Wahrscheinlichkeit entgegen, dass die entstehenden Photonen aus der Rückseite emittiert werden. Man erkennt, dass für dieses System der Abfall der Wärmewelle deutlich stärker ist als der Anstieg der Emissionswahrscheinlichkeit ist. Daher ist das an der Glasrückseite detektierte Signal durch die an der gegenüberliegenden Glasseite (an der aktiven Schicht) entstehenden Photonen dominiert.

Eine Schicht der Dicke  $dl$  in Tiefe  $z$  emittiert einen Beitrag  $F(k, z)W(k, z) dl$  zum Gesamtsignal. Die Größe  $F(k, z)W(k, z)$  gibt also an, an welcher Stelle im Substrat das detektierte Signal entsteht. Abbildung 2.4(b) zeigt ihren Verlauf. Positive und negative Bereiche löschen sich im Gesamtsignal gegenseitig aus. Der qualitative Verlauf unterscheidet sich im vorliegenden Fall nur wenig von der in (a) dargestellten tiefenabhängigen Transferfunktion.

Für deutlich stärker absorbierende Substrate als Glas kann der Anstieg der Kurve der Transmissionswahrscheinlichkeit steiler als der Abfall der Wärmewelle werden. In diesem Fall wären die an der Rückseite entstehenden IR-Photonen dominant, das Substrat würde sich immer mehr wie ein vollständig opakes Material verhalten bzw. so als wäre es hinten geschwärzt. Für Abb. 2.4 wurde für das Substratglas ein Absorptionskoeffizient  $\alpha \approx 1,5 \text{ mm}^{-1}$  angenommen (entspricht einer Absorptionslänge  $1/\alpha = 0,66 \text{ mm}$ ). Das entspricht für eine Substratdicke von 3 mm einer Transmission von etwa 1 % (20 % bei 1 mm, siehe [37]). Die Rückseite wäre (bei 1 Hz) dominant für  $\alpha \gg 3 \text{ mm}^{-1}$  (z. B. im Spektralbereich 8000 bis 10 000 nm, LWIR).

Dies sieht man, wenn man die Näherungsformel für den cosh

$$F_z(k, z) = \cosh \eta(l - z) \approx \exp \eta(l - z)/2 \quad (2.3)$$

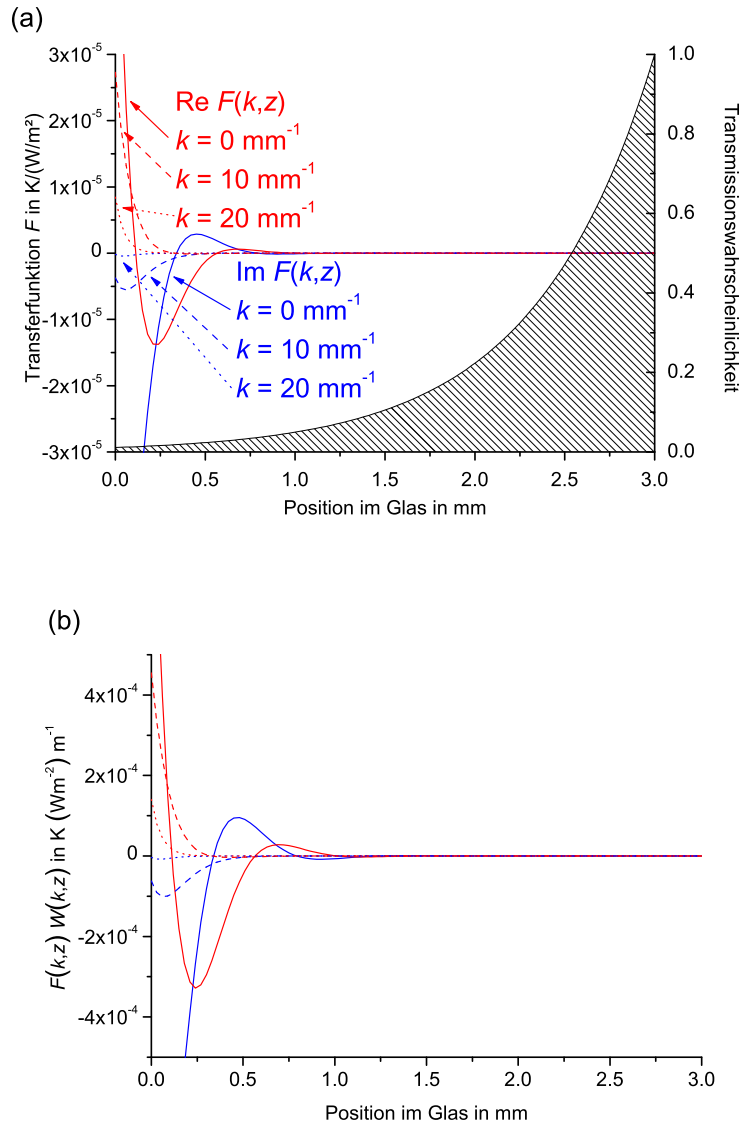
nutzt, die für alle  $z$  mit  $\text{Re } \eta(l - z) > 1$  gilt, d. h. von der aktiven Schicht bis etwa eine thermische Diffusionslänge  $\Lambda_s$  vor der Rückseite (für hohe Ortsfrequenzen auch etwas weiter).<sup>2</sup> Damit ist der Beitrag einer dünnen Schicht in der Tiefe  $z$ ,  $F(k, z)W(k, z)$ , proportional zu

$$F_z(k, z)W(k, z) \approx \alpha \exp[(\eta - \alpha)(l - z)]/2. \quad (2.4)$$

Man liest ab, dass das Signal aus der Nähe der aktiven Schicht kommt, wenn die thermische Eindringtiefe  $1/\text{Re } \eta$  klein gegen die optische Eindringtiefe  $1/\alpha$  ist. Hingegen kommt

<sup>1</sup>Es wird angenommen, dass Reflexionen an der Glasrückseite vernachlässigbar sind. Für Quarzglas ist diese Annahme gültig, da der Brechungsindex im Bereich 3...5  $\mu\text{m}$  zwischen 1,42 und 1,34 liegt [39], entsprechend einer Reflexion von 3%. Andere Gläser wie Kalk-Natron-Glas oder Borosilikatglas verhalten sich ähnlich. In jedem Fall verringert diese Reflexion nur die Signalintensität, hat also keinen Einfluss auf die Frage, aus welcher Tiefe im Glas bei einer gegebenen Ortsfrequenz das detektierte Signal emittiert wird.

<sup>2</sup>In unmittelbarer Nähe der Rückseite nähert sich der cosh 1 an.



**Abbildung 2.4:** Signalentstehung bei Beobachtung einer aktiven Schicht durch ein Glassubstrat bei Anregung mit 1 Hz. (a) Die verschiedenen in der Quellverteilung vorhandenen Ortsfrequenzkomponenten erzeugen Wärmewellen, die verschieden tief in das Substratmaterial eindringen und stark gedämpft sind. Die von dieser Wärmewelle ausgehenden IR-Photonen werden im Glas teilweise absorbiert und haben eine tiefenabhängige Wahrscheinlichkeit, dass sie das 3 mm dicke Glas verlassen können (schraffierte Kurve). (b) Das Produkt aus Wärmewelle bei einer bestimmten Ortsfrequenz und der Transmissionswahrscheinlichkeit gibt den Anteil, den die Wärmewelle in einer bestimmten Tiefe zum Gesamtbild beiträgt. Hier ist der Abfall der Wärmewelle stärker als der Anstieg der Transmissionswahrscheinlichkeit. Für sehr stark absorbierende Materialien kann das Verhältnis auch umgekehrt sein und die Emission aus der Nähe der Rückseite würde das Thermogramm dominieren.

es aus der Nähe der Rückseite wenn  $\text{Re } \eta \gg 1/\alpha$ . Die thermische Eindringtiefe  $1/\text{Re } \eta$  hängt von der Ortsfrequenz ab, für kleine  $k$  ist sie gleich der thermischen Diffusionslänge  $1/\text{Re } \eta \approx \Lambda_s$ , für hohe Ortsfrequenzen  $k$  strebt sie gegen  $1/\text{Re } \eta \approx 1/k$ .

Für niedrige Ortsfrequenzen gilt also: Das Signal kommt von der aktiven Schicht wenn  $\Lambda_s \ll 1/\alpha$ , von der Rückseite falls  $\Lambda_s \gg 1/\alpha$ . Es gibt stets eine Lock-in-Frequenz bei der  $\Lambda_s(f) \approx \alpha$ , das Signal kommt dann aus dem gesamten Volumen (teilweise mit Interferenzen). Diese Frequenz ist für Glas etwa 0,5 Hz.

Die Transferfunktion des Gesamtsystems bei Betrachtung von der Glasrückseite lässt sich durch eine einfache Integration angeben (das Integral besteht nur aus exp-Termen).

$$F_{\text{Glas}}(k) = \frac{1}{d\lambda_f \eta_f^2 \cosh \eta l + \lambda \eta \sinh \eta l} \int_0^l F_z(k, z) W(k, z) dz, \quad (2.5)$$

Dabei wird angenommen, dass das Signal im Schärfentiefebereich des Kameraobjektivs entsteht, optische Effekte müssen separat betrachtet werden. Falls das Signal aus der Nähe der aktiven Schicht kommt (also die Absorption  $\alpha$  schwächer als der Abfall der thermischen Welle ist) gilt die Näherung (2.4) und damit

$$F_{\text{Glas}}(k) \approx \frac{1}{d\lambda_f \eta_f^2 \cosh \eta l + \lambda \eta \sinh \eta l} \frac{\alpha [\exp(\eta l - \alpha l) - 1]}{2(\eta - \alpha)}. \quad (2.6)$$

Da das Substrat als thermisch dick angenommen wurde, vereinfacht sich dieser Term weiter zu

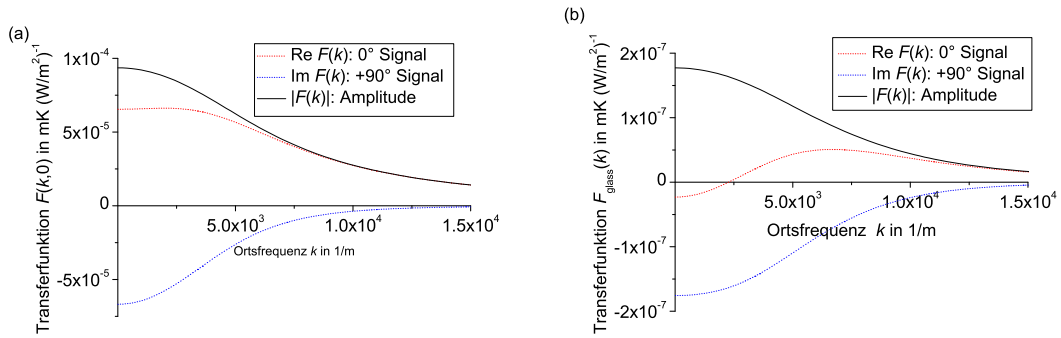
$$F_{\text{Glas}}(k) \approx \frac{1}{d\lambda_f \eta_f^2 + \lambda \eta} \frac{\alpha [\exp(-\alpha l) - \exp(-\eta l)]}{2(\eta - \alpha)}. \quad (2.7)$$

Die Gesamttransferfunktion ist damit aufgespalten in das Signal wie man es bei einer thermisch dicken Schicht für  $z = z' = 0$  beobachtet (erster Bruchstrich, siehe Tabelle 1.1) und den Einfluss der Glasschicht. Diese Formel ist erstaunlicherweise nur unwesentlich komplizierter als die für Beobachtung an der aktiven Schicht und erlaubt damit quantitative Auswertung von Thermogrammen, die von der Glasseite her aufgenommen wurden. Dafür muss allerdings zusätzlich der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  des Substratmaterials für den Spektralbereich der Kamera genau bestimmt werden.

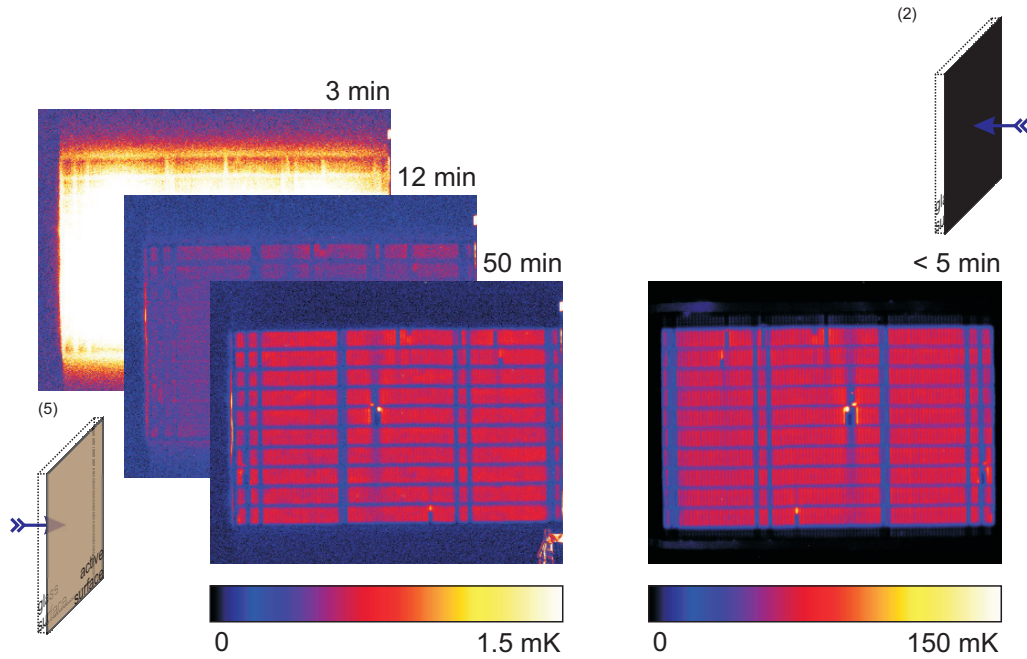
Die Transferfunktion des Systems bei Beobachtung durch die Glasschicht hat relativ ähnliche Anteile von Ortsfrequenzen wie die Transferfunktion bei Beobachtung von der aktiven Seite, siehe Abb. 2.5. Die in Abschnitt 1.3.1 als Ortsauflösungskriterium vorgeschlagene Cutoff-Ortsfrequenz  $k_c$  ist für beide Fälle sogar gleich,  $k_c \approx 4600 \text{ m}^{-1}$ . Die Amplitude hingegen ist um etwa einen Faktor 100 geringer, wie bei einer angenommenen Transmission von  $1,5 \text{ mm}^{-1}$  zu erwarten.

Im Experiment ist diese mit der Aufnahme von der aktiven Seite vergleichbare Ortsauflösung in Abb. 2.6 gezeigt. Ein CSG-Solarmodul wurde hier bei etwa dreifachem Kurzschlussstrom sowohl mit geschwärtzter Vorderseite als auch mit freier Rückseite bei 1 Hz untersucht.

## 2 Möglichkeiten der LIT-Untersuchung an (Dünnschicht-) Solarmodulen



**Abbildung 2.5:** Vergleich der Transferfunktionen (a) von der geschwärzten aktiven Schicht, Fall 2, und (b) bei Beobachtung durch Substratglas, Fall (5) bei 1 Hz. Das Gesamtbild (Real- und Imaginärteil) enthält in beiden Fällen ähnliche Informationen über die Ortsfrequenzen in der Quelle und damit ist die Ortsauflösung in beiden Fällen ähnlich. Das Signal für Fall (5) ist allerdings insgesamt um zwei Größenordnungen schwächer.



**Abbildung 2.6:** Vergleich von Aufnahme von der Glasseite (links) und von der geschwärzten, aktiven Seite (rechts). Das Beispiel ist ein CSG-Solarmodul, etwa  $10 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$  am Arbeitspunkt  $7 \text{ V}/433 \text{ mA}$  entsprechend  $72 \text{ mA/cm}^2$ , also etwa dem dreifachen Kurzschlussstrom dieses Moduls. Die Lock-in-Frequenz war 1 Hz. Das Signal durch das Glas zeigt eine ähnliche Ortsauflösung wie von der aktiven Schicht, jedoch ein um einen Faktor 100 reduziertes, gespiegeltes Signal. Wie gezeigt (3 min, 12 min; gleiche Skalierung), ist das Signal anfänglich durch die Fourierkomponente des Einschaltvorgangs bei der Lock-in-Frequenz dominiert.



### 2.4.3 Temperaturdrift

In den ersten Minuten der Aufnahme (hier für  $t < 30$  min) ist ein Störsignal sichtbar, das eine deutlich höhere Amplitude und viel schlechtere Ortsauflösung als das gewünschte Signal zeigt. Im Bild für 50 min ist dieses Störsignal abgeklungen. Die Ursache dieses Signals ist die Erwärmung des Glassubstrats nach dem Einschalten des Experiments (initial heating-up phase [1, 40]). Vor dem Experiment ist die gesamte Probe auf Umgebungstemperatur. Während der periodischen Anregung muss im zeitlichen Mittel durch Wärmeleitung/Konvektion und Strahlung von der Rückseite sowie durch den thermischen Kontakt zwischen aktiver Seite der Probe und Probenhalter die erzeugte Wärmeenergie abgeführt werden. Das erzeugt eine nichtperiodische Erwärmung der gesamten Probe um etwa 1 K mit einer Zeitkonstante von etwa 20 s [23].

Der Einschaltvorgang hat ein breites Frequenzspektrum und starke Anteile bei der Lock-in-Frequenz von 1 Hz; das IR-Signal dieser langsamen Temperaturdrift stammt aus der Nähe der Glasrückseite. Da das periodische Signal durch die optische Absorption im Glas stark gedämpft ist und mit etwa 1,5 mK um drei Größenordnungen kleiner ist als die Höhe der Temperaturstufe, kann der Einschaltvorgang das Signal etwa 30 min lang dominieren. Durch die Signalabsorption im Glas, die nur das periodische Signal betrifft, ist der Einfluss der Temperaturdrift um etwa einen Faktor 100 stärker als bei einer Beobachtung von der aktiven Seiten (Fälle 1 und 2).

Die Einschalteneffekte lassen sich auf zwei Arten vermeiden: zum einen indem vor Einschalten des Experiments das gesamte Substrat auf die steady-state Temperatur gebracht wird (durch periodisches Anregen am Arbeitspunkt für ein Vielfaches der Zeitkonstante von 20 s), zum anderen durch eine Temperatur-Drift-Korrektur wie in [1] beschrieben.

Das Experiment wurde bei einer deutlich niedrigeren Lock-in-Frequenz von 0,1 Hz wiederholt (nicht gezeigt). In diesem Fall ist das Signal von der Rückseite dominant wie oben beschrieben und auch nach vielen Stunden Integration entsteht kein nützliches Bild.

## 2.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden verschiedene Möglichkeiten diskutiert, LIT auf Zellen und Modulen anzuwenden. Dabei ist es im Hinblick auf Ortsauflösung und Signalstärke stets am günstigsten, von der geschwärzten aktiven Schicht auszugehen. Durch das (IR undurchlässige) Laminat eines verkapselten Moduls sind ebenfalls Aufnahmen möglich, die allerdings durch die Dämpfung im Laminat etwas weniger intensiv sind.

Für ein auf beiden Seiten mit einer Glasschicht verkapselte Modul sind erstaunlicherweise ebenfalls hochauflösende LIT-Aufnahmen möglich, und das obwohl Glas eine sehr geringe IR-Transmission hat. Das Lock-in-Signal hat einen ähnlichen Ortsfrequenzanteil und damit eine ähnliche Ortsauflösung wie das direkt von der aktiven (geschwärzten) Seite her beobachtete Signal, allerdings bei deutlich geringerer Amplitude

Die Signalentstehung lässt sich mithilfe der im letzten Abschnitt entwickelten TTF quantitativ verstehen. Entscheidend ist das Verhältnis von (frequenzabhängiger) thermischer Diffusionslänge und optischer Absorptionslänge (*mid-range* IR) im Material: Ist

## 2 Möglichkeiten der LIT-Untersuchung an (Dünnschicht-) Solarmodulen

die die thermische Diffusionslänge kurz gegen die optische Absorptionslänge (wie im Glas bei 1 Hz) entsteht das Signal im Glas kurz hinter der aktiven Schicht und verliert daher kaum an Auflösung. Bei deutlich kleineren Frequenzen dominiert hingegen das Signal von der Rückseite der Probe.

Dies ermöglicht eine hochauflösende Diagnose an fertig prozessierten Glas-Glas-Modulen. Allerdings ist das Signal um einen Faktor 100 geringer, was Messungen für Spannungen unter  $V_{OC}$  praktisch ausschließt. Zudem muss die Temperaturstufe des Einschaltvorgangs korrigiert werden, wofür jedoch ein experimentell bewährter Algorithmus verfügbar ist [40].

## 3 Einfluss des Wärmeaustauschs mit der Umgebung

Die in Kapitel 1 dargestellte Theorie der Wärmeausbreitung in der Probe geht von harmonischer Anregung (sinusförmiger Wärmeeintrag mit Heiz- und Kühlphase) und adiabatischen Randbedingungen (kein Wärmeaustausch mit der Umgebung) aus. In den meisten experimentellen Situationen ist die Anregung jedoch rechteckförmig und ohne aktive Kühlphase. Die mittlere Probentemperatur stabilisiert sich in diesem Fall auf einem gegenüber der Umgebung erhöhtem Wert, der gegeben ist durch die Stärke des Wärmeaustauschs mit der Umgebung. Es stellt sich die Frage, welche Bedingungen erfüllt sein müssen, damit die Annahme einer adiabatischen Probe auf die experimentelle Situation anwendbar ist. In diesem Kapitel werden die Wärmeaustauschmechanismen (Strahlung, Leitung/Konvektion zur Luft und Leitung zum Probenhalter) mit ihren Auswirkungen auf das detektierte Signal und die mittlere Temperatur der Probe während der Messung beschrieben. Es wird eine allgemeine Bedingung aufgestellt, mit der geprüft werden kann, ob die Situation quasi-adiabatisch ist oder nicht. Diese Bedingung hängt von der Anregungsfrequenz und dem Ortsfrequenzinhalt der Wärmequellenverteilung ab. Diese theoretischen Betrachtungen werden auf thermisch dünne Proben angewendet (bei denen Wärmeleitung zum Probenhalter entscheidend ist) sowie auf thermisch dicke Proben (bei denen die Temperaturkontrolle problematisch sein kann).

In den meisten Veröffentlichungen zu thermischen Wellen wird der Einfluss des Wärmeaustauschs mit der Umgebung stillschweigend vernachlässigt. Abschätzungen des Einflusses für verschiedene experimentelle Situationen sind verfügbar: Salazar *et al.* [41] sowie Zhang und Imhof [42] für die Bestimmung der Temperaturleitfähigkeit mit LIT (dort nur Wärmeleitung und Strahlung), Cahill und Pohl [43] für Wärmeleitfähigkeitsmessung mit der  $3\omega$ -Methode, McKelvie [44] für thermoelastische Aufnahme von Bildern der mechanischen Spannung (dort wird vorausgesetzt, dass der Wärmeverlust linear und homogen ist), Rousset *et al.* [45] für den Mirage-Effekt sowie, für Materialermüdungsuntersuchungen, Meneghetti [46] (auch wenn hier die Anregung moduliert ist, ist für diese Technik nur der homogene Anteil des Wärmeverlusts bedeutsam).

Das Wärmeaustauschverhalten in die Auswertung einzubeziehen, ist theoretisch wie experimentell schwierig. Für Konvektion ist es notwendig, die Navier-Stokes-Gleichung in Luft gekoppelt mit der Wärmeausbreitung im Medium zu lösen [45]. Das erfordert aufwändige numerische Simulationen und muss für jede mögliche Wärmequellenverteilung neu durchgeführt werden. In thermisch dünnen Proben ist typischerweise die Wärmeleitung zum Probenhalter der dominierende Wärmeaustauschmechanismus. Der dazugehörige thermische Widerstand hängt empfindlich von den Oberflächeneigenschaften und dem Anpressdruck ab und ist daher eine Größe, die für jede Probe experimentell neu

bestimmt werden muss. Auch Wärmeleitung zur Luft ist nicht unproblematisch, weil sie eine Funktion der Raumfrequenzen in der Anregung ist.

Damit ist es also nur in Ausnahmefällen sinnvoll, das Wärmeaustauschverhalten in die Auswerteformeln (z. B. für PSF, TTF und LSF) zu integrieren. (Der Spezialfall eines homogenen und linearen Wärmeaustauschs mit der Umgebung ist in [3, 4, 25] gerechnet.) Stattdessen ist zumeist ein einfaches Kriterium gefragt, um den relativen Einfluss zu bestimmen und abzuschätzen, welche Maßnahmen ergriffen werden müssen, um zu einem Regime zu gelangen, in dem Wärmeaustausch mit der Umgebung vernachlässigbar ist, d. h. quasi-adiabatische Bedingungen gegeben sind [1]. Solche Maßnahmen können z. B. sein: das Experiment bei einer ausreichend hohen Lock-in-Frequenz durchzuführen, die Probenkammer zu evakuieren und/oder eine reflektierende Schicht auf die Probe aufzubringen, um Strahlungsverluste zu unterdrücken.<sup>1</sup> Die Anregungsamplitude zu verringern vermindert das Problem des Wärmeaustauschs erstaunlicherweise nur in dem seltenen Spezialfall, dass Konvektion der dominierende Wärmeaustauschmechanismus ist.

Für das modulierte Signal ist Wärmeaustausch stets ein störender Effekt. Andererseits ist jedoch ein gewisses Maß an Wärmeabgabe an die Umgebung notwendig, damit die Proben temperatur nicht zu weit über die Umgebungstemperatur steigt (wenn, wie zumeist, die Anregung keine Kühlphase hat). Auf der einen Seite ist also ein geringer Wärmeaustausch notwendig, um ein definiertes, leicht zu interpretierendes Signal zu detektieren, auf der anderen Seite jedoch muss es eine hohe Wärmeleitfähigkeit zu einer temperaturstabilisierten Wärmesenke geben, um die Proben temperatur zu stabilisieren. Die Proben temperatur ist insbesondere für Dünnschichtsolarzellen ein Problem, da die Temperaturkontrolle durch das dicke Glassubstrat erschwert ist [47, 48].

Im Folgenden sollen zunächst praktische Abschätzungen für den Einfluss von Wärmeaustausch entwickelt werden, sowohl für das modulierte Signal als auch für die notwendige Temperaturkontrolle, bevor ihr Einfluss auf das Experiment in theoretisch (in Abschnitt 3.2) und experimentell (3.3) untersucht wird. Die Erkenntnisse aus diesem Kapitel wurden in [23] veröffentlicht.

## 3.1 Abschätzung der Wärmeübergangszahl

In einem Thermographieexperiment wird Wärme periodisch in der Probe erzeugt. Nach dem Start des Experiments gibt es einen Übergang (die *initial heating-up phase*, siehe [1, 40]) zu einem quasi-statischen Verhalten, in dem nur noch die periodische Zeitabhängigkeit von Bedeutung ist. Für sinusförmige Anregung bildet sich eine Temperaturverteilung

$$T(\mathbf{r}, t) = T_0 + T_{\text{offset}}(\mathbf{r}) + T_m(\mathbf{r}) \exp i[\omega t + \phi(\mathbf{r})], \quad (3.1)$$

aus, wobei  $T_0$  die Umgebungstemperatur ist,  $T_m$  die Amplitude der harmonischen Temperaturresponse und  $T_{\text{offset}}$  ein zeitunabhängiger Temperaturoffset, der proportional zur

---

<sup>1</sup>Das ist selbstverständlich keine Alternative für IR-Thermographie, da es das zu detektierende Signal ebenfalls unterdrücken würde.

mittleren Heizleistung an einem bestimmten Ort ist. Für eine Anregung ohne Kühlphase lässt sich die Erwärmung aufteilen in einen konstanten mittleren Heizterm (Frequenz 0) plus die sinusförmig modulierte Komponente (bei Frequenz  $\omega/2\pi$ ).  $T_m$  ist dann die Response zum modulierten Heizterm und  $T_{\text{offset}}$  kann als die Response zur Anregung bei Frequenz 0 angesehen werden.

Besonders für den Test elektronischer Komponenten wie Solarzellen ist es oft notwendig, mit Rechteckpulsen anzuregen, um einen klar definierten Arbeitspunkt zu haben. In diesem Fall führen die höheren Harmonischen in der Anregung zu weiteren Termen der Form  $T_{mn}(\mathbf{r}) \exp i[n\omega t + \phi_n(\mathbf{r})]$  für  $n = 1, 3, 5, \dots$ . Diese höheren Harmonischen beeinflussen sich nicht gegenseitig und können daher mit einer Sinus-Kosinus-Korrelation bei  $n\omega$  getrennt voneinander ausgewertet werden. Das wird zumeist nur für die (stärkste) 1. Harmonische durchgeführt,  $n = 1$ .

Der Einfluss der einzelnen Wärmeaustauschmechanismen lässt sich durch einen einzigen Parameter beschreiben und so gut vergleichen. Die Wärmeübergangszahl  $h$  (Einheit  $\text{W K}^{-1} \text{m}^{-2}$ ) verknüpft Temperaturunterschied und Wärmestrom durch eine Grenzfläche:

$$h(T - T_0) = Q, \quad (3.2)$$

wobei  $Q$  den Wärmestrom von der Probe in die Umgebung angibt. Im Allgemeinen ist  $h$  eine Funktion vom Ort (aufgrund von Inhomogenitäten), der Temperatur (aufgrund von Nichtlinearität, besonders bei freier Konvektion), und der Anregungsfrequenz. Damit ist  $h$  verschieden für  $T_{\text{offset}}$  und  $T_m$ .

Im Folgenden werden relevante Ergebnisse für die Wärmeübergangszahl zusammengestellt und für den Spezialfall der modulierten Anregung ausgewertet. Ihr Einfluss auf das Experiment wird in Abschnitt 3.2 ausgewertet.

#### 3.1.1 Wärmestrahlung

Die vollständige Berechnung von Strahlungsverlusten erfordert es, die Planck-Verteilung gewichtet mit der spektralen Emissivität der Probe an jedem Punkt zu integrieren. Eine obere Grenze ist durch den schwarzen Körper mit Emissivität 1 für alle Wellenlängen gegeben.

Die Wärmeabgabe von einer schwarzen Oberfläche (Strahlung in den Halbraum, Raumwinkel  $2\pi$ ) kann mit dem um Umgebungstemperatur  $T_0$  linearisierten Stefan-Boltzmann-Gesetz bestimmt werden ( $\sigma$ : Stefan-Boltzmann Konstante) [49]:

$$Q_{\text{bb}} \approx 4\sigma T_0^3 \{T_{\text{offset}}(\mathbf{r}) + T_m(\mathbf{r}) \exp i[\omega t + \phi(\mathbf{r})]\}. \quad (3.3)$$

Diese linearisierte Form ist gültig, solange die Temperaturvariation klein gegen die absolute Umgebungstemperatur ist,  $T_m, T_{\text{offset}} \ll T_0$ . Für die LIT sind Temperaturmodulationen im mK-Bereich und Temperaturoffsets unter 1 K bei Umgebungstemperatur 300 K typisch.

Nach der Definition von  $h$  ist der maximale (Schwarzkörper-) Anteil an der Wärmeübergangszahl daher

$$h_{\text{rad,bb}} = 4\sigma T_0^3. \quad (3.4)$$

Bei Raumtemperatur (300 K;  $T_m, T_{\text{offset}} \ll T_0$ ) ergibt das einen Wert von  $6,1 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Jeder andere Oberfläche hat eine kleinere Wärmeübergangszahl  $h_{\text{rad}} < h_{\text{rad,bb}}$ .

Die Wärmeübergangszahl für Strahlung kann ortsabhängig sein, wenn die Emissivität vom Ort abhängt, z. B. bei Solarzellen mit Kontrast zwischen normaler Zelloberfläche und Kontaktfingern.  $h_{\text{rad}}$  hängt nicht von der Anregungsfrequenz ab und ist damit für  $T_{\text{offset}}$  und  $T_m$  gleich groß.

### 3.1.2 Wärmeleitung und freie Konvektion

Wärmeaustausch mit der Luft, anderen Gasen oder Flüssigkeiten (allgemein: Fluide) geschieht durch Wärmeleitung und konvektive Bewegung im erwärmten Fluid. Alle genutzten Gleichungen lassen sich auch für allgemeine Fluide aufschreiben (siehe [23]), der Einfachheit halber sei hier stets Luft bei 300 K unter Atmosphärendruck gemeint. Nachdem ein Temperaturunterschied zwischen Probe und Luft „eingeschaltet“ wurde, dauert es eine gewisse Zeit bis die freie Konvektionströmung voll entwickelt ist. Abhängig davon, ob diese Zeit kurz oder lang ist im Vergleich mit der Anregungsperiodendauer, können Hoch- und Niederfrequenzverhalten für den Einfluss auf  $T_m$  unterschieden werden. Für  $T_{\text{offset}}$  (bei  $\omega = 0$ ) ist hingegen nur das Niederfrequenzverhalten wichtig. Weiter unten soll untersucht werden, wie sich beide Effekte gegenseitig beeinflussen.

#### Niederfrequenzverhalten: Die voll entwickelte, freie Konvektionsströmung

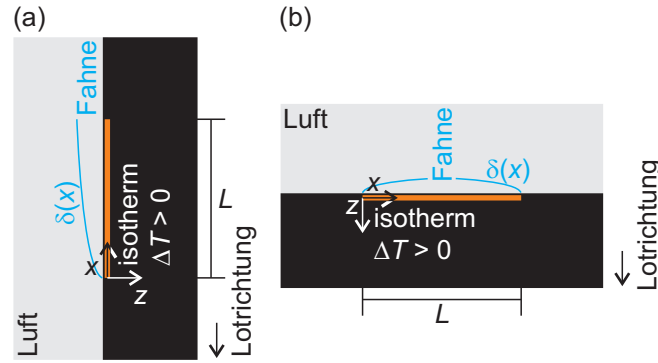
Die Stärke von freier Konvektion als Wärmeaustauschmechanismus kann abgeschätzt werden, indem man die Modellfälle der Konvektion entlang horizontaler und vertikaler geheizter Platten betrachtet. Beide Fälle sind in Abb. 3.1 dargestellt. Die Proben haben jeweils einen Bereich der Länge  $L$ , der homogen auf eine gegenüber der Umgebung erhöhte Temperatur gehalten wird. Im vertikalen Fall (a) beginnt sich an der Anströmkannte (bei  $x = 0$ ) eine Grenzschichtströmung auszubilden, die sich bei  $x = L$  von der Oberfläche löst. Der Einfluss der Region um die Abrisskannte auf den Gesamtwärmetransport kann allgemein modelliert werden; es stellt sich heraus, dass ihr Einfluss unwesentlich ist [50]. Es ist also zulässig, eine endliche, vertikale, geheizte Fläche durch eine unendliche Fläche ohne Abrisskannte anzunähern ( $L \rightarrow \infty$ ). Im Bereich der Anströmkannte ist die Grenzschichtdicke  $\delta(x)$  am kleinsten, das heißt der Temperaturgradient in der Luft und damit der Wärmeverlust ist am größten. Im horizontalen Fall (b) bildet sich von der linken und der rechten Anströmkannte ausgehend die Strömung aus. Im Zentrum (bei  $L/2$ ) der endlichen, horizontalen Fläche vermischen sich diese Strömungen und die Luft steigt auf und nimmt die Wärme mit, die sie über der geheizten Probe aufgenommen hat [51]. In der Literatur sind experimentell bewährte numerische Lösungen für beide Situationen verfügbar [51, 52, 53].

Bei laminarer Strömung gilt in Luft (nach [52, 53], dort allgemeine Ergebnisse)

$$h_{\text{conv};a} = 1,05x^{-1/4}(T - T_0)^{1/4}, \quad (3.5)$$

für die vertikale Probe (a) und

$$h_{\text{conv};b} = 0,397x^{-2/5}(T - T_0)^{1/5}. \quad (3.6)$$



**Abbildung 3.1:** Geometrische Situationen um den Einfluss von freier Konvektion auf Thermographieexperimente abzuschätzen. Die Luft wird entlang eines auf erhöhter Temperatur gehaltenen Abschnitts der Probe erwärmt und löst sich in einer Fahne (*plume*) ab. Die Anströmkante dieses Abschnitts (orange im Bild) wird bei  $x = z = 0$  (und  $x = L, z = 0$  im horizontalen Fall) angenommen. Für (a) wird die Strömung durch den Auftrieb ausgelöst, in (b) durch einen Druckunterschied, der letztlich auch auf Auftrieb zurückgeht. Der Grenzschichtdicke  $\delta(x)$  ist in hellblau eingezeichnet.

für die horizontale Situation (b). In den Gleichungen sind alle Werte ohne Einheiten angegeben, es gilt  $[x] = \text{m}$ ,  $[T] = \text{K}$ ,  $[h] = \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Beide Ausdrücke divergieren für  $x \rightarrow 0$  aufgrund der Annahme einer Stufe der Temperatur an der Anströmkante. Dort ist die Grenzschicht sehr dünn und der erhöhte Temperaturgradient führt zu einer verstärkten Wärmeleitung in die bewegte Luft. Bemerkenswert ist auch die Nichtlinearität in der Temperatur, ein lineare Näherung für kleine Temperaturoffsets ist nicht möglich.

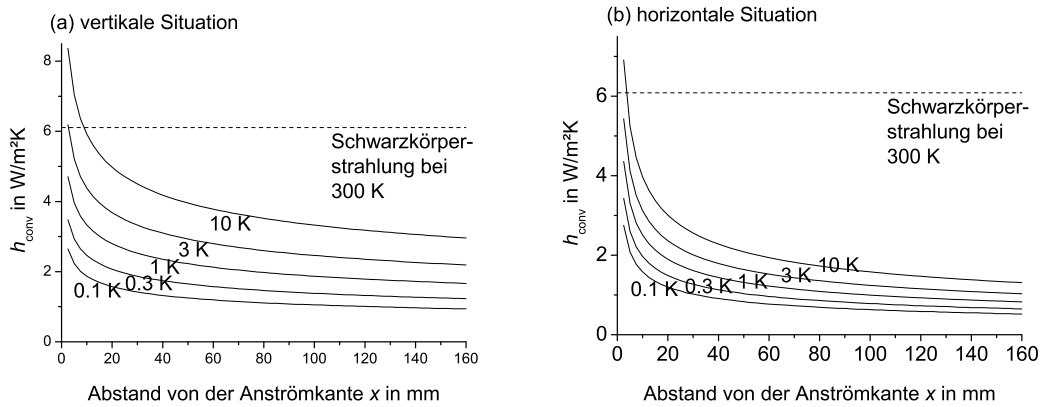
In Abb. 3.2 ist die ortsabhängige Wärmeübergangszahl für Konvektion für verschiedene Abweichungen von der Umgebungstemperatur gezeigt. Für die gezeigten Temperaturabweichungen ist der Wärmeaustausch durch Konvektion nur nah an der Anströmkante größer als der durch Strahlung.

Wie schon eingangs erwähnt, benötigt das System eine gewisse Zeit, bis sich die freie Konvektionsströmung voll ausbilden kann. Eine charakteristische Zeit ist, wie lang von der Anströmkante beeinflusste Luft in der beginnenden Strömung unterwegs ist, bis sie Position  $x$  erreicht. Für den vertikalen Fall (a) wurde diese Frage für verschiedene Randbedingungen von Goldstein und Briggs untersucht [54]. Für den hier untersuchten Fall gilt (interpoliert für Luft mit einer Prandtl-Zahl von  $Pr = 0,7$  aus Daten [54] bei  $Pr = 0,1$  und  $1,0$ ;  $[t] = \text{s}$ ,  $[x] = \text{m}$ ,  $[T] = \text{K}$ ):

$$t = 16,5 \sqrt{\frac{x}{T - T_0}}. \quad (3.7)$$

Beispielsweise dauert es in jeder Periode einer modulierten Anregung mit Amplitude von 10 mK bei charakteristische Probengröße von 10 mm etwa 16,5 s, bis sich konvektive Effekte ausbilden.

### 3 Einfluss des Wärmeaustauschs mit der Umgebung



**Abbildung 3.2:** Wärmeübergangszahl für Konvektion, Luft bei Atmosphärendruck und Raumtemperatur  $T_0 = 300\text{ K}$ , Temperaturoffset von  $0,1$  bis  $10\text{ K}$ .

#### Hochfrequenzverhalten: Wärmeleitungsartiger Wärmeübergang

Wenn die Periodendauer im Experiment deutlich kürzer ist als die durch Gleichung (3.7) gegebene charakteristische Zeit, wird in jeder Periode nur ein Übergangszustand erreicht [54]. Aus Symmetriegründen fällt dann der konvektive Term aus der Wärmetransportgleichung. Das heißt, dass Konvektionsbewegung in diesem Übergangszustand nicht zur Wärmeleitung beiträgt. Die Luft – obwohl makroskopisch in Bewegung – folgt der Wärmeleitungsgleichung eines starren Körpers.

Ein beliebiger Wärmefluss in eine thermisch dicke Schicht lässt sich mit den Methoden aus Kapitel 1 behandeln. Im Fourierraum erhält man als Zusammenhang zwischen Temperatur- und Leistungsverteilung an der Grenzfläche:

$$T(k_x, k_y) - T_0 = \frac{Q(k_x, k_y)}{\lambda_a \eta_a}. \quad (3.8)$$

Mit der Definitionsgleichung der Wärmeübergangszahl (3.2) folgt sofort

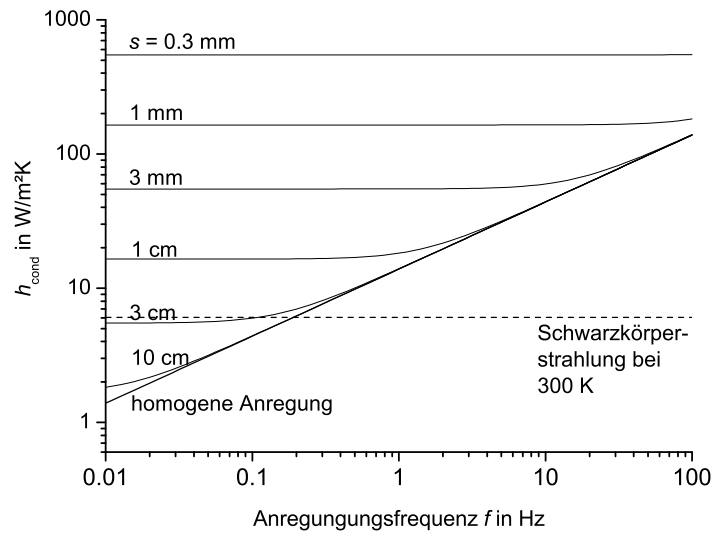
$$h_{\text{cond}}(k) = \lambda_a \sqrt{i\omega/D_a + k^2}. \quad (3.9)$$

Die Bedeutung der komplexen Phase von  $h_{\text{cond}}$  ist die einer Phasenverschiebung zwischen Temperaturmodulation und Wärmeaustausch. Im Spezialfall homogener Anregung ( $k = 0$ ) beträgt sie  $45^\circ$ . Um den Einfluss des Wärmeaustauschs abzuschätzen, wird nur der Betrag von  $h_{\text{cond}}$  ausgewertet; die Phase ist dafür unwichtig.

Für **homogene Anregung** ist die Wärmeübergangszahl  $h_{\text{cond}}$  proportional zum Wärmeeindringkoeffizient (*effusivity*)  $\sqrt{\lambda_a(c_p \rho)_a}$ . Bemerkenswert ist auch die Frequenzproportionalität  $h_{\text{cond}} \propto \sqrt{\omega}$ . Die physikalische Ursache für diese Proportionalität ist, dass der Temperaturgradient in der Luft weitgehend auf den Bereich von der Grenzfläche bis zur thermischen Diffusionslänge in Luft  $\Lambda_a = \sqrt{2D_a/\omega}$  beschränkt ist. Der Wärmestrom



### 3 Einfluss des Wärmeaustauschs mit der Umgebung



**Abbildung 3.3:** Wärmeübergangszahl  $h_{\text{cond}}$  für Luft bei Atmosphärendruck, 300 K. Obwohl die Wärmeübergangszahl für hohe Frequenzen groß wird, strebt der Wärmefluss in die Umgebung,  $Q_{\text{cond}} = h_{\text{cond}}T_m$ , gegen 0.

$-\lambda_a \nabla T$  ist proportional zum *Gradienten* des Temperaturprofils für einen gegebenen Temperaturunterschied. Damit steigt die Wärmeübergangszahl mit der Frequenz. Die Beziehung (3.9) ist nicht mehr gültig, wenn die Modulation so langsam wird, dass der Übergang zum oben beschriebenen Konvektionsverhalten beginnt. Insbesondere ist  $T_{\text{offset}}$  (bei  $\omega = 0$ ) unbeeinflusst von wärmeleitungsartigem Wärmeverlust an die Luft.

In der Nähe von kleinen punkt- oder schmalen linienförmigen Quellen treten auch **hohe Ortsfrequenzen** auf. Nach (3.9) wirkt auf diese ein höherer Wärmeverlust durch Wärmeleitung als für homogene Quellen. Diesen Zusammenhang kann man mithilfe der thermischen Diffusionslänge als charakteristische Länge der Wärmeausbreitung in Luft und der Ortswellenlänge der Quelle  $s = 2\pi/k$  verstehen:

$$h_{\text{cond}}(k) = \lambda_a \sqrt{2i/\Lambda_a^2 + (2\pi/s)^2}. \quad (3.10)$$

Für Details der Heizquellenverteilung  $Q$ , die kleiner als  $\Lambda_a$  sind, geschieht der Wärmetransport nicht nur senkrecht zur Oberfläche sondern auch parallel zu ihr. Dieser zusätzliche Beitrag erhöht sich für kleiner werdende  $s$ .

Die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl  $h_{\text{cond}}$  von der Anregungsfrequenz  $f$  and der Ortswellenlänge  $s$  ist in Abb. 3.3 gezeigt. Es wird deutlich, dass selbst bei homogener Heizung Wärmeleitung in Luft schon ab Frequenzen über 0,2 Hz stärker als Wärmestrahlung ist. Unabhängig von der Anregungsfrequenz ist Wärmeleitung zu Luft stärker als Strahlung für Details, die kleiner als  $s \approx 3$  cm sind (solange Konvektionseffekte schwach sind).

### Gegenseitige Beeinflussung von Wärmeleitung und Konvektion für $T_m$ und $T_{\text{offset}}$

Konvektion und wärmeleitungsartiges Verhalten können in einer gegebenen experimentellen Situation gleichzeitig auftreten. Um die gegenseitige Beeinflussung dieser Mechanismen zu verstehen, betrachte man zuerst den Fall konstanter Heizung ( $\omega = 0$ ). Falls Konvektion der stärkste Wärmeverlustmechanismus ist, bildet sich ein Gleichgewicht zwischen  $T_{\text{offset}}$  und der durch  $T_{\text{offset}}$  erzeugten Konvektionsströmung aus. Falls ein anderer Mechanismus stärker ist (Strahlung oder Wärmeleitung zum Probenhalter) ist  $T_{\text{offset}}$  größtenteils durch diesen anderen Mechanismus bestimmt und es entwickelt sich die entsprechende Konvektionsströmung.

Die Zeit, die notwendig ist, um konvektive Effekte zu entwickeln (3.7), ist häufig deutlich länger als die Anregungsperiode. Daraus kann allerdings nicht geschlossen werden, dass der modulierte Anteil der Temperatur  $T_m$  unbeeinflusst von der (weitgehend stationären) Konvektionsströmung wäre: Die maximale Amplitude  $T_m$  einer Wärmequelle unter einer starken Konvektionsströmung ist etwas geringer als das  $T_m$  einer anderen Quelle gleicher Stärke aber unter ruhender Luft.

Für niedrige Frequenzen (charakteristische Zeit kleiner als die Lock-in-Periode) ist die Konvektionsströmung moduliert. Dieser dynamische Effekt ist sehr schwer zu simulieren. Der Einfluss der Modulation auf die Konvektionsströmung kann aber auch bei niedrigen Frequenzen in der häufigen experimentellen Situation, dass  $T_m \ll T_{\text{offset}}$  gilt, vernachlässigt werden

Der typische Fall für die LIT ist also, dass sowohl Konvektion (aufgrund von  $T_{\text{offset}}$ ) und Wärmeleitung (aufgrund der Modulation von  $T_m$ ) gleichzeitig auftreten. Man kann davon ausgehen, dass die beiden Effekte sich linear addieren solange  $T_m \ll T_{\text{offset}}$  gilt.

### Erzwungene Konvektion

Temperaturkontrolle der aktiven Schicht auf dicken Substraten kann während des Experiments ein Problem sein. In diesem Fall kann mit erzwungener Konvektion über die Probenoberfläche die Wärmeübergangszahl der Oberfläche vergrößert werden. Bei erzwungener Konvektion streift eine äußere Strömung über die Probenoberfläche [49]. Die Ursache des erhöhten Wärmeübergangs ist die im Vergleich zu freier Konvektion geringere Grenzschichtdicke. Für moderate Strömungsgeschwindigkeiten ( $u_\infty \approx 10$  m/s) erhöht die äußere Strömung die Wärmeabgabe um etwa einen Faktor 10 verglichen mit freier Konvektion. Für Luft gilt [49] ( $[x] = \text{m}$ ,  $[u_\infty] = \text{m/s}$ ,  $[h] = \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ):

$$h_{\text{fc}} = 1,94 \sqrt{\frac{u_\infty}{x}}. \quad (3.11)$$

Die Ortsabhängigkeit ist für erzwungene Konvektion ähnlich wie für freie Konvektion. Im Gegensatz zur freien Konvektion ist sie nicht vom Auftrieb sondern von der externen Strömung angetrieben und hängt damit nicht von der Temperaturdifferenz zur Umgebung ab. Daher ist  $h_{\text{fc}}$  im Gegensatz zu  $h_{\text{conv}}$  keine Funktion der Temperatur.

### 3.1.3 Wärmeleitung zum Probenhalter

Bei der Messung ist die Probe häufig auf eine Art Probenhalter montiert. Die Wärmekapazität dieses Probenhalters ist dabei viel größer als die der Probe. Daher kann sie als Wärmesenke bei Raumtemperatur aufgefasst werden (oder bei einer anderen Temperatur thermostatiert). Der Wärmefluss  $Q$  von der Probenrückseite zum Probenhalter verursacht eine Temperaturstufe am thermischen Kontaktwiderstand zwischen jedem Punkt auf der Rückseite der Probe und der (homogenen) Temperatur der Senke, Gleichung (3.2). Man findet, dass die thermisch Kontaktleitfähigkeit  $h_{co}$  eine schwierig vorherzusagende Größe ist. Sie zeigt eine deutliche Abhängigkeit vom Anpressdruck,  $h \propto p^{2/3}$  [21, 20]. Korrelationen für Metalle sind in [21, 20] gegeben, typisch sind für geringe Anpressdrücke ( $< 20$  kPa) Werte von  $10^3$  bis  $10^4$   $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Diese Werte sind viel größer als die für alle anderen behandelten Wärmeaustauschmechanismen. Abhängig von Variationen in der Oberflächenstruktur und über die Grenzfläche variierendem Anpressdruck kann der Kontaktwiderstand deutlich inhomogen sein.

Für eine **thermisch dicke** Probe ist die Rückseite definitionsgemäß ohne Einfluss auf die Ausbreitung der Wärmewelle. Daher ist  $T_m$  auf der Probenoberfläche unbeeinflusst vom Wärmeaustausch mit dem Probenhalter. Für Frequenz 0 (entsprechend  $T_{\text{offset}}$ ) ist keine Probe thermisch dick (die thermische Diffusionslänge  $\Lambda \rightarrow \infty$  für  $\omega \rightarrow 0$ ). Die Gesamtwärmeübergangszahl für  $T_{\text{offset}}$  ist dann gegeben durch den Wärmewiderstand des dicken Substrats ( $l/\lambda$ ) und durch den Kontaktwiderstand ( $1/h_{co}$ )

$$h_{\text{thick},\omega=0} = (1/h_{co} + l/\lambda)^{-1}. \quad (3.12)$$

Für **thermisch dünne** Proben hängt das Temperaturfeld in der Probe nicht von der Tiefe in der Probe ab. Wärmeleitung zum Probenhalter beeinflusst daher  $T_m$  und  $T_{\text{offset}}$  gleich. Im Extremfall idealen thermischen Kontakts  $h_{co} \rightarrow \infty$ , gibt es keinen Unterschied zwischen Proben- und Probenhaltertemperatur. Das heißt, die gesamte Probe ist trotz Anregung auf homogener, stationärer Temperatur und kein Signal kann aufgenommen werden. Daraus folgt, dass bei der Temperaturkontrolle einer thermisch dünnen Probe der thermische Kontakt nicht zu hoch sein sollte (um ein kontrolliertes Signal zu erreichen, idealerweise unbeeinflusst vom  $h_{co}$  des Probenhalters) aber auch nicht zu gering (sodass die Temperatur des Probenhalters zumindest näherungsweise gleich der Probenoberflächentemperatur ist).

Wenn experimentell festgestellt wird, dass der thermische Kontakt zu groß ist, kann er durch ein absichtliches Aufrauen der Oberfläche oder mit einem Metallnetz vergrößert werden [1].

## 3.2 Einfluss des Wärmeaustauschs mit der Umgebung auf das Messergebnis

### 3.2.1 Allgemeine Behandlung

In den vorhergehenden Abschnitten wurden praktische Abschätzungen der Wärmeübergangszahl  $h$  für verschiedene Wärmeaustauschmechanismen gegeben. Hier soll nun ein

### 3 Einfluss des Wärmeaustauschs mit der Umgebung

allgemeines Verfahren entwickelt werden, mit dem man testen kann, ob dieser Wärmeaustausch die Form der thermischen Wellen merklich ändert oder nicht. Es wird angenommen, dass die Probe lateral homogen ist und zwei parallele Oberflächen hat (für thermisch dicke Proben hat die Rückseite keinen Einfluss auf das Temperaturfeld in der Probe). Nur das modulierte Signal  $T_m$  wird aufgenommen, daher ist hier stets die Wärmeübergangszahl bei der Anregungsfrequenz  $\omega/2\pi$  gemeint.

Die Grundidee zur Bestimmung des relativen Einflusses ist, zuerst das durch eine Heizquellenverteilung  $Q_0$  erzeugte Temperaturfeld  $T_{m0}$  unter Vernachlässigung von Wärmeaustausch mit der Umgebung zu bestimmen und die Temperaturvariationen an den Oberflächen zu betrachten. Diese Temperaturmodulation  $T_{m0}(\mathbf{r}) \exp[i\omega t + \phi(\mathbf{r})]$  an jedem Punkt der Oberfläche erzeugt weitere, gegenüber der Anregung phasenverschobene, modulierte Heizquellen  $Q_1$  ( $\text{Wm}^{-2}$ ) an Ober- ( $z = 0$ ) und Unterseite (bei  $z = l$ ) der Probe:

$$Q_1(\mathbf{r})|_{z=0,l} = -hT_{m0}(\mathbf{r})|_{z=0,l}. \quad (3.13)$$

Diese beiden zusätzlichen Heizquellenverteilungen verändern das Temperaturfeld in einem gewissen Maße. Im Prinzip ließe sich dieses Verfahren iterieren, um das tatsächliche Temperaturfeld zu bestimmen. Allerdings kann es auch als Kriterium dienen, um festzustellen, ob Wärmeaustausch von Bedeutung ist: *Wärmeaustausch mit der Umgebung (durch Strahlung, Wärmeleitung oder Konvektion) ist vernachlässigbar, wenn die in erster Iteration bestimmte Temperaturverteilung nicht merklich von der Temperaturverteilung abweicht, die mit adiabatischen Randbedingungen bestimmt wurde.*

Diese Bedingung kann für beliebige Wärmequellenverteilungen mithilfe der TTF (siehe Abschnitt 1.1.1) quantitativ ausgewertet werden. Dazu zerlegt man die Wärmequelle in ihre räumlichen Fourierkomponenten. Für jede einzelne dieser Fourierkomponenten der Heizquellenverteilung gilt aufgrund der Linearität der Wärmeleitung, dass die Temperaturresponse bei der gleichen Ortsfrequenz räumlich sinusförmig moduliert ist.<sup>2</sup> Das Amplitudenverhältnis und die Phasenverschiebung zwischen Heizanregung und Temperaturresponse ist durch die komplexwertige TTF gegeben, die in Kapitel 1 für beliebige Schichtsysteme bestimmt wurde. Die TTF für eine Quelle in der Tiefe  $z'$  in der Probe bei Ortsfrequenz  $k$ , die in der Tiefe  $z$  beobachtet wird, ist abkürzend als  $F_k(z \leftarrow z')$  notiert.

Ohne Wärmeaustausch ist das Temperaturfeld an den Oberflächen gegeben durch ( $l$ : Probendicke,  $a$ : Anregungsamplitude):

$$\begin{aligned} T_{m0}(0) &= aF_k(0 \leftarrow z')e^{ikx}, \\ T_{m0}(l) &= aF_k(l \leftarrow z')e^{ikx}. \end{aligned}$$

Die zusätzlichen Heizterme durch diese Oberflächentemperaturmodulation sind:

$$\begin{aligned} P_1(0) &= -h_{\text{front}}T_{m0}(0), \\ P_1(l) &= -h_{\text{back}}T_{m0}(l). \end{aligned}$$

---

<sup>2</sup>Implizit erfordert das ein lineares und homogenes  $h$ . Da es hier um eine Abschätzung geht, wann der Effekt vernachlässigbar ist, ist es zulässig, bei inhomogen und nichtlinearem Verhalten einen Maximalwert für  $h$  einzusetzen.

### 3 Einfluss des Wärmeaustauschs mit der Umgebung

Damit ergibt sich die Temperaturverteilung in erster Iteration in Tiefe  $z$  als:

$$\begin{aligned} T_{m1}(z) = & aF_k(z \leftarrow z')e^{ikx} \\ & - ah_{\text{front}}F_k(z \leftarrow 0)F_k(0 \leftarrow z')e^{ikx} \\ & - ah_{\text{back}}F_k(z \leftarrow l)F_k(l \leftarrow z')e^{ikx}. \end{aligned}$$

Das Amplitudenverhältnis von Temperaturfeld und zusätzlichen Beiträgen bei einer gegebenen Ortsfrequenz  $k$  ist dann:

$$v_{\text{front}} = \left| \frac{h_{\text{front}}F_k(0 \leftarrow z')F_k(z \leftarrow 0)}{F_k(z \leftarrow z')} \right|, \quad (3.14)$$

$$v_{\text{back}} = \left| \frac{h_{\text{back}}F_k(l \leftarrow z')F_k(z \leftarrow l)}{F_k(z \leftarrow z')} \right|. \quad (3.15)$$

Die physikalische Interpretation des *relativen Einflusses von Wärmeaustausch*  $v$  ist die einer groben Abschätzung des prozentualen Fehlers in der Messung durch die Vernachlässigung des Wärmeaustauschs mit der Umgebung bei Ortsfrequenz  $k$ .

Für den häufigen Fall, dass Wärmequellen und Beobachtung des Temperaturfeldes auf der Vorderseite liegen ( $z' = 0, z = 0$ ), vereinfacht sich die Vorderseitengleichung zu

$$v_{\text{front}} = |h_{\text{front}}| |F_k(0 \leftarrow 0)|. \quad (3.16)$$

Für eine thermisch dünne Probe hängt die Wärmeleitung nicht von der  $z$ -Koordinate ab, damit  $F_k(l \leftarrow 0) = F_k(0 \leftarrow 0)$  und

$$v_{\text{back, thin}} = |h_{\text{back}}| |F_k(0 \leftarrow 0)|. \quad (3.17)$$

Für eine thermisch dicke Probe ist  $F_k(l \leftarrow 0)$  definitionsgemäß 0 (die Probe ist so dick, dass die Wärmewellen sie nicht durchdringen) und damit

$$v_{\text{back, thick}} = 0. \quad (3.18)$$

Die Endformeln (3.16) bis (3.18) sind erstaunlich einfach und können nun direkt angewendet werden, um das frequenzabhängige Wärmeaustauschverhalten für eine gegebene Abschätzung der Wärmeübergangszahl  $h$  zu bestimmen.

Man kann schon jetzt einige allgemeine Schlussfolgerungen ziehen: Der relative Einfluss von Wärmeaustausch ist nicht nur proportional zur Wärmeübergangszahl, sondern auch zur TTF, d. h. zum Verhältnis von K Temperaturmodulation pro  $\text{Wm}^{-2}$  für eine gegebene Ortsfrequenz. Er hängt jedoch nicht von der Anregungsamplitude  $a$  ab, solange  $h$  keine Funktion der Temperatur ist (d. h. freie Konvektion vernachlässigbar ist). Die zweite Aussage ist besonders wichtig: Der störende Einfluss von Wärmeaustausch mit der Umgebung kann nicht dadurch verringert werden, dass man eine kleine Anregungsamplitude wählt.

### 3.2.2 Anwendung auf thermisch dünne und thermisch dicke Proben

#### Thermisch dünn

Für eine thermisch dünne Probe, die von Luft umgeben ist, ist Wärmeleitung der dominierende Wärmeaustauschmechanismus für einen weiten Bereich von Anregungsfrequenzen, siehe Abb. 3.3. In einer thermisch dünnen Probe ist die TTF (Tabelle 1.1 auf Seite 12):

$$F_k = \frac{1}{l\lambda_s(i\omega/D_s + k^2)} \quad (3.19)$$

(Index  $s$ : der Probe, Index  $a$ : der umgebenden Luft). Beide Oberflächen tragen gleichermaßen bei, daher ein Faktor 2. Mit (3.9) gilt:

$$v_{\text{cond}}(k) = 2|h_{\text{cond}}||F_k| = 2\frac{\lambda_a\sqrt{\omega^2/D_a^2 + k^4}}{l\lambda_s\sqrt{\omega^2/D_s^2 + k^4}}. \quad (3.20)$$

Der relative Einfluss ist damit am größten für homogene Anregung, hohe Ortsfrequenzen sind weniger beeinflusst vom Wärmeaustausch mit der Umgebung.

Eine physikalische Interpretation dieses Ergebnisses für den homogenen Fall ( $k = 0$ ) wird erkennbar, wenn man dieses Ergebnis mit der thermische Diffusionslänge aufschreibt:

$$v_{\text{cond}} = \sqrt{2}\frac{\Lambda_a(c_p\rho)_a}{l(c_p\rho)_s}. \quad (3.21)$$

Abgesehen vom Faktor  $\sqrt{2}$  ist das das Verhältnis der Wärmekapazitäten, die von der periodischen Temperaturveränderung beeinflusst. Also gilt: Wenn die pro Periode in Luft gespeicherte Wärme klein ist gegen die in der Probe gespeicherte, beeinflusst Wärmeleitung nicht das Ergebnis des Experiments.

Für den Fall, dass die Rückseite der thermisch dünnen Probe auf einen Probenhalter montiert ist, verschwindet der Faktor 2 aus (3.20), da nur noch eine Oberfläche offen ist. Auf der anderen Oberfläche ist die Wärmeübergangszahl unabhängig von Anregungsfrequenz  $\omega/2\pi$  und Raumfrequenz  $k$  und typischerweise  $h_{\text{co}} > 1000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  (siehe Abschnitt 3.1.3). An der Rückseite ist damit der relative Einfluss

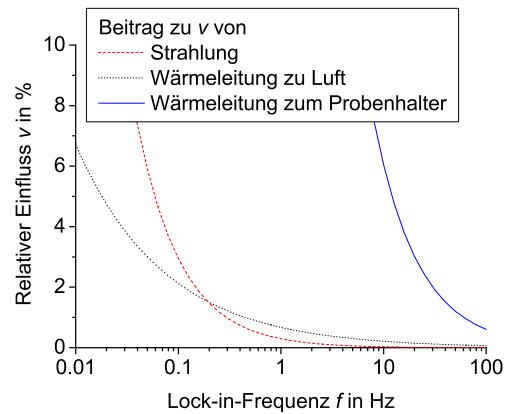
$$v_{\text{co}}(k) = h_{\text{co}}\frac{1}{l\lambda_s\sqrt{\omega^2/D_s^2 + k^4}}, \quad (3.22)$$

was ebenfalls für homogene Anregung ( $k = 0$ ) am größten ist.

Auch (3.22) für  $k = 0$  hat eine interessante physikalische Interpretation. Mit dem Wärmewiderstand (pro Fläche)  $R_{\text{co}} = 1/h_{\text{co}}$  und der Wärmekapazität (pro Fläche)  $C = l(c_p\rho)_s = l\lambda_s/D_s$ , erscheint der Term  $R_{\text{co}}C$  in dem Verhältnis (3.22). In Analogie zum elektrischen  $RC$ -Tiefpass-Glied beschreibt  $R_{\text{co}}C$  die Zeitkonstante des Wärmeaustauschs zwischen Probe und Probenhalter. Ersetzt man weiterhin die Anregungsfrequenz  $\omega$  durch die Periodenlänge  $t_p = 2\pi/\omega$ :

$$v_{\text{co}}(0) = \frac{t_p}{2\pi R_{\text{co}}C}, \quad (3.23)$$

### 3 Einfluss des Wärmeaustauschs mit der Umgebung



**Abbildung 3.4:** Relativer Einfluss von Wärmeaustausch mit der Umgebung ( $v$ ) für eine thermisch dünne Probe (Werte für eine  $200\ \mu\text{m}$  dicke Silizium-Solarzelle auf einem Probenhalter bei homogener Anregung. Die Beiträge von Wärmeleitung und -Strahlung von der Vorderseite sind vernachlässigbar gegenüber der Wärmeleitung durch den Rückkontakt für alle Frequenzen. Bei niedrigen Frequenzen wird Wärmeleitung zu Luft durch Konvektion (nicht gezeigt) überlagert.

wird offensichtlich, dass der relative Einfluss von Wärmeaustausch mit der Umgebung das Verhältnis von Periodendauer und Zeitkonstante der asymptotischen *initial heating-up phase* der Probe ist (bis auf einen konstanten Faktor  $2\pi$ ). Die Annahme quasi-adiabatischer Randbedingungen ist falsch, wenn die Probe innerhalb einer Lock-in-Periode sich bereits dem thermischen Gleichgewicht annähert [1].

Der relative Einfluss von Wärmeaustausch mit der Umgebung  $v$  für Strahlung, Konvektion, Wärmeleitung zu Luft und zum Probenhalter ist in Abb. 3.4 für das Beispiel einer waferbasierten Silizium-Solarzelle gezeigt, die leicht gegen einen metallischen Probenhalter gedrückt ist. Der bei weitem dominierende Mechanismus ist Wärmeleitung zum Probenhalter. Bei der hier angenommenen relativ großen Wärmeleitfähigkeit zwischen Probenhalter und Probe ( $h_{\text{co}} = 1250\ \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ) ließen sich Experimente mit Anregungsfrequenzen unter  $10\ \text{Hz}$  nicht mehr quantitativ interpretieren, ohne den Wärmeaustausch mit dem Probenhalter zu betrachten. Wenn die Probendicke von  $200$  auf  $100\ \mu\text{m}$  reduziert wird, müsste man für den gleichen relativen Einfluss von etwa  $5\%$  die Frequenz verdoppeln.

#### Thermisch dick

Für thermisch dicke Proben beeinflusst die Probenrückseite nicht die Wärmewellenausbreitung in der Probe (sei sie in Kontakt mit einem Probenhalter oder nicht). Der dominierenden Wärmeaustauschmechanismus ist daher Wärmeleitung von der Vorderseite.

### 3 Einfluss des Wärmeaustauschs mit der Umgebung

Die TTF für eine thermisch dicke Probe ist  $F_k$  ist (Tabelle 1.1 auf Seite 12):

$$F_k = \frac{1}{\lambda_s \sqrt{i\omega/D_s + k^2}}, \quad (3.24)$$

Damit erhält man für den relativen Einfluss des Wärmeaustauschs mit der Umgebung  $v$ , mit (3.9):

$$v(k) = \frac{\lambda_a \sqrt[4]{\omega^2/D_a^2 + k^4}}{\lambda_s \sqrt[4]{\omega^2/D_s^2 + k^4}}. \quad (3.25)$$

Im Grenzfall geringer Raumfrequenzen  $k = 0$  und mit den thermischen Diffusionslängen in Luft ( $\Lambda_a$ ) und Probe ( $\Lambda_s$ ) kann das umgeschrieben werden zu

$$v(0) = \frac{\lambda_a \sqrt{1/D_a}}{\lambda_s \sqrt{1/D_s}} = \frac{\Lambda_a (c_p \rho)_a}{\Lambda_s (c_p \rho)_s}. \quad (3.26)$$

Der Einfluss des Wärmeaustauschs mit Luft ist daher vernachlässigbar, wenn die von der Wärmewelle beeinflusste Wärmekapazität der Luft klein gegen die der Probe ist. Dieses Verhältnis ist etwa  $v = 0,0007$  für Glas an Luft (die Frequenzabhängigkeit kürzt sich heraus). Der Einfluss auf das Ergebnis ist also vernachlässigbar klein.

Für hohe Ortsfrequenzen dominieren die  $k$ -Terme über die  $\omega$ -Terme, das gibt als Grenzfall für hohe Ortsfrequenzen:

$$v(k) = \frac{\lambda_a}{\lambda_s}. \quad (3.27)$$

Dieses Verhältnis ist gültig für feine Details der Heizdichteverteilung und hat einen Wert von  $v = 0,024$  für Glas an Luft. Daher gilt unabhängig von der genauen Verteilung der Ortsfrequenzen, dass  $v$  auf der gesamten Probenoberfläche zwischen 0,4% und 2,4% liegt. Bessere Wärmeleiter als Glas zeigen einen geringeren Einfluss der Wärmeleitung auf die Temperaturmodulation.

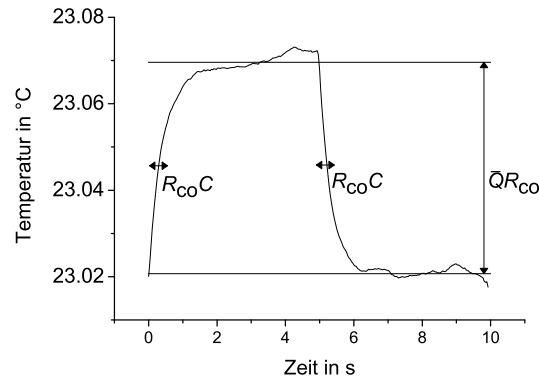
## 3.3 Experimentelle Bestätigung

### 3.3.1 Thermisch dünn: Solarzelle auf einem Probenhalter

Eine der Hauptanwendungen von LIT ist die Untersuchung von Inhomogenitäten im Stromfluss von waferbasierten Silizium-Solarzellen (Shunts, Randströme, Diffusionsströme, Serienwiderstände) [1]. Die Silizium-Solarzelle ist auch ein gutes Beispiel für thermisch dünne Wärmeleitung.

Um die Zelle zuverlässig zu kontaktieren und zur Temperaturkontrolle werden die Proben durch Unterdruck gegen einen metallischen Probenhalter gepresst. In diesem Abschnitt sollen Temperaturverläufe und der Einfluss des Probenhalters experimentell untersucht werden. Es wird gezeigt, dass der Kontakt mit dem metallischen Probenhalter durchaus kritisch ist und das Problem sich verschärft, wenn der Trend zu dünneren Zellen anhält.





**Abbildung 3.5:** Bestimmung der Zeitkonstante und der Wärmeleitfähigkeit  $h_{co} = 1/R_{co}$  zum Probenhalter aus der *initial heating-up phase*. Die Probe ist eine monokristalline Silizium-Solarzelle auf einem Probenhalter aus Kupfer. Die Leistungsdichte ist  $\bar{Q} = (8,7 \pm 0,7) \text{ mW/cm}^2$  wurde bestimmt aus der in der Zelle elektrisch verbrauchten Leistung und einem Geometriefaktor von  $0,70 \pm 0,05$  aufgrund von inhomogenem Stromfluss. Dieser Geometriefaktor wurde aus einem LIT-Bild der Zelle bei gleicher Zellspannung (0,6 V) bestimmt. Dieser Leistungsdichte entspricht bei einer Lock-in-Frequenz von 10 Hz eine Temperaturmodulationsamplitude von etwa 1 mK.

### **Initial heating-up phase**

Am Beginn eines Thermographieexperiments hat die Zelle die gleiche Temperatur wie der Probenhalter. Weil die Anregung nur positiv ist und keine Kühlphase hat, erhöht sich die Temperatur, bis sich ein Gleichgewicht mit dem Wärmeverlust über den Probenhalter einstellt hat; alle anderen Mechanismen sind vernachlässigbar klein. Im dynamischen Gleichgewicht gilt (mit der mittleren Heizquellenstärke  $\bar{Q}$ )

$$h_{co} T_{\text{offset}} = \bar{Q}. \quad (3.28)$$

Die Zeit, bis sich dieses dynamische Gleichgewicht ausgebildet hat heißt *initial heating-up phase* [1].

Für thermisch dünne Proben kann diese Phase theoretisch mit einer Kapazität ( $C = c_p \rho l$ , Wärmekapazität pro Fläche) und einem thermischen Widerstand zur Wärmesenke (dem Probenhalter;  $R_{co}$ ) beschrieben werden. Man erhält die einfache exponentielle Abhängigkeit:

$$T_{\text{offset}}(t) = T_{\text{offset}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{R_{co}C}\right) \right]. \quad (3.29)$$

Dieser zeitliche Verlauf wurde im zentralen Bereich einer monokristallinen Silizium-Solarzelle thermographisch gemessen (ohne schwarze Folie, Emissivität lokal korrigiert, siehe Abschnitt 2.1). Um das Experiment einfach zu halten, war die Anregung (im Gegensatz zu einem echten LIT-Experiment) nicht gepulst. Das durchschnittliche Signal nach 15 Wiederholungen ist in Abb. 3.5 gezeigt.

Auswertung des Graphs in Abb. 3.5 gibt eine Wärmeübergangszahl von  $h_{co} = (1250 \pm 150) \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  sowie eine Zeitkonstante von  $R_{co}C = l(c_p\rho)_s/h_{co} = (0,36 \pm 0,07) \text{ s}$ . Daraus lässt sich eine Flächenwärmekapazität ausrechnen, die der eines Siliziumstücks von  $270 \mu\text{m}$  Dicke entspricht. Das ist ein plausibler Wert für eine fertige Solarzelle einschließlich des Aluminium-Rückkontakts.

Quasi-adiabatische Bedingungen liegen dann vor, wenn die charakteristische Zeit deutlich kleiner als die Lock-in-Periode ist. Für den gegebenen Probenhalter gilt das nur für Frequenzen über 10 Hz.

#### **Einfluss auf Amplitude und Phase des LIT-Bildes**

Die Temperaturtransientenmessung im letzten Abschnitt lässt erwarten, dass Wärmeleitung zum Probenhalter mit  $h \approx 1250 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  bei Lock-in-Frequenzen unter 10 Hz ein Problem sein kann. Ein einfacher Test dieser Behauptung ist, unter einem Teil der Probe die Wärmeleitung zum Probenhalter deutlich zu verringern und zu schauen, ob die Signale von beiden Teilen der Probe unterschiedlich sind. Sie sollten nur dann unterschiedlich sein, wenn Wärmeleitung zum Probenhalter tatsächlich die Thermogramme beeinflusst.

In Abb. 3.6 ist dieses Experiment dargestellt.<sup>3</sup> Die Probe ist wieder eine monokristalline Silizium-Solarzelle auf einem Kupferprobenhalter, allerdings mit einem Stück Papier zwischen Probe und Probenhalter in der oberen rechten Ecke. Man erkennt, dass für 3 Hz ein merklicher Einfluss auf die Phase sichtbar ist (etwa  $10^\circ$ ). Das bedeutet, dass das Thermogramm bereits bei dieser Frequenz von einem beträchtlichen systematischen Fehler durch Wärmeaustausch mit der Umgebung beeinflusst ist. Der Einfluss des Wärmeaustauschs auf die Phase des komplexen Signals ist aufgrund des  $RC$ -Charakters des Systems stärker als auf die Amplitude. Wie erwartet verschwindet dieser Einfluss für höhere Frequenzen. Bei 25 Hz ist das Experiment kaum noch empfindlich auf die Wärmeleitfähigkeitsvariationen an der Grenzfläche zwischen Probe und Probenhalter, d. h. die Wärmeausbreitung in der Probe ist quasi-adiabatisch.

In der Herstellung von Solarzellen gibt es einen starken Trend, die Zelldicke zu verringern [55]. Eine denkbare Zelle mit nur der halben Dicke ( $100 \mu\text{m}$ ) wie die hier verwendete Testzelle hat auch nur die Hälfte ihrer Wärmekapazität. Nach Gleichung (3.23) bedeutet das, dass es für quasi-adiabatische Bedingungen notwendig ist, entweder die Lock-in-Frequenz oder den Wärmeübergangswiderstand zu verdoppeln (aufgeraute Oberfläche, Metallnetz).

#### **3.3.2 Thermisch dick: Dünnschicht solarzelle**

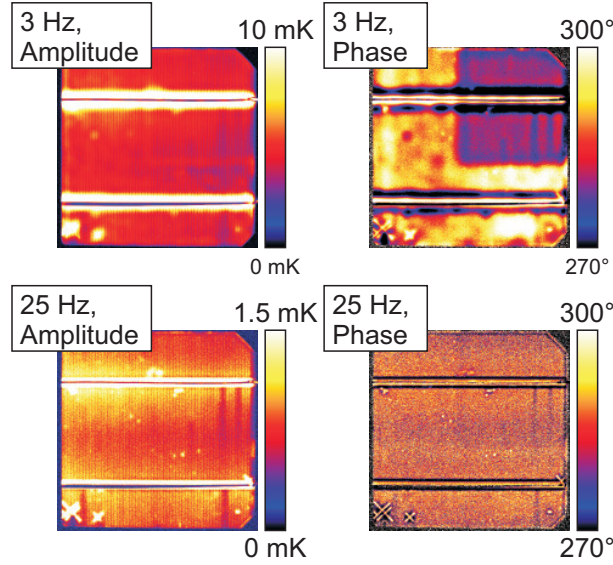
Als Beispiel für eine Probe mit einem thermisch dicken Substrat soll hier eine CSG-Probe untersucht werden. Das 3 mm dicke Glassubstrat ist thermisch dick für Frequenzen über 0,5 Hz. Auch diese Probe ist an einen Probenhalter aus Kupfer angepresst.

Die Abschätzungen in Abschnitt 3.2.2 haben gezeigt dass der relative Einfluss von Wärmeaustausch mit der Umgebung mit  $v = 0,0007$  bis  $v = 0,02$  (abhängig von der

---

<sup>3</sup>Experiment: O. Breitenstein.

### 3 Einfluss des Wärmeaustauschs mit der Umgebung



**Abbildung 3.6:** DLIT an einer monokristallinen Silizium-Solarzelle auf einem Kupferprobenhalter ( $h \approx 1250 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ), 0,75 V, 5,0 A bei 3 und 25 Hz Lock-in-Frequenz. Ein Stück Papier ist in der oberen rechten Ecke zwischen Probe und Kupfer gesteckt und reduziert dort lokal  $h$ . Bei 3 Hz sind Amplitude und (stärker) die Phase des Lock-in-Signals deutlich von der veränderten Wärmeübergangszahl beeinflusst. Gemäß der in Abb. 3.4 wird dieser Effekt für höhere Lock-in-Frequenzen klein ( $> 10 \text{ Hz}$ ).

Ortsfrequenz der Heizquellen) über einen weiten Frequenzbereich gering ist. Das gilt für Frequenzen bis herunter zu 0,2 Hz, wo Strahlung und freie Konvektion die Wärmeleitung an Luft als dominierenden Mechanismus ablösen. Im Gegensatz zu  $T_m$  kann unter diesen Bedingungen  $T_{\text{offset}}$  recht groß werden. Analog zur thermisch dünnen Zelle im vorherigen Abschnitt wurde auch hier die Zelle elektrisch geheizt und der Temperaturverlauf auf der Oberfläche aufgezeichnet. Abbildung 3.7 vergleicht die gemessene Kurve mit einer eindimensionalen Simulation des Verhaltens.

Die theoretische Kurve wurde als numerische Lösung des eindimensionalen Wärmeleitungsproblems bestimmt:

$$0 = D \frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2} - i\omega \frac{\partial T(z, t)}{\partial t}, \quad (3.30)$$

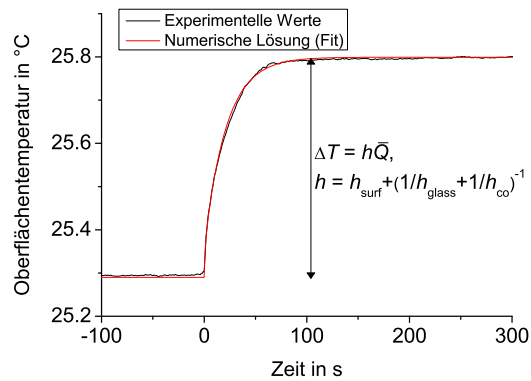
mit den Randbedingungen

$$\begin{aligned} -\lambda \left. \frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \right|_{z=0} &= \bar{P}, \\ -\lambda \left. \frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \right|_{z=l} &= h_{\text{co}} [T(l, t) - T_{\text{ambient}}], \end{aligned}$$

und dem Anfangswert

$$T(z, 0) = T_{\text{ambient}}.$$

### 3 Einfluss des Wärmeaustauschs mit der Umgebung



**Abbildung 3.7:** Bestimmung der Zeitkonstante und des thermischen Kontaktwiderstands zum Probenhalter aus der Heizkurve ( $\bar{Q} = 12 \text{ mWcm}^{-2}$ ) eines CSG-Dünnschichtmoduls auf einem 3 mm dicken Glassubstrat, das gegen einen Kupferprobenhalter gedrückt wurde. Zwei Anteile müssen für den Wärmeverlust bei Frequenz 0 in Betracht gezogen werden: Strahlung und Konvektion an der Oberfläche ( $h_{\text{surf}}$ , etwa 5%), Wärmeleitung durch das Glas ( $h_{\text{glass}}$ ) und vom Glas zum Probenhalter ( $h_{\text{co}}$ , etwa 95%). Dieser Leistungsdichte entspricht bei einer Lock-in-Frequenz von 10 Hz eine Temperaturmodulationsamplitude von etwa 25 mK.

(Heizleistungsdichte  $\bar{Q}$ , Glasdicke  $l$ , Kontaktleitfähigkeit zwischen Probe und Probenhalter  $h_{\text{co}}$ .)

Das erwartete Verhalten für ein unendlich dickes Glassubstrat ist ein wurzelförmiger Anstieg der Temperatur (siehe [2], § 2.9). Die reale Probe zeigt dieses Verhalten nur in den ersten Sekunden, bis die Glasrückseite beginnt, die Ausbreitung der Wellenfronten in der Probe zu beeinflussen. Danach bestimmen die Wärmeleitfähigkeit durch das Glas zum Probenhalter und die Wärmekapazität des Glases die Form der Kurve, ganz ähnlich wie für thermisch dünne Materialien. Aus den Abschätzungen in Abschnitt 3.1 folgt, dass durch die Vorderseite deutlich weniger Wärme abgeführt wird (etwa 5% der erzeugten Wärme). Die Wärmeleitfähigkeit des Glases ist auch bekannt:  $h_{\text{glass}} = \lambda/l = 360 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Damit bleibt als freier Parameter die Qualität des thermischen Kontakts zwischen Glas und Kupfer,  $h_{\text{co}}$ , die aus der experimentellen Kurve bestimmt werden kann. Man erhält  $h_{\text{co}} = (300 \pm 20) \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Dieser Wert ist deutlich geringer als der für die Silizium/Kupfer-Grenzfläche aus dem letzten Abschnitt. Die Ursache dafür ist die hohe Oberflächenrauigkeit der Rückseite des steifen Glassubstrats.

Für Glas an Luft (ohne Probenhalter) ist der Temperaturanstieg deutlich größer, weil der Gesamtwärmeverlust dann nur noch  $h_{\text{surf}} + h_{\text{back}} \approx 18 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  ist. Daraus folgt, dass der (unerwünschte) Temperaturanstieg im Vergleich zur Situation mit Probenhalter um einen Faktor von  $\approx 10$  erhöht ist.

### 3.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Abschätzungen für die Wärmeübergangszahl  $h$  für das modulierte Signal und den Heizanteil bei Frequenz 0 vorgestellt. Die betrachteten Mechanismen sind: Strahlung, Wärmeleitung/Konvektion zu Luft und Wärmeleitung zum Probenhalter. Ein leicht anwendbares, allgemeines Kriterium, Gleichung (3.16), wurde angegeben, um einzuschätzen, ob der Einfluss dieser Effekte auf das modulierte Signal vernachlässigt werden darf oder weitere Maßnahmen nötig sind, um quasi-adiabatische Randbedingungen zu gewährleisten.

Konkrete Ergebnisse sind, dass für Anregungsfrequenzen über 0,2 Hz Wärmeleitung zu Luft ein stärkerer Effekt ist als Wärmestrahlung bei 300 K ist. Nur für Strukturen größer als 3 cm, Frequenzen unter 0,2 Hz und hoher IR Emissivität ist Strahlung ein wichtiger Effekt. Für moderate Temperaturunterschiede (einige K) ist freie Konvektion nur dann wichtiger als Wärmeleitung zu Luft, wenn die Anregungsfrequenz unter  $\approx 0,1$  Hz liegt. Die Behandlung ergibt weiterhin, dass der störende Einfluss von Wärmeaustausch nur dann durch niedrige Anregungsamplituden verringert werden kann, wenn freie Konvektion der dominante Mechanismus ist, also für extrem niedrige Lock-in-Frequenzen.

Diese theoretischen Ergebnisse wurden auf eine thermisch dünne waferbasierte Zelle und eine thermisch dickes Solarmodul (CSG) angewendet. Für die thermisch dünne, waferbasierte Zelle gilt, dass Anregungsfrequenzen unter 10 Hz kritisch sind, wenn die Probe direkt auf dem Probenhalter aufliegt. Für dünnere Zellen verschärft sich der Effekt. Für die CSG-Zelle auf dickem Glassubstrat ist der Einfluss auf das LIT-Signal klein. Die Temperaturkontrolle jedoch ist ein Problem. Im Beispiel wurde ein Temperaturanstieg von 0,5 K bestimmt; ganz ohne Probenhalter würde dieser störende Temperaturanstieg auf etwa 5 K steigen.

## 4 Peltiereffekte in der Lock-in-Thermographie

In allen Leitern ist Stromfluss mit thermoelektrischen Effekten verbunden. Für den Betrieb von Solarzellen sind diese Effekte weder nützlich noch störend, sie können allerdings unter Umständen in der LIT sichtbar werden, sodass es für die Diagnose der Zellen (insbesondere an Kontaktfingern und *laser fired contacts*, LFCs) interessant ist, sich mit den physikalischen Grundlagen der Thermoelektrik in Halbleitern zu befassen.

Insbesondere im Hinblick auf beleuchtete LIT ist es interessant, sich mit den thermoelektrischen Eigenschaften von Minoritätsträgern zu befassen. Es wird gezeigt, wie sich die thermoelektrischen Heiz- und Kühlvorgänge im Zusammenhang mit Generation und Rekombination von Minoritätsträgern in die allgemeine thermodynamische Theorie einfügen. Das vervollständigt die in der Literatur zu findende Beschreibung dieser Vorgänge nur anhand des Abstands zwischen Quasi-Fermi-Niveau und Bandkante [56, 57, 58].

Im praktischen Teil wird ein Verfahren vorgestellt, mit dem der Peltierkoeffizient flacher Proben direkt mit der LIT gemessen werden kann. Experimentelle Ergebnisse an multi- und polykristallinem Silizium (CSG) werden vorgestellt sowie mit der Theorie und experimentellen Referenzdaten verglichen.

Das Kapitel schließt mit dem Nachweis von Peltiererwärmung und -abkühlung auch an einer waferbasierten Zelle, in der diese Effekte weniger ausgeprägt sind als bei den in Kapitel 5 untersuchten CSG-Dünnschichtzellen.

### 4.1 Thermodynamische Grundlagen

#### 4.1.1 Majoritätsladungsträger

Für Gebiete entfernt von p-n-Übergängen ist zumeist eine Ladungsträgersorte um mehrere Größenordnungen häufiger als die andere. Alle Transporteffekte innerhalb des Materials lassen sich erklären, indem nur die Majoritätsträger betrachtet werden. Es gelten die erweiterten Joule- und Fourier-Gesetze [59]:

$$\mathbf{E} = \varrho \mathbf{j} + \alpha \text{grad } T, \quad (4.1)$$

$$\mathbf{q} = \Pi \mathbf{j} - \lambda \text{grad } T \quad (4.2)$$

mit dem Seebeck-Koeffizienten  $\alpha$ , dem Wärmestrom  $\mathbf{q}$ , dem Peltierkoeffizienten  $\Pi$  und der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$ . Im Betrieb von Solarzellen und bei der Untersuchung mit LIT bilden sich keine starken Temperaturgradienten aus, daher gilt näherungsweise:

$$\mathbf{E} = \varrho \mathbf{j}, \quad (4.3)$$

$$\mathbf{q} = \Pi \mathbf{j}. \quad (4.4)$$

Der isotherme Wärmestrom (4.4) macht sich bemerkbar durch Wärme  $\text{div } \mathbf{q}$ . Diese Divergenz ist zum Beispiel an Grenzflächen zwischen zwei Materialien ungleich 0. Dort hat der Peltierkoeffizient eine Stufe, die zu einer Wärmeaufnahme/-abgabe an der Grenzfläche führt.

Peltier-, Seebeck- und Thomsonkoeffizient ( $\tau$ ) sind durch die (thermodynamisch abgeleiteten [59]) Kelvin-Beziehungen verknüpft, es gelten stets:

$$\Pi = T\alpha, \quad (4.5)$$

$$\tau = T \frac{d\alpha}{dT}. \quad (4.6)$$

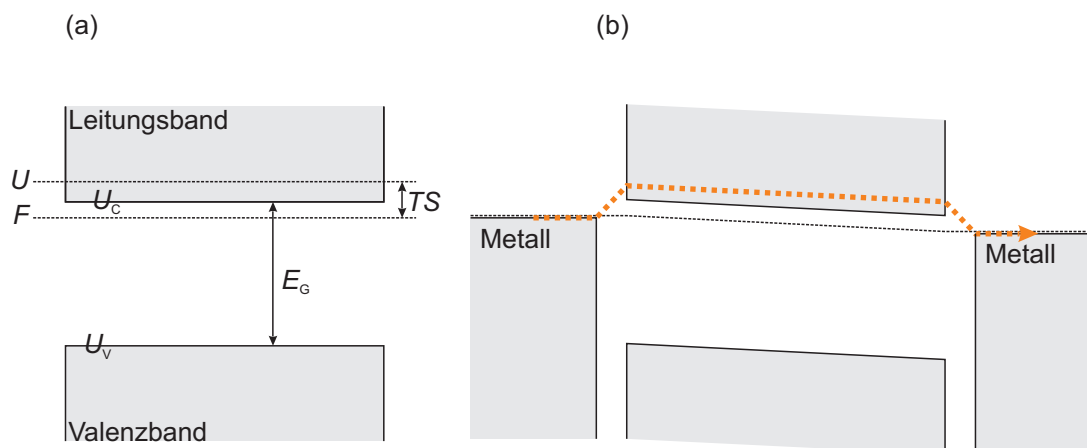
Die Verhältnisse im Halbleiter lassen sich am einfachsten am Beispiel eines Elektrons in einem moderat n-dotierten Halbleiter erläutern, dessen Temperatur konstant gehalten wird, Abb. 4.1(a). Die Elektronen befinden sich energetisch im Leitungsband, ihre mittlere innere Energie  $U$  ist größer als der Leitungsbandkante  $E_C$ . Die freie Energie  $F = U - TS$  des Ladungsträgers<sup>1</sup> befindet sich hingegen im Gap und ist mit der (Quasi-)Fermi-Energie gleichzusetzen [60].

Bei der mathematischen Behandlung der thermoelektrischen Prozesse im Halbleiter entsteht ein Vorzeichenproblem. Thermodynamisch werden die inneren und freien Energien von Elektronen und Löchern gleich gezählt, in der Halbleiterphysik dagegen ist es üblich, die Energie der Löcher negativ zu zählen. In beiden Fällen ist dabei die Lage des Nullpunkts unwichtig. Beispielsweise ist die *Summe* der inneren Energie eines Elektrons an der Leitungsbandkante  $U_C$  und der inneren Energie eines Lochs an der Valenzbandkante  $U_V$  genau die Gap-Energie  $E_G$ , aber halbleiterphysikalisch die *Differenz* der Bandkantenenergien  $E_C - E_V = E_G$ . Ebenso ist die *Differenz* der Quasi-Fermienergien die nutzbare Energie eines Elektron-Loch-Paars in der Solarzelle oder die *Summe* der freien Energien. Für den Zweck der thermoelektrischen Beschreibung ist die thermodynamische Vorzeichenkonvention sinnvoller. Es gilt für die freien Energien:  $E_F^{\text{el}} = F^{\text{el}}$ ,  $-E_F^{\text{h}} = F^{\text{h}}$  [60]; für die inneren Energien  $E^{\text{el}} = U^{\text{el}}$ ,  $-E^{\text{h}} = U^{\text{h}}$ ; sowie für die Bandkanten  $E_C = U_C$ ,  $-E_V = U_V$ .

Für Elektronen in einem stromlosen Halbleiter besteht die Differenz  $TS$  zwischen innerer und freier Energie aus zwei Beiträgen. Der erste ist der Abstand zwischen freier Energie  $F$  und Leitungsbandkante  $U_C - F$ , der andere die mittlere Energie, die die Elektronen im Band haben  $U - U_C$ . Im Modell des freien Elektronengases kann man von  $U_C - F$  als einer potenziellen Energie der Elektronen im Band sprechen. Der Restbetrag  $U - U_C$  entspricht dann einer kinetischen Energie  $\langle p^2/2m^* \rangle = 3kT/2$  der Elektronen bei Temperatur  $T$  [60]. Diese Vorstellung versagt allerdings bei stark dotierten Halbleitern (wie z. B. dem Emitter einer waferbasierten Standardzelle), weil die Fermi-Energie in die Nähe der Bandkante kommt oder gar darüber hinaus. Der gerade behandelte stromlose

---

<sup>1</sup>Die thermodynamischen Potentiale und die Temperatur sind nur für statistische Anzahlen von Ladungsträgern definiert, sollen hier aber dennoch auf die einzelnen Elektronen normiert verwendet werden. Gemeint ist die mittlere freie Energie, innere Energie bzw. Entropie pro Elektron in einem genügend großen Volumenelement bei Temperatur  $T$ .



**Abbildung 4.1:** (a) Banddiagramm im n-dotierten Halbleiter. Eingezeichnet sind die Bandkanten  $U_V$  und  $U_C$ , die Gap-Energie  $E_G = U_C + U_V (= E_C - E_V)$  sowie die freie Energie  $F$  oder (Quasi-)Fermi-Energie und die innere Energie  $U$  der Elektronen. Die Differenz ist das Produkt  $TS$  aus Temperatur und Entropie. (b) Stromdurchflossener, n-dotierter Halbleiter. Eingezeichnet (orange) ist der Elektronenfluss, positiver Pol ist rechts. Die Elektronen auf der linken Seite können nicht dem Verlauf der freien Energie folgen, sondern werden im Band geleitet. Die mittlere Höhe im Band (und damit  $TS$ ) ist dabei gegeben durch die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Höhe des Zustands.

Fall ist aber letztlich uninteressant, da sowohl im Betrieb als auch bei der Messung Ströme fließen.

Für einen Stromfluss habe der Halbleiter metallische Kontakte auf beiden Seiten, Abb. 4.1(b). Auch in Metallen stimmt die freie Energie nicht mit der inneren Energie der Ladungsträger überein. Diese Abweichung ist jedoch für die meisten Metalle gegenüber der in Halbleitern klein und soll hier vernachlässigt werden. Beim Stromfluss durch den Halbleiter werden Elektronen von der einen zur anderen Seite transportiert. Um vom Metall in das Leitungsband (links) zu gelangen, müssen die Elektronen den Energiebetrag  $TS$  aufnehmen, der am gegenüberliegenden Kontakt (rechts) wieder abgegeben wird. Damit ist die innere Energie an den Kontakten unstetig, dort wird Wärme von der Umgebung isotherm aufgenommen und abgegeben. Die Kurve der freien Energie hingegen zeigt diese Unstetigkeit nicht, sie sinkt nur durch den Ohm'schen Widerstand im Halbleiter. Die am linken Kontakt aufgenommene Wärme wird von den Elektronen zum rechten Kontakt transportiert. Es gibt also einen mit dem Stromfluss direkt verbundenen Wärmestrom, obwohl die Temperatur überall konstant gehalten wird. In diesem Sinne kann man von einem Strom latenter Wärme sprechen.

Ein Blick zurück auf (4.4) zeigt, dass dieser Wärmestrom nichts anderes ist als der Peltierwärmestrom (pro Elektron), damit gilt [59]

$$TS = q\Pi, \quad (4.7)$$

mit der Ladung  $q = -e$  des Elektrons.

Der pro Ladungsträger transportierte Wärmebetrag  $TS = e\Pi$  ist allerdings nicht (wie



im stromlosen Halbleiter) Bandkantenabstand plus mittlere kinetische Energie (das wäre  $TS = (U_C - F) + 3kT/2$ ). Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist eine Funktion der Energie im Band, Elektronen in höheren Zuständen tragen stärker zum Stromfluss bei und pro Zeiteinheit verlassen mehr Elektronen den Metallkontakt zum Halbleiter in Zustände höherer Energie. Dieser Prozess hängt quantitativ von den Streuprozessen im Material ab und wird durch die Boltzmann-Transportgleichung beschrieben [61]. Aus diesem Grund ist auch die Angabe der kinetischen Energie im Leitungsband in [60] ( $U - U_C = 3kT/2$ ) nicht korrekt für die Solarzelle in Betrieb.

Ein weiterer Effekt, der die pro Ladungsträger transportierte Wärmemenge erhöht, ist der Phonon Drag  $\Pi_{PD}$ . Es handelt sich um einen Wechselwirkungseffekt zwischen Elektronen und Phononen. Details werden am Beispiel von Silizium in Abschnitt 4.2.2 behandelt. Der Gesamtpeltierkoeffizient ist  $\Pi = \Pi_{diff} + \Pi_{PD}$ .

All diese Überlegungen für Elektronen im Leitungsband gelten analog auch für Löcher im Valenzband.

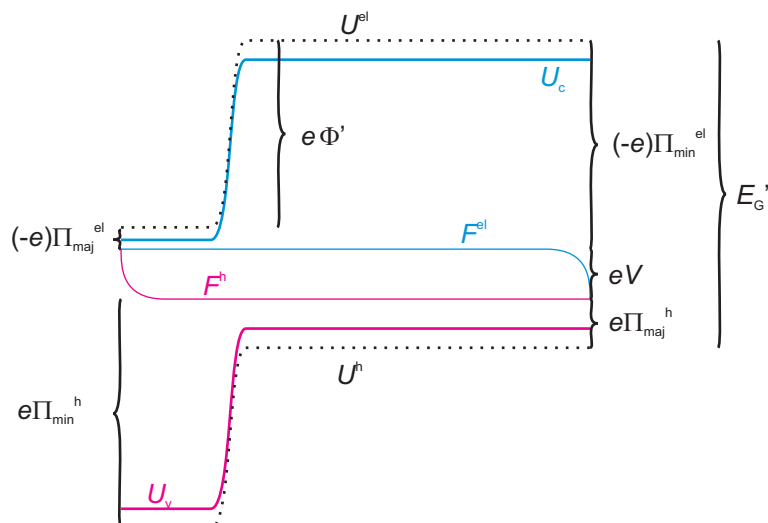
### 4.1.2 Minoritätsladungsträger

Im letzten Absatz wurden nur Majoritätsträger behandelt. An p-n-Übergängen sind jedoch auch Effekte der Minoritätsträger wichtig, die durch eine angelegte Spannung oder Beleuchtung entstehen. Deren thermoelektrische Eigenschaften sollen in diesem Abschnitt untersucht werden.

Es gibt keinen Grund, die Entropie pro Ladungsträger  $S$  eines Minoritätsträgers nicht mehr mit dem Peltierkoeffizienten  $\mp e\Pi/T$  (4.7) zu identifizieren, nur weil die andere Ladungsträgersorte in höherer Konzentration vorhanden ist. Die auftretenden Effekte lassen sich am Banddiagramm erläutern, als Beispiel (Abb. 4.2) ist ein p-n-Übergang mit hochdotiertem n- und gering dotiertem p-Gebiet gezeigt. Wie die Abbildung zeigt, gibt es damit einen ortsabhängigen Peltierkoeffizienten für Elektronen und Löcher. Für Elektronen beginnt  $\Pi$  (betragsmäßig) klein im n-Gebiet (links im Bild), wo die Elektronen Majoritätsträger sind, am p-n-Übergang steigt er stark an; dort werden die Elektronen zu Minoritätsträgern, die mehr oder weniger weit entfernt vom p-n-Übergang rekombinieren. Für Minoritäten ist der Peltierkoeffizient also von der Barrierenhöhe um damit von der angelegten Spannung abhängig. Durch Rekombination (z. B. am p-Kontakt, wie in der Abbildung gezeigt) streben Elektronen und Löcher wieder zum Gleichgewicht, ihre freien Energien nähern sich an. Damit steigt der Peltier-Koeffizient der (immer weniger) verbleibenden Elektronen betragsmäßig an. Über die Abhängigkeit der freien Energie der (Minoritäts-) Elektronen von ihrer Konzentration im p-Gebiet wird der Elektronenpeltierkoeffizient, auch in homogenem Material, ortsabhängig. Die Effekte von Minoritätsträgerpeltierkoeffizienten, insbesondere in Hinblick auf ihre mögliche Verwendung als interne Kühlung, sind in Pipe *et al.* [62, 63] beschrieben.

Eine Divergenz des Peltierwärmestroms  $\text{div } \Pi \mathbf{j}$ , also die beobachtete Peltiererwärmung oder -kühlung, tritt aber nicht nur bei einer Veränderung des Minoritätsträgerpeltierkoeffizienten auf, sondern auch bei Generation und Rekombination ( $\text{div } \mathbf{j} \neq 0$ ).

Die Peltierkoeffizienten von Majoritätsträgern sind experimentell einfach zu bestimmen, für Minoritätsträger ist das schwieriger. Auch theoretisch ist der Fall nicht ganz



**Abbildung 4.2:** Banddiagramm zur Erläuterung der thermoelektrischen Vorgänge am p-n-Übergang. Vorzeichen: Alle Energien  $U$  und  $F$  sind positiv, die der Elektronen werden nach oben, die der Löcher nach unten gezählt. Der Energienullpunkt ist dabei beliebig. Die Peltierkoeffizienten der Elektronen  $\Pi^{\text{el}}$  sind negativ, die der Löcher  $\Pi^{\text{h}}$  positiv (Elementarladung  $e$  positiv).

einfach: Die Differenz der Minoritäts- und Majoritätspeltierkoeffizienten ist zwar annähernd die Barrierenhöhe, aber nicht ganz. Unterschiedlich ist der Phonon-Drag-Anteil (in schwach dotierten Material deutlich stärker, Phonon Drag ist in [62] leider nicht betrachtet). Auch die mittlere Höhe der Ladungsträger im Band ist unterschiedlich, da sie nur für schwach dotiertes Material ( $U_{C/V} - F \gg kT$ ) unabhängig von der Lage des Fermi-Niveaus ist.

### Strahlende Rekombination

Die Erklärung des thermoelektrischen Verhaltens der Solarzelle mithilfe von Minoritätsträgerpeltierkoeffizienten beinhaltet, dass bereits bei der Absorption eines Photons nicht nur die Thermalisierungswärme entsteht ( $E_{\text{ph}} - E'_G$ ). Ein weiterer Teil der Energie des Photons,  $(-e)\Pi_{\text{min}}^{\text{el}} + (+e)\Pi_{\text{maj}}^{\text{h}} \approx 1,3\text{eV} - eV$  in einer Si-Zelle, wird ebenfalls bereits im Moment der Absorption in der Basis (unwiderruflich) in Wärme umgewandelt. Das muss auch so sein, da nur die Differenz der Quasi-Fermi-Energien nutzbar ist, also die freie Energie, die man gewinnt, wenn man gleichzeitig ein Elektron und ein Loch aus der Solarzelle entnimmt.

Problematisch wird diese Vorstellung bei der strahlenden Rekombination. Dieser Prozess ist zwar bei Silizium-Zellen gegenüber der nichtstrahlenden Rekombination vernachlässigbar klein, dennoch stellt sich die Frage: Können Lichtphotonen mit einer Energie  $E_G \approx 1,1\text{eV}$  entstehen und den Teil ihrer Energie, der bereits in Wärme umgewandelt ist, dennoch abtransportieren?<sup>2</sup> Um diesen Prozess zu verstehen, ist es nötig, den Pho-

<sup>2</sup>Für die nichtstrahlende Rekombination stellt sich diese Frage nicht, da sie ein reiner Verlustprozess

tonenfluss thermodynamisch zu betrachten und den Photonen sowohl eine Entropie als auch ein chemisches Potenzial zuzuweisen ([64], „The chemical potential of radiation“). Das chemische Potenzial der strahlend rekombinierenden Photonen  $\mu_\gamma$  ist dann gleich der Differenz der freien Energien am Ort der Rekombination,  $\mu_\gamma = F^{\text{el}} + F^{\text{h}} = eV$  und die Entropie des Photonenstroms  $S_\gamma \approx (E_{\text{ph}} - \mu_\gamma)/T$  (für  $E_{\text{G}} - eV \gg kT$ ; für Silizium bei Raumtemperatur also für  $1,1 \text{ V} - V \gg 0,026 \text{ eV}$ ; bezogen auf ein einzelnes Photon). Der Wärmestrom  $E'_{\text{G}} - E_\gamma$ , ( $E_\gamma \approx E_{\text{ph}}$ ) verbleibt bei der Rekombination im Halbleiter, er besteht aus dem Phonon-Drag-Anteil sowie der kinetischen Energie der Ladungsträger im Band. Der restliche Anteil der Wärme, die dem Peltierwärmestrom durch die strahlende Rekombination entzogen wurde,  $E_{\text{G}} - eV$ , wird vom Peltierwärmestrom vom Gitter wieder aufgenommen, d. h. der Halbleiter kühlt sich bei der strahlenden Rekombination ab [65].

Bei der Absorption der bei der strahlenden Rekombination entstehenden Lumineszenzstrahlung lässt sich maximal das chemische Potenzial Strahlung wieder nutzen, z. B. in einer Solarzelle aus dem gleichen Material [1].

## 4.2 Werte und relevante physikalische Mechanismen für Silizium

Für den Wert des Peltierkoeffizienten in Silizium finden sich in der Literatur zur Lock-in-Thermographie die Annahme, dass er in etwa so groß sei wie der Abstand zwischen Quasi-Fermi-Niveau (freie Energie) und Bandkante [56, 57, 58]. Diese Annahme trifft für hoch- bis degeneriert dotierte Halbleiter nicht zu, weil sie einen sehr kleinen Peltierkoeffizienten oder gar einen Vorzeichenwechsel im Peltierkoeffizienten vorhersagt, wenn die freie Energie im Band liegt. Beides wird nicht so beobachtet. Auch für niedrig dotierte Halbleiter ist diese Annahme nur eine schlechte Näherung da sie die Energie der Ladungsträger im Band sowie den Anteil des Phonon Drag vernachlässigt, der meist  $> 30\%$  ist [66]. In diesem Abschnitt wird die Berechnung des diffusiven Anteils vorgestellt und mit Literaturdaten verglichen.

### 4.2.1 Diffusiver Anteil

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt, ist es nötig, die Boltzmann-Transportgleichung zu lösen, um den Peltierkoeffizienten, d. h. die mittlere Energie pro Ladungsträger bei Stromfluss, zu bestimmen. Die entsprechende Rechnung [61] ergibt:

$$\Pi_{\text{diff}}^{\text{el}} = -\frac{1}{e} \left( U_{\text{C}} - F + \frac{r + 5/2}{r + 3/2} \cdot \frac{\hat{F}_{r+3/2}[(F - U_{\text{C}})/kT]}{\hat{F}_{r+1/2}[(F - U_{\text{C}})/kT]} kT \right), \quad (4.8)$$

$$\Pi_{\text{diff}}^{\text{h}} = +\frac{1}{e} \left( U_{\text{V}} - F + \frac{r + 5/2}{r + 3/2} \cdot \frac{\hat{F}_{r+3/2}[(F - U_{\text{V}})/kT]}{\hat{F}_{r+1/2}[(F - U_{\text{V}})/kT]} kT \right). \quad (4.9)$$

---

ist und sowohl die Peltierwärme als auch die freie Energie an das Gitter abgegeben werden.

Dabei sind die  $\hat{F}_n$  die Integrale über die Fermi-Dirac-Verteilung  $f_0$  im Gleichgewicht [Fermi-Dirac-Integrale, anderswo teilweise mit Faktor  $1/\Gamma(n+1)$ ]

$$\hat{F}_n(\zeta) = \int_0^\infty \frac{\xi^n}{1 + \exp(\xi - \zeta)} d\xi \quad (4.10)$$

und  $r$  ist eine Eigenschaft des Streuprozesses. Für den Fall eines nichtentartet dotierten Halbleiters, in dem die Verteilungsfunktion sich der eines idealen Gases annähert, gilt:

$$\Pi_{\text{diff}}^{\text{el}} = -\frac{1}{e} \left[ U_C - F + \left( r + \frac{5}{2} \right) kT \right], \quad (4.11)$$

$$\Pi_{\text{diff}}^{\text{h}} = +\frac{1}{e} \left[ U_V - F + \left( r + \frac{5}{2} \right) kT \right]. \quad (4.12)$$

An dieser Stelle ist die Anschauung einer potenziellen plus einer kinetischen Energie der Ladungsträger wieder erkennbar. Jeder Ladungsträger muss zuerst die Potenzialstufe von der Fermienergie  $F$  zum Bandkantenrand überwinden und hat dann eine kinetische Energie in der Größenordnung von  $kT$ . Man kann zeigen, dass der kinetische Term  $(r + 5/2)kT$  stets zwischen  $2kT$  und  $4kT$  liegt [61].

Der Parameter  $r$  beschreibt die Energieabhängigkeit der Relaxationszeit  $\tau$  des Streuprozesses. Dabei wird angenommen, dass sich  $\tau$  in der Form

$$\tau = \text{Konstante} \cdot E^r \quad (4.13)$$

schreiben lässt. Für den Fall von Silizium dominiert bei Raumtemperatur *acoustic deformation potential scattering* [67] mit  $r = -1/2$  [68] (dort auch ein Graph von  $\tau(E)$  für intrinsisches Silizium). Im Folgenden ist dieser Wert für alle Rechnungen angenommen. Für sehr hohe Dotierungen beginnt allerdings *ionized impurity scattering* bedeutsam zu werden mit  $r = -3/2$ . Eine komplette Behandlung ist allerdings schwierig [68], sodass die hier berechneten Werte für den Peltierkoeffizienten für hohe Dotierungen um bis zu  $kT$  gegenüber den tatsächlichen Werten überschätzt sind.

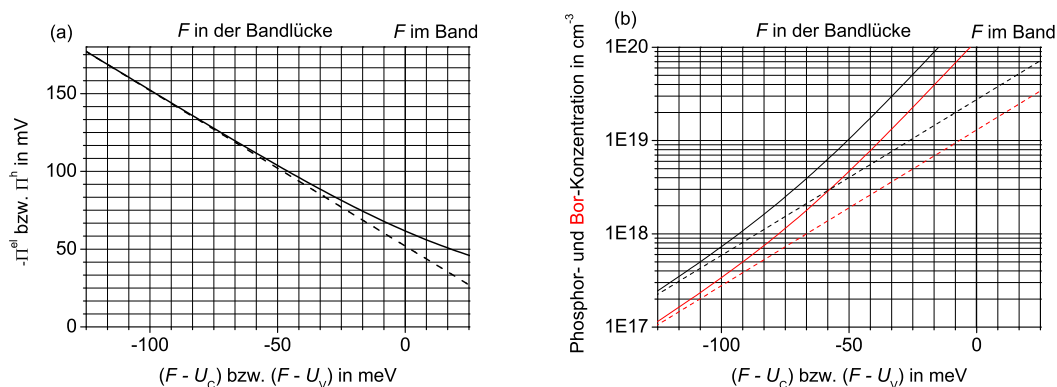
Zur theoretischen Beschreibung fehlt nun noch der Zusammenhang zwischen Fermienergie  $F$  und der Konzentration elektrisch aktiver Dotieratome  $N_{\text{D/A}}$ . Wenn die Fermienergie bei hohen Dotierungen in die Nähe der Bandkante gerät, ist sie auch in der Nähe der Donatoren- bzw. Akzeptorenzustände. Daraus folgt, dass auch ein nicht zu vernachlässigender Anteil dieser Zustände nicht ionisiert ist (impurity deionization). Unter Berücksichtigung dieses Effekts gilt:

$$N_{\text{D}} = 2\pi^{-1/2} N_{\text{C}} \left[ 1 + g \exp \left( \frac{F - U_{\text{C}} + U_{\text{C}} - U_{\text{D}}}{kT} \right) \right] \hat{F}_{1/2} \left( \frac{F - U_{\text{C}}}{kT} \right), \quad (4.14)$$

$$N_{\text{A}} = 2\pi^{-1/2} N_{\text{V}} \left[ 1 + g \exp \left( \frac{F - U_{\text{V}} + U_{\text{V}} - U_{\text{A}}}{kT} \right) \right] \hat{F}_{1/2} \left( \frac{F - U_{\text{V}}}{kT} \right). \quad (4.15)$$

Die einzusetzenden Größen sind die effektiven Zustandsdichten  $N_{\text{C}} = 2,75 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_{\text{V}} = 1,30 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [69], die Anzahl von Zuständen pro Dotieratom  $g = 2$  für Phosphor und Bor sowie der Abstand der Donatoren- und Akzeptorenniveaus von der jeweiligen

## 4 Peltiereffekte in der Lock-in-Thermographie



**Abbildung 4.3:** Diffusiver Anteil des Peltierkoeffizienten von Silizium. (a) Zusammenhang zwischen dem energetischen Abstand zwischen Bandkante und Fermienergie  $F - E_C$  bzw.  $F - E_V$  und diffusivem Anteil des Peltierkoeffizienten bei  $r = -1/2$ . (b) Bandkantenabstand gegen Dotierung für Phosphor (schwarz) und Bor (rot). Gestrichelte Kurven zeigen jeweils die Näherungsformeln für geringe Dotierungen (4.11), (4.12) und (4.16), (4.17).

Bandkante  $U_C - U_D = 46 \text{ meV}$  für Phosphor und  $U_V - U_A = 44 \text{ meV}$  für Bor [67]. Für geringe Dotierung gelten die Näherungsformeln

$$N_D = N_C \exp\left(\frac{F - U_C}{kT}\right), \quad (4.16)$$

$$N_C = N_V \exp\left(\frac{F - U_V}{kT}\right). \quad (4.17)$$

Die entsprechenden Verläufe sind in Abb. 4.3 gezeigt. Man erkennt, dass beträchtliche Abweichungen von der mit (4.16), (4.17) bestimmten Fermienergie bereits ab Konzentrationen über  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  auftreten. Die vereinfachten Formeln für den Peltierkoeffizienten (4.11), (4.12) hingegen sind auch für Konzentrationen bis zu  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  brauchbar. Eine interessante Eigenschaft der Peltierkoeffizienten ist, dass sie stets ihr Vorzeichen behalten, negativ für Elektronen, positiv für Löcher, selbst wenn die Dotierkonzentration so hoch wird, dass die Fermienergie im Band liegt. Das muss auch so sein, weil sonst die Entropie pro Ladungsträger  $S = \mp e\Pi^{el}/hT^{-1}$  negativ werden würde, der Ladungsträger also „negative Wärme“ transportieren würde.

### 4.2.2 Phonon Drag

Der Phonon Drag ist ein Wechselwirkungseffekt zwischen Ladungsträgern und Phononen in Halbleitern und Metallen. Er ist vor allem bei niedrigen Temperaturen wichtig, aber in Silizium bei Raumtemperatur ein wesentlicher Anteil.

Beim Stromfluss durch eine isotherme Probe stoßen die Ladungsträger ständig mit Gitterdefekten und Phononen. Durch diese Stöße wird die Gesamtheit der Phononen aus dem thermischen Gleichgewicht bewegt, den Phononen wird ein Nettoimpuls in Richtung

des Ladungsträgerflusses mitgegeben. Durch Stöße mit anderen Phononen, Defekten oder den Ladungsträgern streben die Phononen dabei wieder in Richtung des Gleichgewichts; diese Prozesse lassen sich näherungsweise beschreiben durch eine Relaxationszeit  $\tau_{\text{ph,ges}}$  [61].

Wenn die Stöße der Phononen mit einem mittleren Impuls in Richtung des Ladungsträgerflusses mit Defekten (entsprechende Relaxationszeit  $\tau_{\text{ph-def}}$ ) oder anderen Phononen ( $\tau_{\text{ph-ph}}$ ) stattfinden, wird der Impuls dissipiert (bei Umklapp-Prozessen). Für den Fall aber, dass die Phononen wieder mit Ladungsträgern stoßen, wird dieser Impuls zurückübertragen. Der Wechselwirkungsprozess zwischen Ladungsträgern und Phononen führt zu einem zweiten, parallelen Kanal, über den Wärme übertragen wird: Einmal („diffusiver Anteil“) durch die Position des Ladungsträgers im Band oberhalb der Fermienergie und zum anderen durch die Bewegungsenergie der vom Ladungsträgerfluss mitgeführten nichtthermischen Phononen (Phonon Drag).

Da sich die Phononen immer *mit* den Ladungsträgern bewegen und nicht in Gegenrichtung, *erhöhen* sie immer die Wärmeenergie pro Ladungsträger. Damit erhöht sich durch Phonon Drag der Betrag des Peltierkoeffizienten (negativ für Elektronen, positiv für Löcher). Ausgehend von den Stoßwahrscheinlichkeiten  $P$  lässt sich folgende Proportionalität feststellen [70]:

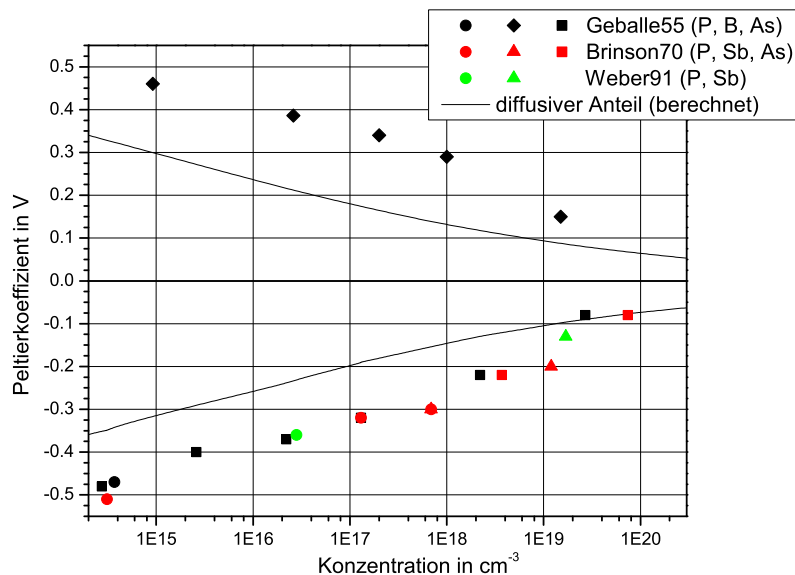
$$\Pi_{\text{PD}} \propto \frac{P_{\text{ph-el}}}{P_{\text{ph-ph}} + P_{\text{ph-def}} + P_{\text{ph-el}}} = \frac{\tau_{\text{ph-ph}} + \tau_{\text{ph-def}}}{\tau_{\text{ph-ph}} + \tau_{\text{ph-def}} + \tau_{\text{ph-el}}}. \quad (4.18)$$

Bei hohen Temperaturen (verglichen mit der Debye-Temperatur, in Silizium 645 K) werden Phonon-Phonon-Stöße immer wahrscheinlicher, sodass es dem Ladungsträgerstrom nicht mehr gelingt, die Phononen signifikant aus dem Gleichgewicht zu bringen. Das erklärt, warum Phonon Drag ein Niedrigtemperatureffekt ist (der, wie erwähnt, bei Silizium und Raumtemperatur noch nicht vernachlässigbar klein ist).

Bei hohen Dotierungen nimmt der relative Anteil von Phonon Drag am Peltierkoeffizienten ebenfalls ab. Das liegt zum einen an der erhöhten Wahrscheinlichkeit, dass die nichtthermischen Phononen mit den Akzeptor- und Donatorenrümpfen stoßen ( $P_{\text{ph-def}}$ ), die wichtigere Ursache ist allerdings ein Sättigungseffekt [61, 71]. Bei einer niedrigen Ladungsträgerkonzentration ist die Auslenkung der Gesamtheit der Phononen von ihrem Gleichgewichtszustand sehr klein. Für hohe Konzentrationen ist das nicht mehr gegeben. Ein Ladungsträger hat dann eine geringere Wahrscheinlichkeit, mit Phononen zu stoßen, da sich diese bereits mit ihm mitbewegen. Damit ist der Impulsübertrag *pro Ladungsträger* bei hohen Dotierungen geringer [71].

Eine allgemeine Theorie des Phonon Drags ist möglich und z. B. in [71] ausgeführt. Sie hängt von den schwer zu bestimmenden Phononen-Lebensdauern und bei sehr geringen Temperaturen sogar von der Geometrie der Probe ab [72]. Daher ist es nicht möglich, eine eindeutige Zuordnung von Dotierung und Peltierkoeffizient aufzustellen für den Fall, dass der Phonon Drag einen nichtvernachlässigbaren Einfluss auf den Gesamtpeltierkoeffizienten hat.

Literaturwerte für den Peltierkoeffizienten von Silizium sind von 0 bis 300 K in [72, 73, 66] angegeben. In [72] und [66] ist der diffusive Anteil getrennt ausgewiesen. Die Werte bei Raumtemperatur (300 K) aus diesen drei Veröffentlichungen sind in Abb. 4.4



**Abbildung 4.4:** Literaturwerte für den Peltierkoeffizienten in p- und n-dotiertem monokristallinem Silizium bei verschiedenen Konzentrationen und Dotanden (Geballe55 [72], Brinson70 [73], Weber [66]) bei 300 K. Die Differenz zwischen (berechnetem) diffusiven Anteil und den Messwerten ist auf Phonon Drag zurückzuführen, dieser Effekt wird aufgrund des Sättigungseffekts bei hohen Dotierungen schwächer.

zusammen mit dem nach 4.2.1 berechneten diffusiven Anteil dargestellt. Die Differenz dieser theoretischen Kurve zu den experimentellen Daten ist auf Phonon Drag zurückzuführen. Wenn auch der Phonon Drag nicht genau berechnet werden kann, erlaubt der gemessene Peltierkoeffizient dennoch einen annähernden Rückschluss auf die Dotierkonzentration. Bemerkenswert ist die deutliche Abflachung der Konzentrationsabhängigkeit bei stark dotierten Proben ( $> 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ). Diese Abflachung wird hervorgerufen durch die Deionisation der Dotieratome, Abb. 4.3(b), und die Abweichung von der linearen Formel (4.11), (4.11), Abb. 4.3(a).

### 4.3 Thermographische Methode zur Messung des Peltierkoeffizienten

Thermoelektrische Effekte können in der LIT sehr deutlich sichtbar sein. Es liegt also nahe, zu fragen, ob man sie mit LIT gut charakterisieren kann. In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, dass sich LIT gut eignet, Seebeckkoeffizienten von Materialien zu bestimmen. Die hier vorgestellte Methode ergänzt den Heizer-Probe-Heizer-Aufbau, der üblicherweise verwendet wird, um den Seebeck-Koeffizienten zu messen. Sie ist besonders in Fällen nützlich, wo der thermische Kontaktwiderstand zur Probe problematisch

ist und wenn elektrische Kontakte schon vorhanden sind oder sich leicht aufbringen lassen. Eine weitere Stärke dieser abbildenden Methode ist, dass es prinzipiell sogar möglich ist, Gradienten des Peltierkoeffizienten aufzunehmen, ohne die Probe mit einer bewegten, heißen Spitze abzurastern (wie z. B. in [74, 75]). Eine Temperatur- oder Leistungskalibrierung der Bilder ist nicht notwendig, da die entsprechenden Proportionalitätsfaktoren sich in der Auswertgleichung kürzen.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse sind in [76] veröffentlicht.

### 4.3.1 Prinzip

In einer rein Ohm'schen Probe gelten wieder (4.3) und (4.4) und es gibt zwei Heizterme, die Heizung am Ohm'schen Widerstand

$$Q^J = |\mathbf{j}|^2 \varrho \quad (4.19)$$

sowie die (negative) Divergenz des Peltier-Wärmestroms (Verringerung des Peltier-Wärmestroms bedeutet die Abgabe der Wärme an die Umgebung)

$$Q^P = \operatorname{div}(\mathbf{j}\Pi). \quad (4.20)$$

Es sei daran erinnert, dass ein Materialkontakt eine Stufenfunktion in  $\Pi$  bedeutet und damit Gleichung (4.20) lokales Heizen/Kühlen bei Stromfluss durch die Grenzfläche beschreibt.

In einer rein Ohm'schen Probe einer beliebigen Stromverteilung führt ein Umpolen der angelegten Spannung zu einer lokalen Umkehr der Stromrichtung; der Betrag des Stroms bleibt jedoch überall gleich. Das führt dazu, dass  $Q^J$  beim Umpolen unverändert bleibt und  $Q^P$  nur das Vorzeichen wechselt,  $Q^J$  ist eine gerade,  $Q^P$  eine ungerade Funktion der angelegten Spannung. Diese Beobachtung ermöglicht es, die beiden Effekte aus den gemessenen Leistungsverteilung zu isolieren ( $Q^+$  und  $Q^-$ ),

$$Q^J = (Q^+ + Q^-)/2, \quad (4.21)$$

$$Q^P = (Q^+ - Q^-)/2. \quad (4.22)$$

Eine solche Trennung beider Effekt ist in [1] beschrieben. Eine andere Möglichkeit ist bei Ohm'schem Verhalten die Anregung mit sinusförmiger Spannung. Dann erzeugt der Heizterm (4.19) ein Signal bei doppelter Frequenz, dass man leicht von der auf den Peltiereffekt zurückgehenden ersten Harmonischen (4.20) trennen kann [77].

Nun kann der Peltierkoeffizient aus den Joule- und Peltierheizverteilungen  $Q^J$  und  $Q^P$  bestimmt werden. Falls die Probe homogen ist d. h. der spezifische Widerstand und Peltierkoeffizient innerhalb des Messgebiets nicht variieren, ist die Auswertung besonders einfach. Es gilt dann  $Q^J = \mathbf{E} \cdot \mathbf{j} = E j$ ;  $V = \int_A^B E dx$  und damit

$$j = \frac{1}{V} \int_A^B Q^J dx, \quad (4.23)$$



wobei sich die Integration von Kontakt  $A$  zu Kontakt  $B$  erstreckt;  $V$  ist die angelegte Spannung (positiv an  $A$ , negativ an  $B$  für  $Q^+$ ). Weiterhin gilt mit (4.20):

$$\frac{d\Pi}{dx} = -Q^P/j. \quad (4.24)$$

Im Fall einer Stufe im Peltierkoeffizient am Metall-Halbleiter-Kontakt ergibt sich nach Integration und Einsetzen von (4.23):

$$\Pi_{\text{HL}} - \Pi_{\text{Metall}} = +\Pi_{\text{HL}} \approx -V \left( \int_A Q^P dx \right) / \left( \int_A^B Q^J dx \right), \quad (4.25)$$

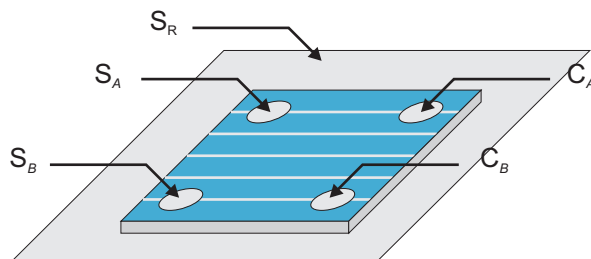
$$\Pi_{\text{Metall}} - \Pi_{\text{HL}} = -\Pi_{\text{HL}} \approx -V \left( \int_B Q^P dx \right) / \left( \int_A^B Q^J dx \right), \quad (4.26)$$

wobei das Integral  $\int_{A/B}$  als über den Bereich des Kontakts  $A$  bzw.  $B$  gemeint ist. (Der Peltierkoeffizient für die meisten Metalle ist  $\Pi < 1$  mV bei 300 K, hier Silber  $\Pi = 0,4$  mV [70].)

Gleichungen (4.25) und (4.26) beziehen sich auf die reinen Heizdichten  $Q(x, y)$ ; bei der LIT werden jedoch Temperaturmodulationsamplituden  $T_m(x, y)$  und Phasen  $\varphi(x, y)$  gemessen (oder gleichwertig 0 und  $-90^\circ$ -Signal). Bei der gepulsten Anregung in LIT entsteht um jede Wärmequelle in der Probe eine stark gedämpfte Wärmewelle. Die Temperaturmodulation ist ein verbreitertes Abbild der Wärmequellenverteilung. Zur charakteristischen Länge  $s_c$  dieser Verbreiterung siehe Abschnitt 1.3.1. Da die Wärmeleitungsgleichung linear ist, sind Temperaturmodulation und Wärmewellenverteilung im Sinne einer Integration über genügend große Bereich direkt proportional zueinander. Dies gilt für die komplexe Temperaturmodulationsamplitude  $T_m^*(x, y) = \exp[i\varphi(x, y)]T_m(x, y)$  sowie Signale bei jeder beliebigen Phase  $T^{\phi_0} = |\exp(-i\phi_0)T_m^*(x, y)|$ . Der Proportionalitätsfaktor  $f$  ist bei einer bestimmten Phase  $\phi_{0,\text{max}}$  maximal und Null bei  $\phi_{0,\text{max}} \pm 90^\circ$ . Für thermisch dünne Proben gilt  $\phi_{0,\text{max}} = -90^\circ$ , für thermisch dicke Proben und CSG-Proben bei Frequenzen unter  $\approx 30$  Hz ist  $\phi_{0,\text{max}} = -45^\circ$ . Der Zusammenhang ist in Kapitel 1 beschrieben und für beliebige Schichtsysteme durchgerechnet, siehe insbesondere 1.3.2. Für den Zweck der Peltierkoeffizientenmessung sind Amplitudensignale nicht geeignet, da sie stets positiv sind, hier aber der Unterschied zwischen Abkühlung und Erwärmung ausgewertet werden muss. Am günstigsten ist also die Auswertung des  $-90^\circ$ - bzw.  $-45^\circ$ -Signals,  $S(x, y)$ .

Wenn die Kontakte  $A$  und  $B$  weit genug (mehr als die charakteristische Länge  $s_c$ ) voneinander entfernt sind, können die Peltiersignale der beiden Kontakte getrennt ausgewertet werden. Eine Integration über die gemessenen  $-90^\circ$ - bzw.  $-45^\circ$ -Signale gibt Werte proportional zu den Heizdichten; die Integrationsgrenzen müssen dabei etwa  $s_c/2$  über die eigentlichen Kontakte hinausgehen, siehe 1.3.2. Die Auswertegleichungen sind

#### 4 Peltiereffekte in der Lock-in-Thermographie



**Abbildung 4.5:** 4-Punkt-Kontaktierung zur thermographischen Messung des Peltierkoeffizienten an einem Stück aus einer multikristallinen Solarzelle (bifacial, sowohl p- als auch n-Peltierkoeffizient messbar). Strom- (C) und Spannungskontakte (S) an die Kontaktfinger wurden mit Spitzen auf Leitsilberpunkten zu den Fingern realisiert. Um zu vermeiden, dass Strom durch den p-n-Übergang fließt, wurde die Gegenseite jeweils mit  $S_R$  auf ein solches Potenzial gelegt, dass die Zelle überall unter kleiner Sperrspannung stand.

damit:

$$S^J = (S^+ + S^-)/2 = fQ^J, \quad (4.27)$$

$$S^P = (S^+ - S^-)/2 = fQ^P, \quad (4.28)$$

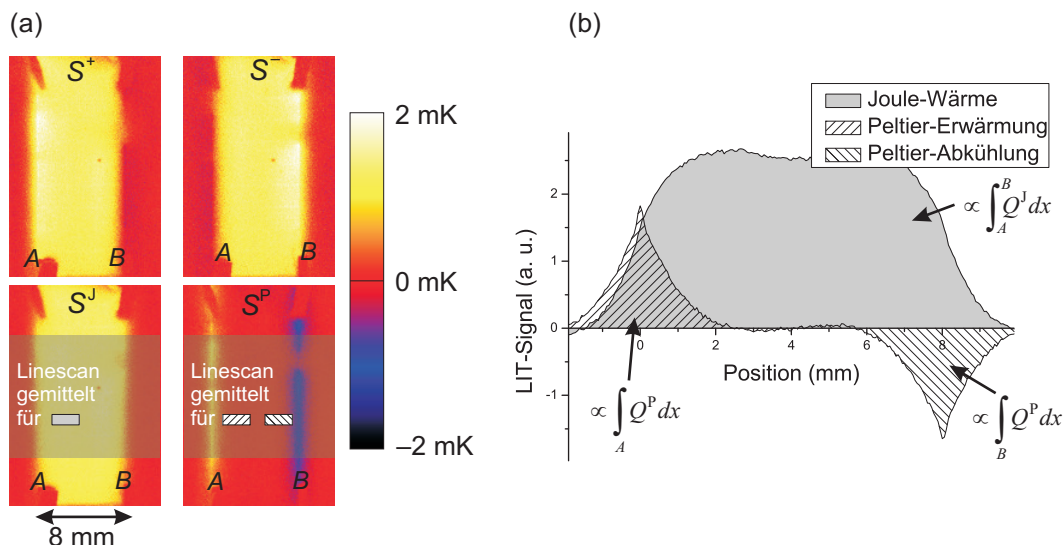
$$\begin{aligned} \Pi_{HL} &= -V \left( \int_{B-s_c/2}^{B+s_c/2} S^P dx \right) / \left( \int_{A-s_c/2}^{B+s_c/2} S^J dx \right), \\ &= +V \left( \int_{B-s_c/2}^{B+s_c/2} S^P dx \right) / \left( \int_{A-s_c/2}^{B+s_c/2} S^J dx \right). \end{aligned} \quad (4.29)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $f$  zwischen  $S$  und  $Q$  kürzt sich aus Gleichung (4.29), wodurch eine Temperatur- oder Leistungskalibrierung bei dieser Messung nicht notwendig ist. Es ist ausreichend, wenn der Proportionalitätsfaktor über das Messgebiet konstant ist. (Emissivitätsunterschiede müssen z. B. durch schwarze Farbe ausgeglichen werden, siehe Kapitel 2.)

#### 4.3.2 Ergebnisse an multikristallinem Material

Die angegebene Methode wurde benutzt, um die Peltierkoeffizienten des p- und n-Gebiets einer multikristallinen, waferbasierten Solarzelle zu messen. Diese Zelle wurde in der Gruppe von S. Seren von der Uni Konstanz in einem industrienahen Prozess hergestellt. Abweichend vom Standardprozess wurde nicht nur der Emitter sondern auch die Basis mit einem Kontaktfingernetz kontaktiert (*bifacial cell*). Mit den Kontaktfingern auf beiden Seiten hatten diese Proben also bereits leicht zu nutzende, zuverlässige Linienkontakte auf beiden Seiten.

Diese Zelle wurde so in mehrere Stücke zersägt, dass die Kontaktfinger auf den einzelnen Stücken nicht mehr (wie in der ursprünglichen Zelle) durch einen Busbar untereinander verbunden sind. Die Proben wurden wie in Abb. 4.5 gezeigt 4-Punkt-kontaktiert und schließlich geschwärzt, die Gegenseite ist jeweils mit einem fünften Kontakt auf geringe Sperrspannung gelegt. Für den Fall, dass Ohm'sche Kurzschlüsse durch die Probe



**Abbildung 4.6:** Bildauswertung für  $V = 600$  mV im n-Gebiet der Probenzelle. Bei positiver Polarität (Kontakt A positiv) fließen die Elektronen von rechts nach links. (a) Die gemessenen Thermogramme  $S^+$  und  $S^-$  werden addiert und subtrahiert und geben  $S^J = (S^+ + S^-)/2$  und  $S^P = (S^+ - S^-)/2$ . Die  $S$  sind (bis auf Verbreiterung) proportional zur lokalen Heizdichte  $Q$ . Die Bildintegrale zur Bestimmung des Peltierkoeffizienten sind in (b) markiert. Die Lock-in-Frequenz war 25 Hz.

gehen, würde diese Maßnahme nicht funktionieren. Da Ohm'sche Kurzschlüsse jedoch in diesem Fall als deutliche helle Punkte in den Bildern auftauchen würden, kann diese Möglichkeit für die verwendeten Proben ausgeschlossen werden.

Die Linearität der Kontakte wurde bestätigt, indem der Peltierkoeffizient jeweils bei 0,6 V (27 mA im  $n^+$ -Gebiet und 41 mA im p-Gebiet) und 1,2 V gemessen wurde; die Ergebnisse weichen nicht signifikant ab.

Die Auswertung der aufgenommenen Bilder ist schematisch in Abb. 4.6 gezeigt. In den Bildern für positive und negative Polarität ( $S^+$ ,  $S^-$ ) ist nur jeweils der heizende Peltiereffekt auf dem linken und rechten Kontakt sichtbar, im isolierten Peltierbild  $S^P$  sind sowohl Kühlung als auch Heizung deutlich zu erkennen und quantitativ auswertbar. Gleichung 4.29 gibt für das gezeigte Bild für das n-Gebiet und das entsprechende für das p-Gebiet Werte von

$$\begin{aligned}\Pi_n &= -(72 \pm 10) \text{ mV}, \\ \Pi_p &= (346 \pm 10) \text{ mV}.\end{aligned}$$

Wichtigste Fehlerquelle sind Inhomogenitäten in der schwarzen Farbschicht, insbesondere in der Nähe der (erhabenen) Kontaktfinger.

Die Dotierung im n-Gebiet ist so hoch, dass Phonon Drag bereits durch die verstärkte Streuung von Phononen an den Donatorenrümpfen und den Sättigungseffekt vernachlässigbar klein ist, Abb. 4.4. Damit kann die Phosphorkonzentration mit (4.8) und (4.14) berechnet werden (die Näherungsformeln gelten nicht mehr). Das Ergebnis der Rechnung

ist ebenfalls in Abb. 4.4 dargestellt. Man erhält  $1,0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  für  $-72 \text{ mV}$ , wobei die  $10 \text{ mV}$  Unsicherheit bei der Peltierkoeffizientenmessung einem Bereich von  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  bis  $2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  entspricht. Die Kurve ist in diesem Bereich sehr flach, kleine Änderungen des Peltierkoeffizienten entsprechen große Konzentrationsunterschiede. Dieser Wert ist plausibel als Mittelwert über das Dotierprofil: Der Phosphoremitter in dieser Probe ist eindiffundiert, hat also ein schnell abfallendes Profil mit Maximalwerten von deutlich über  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  an der Oberfläche bis zum p-n-Übergang bei etwa  $0,4 \mu\text{m}$  [55]. Ein Dickeneffekt muss nicht beachtet werden, da stark n-dotierte, dünne Schichten erst bei Dicken unter  $10 \text{ nm}$  vom Bulk-Verhalten abweichen [78].

Der gemessene Wert des Peltierkoeffizienten von  $(346 \pm 10) \text{ mV}$  liegt in einem Bereich, in dem Phonon Drag eine wichtige Rolle spielt. Daher sind die im Abschnitt 4.2.1 eingeführten Formeln hier nicht anwendbar, da sie nur den diffusiven Anteil des Peltierkoeffizienten beschreiben. Messdaten von Geballe und Hull [72] zeigen einen klaren Zusammenhang zwischen Peltierkoeffizient und Bor-Konzentration, aus dem ein Wert von 1 bis  $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  folgen würde. Die tatsächliche Borkonzentration liegt allerdings etwa eine Größenordnung darunter, bei etwa  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  [79]. Diese Diskrepanz zu den Daten aus [72] ließe sich durch einen geringeren Anteil von Phonon Drag erklären. Wie erwähnt spielt dabei auch die Probengeometrie eine gewisse Rolle, insbesondere bei tiefen Temperaturen. Tatsächlich ist die hier verwendete Probe mit etwa  $0,2 \text{ mm}$  deutlich dünner als die Proben in [72]. In diesem Bereich hat Behnen [80] bei  $200 \text{ K}$  eine deutliche Dickenabhängigkeit des Phonon-Drag-Anteils (allerdings in n-Material) festgestellt. Damit ist auch der Messwert im p-Gebiet plausibel.

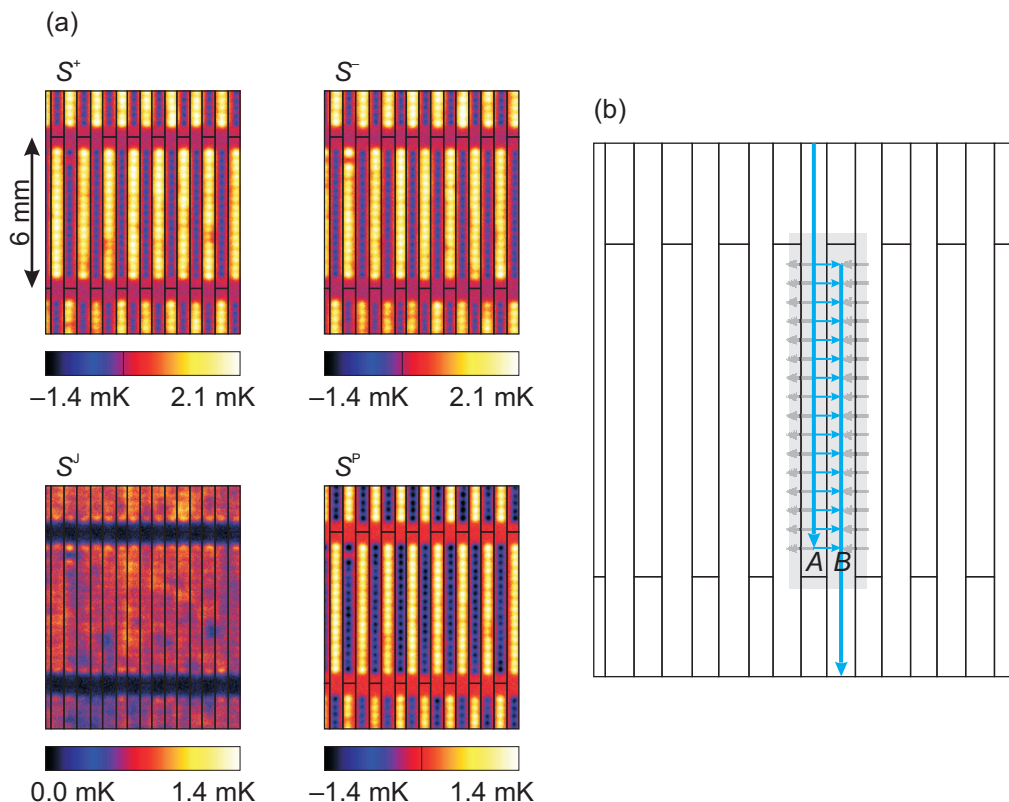
### 4.3.3 Ergebnisse an CSG-Material

Für das Verständnis von LIT an CSG-Modulen (Kapitel 5) ist es nötig, den Peltierkoeffizienten von CSG-Material zu kennen. Aufgrund der hohen Dotierung (ca.  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  Bor und Phosphor) im  $p^+$ - und  $n^+$ -Gebiet und der geringen Dicke der entsprechenden Schichten ( $< 0,1 \mu\text{m}$ ) [81] ist mit nur geringem Einfluss von Phonon Drag zu rechnen.

Proben in der für waferbasierten Zellen verwendeten Messgeometrie (Abb. 4.5) lassen sich an diesem Material schwer herstellen, insbesondere für die dem Glas zugewandte  $n^+$ -Seite. Spezialisierte Proben müssen aber nicht hergestellt werden, weil sich auch die routinemäßig hergestellten Serienwiderstands-Teststrukturen für die Messung des Peltierkoeffizienten eignen.

Der Herstellungsprozess und Stromfluss für ein normales CSG-Modul ist in Abschnitt 5.1, insbesondere Abb. 5.2, ausführlich dargestellt. Für die Serienwiderstandsteststruktur wird der Prozess in einem wichtigen Detail abgewandelt: Es werden nicht schachbrettartig Crater ( $n^+$ -Kontaktlöcher) und Dimple ( $p^+$ -Kontaktlöcher) gedruckt, sondern ausschließlich Crater (für eine n-Serienwiderstandsstruktur, „Crater-Crater-Modul (CC)“) bzw. ausschließlich Dimple für eine p-Serienwiderstandsstruktur, „Dimple-Dimple-Modul (DD)“. An solchen Modulen lassen sich durch eine zusätzliche Variation der Kontaktdichten die mittleren Al-Si-Kontaktwiderstände sowie die Schichtwiderstände im Silizium und im Aluminium bestimmen.

In einem CC/DD-Modul überquert der Strom nie den p-n-Übergang. Bei ausreichender



**Abbildung 4.7:** (a) Gemessene Signale  $S^+$ ,  $S^-$  und die entsprechenden Joule- und Peltieranteile  $S^J$ ,  $S^P$  gemäß (4.21), (4.22) an einer CSG-Serienwiderstands-Teststruktur für die  $p^+$ -Kontakte und den  $p^+$ -Serienwiderstand (DD-Modul). Zur besseren Übersicht sind die Öffnungen in der Metallisierung durch dünne schwarze Linien markiert. (b) Kontakte  $A$  und  $B$  zur Auswertung nach Gleichung (4.29); zu beachten ist, dass durch die Kontaktlochreihen jeweils doppelt so viel Strom wie zwischen den  $A$  und  $B$  durch die  $p^+$ -Schicht fließt. Der Strom durch der durch die Kontaktlochreihen  $A$  und  $B$  fließt, aber nicht zur Auswertung beiträgt ist in grau eingezeichnet.

Qualität der Crater und Dimple zeigen diese Proben also ein rein Ohm'sches Verhalten und das Verfahren zum Trennen der Joule- und Peltieranteile nach (4.21), (4.22) kann angewendet werden. Die CC/DD-Module wurden mit Sprühfarbe geschwärzt und als Ganzes kontaktiert; über die je 17 Zellen wurde eine Gesamtspannung von 1,7 V (CC) und 3,4 V (DD) mit einer Lock-in-Frequenz von 25 Hz angelegt. Der Strom pro Kontaktloch ist bei diesen Spannungen etwa so groß wie bei einem normalen Modul unter Kurzschlussbedingungen. Abbildung 4.7(a) zeigt Messdaten ( $-45^\circ$ -Signal) und getrennte Joule- und Peltierwärme für ein DD-Modul.

An diesem Bild lassen sich einige interessante Beobachtungen machen. Die Ortsauflösung ist offensichtlich gut genug, um die Beiträge der einzelnen Kontaktlochreihen sicher voneinander zu trennen. Dennoch sind die Kontaktlochreihen im Joule-Bild ( $S^J$ ) nicht zu erkennen. Daraus kann man schließen, dass in dieser Probe der Widerstand des Metall-Halbleiter-Kontakts gegenüber dem Schichtwiderstand im Halbleiter vernach-

lässigbar klein ist. Weiterhin erkennt man, dass der Schichtwiderstand (ursächlich die Dotierung) stark inhomogen sind.

Im Peltierbild ( $S^P$ ) sind nur die Kontaktlöcher sichtbar, mithilfe dieses Bildes und der eingezeichneten Aluminiumstrukturierung lässt sich der Stromfluss qualitativ verfolgen. Der Peltierkoeffizient in p-Material (wie im Bild) ist stets positiv, daher erwärmen sich die Kontaktlöcher wenn der Strom von der  $p^+$ -Schicht in das Aluminium fließt ( $III^h - III^{Alu} \approx III^h > 0$ ) und kühlen sich in Gegenrichtung ab. Man erkennt, dass der Strom jeweils in der oberen Kontaktpadhälfte in das Aluminium fließt und in der unteren wieder in den Halbleiter (Abkühlung). In der  $p^+$ -Schicht unter den Kontaktlöchern teilt sich der Strom nach links und rechts auf und fließt an den nächstgelegenen Kontaktlöchern wieder in die Metallisierung (Erwärmung). Das ergibt eine Gesamtstromrichtung von oben nach unten.

Auch wenn also die Joule- und Peltierbilder Abb. 4.7(a) sehr verschieden von den im letzten Abschnitt ausgewerteten Bildern an der waferbasierten Zelle Abb. 4.6 aussehen, lassen sie sich auf die gleiche Art auswerten. Dazu betrachtet man den Bereich zwischen zwei Kontaktlochreihen, Abb. 4.7(b). Man muss dabei allerdings beachten, dass der Strom von einer Kontaktlochreihe in beide Richtungen fließt (bzw. zu ihr hin), also nur die Hälfte des Peltiersignals einer Kontaktlochreihe in die Auswertgleichung (4.29) eingeht.

Auswertung der DD-Bilder in Abb. 4.7(a) und der entsprechenden für ein CC-Modul ergibt die folgenden Werte für den Peltierkoeffizienten:

$$\begin{aligned}\Pi_n &= -(90 \pm 5) \text{ mV}, \\ \Pi_p &= (90 \pm 5) \text{ mV}.\end{aligned}$$

Auch diese Daten passen gut zu den Dotierungen im Bereich von einigen  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (typisch: P-Konzentration von  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  im  $n^+$ -, B-Konzentration von  $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  im  $p^+$ -Gebiet [81]) wie man an Abb. 4.4 abliest. Da CSG-Material allerdings aus Poly-Si besteht, ist es nicht von vornherein klar, dass die Annahme von *acoustic deformation potential scattering* als dominierenden Streumechanismus gerechtfertigt ist. Für Dotierungen von 1 und  $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  und einer Schichtdicke von  $0,45 \mu\text{m}$  stellten Jones und Wesolowski [82] fest, dass Streuung an den Korngrenzen für den Seebeckkoeffizienten vernachlässigbar ist und die für Bulk-Silizium gezeichnete Kurve auch für Polysilizium anwendbar ist. Phonon Drag ist wahrscheinlich für CSG-Material aufgrund der geringen Probendicke deutlich weniger wichtig als in der Basis von waferbasierten Zellen [80].

Ein praktisches Problem bei der Messung des Peltierkoeffizienten von Material auf einem thermisch dicken Substrat ist die Temperaturkontrolle. Zusätzlich zu der durch den Lock-in-Prozess herausgefilterten Temperaturmodulation gibt es an Stellen mit überwiegender Heizung-/Kühlung eine stationäre Temperaturveränderung. Dieser unerwünschte Temperaturgradient kann nicht vermieden werden, weil das 3 mm dicke Glassubstrat zwischen aktiver Siliziumschicht und temperaturstabilisiertem Probenhalter liegt. Damit fließt der Strom durch einen Temperaturgradienten und zusätzlich zum erwünschten Peltiereffekt tritt eine Seebeckspannung und der Thomson-Effekt auf. Beide Effekte sind direkt proportional zur stationären Temperaturveränderung und dem fließenden Strom.

Der Peltiereffekt hingegen ist nur proportional zum fließenden Strom. Daraus folgt, dass der störende Einfluss des Temperaturgradienten bei geringeren Messströmen abnimmt. Man kann abschätzen, dass die Störterme um mehr als vier Größenordnungen kleiner als der Peltiereffekt sind [83]; praktisch gibt es keine Veränderung des Messergebnisses bei Halbierung des Messstroms.

## 4.4 Peltiereffekte bei der LIT an verschiedenen Arbeitspunkten

An den verschiedenen Arbeitspunkten einer Solarzelle erscheinen die Peltiereffekte experimentell recht unterschiedlich. Insbesondere führt der Unterschied, dass in unbeleuchteter LIT mit Anregung durch eine äußere Spannung und LIT unter Beleuchtung die dominierende Stromrichtung sich umdreht, auch zu einem Vorzeichenwechsel der Majoritätsträgerpeltiereffekte an den Kontakten. Die Details hängen vom gewählten Arbeitspunkt ab und sollen hier für verschiedene experimentelle Situationen zusammengetragen werden: unbeleuchtet, äußere Spannung (DLIT, dark LIT); beleuchtet, offene Klemmen ( $V_{oc}$ -ILIT, illuminated LIT); beleuchtet, mit Verbraucher (mpp-ILIT); beleuchtet, im Kurzschluss ( $J_{sc}$ -ILIT). Die hier vorgestellten Überlegungen sind denen von [56, 57, 58] analog. Da es jedoch nötig ist, den vollständigen Peltierkoeffizienten und nicht nur den Abstand von Fermienergie und Bandkante zu betrachten, wird diese Überlegung deutlich komplizierter.

In dieser Diskussion werden der Übersicht halber die Peltierkoeffizienten der Metalle gegenüber denen im Halbleiter vernachlässigt ( $< 1$  mV). Damit wird beim Verlassen des Halbleiters die Entropie, die in Ladungsträger gespeichert ist, fast vollständig ans Gitter abgegeben.

### 4.4.1 DLIT: Zelle unbeleuchtet, äußere Spannung

Bei DLIT fließen Elektronen aus dem Metall (1) ins n-Gebiet, von dort (Emitter) in die Basis (2) und rekombinieren innerhalb einer Diffusionslänge ab (3). Die Löcher, mit denen sie rekombinieren, bedingen einen Strom aus dem p-Kontakt (4).

Bei der Injektion der Elektronen über den p-n-Übergang in die Basis (2) nehmen die Elektronen Wärme vom Gitter auf. Mit anderen Worten, der Abstand der Bandenergie zur Quasi-Fermi-Energie ( $U^{el} - F^{el} = TS^{el}$ ) erhöht sich von  $(-e)\Pi_{maj}^{el}$  auf  $(-e)\Pi_{min}^{el}$ , also um  $e\Phi'$ . Dieser Betrag ist in etwa so groß wie die Barrierenhöhe  $e\Phi$  bis auf Unterschiede in den Streumechanismen und beim Phonon Drag auf beiden Seiten des p-n-Übergangs.

Bei der Rekombination (3) wird die volle Energie des Elektron-Loch-Paars als Wärme ans Gitter abgegeben oder durch ein Photon abgestrahlt, also  $U^{el} - U^h = E'_G$ . Diese Energie ist etwas größer als die der Bandlücke  $E_G$ , weil die Ladungsträger im Mittel einen gewissen Abstand von der Bandkante haben und wiederum aufgrund von Unterschieden im Phonon Drag. Die bei diesen 4 Prozessen pro Elektron umgesetzte Wärmemenge ist also:

1. Abkühlung:  $-(-e)\Pi_{maj}^{el}$ ,
2. Abkühlung:  $-e\Phi'$ ,

3. Erwärmung:  $E'_G$ ,
4. Abkühlung:  $-(+e)\Pi_{\text{maj}}^h$ .

Die Summe all dieser Effekte ist  $eV$ , die hereingesteckte elektrische Energie. In DLIT sind die Effekte 2. und 3. kaum zu trennen, da sie innerhalb einer Diffusionslänge geschehen; insgesamt wird am p-n-Übergang also  $(-e)\Pi_{\text{maj}}^{\text{el}} + eV + (+e)\Pi_{\text{maj}}^h$  frei. Für nichtstrahlende Rekombination in der Verarmungszone ( $J_{02}$ ) passieren 2. und 3. innerhalb des p-n-Übergangs. Die an den Kontakten aufgenommene Peltier-Wärme wird zum p-n-Übergang und zur Rekombination transportiert. Bei strahlener Rekombination ist die Energie aus Schritt 3 die Photonenenergie.

#### 4.4.2 $V_{\text{oc}}$ -ILIT: Zelle beleuchtet, offene Klemmen

Bei  $V_{\text{oc}}$ -ILIT fließt kein Strom über die Metallkontakte (außer bei starken Inhomogenitäten), daher findet dort auch kein Peltier-Wärmeumsatz statt. Die durch die Beleuchtung in die Zelle gebrachte Leistung muss auch vollständig im Halbleiter dissipiert werden.

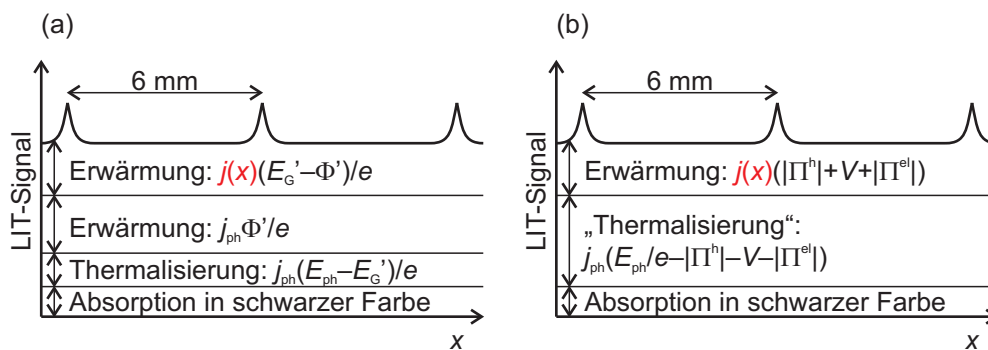
Das durch Absorption eines Photons der Energie  $E_{\text{ph}}$  entstehende Elektron-Loch-Paar thermalisiert auf die Energie  $E'_G$ . Das passiert in unmittelbarer Nähe der Absorption; die Erwärmung durch diesen Effekt ist also homogen. Durch die Absorption entsteht eine Spannung  $V_{\text{oc}}$ , die wiederum einen Stromfluss durch den p-n-Übergang erzeugt. Wenn die Diodeneigenschaften räumlich variieren, ist dieser Stromfluss inhomogen. Für den Fall der Absorption im p-Gebiet passiert Folgendes:

1. Das Elektron-Loch-Paar wird an Ort  $A$  im p-Gebiet erzeugt. Die Thermalisierungswärme  $E_{\text{ph}} - E'_G$  wird abgegeben.
2. Rekombination innerhalb einer Diffusionslänge von  $A$ : Die Energie  $E'_G$  wird strahlend oder nichtstrahlend direkt wieder abgegeben.
3. Rekombination an Stelle  $B$  außerhalb der Diffusionslänge: (a) Um an Stelle  $B$  zu gelangen, muss das Elektron Majoritätsträger werden, dabei wird  $e\Phi'$  abgegeben, Stelle  $A$  erwärmt sich. (b) Falls das Elektron im p-Gebiet rekombiniert ( $J_{01}$ , strahlend oder nichtstrahlend), überquert es den p-n-Übergang an Stelle  $B$  in Gegenrichtung und nimmt die Energie  $e\Phi'$  vom Gitter wieder auf. (c) Die Energie  $E'_G$  wird an Stelle  $B$  strahlend oder nichtstrahlend abgegeben.
4. Die Löcher diffundieren innerhalb des p-Gebiets (denn dort sind sie bereits Majoritätsträger) als Gegenstrom, dabei wird keine Energie umgesetzt.

Auch hier gilt wieder, dass bei nichtstrahlender Rekombination am p-n-Übergang ( $J_{02}$ ) die Effekte 3b und 3c am gleichen Ort ablaufen.

Gedanklich lässt sich der Fall 2., dass die Rekombination am Ort der Lichtabsorption geschieht, behandeln als würde das Elektron kurz vor der Rekombination noch kurz Majoritätsträger werden und sofort darauf am gleichen Ort wieder zurück in die Basis gehen und rekombinieren. Die dadurch (fälschlich) entstehenden Beiträge  $-e\Phi'$  und  $e\Phi'$  heben sich auf. Mit dieser zusätzlichen Annahme gilt: Der Halbleiter wird





**Abbildung 4.8:** Signalanteile bei  $V_{oc}$ -ILIT am Beispiel von CSG. Fasst man Thermalisierung und homogene Erwärmung am p-n-Übergang zusammen (b), hängt das Signal nicht mehr von den schwer zu bestimmenden Minoritätspeltierkoeffizienten ab und kann quantitativ ausgewertet werden. Ergebnis ist die ortsabhängige Rekombinationsstromdichte  $j(x)$ .

an der Stelle der Lichtabsorption von Thermalisierungswärme  $E_{ph} - E'_G$  und Peltiereffekt  $e\Phi'$  erwärmt (A). Beide Effekte zusammengenommen geben eine Erwärmung von  $E_{ph} - (+e)\Pi_{maj}^h - eV - (-e)\Pi_{maj}^{el}$ . An den Stellen, an denen der Strom rekombiniert (B), tut er das unter Aufnahme von  $e\Phi'$  und Abgabe von  $E'_G$  innerhalb einer Diffusionslänge (zusammen  $(+e)\Pi_{maj}^h + eV + (-e)\Pi_{maj}^{el}$ ).

Diese Vorgänge sind für ein Beispielproblem in Abb. 4.8 gezeigt. Es handelt sich um die schematische Skizze eines LIT-Linescans senkrecht zu den 6 mm breiten Zellen eines CSG-Moduls mit lokal erhöhter Rekombination an den Zellgräben. Zuerst wird ein gewisser Anteil der Beleuchtung nicht im Silizium absorbiert sondern erwärmt die schwarze Farbe, die zur Beobachtung mit der Thermokamera nötig ist. Dies und die Prozesse 1 und 3(a) geschehen bei homogener Beleuchtung und Absorption ebenfalls homogen. 3(b) und 3(c) hingegen finden an den Stellen der Rekombination statt, also verstärkt an den Zellgräben. Fasst man 1 und 3(a) zusammen, verschwinden die Größen  $\Phi'$  und  $E'_G$ , die von den experimentell sehr schwer zugänglichen Minoritätsträger-Peltierkoeffizienten  $\Pi_{min}^{el/h}$  abhängen.

Diese Überlegungen sind interessant, um an Zellen, die noch keine Kontakte haben, die Verteilung der Rekombinationsströme  $j(x)$  in Abhängigkeit von der Zellspannung zu bestimmen. Dafür ist allerdings eine Suns- $V_{oc}$ -Messung (für  $V$ ) an der zu untersuchenden Zelle notwendig. Weiterhin benötigt man zur Auswertung den Kurzschlussstrom  $j_{ph}$  und die Peltierkoeffizienten von p- und n-Material, die man durch Messungen an ähnlichen Zellen bestimmen kann.

#### 4.4.3 mpp-ILIT: Zelle beleuchtet, am Punkt maximaler Leistung

mpp-ILIT ist  $V_{oc}$ -ILIT recht ähnlich, nur gibt es einen weiteren Strompfad – den über den Verbraucher. Strom, der intern fließt ( $J_{01}$ ,  $J_{02}$ ), verhält sich genau so wie in  $V_{oc}$ -ILIT, mit dem Unterschied, dass die Spannung  $V$  nun kleiner ist als  $V_{oc}$ . Mit dem Strom über den Verbraucher passiert Folgendes:

1. Das Elektron-Loch-Paar wird im p-Gebiet erzeugt. Die Thermalisierungswärme  $E_{\text{ph}} - E'_{\text{G}}$  wird abgegeben.
2. Um zum n-Kontakt zu kommen, muss das Elektron innerhalb einer Diffusionslänge Majoritätsträger werden, dabei wird  $e\Phi'$  abgegeben. Der Ort, an dem das Elektron erzeugt wurde, erwärmt sich. Dieser Effekt ist normalerweise homogen.
3. Das Elektron geht vom n-Material ins Metall des Kontakts, dabei wird der Energiebetrag  $(-e)\Pi_{\text{maj}}^{\text{el}}$  frei, der Kontakt erwärmt sich.
4. Für jedes Elektron geht ein Loch aus dem p-Gebiet in den p-Kontakt. Nach der Absorption sind die Löcher schon Majoritätsträger, sodass noch der Betrag  $(+e)\Pi_{\text{maj}}^{\text{el}}$  frei wird.

#### 4.4.4 $J_{\text{sc}}$ -ILIT: Zelle beleuchtet, im Kurzschluss

Bei  $J_{\text{sc}}$ -ILIT ist die äußere Spannung auf 0 gesetzt. Spannungsunterschiede zwischen p- und n-Kontakten können sich also nur durch Serienwiderstandseffekte aufbauen; diese sind so klein, dass im Wesentlichen nur die für mpp-ILIT angegebenen Peltiereffekte und das Heizen am Serienwiderstand sichtbar sind.

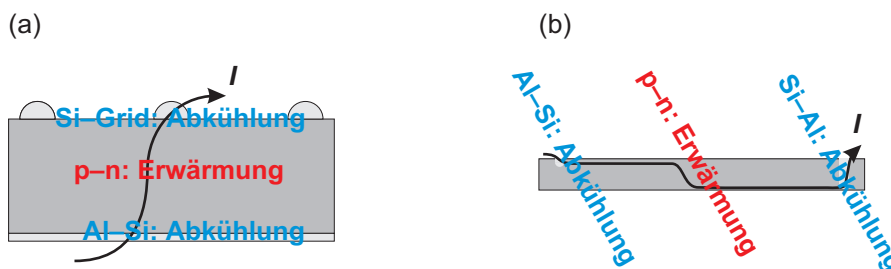
### 4.5 Effekte an Kontaktfingern von waferbasierten Zellen

In waferbasierten Standardzellen werden Peltiereffekte in der LIT kaum beobachtet, obwohl die Peltier-Heizterme durchaus in einer Größenordnung sind, die bei üblichen LIT-Experimenten klar detektiert werden. Hauptursache dafür ist, dass Peltier-Erwärmung und -Abkühlung sich innerhalb weniger mm ausgleichen; bei Lock-in-Frequenzen um 10 Hz (entsprechend einer thermischen Diffusionslänge von 1,8 mm) sind sie dann im Amplituden- und  $-90^\circ$ -Bild stark gedämpft (Abb. 4.9). Bei CSG-Dünnschichtzellen sind diese Effekte stets wichtig, weil Peltier-Kühlung in der Bildebene nebeneinander geschehen und zudem die thermische Diffusionslänge im Glassubstrat sehr klein ist (höhere LIT-Ortsauflösung als für eine waferbasierte Zelle). Sie werden als Teil der in Kapitel 5 vorgestellten Zellsimulation genauer untersucht.

Auch bei waferbasierten Zellen sind Peltiereffekte jedoch nicht mehr vernachlässigbar bei Nahaufnahme und bei hohen Lock-in-Frequenz; das soll hier am Beispiel einer Monosilizium-Hochleistungszelle<sup>3</sup> gezeigt werden. Dazu wurden  $J_{\text{sc}}$ -ILIT-Bild und DLIT-Bilder aufgenommen und der Peltieranteil simuliert. Es wird gezeigt, dass die im  $0^\circ$ -Bild (beste Ortsauflösung) sichtbaren Maxima an den Kontaktfingern nicht mit Serienwiderstandseffekten erklärt werden können (wie in [56]) sondern vom Peltiereffekt dominiert sind.

---

<sup>3</sup>Wilhelm Warta, ISE Freiburg, Probennummer DF97.Ref 1.



**Abbildung 4.9:** (a) Peltiereffekte sind in Standardzellen kaum sichtbar, da alle sie direkt übereinander geschehen. Nur die Abkühlung an den Kontaktfingern gibt ein ortsabhängiges Signal, das jedoch im  $-90^\circ$ -Signal bei Frequenzen unter 100 Hz durch Wärmeleitung stark gedämpft ist. Eingezeichnet ist der Stromfluss  $I$  bei DLIT in Durchlassrichtung. (b) In CSG-Dünnschichtzellen sind die drei Effekte in der Bildebene der Kamera deutlich voneinander getrennt. Durch die geringe Wärmediffusivität des Glassubstrats ist zudem die Ortsauflösung deutlich besser als in Fall (a).

### $J_{sc}$ -ILIT, DLIT und Messung des Peltierkoeffizienten

$J_{sc}$ -ILIT und DLIT wurden je bei etwa  $\pm 190$  mA durchgeführt, das sind etwa  $48$  mA/cm<sup>2</sup> bei einer Zellfläche von  $4$  cm<sup>2</sup> und damit leicht über Kurzschlussstrom bei 1 sun Beleuchtung. Die Lock-in-Frequenz betrug 29 Hz. Die dazugehörige thermische Diffusionslänge in Silizium ist 1,0 mm. Die Probe war nicht geschwärzt, Beobachtung und ggf. Beleuchtung erfolgten von der Kontaktfinger-Seite.

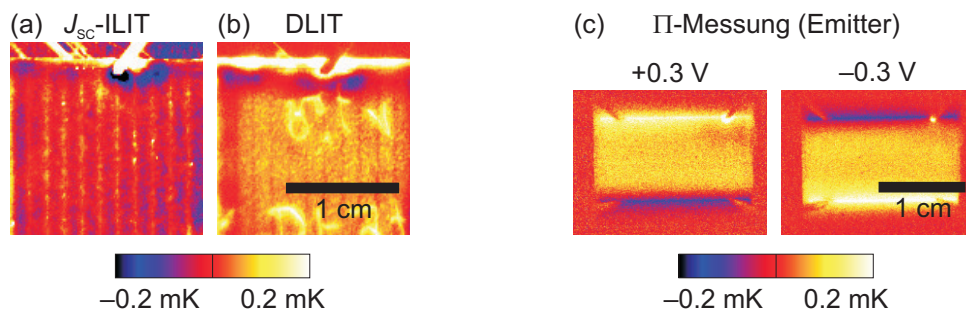
Die Fläche der Kontaktfinger selbst wurde hier nicht betrachtet, da diese klein gegen die Zellfläche ist. Auch die folgenden Simulationen beziehen sich nur auf den Raum zwischen den Kontaktfingern. Abbildung 4.10 zeigt das für die Auswertung verwendete  $J_{sc}$ -ILIT- und das entsprechende DLIT-Bild, beide  $0^\circ$ -Signal. Um die Gesamtmesszeiten (8 h für ILIT, 14 h für DLIT) durch hohe Bildrate (517 Hz) gering zu halten, wurden nur  $128 \times 128$  Pixel des Detektorarrays ausgelesen.<sup>4</sup>

Das  $0^\circ$ -Signal zeigt bei thermisch dünnen Proben die höchste Ortsauflösung, homogene Signalkomponenten werden vollständig unterdrückt. Um das Verhalten an den Kontaktfingern zu verstehen, ist das  $0^\circ$ -Signal gut geeignet, da der Abstand der Kontaktfinger schon in der Größenordnung der thermischen Diffusionslänge liegt und Details kleiner als die thermische Diffusionslänge von Interesse sind.

Anhand Abb. 4.10(a) ist bereits eine qualitative Aussage möglich: Im ILIT-Bild erwärmen sich die Kontaktfinger (Elektronen verlassen die Zelle an den Kontaktfingern), bei DLIT kühlen sie sich ab (Elektronen fließen an den Kontaktfingern in den Emitter). Dieses Verhalten ist ein deutlicher Hinweis darauf, dass der thermoelektrische Effekt dominiert.

Für die Messung des Peltierkoeffizienten wurde der Busbar am oberen Zellrand mit

<sup>4</sup>Prinzipiell ist es mit dieser Bildrate auch möglich, mit der Lock-in-Frequenz bis zu  $517$  Hz/4 =  $129$  Hz oder gar  $222$  Hz (im *integrate while read*-Modus der Kamera) hochzugehen. In diesem Fall reichen allerdings auch tagelange Messungen mit dem verwendeten System nicht aus, um ein befriedigendes Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen. Auch versagt bei diesen Frequenzen die Korrelation des Messsystems und etwa 90 % der Frames werden ungenutzt verworfen („lost frames“).



**Abbildung 4.10:**  $J_{sc}$ -ILIT (a) und DLIT (b) bei 29 Hz,  $0^\circ$ -Signal. Oben im Bild ist die Kontaktspitze auf dem Kontaktpad des Busbars sichtbar. Man erkennt ein deutlich positives Signal an den Kontaktfingern im ILIT-Bild und an der gleichen Stelle ein schwaches, negatives Signal im DLIT-Bild. Ursache ist die Peltierwärmung/-abkühlung am Metall-Halbleiterkontakt. (c) DLIT des Stromflusses durch den Emitter zur Messung des Peltierkoeffizienten; links Vorwärtsrichtung (technische Stromrichtung von oben nach unten), rechts Gegenrichtung.

der Wafersäge abgeschnitten; damit sind die einzelnen Kontaktfinger nicht mehr kurzgeschlossen und der Peltierkoeffizient des Emitters kann nach dem in Abschnitt 4.3.1 angegebenen Verfahren gemessen werden. Um homogene Emissivität, insbesondere an den Kontaktlinien selbst, zu erreichen, wurde die Probe geschwärzt.

Bei dieser Probe ist es leider nicht möglich, die Rückseite so zu beschalten, dass die gesamte Zelle unter leichter Sperrspannung steht, weil sie eine merkliche Kurzschlussleitfähigkeit von  $0,7 \text{ k}\Omega$  aufweist. Es ist also besser, die Basis unbeschaltet zu lassen. Um einen Einfluss der Basis auf die Messung auszuschließen, muss die Spannung zwischen den 4-Punkt-kontaktierten Kontaktfingern so klein sein, dass kein Strom in Durchlassrichtung in die Basis und zurück durch den Kurzschluss fließt. Daher war die Messspannung nur  $0,3 \text{ V}$ . Die  $-90^\circ$ -Bilder, aufgenommen bei einer Lock-in-Frequenz von 25 Hz, sind in Abb. 4.10(c) dargestellt.

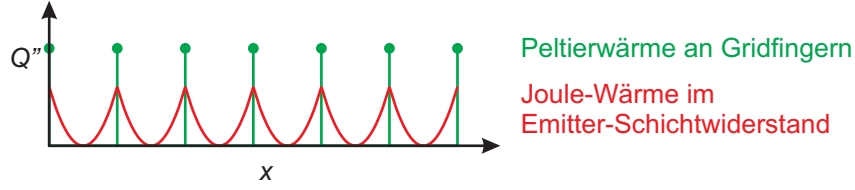
Ergebnis der Bildintegration (4.29) ist ein Wert von  $\Pi = -(94 \pm 5) \text{ mV}$ . (Zelle in Abschnitt 4.3.2:  $-72 \text{ mV}$ , die Abhängigkeit von der Dotierung ist nicht besonders ausgeprägt für hochdotiertes Si.) Die Emitterdotierung ist also, wie für Hochleistungszellen typisch, etwa eine Größenordnung geringer als für Standard-Industriezellen (Abb. 4.4).

Bei der (4-Punkt-)Messung erhält man auch den Emitter-Schichtwiderstand (unwesentlich verfälscht durch den Finger-Emitter-Kontaktwiderstand) von  $R^{sq} = (83 \pm 2) \Omega^{\square}$ .

### Simulation von Peltiereffekt und Serienwiderstand für $J_{sc}$ -ILIT

Die Thermalisierungswärme bei der Absorption eines Photons sowie die Erwärmung an der Bandkante (siehe Abschnitt 4.4) sind weitgehend homogen und im  $0^\circ$ -Bild nicht sichtbar. Auch der Stromfluss vom flächigen Basiskontakt ist homogen; also ist auch die Peltierwärme vom Rückkontakt uninteressant für die Bildauswertung.

Es bleiben zwei deutlich nichthomogene Signale: Die Serienwiderstandswärme im Emitter sowie die Peltierwärme an den Kontaktfingern. Diese lassen sich unter der Annahme homogener Generation theoretisch gut fassen: Die Stromdichte ist 0 in der Mitte



**Abbildung 4.11:** Qualitativer Verlauf der Leistungsdichte  $Q''$  senkrecht zu den Kontaktfingern in  $J_{sc}$ -ILIT. Orange: Parabelbögen durch den Serienwiderstand im Emitter, grün:  $\delta$ -förmige Erwärmung am Halbleiter-Metall-Übergang.

zwischen den Fingern und steigt linear an bis zum Finger. Die maximale Stromdichte (am Finger) ist  $j'_{\max} = j''_{sc}(a/2)$  (zweigestrichenes  $j''$ : Flächenstromdichte, eingestrichenes  $j'$ : Linienstromdichte,  $a$ : Fingerabstand). Das führt zu einer parabelförmigen Leistungsdichte von  $(-a/2 < x < a/2)$ , periodisch fortgesetzt):

$$Q''_R = \left[ \left( 1 - \frac{|x|}{a/2} \right) j'_{\max} \right]^2 R^{\square}. \quad (4.30)$$

Die Leistungsdichte aufgrund des Peltiereffekts ist  $\delta$ -förmig an den Kontaktfingern, also  $(-a/2 < x < a/2)$ , periodisch fortgesetzt)

$$Q''_F = j'_F \Pi \delta(x), \quad (4.31)$$

mit der Linienstromdichte durch die Finger  $j'_F = 2j'_{\max}$ . Die qualitativen Leistungsdichten zeigt Abb. 4.11.

Vor der vollständigen Rechnung ist es hilfreich, sich eine Vorstellung von den relativen Stärken von Peltier- und Serienwiderstandseffekt zu machen. Die Linienleistungsdichte von  $-a/2$  nach  $a/2$  um einen Kontaktfinger ist

$$Q'_R = \int_{-a/2}^{a/2} Q''_R dx = \frac{1}{2} a^3 (j''_{sc})^2 R^{\square} = 0,038 \text{ W/m} \quad (4.32)$$

für den Serienwiderstand und

$$Q'_P = 2a j''_{sc} \Pi = 0,138 \text{ W/m} \quad (4.33)$$

für den Peltiereffekt. Trotz der relativ hohen Stromdichte (Beleuchtung  $> 1$  sun) dominiert also der Peltiereffekt deutlich.

Das zweidimensionale Signal  $S$  lässt sich durch eine Faltung der Leistungsdichte mit der LSF erzeugen [siehe Abschnitt 1.1.1 und (1.40)]

$$S(x) = Q''(x) * L(x). \quad (4.34)$$

Die Faltung des  $\delta$ -Kamm-förmigen Peltiersignals ist einfach eine Summe über die LSF:

$$S_P(x) = j'_F \Pi \sum_n L(x - na). \quad (4.35)$$

Eine Faltung über die Parabelbögen lässt sich durchführen, indem man die Leistungsdichte als ortsabhängige periodische Funktion auffasst und in eine Fourierreihe entwickelt,  $Q''_R = \sum_{n=0}^{\infty} q_n \cos(2\pi nx/a)$ . Gemäß der Definition der TTF ist das gefaltete Signal dann gegeben als Summe über die Produkte von TTF und Fourierreihengliedern, also (Ortsfrequenz  $k = 2\pi/a$ ):

$$S_R(x) = \sum_{n=0}^{\infty} F(nk)q_n \cos(nkx). \quad (4.36)$$

Die Faktoren der Fourierreihe zur parabelförmig-periodischen Heizleistung sind  $q_0 = q_{\max}/3$  und  $q_n = 4q_{\max}/(\pi^2 n^2)$  für  $n \geq 1$ . Die Reihe konvergiert recht schnell zur Parabel; für die Rechnung wurden die ersten 20 Glieder verwendet.

Eine experimentelle Schwierigkeit ist, dass die Amplitude des Signals (eigentlich mK) nur bis auf einen Faktor um 1 bekannt ist, der auf ungenaue Kalibrierung und Anregung mit Rechteckpulsen zurückzuführen ist. Außerdem enthält der Ausdruck für die LSF (1.40) die Probendicke, die schwer genau zu bestimmen ist. Eine genaue Kalibrierung ist aber gar nicht notwendig, wenn man den für das  $-90^\circ$ -Signal bestimmbaren Umrechnungsfaktor zwischen mK Temperaturmodulation und Leistungsdichte (siehe Abschnitt 1.3.2) auf das  $0^\circ$ -Signal anwendet.<sup>5</sup> Den entsprechenden theoretischen Faktor kann man am Wert der TTF für Ortsfrequenz  $k = 0$  ablesen [Tabelle 1.1 auf Seite 12, Fall (d),  $z = z' = 0$ ]:

$$f_{\text{th}} = \frac{D_f}{d\lambda_f\omega}. \quad (4.37)$$

Die umgerechneten Größen sind  $\hat{F} = F/f_{\text{th}}$ ,  $\hat{L} = L/f_{\text{th}}$  sowie  $\hat{S} = S/f_{\text{exp}}$ . Damit kürzt sich auch die effektive Probendicke  $d$  aus den Ausdrücken für die TTF und LSF herauskürzt. (Je dicker die Probe, desto geringer das Signal.) Der einzige Nachteil davon, theoretisches und experimentelles Signal in  $\text{W}/\text{cm}^2$  anzugeben, ist, dass es widersinnig erscheint, das  $0^\circ$ -Signal in  $\text{W}/\text{cm}^2$  anzugeben, da sein Mittelwert immer 0 ist und damit nicht wie beim  $-90^\circ$ -Signal im Mittel eine Leistungsproportionalität vorliegt; das ist jedoch unproblematisch.

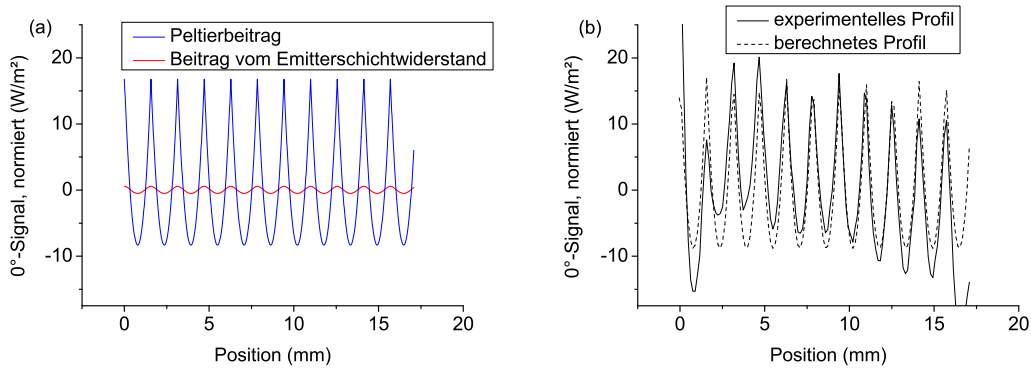
## Ergebnis

Das Ergebnis der genauen Rechnung, dargestellt in Abb. 4.12(a), zeigt, dass das  $0^\circ$ -Signal aufgrund des Serienwiderstandseffekts noch kleiner ist, als es die einfache Größenordnungsabschätzung vermuten lässt. Die Ursache dafür ist, dass niedrige Ortsfrequenzen im  $0^\circ$ -Bild unterdrückt sind und die Leistungsdichte des Serienwiderstandseffekts einen größeren Anteil an niedrigen Ortsfrequenzen aufweist. In der Tat ist das Joule'sche Signal nahezu Kosinus-förmig [56]. Das Peltier-Signal weist dagegen ein deutliches Maximum an den Kontaktfingern auf. Wie die Abbildung zeigt, ist zur Auswertung des

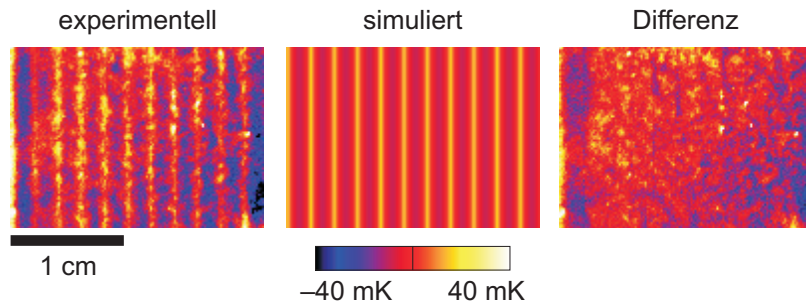
---

<sup>5</sup>In den experimentellen Bildern ist nur ein Teil der Zelle sichtbar, ein kleines Stück ist auch von der Kontaktnadel überdeckt. Das Integral wurde daher über ein repräsentatives Teilstück gelegt und  $P_{\text{in}}$  mit einem entsprechenden Faktor versehen.

#### 4 Peltiereffekte in der Lock-in-Thermographie



**Abbildung 4.12:** (a) Berechnete  $J_{sc}$ -ILIT-Profilе für Erwärmung im Emitterschichtwiderstand und Peltiereffekt beim Halbleiter-Metall-Übergang am Finger. (b) Experimentelles Profil (gemittelt entlang der Kontaktfinger) und berechnetes Profil bestehend aus Erwärmung im Emitterschichtwiderstand und Peltiereffekt beim Halbleiter-Metall-Übergang am Finger,  $0^\circ$ -Signal.



**Abbildung 4.13:** Originalbild, berechnetes Bild und Differenzbild, normiert mit der dissipierten Leistung. Abgesehen von den Zellrändern ist das Differenzbild überall nahe 0.

$0^\circ$ -Bildes der Serienwiderstandseffekt also letztlich vernachlässigbar, selbst bei einem relativ hohen Emitterschichtwiderstand von  $83 \Omega^{\square}$  und hoher Stromdichte. Die Summe aus Serienwiderstands- und Peltiereffekten passt sehr gut zu den experimentellen Daten und erklärt sie quantitativ, siehe Abbildung 4.12(b).

Zieht man die (entlang der Kontaktfinger unveränderliche) berechnete Kurve vom experimentellen  $0^\circ$ -Bild ab, sind die Positionen der Kontaktlinien nicht mehr deutlich auszumachen. Das heißt, das Signal an den Kontaktlinien ist mit dem Peltiereffekt (und einem kleinen Beitrag des Serienwiderstands) vollständig erklärt und der Rest des Signals ist auf Inhomogenitäten im Material zurückzuführen. Originalbild, berechnetes Bild und Differenzbild zeigt Abb. 4.13.

Eine vergleichbare Rechnung ist für DLIT deutlich komplizierter, da dort bei hohen Gesamtströmen der Stromfluss inhomogen ist und damit das Diodenverhalten für eine quantitative Auswertung wie für  $J_{sc}$ -ILIT detaillierter simuliert werden muss. Qualitativ stützt die in Abb. 4.10 erkennbare Kühlung die Interpretation des Signals als Peltiereffekt.

## 4.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der Peltiereffekt als bei der Untersuchung von Solarzellen meist störender Effekt eingeführt. Seine Eigenschaften in Silizium und sein Einfluss auf die verschiedenen Betriebsarten von LIT wurden erläutert.

Deutliche Peltiereffekte im  $0^\circ$ -Bild einer kristallinen Zelle wurden nachgewiesen und sind quantitativ verstanden. Zwischen experimentellen und berechneten Daten gibt es keinen Fit-Parameter, die Berechnung mit dem vorher gemessenen Peltierkoeffizienten ergibt die richtige Amplitude. Interpretation durch Serienwiderstandseffekte im Emitter wie früher vorgeschlagen [56] erfassen den Effekt nicht richtig, wie auch eine Abschätzung zeigt.

Eine neue Methode zur Messung des Peltierkoeffizienten wurde vorgestellt und praktisch angewendet. Dieses Messverfahren ist in [76] veröffentlicht. Als Ausblick sei angemerkt, dass damit eine vollständige thermoelektrische Charakterisierung eines neuen Materials mittels LIT möglich wird. Die elektrische Leitfähigkeit kann über die auch für die Peltierkoeffizientenmessung notwendigen Linienkontakte leicht gemessen werden. Auch die Wärmeleitfähigkeit ist in einer LIT-Messung zugänglich: Es lässt sich, analog zur  $3\omega$ -Methode [13], ausnutzen, dass die Temperaturamplitude um eine Linienquelle indirekt proportional zur Wärmeleitfähigkeit ist (siehe Tabelle 1.1). Der Vorteil einer guten Unterdrückung von Temperaturstrahlung ist ebenfalls in LIT gegeben, beide Methoden arbeiten quasi-adiabatisch. Damit sind die drei Größen Seebeckkoeffizient  $\alpha = \Pi/T$ , elektrische Leitfähigkeit und Wärmeleitfähigkeit an einer einzigen Probe mit relativ geringem Präparationsaufwand messbar.



## 5 Anwendung auf CSG: Bestimmung der Diodeneigenschaften

In diesem Kapitel soll die Anwendung von LIT zur Bestimmung der Diodeneigenschaften (und damit der dominierenden Verlustmechanismen) an CSG-Solarmodulen dargestellt werden. Dafür wird zunächst der Herstellungsprozess skizziert und die Modulstruktur beschrieben (Abschnitt 5.1). An einem typischen Bild werden die mit DLIT sichtbare Verlustmechanismen und die auftretenden Schwierigkeiten mit thermoelektrischem Wärmetransport (Peltiereffekt) deutlich (Abschnitt 5.2). Sichere, quantitative Aussagen über die Modulparameter können dennoch erhalten werden, indem die elektrischen und thermischen Prozesse in der Zelle beim Messen simuliert werden (Abschnitt 5.3). Der tatsächliche Einfluss der Verlustmechanismen auf den Wirkungsgrad kann schließlich in der simulierten Zelle bestimmt werden.

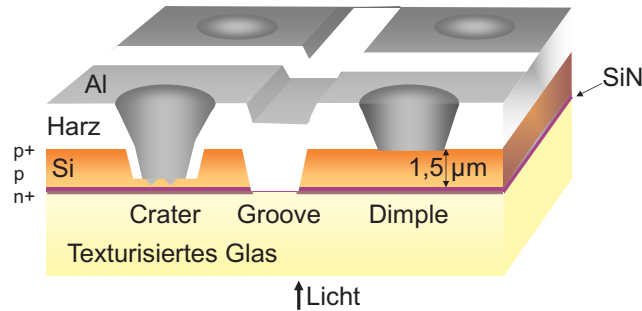
Teile der Ergebnisse dieses Kapitels wurden auf Konferenzen [83, 84] vorgestellt. Eine weitere ausführliche Darstellung ist geplant.

### 5.1 Probenbeschreibung

Die Firma CSG Solar in Bitterfeld-Wolfen stellt Silizium-Dünnschicht-Photovoltaik-Module in der *crystalline silicon on glass* Methode her [32, 35]. Das Besondere an diesem Herstellungsverfahren ist, dass das Silizium im fertigen Produkt vollständig polykristallin ist und nicht amorph oder mikrokristallin in amorpher Matrix wie in anderen Silizium-Dünnschicht-Modulen (große Hersteller solcher Module sind UNI-SOLAR, Sharp und Trony [85]). Ein großer Vorteil von kristallinem Silizium ist, dass es sehr viel besser verstanden ist als alle anderen Halbleitermaterialien und sehr viel mehr technologisches Know-how vorhanden ist. Abschätzungen mithilfe empirischer Korrelationen von Defektdichten zeigen, dass Zellen aus kristallinem Silizium selbst bei einer Absorberdicke von nur 1,5  $\mu\text{m}$  noch Wirkungsgrade um 14% erreichen könnten [86].

In den hier untersuchten Proben wurde die Siliziumschicht durch PECVD (*plasma enhanced chemical vapour deposition*) auf das Substrat abgeschieden. Die Schichtfolge ist dabei [81]:

- Siliziumnitridschicht als Diffusionsbarriere gegen Verunreinigungen aus dem Hochtemperatur-Borosilikatglassubstrat und Antireflexschicht (ca. 90 nm),
- $n^+$  (Phosphor-dotiert,  $\approx 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , ca. 100 nm),
- p (Absorber, Bor-dotiert,  $\approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ),



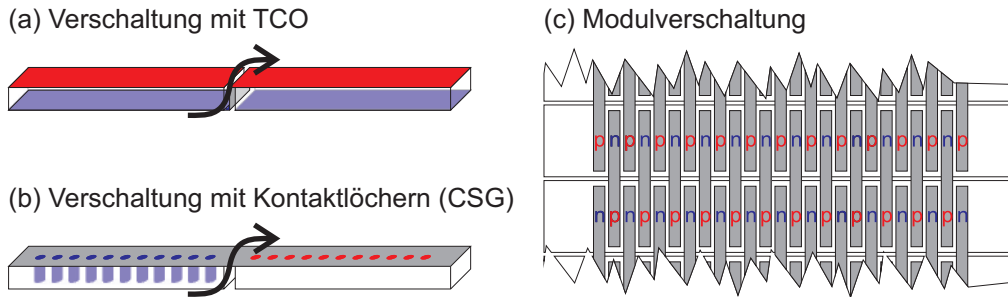
**Abbildung 5.1:** Wesentliche Elemente eines CSG-Solarmoduls. Die Kontakte zum  $n^+$ - und  $p^+$ -Gebiet der Diodenstruktur werden durch tiefe und flache Kontaktlöcher hergestellt. Die Isolation der tiefen Kontaktlöcher von der  $p^+$ -Schicht wird durch kurze Exposition zum Lösemittel des Harzes (*resin reflow* [88]) gewährleistet. (Bild von csgsolar.com, leicht verändert.)

- $p^+$  (Bor-dotiert,  $\approx 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , ca. 100 nm).

Nach der PECVD ist das Silizium (insgesamt etwa  $1,5 \mu\text{m}$ , die hochdotierten Schichten je 100 nm) vollständig amorph. Bei anderen Prozessbedingungen lässt sich auch teilkristallines Silizium abscheiden, jedoch sind dann die Raten geringer. Beim Prozessschritt SPC (*solid phase crystallization*) werden die Siliziumschichten in einem heißen Ofen vollständig rekristallisiert ( $600^\circ\text{C}$ , einige Stunden [33]). Dabei entstehen einzelne Kristallite mit radialem Durchmesser von etwa  $2 \mu\text{m}$  [87], also deutlich größer als in direkt PECVD-abgeschiedenem mikrokristallinen Material. Das bei der SPC entstehende Material enthält viele Defekte, die durch eine kurze Aufheizung auf  $900^\circ\text{C}$  (*rapid thermal anneal*, RTA) vermindert werden. Der letzter Schritt der Materialpräparation ist die Wasserstoffpassivierung, in der verbliebene Defekte durch ionisierten Wasserstoff abgesättigt werden.

Bei den meisten Dünnschichttechnologien wird die dem Glas zugewandte Seite mithilfe von TCO (*transparent conducting oxide*) kontaktiert. In der CSG-Technologie wird auf die Verwendung von TCO verzichtet, um Kosten einzusparen und um die hohe thermische Belastung des TCOs während SPC- und RTA-Prozess zu umgehen.<sup>1</sup> Zudem vermeidet der Verzicht auf TCO mögliche Probleme mit der Modulhaltbarkeit [88]. Der Verzicht auf TCOs erfordert allerdings ein alternatives Konzept, um die dem Glas zugewandte  $n^+$ -Schicht zu kontaktieren. Das Kontaktierungskonzept von CSG besteht darin, die Siliziumrückseite mit einem Kunststoffharz (*resin*) zu isolieren, durch das Kontaktlöcher in die Siliziumschicht geätzt werden: tiefe Löcher (*craters*) für  $n^+$ , flache Löcher (*dimples*) für  $p^+$ . Die einzelnen Zellen werden im Abstand von 6 mm durch Lasergräben (*grooves*) voneinander getrennt. Das gesamte Modul wird schließlich durch eine etwa 100 nm dünne Aluminiumschicht auf der Rückseite des Resins verschaltet. Diese wird derart strukturiert, dass schmale Aluminiumstreifen (*pads*, 0,5 mm breit) je zwei Zellen überspannen (also 12 mm lang sind). In diesen Streifen kontaktiert eine Reihe von Cratern die  $n^+$ -Schicht und auf der anderen Seite des Lasergrabens eine Reihe von Dimples

<sup>1</sup>ZnO:Al allerdings wäre ein Kandidat für eine TCO-Kontaktierung, da sich seine Eigenschaften durch die Temperaturbehandlung bei SPC und RTA sogar verbessern, wie in [89] gezeigt.



**Abbildung 5.2:** Serienverschaltung in einem CSG-Modul. (a) Für TCO-kontaktierte Zellen ist die Zelle vorn und hinten ganzflächig kontaktiert (TCO bzw. metallischer Rückkontakt), diese Kontakte werden zwischen den einzelnen Zellen miteinander verbunden. (b) bei CSG werden  $n^+$ - und  $p^+$ -Gebiet mit Kontaktlöchern und Aluminiumstreifen serienverschaltet. Dabei ist ein Muster von ineinandergreifenden schmalen Streifen (c) günstig, um die Wege zu minimieren, die der Strom durch das gegenüber dem Aluminium relativ hochohmige  $p^+$ - bzw.  $n^+$ -Gebiet zurücklegen muss. Die schwarzen Pfeile geben die (technische) Stromrichtung bei DLIT an.

die  $p^+$ -Schicht in der nächsten Zelle.

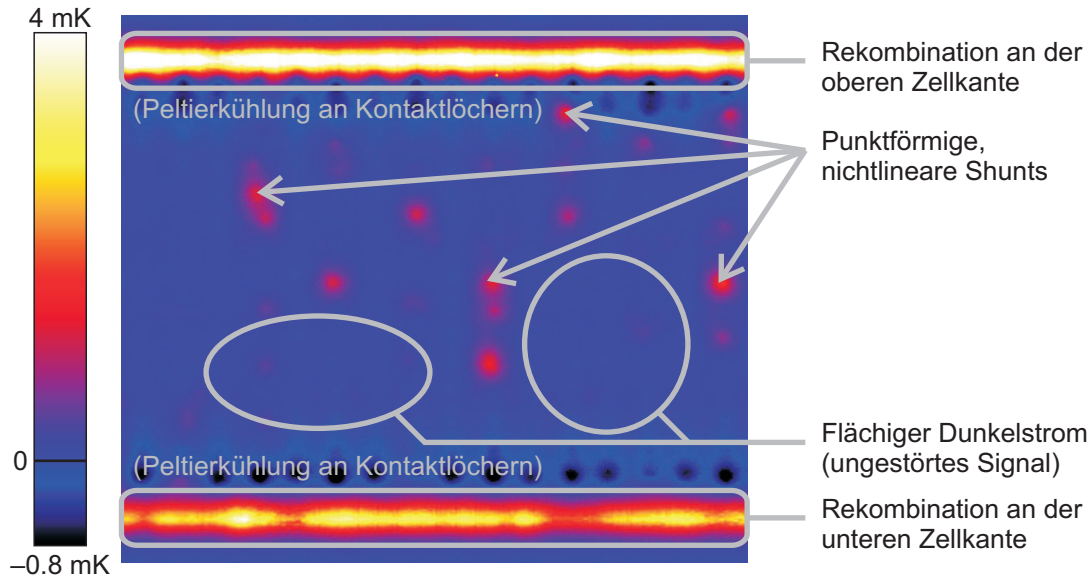
Die wesentlichen Bestandteile eines CSG-Moduls sind in Abb. 5.1 gezeigt. Bei Kontaktierung mittels TCO und Rückkontakt liegen die Kontakte direkt übereinander. Mit Kontaktlöchern ist das hingegen nicht möglich, sodass die Pads versetzt angeordnet sind (*interdigitated contacting scheme*). Die Serienverschaltung mittels Kontaktlöchern und Pads ist in Abb. 5.2 dargestellt. Ein besondere Vorteil dieser Art der Verschaltung ist, dass die Leitfähigkeit im Modul (durch die Metallisierung) parallel zu den Pads hoch ist, also nur in die gewünschte Stromrichtung. Stromfluss senkrecht zu den Pads hingegen ist vermindert durch die geringere Leitfähigkeit in den  $p^+$ -/ $n^+$ -Schichtwiderständen. Aus diesem Grund ist der Einfluss von lokalen Kurzschlüssen auf die Modulleistung deutlich geringer als bei der Verschaltung mit TCO-Schicht [90].

Bei kristallinen Silizium-Dünnschichtmodulen ist aufgrund der geringen optischen Absorption des Siliziums die Verlängerung des Lichtwegs (*light trapping*) besonders kritisch. Das geschieht in CSG-Modulen durch zwei Maßnahmen: 1. wird dem zur Kontaktierung notwendigen Kunststoffharz weißes Pigment [88] zugefügt, da streuende Reflexion im Harz günstiger ist als gerichtete Reflexion an der glatten Aluminiumoberfläche, 2. wird das Glas vor der Abscheidung von Siliziumnitrid texturiert. Hier wurden Proben mit drei verschiedenen Texturen [91] untersucht:

**Abrade** Bei dieser experimentellen Textur wird die Glasoberfläche mit einem Strahl von SiC-Partikeln aufgeraut und in HF angeätzt. Diese Textur ist insbesondere für dickere Si-Schichtdicken günstig.

**Beads** Bei der Bead-Textur werden in einem Sol-Gel-Prozess kleine Quarzglaskügelchen (*silica beads*, Durchmesser  $\approx 0,5 \mu\text{m}$ ) fest mit dem Substrat verbunden. Dies ist die Standardtextur für CSG-Module.

**Planar** Keine Textur, Abscheidung auf ebenes Glas.

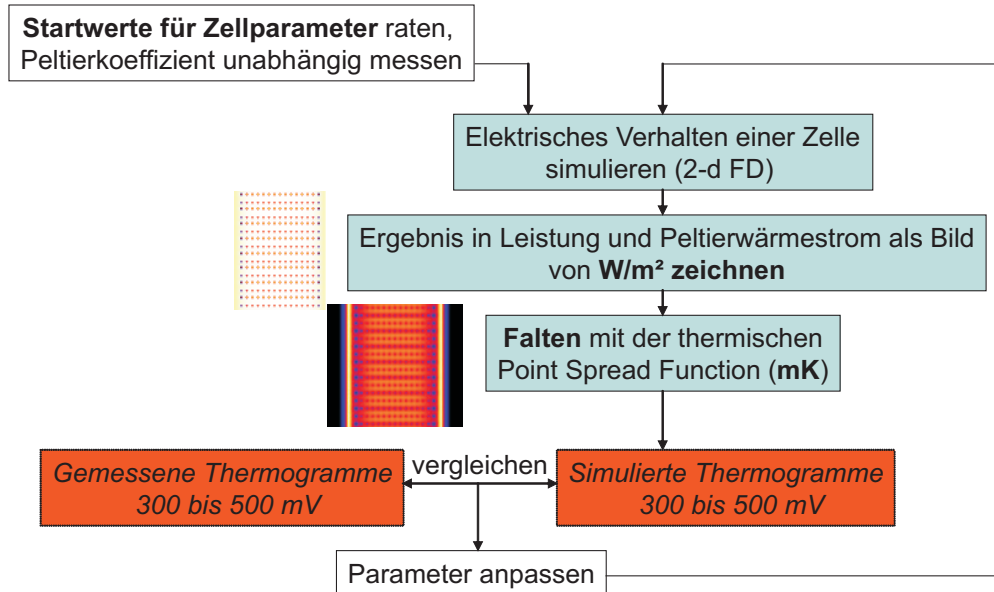


**Abbildung 5.3:** LIT-Aufnahme ( $-45^\circ$  Signal) einer einzeln kontaktierten Zelle in einem Abradete-texturierten CSG-Solarmodul bei 400 mV. Drei verschiedene Verlustmechanismen sind markiert, alle zeigen ein diodenartiges Verhalten, jedoch mit unterschiedlichen Idealitätsfaktoren, sodass sich ihr relativer Anteil bei verschiedenen Spannungen verschiebt. Die Peltierkühlung an den Kontaktlöchern ist bei den äußersten Löchern deutlich zu sehen, da der Hauptteil des Stroms bei dieser Zellspannung über die Zellränder fließt.

Die verwendeten Proben sind jeweils  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  große Ausschnitte aus den Modulen HE0431-3 (Abrade), HE0431-6 (Beads) und HE0431-9 (Planar).

## 5.2 Erläuterung eines typischen Bildes

Die Auswertung dieser Bilder ist durch deutlich sichtbare Peltiereffekte (siehe Abb. 4.9 in Abschnitt 4.5) im Vergleich zu Standard-Silizium-Solarzellen deutlich erschwert. Ein typisches Bild einer einzeln kontaktierten Zelle innerhalb eines CSG-Moduls ist in Abb. 5.3 gezeigt. Drei Verlustmechanismen sind zu erkennen: Verluste an den Zellrändern, an punktförmigen Defekten innerhalb der Zellfläche und ein homogenes Hintergrundsignal, das vom Dunkelstrom in makroskopisch nicht gestörtem Silizium hervorgerufen wird. Bei dieser Zellspannung sind die Verluste an den Zellrändern dominant, daher fließt durch die äußeren Kontaktlöchern deutlich mehr Strom als durch die in der Zellmitte. Der Stromfluss sowohl durch  $n^+$ - als auch  $p^+$ -Kontaktlöcher verursacht dabei Peltier-Kühlung, d. h. ein negatives Signal (technische Stromrichtung: *in* das  $p^+$ -Gebiet, *aus* dem  $n^+$ -Gebiet heraus bei nahezu betragsgleiche Peltierkoeffizienten mit entgegengesetztem Vorzeichen). Bei den relativ kurzen ( $\approx 1 \mu\text{m}$ ) Minoritätsträger-Diffusionslängen im dünnen Silizium sind die Rekombinationswärme und die Kühlung am p-n-Übergang in der LIT nicht getrennt auflösbar. Es ist daher zulässig anzunehmen, dass die an beiden Kontaktlöchern aufgenommene Umgebungswärme durch den Stromfluss an die Stelle



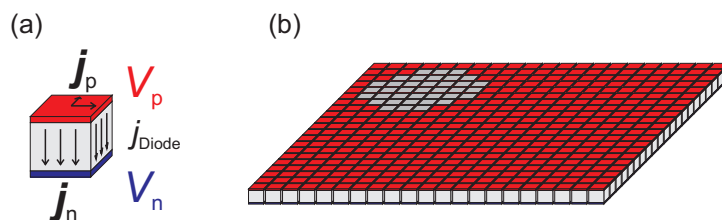
**Abbildung 5.4:** Bestimmung der Zellparameter durch manuelle Anpassung der Parameter einer elektro-thermischen Simulation.

transportiert wird, an der der Dunkelstrom über den p-n-Übergang fließt. Im Fall des in Abb. 5.3 sichtbaren Randstroms gibt es also einen Wärmetransport von den (äußeren) Kontaktlöchern zum Rand, der eine Messung dieses Randstroms verfälscht.

Daher ist es notwendig, den für die Funktion der Solarzelle unwichtigen Peltiereffekt herauszurechnen um die Stärke der Defekte quantitativ auszuwerten. Aus den aufgenommenen Bildern ist diese Unterscheidung von dissipativen und thermoelektrischen Effekten jedoch nicht ohne Weiteres möglich. Daher ist für ein Verständnis der Strompfade eine Simulation des elektrischen und thermischen Verhaltens notwendig.

### 5.3 Simulation

Die DLIT-Bilder von CSG-Einzelzellen sind durch die Wärmeentwicklung bei elektrischen Prozessen im Silizium sowie durch die Wärmeausbreitung im Glas-Silizium-System gegeben. Das elektrische Verhalten wird mittels einer Finite-Differenzen-Simulation der Zellen bestimmt, die Wärmeausbreitung lässt sich durch die Faltung der flächigen Wärmequellen im Silizium mit der PSF beschreiben. Ausgehend von vernünftigen Startwerten für die Zellparameter werden dann iterativ die Parameter angepasst, bis experimentelle und simulierte LIT-Bilder übereinstimmen. Diese manuelle Anpassungsprozedur ist schematisch in Abb. 5.4 dargestellt.



**Abbildung 5.5:** Elektrische Simulation des Stromflusses in einer CSG-Einzelzelle. (a) Zweidimensionaler Stromfluss in den hochdotierten Schichten ( $\text{A/m}$ ) und Stromfluss über den p-n-Übergang ( $\text{A/m}^2$ ). (b) Finite-Differenzen-Modell eines Ausschnitts ( $0,42 \text{ mm}$  Kantenlänge) mit  $\text{p}^+$ -Kontaktloch. Dort wird das  $\text{p}^+$ -Potential festgehalten, der Stromfluss in die  $\text{p}^+$ -Schicht stellt sich ein; Kontaktwiderstände zwischen Metall und  $\text{p}^+$  sind vernachlässigbar.

### 5.3.1 Elektrische Simulation: Finite Differenzen

Das elektrische Verhalten der betrachteten Zellen wird über einen Finite-Differenzen-Ansatz numerisch bestimmt.

Berechnungen mit einem relativ grobmaschigen, elektrischen Netzwerkmodell (PSPice, mit etwa einer Teildiode pro Kontaktloch [84], für das komplette Modul siehe [90]) gaben zwar das Verhalten von Flächen- und Randstrom schon recht gut wieder, jedoch nicht das experimentell beobachtete Streifenmuster (ein Serienwiderstandseffekt). Eine engmaschigere Simulation wurde mit der Finite-Differenzen-Methode durchgeführt, diese reproduziert den experimentell beobachteten Effekt. Im Folgenden wird das Modell ausgehend von den elektrischen Grundgleichungen beschrieben.

#### Differentialgleichung

Das elektrische Verhalten lässt sich modellieren durch den zweidimensionalen Stromfluss in der  $\text{p}^+$ - und  $\text{n}^+$ -Schicht sowie den eindimensionalen Stromfluss zwischen diesen Schichten, der einer Diodengleichung folgt. Aus Kontinuitätsgleichung und Ohm'schem Gesetz in beiden Schichten ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 \operatorname{div} \mathbf{j}_p &= -j_{\text{Diode}}, \\
 \operatorname{div} \mathbf{j}_n &= +j_{\text{Diode}}, \\
 -\operatorname{grad} V_p &= R_p^{\square} \mathbf{j}_p, \\
 -\operatorname{grad} V_n &= R_n^{\square} \mathbf{j}_n.
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Dabei sind  $\mathbf{j}_{p,n}$  horizontale Flächenstromdichten ( $\text{A/m}$ ), und der Diodenstrom  $j_{\text{Diode}}$  ( $\text{A/m}^2$ ) wird angenommen als

$$j_{\text{Diode}} = j_0 \left[ \exp \left( \frac{V_p - V_n}{nV_{\text{th}}} \right) - 1 \right] - j_L, \tag{5.2}$$

mit der thermischen Spannung  $V_{\text{th}} = kT/e$ . Ein solches 1-Diodenmodell mit Idealitätsfaktor  $n$  ist gerechtfertigt, weil nur ein Ausschnitt aus der Diodenkennlinie um den Arbeitspunkt der Zelle experimentell betrachtet werden kann (siehe Abschnitt 5.4.3).

Die Materialschädigung an den Zellgräben wird durch einen zusätzlichen diodenartigen Beitrag zum Dunkelstrom wiedergegeben. Für die Simulation des Verhaltens bei DLIT ist der Photostrom  $j_L = 0$ . Wenn die Diodeneigenschaften bekannt sind, lässt er sich aber einfach zur Diodengleichung hinzufügen, um die Einflüsse von bestimmten Verlustfaktoren auf den erreichbaren Wirkungsgrad zu bestimmen.

Unter der Bedingung konstanter Schichtwiderstände  $R_{p,n}^\square$  gelten mit (5.1):

$$\begin{aligned}\Delta U_p &= + R_p^\square j_{\text{Diode}}, \\ \Delta U_n &= - R_n^\square j_{\text{Diode}},\end{aligned}\tag{5.3}$$

zwei durch die Spannungsabhängigkeit des Diodenstroms gekoppelte, zweidimensionale Poisson-Gleichungen, die numerisch gelöst werden können. Die Ströme und Potenziale sind in Abb. 5.5(a) veranschaulicht.

### Randbedingungen

An den Zellgräben sind die  $p^+$ - und  $n^+$ -Schicht getrennt, der Stromfluss senkrecht zum Rand verschwindet daher und damit auch die Ableitung der Potenziale senkrecht zum Rand (Neumann-Bedingung)

$$0 = \left. \frac{\partial V_{p,n}}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\text{Rand}}.\tag{5.4}$$

Gemäß Abb. 5.2(c) wiederholt sich die Zell-Struktur parallel zu den Gräben nach zwei Pads. Es ist daher ausreichend, zwei Kontaktlochreihen, eine  $p^+$ , eine  $n^+$ , zu simulieren und in Zellrichtung periodische Randbedingungen anzunehmen.

Die äußere Spannung wird über die Kontaktlöcher angelegt, Kontaktwiderstände sind vernachlässigbar (siehe unten, Abschnitt 5.4.1). Damit gilt  $U_n = 0$  an den  $n^+$ -Kontaktlöchern und  $V_p = V_{\text{Bias}}$  an den  $p^+$ -Kontaktlöchern (festgehalten während der Rechnung). Die Stromdichten durch die Kontaktlöcher ( $j_p > 0$  und  $j_n < 0$ , Einheit  $\text{A}/\text{m}^2$ ) treten an den Kontaktlöchern zu den Diodenströmen hinzu und können aus den numerisch berechneten Potenzialen bestimmt werden durch Umstellen von

$$\Delta V_p = + R_p^\square (j_{\text{Diode}} - j_p),\tag{5.5}$$

sowie

$$\Delta V_n = - R_n^\square (j_{\text{Diode}} + j_n).\tag{5.6}$$

Ein weiteres mit den Kontaktlöchern zusammenhängendes Detail ist, dass an der Position von  $n^+$ -Kontaktlöchern kein Diodenstrom fließen kann  $j_{\text{Diode}} = 0$ , siehe Abb. 5.1.

### Finite Differenzen

Diese Gleichungen werden diskretisiert und über einen Finite-Differenzen-Ansatz gelöst. Der gewählte Algorithmus ist *successive overrelaxation* (SOR, [6]), in dem man die Verkoppelung der Differentialgleichungen sowie die ungewöhnlichen Randbedingungen an den Kontaktlöchern leicht implementieren kann. Dennoch konvergiert der Algorithmus

schnell genug für diese Anwendung bei einer Feldgröße von  $300 \times 50$  ( $a = 20 \mu\text{m}/\text{Pixel}$ ),  $V_{i,j} = V(ai, aj)$ ; siehe Abb. 5.5.

Ein Iterationsschritt besteht darin, für alle Punkte gemäß

$$\xi_{i,j} = V_{i+1,j} + V_{i-1,j} + V_{i,j+1} + V_{i,j-1} - 4V_{i,j} + g \quad (5.7)$$

zuerst das Residuum  $\xi_{i,j}$  auszurechnen und überrelaxiert den Potenzialwert an dieser Stelle zu korrigieren (Konvergenz ist etwas schneller, wenn die Matrizen nicht zwischengespeichert werden, sondern die Werte sofort ausgetauscht werden):

$$V'_{i,j} = V_{i,j} - r \frac{\xi_{i,j}}{4}. \quad (5.8)$$

Der optimale Relaxationsparameter  $r$  liegt dabei stets zwischen 1 und 2, für das vorliegende Problem etwa bei 1,8. Mit der Norm der Residuen  $4/r \sqrt{\sum_{i,j} \xi_{i,j}^2}$  ist mit geringem zusätzlichem Rechenaufwand ein Abbruchkriterium für die Iteration verfügbar.

### 5.3.2 Thermische Simulation

#### Faltung mit der PSF

Die Wärmeausbreitung im Glas-Silizium-System ist vollständig durch die TTF beschrieben. Mit dem verwendeten System sind Lock-in-Frequenzen im Bereich von 1 bis 25 Hz leicht zu realisieren. In diesem Frequenzbereich ist das 3 mm dicke Glassubstrat der Module in guter Näherung thermisch dick (thermische Diffusionslänge  $\Lambda = 0,08 \dots 0,4 \text{ mm}$ ). Die Siliziumschicht ist bei 10 Hz für alle Ortsfrequenzen bis hoch zu  $k \ll 2\pi/1,5 \mu\text{m}$  thermisch dünn. Experimentell ist die Probe mit schwarzer Folie bedeckt (siehe Abschnitt 5.4) und alle Wärmequellen befinden sich in der dünnen Silizium-Schicht. Damit handelt es sich um Fall (b) in Tabelle 1.1 mit  $z = z' = 0$ . Die entsprechende TTF ist:

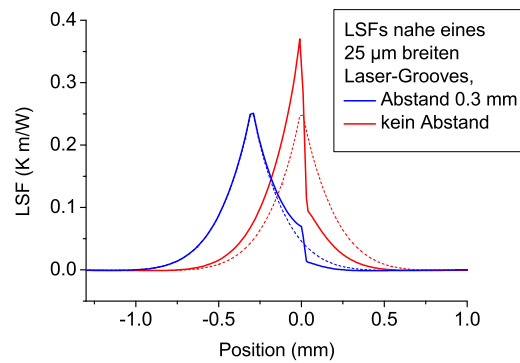
$$F(k) = \frac{1}{d\lambda_f \eta_f^2 + \lambda\eta} \quad (5.9)$$

Der Faltung mit der PSF im Ortsraum entspricht die Multiplikation mit dieser TTF im Fourierraum. Diese numerisch schnelle und einfach zu implementierende Operation wird genutzt, um das thermische Verhalten zu simulieren. Zum Vergleich mit den experimentellen Daten werden die Signal wie in 1.3.2 beschrieben auf  $\text{W}/\text{m}^2$  normiert. Die günstigste Phasenlage ist ungefähr  $-45^\circ$ , Abb. 1.4(b).

#### Auswirkung der Unterbrechung der Silizium-Schicht an den Grooves

Eine weitere Schwierigkeit tritt an den Kanten auf, wo die einzelnen Zellen durch den Laser-Groove voneinander abgetrennt sind. Das Silizium zu zerschneiden unterbricht die hochwärmeleitende Schicht und hat daher einen Einfluss auf die Wärmeausbreitung. Das ist besonders dann zu beachten, wenn die Verlustmechanismen an den Zellgrenzen untersucht werden sollen, siehe Abb. 5.3. Ein analytischer Ansatz ist wenig erfolgversprechend, da die Radialsymmetrie wegfällt, die der Behandlung in Abschnitt 1 zugrunde liegt.





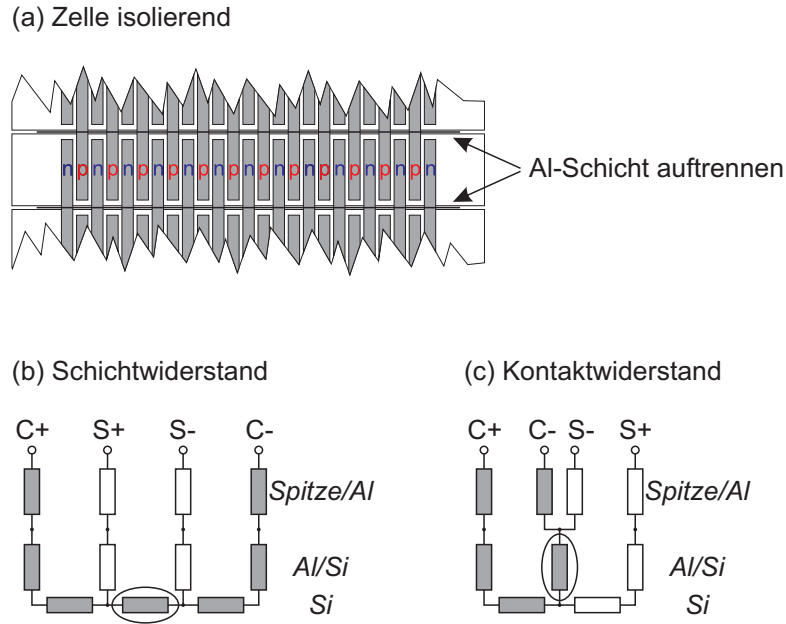
**Abbildung 5.6:**  $-45^\circ$ -LIT-Signal erzeugt durch eine Linienquelle am Ort einer  $25\ \mu\text{m}$  breiten Unterbrechung der Siliziumschicht (FEM-Simulation, 10 Hz Anregungsfrequenz). Ein Teil der Wärme wird an der Siliziumkante reflektiert. Für größere Abstände verringert sich der relative Einfluss dieser Reflexion. (Gestrichelte Kurven: ohne Groove.)

Mithilfe des Finite-Elemente-Pakets COMSOL (Version 3.3) wurden zum Verständnis des Effekts Linienquellen parallel zu Laser-Grooves simuliert ( $-45^\circ$ -Signal, 10 Hz, Abstand 0 und 0,3 mm), Abb. 5.6. Die simulierte LSF zeigt eine deutliche Kante im Signal am Laser-Groove für die etwa  $25\ \mu\text{m}$  breiten Gräben.<sup>2</sup> Vergleich mit der LSF des ungestörten Systems (kein Graben) legt die Interpretation nahe, dass im Silizium geleitete Wärme an der Grabenwand reflektiert wird, während die im Glas geleitete ungestört ist.

Zwei Schlussfolgerungen können aus diesen Simulationsergebnissen gezogen werden. Erstens: Die Unterbrechung der Siliziumschicht beeinflusst die Wärmeausbreitung deutlich. Zweitens: Das Integral unter den Kurven hängt nicht vom Abstand zwischen Quelle und Graben ab. Das ist plausibel, da das Verhältnis von Wärmeleitung in Silizium und Glas nicht von schmalen Gräben abhängt; numerische Integration der Simulationsergebnisse bestätigt diese Vermutung.

Obwohl die Gräben also einen merklichen Einfluss auf die Wärmeausbreitung haben, wenn sie näher als 0,3 mm an der Signalquelle liegen, können die in Abschnitt 1 angegebenen Formeln (für unendlichen Abstand zu Gräben ausgerechnet) genutzt werden, solange in der Nähe der Gräben die Reflexionen betrachtet werden und nur die Integrale über die charakteristische Längen der Ausbreitung ausgewertet werden. Falls ein ganzes Modul untersucht wird (nicht nur eine einzelne Zelle, Abb. 5.8) und die Stärke der Randströme etwa gleich groß ist, ist die auf beiden Seiten des Grabens an der Siliziumkante reflektierte Wärmemenge gleich groß und der Effekt des Grabens kann vernachlässigt werden.

<sup>2</sup>Selbst für simulierte Gräbenbreiten von nur  $1\ \mu\text{m}$  ist die Kante noch immer deutlich.



**Abbildung 5.7:** Messung von Schicht- und Kontaktwiderstandsmessung an CSG-Modulen. Als erster Schritt werden die Zellen isoliert (a). Das ist nötig, weil sonst immer ein  $p^+$ - und ein  $n^+$ -Gebiet parallel gemessen werden. Mit Spitzen auf vier benachbarten Pads eines Typs (C: Stromkontakt, S: Spannungskontakt) lassen sich die Schichtwiderstände (pro doppelte Padbreite, also hier pro 1 mm) bestimmen (b). Durch die schattierten Widerstände fließt Strom, der eingekreiste Widerstand wird also gemessen. Nach einem ähnlichen Prinzip lässt sich auch der Widerstand von Kontaktpad zum Silizium (ohne Spitzen-Kontaktwiderstände) mit drei auf benachbarten Pads gleichen Typs aufgesetzten Messspitzen bestimmen.

## 5.4 Experimentelle Spannungsreihe

Vor der eigentlichen Messung der experimentellen Spannungsreihe wurden an den Proben die Serienwiderstände bestimmt, um die Anzahl der freien Parameter zu verringern. Die eigentliche DLIT-Messreihe wurde an einzeln 4-Punkt-kontaktierten Zellen unter schwarzer Folie durchgeführt.

### 5.4.1 Messung der Serienwiderstände

Zur Prozesskontrolle gibt es auf Testmodulen spezialisierte Strukturen zur Messung der Serienwiderstände. Diese Methode ist jedoch weniger direkt, und zudem sind die entsprechenden Strukturen auf den untersuchten Modulen nicht vorhanden. Die Widerstände lassen sich aber auch an normal prozessierten Modulen bestimmen.

Abbildung 5.7 zeigt das Prinzip der Messung der Schicht- und Kontaktlochwiderstände an CSG-Modulen. Weil es notwendig ist, die Aluminiumschicht zu ritzen, können die Zellen, an denen die Widerstände gemessen wurden, nicht mehr ohne weiteres kontaktiert werden. Das dürfte dennoch kein Problem sein, da die Herstellungsprozesse auf quadratmetergroßen Glassubstraten relativ homogen sind und damit die auf einem benachbarten

	$R_{\text{sh}}^{\square,\text{p}}$	$R_{\text{sh}}^{\square,\text{n}}$	$R_{\text{k}}^{\text{p}}$	$R_{\text{k}}^{\text{n}}$
Abrade	$474 \pm 11$	$401 \pm 8$	$4,4 \pm 0,4$	$4,5 \pm 0,2$
Beads	$557 \pm 8$	$445 \pm 7$	$3,7 \pm 0,3$	$4,5 \pm 0,3$
Planar	$493 \pm 28$	$407 \pm 21$	$2,5 \pm 0,6$	$3,3 \pm 0,7$

**Tabelle 5.1:** Schichtwiderstände in  $\Omega^{\square}$  und (scheinbare) Kontaktwiderstände in  $\Omega$  bezogen auf die 15 parallelen Kontaktlöcher pro Kontaktpad. Die angegebenen Schwankungen sind die Standardabweichung von je 30 Stichproben, die Werte eines einzelnen Pads hingegen sind deutlich besser reproduzierbar.

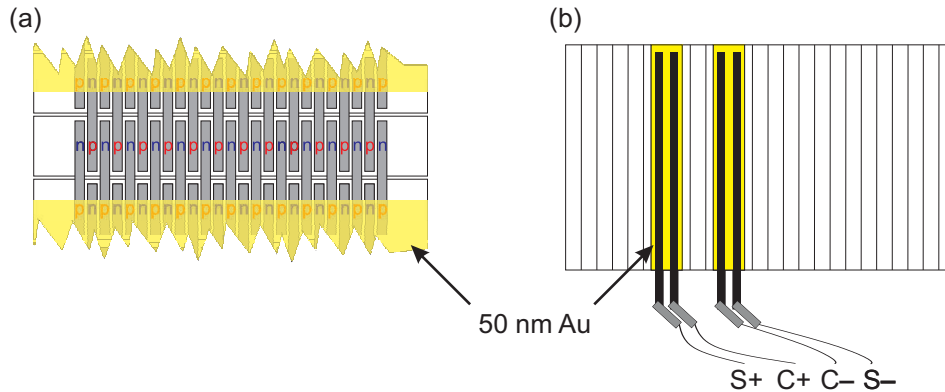
Modulstück bestimmten Widerstände zumindest eine gute Näherung darstellen. Der Vorteil der in der Abbildung beschriebenen Methode zur Kontaktwiderstandsbestimmung gegenüber der üblichen Methode, den Gesamtwiderstand bei verschiedenen Abständen aufzutragen und den Schnittpunkt mit der  $y$ -Achse zu bestimmen, ist, dass hier der Kontaktwiderstand einer klar definierten Struktur gemessen wird.

Um eine signifikante Stichprobe zu erhalten, wurde ein Messkopf mit fünf entsprechend Abb. 5.7 angeordneten, gefederten Kontaktstiften (INGUN Prüfmittelbau GmbH) angefertigt und an einen  $x$ - $y$ - $z$ -Tisch befestigt. Die Ergebnisse für die drei Proben sind in Tabelle 5.1 aufgetragen. Weder Kontakt- noch Schichtwiderstände zeigen merkliche Nichtlinearitäten.

Man erkennt, dass die  $\text{p}^+$ -**Schichtwiderstände** stets etwa 20% höher sind als die im  $\text{n}^+$ -Gebiet. Diese Widerstandsunterschiede sind verantwortlich für die Streifenstruktur in den Thermogrammen bei hohen Strömen (siehe Abbildungen 5.9–5.11 und 5.12). Wenn man mit dem Messkopf einen Schichtwiderstand mehrfach misst, weichen die Werte deutlich weniger als ein Ohm ab, die angegebenen Schwankungsbreiten beziehen sich also nicht auf diesen statistischen Messfehler sondern auf die Standardabweichung der Stichprobe von 30 nebeneinanderliegenden Schichtwiderstandsmessstellen. Die Ursache für diese Abweichungen ist wahrscheinlich keine Inhomogenitäten des Materials sondern Abweichungen in der Positionierung der Kontaktlöcher. Schon eine geringe Abweichung der Kontaktlöcher von nur  $15\ \mu\text{m}$  aus ihrer Idealposition ergibt eine entsprechende Veränderung der gemessenen Widerstände.

Die Messung der **Kontaktwiderstände** nach diesem Schema ist von einem starken systematischen Fehler gestört. Es wird angenommen, dass sich die Reihe von 15 Kontaktlöchern als ein linienförmiger Kontakt von Zellgraben zu Zellgraben annähern lässt. Das vernachlässigt Potenzialabfälle aufgrund des Stromflusses um die Kontaktlöcher herum. Diese Potenzialabfälle können (nach einer COMSOL-Simulation mit einem zweidimensionalen System aus leitendem Material und vollständig ohne Kontaktwiderstände) einen systematischen Fehler von einigen Ohm erzeugen. Die wahren Kontaktwiderstände in diesem System sind also durch eine Messung gemäß Abb. 5.7 nicht ohne weitere Überlegungen und Simulationen zu ermitteln.

Im Betrieb sind allerdings Kontaktwiderstände dieser Größenordnung vernachlässigbar, wie das Thermogramm an einer CC/DD-Widerstands-Teststruktur (Abb. 4.7 in Abschnitt 4.3.3) zeigt. In diesem Bild sind gleichzeitig Schicht- und Kontaktwiderstän-



**Abbildung 5.8:** Eine durch eine Maske aufbrachte Goldschicht (a) stellt den elektrischen Kontakt zu den mit nativem Oxid bedeckten Aluminium der Kontaktpads her. Zudem schließt sie die p-Pads (oben) und n-Pads (unten) kurz. Eine 4-Punkt-Kontaktierung der Goldschicht (b) schließt zudem Kontaktwiderstände zwischen Gold und leitfähigem Klebestreifen (Holland Shielding 3202) aus.

de vorhanden, die Heizung durch die Kontaktwiderstände ist vor dem Hintergrund der Schichtwiderstände jedoch nicht erkennbar, obwohl die einzelnen Kontaktlöcher im Pel-tierbild aufgelöst werden. Im Folgenden werden die Kontaktwiderstände zwischen Silizium und Aluminium daher vernachlässigt.

#### 5.4.2 Einzelzellenkontaktierung

Die Kanten der einzelnen Zellen sind durch etwa  $25\ \mu\text{m}$  breite Lasergräben getrennt. Das ist für die experimentell zugänglichen Lock-in-Frequenzen deutlich unter der Auflösung, die in diesem System mit LIT erreicht werden kann, siehe Abb. 1.4. Daher lassen sich in einem Modul die Erwärmungen an der unteren Kante der einen Zelle nicht von den Erwärmungen an der oberen Kante der anderen Zelle unterscheiden. Um diese Schwierigkeit zu vermeiden, wurden die Zellen einzeln kontaktiert.

Um den Serienwiderstand nicht zu erhöhen, ist es notwendig, dass die Kontaktierung *jedes* auf die zu kontaktierende Zelle herüberreichende Kontaktpad zuverlässig erreicht. Die native Oxidschicht auf den nur  $100\ \text{nm}$  dicken Aluminiumpads erschwert diese Aufgabe zusätzlich. Experimente mit durch getrocknetes Leitsilber angeklebtem Litzekabel über die Zellen haben sich experimentell als unzureichend herausgestellt: In der LIT wurde klar sichtbar, dass nur durch wenige der eigentlich zu kontaktierenden Pads Strom floss. Das gleiche Problem gab es bei der direkten Verwendung von leitfähigem Klebeband.

Experimentell hat sich die in Abb. 5.8 dargestellte Lösung bewährt. Erster Schritt ist es, die benachbarten Zellen mit einer  $50\ \text{nm}$  dünnen Goldschicht zu bedampfen (thermischer Verdampfer, Edwards Auto 306 Turbo). Diese Goldschicht vermittelt den Kontakt zwischen Alu-Pads und leitfähigem Klebeband. Außerdem schließt es alle Pads untereinander kurz, sodass das Kontaktklebeband nicht unbedingt an mindestens einer Stelle Kontakt mit jedem Pad haben muss. Um auch sicherzugehen, dass Kontaktwiderstände

zwischen leitfähigem Klebeband und Goldschicht ausgeschlossen sind, wurden jeweils für eine 4-Punkt-Messung zwei Klebebandstreifen auf die p- und n-Seite der Zelle angebracht. Spätere Ergebnisse haben gezeigt, dass auch eine mit dem Kontakt-Sputter-Werkzeug bei CSG Solar und einer Maske in einem zweiten Gang erzeugte Aluminiumschicht (einige hundert Nanometer dick) den gleichen Zweck wie die 50 nm dicke Goldschicht erfüllt.

### 5.4.3 Messreihe

Die Thermogramme wurden von der aktiven Seite her aufgenommen, wobei eine schwarze PE-Folie die Probe bedeckt hat (ratioform rs40). Verbleibende Emissivitätsgradienten aufgrund von Inhomogenitäten in der Folie und der Probe wurden nach der in Abschnitt 2.1 angegebenen Methode ausgeglichen ( $\pm 3$  bis 4 K). Weil der thermische Kontaktwiderstand zwischen Probenhalter und Glas sehr hoch ist (siehe Abschnitt 3.3.2), wurde die tatsächliche Proben temperatur mit einem Handpyrometer bestimmt. Bei der Messung war der Probenhalter auf 25 °C stabilisiert, die Probenoberfläche blieb dabei stets  $< 25,5$  °C.

In voller Pixelauflösung ist die maximale Bildrate der Kamera 100 Hz. Für eine sinnvolle Auswertung mithilfe der Wärmeausbreitungstheorie ist es notwendig, dass nur die erste Harmonische der Temperaturresponse auf die Anregung mit einer Rechteckschwingung detektiert wird. Das ist ab mehr als etwa 8 Bildern pro Lock-in-Periode ausreichend gegeben (12,5 Hz) [1]. Für das vorliegende Materialsystem hätte eine Verdoppelung der Ortsfrequenz auf 20 Hz nur eine Verbesserung der Ortsauflösung um etwa 19 % zur Folge, siehe Abb. 1.4. Die gewählte Lock-in-Frequenz ist daher 10 Hz.

Um den Proportionalitätsfaktor zwischen elektrischer Leistung und Temperaturantwort zu finden, wurden die drei Proben jeweils vollständig ( $100 \times 6 \text{ mm}^2$ ) bei 0,5 V abgebildet. Das Bildintegral gibt ein Verhältnis von 0,25, 0,26 und  $0,27 \cdot 10^{-3} \text{ Km}^2/\text{W}$  für die Abrade-, Bead- und Planar-Probe. Dieser Faktor ist unabhängig von der Vergrößerung und wurde auf  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ -Nahaufnahmen der Proben angewandt. Diese Nahaufnahmen wurden im Spannungsbereich von 300 mV bis 500 mV in 50 mV-Schritten aufgenommen. Noch niedrigere Spannungen sind nicht sinnvoll, da nur extrem geringe Ströme fließen und mehrere Stunden Messzeit nicht mehr ausreichen, um ein quantitativ auswertbares Bild zu erreichen. Höhere Spannungen hingegen führen zu Strömen über dem typischen Kurzschlussstrom dieses Modultyps von  $25 \text{ mA/cm}^2$  und sind daher auch nicht aussagekräftig für die Moduleigenschaften. Aufgrund des Moduldesigns werden bei größeren Stromdichten (relativ uninteressante) Serienwiderstandseffekte dominant.

## 5.5 Ergebnisse

### 5.5.1 Simulierte und experimentelle Bilder

Der iterative Fit der experimentellen Daten nach Abb. 5.4 gibt die in Tabelle 5.2 gezeigten Werte für die Diodenströme. Eine Veränderung in den Sättigungsstromdichten ( $j_0$ ) von  $\pm 10$  % ergibt merkliche Abweichungen zwischen experimentellen und simulierten

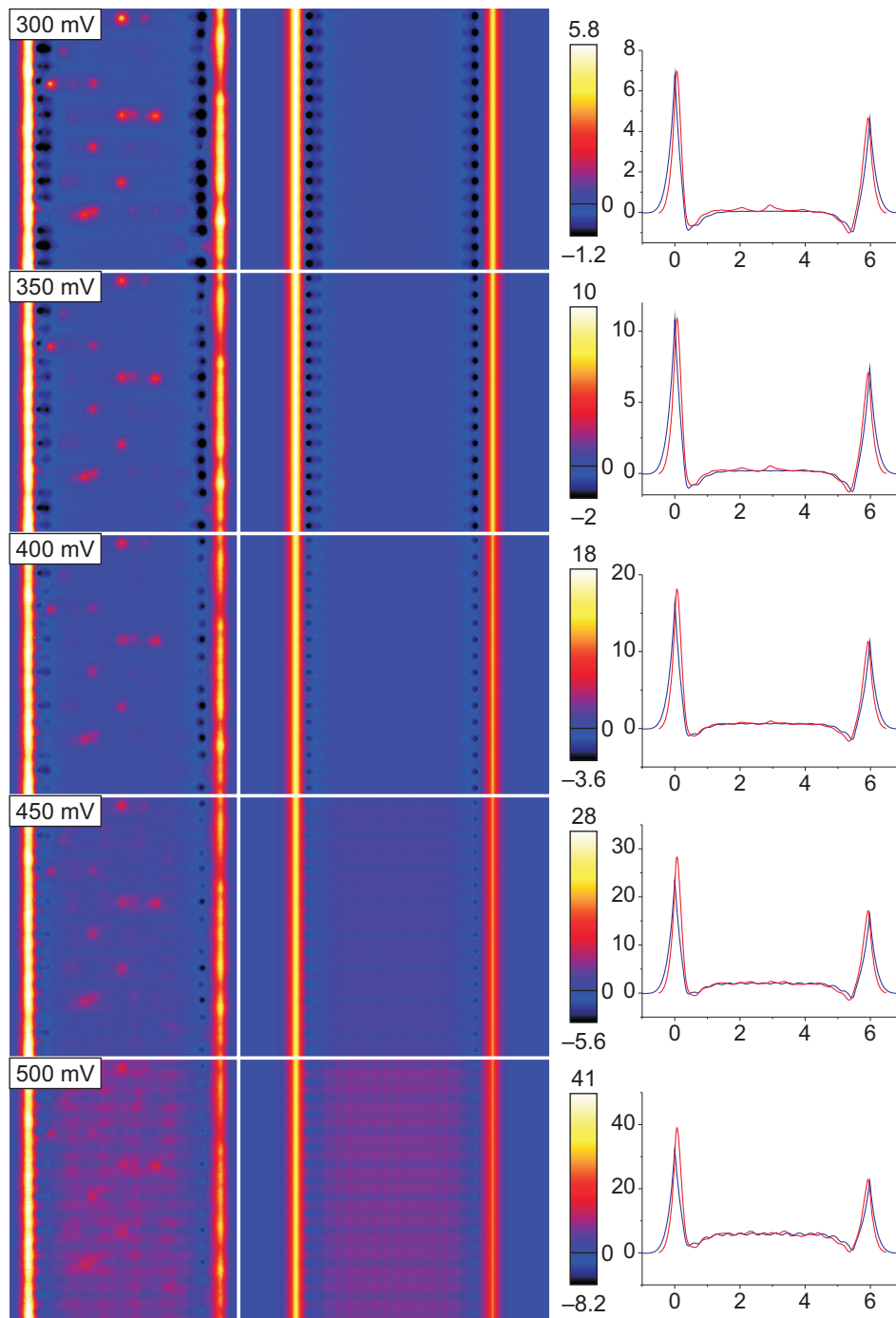
	Abrade	Beads	Planar
$j_{0,\text{Fläche}}$ in mA/cm <sup>2</sup>	$3,0 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$
$n_{\text{Fläche}}$	1,8	1,6	1,7
$j_{0,\text{Groove}}$ in mA/cm <sup>2</sup>	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$
$n_{\text{Groove}}$	4,5	2,5	3,0
Verhältnis links/rechts	0,61	0,51	0,33

**Tabelle 5.2:** Bestwerte für den manuellen Fit gezeigt in Abbildung 5.9 bis 5.11. Die Kontaktreihe ist in den Proben nicht perfekt zentral positioniert. Die Verschiebung wurde aus den Topographiebildern abgelesen und mitsimuliert. Die Verschiebungen sind  $-0,08$  mm (Abrade),  $0,01$  mm (Beads),  $-0,16$  mm (Planar) nach rechts. Zu Messunsicherheiten (etwa 10%) siehe Text.

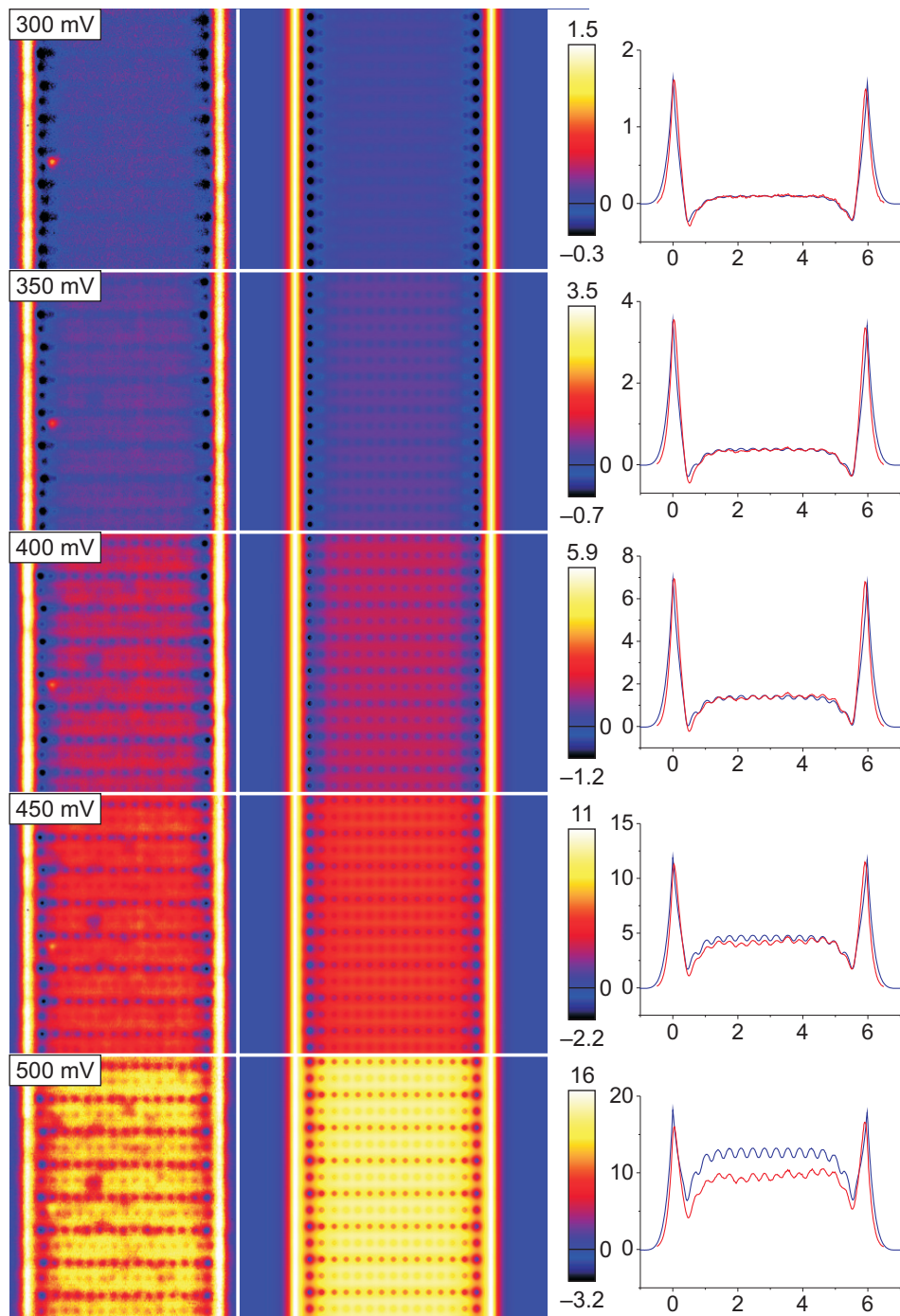
Daten, dieser Wert ist daher ein Maß für die experimentelle Unsicherheit. Die Idealitätsfaktoren ( $n$ ) lassen sich ebenfalls nur mit einer gewissen Unsicherheit bestimmen ( $\pm 0,2$  für  $j_{0,\text{Fläche}}$  und  $\pm 0,5$  für  $j_{0,\text{Groove}}$ ). Dabei müssen natürlich die  $j_0$ -Werte entsprechend angepasst werden. Die Randströme fließen in einem linienförmigen Bereich, daher wäre die natürliche Einheit A/cm. Dieser Wert wurde auf die Zellbreite von 6 mm normiert, um ihn besser mit den Flächenströmen vergleichen zu können.

Mit diesen Werten ist es möglich, die in Abb. 5.9 bis 5.11 gezeigten experimentellen Bilder mit den simulierten zu vergleichen. In den experimentellen Bildern sind die Heizleistungen dreier Verlustmechanismen deutlich unterscheidbar, Flächenstrom, Randstrom und punktförmige Schädigungen (nur in Abrade- und untexturierter Probe). Für negative Spannungen sind alle drei Signale sehr klein, sie haben also alle eine diodenartige Kennlinie. Die relative Intensität verschiebt sich jedoch deutlich bei verschiedenen Spannungen. Mit steigender Zellspannung wird zuerst der Einfluss der Punkte klein und schließlich (Spannung  $\geq 0,5$  V) beginnt der Flächenstrom zu dominieren. Diese Kontrastverschiebung ist auf die unterschiedlichen Idealitätsfaktoren der drei Mechanismen zurückzuführen, wobei die Punkte den höchsten und der Flächenstrom den niedrigsten Idealitätsfaktor aufweist. Ein solches Verhalten ist von waferbasierten Solarzellen bekannt, Laserschädigungen können durchaus zu sehr hohen Idealitätsfaktoren (über 4) führen [92].

In der Simulation sind die punktförmigen Defekte nicht enthalten, was für die Abradetexturierte und untexturierte Probe für niedrige Spannungen zu einer deutlichen Abweichung zwischen Simulation und Experiment führt. Das Muster der Punkte ist auf den für die Kontaktstrukturierung verwendeten Laser zurückzuführen. Dieser Laser entfernt an den durch die ineinandergreifende Verschaltung vorgegeben Stellen die Aluminiumschicht (Abb. 5.2(c)) und passiert dabei einige Punkte auf der Zelloberfläche doppelt. Dies führt insbesondere beim zweiten Mal (die reflektierende Aluminiumschicht ist dann schon entfernt) für Abrade- und untexturierte Proben zu einer merklichen Schädigung und erhöhtem Dunkelströmen. Wie weiter unten gezeigt, dominieren diese punktförmigen Störungen selbst in der Probe mit dem stärksten Einfluss (untexturiert) erst unterhalb von 200 mV, also deutlich unter dem mpp dieser Zellen. Daher ist es zulässig, diese

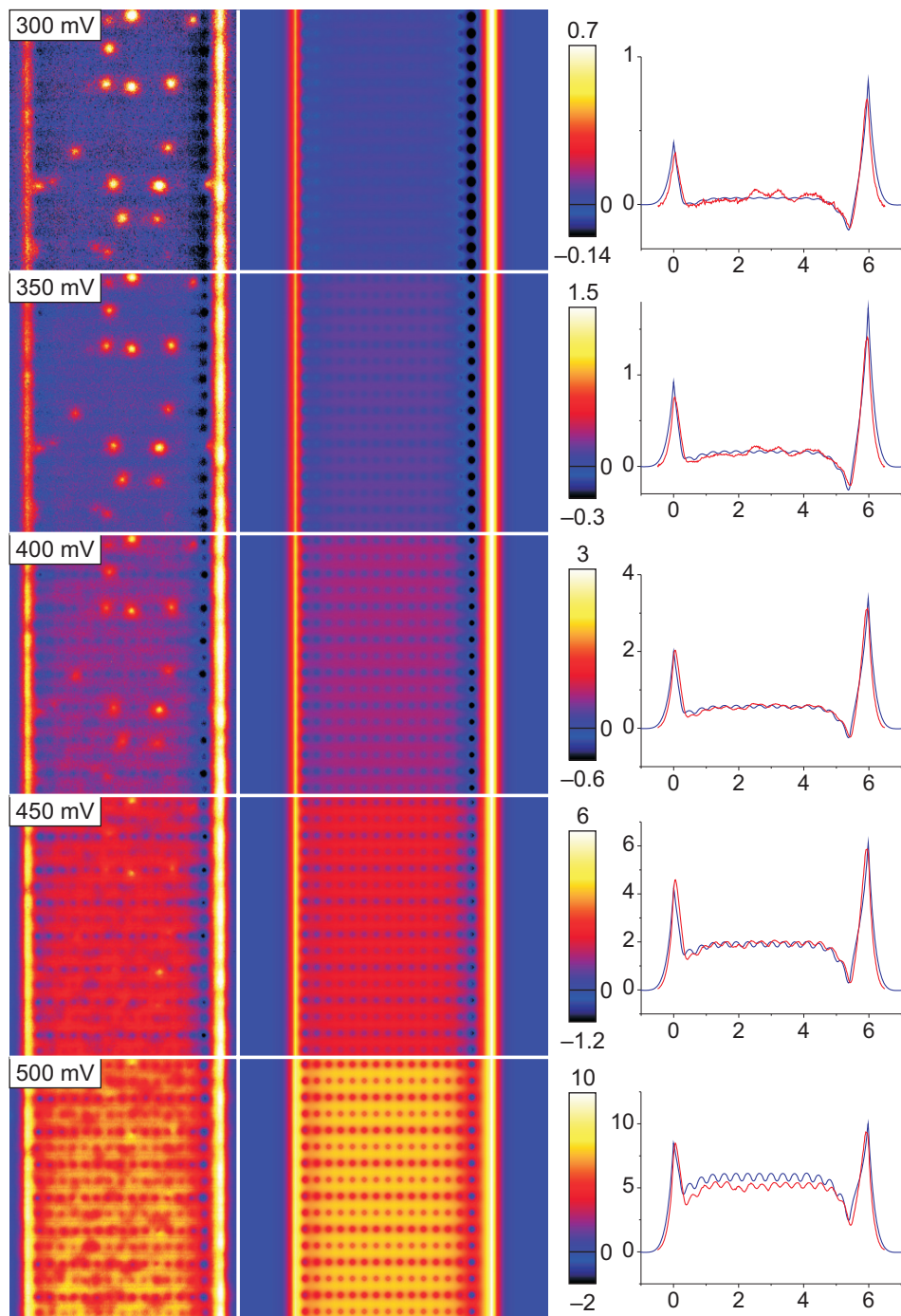


**Abbildung 5.9:** Experimentelle und simulierte Thermogramme für die Abrade-texturierte Probe HE0431-3. Rechts Vergleich der vertikal mittlender Linescans über simulierte (blau) und experimentelle (rot) Daten. Alle Angaben in  $\text{mW}/\text{cm}^2$ .

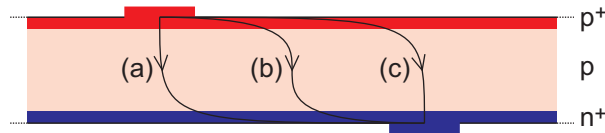


**Abbildung 5.10:** Experimentelle und simulierte Thermogramme für die Bead-texturierte Probe HE0431-6.





**Abbildung 5.11:** Experimentelle und simulierte Thermogramme für die Probe auf untexturierterem Glas HE0431-9.



**Abbildung 5.12:** Erklärung des Streifenmusters als Serienwiderstandseffekt. Liegt zwischen den Kontakten eine Spannung an, sind Strompfade (a) bis (c) möglich. Unter der Annahme, dass die Diodeneigenschaften homogen sind und der Schichtwiderstand im  $n^+$ -Gebiet niedriger ist als im  $p^+$ -Gebiet (Tabelle 5.1), ist Strompfad (a) mit dem niedrigsten Serienwiderstand behaftet, also bevorzugt. Das Gesamtsignal in der Nähe von Kontaktlöchern zum  $p^+$ -Gebiet (Dimple) ist daher am höchsten. Wie alle Serienwiderstandseffekte ist das Streifenmuster bei hohen Strömen/Spannungen deutlicher erkennbar.

Effekte als eine leichte Erhöhung des Flächenstroms anzusehen.

Eine interessante Eigenschaft der Zellen ist ein Streifenmuster, das vor allem bei höheren Spannungen sichtbar wird. Unter jeder zweiten Reihe von Kontaktlöchern (erkennbar an der Peltierkühlung dort) ist das Signal etwas stärker. Es handelt sich um einen Serienwiderstandseffekt, der in der Simulation korrekt wiedergegeben wird, siehe Abb. 5.12. Dieser Serienwiderstandseffekt ist auch im normalen (beleuchteten) Betrieb vorhanden und führt zu unterschiedlichen Arbeitspunkten unter  $p^+$ - und  $n^+$ -Seiten der Kontaktpads, was wiederum die Effizienz etwas verringert; die Stärke dieses Effekts ist in Abschnitt 5.5.3 untersucht.

Der Fit lässt sich praktisch einfacher an mittelnden Linescans durchführen. Der Vergleich experimenteller und simulierter Linescans ist neben den entsprechenden Bildern in 5.9 bis 5.11 gezeigt. Diese zeigen eine gute Übereinstimmung einschließlich Details wie der genauen Form der Absenkung des Signals vor den Zellrändern durch den Spannungsabfall hinter den äußeren Kontaktlochs und den Peltiereffekt. Auch die Amplitude der Variation des Signals im Zellinneren durch die inneren Kontaktlöcher wird genau reproduziert. Die Wärmereflexion für den im Silizium geleiteten Wärmeanteil an den Zellrändern zurück in das Zellinnere macht sich als deutliche Asymmetrie der experimentellen Randsignalspitzen bemerkbar (siehe Abschnitt 5.3.2). Die simulierten Kurven zeigen diese Asymmetrie nicht, da sie unter Vernachlässigung dieser Reflexion berechnet wurden.

### 5.5.2 Experimentelle und simulierte Kennlinien

Aus einer Spannungsreihe von DLIT-Aufnahmen lassen sich unter gewissen Annahmen lokale Kennlinien der untersuchten Solarzelle bestimmen (*local I-V thermally*, LIVT: [93]). Wie in Abschnitt 1.3.2 diskutiert, lässt sich ein normiertes LIT-Bild (bei  $-90$  bzw.  $-45^\circ$ ) als Bild der lokalen Heizquellen auffassen  $P(x, y)$ . Der lokal fließende Strom ist dann einfach  $j(x, y) = P(x, y)/V$  mit der angelegten Spannung  $V$ .

Für die Anwendung von LIVT ist es notwendig, dass Serienwiderstandsverluste so klein sind, dass die Veränderungen der anliegenden Spannung über die Zelloberfläche vernachlässigbar klein ist. Außerdem müssen Peltier-Heiz- und -Kühl-Terme sich im untersuchten Bereich ausgleichen.

Das LIVT-Prinzip wurde angewendet, um die Kennlinie des Zellstücks im Bildausschnitt aus den Bildern selbst zu gewinnen. Das Integral über das komplette Bild dividiert durch die angelegte Spannung und die Zellfläche gibt den mittleren Strom über diesen Teil der Zelle in  $\text{A}/\text{m}^2$ . Das gleiche Verfahren, angewendet nur auf das mittlere Drittel der Zellen, gibt den Anteil des Flächenstroms am Gesamtstrom, ebenfalls in  $\text{A}/\text{m}^2$ , da dieser Teil der Zelle noch nicht von den Rändern beeinflusst ist. Die Peltierkühlung an den Kontaktlöchern wird durch die Zellfläche im großen Integrationsgebiet ausgeglichen. Neben den im letzten Abschnitt beschriebenen eigentlichen Bildern und Linescans, sind diese Kennlinien ein weiteres Hilfsmittel für den iterativen Fit.

Die beschriebenen Kennlinien sind in Abb. 5.13 dargestellt, grün für simulierte, blau für experimentelle Bilddaten. Die Übereinstimmung der Kennlinien der Gesamtzellen ist für alle drei Proben gut. Für die Daten aus dem Zellinneren gilt das für die Beadtexturierte Probe sowie für Spannungen  $\geq 400 \text{ mV}$  auf für die Abradetexturierten und die untexturierten Probe. Die Abweichungen für kleinere Spannungen sind auf die bereits diskutierten punktförmigen Schädigungen durch den Strukturierungslaser zurückzuführen; sie haben im untersuchten Bereich keinen merklichen Einfluss auf die Kennlinie der Gesamtzelle.

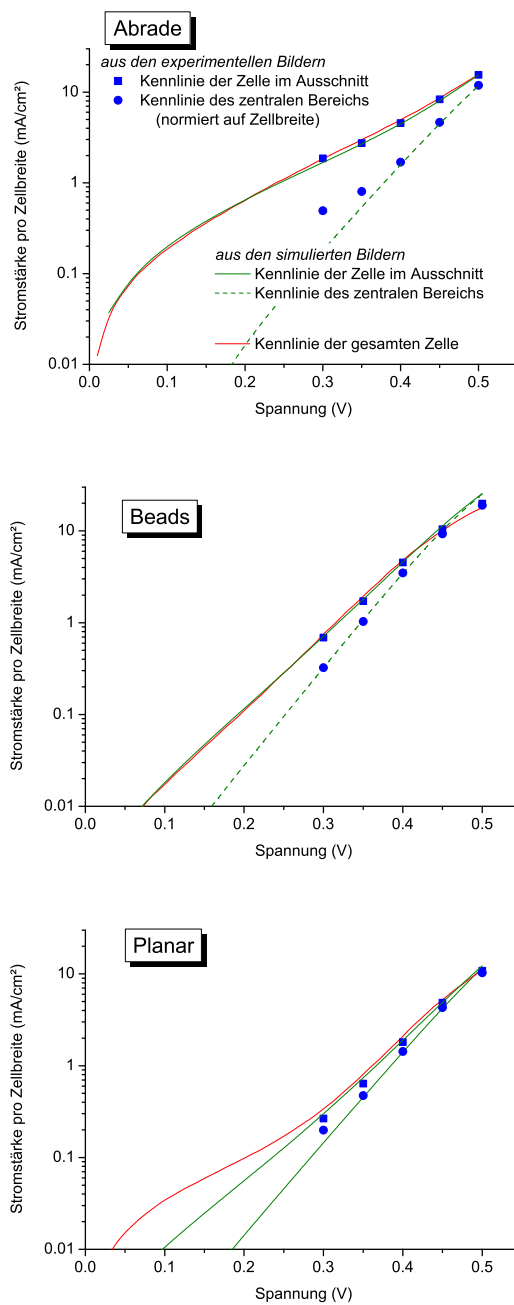
Zusätzlich zu den nach dem LIVT-Prinzip gewonnenen Kennlinien zeigt die Abbildung zum Vergleich die an der gesamten, 100 mm breiten Zelle gemessene Kennlinie. Auch hier ist die Übereinstimmung für alle Proben gut. Nur bei der untexturierten Probe gibt es deutliche Abweichungen unter 300 mV, also außerhalb des thermographisch untersuchten Bereichs. Anhand der Kennlinien und Bilder bei 300 mV lässt sich erkennen, dass für kleine Spannungen die punktförmigen Laserschädigungen die Kennlinie der untexturierten Probe dominieren. Am Anstieg der Kennlinie in diesem Bereich liest man weiterhin ab, dass diese diodenartigen Schädigungen einen Idealitätsfaktor von etwa  $\approx 4,5$  haben (siehe auch [92]). Aber auch für die untexturierte Probe gilt, dass diese Ströme am Arbeitspunkt der Zelle keinen merklichen Einfluss mehr haben.

### 5.5.3 Simulierter Einfluss von Grooves und Streifenmuster unter Beleuchtung

Mit der guten Übereinstimmung von simulierten und experimentellen Bildern in der Nähe des Arbeitspunkts (Abb. 5.9–5.11 und 5.13), können nun die relativen Einflüsse der einzelnen Verlustmechanismen bestimmt werden. Dazu ist es notwendig, den Photostrom  $j_L$  der Zellen zu kennen, der deutlich vom Light-Trapping und damit von der Textur der Zellen abhängt. Nach der Herstellung wurden die Kennlinien der vollständigen Module ( $122 \times 105 \text{ cm}^2$ ), denen die Proben entnommen sind, in der Fabrik im Sonnensimulator gemessen. Die gemessenen Photoströme und aus der Kennlinie entnommene Modulwirkungsgrade sind in Tabelle 5.3 gezeigt.

Die mit dem gemessenen Photostrom simulierten Zellwirkungsgrade (siehe Tabelle) sind etwas höher, da sie nur auf einen kleinen, shuntfreien Ausschnitt einer einzelnen Zelle bezogen sind. Im Gegensatz zum gewählten Ausschnitt verringern im gesamten Modul lokale Kurzschlüsse (*shunts*) den erreichbaren Wirkungsgrad. Ein anderer, in den betrachteten Modulen deutlicher Effekt ist der *photoshunt*, ein Verlustmechanismus der

## 5 Anwendung auf CSG: Bestimmung der Diodeneigenschaften



**Abbildung 5.13:** Kennlinienverhalten der drei Proben. Die rote Linie ist die Kennlinie der Zelle auf der gesamten Probe ( $10 \times 0,6 \text{ cm}^2$ ), alle anderen sind auf den 8 mm breiten Bildausschnitt bezogen. Dazu wird das Integral der auf  $\text{W}/\text{m}^2$  normierten Bilder durch die angelegte Spannung geteilt. Im zentralen Bereich von 2 bis 4 mm der 6 mm breiten Zelle sind Randeﬀekte vernachlässigbar, sie eignen sich daher besonders zum Bestimmen des Flächenstroms nach dem LIVT-Prinzip.

	Abrade	Beads	Planar
$j_{L, \text{Modul}}$ in mA/cm <sup>2</sup>	24,6	22,5	15,0
$\eta_{\text{Modul}}$	6,68 %	5,98 %	4,52 %
$\eta_{\text{Auss.}}$	7,13 %	6,50 %	4,81 %
$\eta_{\text{Auss.}}$ (ohne Grooves)	8,47 %	6,94 %	5,03 %
$\eta_{\text{Auss.}}$ (gemittelte Widerstände)	7,12 %	6,50 %	4,81 %

**Tabelle 5.3:** Simulierter Einfluss der Grooves und des Streifenmusters. Die ersten beiden Zeilen enthalten Photostrom und Wirkungsgrad, gemessen am ganzen Modul kurz nach der Produktion. Das untersuchte Ausschnitt der Zelle hat einen höheren Wirkungsgrad als das Gesamtmodul. Das geschädigte Material am Zellrand lässt sich in einem zusätzlichen Prozessschritt entfernen, das entspricht z. B. bei der Abrade-texturierten Probe einen Wirkungsgradgewinn von mehr als einem Prozent absolut.

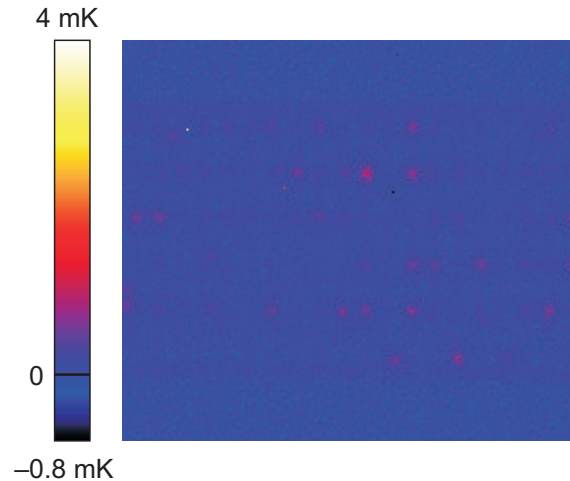
in der beleuchteten Kennlinie wie ein lokaler Kurzschluss erscheint, jedoch bei kleinen Beleuchtungsstärken verschwindet. Die Ursache ist zumeist keine lichtinduzierte Leitfähigkeitsveränderung sondern eine *großflächige* Inhomogenität im Serienwiderstand [94].

Eine Möglichkeit, den Wirkungsgrad der Zellen zu erhöhen, ist es, die geschädigten Bereiche um die Lasergräben in einem zusätzlichen, chemischen Prozessschritt zu entfernen. In der Simulation ist das Potenzial dieses Schrittes leicht zu erkennen, Zeile „ $\eta_{\text{Auss.}}$  (ohne Grooves)“ zeigt die erhöhten simulierten Zellwirkungsgrade ohne Randströme. Insbesondere bei der hier untersuchten Abrade-texturierten Probe gibt es Potenzial für Verbesserungen. Dieses Wirkungsgradpotential konnte durch verschiedene Prozessoptimierung bei CSG Solar in direkter Folge der hier gezeigten Messungen größtenteils ausgeschöpft werden. Abbildung 5.14 zeigt ein DLIT-Bild eines Ausschnitts aus einer Probe, bei der durch einen zusätzlichen Prozessschritt die Rekombination an den Zellrändern eliminiert werden konnte.

Wie in Abschnitt 5.5.1 erwähnt, gibt es einen gewissen Wirkungsgradverlust dadurch, dass Bereiche unter  $p^+$ -Kontakten mit einem geringeren Serienwiderstand behaftet sind als Gebiete unter  $n^+$ -Kontakten. Durch den verschiedenen Serienwiderstand ist damit der mpp unter den verschiedenen Kontakten um einige mV verschoben. Der mpp der Gesamtzelle ist damit ein Kompromiss. Um die Stärke dieses Effekts zu bestimmen, wurden die Schichtwiderstände der  $p^+$ - und  $n^+$ -Gebiet jeweils auf den Mittelwert gesetzt. Wie in der letzten Zeile der Tabelle gezeigt, ist die Auswirkung für alle drei Proben jedoch vernachlässigbar klein.

## 5.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, wie man mithilfe einer elektro-thermischen Simulation und Vergleich mit experimenteller DLIT den Stromfluss in einer einzelnen CSG-Zelle detailliert verstehen kann. Dafür wurden Proben mit drei verschiedenen Glastexturen und damit auch verschiedenen Materialqualitäten untersucht. Im Wesentlichen existieren



**Abbildung 5.14:** DLIT-Bild eines Ausschnitts einer Abrade-Probe, in der die Grooveschädigung durch einen zusätzlichen Prozessschritt entfernt wurde. Der direkte Vergleich mit der (gleich skalierten, ebenfalls bei 400 mV aufgenommenen) Abb. 5.3 zeigt die starke Verringerung des Gesamtdunkelstroms; etwas größerer Bildausschnitt.

drei Quellen des Dunkelstroms: punktförmige Materialschädigungen durch den Strukturierungslaser, linienförmige Materialschädigungen durch den Laser, der die Zellen voneinander trennt, sowie die durch die Kontaktierung ungeschädigte Materialfläche. In der Nähe des Arbeitspunktes sind bei allen Proben die punktförmigen Schädigungen irrelevant, die Kennlinie ist von Rand- und Flächenstrom dominiert.

Die Anpassung von simulierten und experimentellen DLIT-Bildern liefert lokal Werte für die Sättigungsstromdichte und Idealitätsfaktoren von Rand- und Flächenstrom. Die elektrische Simulation erfolgte durch eine im Rahmen der Arbeit entwickelte Finite-Differenzen-Routine. Die aus dissipativen und thermoelektrischen Wärmequellen folgende Temperaturmodulation wurde dann für die thermische Simulation mithilfe der TTF bestimmt.

Mit den gewonnenen Daten über die untersuchten Zellen war es möglich, den relativen Einfluss des Laserschadens auf den Wirkungsgrad zu bestimmen (ca. 1 % absolut). Durch optimierte Prozesse zur Vermeidung bzw. Reduzierung dieses Laserschadens in der Produktion konnte der Wirkungsgrad tatsächlich um diesen Betrag verbessert werden. Ein negativer Einfluss einer weiteren in DLIT untersuchten Inhomogenität im Stromfluss („Streifenmuster“) durch den unterschiedlichen Serienwiderstand in  $p^+$ - und  $n^+$ -Gebiet ist allerdings vernachlässigbar klein.

## 6 Zusammenfassung der Arbeit und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Theorie der Bildentstehung in der Lock-in-Thermographie ausgehend von waferbasierten Zellen auf Dünnschichtmodule und allgemeine Schichtsysteme erweitert. Außerdem wurden mehrere bisher nur unvollständig verstandene methodische Probleme der Lock-in-Thermographie gelöst. Der hier erstmals für Lock-in-Thermographie formulierte Formalismus der Transferfunktion erlaubt nicht nur die Berechnung der Point Spread Function des Schichtsystems sondern auch ein quantitatives Verständnis der überraschenderweise möglichen Thermographie durch nahezu IR-intransparentes Glas hindurch.

Für die Anwendung der Lock-in-Thermographie wird allgemein angenommen, dass der Wärmeaustausch mit der Umgebung zwar gut genug für eine effektive Temperaturkontrolle der Probe, aber vernachlässigbar klein für das thermische Signal ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals überprüft, unter welchen experimentellen Bedingungen diese Annahme richtig ist. Mit den hier präsentierten Überlegungen stehen für beliebige Schichtsysteme anwendbare Kriterien zur Verfügung, mit denen beide Bedingungen leicht überprüft werden können. Diese Überlegungen sind auch für andere wärmequellenbasierte Messverfahren von Bedeutung, insbesondere für die zur Bestimmung thermischer Materialkonstanten und in der zerstörungsfreien Materialprüfung.

Für die LIT-Untersuchung von Solarzellen ist der Peltiereffekt an den Kontakten und am p-n-Übergang nur ein störender Effekt, der zudem bei waferbasierten Zellen geometrisch unterdrückt ist. Angeregt dadurch, dass er in den untersuchten CSG-Solarmodulen sehr deutlich erkennbar wird, wurde hier eine detaillierte Erläuterung der (auch der Minoritätsträger-) Peltiereffekte am Beispiel der Silizium-Solarzelle gegeben. Experimentell wurde gezeigt, dass er nicht nur bei CSG-Modulen sondern bei hochauflösenden Messungen auch an waferbasierten Zellen deutlich erkennbar ist – ein Effekt, der leicht mit Serienwiderstandseffekten verwechselt werden kann.

Um CSG-Solarmodule quantitativ zu verstehen, sind sowohl die Betrachtungen zur Wärmeausbreitung als auch ein Verständnis der Peltiereffekte notwendig. In einer elektro-thermischen Device-Simulation konnten schließlich alle Eigenschaften der Thermogramme von CSG-Solarmodulen zufriedenstellend erklärt werden. Es wurde die Relevanz der verschiedenen Verlustmechanismen für die Gesamt-Zelleistungsfähigkeit bestimmt.

So konnte u.a. abgeschätzt werden, dass die bei der Laser-Trennung der einzelnen Zellen entstehenden „Gräben“ (*grooves*) durch ihre hohe Rekombinationsaktivität den Wirkungsgrad der Module um bis zu 1 % (absolut) erniedrigen. Im Ergebnis dieser Untersuchungen wurde bei CSG Solar mehrere technologische Verfahren entwickelt, mit der

dieser Rekombinationskanal beseitigt oder stark verringert wird.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte insgesamt das Verständnis der Anwendung von Lock-in-Thermographie sowohl auf Dünnschicht-Module als auch auf waferbasierte Solarzellen deutlich erweitert werden.

Zukünftige Projekte im Anschluss an diese Arbeit könnten sich damit befassen, die in Kapitel 5 gegebene Simulation durch geschickte Annahmen zu vereinfachen und damit weniger aufwendig zu belastbaren Ergebnissen zu kommen. Weiterhin ist eine Verknüpfung von DLIT mit Elektrolumineszenz vielversprechend. Wie in Kapitel 4 angedeutet, ließe sich mit der vorgestellten Messmethode für den Peltier-Koeffizienten und einer Wärmeleitfähigkeitsmessung in Analogie zum  $3\omega$ -Verfahren eine auf Lock-in-Thermographie basierende, vollständige thermoelektrische Charakterisierungsmethode entwickeln, die schon bei einigen Hz Messfrequenz nicht mehr von Wärmeverlusten (Kapitel 3) gestört ist und somit ohne Vakuum möglich ist. Weiterhin ist geplant, das am Institut verwendete Entfaltungsprogramm DECONV um die für Dünnschichtzellen relevanten Wärmeausbreitungsmodelle, die in dieser Arbeit entwickelt wurden, zu erweitern. Eine interessante Anwendung der in Kapitel 1 gegebenen Methode ist es schließlich, die Wärmeausbreitung ausgehend von einer vergrabenen Quelle in einem integrierten Schaltkreis mit mehreren aktiven Schichten zu berechnen und so die Schicht des Defekts zu bestimmen.



# Literaturverzeichnis

- [1] O. Breitenstein, W. Warta, and M. Langenkamp. *Lock-in thermography: Basics and use for evaluating electronic devices and materials*. Springer, Berlin, 2nd edition, 2010.
- [2] H. S. Carslaw and J. C. Jaeger. *Conduction of heat in solids*. Oxford at the Clarendon Press, Oxford, 2nd edition, 1959.
- [3] A. Mandelis. *Diffusion-wave fields: Mathematical methods and Green functions*. Springer, 2001.
- [4] K. D. Cole, J. V. Beck, A. Haji-Sheikh, and B. Litkouhi. *Heat conduction using Green's functions*. CRC Press, Boca Raton, 2nd edition, 2010.
- [5] H. Straube, O. Breitenstein, and J.-M. Wagner. Thermal wave propagation in thin films on substrate: The time harmonic thermal transfer function. Submitted to Phys. Status Solidi B, 2011.
- [6] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical recipes*. Cambridge University Press, Cambridge, 3rd edition, 2007.
- [7] R. C. Jones. On the point and line spread functions of photographic images. *J. Opt. Soc. Am.*, 48:934, 1958.
- [8] E. B. Brown. *Modern optics*. Reinhold Publishing Corporation, New York, 2nd edition, 1965.
- [9] D. Maillet, S. André, J.-C. Batsale, A. Degiovanni, and C. Moyne. *Thermal quadrupoles: Solving the heat equation through integral transforms*. Wiley, 2000.
- [10] A. Degiovanni and J.-C. Batsale. A propos des conditions aux limites de 4ème et 5ème espèces. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 37:877, 1994.
- [11] K. Park, C. P. Grigoropoulos, and A. C. Tam. Optical measurements of thermal diffusivity of a material. *Int. J. Thermophys.*, 16:973, 1995.
- [12] A. Salazar, A. Sánchez-Lavega, and J. M. Terrón. Effective thermal diffusivity of layered materials measured by modulated photothermal techniques. *J. Appl. Phys.*, 84:3031, 1998.
- [13] D. G. Cahill. Thermal conductivity measurements from 30 to 750 K: the  $3\omega$  method. *Rev. Sci. Instrum.*, 61:802, 1990.

- [14] D. Wu and G. Busse. Lock-in thermography for nondestructive evaluation of materials. *Rev. Gén. Therm.*, 37:693–703, 1998.
- [15] T. L. Williams. *Thermal imaging cameras: Characterization and performance*. CRC Press, Boca Raton, 2009.
- [16] B. Davies. *Integral Transforms and Their Applications*. Springer, New York, 2002.
- [17] E. W. Marchand. Derivation of the point spread function from the line spread function. *J. Opt. Soc. Am.*, 54:915, 1964.
- [18] A. Feldman. Algorithm for solution of the thermal diffusion equation in a stratified medium with a modulated heat source. *High Temperature – High Pressures*, 31:293–298, 1999.
- [19] D. G. Cahill. Analysis of heat flow in layered structures for time-domain thermoreflectance. *Rev. Sci. Instrum.*, 75:5119, 2004.
- [20] T. N. Veziroglu. Correlation of thermal contact conductance: Experimental results. *Prog. Astronaut. Aeronaut.*, 20:879, 1967.
- [21] P. J. Schneider. Conduction. In *Handbook of Heat Transfer: Fundamentals*. McGraw-Hill, 2nd edition, 1985.
- [22] H.-K. Lyeo and D. G. Cahill. Thermal conductance of interfaces between highly dissimilar materials. *Phys. Rev. B*, 73:144301, 2006.
- [23] H. Straube and O. Breitenstein. Estimation of heat loss in thermal wave experiments. Accepted for *J. Appl. Phys.*, 2011.
- [24] A. Mandelis. Green’s functions in thermal-wave physics: Cartesian coordinate representations. *J. Appl. Phys.*, 78:647, 1995.
- [25] K. D. Cole. Steady-periodic Green’s functions and thermal-measurement applications in rectangular coordinates. *J. Heat Transf.*, 128:709, 2006.
- [26] C. Frétigny, J. P. Roger, V. Reita, and D. Fournier. Analytical inversion of photothermal measurements: Independent determination of the thermal conductivity and diffusivity of a conductive layer deposited on an insulating substrate. *J. Appl. Phys.*, 102:116104, 2007.
- [27] A. Rosencwaig and A. Gersho. Theory of photoacoustic effect with solids. *J. Appl. Phys.*, 47:64, 1976.
- [28] G. N. Watson. *A treatise on the theory of Bessel functions*. Cambridge University Press, Cambridge, 2nd edition, 1944.
- [29] S. M. Shepard, T. Ahmed, and B. C. Chaudhry. Resolution criteria for subsurface features in active thermography. *Rev. Prog. Q.*, 18:605, 1999.

- [30] A. A. Maznev, J. Hartmann, and M. Reichling. Thermal wave propagation in thin films on substrates. *J. Appl. Phys.*, 78:5266, 1995.
- [31] O. Breitenstein, J. P. Rakotoniaina, and M. H. Al Rifai. Quantitative evaluation of shunts in solar cells by lock-in thermography. *Prog. Photovoltaics*, 11:515, 2003.
- [32] M. A. Green, P. A. Basore, N. Chang, D. Clugston, R. Egan, R. Evans, D. Hogg, S. Jarnason, M. Keevers, P. Lasswell, J. O’Sullivan, U. Schubert, A. Turner, S.R. Wenham, and T. Young. Crystalline silicon on glass (CSG) thin-film solar cell modules. *Sol. Energy*, 77:857, 2004.
- [33] J. Schneider and R. Evans. Industrial solid phase chrySTALLISATION of silicon. In *21st European PV Solar Energy Conference, Dresden, 2006*.
- [34] A. D. McConnell and K. E. Goodson. Thermal conduction in silicon micro- and nanostructures. *Annu. Rev. Heat Transf.*, 14:129, 2005.
- [35] P. A. Basore. CSG-1: Manufacturing a new polycrystalline silicon PV technology. In *4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Waikoloa*, page 2089, 2006.
- [36] M. Kasemann, B. Walter, C. Meinhardt, J. Ebser, W. Kwapil, and W. Warta. Emissivity-corrected power loss calibration for lock-in thermography measurements on silicon solar cells. *J. Appl. Phys.*, 103:113503, 2008.
- [37] FLIR Systems. The ultimate infrared handbook for R&D professionals, 2010.
- [38] O. Raghu and J. Philip. Thermal properties of paint coatings on different backings using a scanning photoacoustic technique. *Meas. Sci. Technol.*, 17:2945–2949, 2006.
- [39] H. R. Philipp. Silicon dioxide (SiO<sub>2</sub>) (glass). In E. D. Palik, editor, *Handbook of optical constants*. Academic Press, 1985.
- [40] R. Gupta and O. Breitenstein. Unsteady-state LIT – Application to shunts in solar cells. *QIRT Journal*, 4:85–105, 2007.
- [41] A. Salazar, A. Mendioroz, and R. Fuente. The strong influence of heat losses on the accurate measurement of thermal diffusivity using lock-in thermography. *Appl. Phys. Lett.*, 95(12):121905, 2009.
- [42] B. Zhang and R. E. Imhof. Theoretical analysis of the surface thermal wave technique for measuring the thermal diffusivity of thin slabs. *Appl. Phys. A*, 62:323, 1996.
- [43] D. G. Cahill and R. O. Pohl. Thermal conductivity of amorphous solids above the plateau. *Phys. Rev. B*, 35:4067, 1987.
- [44] J. McKelvie. Consideration of the surface temperature response to cyclic thermo-elastic heat generation. *Proc. SPIE*, 731:45, 1987.

- [45] G. Rousset, F. Charbonnier, and L. Lepoutre. Influence of radiative and convective transfers in a photothermal experiment. *J. Appl. Phys.*, 56:2093, 1984.
- [46] G. Meneghetti. Analysis of the fatigue strength of a stainless steel based on the energy dissipation. *Int. J. Fatigue*, 29:81–94, 2007.
- [47] K. Emery and T. Moriarty. Accurate measurement of organic solar cell efficiency. *Proc. SPIE*, 7052:70520D, 2008.
- [48] H. Seifert, J. Hohl-Ebinger, U. Würfel, B. Zimmermann, and W. Warta. Determining the junction temperature for STC measurement of thin film solar cells. In *24th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*, 2009.
- [49] J. P. Holman. *Heat Transfer*. McGraw-Hill, New York, 8 edition, 1997.
- [50] R. Yang and L. S. Yao. Natural convection along a finite vertical plate. *J. Heat Transf.*, 109:413, 1987.
- [51] B. Gebhart. *Buoyancy induced flows and transport*. Springer, 1988.
- [52] S. Ostrach. An analysis of laminar free-convection flow and heat transfer about a flat plate paralalled to the direction of the generating body force. *NACA Technical Report*, 1111, 1953.
- [53] L. Pera and B. Gebhart. Natural convection boundary layer flow over horizontal and slightly inclined surfaces. *Int. J. Heat Mass Tran.*, 16:1131, 1973.
- [54] R. J. Goldstein and D. G. Briggs. Transient free convection about vertical plates and circular cylinders. *J. Heat Transf.*, 86:490, 1964.
- [55] I. Tobías, C. del Cañizo, and J. Alonso. Crystalline silicon solar cells and modules. In A. Luque and S. Hegedus, editors, *Handbook of photovoltaic science and engineering*. Wiley, 2003.
- [56] J. Isenberg and W. Warta. Realistic evaluation of power losses in solar cells by using thermographic methods. *J. Appl. Phys.*, 95:5200, 2004.
- [57] M. Kaes, S. Seren, T. Pernau, and G. Hahn. Light-modulated lock-in thermography for photosensitive pn-structures and solar cells. *Progress in Photovoltaics*, 12:355–363, 2004.
- [58] O. Breitenstein and J. P. Rakotoniaina. Electrothermal simulation of a defect in a solar cell. *J. Appl. Phys.*, 97:074905, 2005.
- [59] H. B. Callen. *Thermodynamics and an introduction to thermostatistics*. Wiley, 1985.
- [60] P. Würfel. *Physik der Solarzellen*. Spektrum, 2nd edition, 2000.

- [61] G. S. Nolas, J. Sharp, and H. J. Goldsmid. *Thermoelectrics – Basic Principles and New Materials Developments*. Springer, 2001.
- [62] K. P. Pipe and R. J. Ram. Bias-dependent Peltier coefficient and internal cooling in bipolar devices. *Phys. Rev. B*, 66:125316, 2002.
- [63] K. P. Pipe. Minority carriers and thermoelectric effects in bipolar devices. In D. M. Rowe, editor, *Thermoelectrics Handbook – Macro to Nano*, pages 4–1. Taylor and Francis, 2006.
- [64] P. Würfel. The chemical potential of radiation. *J. Phys. C*, 15:3967, 1982.
- [65] G. C. Dousmanis, C. W. Mueller, H. Nelson, and K. G. Petzinger. Evidence of refrigerating action by means of photon emission in semiconductor diodes. *Phys. Rev.*, 133:A316, 1964.
- [66] L. Weber and E. Gmelin. Transport properties of silicon. *Appl. Phys. A*, 53:136–140, 1991.
- [67] S. M. Sze and K. K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley-Interscience, 2007.
- [68] M. Lundstrom. *Fundamentals of Carrier Transport*. Cambridge University Press, 2000.
- [69] C.-T. Sah. *Fundamentals of Solid-State Electronics*. World Scientific, 1992.
- [70] R. D. Barnard. *Thermoelectricity in Metals and Alloys*. Taylor and Francis, 1972.
- [71] C. Herring. Theory of the thermoelectric power of semiconductors. *Phys. Rev.*, 96:1163, 1954.
- [72] T. H. Geballe and G. W. Hull. Seebeck effect in silicon. *Phys. Rev.*, 55:940, 98.
- [73] M. E. Brinson and W Dunstan. Thermal conductivity and thermoelectric power of heavily doped n-type silicon. *J. Phys. C*, 3:483, 1970.
- [74] E. Müller, W. Heiliger, P. Reinshaus, and H. Süßmann<sup>96</sup>. Determination of the thermal band gap from the change of the Seebeck coefficient and the pn-transition in  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$ . In *15th International Conference on Thermoelectrics*, 1996.
- [75] H.-K. Lyeo, A. A. Khajetoorians, L. Shi, K. P. Pipe, R. J. Ram, A. Shakouri, and C. K. Shih. Profiling the thermoelectric power of semiconductor junctions with nanometer resolution. *Science*, 303:816, 2004.
- [76] H. Straube, J.-M. Wagner, and O. Breitenstein. Measurement of the Peltier coefficient of semiconductors by lock-in thermography. *Appl. Phys. Lett.*, 95:052107, 2009.

- [77] S. Grauby and B. C. Forget. High resolution photothermal imaging of high frequency phenomena using a visible charge couple device camera associated with a multichannel lock-in scheme. *Rev. Sci. Instrum.*, 70:3603, 1999.
- [78] F. Salleh, K. Asai, A. Ishida, and H. Ikeda. Seebeck coefficient of ultrathin silicon-on-insulator layers. *Appl. Phys. Express*, 2:071203, 2009.
- [79] Mitteilung von Sven Seren (Konstanz).
- [80] E. Behnen. Quantitative examination of the thermopower of n-type Si in the phonon drag regime. *J. Appl. Phys.*, 67:287, 1990.
- [81] R. J. Egan, T. L. Young, R. Evans, U. Schubert, M. Keevers, P. A. Basore, S. R. Wenham, and M. A. Green. Silicon deposition optimisation for peak efficiency of CSG modules. In *21st European PV Solar Energy Conference, Dresden, 2006*.
- [82] R. E. Jones and S. P. Wesolowsky. Electrical, thermoelectric and optical properties of strongly degenerate polycrystalline films. *J. Appl. Phys.*, 56:1701, 1984.
- [83] H. Straube, O. Breitenstein, and J.-M. Wagner. Lock-in thermography on crystalline silicon on glass (CSG) thin film modules: Influence of Peltier contributions. In *24th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, 2009*.
- [84] H. Straube, J.-M. Wagner, and O. Breitenstein. Interpretation of lock-in thermography on thin film solar cells considering dissipative and peltier contributions. In *Proceedings of QIRT 2010*, page 221, 2010. QIRT Open Archives, Paper QIRT 2010-128, <http://qirt.gel.ulaval.ca>.
- [85] W. P. Hirshman and A. Schug. Von wegen Krise. *Photon – Das Solarstrommagazin*, 4:38, 2010.
- [86] M. Imaizumi, T. Ito, M. Yanaguchi, and K. Kaneko. Effect of grain size and dislocation density on the performance of thin film polycrystalline silicon solar cells. *J. Appl. Phys.*, 81:7635, 1997.
- [87] M. Werner, C. Hagedorf, O. Breitenstein, F. Altmann, and J. Bagdahn. High resolution electron beam induced current imaging of the p-n junction in crystalline silicon on glass solar cells. In *23th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, 2008*.
- [88] P. A. Basore. Simplified processing and improved efficiency of crystalline silicon on glass modules. In *19th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Paris, 2004*.
- [89] K. Y. Lee, C. Becker, M. Muske, F. Ruske, S. Gall, and B. Rech. Temperature stability of ZnO:Al film properties for poly-si thin-film devices. *Appl. Phys. Lett.*, 91:241911, 2007.

- [90] O. Breitenstein, R. Gupta, and J. Schneider. Surface potential mapping an crystalline silicon on glass solar modules. *Journal of Applied Physics*, 102:024511, 2007.
- [91] M. J. Keevers, T. L. Young, U. Schubert, and M. A. Green. 10 In *22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference, Milan, 2007*.
- [92] O. Breitenstein, P. Altermatt, K. Ramspeck, M. A. Green, J. Zhao, and A. Schenk. Interpretation of the commonly observed I-V characteristics of c-Si cells having ideality factors larger than 2. In *WCPEC*, 2006.
- [93] I. E. Konovalov, O. Breitenstein, and K. Iwig. Local current-voltage curves measured thermally (LIVT): A new technique of characterizing PV cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 48:53, 1997.
- [94] S. Bowden and A. Rohatgi. Rapid and accurate determination of series resistance and fill factor losses in industrial silicon solar cells. In *17th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, Munich*, page 1802, 2001.

# Abkürzungen und Formelzeichen

**CSG** Crystalline silicon on glass

**DLIT** Dark lock-in thermography

**HCL** Highly (heat) conductive layer

**ILIT** Illuminated lock-in thermography

**LIT** Lock-in-Thermographie (allg.)

**LSF** Line spread function

**mpp** Maximum power point

**PECVD** Plasma-enhanced chemical vapour deposition

**PSF** Point spread function

**RTA** Rapid thermal annealing

**SPC** Solid-phase crystallization

**TCO** Transparent conducting oxide

**TTF** Thermal transfer function

$\square_a$  auf die umgebende Luft bezogen

$\square_f$  auf ein HCL bezogen

$\square_s$  auf die Probe bezogen

$c_p\rho$  Volumenwärmekapazität

$d$  Dicke einer thermisch dünnen Schicht (th. Widerstand oder HCL)

$D$  Diffusivität (Temperaturleitfähigkeit)

$E$  elektrisches Feld

$f$  Wärmefluss über die Grenzfläche zwischen Schichten oder allgemeiner Proportionalitätsfaktor

$F$  Thermal Transfer Function (TTF) oder freie Energie

$h$  Wärmeübergangszahl

$I$  Strom

$j$  Stromdichte

$j_L$  Photostromdichte

$k$  Ortsfrequenz

$l$  Probendicke



$L$  Line Spread Function (LSF)  
 $P$  Point Spread Function (PSF)  
 $q$  Wärmestrom  
 $Q$  Leistungsdichte  
 $r$  Exponent der Energieabhängigkeit des Streuprozesses oder Relaxationsparameter in der der Finite-Differenzen-Rechnung  
 $R^{\square}$  elektrischer Schichtwiderstand  
 $s$  Ortswellenlänge  $2\pi/k$   
 $S$  Lock-in-Signal oder Entropie  
 $T$  Temperatur  
 $U$  Innere Energie  
 $U_{\mathbf{C}}$  Innere Energie eines Elektrons an der Leitungsbandkante,  $U_{\mathbf{C}} = E_{\mathbf{V}}$   
 $U_{\mathbf{V}}$  Innere Energie eines Lochs an der Valenzbandkante,  $U_{\mathbf{V}} = -E_{\mathbf{V}}$   
 $V$  Spannung  
 $V_{\mathbf{OC}}$  offene Klemmspannung  
 $z$  Beobachtungstiefe (für die TTF)  
 $z'$  Quelltiefe (für die TTF)

$\alpha$  Seebeckkoeffizient  
 $\eta = \sqrt{i\omega/D + k^2}$   
 $\lambda$  Wärmeleitfähigkeit  
 $\Lambda$  thermische Diffusionslänge  
 $\Pi$  Peltierkoeffizient  
 $\varrho$  spezifischer Widerstand  
 $\omega$  Kreisfrequenz

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während meiner Doktorandenzeit am MPI unterstützt haben.

Otwin Breitenstein danke ich für die Möglichkeit an diesem Institut meine Arbeit zu schreiben. Seine Zugänglichkeit und Erfahrung, mit der er mir immer sofort eine gute Antwort auf jede Frage zu Thermographie und Solarzellen geben konnte, sind nicht selbstverständlich. Von ihm habe ich viel gelernt.

Wichtig war natürlich auch die Finanzierung durch das Projekt SiThinSolar, wofür ich allen in diesem bürokratischen Prozess Beteiligten danken möchte. Jens Schneider und den Entwicklern bei CSG Solar in Bitterfeld-Wolfen und Sydney danke ich für die gute Zusammenarbeit und die interessanten Proben. Weitere schöne Proben habe ich von Sven Seren und Stefanie Riegel aus Konstanz bekommen, von Wilhelm Warta vom ISE, Claus Zimmermann von EADS in München und natürlich auch von Max Siegloch vom FZ Jülich. Danke!

Viele theoretische Dinge sind in direkter Zusammenarbeit mit Jan-Martin Wagner entstanden. Ich bedanke mich dafür und auch dafür, dass er meine manchmal etwas luftigen „Herleitungen“ und Behauptungen wieder auf den festen Boden der Literatur gebracht hat: Was muß, das muß halt.

Julia Ducke und Jochen Barthel von unserer rührigen Institutsbibliothek danke ich für ganze viele Paper und Fernleihen und noch viel mehr Schnongse aus der Bibo-Schnongsschüssel. Zwar ohne Schnongsschüssel, dafür aber auch stets hilfreich: unsere mechanische Werkstatt und Elektronikwerkstatt, die viele (meist kleinere) Dinge schnell und gut erledigt haben.

Bei Jan Bauer bedanke ich mich für die Einführung in die experimentelle Praxis an unserer LIT und dafür, dass er mir viele Anfängerfragen beantwortet hat. Insbesondere durch seine herzliche Art habe ich mich gleich sehr wohl gefühlt hier am MPI. Das gilt natürlich auch für die anderen TAB- und Nicht-TAB-Kollegen, von denen ich angenehm wenig über Physik gelernt habe und vielleicht sogar ein bisschen über Fußball.

An Johannes de Boor geht noch ein spezielles, fachliches Dankeschön für sein pragmatisches Denken und hilfreiche experimentelle Ideen, die mir mehr als einmal aus der Sackgasse geholfen haben. Ebenso an Volker Schmidt für sein kritisches Lesen und Verbessern dieses und früherer Manuskripte.

Herzlichen Dank!

# Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre, dass ich keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel zur Erstellung meiner Dissertation verwendet habe. Den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommene Stellen sind als solche gekennzeichnet.

Hilmar Straube  
Halle (Saale), am 6. Mai 2011

# Lebenslauf

Hilmar Straube

geboren in Halle am 30. Juni 1982

Ludwig-Wucherer-Straße 56, 06108 Halle

hstraube@mpi-halle.mpg.de

**seit 7. Januar 2008** Doktorand am Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Experimentelle Abteilung 2 (Gösele), Betreuer der Arbeit: O. Breitenstein.

**Oktober 2006 bis Oktober 2007** Diplomarbeit „Optimierung von Röntgenoptiken für die Hochenergie-Elektronen-Spektromikroskopie“ in der Grupper Röntgenoptik von Prof. Förster in Jena.

**Oktober 2002 bis Oktober 2006** Physikstudium an den Universitäten in Jena, Kaiserslautern (1. Semester, parallel zum Zivildienst, Programm „FiPS: Früheinstieg ins Physikstudium“) und Granada (7. und 8. Semester, Erasmus-Programm der EU).

**Juni 2002** Abitur an der Landesschule Pforta (Sachsen-Anhalt).

# Veröffentlichungen

- H. Straube, J.-M. Wagner, and O. Breitenstein. Measurement of the Peltier coefficient of semiconductors by lock-in thermography. *Appl. Phys. Lett.* 95:052107, 2009.
- H. Straube, O. Breitenstein, and J.-M. Wagner. Lock-in thermography on crystalline silicon on glass (CSG) thin film modules: Influence of Peltier contributions. In *Proceedings 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, Hamburg*, 2009.
- H. J. Möller, C. Funke, J. Bauer, S. Köstner, H. Straube, and O. Breitenstein. Growth of silicon carbide filaments in multicrystalline silicon for solar cells. *Solid State Phenom.* 156-158:35, 2010.
- H. Straube, J.-M. Wagner, and O. Breitenstein. Interpretation of lock-in thermography on thin film solar cells considering dissipative and Peltier contributions. In *Proceedings 10th International Conference on Quantitative InfraRed Thermography (QIRT10), Québec*, 2010.
- M. Siegloch, H. Straube, Y. Lei, C. Zahren, A. Gerber, O. Breitenstein and U. Rau. Distinguishing between shunt-defects in top and bottom cells of micromorph silicon tandem modules using LIT. In *Proceedings 25th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, Valencia*, 2010.
- H. Straube, M. Siegloch, A. Gerber, J. Bauer, O. Breitenstein. Illuminated lock-in thermography at different wavelengths for distinguishing shunts in top and bottom layers of tandem solar cells. (Angenommen zur Veröffentlichung in *Phys. Status Solidi C*.)
- H. Straube, O. Breitenstein, J.-M. Wagner. Thermal wave propagation in thin films on substrate: The time harmonic thermal transfer function. (Eingereicht bei *Phys. Status Solidi B*.)
- H. Straube, O. Breitenstein. Estimation of heat loss in thermal wave experiments. (Angenommen zur Veröffentlichung in *J. Appl. Phys.*)

Weiterhin sind Erkenntnisse aus dieser Arbeit in die Neuauflage des Buchs „Lock-in thermography: Basics and use for evaluating electronic devices and materials“ [1] eingeflossen.