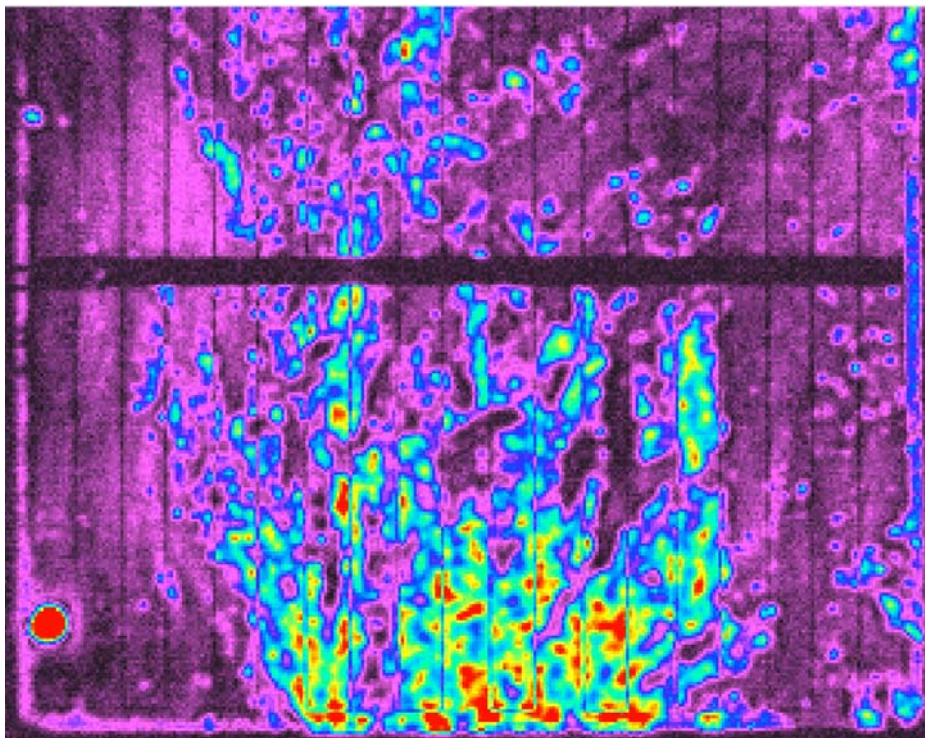


Martin Käs

# Thermographiemessungen an Solarzellen



Diplomarbeit  
Universität Konstanz  
Lehrstuhl Prof. Bucher  
Fakultät Physik

September 2003



<b>Einleitung und Motivation.....</b>	<b>iii</b>
<b>1. Wärmeentstehung und –ausbreitung in Solarzellen.....</b>	<b>1</b>
1.1. <i>Wärmewellen in Solarzellen.....</i>	<i>1</i>
1.2. <i>Funktionsweise einer Solarzelle.....</i>	<i>4</i>
1.3. <i>Kurzschlüsse und Widerstände in Solarzellen.....</i>	<i>5</i>
1.3.1. <i>Serienwiderstände.....</i>	<i>5</i>
1.3.2. <i>Parallelwiderstände.....</i>	<i>6</i>
1.3.3. <i>Der Metall-Halbleiter Kontakt.....</i>	<i>6</i>
<b>2. Lock-In-Thermographie.....</b>	<b>9</b>
2.1. <i>IR-Kamera.....</i>	<i>9</i>
2.2. <i>Lock-In-Methode zur Rauschunterdrückung.....</i>	<i>10</i>
2.2.1. <i>Lock-In-Methode.....</i>	<i>10</i>
2.2.2. <i>Lock-In-Methode in der Thermographie.....</i>	<i>12</i>
2.2.3. <i>Bilderfassung.....</i>	<i>14</i>
2.2.4. <i>Undersampling.....</i>	<i>15</i>
<b>3. Messplatz und Messung.....</b>	<b>19</b>
3.1. <i>Aufbau.....</i>	<i>19</i>
3.1.1. <i>Thermokamera JADE II MWIR.....</i>	<i>20</i>
3.1.2. <i>Messrechner.....</i>	<i>21</i>
3.1.3. <i>Probenhalter und Umgebung.....</i>	<i>21</i>
3.1.4. <i>IR-Emitter-Folie und IR-Reflexionen.....</i>	<i>22</i>
3.2. <i>Eichung und Kalibrierung der Thermokamera.....</i>	<i>24</i>
3.3. <i>Zeitlicher Verlauf einer Thermographie-Messung.....</i>	<i>28</i>
3.4. <i>Farbtabelle.....</i>	<i>29</i>
3.5. <i>Software.....</i>	<i>29</i>
<b>4. Messmethode: Kontakt-Thermographie.....</b>	<b>33</b>
4.1. <i>Messaufbau.....</i>	<i>33</i>
4.2. <i>Kurzschluss durch Emitter.....</i>	<i>33</i>
4.3. <i>Randshunts.....</i>	<i>39</i>
4.4. <i>Block-Silizium – Verunreinigungen.....</i>	<i>41</i>
4.5. <i>RGS-Solarzellen – Nachweis von Inversionskanälen.....</i>	<i>42</i>
4.6. <i>Hot-Spots und Serienwiderstände – Messungen unter hohen Spannungen.....</i>	<i>44</i>
4.7. <i>Zusammenfassung.....</i>	<i>46</i>
<b>5. Messmethode: Licht-Thermographie.....</b>	<b>47</b>
5.1. <i>Grundprinzip.....</i>	<i>47</i>
5.1.1. <i>Thermalisierung und Rekombination in der Licht-Thermographie.....</i>	<i>49</i>
5.1.2. <i>Lichtfokussierung.....</i>	<i>51</i>
5.1.3. <i>Einfluss der eingestrahlten Lichtintensität.....</i>	<i>53</i>
5.2. <i>Messaufbau.....</i>	<i>59</i>
5.3. <i>Schmalband-Phasenfilter.....</i>	<i>61</i>
5.4. <i>Vergleich der verwendeten LEDs.....</i>	<i>62</i>
5.4.1. <i>Ohne Bias-Licht.....</i>	<i>62</i>
5.4.2. <i>Mit Bias-Licht.....</i>	<i>65</i>
5.5. <i>Anwendungsbeispiele.....</i>	<i>67</i>
5.5.1. <i>Prozess-Monitoring.....</i>	<i>67</i>
5.5.2. <i>Shunts durch Nickel-Sinterung.....</i>	<i>74</i>
5.5.3. <i>Materialprüfung.....</i>	<i>75</i>
5.6. <i>Vergleich: Kontakt-Thermographie – Licht-Thermographie.....</i>	<i>76</i>
5.7. <i>Zusammenfassung.....</i>	<i>78</i>

## Inhaltsverzeichnis

---

<b>Zusammenfassung .....</b>	<b>79</b>
<b>Quellen.....</b>	<b>81</b>
<b>Danksagung .....</b>	<b>83</b>

## Einleitung und Motivation

Der Mensch benötigt verwertbare Energie. Der Großteil dieser Energie wird heute aus der Verbrennung fossiler Brennstoffe und der Kernspaltung gewonnen. Dabei wird in wenigen Jahrhunderten die Menge an Brennstoffen verbrannt, für welche die Natur Millionen von Jahren zu ihrer Erzeugung benötigt hat. Dieses große Missverhältnis der Zeitspanne zwischen Erzeugung und Verbrauch der Energiequellen führt zwangsläufig über kurz oder lang zu einer Verknappung mit anschließender Erschöpfung dieser Ressourcen. Hinzu kommen Probleme durch Umweltverschmutzung (CO<sub>2</sub>-Ausstoß durch Verbrennung, Endlagerung von Brennstäben) und potentielle Gefahren durch Unfälle, insbesondere bei Kernkraftwerken. Ein Ausweg aus diesem Dilemma ist die Nutzung regenerativer Energiequellen wie Biomasse, Wasserkraft, Wind- und Sonnenenergie. Solarzellen liefern hierzu ihren Teil als Energiekonverter, die eingestrahktes Licht in elektrisch nutzbare Energie umwandeln. Als dezentrale und mobile Energielieferanten können sie überall eingesetzt werden, wo Licht vorhanden ist, ohne dazu eine aufwändige Infrastruktur zu benötigen. Allerdings sind Solarzellen oft noch nicht wirtschaftlich konkurrenzfähig im Vergleich zur konventionellen Stromerzeugung.

Hauptaufgabe der Solarzellenforschung ist es daher, Wege zu finden, mit denen kostengünstigere Solarzellen hergestellt werden können. Zum einen durch die Verwendung von günstigerem Ausgangsmaterial bei etwa gleich bleibenden Zellwirkungsgraden, zum anderen durch die Verbesserung von Solarzellenkonzepten bei vergleichbaren Herstellungskosten. In beiden Fällen ist eine Kontrolle der internen elektrischen Verluste der Solarzelle notwendig. Die wohl wichtigste Information, um diese Verluste durch optimierte Prozessschritte reduzieren zu können, ist die Kenntnis ihrer räumlichen Verteilung. Für die Lokalisierung dieser Leistungsverluste wird der Umstand ausgenutzt, dass diese Verluste in der Regel mit einer lokalen Wärmegeneration einhergehen.

Mit der maximalen Temperraturauflösung aktuell erhältlicher Infrarot-Kameras lassen sich allerdings nur relativ hohe Leistungsverluste direkt detektieren, die Temperaturdifferenzen auf der Solarzelle in der Größenordnung von 20 mK und mehr bewirken. Geringere Temperaturunterschiede lassen sich mit Hilfe der Lock-In-Technik aus dem Rauschen des Messsignals herausfiltern. In der analogen Messtechnik normalerweise für kontinuierliche Signale genutzt, wird dieses Verfahren auf die von der Infrarot-Kamera gelieferten digitalisierten Temperaturwerte einer vermessenen Fläche angewendet, welche in diskreten Zeitabschnitten periodisch ermittelt werden. Typische in der Analog-Technik vorliegende Integrationszeiten im Bereich von Millisekunden bis Sekunden, die der eigentlichen Messdauer entsprechen, erstrecken sich in der Lock-In-Thermographie auf Minuten bis Tage. Damit können Temperraturauflösungen von 10–100  $\mu$ K erreicht werden.

Die Lock-In-Thermographie an elektrischen Bauteilen und insbesondere an Solarzellen ist ein relativ neues Forschungsgebiet, ermöglicht aufgrund der jüngsten Fortschritte der Infrarotsensor-Technik, die es nun zulässt, Flächen mit der erforderlichen thermischen Auflösung zu vermessen. Hierbei leisteten vor allem Breitenstein und Langenkamp viel Pionierarbeit [2].

Weitere Anwendungsgebiete der Thermographie für Solarzellen sind z.B. Rissdetektion [39] oder Lebensdauerermessungen der Minoritätsladungsträger [37], [38].

Hauptziel der vorliegenden Diplomarbeit ist es, durch den Aufbau eines kompletten Messstandes inklusive der Entwicklung der zugehörigen Mess-Software die Lock-In-Thermographie an Solarzellen zu realisieren. Es soll dabei ermöglicht werden, Solarzellen qualitativ auf elektrische Leistungsverluste hin zu untersuchen, indem die nachzuweisenden Verluste durch extern aufgeprägte Ströme verursacht werden. Mit dieser Methode können sowohl materialinduzierte wie auch durch die Prozessierung verursachte Verluste (wie p/n-Kurzschlüsse am Metallgrid oder am Zellrand) festgestellt werden. Allerdings werden hierbei die detektierten Kurzschlüsse unter Bedingungen gemessen, wie sie im realen Solarzellenbetrieb nicht gegeben sind. Zudem können nur bereits metallisierte, also fertig prozessierte Solarzellen gemessen werden.

Als Erweiterung dieser Messmethode bietet es sich daher an, Ströme in der Solarzelle durch Beleuchtung zu induzieren und völlig kontaktfrei zu messen. Dadurch ist erstmalig die Möglichkeit gegeben, in noch nicht elektrisch kontaktierten Solarzellen Kurzschlüsse nachzuweisen. Weiterhin kann untersucht werden, wie sich Kurzschlüsse im Laufe der Solarzellenprozessierung entwickeln (Prozess-Monitoring). Dies erlaubt einen tieferen Einblick in die Prozesse, wodurch eine Optimierung der einzelnen Herstellungsschritte unterstützt wird. Kurzschlüsse lassen sich hiermit schon nach erfolgter Emitter-Diffusion erkennen. Einzige Bedingung für die Detektion von Kurzschlüssen mit Hilfe der Licht-Thermographie ist das Vorhandensein des p/n-Übergangs. Da dieser bei den meisten Herstellungsprozessen zu Beginn erfolgt, kann somit jeder einzelne Prozessschritt an sich untersucht werden.

In den Grundzügen in dieser Arbeit untersucht, kristallisiert sich heraus, dass diese neuartige Messmethode in naher Zukunft weitere interessante Messverfahren nach sich ziehen wird.

# 1. Wärmeentstehung und –ausbreitung in Solarzellen

## 1.1. Wärmewellen in Solarzellen

Gemäß der Wärmelehre ändert sich die Temperatur  $T$  eines Körpers der Masse  $m$  und der spezifischen Wärme  $c$  in folgender Abhängigkeit der zu-/abgeführten Wärme  $Q$ :

$$T(t_1) - T(t_0) = \delta T = \frac{\delta Q}{c \cdot m} = \frac{1}{c \cdot m} \int_{t_0}^{t_1} P(t) dt \quad (1.1)$$

### P: Verlustleistung

Prinzipiell lässt sich für jede Quellen- und Senkenverteilung zu jedem Zeitpunkt  $t$  das Temperaturprofil  $T(\vec{x}, t)$  aus der Wärmediffusionsgleichung bestimmen:

$$c\rho \frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T(\vec{x}, t)}{\partial \vec{x}^2} + p(\vec{x}, t) \quad (1.2)$$

(darin bezeichnen  $c$ : spezifische Wärme,  $\rho$ : Dichte,  $\lambda$ : Wärmeleitfähigkeit,  $p$ : Leistungsdichte)

Für die Lock-In-Thermographie ist vor allem die Betrachtung periodisch (mit der Lock-In-Frequenz, siehe Kapitel 2) geheizter Quellen von Interesse. [2] stellt die wichtigsten Fälle für die Thermographie mit bekannten analytischen Lösungen dar, welche im Folgenden aufgelistet werden (siehe auch [4]).

### Heizung einer Oberfläche

Die eindimensionale Lösung von (1.2) im Falle eines unendlich ausgedehnten Körpers mit

$$\rho(x, y, z) = \Theta(z) \cdot \rho; \quad \Theta(z) = \begin{cases} 0 & z < 0 \\ 1 & z \geq 0 \end{cases} \quad (1.3)$$

und periodischer Aufheizung der Oberfläche  $z=0$  mit der Frequenz  $\omega$  hat die Form ebener Wellen:

$$T(z, t) = A \exp\left(\frac{-z}{\Lambda}\right) \exp\left(i\left(\omega t - \frac{z}{\Lambda}\right)\right) \quad (1.4)$$

$$\Lambda = \sqrt{\frac{2\lambda}{\rho c \omega}}, \quad A = \frac{p_0}{\sqrt{\lambda \omega c \rho}} \quad (1.5)$$

$\Lambda$  ist hierbei die thermische Diffusionslänge. Die Frequenzabhängigkeit von  $\Lambda$  mit  $\omega^{-1/2}$  ist nutzbar für die Verbesserung der lateralen Auflösung, da die Lösung für die verschiedensten Geometrien der Wärmequellen und Proben folgende Form hat (mit Entfernung  $\vec{x}$  von der Wärmequelle):

$$T(\vec{x}, t) \propto A \exp\left(\frac{-|\vec{x}|}{\Lambda}\right) \quad (1.6)$$

$\Lambda$  ist hier ein Maß zur Unterscheidung thermisch dünner und thermisch dicker Proben bezüglich der Probendicke  $d$ . In folgender Betrachtung liegt die Probe auf einer Unterlage mit definiertem Wärmekontakt zur Probe. Die der Unterlage abgewandte Probenoberfläche wird periodisch erhitzt:

- **Thermisch dünn** ( $d \ll \Lambda$ ):  
Die Ober- und Unterseite der Probe besitzen in guter Näherung dieselbe Temperatur. Daher kann die vertikale Wärmediffusion im Vergleich zur lateralen Wärmediffusion vernachlässigt werden. Insofern reduziert sich das Problem zur Lösung von (1.2) auf zwei Dimensionen. Bei einem zu guten Wärmekontakt zur Unterlage spielt die Wärmediffusion in dieselbe eine maßgebliche Rolle und die Probe muss mit der Umgebung zusammen als thermisch dick betrachtet werden.
- **Thermisch dick** ( $d \gg \Lambda$ ):  
Ab einem gewissen Abstand zur erhitzten Oberfläche (wenige Diffusionslängen) verschwinden die Temperaturmodulationen (exponentiell!). Der Wärmekontakt zur Unterlage spielt hierbei keine Rolle.
- **$d \approx \Lambda$ :**  
Im Übergangsbereich von thermisch dünn zu thermisch dick, können Lösungen von (1.2) durch Einführung von Spiegelquellen gefunden werden, wie sie z.B. in der Elektrodynamik zur einfacheren Lösung von Randwertproblemen verwendet werden. Es wird dadurch die Tatsache berücksichtigt, dass an Grenzflächen mit (sehr) hohem Wärmewiderstand zur Umgebung keine Wärmediffusion in die Umgebung stattfindet und ankommende Wärmewellen reflektiert werden. Die Spiegelquellen liefern dann genau diesen Anteil der Wärmereflexion. Dasselbe Prinzip kommt auch bei Proben zur Anwendung, wenn die weiter unten betrachteten punkt- oder linienförmigen Quellen in der Nähe (wenige thermische Diffusionslängen) von Oberflächen liegen.

Bei den in den Thermographie-Messungen meist verwendeten Lock-In-Frequenzen von 10 - 30 Hz ergeben sich thermische Diffusionslängen für Silizium von 1,0 - 1,7 mm. Typische kristalline Silizium-Solarzellen besitzen eine Dicke von ca. 300  $\mu\text{m}$ . In diesen Messungen sind deshalb die Solarzellen als thermisch dünne Proben zu betrachten. Erst bei hohen Lock-In-Frequenzen (siehe 2.2.4) von 80 - 300 Hz ergeben sich thermische Diffusionslängen für Silizium von 0,3 - 0,6 mm, welche der ein- bis zweifachen Dicke von typischen Solarzellen entsprechen.

Mit der verwendeten Kameraoptik entsprechen die einzelnen Bildpunkte vermessenen Flächen mit Kantenlängen von 150 - 625  $\mu\text{m}$  (150  $\mu\text{m}$  bedingt durch minimalen Kameraabstand und Fokussierung, 625  $\mu\text{m}$  bei 15x15  $\text{cm}^2$  großen Zellen), diese liegt somit in der Größenordnung der Solarzellendicke. Deshalb würden selbst tiefenabhängige Wärmeverteilungen die Messung kaum beeinflussen [2].



Einfache Geometrien von Quellen, welche oft bei Solarzellen anzutreffen sind, sind im Folgenden aufgelistet.

**Punktförmige Quellen (thermisch dünn)**

$$T(r, t) = A \left( \ker \left( \frac{r\sqrt{2}}{\Lambda} \right) + i \operatorname{kei} \left( \frac{r\sqrt{2}}{\Lambda} \right) \right) \exp(i\omega t) \quad (1.7)$$

$$\Lambda = \sqrt{\frac{2\lambda}{\rho c \omega}}, \quad A = \frac{P_0}{2\pi d \lambda} \quad (1.8)$$

(ker(x), kei(x): Kelvin-Funktionen, r: Abstand von der Wärmequelle, Λ: thermische Diffusionslänge, λ: Wärmeleitfähigkeit, ρ: Dichte, c: spezifische Wärme, d: Probendicke; P<sub>0</sub>: Amplitude der Verlustleistung)

T(r,t) divergiert in diesem Falle in Quellenposition r = 0 (nach der Theorie für eine punktförmige Quelle, welche in der Praxis jedoch nie vorkommen). In diesem Fall kann die Temperatur durch Mittelung beispielsweise über die entsprechende Fläche eines Kamera-Bildpunktes, berechnet werden.

**Flächenförmige Quellen (thermisch dünn)**

$$T(t) = \frac{P_0}{\rho d c \omega} \exp(i\omega t) \quad (1.9)$$

(p<sub>0</sub>: Leistungsamplitude je Einheitsfläche)

**Linienförmige Quellen (thermisch dünn)**

$$T(z, t) = A \exp \left( \frac{-|z|}{\Lambda} \right) \exp \left( i \left( \omega t - \frac{|z|}{\Lambda} \right) \right) \quad (1.10)$$

$$\Lambda = \sqrt{\frac{2\lambda}{\rho c \omega}}, \quad A = \frac{p_0^1}{2d\sqrt{\lambda\omega c\rho}} \quad (1.11)$$

(p<sub>0</sub><sup>1</sup>: Leistungsamplitude je Einheitslänge)

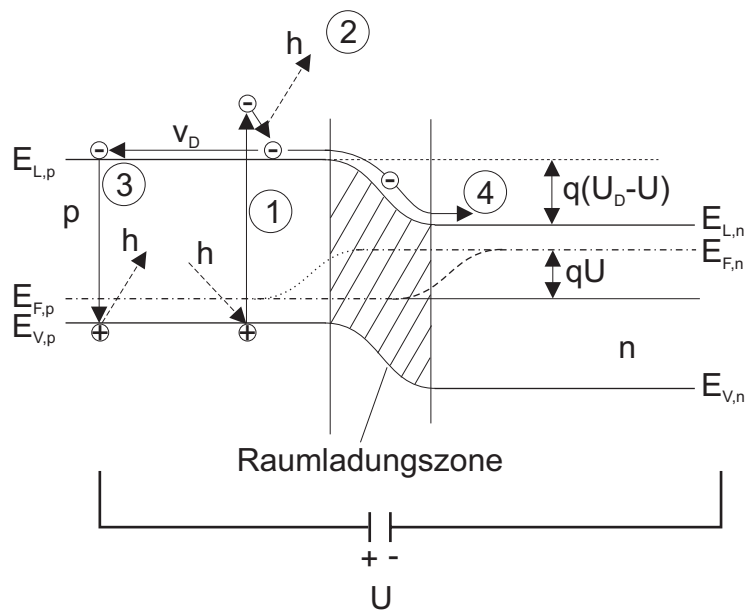
Für eine ausführlichere Diskussion dieser und weiterer Fälle, siehe [2].

**Einfluss der Modulations-Frequenz (Lock-In-Frequenz)**

Wie vorhin schon erwähnt, verbessert sich die laterale Auflösung durch Erhöhung der Lock-In-Frequenz. Eine Veränderung der Lock-In-Frequenz wirkt sich jedoch unterschiedlich auf das ortsabhängige Temperatursignal bei den betrachteten Quellgeometrien aus. So ist das Temperatursignal von punktförmigen Quellen in Quellenposition weitestgehend unabhängig von der Lock-In-Frequenz. Nicht jedoch die Temperatursignale von flächen- bzw. linienförmigen Quellen, welche mit ω<sup>-1</sup> bzw. ω<sup>-½</sup> abfallen.

Dies gilt es insbesondere bei Messungen mit hohen Lock-In-Frequenzen zu beachten. Ein flächenhaftes Signal kann dann mitunter im Rauschen verschwinden. Diese Schwächung kann aber auch ausgenutzt werden, wenn das flächenhafte Signal diejenigen Signale überlagert, die von punktuellen Kurzschlüssen ausgehen.

1.2. Funktionsweise einer Solarzelle



**Bild 1: Spannungserzeugung  $U$  einer beleuchteten Solarzelle.** Nicht eingezeichnet sind die ständig durch thermische Generation angetriebenen Vor- und Rückwärtsströme durch die Raumladungszone, sowie die ebenfalls mögliche Spannungserzeugung durch Anregung im n-dotierten Bereich mit resultierendem zusätzlichem Löcherstrom über die Raumladungszone.  $h\nu$  ist die Energie des eingestrahlichten Photons der Frequenz  $\nu$  ( $h$ : Plancksches Wirkungsquantum),  $U_D$  die Diffusionsspannung.

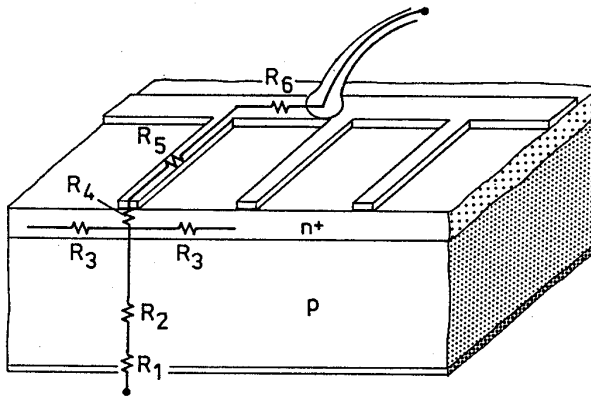
Für einen Überblick zu der Solarzellenphysik und dem Verhalten von p/n-Übergängen siehe z.B. [11]. Für die Betrachtung der thermischen Verlustleistung im praktischen Solarzellenbetrieb ist es vor allem wichtig zu wissen, wie und mit welcher Polarität die Solarzelle eine Spannung bei Lichteinfall erzeugt, um entscheiden zu können, welche Art von Kurzschlüssen tatsächliche Leistungsverluste in der Praxis mit sich bringen. Vereinfacht lässt sich dies am Beispiel eines im p-dotierten Halbleiter absorbierten Photons erklären:

In den Halbleiter eintreffende Photonen mit größerer Energie als der Bandlücke des Halbleiters entsprechend, können im Material, durch Anregung eines Elektrons aus dem Valenzband ( $E_V$ ) in das Leitungsband ( $E_L$ ) absorbiert werden (1). Die überschüssige Photonenenergie  $\Delta E = h\nu - (E_L - E_V)$  verlieren die Elektronen in der Regel sehr schnell durch Anregung von Phononen (Thermalisierung, siehe [23]). Das beispielsweise im p-dotierten Bereich angeregte Elektron ist dort Minoritätsladungsträger und kann dort mit seiner mittleren Lebensdauer  $\tau$  mit den reichlich vorhandenen Löchern als Majoritätsladungsträgern rekombinieren (3). Gelangt das freie Elektron aber innerhalb seiner Lebensdauer in die Nähe der Raumladungszone, so wird es aufgrund des dort existierenden elektrischen Feldes in den n-dotierten Bereich beschleunigt. Entsprechendes gilt für die Absorption im n-dotierten Bereich für die Löcher als Minoritätsladungsträger.

Beim beleuchteten p/n-Übergang sammeln sich Elektronen auf der n-Seite und Löcher auf der p-Seite. Als Folge dieser Ladungstrennung baut sich eine elektrische Spannung  $U$  mit negativem Potential am n- und positiven Potential am p-dotierten Halbleiter auf. Dies entspricht genau der Polung für den Durchlassbereich einer Diode. Im Modulbetrieb von Solarzellen ist dennoch auch das Verhalten im Sperrbetrieb interessant, siehe hierzu Abschnitt 4.6.

Ist nun in einer Solarzelle ein diodenartiger Kurzschluss vorhanden, welcher beispielsweise in Durchlassrichtung der Solarzelle sperrt, jedoch in Sperrrichtung der Solarzelle gut leitet, so nimmt dieser dadurch, im Sinne von Leckströmen, keinen negativen Einfluss auf den Wirkungsgrad dieser Solarzelle. Die Region eines solchen Kurzschlusses kann dennoch als Rekombinationszentrum für die Minoritätsladungsträger dienen, damit deren Lebensdauer verringern und somit auch die Wahrscheinlichkeit der Ladungstrennung durch die Raumladungszone (4) verhindern. Solche Kurzschlüsse wurden in dieser Arbeit nicht beobachtet.

### 1.3. Kurzschlüsse und Widerstände in Solarzellen

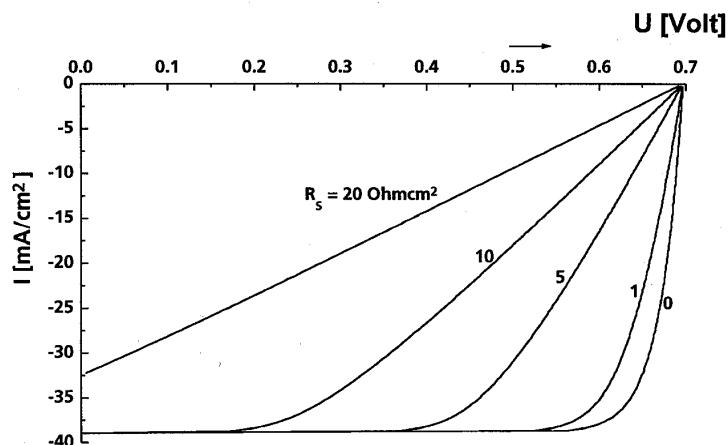


**Bild 2:** Widerstandsnetzwerk innerhalb einer Solarzelle, entnommen aus [11]. Gezeigt sind die typischen Widerstände  $R_6$  und  $R_5$  als Serienwiderstände von Busbar und Gridfinger,  $R_4$  und  $R_1$  als Serienkontaktwiderstände der Metall-Halbleiterverbindung und die Widerstände  $R_3$  und  $R_2$  in Emitter und Basis.

#### 1.3.1. Serienwiderstände

Die Serienwiderstände einer Solarzelle bestehen im Wesentlichen aus den ohmschen Widerständen der Metallkontakte ( $R_5$ ,  $R_6$ ) und den Zuleitungen, aus den Kontaktwiderständen ( $R_1$ ,  $R_4$ ) der Metall-Halbleiter-Kontakte und den ohmschen Widerständen des Halbleitermaterials ( $R_2$ ,  $R_3$ ) in Emitter und Basis [11].

Um hohe Wirkungsgrade zu erreichen, ist man bemüht, die Serienwiderstände sehr gering zu halten:



**Bild 3:** Hellkennlinie einer Solarzelle in Abhängigkeit des Serienwiderstandes. Bei geringen Serienwiderständen nimmt nur der Füllfaktor ab. Erst bei hohen Serienwiderständen verringert sich deutlich der Kurzschlussstrom. Entnommen aus [11]

### 1.3.2. Parallelwiderstände

Parallelwiderstände (Shunts) sind durch Umgehung des p/n-Übergangs gegeben und können verschiedene Ursachen haben. Beispiele sind Kurzschlüsse des Emitter-Kontaktes in die Basis durch lokal fehlende Emitter (schlechte Diffusion oder abgebrochene Teile der Textur, z.B. Pyramiden) oder Durchdringen des Emitters, Rand-Leckströme oder Kurzschlüsse von Emitter und Basis durch vorhandene Verunreinigungen. Solche Parallelwiderstände lassen sich in der Praxis selten vollständig vermeiden, und die Lock-In-Thermographie wird meist eingesetzt, um diese Shunts zu lokalisieren.

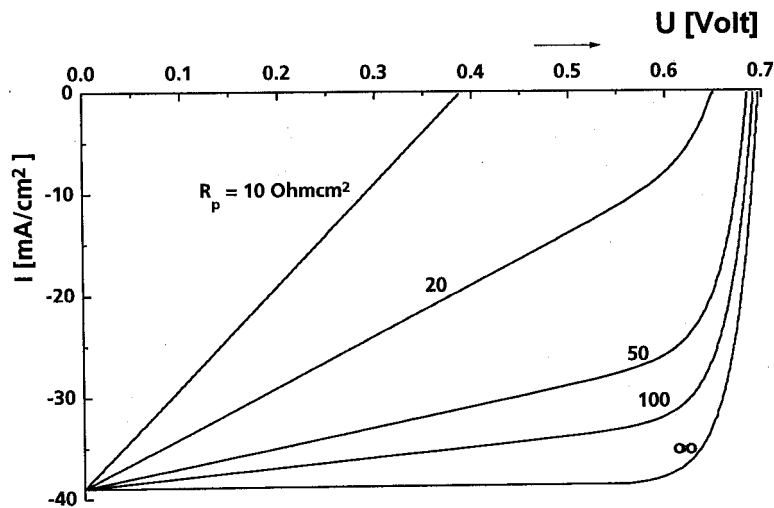
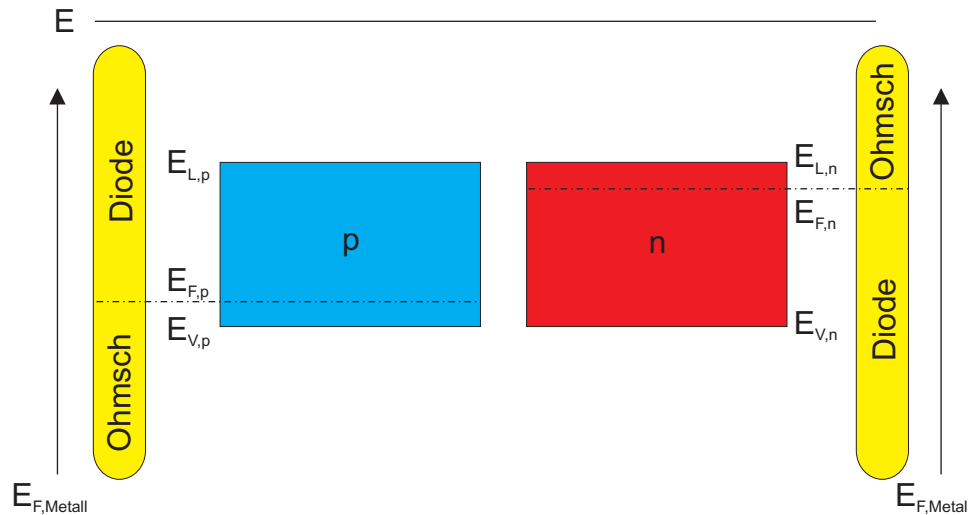


Bild 4: Hellkennlinie einer Solarzelle in Abhängigkeit des Parallelwiderstandes. Bei hohen Parallelwiderständen führt eine Erniedrigung des Parallelwiderstandes im Wesentlichen nur zu einer Abnahme des Füllfaktors. Erst bei geringen Parallelwiderständen verringert sich deutlich die offene Klemmenspannung. Entnommen aus [11]

### 1.3.3. Der Metall-Halbleiter Kontakt

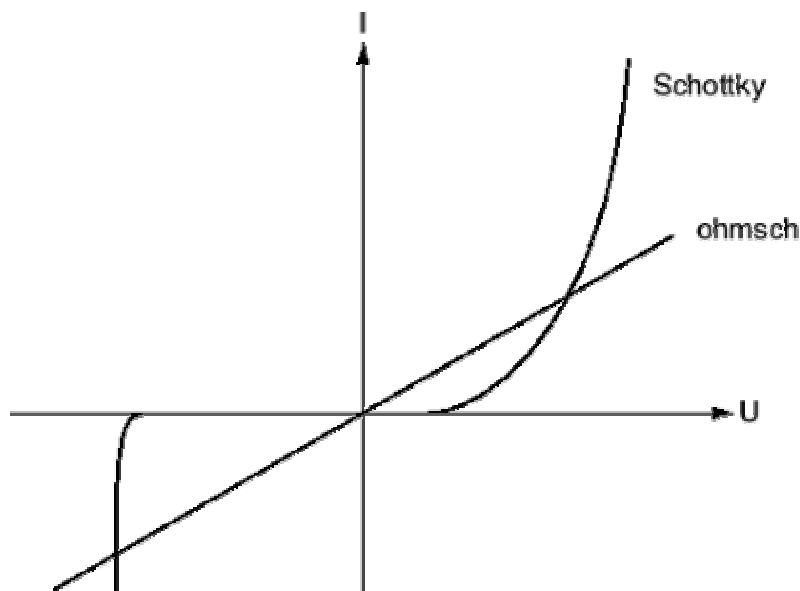
Um die einer durch Licht bestrahlten Solarzelle gewonnenen Energie nutzen zu können, ist es unabdingbar, einen externen Verbraucher elektrisch leitend an die p- und n-Region der Solarzelle anschließen zu können. Diese elektrische Verbindung wird durch Aufbringen eines Metalls auf die beiden unterschiedlich dotierten Bereiche hergestellt.

Zur Theorie des Metall-Halbleiter-Kontakts siehe [25]. Für die Solarzellenherstellung ist es vor allem wichtig zu wissen, unter welchen Umständen ein guter Metall-Halbleiter-Kontakt gegeben ist, in dem Sinne, dass ein ohmscher Kontakt mit niedrigem Kontaktwiderstand erwünscht ist.



**Bild 5: Metall-Halbleiter-Kontakteigenschaften in Relation der jeweiligen Fermienergien [8].** Wenn für den p-(n-)Halbleiter die Fermienergie eines Metalls unterhalb (oberhalb) der Fermienergie des p-(n-)Halbleiters liegt, so bildet sich ein ohmscher Kontakt. Ansonsten bildet sich ein Schottky-Kontakt. Dies ist jedoch nicht der Fall wenn es sich um stark dotierte Halbleiter handelt.

Wie man dem Diagramm entnehmen kann, ist ein ohmscher Kontakt dann gegeben, wenn im Falle eines n-dotierten Halbleiters die Fermienergie des Metalls oberhalb der Fermienergie des Halbleiters und im Falle eines p-dotierten Halbleiters die Fermienergie des Metalls unterhalb der Fermienergie des Halbleiters liegt. In den anderen Fällen spricht man von einem Schottky-Kontakt oder einer Schottky-Diode. Zu beachten ist, dass dasselbe Metall, welches einen ohmschen Kontakt zu einem n- bzw. p-dotierten Halbleiter herstellt, einen Schottky-Kontakt zu einem p- bzw. n-dotierten Halbleiter desselben Materials herstellt [8].



**Bild 6: Kennlinie der verschiedenen Metall-Halbleiter Kontakte, entnommen aus [9]**

Eine andere Methode, einen ohmschen Metall-Halbleiter Kontakt herzustellen, besteht darin, die zu kontaktierende Halbleiteroberfläche hoch zu dotieren (ca.  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ). Obwohl sich unter denselben Bedingungen wie oben entweder ein ohmscher oder Schottky-Kontakt ausbildet, ist im Falle des Schottky-Kontakts die sich bildende Raumladungszone so dünn, dass der Kontakt selbst in Sperrrichtung durch Tunneln der Ladungsträger gut leitet.

## 1. Wärmeentstehung und –ausbreitung in Solarzellen

---

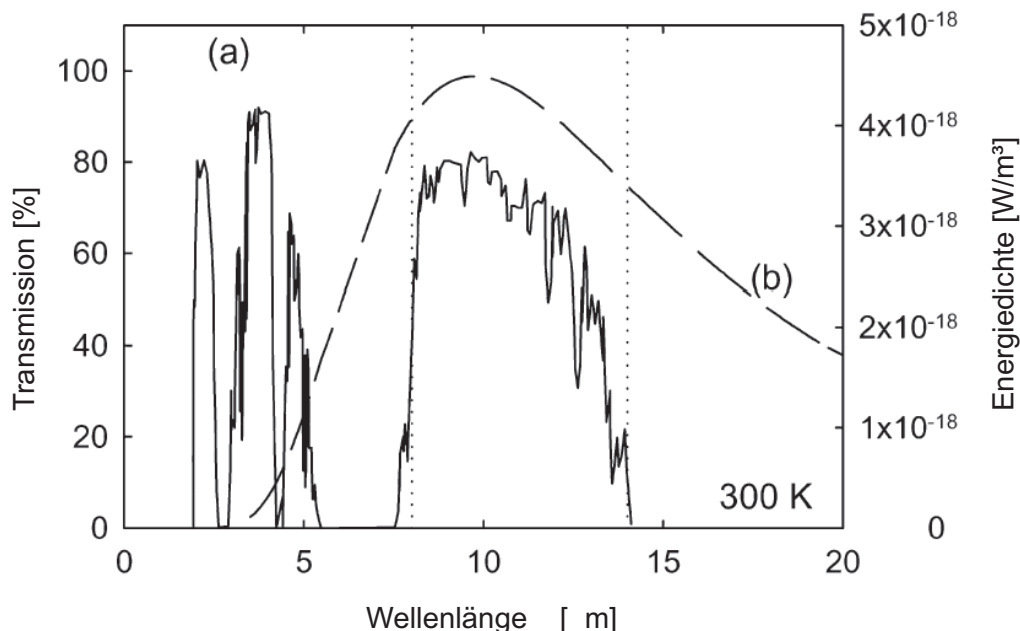
In der Praxis ist zu beachten, dass die hier behandelten idealisierten Metall-Halbleiter-Kontakte selten gegeben sind (z.B. durch vorhandene Oxid-Schichten, p/n-Grenzflächen, Verunreinigungen,...) und die Kennlinie durch solche nicht idealen Bedingungen einen anderen Charakter besitzen kann.

## 2. Lock-In-Thermographie

### 2.1. IR-Kamera

Neue Infrarot-Kameras bestehen üblicherweise aus einer Vielzahl von Halbleiter-Detektoren und ermitteln die Temperatur eines Objekts durch Zählen der eintreffenden Photonen innerhalb einer einstellbaren Integrationszeit. „Gezählt“ wird indirekt oft durch die Messung der Leitfähigkeit des Detektors, die sich durch Anregung von Valenzelektronen ins Leitungsband bei der Absorption von einfallenden Photonen ändert [1]. Um das interne Temperaturrauschen niedrig zu halten, werden diese Detektoren gekühlt. Mit einer flächenhaften Anordnung vieler solcher Detektoren und einer abbildenden Infrarot-Optik auf diese Detektoren kann dadurch die Temperatur einer Fläche gemessen werden. Die Integrationszeit, die benötigte Zeit zur Leitfähigkeitsbestimmung und deren digitale Signalverarbeitung sowie die Zeit zum Zurücksetzen des Detektors bestimmen im Wesentlichen die benötigte Zeit zur Messung der Temperatur einer Fläche.

Je nach verwendetem Halbleitermaterial (z.B. InSb, HgCdTe) der Detektoren und daraus resultierenden unterschiedlichen Bandlücken, besitzen diese in verschiedenen Spektralbereichen ihre optimale Empfindlichkeit. Angepasst auf die atmosphärischen Gegebenheiten, messen Infrarot-Kameras Infrarotstrahlung in zwei spektralen Fenstern, im so genannten Mid-Wave- (MWIR, 3-5  $\mu\text{m}$ ) bzw. im Long-Wave-Bereich (LWIR, 8-14  $\mu\text{m}$ ), in denen die Luft ausreichend transparent für Wärmestrahlung ist. Für Infrarot-Absorption in Luft sind maßgeblich  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{CO}_2$  verantwortlich. Damit variable Umgebungsbedingungen wie z.B. wechselnde Luftfeuchtigkeit möglichst wenig Einfluss auf Messungen nehmen können, werden meist Filter eingesetzt, um in einem der oben genannten Spektralbereiche störungsfrei messen zu können. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden ausnahmslos im Mid-Wave-Fenster vorgenommen, in der die verwendete Kamera ihren Messbereich besitzt.



**Bild 7: Atmosphären-Transmissionskurve für IR-Strahlung. a) Transmissionskurve in Abhängigkeit der Wellenlänge der Photonen. b) Strahlungsdichte in Abhängigkeit der Wellenlänge der Photonen für einen schwarzen Strahler der Temperatur 300 K, entnommen aus [1].**

## 2.2. Lock-In-Methode zur Rauschunterdrückung

### 2.2.1. Lock-In-Methode

In der Messtechnik tritt häufig das Problem auf, dass man kleine Messsignale in einer einzigen Messung nicht mehr vom Rauschen, mit dem das Messsignal immer behaftet ist, unterscheiden kann. Durch die Lock-In-Technik ist man jedoch in der Lage, Signale zuverlässig zu messen, die noch um Größenordnungen schwächer als das überlagerte Rauschen sein können.

Das Grundprinzip eines Experiments lässt sich wie folgt skizzieren:

Frage  $\xrightarrow{\text{Experiment}}$  Antwort

bzw.

$$E \xrightarrow{f(E, \vec{x})} A \quad (2.1)$$

wobei die Systemantwort  $A$  von vielen Parametern  $\vec{x}$  und von der Eingabegröße  $E$  abhängt und diese Abhängigkeiten durch eine Funktion  $f$  beschrieben werden können. Ist die Funktion  $f$  bekannt, so können unbekannte Parameter  $\vec{x}$  durch das Experiment bestimmt werden. Für die Lock-In-Berechnung ist die Form von  $f$  im Falle einer harmonisch modulierten Eingangsgröße  $E$  konstanter Amplitude von Interesse. Ist im einfachen Fall die Funktion  $f$  linear in  $E$  und nicht explizit zeitabhängig, dann folgt eine mit  $\Delta t$  zeitverzögerte Antwort  $A$  einer modulierten Eingabegröße derselben Modulation:

$$E(t) = E \cdot \exp(i\omega t) \xrightarrow{f(E, \vec{x})} A \cdot \exp(i\omega(t - \Delta t)) = A(t) \quad (2.2)$$

Das eigentliche Messsignal  $F(t)$  selbst beinhaltet zusätzlich zu dem interessierenden Signal  $A(t)$  einen von der Eingabegröße unabhängigen Rauschanteil  $R(t)$  und evtl. einen konstanten Anteil DC.

$$F(t) = A(t) + R(t) + DC \quad (2.3)$$

Die Lock-In-Berechnung besteht im Wesentlichen aus den folgenden beiden Produkt-Integralen:

$$\begin{aligned} A_{\sin} &:= \frac{-\omega}{N \cdot \pi} \int_0^{N \cdot 2\pi/\omega} F(t) \cos(\omega t) dt \\ &= A \cdot \sin(\omega \Delta t) - \frac{\omega}{N \cdot \pi} \int_0^{N \cdot 2\pi/\omega} R(t) \cos(\omega t) dt - \underbrace{\frac{\omega}{N \cdot \pi} \int_0^{N \cdot 2\pi/\omega} DC \cdot \cos(\omega t) dt}_{=0} \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} A_{\cos} &:= \frac{\omega}{N \cdot \pi} \int_0^{N \cdot 2\pi/\omega} F(t) \sin(\omega t) dt \\ &= A \cdot \cos(\omega \Delta t) + \frac{\omega}{N \cdot \pi} \int_0^{N \cdot 2\pi/\omega} R(t) \sin(\omega t) dt + \underbrace{\frac{\omega}{N \cdot \pi} \int_0^{N \cdot 2\pi/\omega} DC \cdot \sin(\omega t) dt}_{=0} \end{aligned} \quad (2.5)$$



$N$  ist die Anzahl der gemessenen Sinus- bzw. Cosinus-Schwingungen.  $\tau = N \cdot 2\pi\omega^{-1} = N \cdot f_{LI}^{-1}$  ist in der Lock-In-Technik unter dem Begriff Integrationszeit bekannt und liegt bei der Lock-In-Technik in der Größenordnung von Minuten bis Tagen. Diese darf nicht verwechselt werden mit der Integrationszeit der IR-Kamera zur Zählung der eintreffenden Photonen, die im Bereich weniger Millisekunden liegt.

Konstante DC-Anteile verschwinden durch die Integration in (2.4) und (2.5) und liefern keine Beiträge in der Lock-In-Berechnung. Die Rauschintegrale dieser beiden Gleichungen wachsen mit  $N^{1/2}$  [13], die Rauschterme nehmen somit mit  $N^{-1/2}$  ab. Das Signal-/Rauschverhältnis  $S/R$  folgt dann der Proportionalität:  $SR^{-1} \propto N^{1/2}$ . Das Signal kann somit bei genügend langer Messzeit prinzipiell beliebig genau bestimmt werden, unter Voraussetzung über die Messzeit konstant bleibender Parameter  $\vec{x}$  (wie z.B. Widerstand, Temperatur, Druck,...), sowie exakter Modulation der Eingangsgröße  $E$ . Die Frequenz  $f_{LI} = \omega(2\pi)^{-1}$  wird in der Lock-In-Technik üblicherweise als Lock-In-Frequenz bezeichnet.

Unter Vernachlässigung des Rauschanteils lassen sich aus den Gleichungen (2.4) und (2.5) die folgenden Größen bestimmen:

$$A = \sqrt{A_{\sin}^2 + A_{\cos}^2} \quad (\text{Amplitude}) \quad (2.6)$$

$$\Delta t = \frac{1}{\omega} \arctan\left(\frac{A_{\sin}}{A_{\cos}}\right) \quad (\text{Zeitverzögerung}) \quad (2.7)$$

bzw.

$$\phi = \omega\Delta t = \arctan\left(\frac{A_{\sin}}{A_{\cos}}\right) \quad (\text{Phasenverschiebung}) \quad (2.8)$$

$\arctan$  ist  $\pi$ -periodisch, die Phase lässt sich in (2.7) und (2.8) deshalb nur auf den reduzierten Bereich  $-\pi/2 - +\pi/2$  genau bestimmen. Durch Betrachtung der Vorzeichen von  $A_{\sin}$  und  $A_{\cos}$  (hier nicht weiter aufgeführt) ist es möglich, die Phase auf den reduzierten Bereich  $-\pi - +\pi$  zu korrigieren [13].

Besteht die Antwort  $A(t)$  aus einer Überlagerung vieler harmonischer Oberschwingungen,

$$A(t) = \sum_{j=1}^{\infty} A_j \cdot \sin(j\omega(t - \Delta t_j)) \quad (2.9)$$

so können diese Anteile über die folgende Integration getrennt werden:

$$A_{\sin,i} = -\int_0^{2\pi/\omega} A(t) \cos(i\omega t) dt = A_i \sin(i\omega\Delta t_i), \quad i \in \mathbb{N}^* \quad (2.10)$$

$$A_{\cos,i} = \int_0^{2\pi/\omega} A(t) \sin(i\omega t) dt = A_i \cos(i\omega\Delta t_i), \quad i \in \mathbb{N}^* \quad (2.11)$$

Besteht die Antwort  $A(t)$  jedoch aus 2 Signalen unterschiedlicher Phasenverschiebung mit Modulationen derselben Frequenz,

$$A(t) = A_1 \sin(\omega(t - \Delta t_1)) + A_2 \sin(\omega(t - \Delta t_2)), \quad \phi_1 = \omega \Delta t_1, \quad \phi_2 = \omega \Delta t_2 \quad (2.12)$$

so lassen sich diese Signale nicht mehr auf einfache Art trennen. Aus den Gleichungen (2.4) und (2.5) ergeben sich nun

$$A_{\sin} = A_1 \cdot \sin(\phi_1) + A_2 \cdot \sin(\phi_2) \quad (2.13)$$

$$A_{\cos} = A_1 \cdot \cos(\phi_1) + A_2 \cdot \cos(\phi_2) \quad (2.14)$$

Die Amplitudenberechnung (2.6) führt nun zu:

$$|A_1 - A_2| \leq A = \sqrt{A_1^2 + 2A_1A_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) + A_2^2} \leq A_1 + A_2 \quad (2.15)$$

Die Amplitude besitzt somit ein Maximum, wenn die beiden Signale gleichphasig schwingen und ein Minimum wenn die Signale gegenphasig schwingen.

Die vier Unbekannten  $A_1, A_2, \phi_1, \phi_2$  lassen sich nicht aus nur zwei Gleichungen (2.13) und (2.14) bestimmen. Sind jedoch die beiden Phasen  $\phi_1$  und  $\phi_2$  bekannt, so lassen sich die Signalamplituden bestimmen zu:

$$A_1 = \frac{\cos(\phi_2) A_{\sin} - \sin(\phi_2) A_{\cos}}{\sin(\phi_1 - \phi_2)} \quad (2.16)$$

$$A_2 = \frac{-\cos(\phi_1) A_{\sin} + \sin(\phi_1) A_{\cos}}{\sin(\phi_1 - \phi_2)} \quad (2.17)$$

### 2.2.2. Lock-In-Methode in der Thermographie

In der Thermographie entsprechen die Messwerte lokalen Temperaturwerten, die im Wesentlichen proportional zur lokal produzierten Verlustleistung in der betrachteten Probe sind. Bei den meisten Messverfahren dient als Eingangsgröße ein elektrischer Strom.

#### Ohmsche Widerstände

Selbst im einfachen Fall eines rein ohmschen Widerstands als Wärmequelle ist:

$$A = T \propto P = U \cdot I = \frac{U^2}{R} \propto E^2 \quad (2.18)$$

Das Ausgangssignal  $A$  (Temperatur  $T$ ) antwortet also nicht mehr linear, sondern quadratisch mit der Eingangsgröße  $E$  (el. Spannung  $U$ ).

Für den Fall einer auf die Vorspannung  $U_0$  aufmodulierten Sinus-Spannung der Amplitude  $U_1$ ,

$$U(t) = U_0 + U_1 \sin(\omega t) \quad (2.19)$$

angelegt an einen ohmschen Widerstand  $R$ , gilt nun:

$$T(t) = \alpha P(t - \Delta t) = \frac{\alpha}{R} U^2(t - \Delta t) \quad (2.20)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $\alpha$  als Verhältnis der Amplituden von Temperatur und Verlustleistung (bzw. Verlustleistungsdichte) ist von vielen Parametern abhängig und oft nicht analytisch zu bestimmen. Für einfache Modelle, welche das thermische Verhalten von Solarzellen beschreiben, finden sich Werte von  $\alpha$  in Abschnitt 1.1.

Die Demodulation der ersten harmonischen Grundschwingung mit einfacher Frequenz  $\omega$  ergibt:

$$T_{\sin} = \frac{-\omega}{\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} T(t) \cos(\omega t) dt = \frac{2\alpha}{R} \cdot U_0 U_1 \sin(\omega \Delta t) \quad (2.21)$$

$$T_{\cos} = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} T(t) \sin(\omega t) dt = \frac{2\alpha}{R} \cdot U_0 U_1 \cos(\omega \Delta t) \quad (2.22)$$

Rein ohmsche Widerstände liefern bei einer Vorspannung  $U_0 = 0$  in dieser Lock-In-Berechnung kein nutzbares Signal.

Erst die Demodulation der zweiten Harmonischen ist für ohmsche Widerstände unabhängig von einer Vorspannung:

$$T_{\sin} = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} T(t) \cos(2\omega t) dt = \frac{\alpha}{2R} \cdot U_1^2 \sin(2\omega \Delta t) \quad (2.23)$$

$$T_{\cos} = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} T(t) \sin(\omega t) dt = \frac{\alpha}{2R} \cdot U_1^2 \cos(2\omega \Delta t) \quad (2.24)$$

### Differentielle Widerstände

Die Diodenkennlinie  $j(U)$  einer idealen Diode, welche die Stromdichte in Abhängigkeit einer angelegten Spannung angibt, hat typischerweise die Form:

$$j(U) = j_0 \left( \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.25)$$

**$j_0$ : Dunkelstromdichte**

Näheres zu (2.25) findet sich in Abschnitt 5.1.3 oder [11].

Die Leistungsdichte bei Anlegen einer modulierten Spannung wie in (2.19) ergibt sich dann zu:

$$p(t) = j_0(U_0 + U_1 \sin(\omega t)) \left( \exp\left( e \frac{U_0 + U_1 \sin(\omega t)}{kT} \right) - 1 \right) \quad (2.26)$$

Die Analyse der Lock-In-Berechnung in solchen oder ähnlichen Fällen ist kompliziert. Es empfiehlt sich daher, hier als Eingangsgröße eine Rechteckmodulation zu wählen. Diese Vorgehensweise wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

### Rechteckmodulation für ohmsche und differentielle Widerstände

Dieser Fall lässt sich einfacher analysieren, da bei rechteckmodulierter Eingangsgröße in der Regel das Ausgangssignal derselben Modulation folgt. Die Verlustleistungsdichte lässt sich dann in einfacher Form als Fourierreihe darstellen ( $U_u$  bezeichnet den oberen,  $U_d$  den unteren Spannungswert der Rechteckmodulation):

$$p(t) = \frac{1}{2} \left\| U_u j(U_u) \right\| + \left\| U_d j(U_d) \right\| + \frac{2}{\pi} \left\| U_u j(U_u) \right\| - \left\| U_d j(U_d) \right\| \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin(\omega(t - \Delta t)(2n+1))}{2n+1} \quad (2.27)$$

Aus (2.10) und (2.11) folgt sofort:

$$A_{\sin,i} = \frac{2\alpha}{i\pi} \left\| U_u j(U_u) \right\| - \left\| U_d j(U_d) \right\| \sin(i\omega\Delta t); \quad i = 1, 3, 5, \dots \quad (2.28)$$

$$A_{\cos,i} = \frac{2\alpha}{i\pi} \left\| U_u j(U_u) \right\| - \left\| U_d j(U_d) \right\| \cos(i\omega\Delta t); \quad i = 1, 3, 5, \dots \quad (2.29)$$

Auch hier verschwinden die Signale bei Betrachtung rein ohmscher Widerstände und symmetrischen Modulationen um 0 V, im Gegensatz zu (2.21) und (2.22) nun bei sämtlichen Demodulationen der höheren Harmonischen. Deshalb ist es im Ergebnis für  $A_{\sin,1}$  und  $A_{\cos,1}$  unerheblich, ob  $P(t)$  rechteckförmig oder sinusförmig ist, gleiche Frequenz und gleiche Amplitude der ersten Harmonischen vorausgesetzt. Eine rein sinusförmige Modulation von  $P(t)$  wäre zudem beispielsweise bei differentiellen Widerständen nur schwer zu realisieren.

### 2.2.3. Bilderfassung

IR-Kameras liefern Thermographie-Bilder mit fester Bildwiederholfrequenz  $f_K$ , d.h. in diskreten Zeitabständen  $f_K^{-1}$  liegen Moment-Temperatur-Aufnahmen einer aufgenommenen Fläche vor. Die Integrale in den Gleichungen (2.4) und (2.5) müssen deshalb durch Summen ersetzt werden:

$$A_{\sin} = \frac{-\omega}{N \cdot \pi} \int_0^{N \cdot 2\pi/\omega} F(t) \cos(\omega t) dt \rightarrow \frac{-2}{N \cdot n} \sum_{i=0}^{N-n} F(t_i) \cos(\omega t_i) \quad (2.30)$$

$$A_{\cos} = \frac{-\omega}{N \cdot \pi} \int_0^{N \cdot 2\pi/\omega} F(t) \sin(\omega t) dt \rightarrow \frac{2}{N \cdot n} \sum_{i=0}^{N-n} F(t_i) \sin(\omega t_i) \quad (2.31)$$

Die Lock-In-Frequenz sollte auf die Bildwiederholfrequenz derart synchronisiert sein, dass die Anzahl  $n$  der Einzelmessungen je Lock-In-Periode  $n = f_K f_{LI}^{-1}$  folgenden Bedingungen genügt [2]:

- $n \in \mathbb{N}$  und  $n$  geradzahlig (für symmetrische Behandlung der positiven und negativen Halbwellen der Sinus-/Kosinusschwingungen zur Rausch- und DC-Unterdrückung)
  - $n \geq 2$  (Samplingtheorem)
  - $n \geq 4$  zur Unterscheidung von  $A_{\sin}$  und  $A_{\cos}$ , sonst keine Phaseninformation möglich
- Letzte Forderung beschränkt die maximale Lock-In-Frequenz auf

$$f_{\text{LI}} \leq \frac{f_{\text{K}}}{4} \quad (2.32).$$

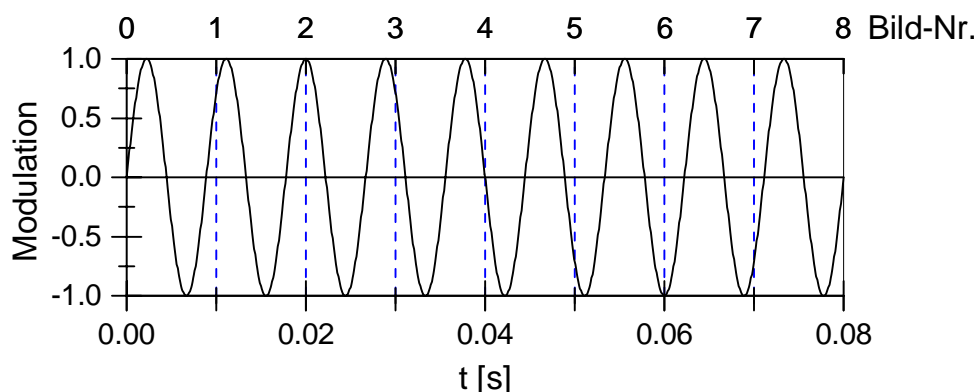
Eine Ausnahme hiervon wird in 2.2.4 beschrieben.

Die Integrale in (2.30) und (2.31) werden umso besser durch die Summen angenähert, je höher  $n$  ist. Die Äquivalenz einer Sinus- und Rechteckmodulation, beschrieben in 2.2.2, ist aufgrund der Ersetzung der Integrale durch Summen nicht mehr gegeben und führt zu quantitativen Fehlern in den Thermogrammen. [2] empfiehlt für quantitative Untersuchungen  $n > 10$  bei verwendeter Rechteckmodulation. Ist die reine Lokalisierung von Wärmequellen ausreichend, so kann  $n$  auf kleinere Werte beschränkt werden.

### 2.2.4. Undersampling

Um eine hohe laterale Auflösung zu erreichen, ist es hilfreich, Thermographie-Messungen mit hohen Lock-In-Frequenzen durchzuführen (siehe Abschnitt 1.1). Nach (2.32) ist diese jedoch aus technischen Gründen beschränkt. Bei einer maximalen Bildwiederholrate der verwendeten Kamera von 172 fps (frames per second) folgt eine maximale Lock-In-Frequenz von  $172/4 = 43$  Hz. Nun ist es jedoch für die Lock-In-Berechnung nicht nötig, dass die 4 Kamerabilder aus ein und derselben Lock-In-Periode stammen. Es ist nur wichtig, dass die 4 Kamerabilder mit der korrekten Phase, also zum richtigen Zeitpunkt gemessen werden. Jedoch dürfen zwischen den Kamerabildern beliebig viele Lock-In-Perioden verstreichen [2]. Ebenfalls ist es auch nicht nötig, dass die Bilder zeitlich mit monoton wachsender/fallender Phase gemessen werden (in reduzierter Darstellung von  $0 - 2\pi$ ), da die Reihenfolge der Lock-In-Summation keine Rolle spielt.

Zur Verdeutlichung sind Beispiele aufgezeigt mit jeweils 8 Bildern je Lock-In-Periode, fester Bildwiederholrate, jedoch mit variablen Lock-In-Frequenzen.



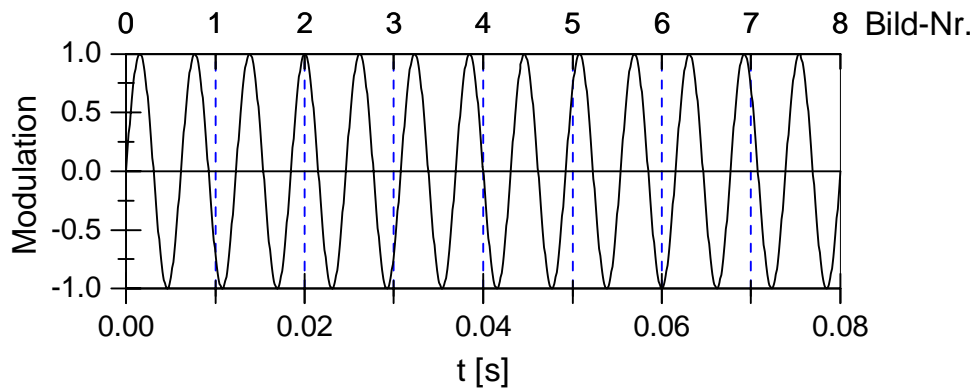
**Bild 8:** Beispiel für Undersampling mit monoton ändernder Phase: Die Bildwiederholrate beträgt 100 fps, die Lock-in-Frequenz 112,5 Hz. Je Lock-In-Schwingung wird dadurch jeweils maximal ein Bild aufgenommen, jedoch mit unterschiedlichen Phasen. Erst nach 9 Lock-In-Perioden wiederholt sich diese Sequenz, dann ist der Lock-In-Zyklus komplett. Insgesamt gibt es 8 Bilder mit unterschiedlichen Phasenanteilen.

## 2. Lock-In-Thermographie

Bild 8 ist ein Beispiel mit monoton wachsender Phase. Zwischen zwei Bildern wächst die Phase um  $(\frac{1}{8}+1)2\pi$ . Während der Aufnahme von 8 Kamerabildern vergehen  $8(\frac{1}{8}+1)2\pi = 9 \cdot 2\pi$ , also 9 Lock-In-Perioden.

Bild-Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8
Reduzierte Phase	$(\frac{1}{8})2\pi$	$(\frac{2}{8})2\pi$	$(\frac{3}{8})2\pi$	$(\frac{4}{8})2\pi$	$(\frac{5}{8})2\pi$	$(\frac{6}{8})2\pi$	$(\frac{7}{8})2\pi$	$(\frac{8}{8})2\pi$

**Tabelle 1: Phasenfolge der Kamerabilder bei 100 fps Framerate und 112,5 Hz Lock-In-Frequenz**



**Bild 9: Beispiel für Undersampling mit nicht monoton ändernder Phase: Die Bildwiederholrate beträgt 100 fps, die Lock-In-Frequenz 162,5 Hz. Es vergehen ganze Lock-In-Perioden ohne Bildaufnahme. Die einzelnen Bilder werden wiederum mit unterschiedlichen Phasen aufgenommen. Nach 13 Lock-In-Perioden wiederholt sich diese Sequenz. Insgesamt gibt es ebenfalls 8 Bilder mit unterschiedlichen Phasenanteilen.**

Bild 9 ist ein Beispiel mit monoton wechselnder reduzierter Phase. Zwischen zwei Bildern wächst die Phase um  $(\frac{5}{8}+1)2\pi$ . Während der Aufnahme von 8 Kamerabildern vergehen  $8(\frac{5}{8}+1)2\pi = 13 \cdot 2\pi$ , also 13 Lock-In-Perioden.

Bild-Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8
Reduzierte Phase	$(\frac{5}{8})2\pi$	$(\frac{2}{8})2\pi$	$(\frac{7}{8})2\pi$	$(\frac{4}{8})2\pi$	$(\frac{1}{8})2\pi$	$(\frac{6}{8})2\pi$	$(\frac{3}{8})2\pi$	$(\frac{8}{8})2\pi$

**Tabelle 2: Phasenfolge der Kamerabilder bei 100 fps Framerate und 162,5 Hz Lock-In-Frequenz**

Es ist zu beachten, dass nicht jede Wahl von Framerate und Lock-In-Frequenz geeignet ist. Beispielsweise führt die Kombination von 100 fps Framerate und 150 Hz Lock-In-Frequenz, um 8 Bilder während 12 Lock-In-Perioden aufzunehmen, zu einem Phasenzuwachs je Bild um  $\pi$ . Somit wird effektiv anstelle der gewollten 8, jede Lock-In-Periode nur mit 2 Bildern unterschiedlicher Phase aufgezeichnet und gewertet.

Mögliche Lock-In-Frequenzen  $f_{LI}$  erhält man in Abhängigkeit der Framerate  $f_K$  durch:

$$f_{LI} = \frac{n}{m} \cdot f_K \quad (2.33)$$

Hierbei sind  $n$  die Samplinganzahl,  $m$  die Anzahl der Lock-In-Perioden während eines kompletten Lock-In-Zyklus und  $n/m$  in gekürzter Darstellung. [3] schlägt dazu z.B. als optimale Lock-In-Frequenzen ( $k$  ganzzahlig) vor:

$$f_{\text{LI}} = \left(k + \frac{1}{4}\right) \cdot f_{\text{K}} \quad (2.34)$$

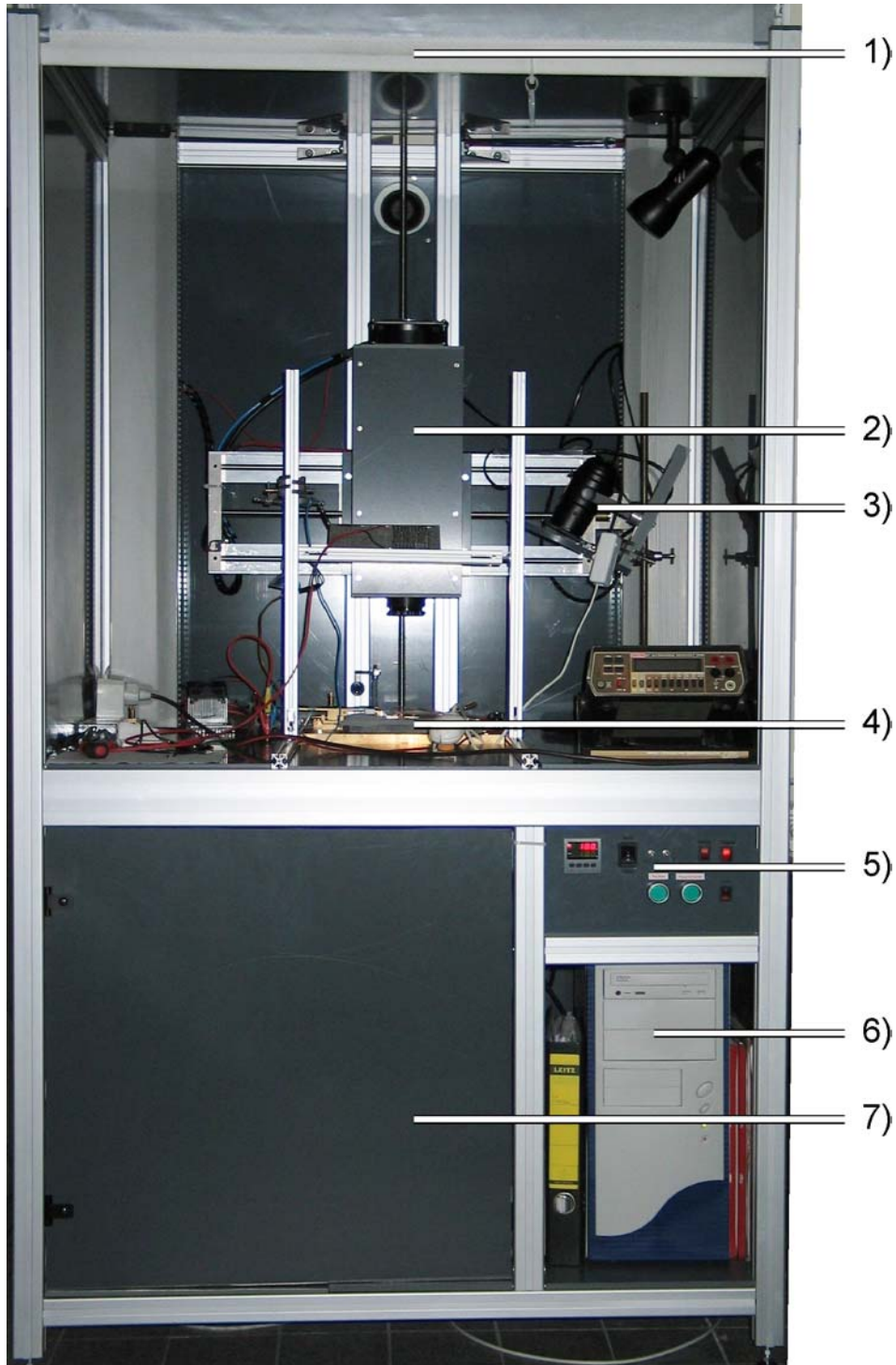
Es ist jedoch zu beachten, dass bei den durch das Undersampling stark erhöhten Lock-In-Frequenzen die Dauer einer Lock-In-Schwingung in Bereichen der typischen Integrationszeiten liegt (bis ca. 3 ms). Laut Breitenstein [2] sollte die Integrationszeit der Kamera geringer als die Hälfte einer Schwingung sein, ansonsten beginnen sich positive und negative Halbwellen gegenseitig wegzumitteln.



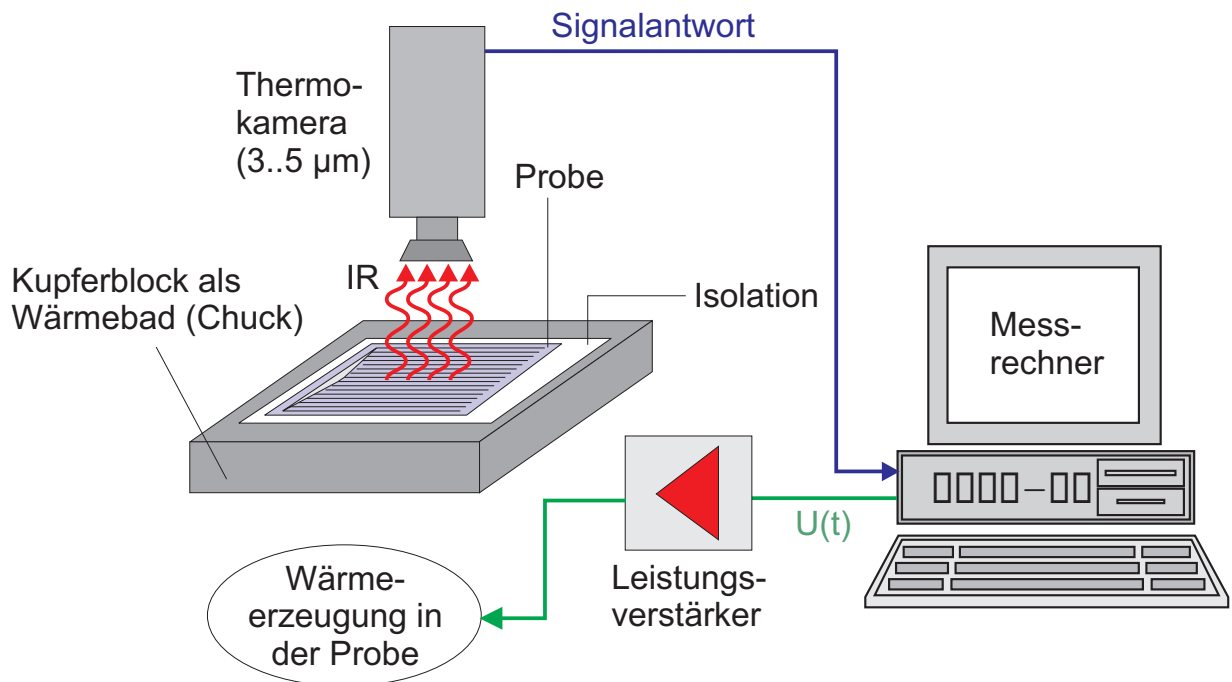


### 3. Messplatz und Messung

#### 3.1. Aufbau



**Bild 10: Der Messplatz. 1) Jalousie zur Verdunklung, 2) IR-Kamera, 3) Bias-Beleuchtung, 4) Probenhalter, 5) Steuerelemente und Thermostat, 6) Messrechner, 7) Abdeckung, dahinter verbergen sich Netzteile, Mess- und Leistungsverstärker.**



**Bild 11: Allgemeiner Messaufbau.** Der Messrechner ist für die Lock-In-Referenzsignalerzeugung  $U(t)$  und für die Lock-In-Berechnung verantwortlich. Die Thermokamera misst die Temperatur der Probe durch „Zählen“ der abgestrahlten Photonen im Spektralbereich von 3-5 µm. Die mit der Lock-In-Frequenz modulierte Wärme-generation wird auf zwei verschiedene Arten verursacht, die getrennt in Kapitel 4 und 5 dargestellt werden und in Kapitel 5.6 miteinander verglichen werden.

Der Thermographie-Messstand, aufgeteilt in seine wichtigsten Elemente, besteht aus:

- Thermokamera
- Messrechner inklusive Software
- Probenhalter und Umgebung

#### 3.1.1. Thermokamera JADE II MWIR

Die Thermokamera (IR-Kamera) ist das Herzstück der Anlage und liefert thermographische Bilder mit einer thermischen Auflösung von ca. 20 mK und einer lateralen Auflösung mit der eingesetzten Optik bis minimal 150 µm.

Die Kamera ist über Schrittmotoren in vertikaler und horizontaler Richtung verstellbar. Aufgrund der in der Regel vorhandenen stark unterschiedlichen IR-Emissivitäten von dotiertem Silizium und den darauf aufgebrachtten dünnen Metallfingern der Solarzelle, sind diese Finger (ca. 100-150 µm für siebgedruckte Kontakte) meist gut im Kamerabild sichtbar und erlauben dadurch eine manuelle Fokussierung der Kamera-Optik. Das CCD-Sensor-Array, welches im Wesentlichen orts aufgelöst die eintreffenden Photonen im IR-Spektrum zählt, wird durch einen Stirling-Motor auf 78-79 K gekühlt. Obwohl der Sensor auf eine definierte Temperatur gekühlt wird, zeigte sich, dass variierende Kameragehäusetemperaturen starken Einfluss auf das Kamerabild haben können. Die Vermutung liegt hier nahe, dass der Sensor schlecht gegen interne Infrarot-Strahlung abgeschirmt ist, welche mit steigender Betriebstemperatur der Kamera zunimmt. Sofern dies nur zu einem langsam veränderlichen Offset des Temperaturbildes führt, ist dies bei typischerweise lang andauernden Thermographiemessungen nicht weiter störend. [2] beschreibt quantitativ den Einfluss von Temperaturrampen während der Messung, wie z.B. durch eine Aufheizphase zu Beginn des Experiments. Dies entspricht einem ähnlichen Problem bezüglich der Offset-Variation. Dennoch wurde die Kamera in ein zweites, luftgekühltes Gehäuse integriert, um die Gehäusetemperatur und somit auch den Offset des Kamerabildes niedrig zu halten. Dies ist

vor allem wünschenswert, um mit höheren Integrationszeiten und damit verbundenem niedrigerem thermischem Rauschanteil messen zu können. Vergleichsweise hohe Integrationszeiten bringen den Sensor bei Raumtemperaturen schnell aus dem kameraintern definierten Messbereich. So liegen bei Integrationszeiten von 2,5 - 3 ms die Temperaturmesswerte einer vermessenen schwarzen Oberfläche von ca. 20°C bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen im Bereich von 90 % der oberen Messbereichsgrenze. Während die hier vorgestellten Messungen durchgeführt wurden, befand sich der Messstand in einem unklimatisierten Raum und bei sommerlichen Außentemperaturen waren Messungen mit Integrationszeiten größer als 2,5 ms aus den genannten Gründen nicht mehr möglich.

### Technische Daten

- Bezeichnung: JADE II MWIR
- Hersteller: CEDIP
- Lieferant: InfraTec
- InSb-Hybrid-FPA-Detektor mit 81.920 Pixel (320H x 256V)
- Stirling-Kühler
- Spektralbereich: 3-5  $\mu\text{m}$
- Thermische Auflösung < 20 mK bei 30°C
- Dynamikbereich 14bit
- IR-Bildfrequenz: bis 250 Hz (128x128 Pixel)
- Einstellbare Integrationszeit
- Schnittstellen: Videoausgang, RS-422 digital (Datenausgang), RS-232, externer Sync.-Eingang
- 25 mm Standardoptik

### 3.1.2. Messrechner

Der Messrechner (2x 1,9 GHZ CPU, 2x 512 MB RAM) übernimmt für eine Thermographie-Messung mehrere Aufgaben:

- Steuerung der IR-Kamera über die COM-Schnittstelle, z.B. Parameteränderung wie Framerate und Integrationszeit, Weißreferenzabgleich.
- Auslesen der Bilddaten mittels integrierter Framegrabber-Karte (320x240 Bildpunkte mit 14bit-Auflösung, maximal 172 fps in Vollbildmodus)
- Lock-In-Verarbeitung der Bilddaten.
- Berechnung und Ausgabe der Referenzspannung über eine integrierte Schnittstellen-Karte. Die Verstärkung der Referenzspannung erfolgt dabei über einen externen Leistungsverstärker.
- Messung von Spannung und Stromfluss durch die Solarzelle erfolgt mittels externen Messverstärkern zur Kontrolle (angeschlossen an die integrierte Schnittstellen-Karte).
- Skriptfunktionalität für automatisierte Messungen bzw. Messreihen. Vollständig implementiert über die Messsoftware.

Näheres über die Software wird in 3.5 beschrieben.

### 3.1.3. Probenhalter und Umgebung

Der Chuck (siehe Bild 11) hat bei einer Messung die Funktion einer stabilen Unterlage und die eines Wärmebads im thermodynamischen Sinne. Zusätzlich kann eine aufgelegte Solarzelle durch die im Chuck eingebrachten Löcher über ein Vakuum angesaugt und somit fixiert werden. Um Thermographiemessungen mit langen Integrationszeiten auch bei hohen Umgebungstemperaturen durchführen zu können, ist es aus oben genannten Gründen

unverzichtbar, den Chuck und damit auch die Solarzelle zu kühlen. Die Kühlung und Temperaturstabilisierung des Wärmebads wird durch ein auf der Unterseite des Chucks angebrachtes leistungsstarkes Peltier-Element und daran angeschlossener PID-Regelung realisiert. Um das Peltier-Element in dieser Funktion zu unterstützen, sollte im Optimalfall der gesamte Messstand in einem klimatisierten Raum aufgebaut sein, mit stabilen Temperaturen nahe der gewünschten Chuck-Temperatur. Eine kühlere Umgebung verringert zudem die Infraroteinstrahlung, welche teilweise über die Solarzelle in die Kameraoptik reflektiert wird.

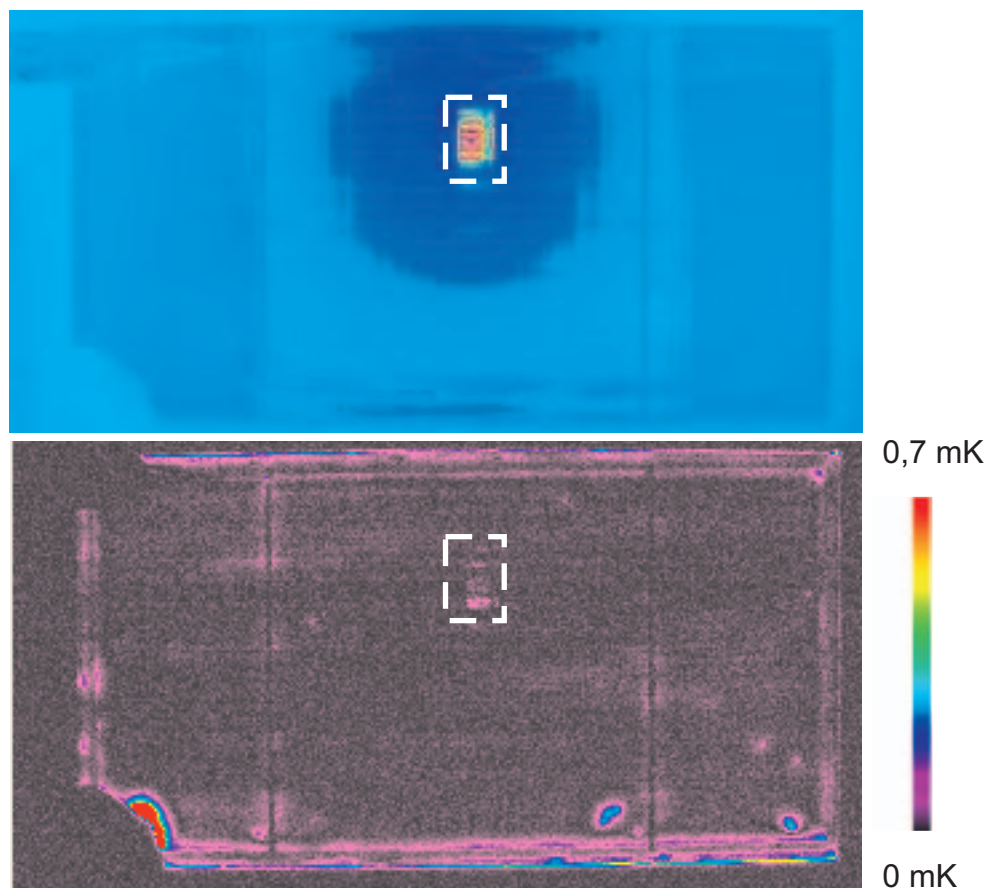
Bei thermisch dünnen Proben (Proben mit Dicken in der Größenordnung der thermischen Diffusionslänge und geringer) ist eine gute Wärmeleitfähigkeit zum Wärmebad nachteilig, sobald keine adiabatischen Bedingungen mehr gewährleistet sind [2]. Für das Beispiel einer der Solarzelle aufgeprägten Rechteckspannung wechseln sich Heizphasen (Spannung liegt an) und Kühlphasen (Wärmefluss von der während der Heizphase erwärmten Solarzelle in das kältere Wärmebad und eventuell zusätzlich in die kältere Umgebung — dieser Wärmefluss findet auch während der Heizphase statt) gegenseitig ab. Ist die Wärmeleitfähigkeit zwischen Solarzelle und Wärmebad so gut, dass die Solarzelle innerhalb der Kühlphase ins thermische Gleichgewicht zum Wärmebad gerät, so sind keine adiabatischen Bedingungen mehr gegeben und die Wärmeleitfähigkeit nimmt Einfluss auf die Lock-In-Thermographiemessung. Breitenstein [2] empfiehlt daher zwischen der Probe und dem Wärmebad z.B. ein dünnes Papier als thermischen Widerstand einzulegen. Da mit der Licht-Thermographie (Kapitel 5) auch Solarzellen vermessen werden, die sich noch in der Prozessierung befinden, werden anstelle von Papier Reinraumtücher eingesetzt, um die Kontaminationsgefahr durch Verunreinigungen zu verringern. Für die rückseitige elektrische Kontaktierung wird die Zelle zweckmäßigerweise auf ein Stück Kupfernetz gelegt. Die frontseitige Kontaktierung geschieht hingegen über eine Mess-Spitze, aufgelegt auf einen Busbar der Zelle. Wegen des relativ kleinen Querschnitts der Mess-Spitze und der damit verbundenen hohen lokalen Stromdichte und des vorhandenen Kontaktwiderstandes von Spitze zu Zelle, führt dies zu einer lokalen Erwärmung am Ort der frontseitigen Kontaktierung, die in den meisten Thermogrammen deutlich sichtbar ist.

#### **3.1.4. IR-Emitter-Folie und IR-Reflexionen**

Es gibt die Möglichkeit, die Solarzelle mit einer Folie (typischerweise schwarz) zu bedecken, welche homogen über die Fläche verteilt eine sehr hohe Emissivität im Messbereich der Kamera besitzt. Dies bringt den Vorteil einer homogenen IR-Abstrahlung mit sich (somit auch keine „Schattenbildung“ bei den erwähnten schlecht emittierenden Metallfingern) und eines etwas höheren Signals bedingt durch die bessere Emissivität im Vergleich zu dotiertem Silizium ohne diese Folie. Diese kann sich allerdings insbesondere bei höheren Lock-In-Frequenzen durch die zusätzlich erwärmte Schicht auch nachteilig auswirken [2].

Die meisten in der vorliegenden Arbeit untersuchten Solarzellen besitzen ein vorderseitig auf den Emitter aufgebrachtes Metallgrid (siehe 1.3). Aufgrund dieser nicht planen Oberflächenstruktur ist es sehr schwer, eine solche Folie in ganzflächigen guten thermischen Kontakt zur Zelloberfläche zu bringen. Zwangsläufig ergeben sich entweder Knicke oder schlecht thermisch kontaktierte Bereiche in der Nähe der Metallisierung.

Zudem wurden verteilt über die Folienfläche lokal stark variierende Temperatursignale mit der Thermokamera gemessen, offensichtlich ausgehend durch eine Spiegelung im Infrarot-Bereich des stark gekühlten Kamera-Sensors (79 K) im Kontrast zur Spiegelung der wärmeren Umgebung.



**Bild 12:** Auswirkung der Sensor-Spiegelung auf die Lock-In-Messung. Das obere Bild (umgekehrte Farbtabelle wie in 3.4, Skalierung unbekannt) als Einzelbildaufnahme der IR-Kamera zeigt ein deutliches Abbild des stark gekühlten Sensors (weiß eingerahmt). Selbst nach einer Messzeit von über 17 Stunden ist dies noch als Signal im Amplitudenbild der Lock-In-Messung im unteren Bild zu erkennen.

Dies steht im Widerspruch zur, wegen  $\epsilon_{\text{Reflexion}} = 1 - \epsilon_{\text{Absorption}} - \epsilon_{\text{Transmission}}$  und  $\epsilon_{\text{Absorption}} = \epsilon_{\text{Emission}}$ , erwarteten niedrigen IR-Reflexion für  $\epsilon_{\text{Emission}} \approx 1$ . Jedoch lässt sich dieser Sachverhalt vereinfacht wie folgt erklären:

Die Differenz  $\Delta Q(t)$  der abgestrahlten Photonen je Sekunde und Steradian sr eines schwarzen Körpers der Temperatur  $T=20^\circ\text{C}$  ( $Q(t) = \frac{1}{4\pi} 0,102 \cdot 10^{21} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ) im Bereich  $3-5 \mu\text{m}$  bei einer

Temperaturerhöhung von 1 K beträgt  $\Delta Q(t) = \frac{1}{4\pi} 0,39 \cdot 10^{19} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{K}^{-1}$ . Selbst bei einer

Restreflexion der Folie von nur 1 % und Spiegelung der Kamera (mit einer angenommenen Betriebstemperatur von  $35^\circ\text{C}$ ) durch den als planer Spiegel wirkenden Folie, werden bis zu

$\Delta Q_{\text{R}}(t) = \frac{1}{4\pi} 0,17 \cdot 10^{19} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$  auf den Kamera-Sensor zurückreflektiert (bei Vernachlässigung der weiteren Strahlaufweitung im reflektierten Strahl). Bei Vernachlässigung der Abstrahlung

des Sensors bei seiner Temperatur von 79 K ( $Q(t) = \frac{1}{4\pi} 0,67 \cdot 10^8 \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ) entspricht der

Unterschied zwischen Reflexion des Sensors und Reflexion der Kamera auf der Folie einem Unterschied im gemessenen Temperatursignal unter den hier angenommenen Bedingungen ca.  $\Delta T=0,5 \text{ K}$ . Die fokussierende Kameraoptik verstärkt vermutlich noch diesen Effekt. Auch wird diese Signaldifferenz mit zunehmender Reflexion des Sensors und mit zunehmender Kamertemperatur ansteigen. Reflexion des Sensors ist genau dann gegeben, wenn der Sensor

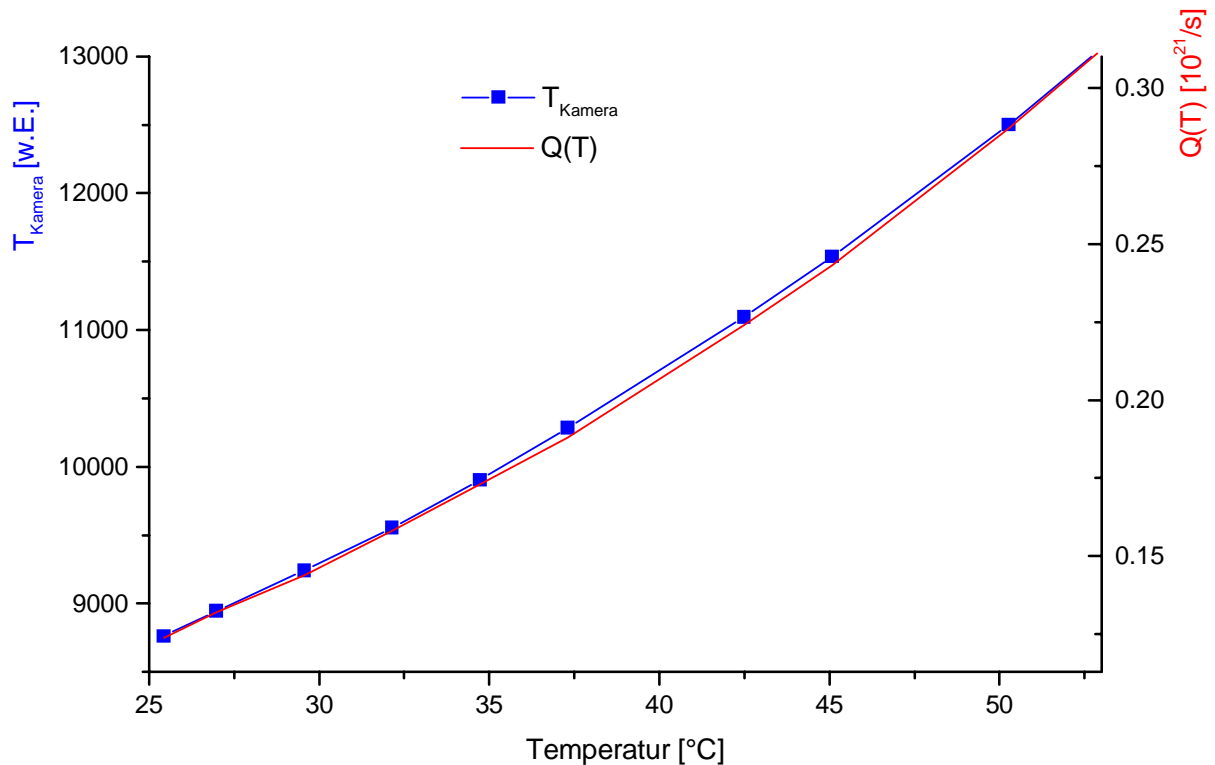
wieder zurück auf sich selbst abgebildet wird, also an Orten, wo das vermessene Flächenelement senkrecht zur gedachten Verbindungslinie Kamera-Flächenelement steht. Meist ist dies bei den vorhin erwähnten gewölbten Knicken der Folie gegeben. Entsprechende Signalunterschiede sind auch bei Solarzellen mit planen Antireflexschichten beobachtet worden (Bild 12). Hier kann eine Rückspiegelung des Sensors durch eine Verkippung der Solarzelle teilweise beseitigt werden (dies bewirkt jedoch keine Besserung bei den erwähnten Knicken). Bei diffus reflektierenden Solarzellen wurde dieses Problem nicht beobachtet. Nach den in dieser Arbeit gesammelten Erfahrungen führen diese statischen Signalunterschiede leider zu starken Amplitudensignalen zu Beginn einer Lock-In-Messung, die erst nach sehr langen Messzeiten verschwinden.

Wegen dieser Probleme und den vergleichsweise geringen erzielten Verbesserungen in Signalstärke und lateraler Auflösung wurde auf den Einsatz der IR-Emitterfolien verzichtet.

#### 3.2. *Eichung und Kalibrierung der Thermokamera*

Die Thermokamera liefert eine 14bit Auflösung der gemessenen Temperatur, d.h. ihren Messbereich unterteilt sie in 16384 ( $2^{14}$ ) verschiedene Werte von denen jeder einem festen Temperaturwert entspricht. Der Messbereich und auch die Temporaufauflösung ändern sich jedoch mit der eingestellten Integrationszeit. Herstellungsbedingt ist die Sensitivität der einzelnen Bildpunkte (Pixel), welche einer bestimmten Fläche des Sensor-Arrays entsprechen, nicht homogen über den Sensor verteilt. Deshalb kann eine Kalibrierung der Kamera vorgenommen werden, mit welcher ein Offset und ein Verstärkungsfaktor für jeden einzelnen Pixel bestimmt und kameraintern in einer NUC-Tabelle (Non Uniformity Correction [5]) gespeichert wird. Die Berechnung erfolgt kameraintern über eine 2-Punktmessung, d.h. es werden nacheinander 2 Bilder einer im Idealfall homogen im Messbereich abstrahlenden Fläche (homogene Verteilung der Temperatur und Emissivität) aufgenommen, für welche entweder Integrationszeit der Kamera oder Temperatur der Fläche variiert werden. Bei dem in der verwendeten Kamera eingesetzten InSb-FPA-Sensor (Focal Plane Array) muss diese NUC-Korrektur öfters durchgeführt werden, da sich der Inhomogenitätscharakter von InSb-FPA-Sensoren zeitlich und von Kühlvorgang zu Kühlvorgang verändert. Die NUC sollte somit nach Erreichen der Betriebstemperatur der Kamera geschehen, also nach erfolgter Kühlung des Sensors. Zusätzlich kann intern eine Bad-Pixel-Tabelle gespeichert werden, zur Erfassung herstellungsbedingt vorhandener fehlerhafter Bildpunkte. Der angezeigte Temperaturwert der in dieser Tabelle gespeicherten Bildpunkte wird über eine Mittelwertbildung der umliegenden Bildpunkte errechnet.

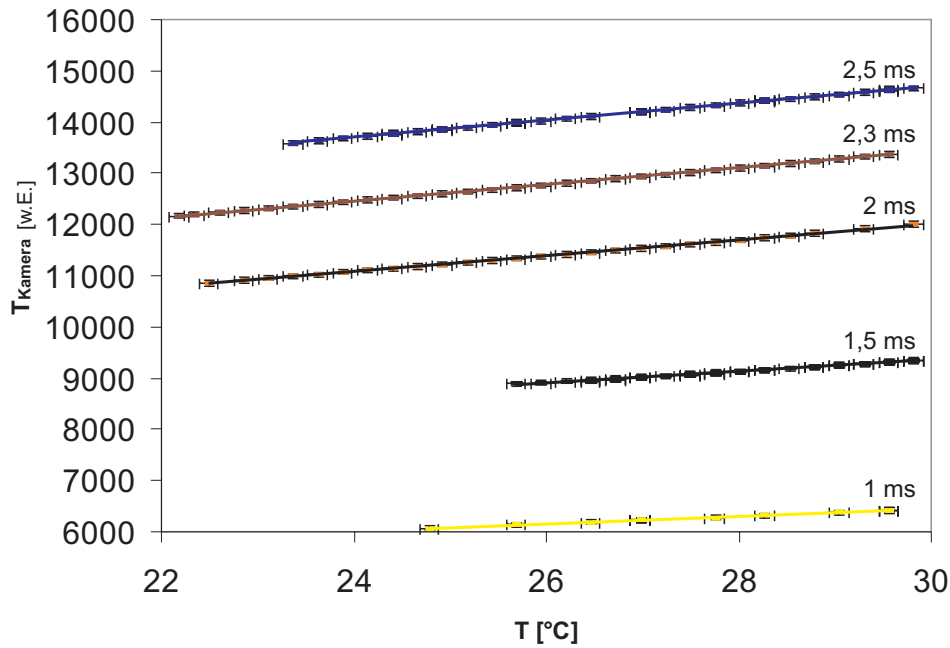
Um einen Bezug der 16384 Kameraeinheiten zu absoluten Temperaturwerten herzustellen, muss eine Eichung vorgenommen werden. Für die Lock-In-Thermographie selbst ist jedoch die Kenntnis des entsprechenden Temperaturzuwachses je Kameraeinheit (im weiteren als  $S_K$  bezeichnet) ausreichend, da ein vorhandener Temperaturoffset durch die Lock-In-Berechnung wegfällt (siehe Gleichung (2.4) und (2.5)). Für die Eichmessung wird ein schwarz lackierter Kühlkörper verwendet, der über einen Widerstand geheizt werden kann. Zum einen wird nun mit der Thermokamera die Temperatur des Kühlkörpers gemessen, gemittelt über eine Fläche des Kühlkörpers mit annähernd homogener Temperaturverteilung. Zum andern erfolgt die Messung über ein Pt100-Element (Kaltleiter). Das Pt100 ist hierbei in unmittelbarer Umgebung der mit der Kamera vermessenen Fläche in gutem Wärmekontakt auf den Kühlkörper aufgebracht. Ein Pt100 (100  $\Omega$  entspricht  $0^\circ\text{C}$ ) ist ein genormtes Bauteil mit annähernd linearer Abhängigkeit seines elektrischen Widerstands mit der Temperatur. Aufgrund des linearen Charakters und da nur Temperaturänderungen gemessen werden müssen, wurde für die Eichung darauf verzichtet, den Serienwiderstand der Zuleitungen zum Ohmmeter für die Widerstandsmessung zu berücksichtigen.



**Bild 13:** Eichmessung über einen großen Temperaturbereich, Integrationszeit  $t_i=1,5$  ms. Die einer Temperatur entsprechenden Messwerte der Kamera verlaufen über einen größeren Temperaturbereich offensichtlich nicht linear. Deshalb kann für eine Eichmessung nicht eine einfache 3-Punkt-Eichung durch Messung weit auseinander liegenden Temperaturen vorgenommen werden.  $Q(T)$  ist die spektrale Photonrate eines mit der Temperatur  $T$  strahlenden schwarzen Körpers im Messbereich der Kamera (3-5  $\mu\text{m}$ ).

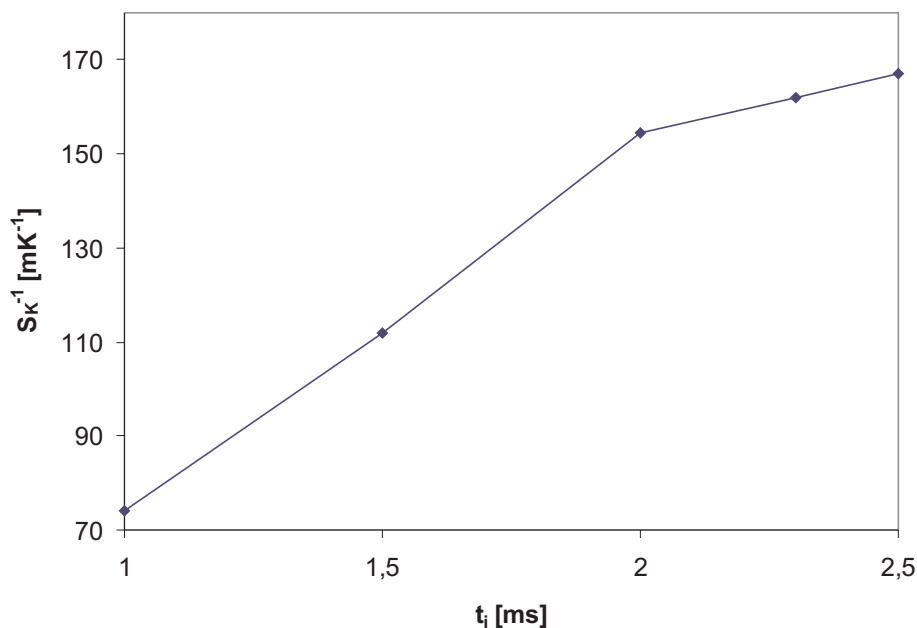
Die als Vergleich dienende Kurve  $Q(T)$  (die meisten IR-Detektoren sind Photonenzähler) wurde durch Integration der spektralen Photonendichte der Strahlung eines schwarzen Körpers über den Wellenlängenbereich von 3-5  $\mu\text{m}$  und einem Raumwinkel von  $4\pi$  errechnet. Die Probe wurde für die Messung kontinuierlich erwärmt. Deswegen wird die über den Pt100 ermittelte Temperatur bei einer zu schnellen Erhitzung des Kühlkörpers leicht unter der tatsächlichen Temperatur der vermessenen Oberfläche des Kühlkörpers liegen, da der Pt100 eine gewisse Zeit benötigt um annähernd ein thermisches Gleichgewicht mit dem Kühlkörper zu erreichen. Aufgrund des nichtlinearen Charakters von  $Q(T)$  ändert sich somit die Skalierung der Kamertemperatur. Lock-In-Thermographiemessungen an Solarzellen spielen sich in einem kleinen Temperaturbereich von wenigen Kelvin ab. Für diesen Bereich ist  $Q(T)$  in guter Näherung linear:





**Bild 14:** Eichmessung für 5 verschiedene Integrationszeiten. In diesem kleineren Temperaturbereich sind die Kamerawerte weitestgehend linear von der gemessenen Temperatur abhängig. Die entsprechenden Temperaturzuwächse je Kameraeinheit lassen sich somit für verschiedene Integrationszeiten messen.

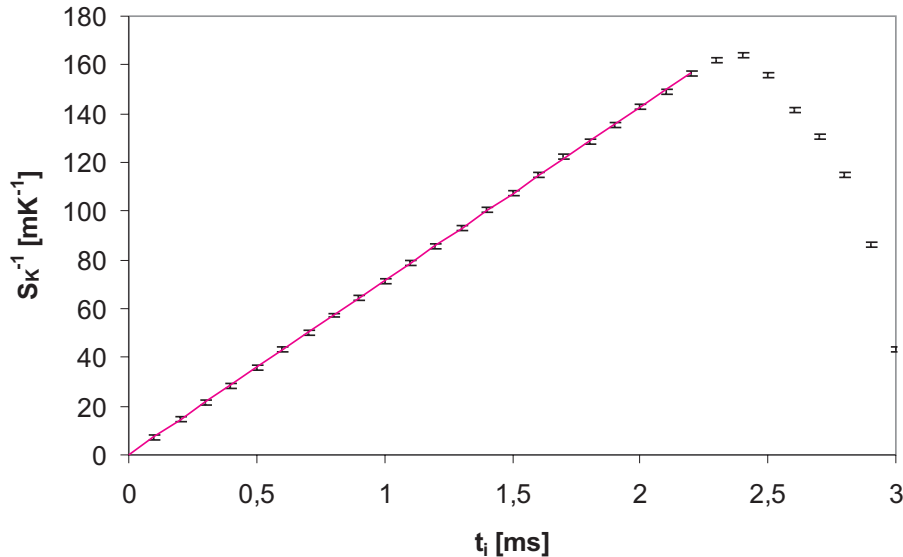
Für jede dieser 5 Messungen wurde vor der Messung eine Kalibrierung der Kamera vorgenommen. Im Diagramm dargestellt sind die Heizkurven (mit Ausnahme bei 1 ms Integrationszeit, in der Heiz- und Kühlkurve in derselben Kurve aufgetragen sind). Zur Kontrolle wurden ebenfalls die Kühlkurven vermessen. Diese weichen nur geringfügig von den Heizkurven ab, teilweise ist dies begründet durch wechselnde Umgebungsbedingungen. Für diese 5 Integrationszeiten ergeben sich die Temperaturskalierungen wie folgt:



**Bild 15:** Inverse Thermokamera-Temperaturskalierung  $S_K^{-1}$  in Abhängigkeit der Integrationszeit  $t_i$ . Aufgetragen ist hier der Zuwachs des Kameratemperaturwertes je Kelvin ( $S_K^{-1}$ ) in Abhängigkeit der Integrationszeit. Bei höheren Integrationszeiten ist diese Eichung nicht mehr zuverlässig aufgrund zu hoher verwendeter Temperaturen in der Eichung.



Folgendes Diagramm zeigt die lineare Abhängigkeit der inversen Temperaturskalierung von der Integrationszeit. Dabei wurde nach einer einmaligen Kalibrierung bei  $t_i = 1,5$  ms die Temperaturskalierung für unterschiedliche Integrationszeiten durch eine 3-Punktmessung bei 3 unterschiedlichen Temperaturen (ca. 24,3°C, 28,8°C, 31,6°C) ermittelt.



**Bild 16: Lineare Abhängigkeit von  $S_K^{-1}$  und  $t_i$ .** Offenbar wächst die inverse Temperaturskalierung linear mit der Integrationszeit an. Somit genügen wenige zuverlässige Eichmessungen bei verschiedenen Integrationszeiten um für beliebige Integrationszeiten zuverlässig durch Interpolation eine Temperaturskalierung angeben zu können. Die Nichtlinearität bei großen Integrationszeiten liegt wiederum an zu hohen Temperaturen bei den Eichmessungen.

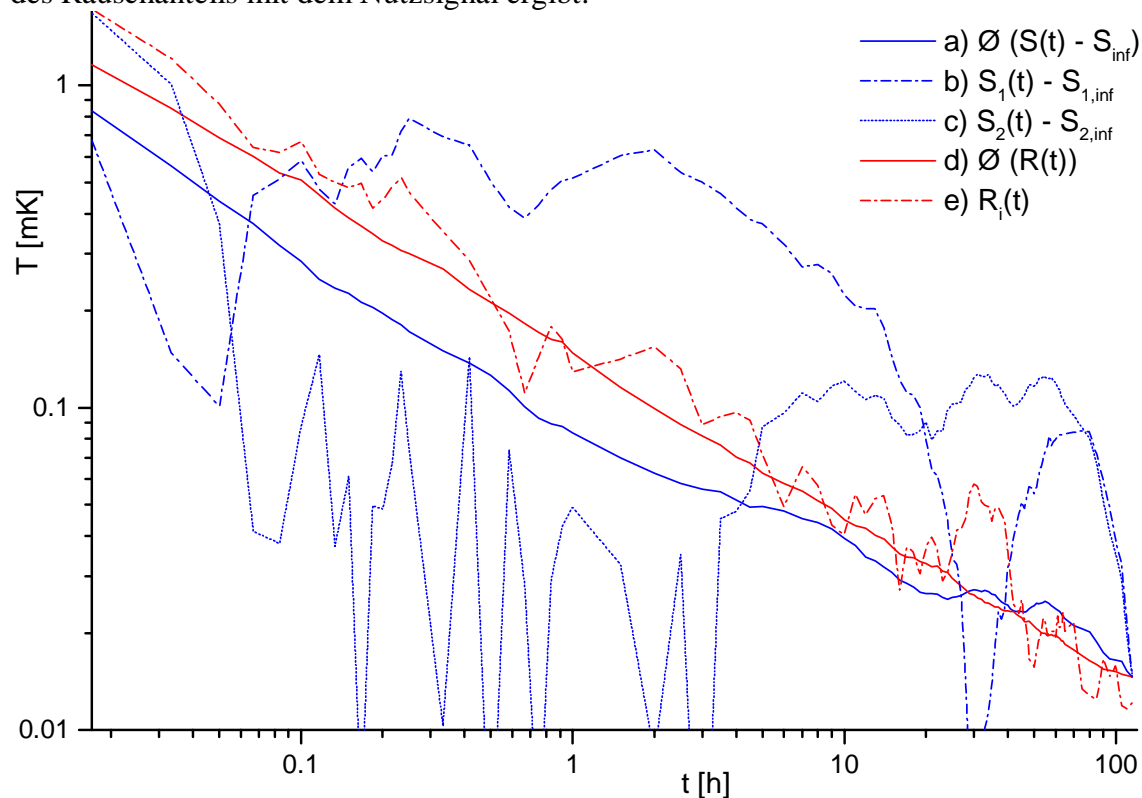
Die Abweichung der Linearität von  $S_K^{-1}$  bezüglich  $t_i$  bei hohen Integrationszeiten liegt an den zu hohen Temperaturen für diese Integrationszeiten. Die Messungen für Bild 16 wurden im Vergleich zu denen in Bild 15 bei kühleren Umgebungstemperaturen vorgenommen. Deshalb ist hier die Linearität auch noch bei höheren Integrationszeiten gegeben. Zudem variieren die Messungen von  $S_K^{-1}$  bei gleichen Integrationszeiten um bis zu 10 %. Die Vermutung liegt hier nahe, dass die Umgebungsbedingungen deutlichen Einfluss auf die Kamerakalibrierung nehmen und diese Variationen begründen, und nicht etwa ein Mangel in der Eichmessung selbst. Genauer lässt sich jedoch erst nach einem Umzug der Anlage in eine klimatisierte Umgebung feststellen. Für genaue quantitative Messungen sollte unter den aktuell herrschenden Gegebenheiten im Anschluss an eine Kalibrierung ebenfalls eine Eichung der Kamera vorgenommen werden. Ansonsten genügt eine Abschätzung von  $S_K$  aus Bild 16:

$$S_K = \left( 0,25 \text{ mK}^{-1} + \frac{71,3}{\text{mK} \cdot \text{ms}} \cdot t_i \right)^{-1}$$

Nicht gemessen und berücksichtigt wurde für diese Eichmessungen die IR-Emissivität des verwendeten Kühlkörpers, die vermutlich geringfügig von 1 abweicht.

### 3.3. Zeitlicher Verlauf einer Thermographie-Messung

Wie folgende Messung zeigt, ist die Genauigkeit der gemessenen Temperaturwerte in der Lock-In-Messung nicht nur durch den Fehler bestimmt, welcher sich aus der Überlagerung des Rauschanteils mit dem Nutzsignal ergibt.

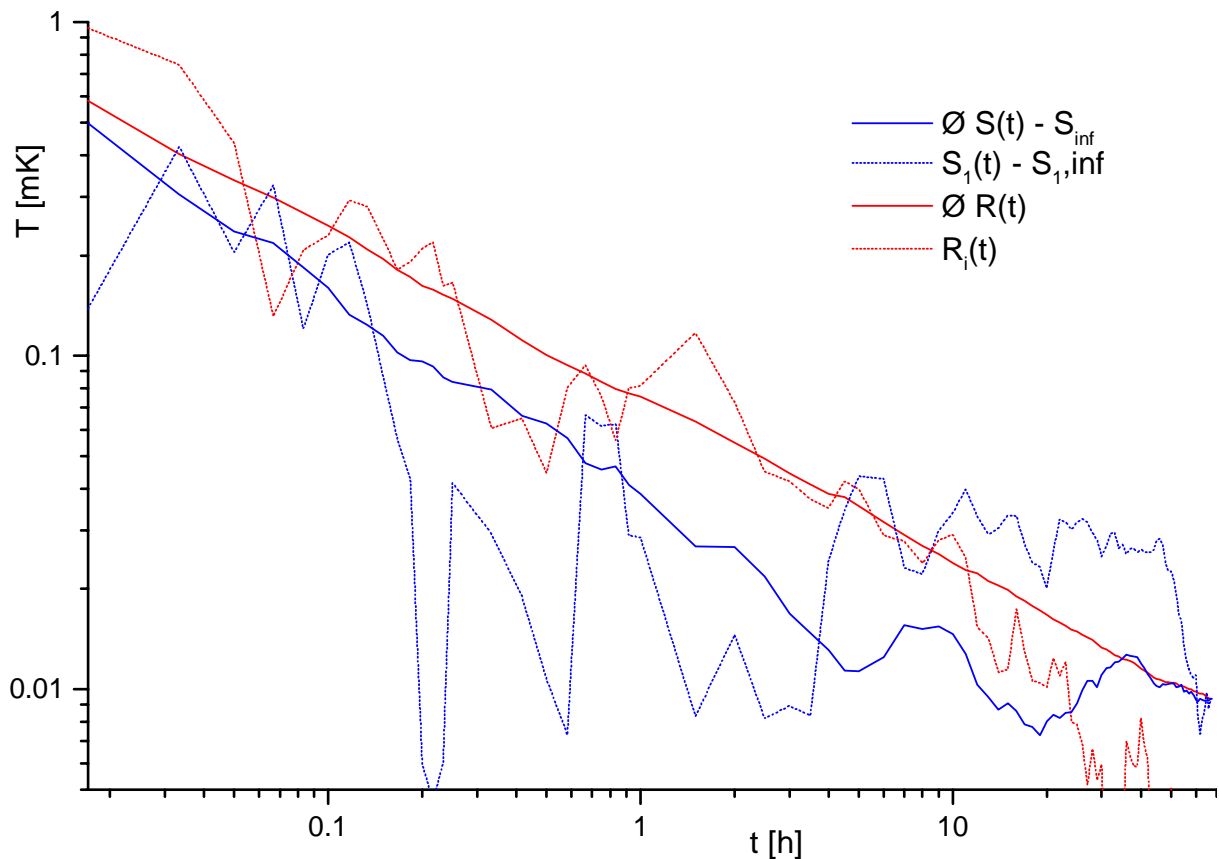


**Bild 17:** Zeitliches Verhalten des Signals einer modulierten Wärmequelle S und einer nicht modulierten Fläche R als Rauschen, zum einen über Amplituden-Mittelwerte (a und d) vieler Bildpunkte und zum anderen über die Amplitudenwerte einzelner Bildpunkte (b, c und e).  $S_{inf}$  und  $S_{i,inf}$  haben die Bedeutung der Signale, welche nach unendlich langer Messzeit gemessen würden. Diese wurden abgeschätzt durch die Signal-Amplitude zuzüglich der Rauschamplitude nach 115 h Messzeit. a, b und c entsprechen somit einer Standardabweichung. Selbst nach sehr langen Messzeiten von über 50 Stunden schwanken die Amplitudenwerte einzelner Bildpunkte in Quellposition S<sub>1</sub> der Quelle S (14 mK) bzw. in einem geringen Abstand S<sub>2</sub> (1,4 mK) der Quelle S noch um jeweils bis zu 100  $\mu$ K. Die Integrationszeit betrug 1 ms.

Zur Bestimmung des Restanteils des Rauschens R der Lock-In-Messung in Bild 17 wurde der zeitliche Amplitudenverlauf einer sich neben der Solarzelle befindlichen Fläche bestimmt. Wärmemodulationen dieser Fläche sollten somit unkorreliert zur Lock-In-Frequenz sein. Die Wärmequelle S ist der Kurzschluss links unten in Bild 31.

Schon nach 2 Stunden Messzeit fällt der Rauschanteil unter 100  $\mu$ K. Dennoch schwanken die gemessenen Amplitudenwerte in der Nähe von Wärmequellen selbst nach über 50 Stunden Messzeit teilweise noch um bis zu 100  $\mu$ K. Die mittlere Schwankung in einem Bereich um die Wärmequelle ist hingegen schon nach 20 Stunden geringer als 26  $\mu$ K.

Für die Aufnahme dieser Messkurve wurde die laufende Messung öfters unterbrochen um die Daten zu speichern, beginnend in Minutenabständen, gegen Ende der Messreihe in stündlichen Abständen. Diese Unterbrechungen und damit verbundene auftretende Unterbrechungen der Spannungsmodulation könnten durchaus eine merkliche Störung der Messung bedeuten. Wie in 3.5 beschrieben, können solche Messunterbrechungen bei dem verwendeten Aufbau technisch bedingt auch ohne Einflussnahme des Benutzers auftauchen.



**Bild 18:** Bei höherer Integrationszeit (2,5 ms) ist der Rauschanteil merklich verringert. Schon nach 10 Stunden Messzeit sind die Schwankungen unterhalb 30  $\mu\text{K}$ . Diese Messung ist jedoch nicht direkt mit der in Bild 17 dargestellten Messung vergleichbar, da außer der Integrationszeit auch andere Parameter (wie Bildwiederholrate, Lock-In-Frequenz, Lock-In-Modulation) verändert wurden.

Thermische Auflösungen von ca. 10  $\mu\text{K}$  sind bei hohen Integrationszeiten und Messzeiten im Bereich eines Tages noch erreichbar. Übliche Messzeiten betragen in etwa eine Stunde. Dabei wird in den beiden gezeigten Beispielen eine thermische Auflösung von ca. 130  $\mu\text{K}$  (1 ms Integrationszeit) bzw. 70  $\mu\text{K}$  (2,5 ms Integrationszeit) erlangt.

### 3.4. Farbtabelle

In thermographischen Aufnahmen ist es üblich, Temperaturen und Phasenverschiebung durch Farben darzustellen. In sämtlichen in dieser Arbeit dargestellten Thermogrammen wird der dargestellte Messbereich linear auf 256 Farben verteilt:

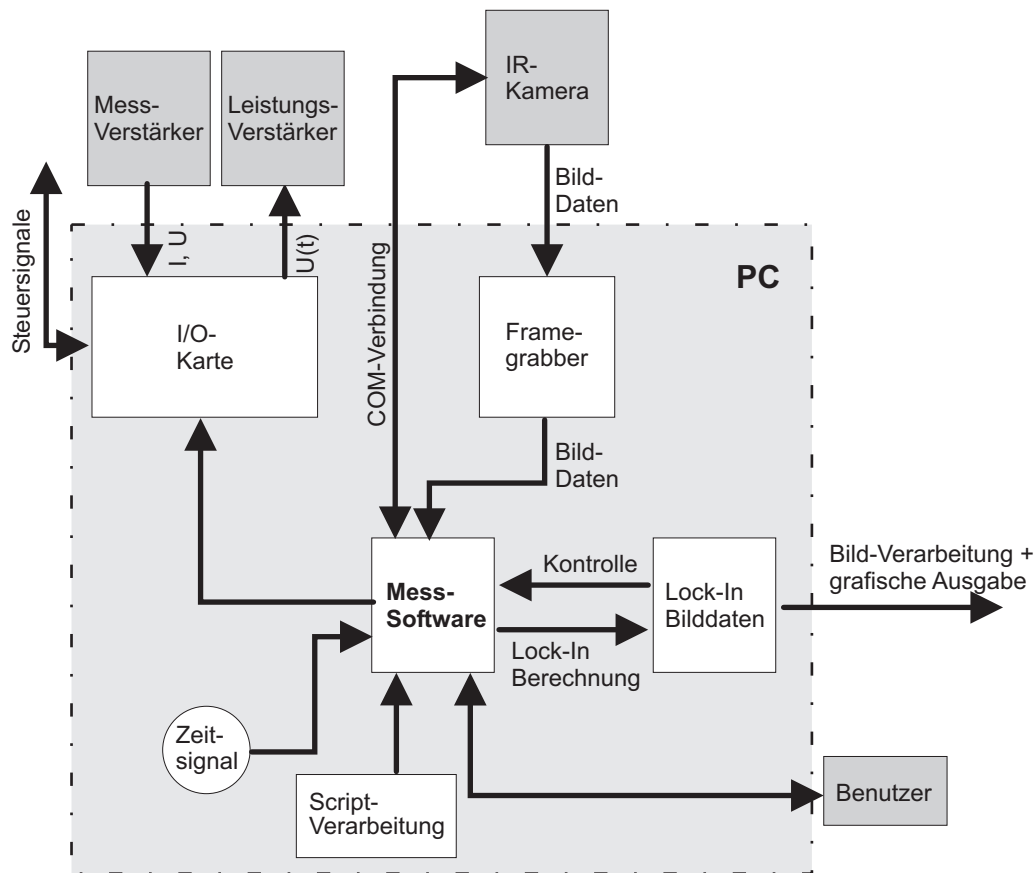


**Bild 19:** Farbskalierung der Thermogramme in 2 Darstellungen. Oben die Darstellung für die Amplitude, unten die umgekehrte Farbdarstellung für die Phase.

### 3.5. Software

Die Entwicklung der Messsoftware unter der Entwicklungsumgebung Delphi war ein Hauptbestandteil dieser Diplomarbeit. Als Basis diente ein Programm, welches die

Kommunikation und den Bilddatenaustausch zwischen Thermokamera und Framegrabber-Karte steuerte (freundlicherweise von Fa. InfraTec zur Verfügung gestellt). Dieses Programm wurde erweitert, um folgende Funktionalität zu liefern:



**Bild 20: Funktionalität der Mess-Software. Eine effiziente Lock-In-Verarbeitung der eintreffenden Bilddaten ist nötig um die große, dauernd anfallende Datenmenge in Echtzeit zu bewältigen.**

Die Hauptaufgabe der Software ist die Lock-In-Berechnung und die Generierung des Lock-In-Referenzsignals, welches über die I/O-Karte ausgegeben wird.

#### **Lock-In-Berechnung:**

Für jedes von der Kamera gelieferte Bild müssen die Temperaturwerte sämtlicher 76800 Pixel mit den beiden Korrelationsfunktionen  $\sin$  und  $\cos$  multipliziert und Bild für Bild aufsummiert werden. Bei einer maximalen Bildwiederholrate von 172 Hz sind dies 26.419.200 Gleitkomma-Multiplikationen und ebenso vielen Gleitkomma-Additionen je Sekunde. Bei dem aktuell verwendeten Rechner dauert eine einzige Bildberechnung bei 120 Hz ca. 2 ms. Somit können auch simultan noch andere Lock-In-Berechnungen durchgeführt werden, wie schon beispielsweise in (2.10) und (2.11) erwähnt. Das Ergebnis der Lock-In-Berechnungen wird für einige zehn bis hundert vollständige Lock-In-Perioden zwischengespeichert und verworfen, falls einzelne Bilder, beispielsweise wegen System-Interrupts, in der Berechnung nicht berücksichtigt wurden. Zu jeder neu beginnenden Lock-In-Periode wird die aktuelle Zeit  $t_1$  bei Eintreffen des ersten Bildes gemessen und daraus die erwarteten Zeiten der nächsten eintreffenden Bildern ( $t_{2-N}$  bei N Bildern/Lock-In-Periode) berechnet. Somit wird gewährleistet, dass im Rahmen der Rechnergenauigkeit die Summe der  $\sin$ -/cos-Terme Null ergibt und somit DC-Anteile, welche eine Topographie der fotografierten Fläche beinhalten, sehr gut weggemittelt werden.

**Generierung des Lock-In-Referenzsignals:**

Da die verwendete I/O-Karte keinen eigenen Frequenzgenerator besitzt, muss die gewünschte Signalform softwaremäßig berechnet werden. Dafür wird frequentiert ein Zeitsignal abgefragt, der Spannungs-Digitalwert hierfür berechnet und die Spannung an der Karte ausgegeben bis zur nächsten erfolgenden Spannungsaktualisierung. Deshalb ist hier ein genaues und hochfrequentes Zeitsignal von Nöten, um beispielsweise einen Sinus durch möglichst viele Werte anzunähern.

Solch ein hochfrequenter Taktgenerator ist bei modernen Computer-Mainboards gegeben. Der im Messrechner vorhandene Zeitgeber hat eine Frequenz von ca. 3 MHz und liefert eine ausreichend hohe Zeitgenauigkeit, um auch Lock-In-Referenzsignale im KHz-Bereich gut berechnen zu können.

Dennoch gibt es Probleme bei höheren Lock-In-Frequenzen. Bei gleich bleibender Genauigkeit des Sinussignals (konstanter Anzahl von Spannungswerten je Sinus-Schwingung) steigt die Anzahl der zu berechnenden Spannungswerte und somit auch die für die Berechnung nötige CPU-Zeit linear mit der Frequenz der Lock-In-Referenz. Dies tritt in Konkurrenz mit der Lock-In-Berechnung zur Auswertung der mittels der Framegrabber-Karte eingelesenen Bilder. Hier ist es unabdingbar, dass das aktuelle Bild fertig verarbeitet werden kann, noch bevor das nächste Bild bereitsteht. Speziell bei hohen Frameraten, Verarbeitung mehrerer Lock-In-Frequenzen gleichzeitig und hohen Lock-In-Frequenzen führt dies zu deutlichen Abstrichen in der Qualität des auszugebenden Signals.

Ein weiteres Problem tritt bei der Aktualisierung der Benutzeroberfläche auf. Während dieser kann die Spannungsaktualisierung systembedingt nicht vorgenommen werden, was dazu führt, dass die Spannung für 1-2 Lock-In-Perioden (je nach Lock-In-Frequenz) auf einem konstanten Pegel gehalten wird. Diese Messpause führt folglich zu einer kleinen Drift aus dem quasi-thermischen Gleichgewicht, d.h. nach jeder dieser Messpausen folgt wieder eine Thermalisierung. Dies könnte sich negativ auf die Messung auswirken, wenn sich solche Pausen stark häufen.

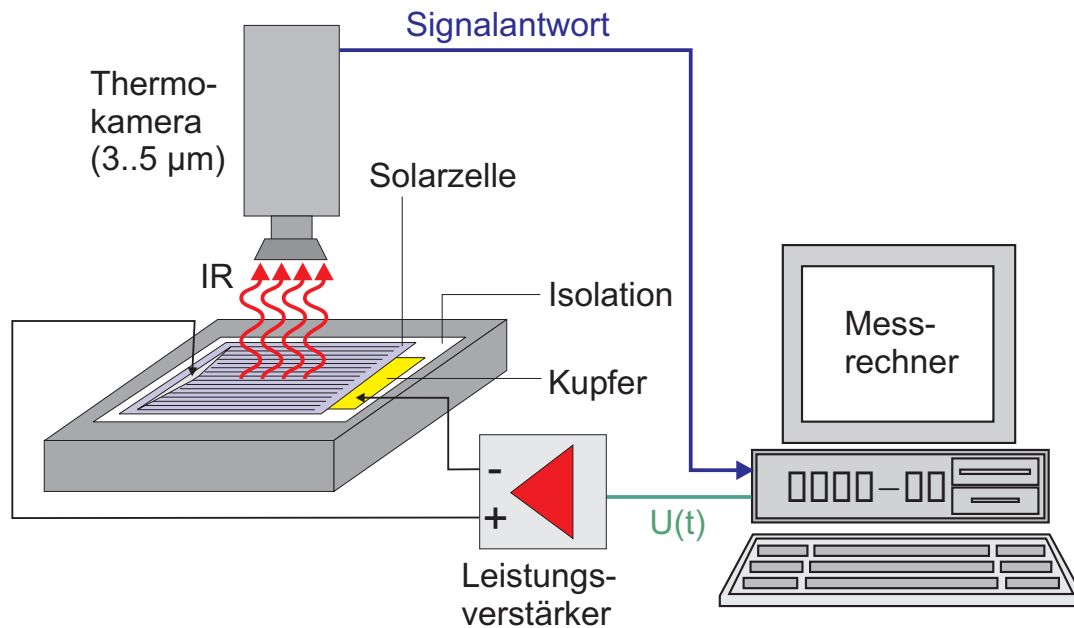
Aus diesen Gründen wurde der Wechsel auf ein Dual-Prozessor-System vollzogen. Hierbei steht der Generierung des Lock-In-Referenzsignals ein Prozessor alleine zu Verfügung. Dies entspricht einem guten Kompromiss zwischen einem externen Signalgenerator, welcher als eigenständiges, für den Zweck optimiertes Gerät eine saubere Signalform liefert und der einfachen Zeitsynchronisierung der Signalgenerierung und Lock-In-Berechnung durch das Verwenden desselben rechnerinternen Zeitsignals.



## 4. Messmethode: Kontakt-Thermographie

Die Kontakt-Thermographie wurde auf Basis der Arbeit von Breitenstein [2] umgesetzt. Die Bezeichnung „Kontakt“ bezieht sich hierbei auf die elektrische Kontaktierung für die Signalaufprägung, die eigentliche Temperaturmessung selbst ist kontaktfrei. Es wurde hierbei eine Vielzahl von Solarzellen mit verschiedensten Mess-Parametern untersucht. Die interessantesten Ergebnisse dieser Messungen werden in diesem Kapitel vorgestellt.

### 4.1. Messaufbau



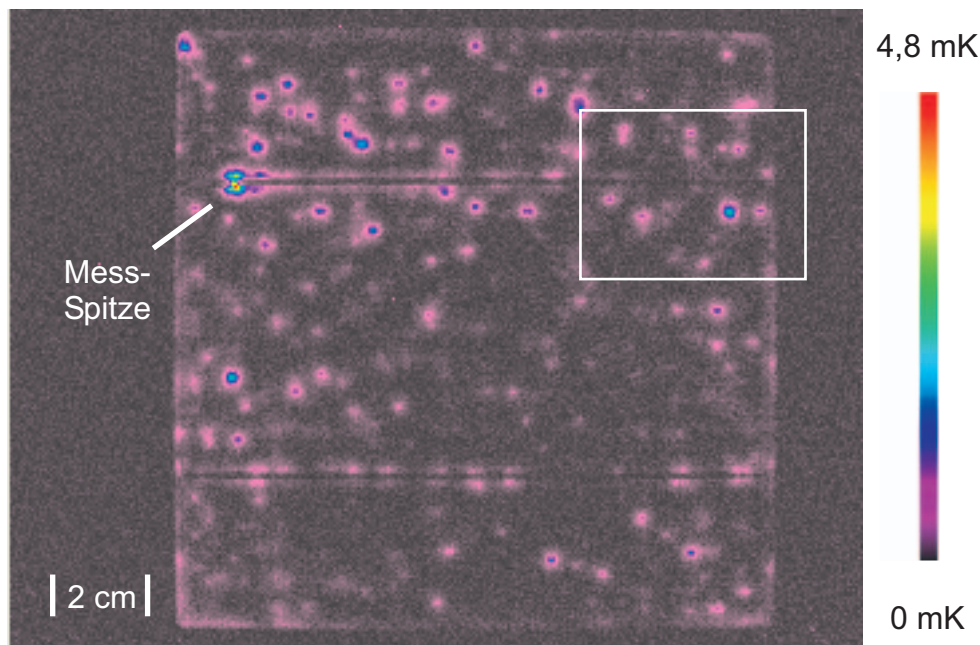
**Bild 21: Messaufbau der Kontakt-Thermographie.** Es wird eine extern generierte, mit der Lock-In-Frequenz modulierte Spannung zwischen Basis und Emitter der Solarzelle angelegt. Auftretende Kurzschlussströme können durch ihre erzeugte Verlustwärme detektiert werden. Für diese Messmethode ist eine Metallisierung von Basis und Emitter nötig, im Gegensatz zu der in Kapitel 5 vorgestellten Licht-Thermographie.

In dieser Messmethode wird durch Herstellung von elektrischen Kontakten einer externen Spannungsquelle zu den auf der Emitter und Basis befindlichen Metallen direkt eine elektrische Spannung zwischen Basis und Emitter angelegt. Die durch Kurzschlussströme erzeugte Erwärmung ist korreliert mit der angelegten Spannung und lässt sich mit dem Lock-In-Verfahren messen. Andere Wärme erzeugende Mechanismen, wie beispielsweise die ständig vorhandene Rekombination thermisch angeregter freier Ladungsträger, besitzen keine Korrelation zu der angelegten Spannung und besitzen somit die Charakteristik eines Rauschens mit einem Offset-Anteil, welche durch die Lock-In-Messung unterdrückt wird. Durch die freie Wahl der Modulations- und Vorspannung kann die Solarzelle in einfacher Weise in jedem Teil ihrer Kennlinie vermessen werden (siehe 2.2.2).

### 4.2. Kurzschluss durch Emitter

Wird ein Metall für einen ohmschen Kontakt auf die n-Schicht aufgelegt (siehe Abschnitt 1.3), so kann unter ungünstigen Voraussetzungen das Metall die n-Schicht durchdringen und einen Kurzschluss zur darunter liegenden p-Schicht bilden. Die Solarzelle hat nun einen Kurzschluss.

Im Folgenden sind ausführlich Messungen zur Veranschaulichung solcher Kurzschlüsse dargestellt.



**Bild 22: Amplitudenbild einer multikristallinen Solarzelle:  $f_{LI} = 15$  Hz, 0,5 V Vorspannung, 0,2 V Sinus-Modulation, Messzeit 60 Minuten, Integrationszeit 2,8 ms. Diese Messung zeigt eine Vielzahl von Kurzschlüssen.**

Bild 22 zeigt die Messung einer alkalisch texturierten multikristallinen Solarzelle ( $12,5 \times 12,5 \text{ cm}^2$ ) mit erfolgter Randtrennung (siehe 4.3) durch Plasmaätzung. Hergestellt wurde diese Zelle zur Untersuchung der verbesserten Lichteinkopplung durch die Texturierung. Gut sichtbar ist die Erwärmung durch den Stromfluss durch die Mess-Spitze, wie bereits in Abschnitt 3.1 erwähnt.

Die wichtigsten charakterisierenden Daten einer Solarzelle sind für diese Zelle in folgender Tabelle dargestellt:

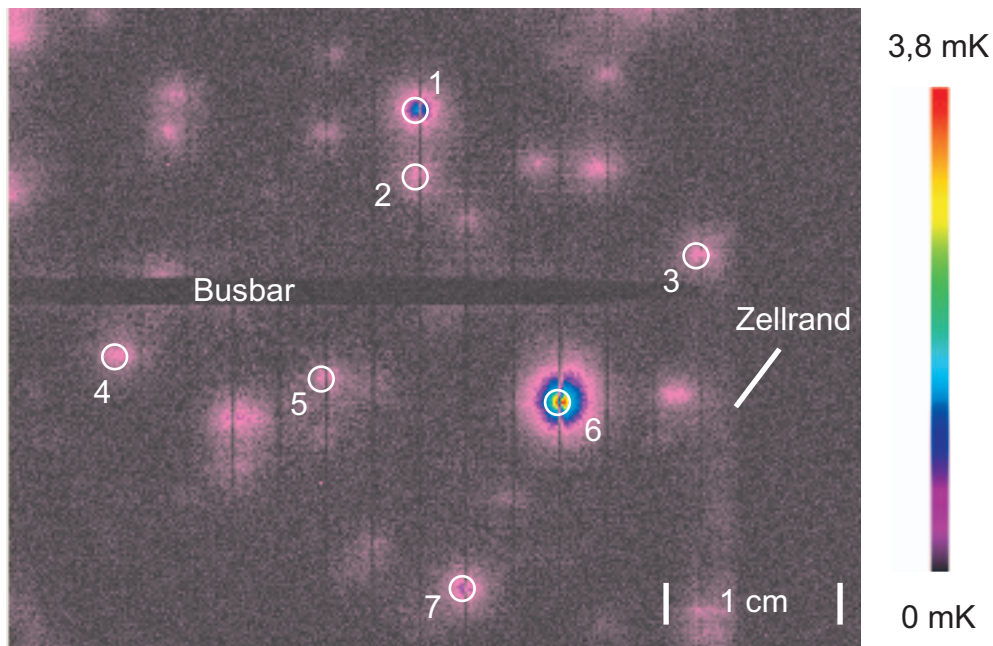
$R_{sh}$ [ $\Omega\text{cm}^2$ ]	FF [%]	$j_{sc}$ [ $\text{mA}/\text{cm}^2$ ]	$V_{oc}$ [mV]	$\eta$ [%]
518	72,2	32,9	608	14,4

**Tabelle 3:  $R_{sh}$ : Shuntwiderstand, FF: Füllfaktor,  $j_{sc}$ : Kurzschlussstromdichte,  $V_{oc}$ : offene Klemmenspannung,  $\eta$ : Wirkungsgrad**

Die Bedeutung dieser für die Solarzellenforschung und –industrie wichtigen Größen werden in [11] erklärt. Der im Vergleich zu üblichen 76-78 % niedrigere Füllfaktor ist durch die zahlreich sichtbaren Shunts in Bild 22 zu erklären. Vor der Aufnahme dieser Thermographiemessungen wurden eher Probleme am Rand der Zelle vermutet, da zur Randtrennung ein neuer Plasmaätzer verwendet wurde, mit welchem noch keine Erfahrungen bezüglich seiner Eignung zur Kantenisolation gesammelt wurden.

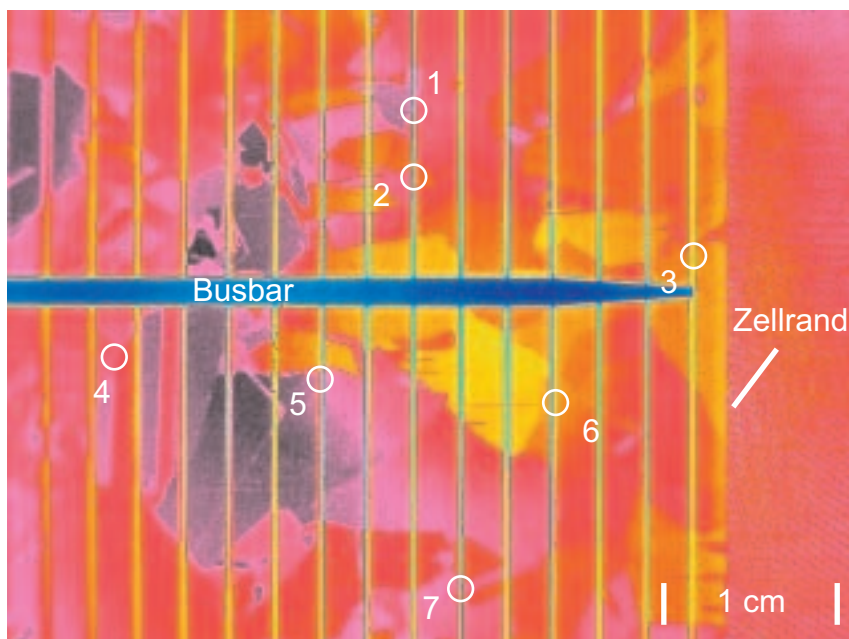
Um die Art der Kurzschlüsse zu untersuchen, wurde der in Bild 22 weiß eingerahmte Bereich in einer zweiten Messung vergrößert vermessen:





**Bild 23: Amplitudenbild:  $f_{LI} = 15$  Hz, 0,5 V Vorspannung, 0,2 V Sinus-Modulation, Messzeit 60 Minuten, Integrationszeit 3 ms. Offenbar liegen die meisten Kurzschlüsse direkt unter den Kontaktfingern. Mit der verwendeten Kameraoptik ist dies die maximal mögliche Vergrößerung.**

Viele Kurzschlüsse liegen offensichtlich unter den Kontaktfingern (als durch die hellen Bereiche laufende, dunkle Linien erkennbar) und deuten auf einen Kontakt des auf dem Emitter aufbrachten Silbers durch den Emitter zur Basis hin.

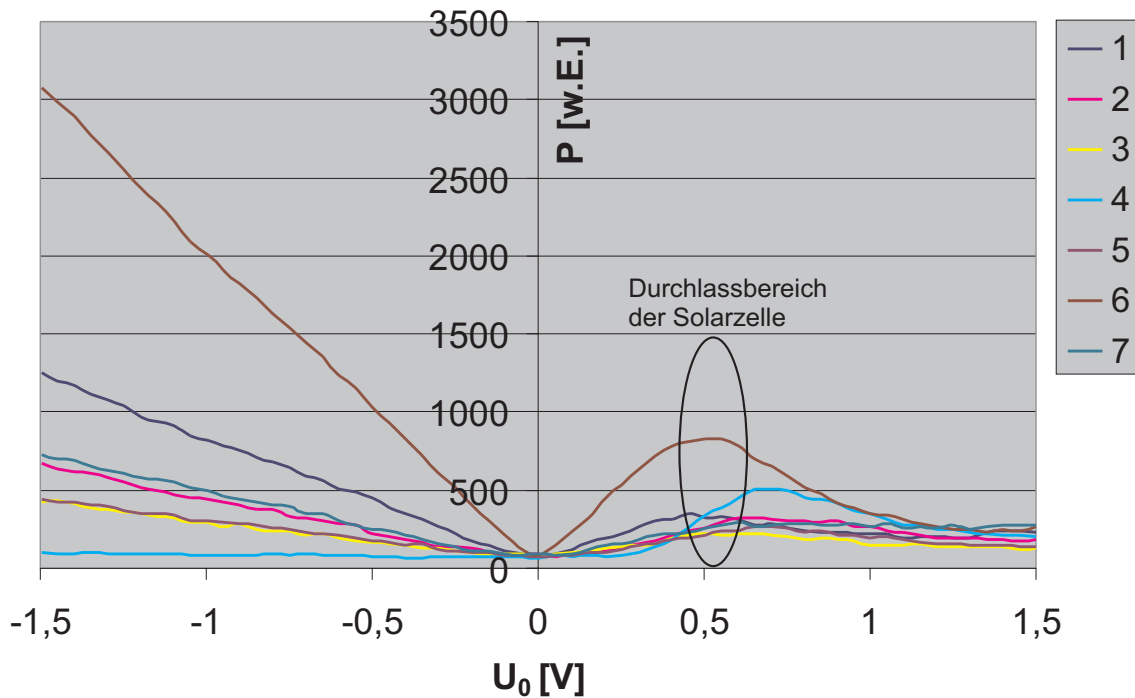


**Bild 24: IR-Topographie-Aufnahme der in Bild 23 dargestellten Fläche. Aufgrund des geringen Kameraabstandes bei dieser starken Vergrößerung, ist keine Fokussierung der gesamten Bildebene mehr möglich. Dies zeigt sich an einer Unschärfe in den äußeren Bereichen des Bildes. Deutlich sind Zellrand, Busbar, Finger und Korngrenzen der Solarzelle erkennbar. Durch Darstellung der in Bild 23 lokalisierten Kurzschlüsse in diesem Topographie-Bild zeigt sich, dass die Kurzschlüsse an Schnittpunkten von Finger und Korngrenze liegen.**

In Bild 24 wurde die Solarzelle seitlich durch eine Halogenlampe bestrahlt und ein Kamerabild aufgenommen. Unterscheiden sich angrenzende Körner deutlich in ihrer relativen Kristallorientierung zueinander, so zeigen diese Körner in der Regel unterschiedlich starke Infrarot-Reflexion bei Einstrahlung einer Infrarot-Quelle (hier ist dies die Wärmestrahlung der Halogenlampe) unter einem gegebenen Winkel. Dadurch sind in Bild 24 viele, jedoch nicht alle, Korngrenzen erkennbar. Vergleicht man nun die beiden letzten Bilder miteinander, so sieht man, dass fast alle unter den Fingern liegenden Shunts sich an Orten befinden, an welchen sich Finger und Korngrenzen kreuzen.

Bei der Prozessierung dieser Zelle wurde für die Herstellung der frontseitigen Kontaktierung eine silberhaltige Glasfritte auf die über dem Emitter liegende Silizium-Nitrid-Schicht gedruckt. In dem anschließenden Durchfeuerschritt der Zelle bei hohen Temperaturen ätzt sich diese Glasfritte durch die Silizium-Nitrid-Schicht und das darin enthaltene Silber bildet mit dem Emitter einen guten elektrisch leitenden Kontakt [16], [17]. Hierzu müssen Parameter wie Temperatur und Dauer dieses Durchfeuerschrittes stimmen. Entweder bildet sich bei zu niedrigen Temperaturen und/oder zu kurzer Dauer kein richtiger Emitter-Kontakt, oder das Silber durchdringt bei zu hohen Temperaturen und/oder zu langer Dauer den Emitter und bildet einen Kurzschluss mit der Basis. Die Vermutung liegt nun nahe, dass an Korngrenzen die Ätzrate der Silberfritte aufgrund der dort schwächer gebundenen Silizium-Atome erhöht ist und die Silberfritte an solchen Stellen schneller den Emitter durchdringt, auch bei ansonsten passenden Feuerparametern.

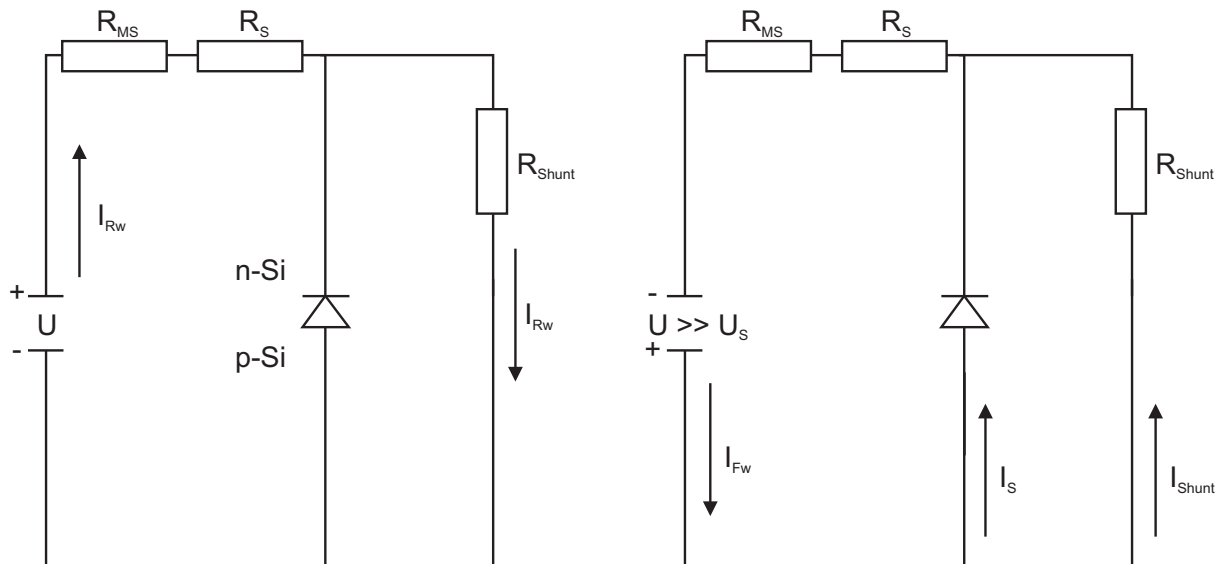
Die Art der Kurzschlüsse kann weiter untersucht werden, indem die lokale Verlustwärme (die Amplitude der Wärmemodulation) in Abhängigkeit der Vorspannung gemessen wird. Aufgrund vieler unbekannter Faktoren (Emissivität, Wärmekapazität,...) empfiehlt sich hier jedoch die Integration des Amplitudensignals über eine kleine Fläche um die zu untersuchenden Wärmequellen. Man erhält dadurch eine Größe, die proportional zur Amplitude der lokalen Verlustleistung ist. Dies ist möglich, wenn die Wärmequellen einen genügend großen Abstand zueinander haben und somit die gegenseitige Überlagerung im Amplitudensignal vernachlässigbar wird.



**Bild 25:** Dargestellt ist eine der Verlustleistungsamplitude proportionale Größe in Abhängigkeit der an die Solarzelle angelegten Vorspannung, aufgetragen für die 7 in Bild 23 gezeigten Kurzschlüsse (durch Integration der Temperaturamplitude über ein Quadrat der Kantenlänge 3,6 mm um die jeweiligen Kurzschlüsse). Sämtliche unter den Fingern liegenden Kurzschlüsse zeigen eindeutig ohmsches Verhalten im Sperrbereich der Solarzelle (Kurven 1-3, 5-7). Nur der zwischen den Fingern liegende Kurzschluss (4) deutet auf einen Schottky-Kontakt hin. Im Durchlassbereich der Solarzelle gehen die Leistungszuwächse der Shunts mit zunehmender Vorspannung deutlich zurück. Die Daten sind aus einer Messreihe von Thermographiemessungen mit sinusmodulierter Spannung der Amplitude 0,2 V und Variation der Vorspannung in 0,05 V-Schritten mit jeweils einer Stunde Messzeit zusammengetragen. Zur besseren Übersicht sind die einzelnen Messpunkte nicht aufgetragen.

Wie aus Bild 25 ersichtlich, sind ohmsche Shunts aufgrund der höheren Wärmeverluste, besser in Sperrrichtung der Solarzelle zu lokalisieren, jedoch berücksichtigen Messungen mit Vorspannungen im Bereich des Arbeitspunktes der Solarzelle die tatsächlichen Verluste im normalen Solarzellenbetrieb angemessener.

Nach (2.21) und (2.22) ist im Falle eines ohmschen Widerstands und sinusmodulierter Spannung, die Verlustleistungsamplitude proportional zur angelegten Vorspannung. Somit zeigen die unter den Fingern liegenden Kurzschlüsse im Sperrbereich der Solarzelle ein sehr gutes ohmsches Verhalten, ebenso auch im Durchlassbereich bis ca. 0,3 V. Die nichtlineare Fortsetzung ist durch das Erreichen des Durchlassbereichs der Solarzelle und des dadurch auftretenden niedrigen differentiellen Parallelwiderstandes am Beispiel des 1-Dioden-Modells ([11]) zu erklären:



**Bild 26: Stromfluss in der dunklen Solarzelle bei Annahme rein ohmscher Shuntwiderstände  $R_{Shunt}$ . Im linken Bild sperrt die Solarzelle, (fast) sämtlicher Rückwärtsstrom  $I_{Rw}$  fließt über die Shunts, in linearer Abhängigkeit zu der angelegten Spannung  $U$ . Im rechten Bild liegt eine Spannung an, die über dem Schwellwert  $U_S$  (ca. 0,5 - 0,6 V) der Solarzelle im Durchlassbereich liegt. Der Widerstand der Zelle selbst verringert sich sehr schnell mit wachsender Spannung. Der Kontaktwiderstand  $R_{MS}$  der Mess-Spitze wird in der Funktion eines Spannungsteilers ebenso wie weitere Serienwiderstände  $R_S$  die Größe des Kurzschlussstroms begrenzen. (wie z.B. den Widerständen, hervorgerufen durch Metallgrid, Metall-Halbleiter-Kontakte,...).**

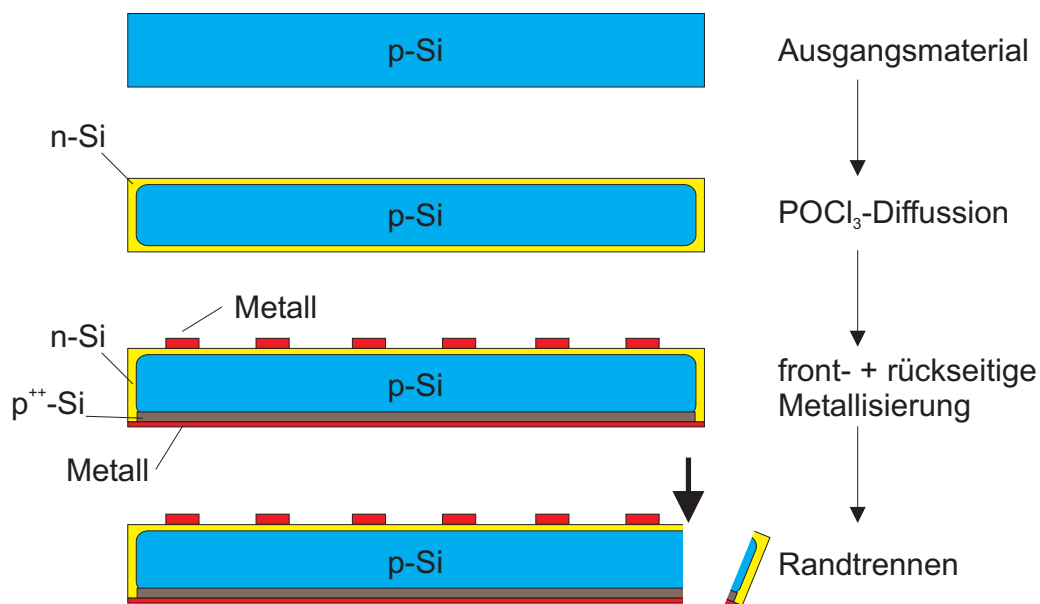
Solange der Widerstand der Diode sehr hoch ist, wenn sie also sperrt, ist der Stromfluss durch die parallelen Kurzschlüsse linear von der angelegten Spannung abhängig. Sobald aber im Durchlassbereich der Diode die Schwellwertspannung überschritten wird, fließt zusätzlich parallel zum Shuntwiderstand ein Strom über die Solarzelle, der exponentiell mit zunehmender Spannung anwächst. Der Shuntstrom steigt nicht mehr linear mit der Spannung und der Zuwachs an Verlustleistung verringert sich.

Bei diesen Messungen zeigte sich, dass die maximale Vergrößerung der Kameraoptik ausreicht, um zu sehen, dass die meisten Shunts unter Gridfinger liegen. Durch einen Vergleich mit den in der Topographie-Aufnahme sichtbaren Korngrenzen wurde festgestellt, dass die meisten Shunts an Kreuzungspunkten von Gridfinger und Korngrenzen liegen. Durch Messungen mit verschiedener Vorspannung ließen sich ohmsche (überwiegend unter den Gridfinger) und diodenartige Shunts (überwiegend zwischen den Gridfinger) trennen.

### 4.3. Randshunts

Es gibt viele unterschiedliche Solarzellenkonzepte, bezüglich des verwendeten Materials, der Struktur der Solarzelle und deren Herstellung, z.B. EWT-Zellen (Emitter Wrap Through, siehe [26], [29]), POWER-Zellen (Polycrystalline Wafer Engineering Result, siehe [27] oder [28]), MWA/MWT-Zellen (Metallization Wrap Arround/Through, siehe [21], oder Abschnitt 5.5.1), High-Voltage-Zellen ([30]). Die meisten Konzepte haben gemein, dass als Ausgangsmaterial auf dem Weg zur Solarzelle ein dotierter Halbleiter dient. Für den Großteil der verkauften Solarzellen ist dies (z.B. durch Bor) p-dotiertes Silizium. Die für die Funktion der Si-Solarzelle nötige anschließende n-Dotierung geschieht oft durch beidseitige Diffusion eines fünfwertigen Elements (z.B. durch Phosphor mit Hilfe von  $\text{POCl}_3$  in einem Rohrofen, wie in [10] beschrieben).

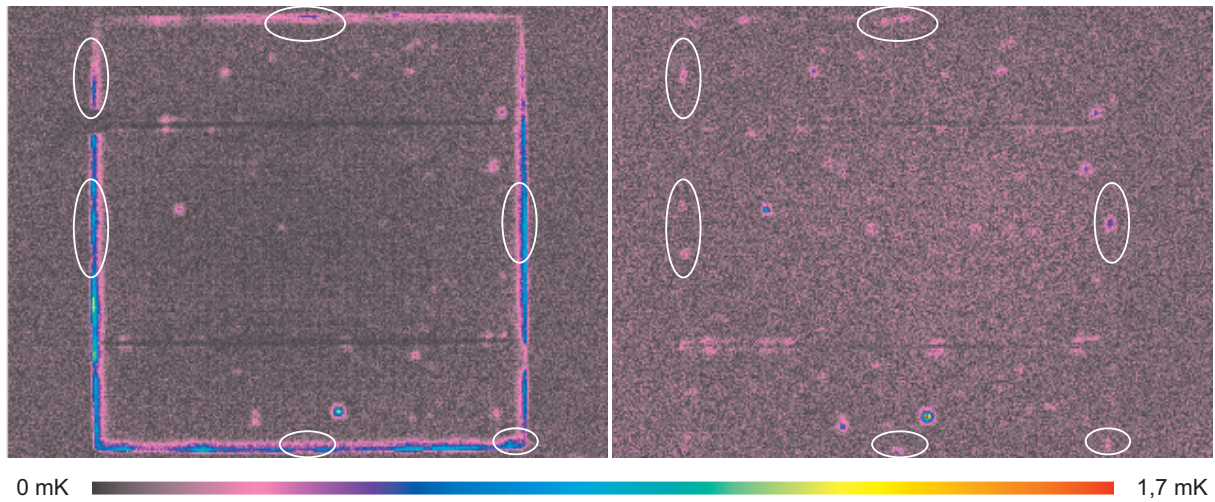
Ein vereinfachtes Standard-Solarzellenkonzept wird im folgenden Diagramm dargestellt:



**Bild 27: Notwendigkeit des Randtrennens bei beidseitiger Emitterdiffusion.** Der Emitter umschließt die komplette Oberfläche des Wafers und hat nach Aufbringen des rückseitigen Metalls einen direkten elektrischen Kontakt zu diesem. Die Solarzelle ist somit an allen Rändern kurzgeschlossen. Erst nach Abtrennen des Rands (durch Sägen, Ätzen oder Lasern), wird der Kurzschluss beseitigt. Durch Thermographie-Messungen lässt sich kontrollieren, ob der Kurzschluss am Rand erfolgreich beseitigt wurde.

Da die Dicke des Emitters nach der Diffusion typischerweise in der Größenordnung von  $0,3\text{-}0,4\ \mu\text{m}$  liegt, würde eigentlich die Abtrennung einer Randschicht von wenigen Mikrometern für die Beseitigung dieser Kurzschlüsse ausreichen. Der Prozess des Randtrennens selbst bringt in der Regel aber eine Schädigung des Materials mit sich, die abhängig von der Prozessführung unterschiedlich stark ausfällt (z.B. mechanische Sägeschäden, Laserschäden durch starke Erhitzung,...). Diese Schädigung kann wiederum Ursache für neue Kurzschlüsse oder Rekombinationszentren sein. Aber selbst bei einer idealen Randtrennung ohne merkliche Schädigung des Materials wirkt die offenliegende Silizium-Oberfläche als Störstelle durch unabgesättigte Silizium-Bindungen („dangling bonds“). Mittels Thermographie-Messungen lässt sich in einfacher Weise prüfen, inwiefern die Randtrennung erfolgreich war.



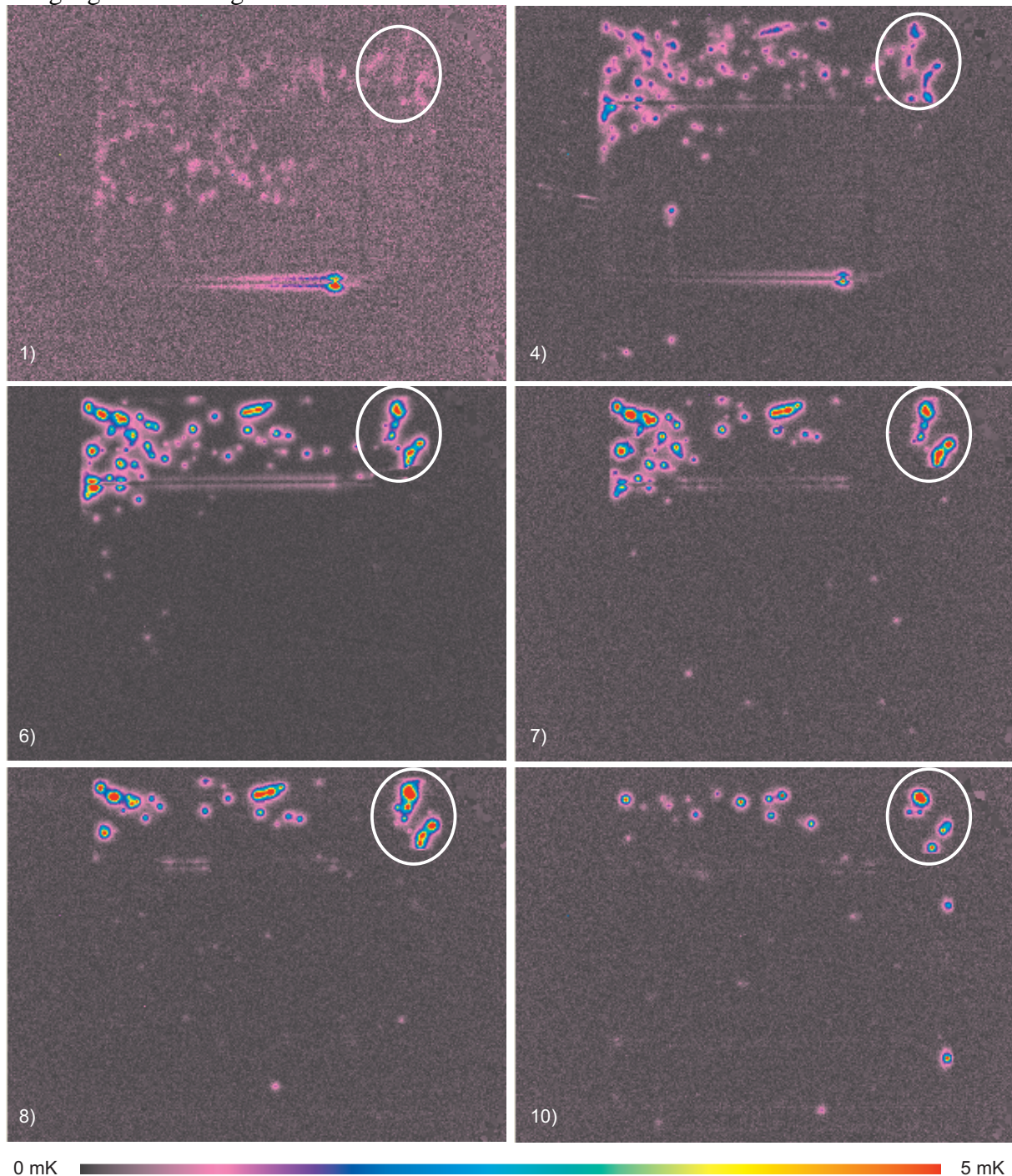


**Bild 28:** Thermographie-Messung einer Solarzelle vor (links) und nach (rechts) erfolgter Randtrennung (angesägt und abgebrochen). Vor der Randtrennung ist eine deutliche Erwärmung am gesamten Rand der Solarzelle feststellbar. Nach der Randtrennung ist der Rand im Thermogramm kaum mehr zu erkennen. Nur an wenigen Stellen (teilweise weiß eingerahmt) sind noch schwache Kurzschlüsse erkennbar.

Die Kontakt-Thermographie ist somit gut geeignet, um Randshunts nachzuweisen.

#### 4.4. Block-Silizium – Verunreinigungen

Ausgangspunkt dieser Messreihe waren untypisch schlechte Wirkungsgrade einer Charge von Solarzellen in einem ansonsten gute Wirkungsgrade liefernden industriellen Herstellungsprozess. Es zeigte sich, dass die Thermographie hierfür ein ideales Werkzeug sein kann, um in kurzer Zeit Anhaltspunkte zu bekommen, ob das Problem in der Prozessierung oder im Ausgangsmaterial begründet ist.



**Bild 29:** Thermographie-Messungen an verschiedenen, aus blockgegossem multikristallinem Silizium hergestellten Solarzellen. Die Nummerierung bezeichnet die Wafer-Reihenfolge im Block (Richtung ist unbekannt). Alle Messungen zeigen eine Vielzahl von Kurzschlüssen im oberen Bereich. Die Wärmezentren zeigen in allen Solarzellen weitestgehend dieselbe örtliche Verteilung und gehen offensichtlich von kurzschlussverursachenden Verunreinigungen aus, welche sich über viele Wafer erstrecken.

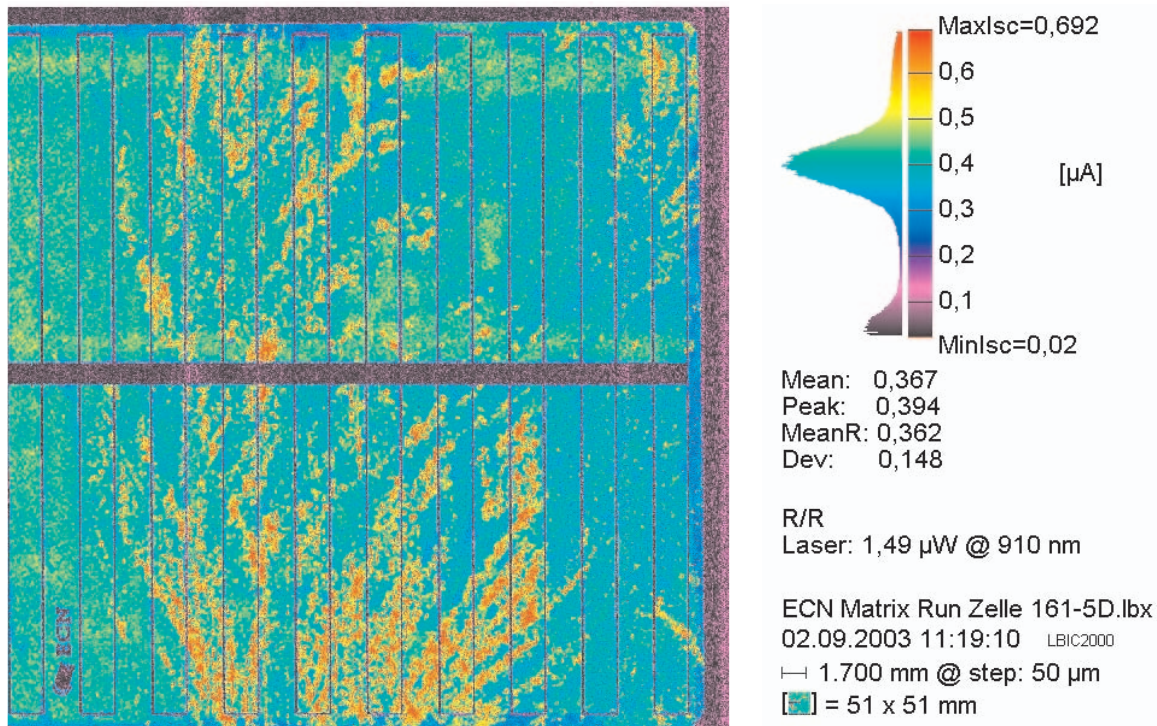
Die Thermographiedaten aus Bild 29 könnten in einem weiteren Schritt dazu verwendet werden, durch eine Materialanalyse (z.B. SIMS - Secondary Ion Mass Spectroscopy oder EDX - Energy Dispersive X-Ray-Spectroscopy) die Art der Kontamination zu bestimmen. Mit den meisten dieser Verfahren ist es entweder sehr zeitaufwändig oder oft auch gar nicht möglich, ganze Solarzellen auf Verunreinigungen hin zu untersuchen. Die Lokalisierung der Verunreinigungen durch die Thermographie (welche durch Erhöhung der Lock-In-Frequenz noch deutlich verbessert werden kann) ist somit ein nützliches Werkzeug, um diese Untersuchungen zu erleichtern.

#### 4.5. RGS-Solarzellen – Nachweis von Inversionskanälen

RGS-Solarzellen (Ribbon Growth on Substrate [31]), gehören zur Gruppe der aus Folienmaterial hergestellten Solarzellen. Der Materialverlust durch Sägen, welcher bei blockgegossenem Silizium um 50 % ausmacht [32], verschwindet bei Folienmaterialien bedingt durch den Herstellungsprozess [33]. Die RGS-Wafer werden hergestellt durch Erstarrung der kontinuierlich aus einem Tiegel laufenden Silizium-Schmelze auf einem vorbeilaufenden Substrat. So können vergleichsweise günstige Silizium-Wafer hergestellt werden. Die so hergestellten Wafer beinhalten jedoch viele Verunreinigungen, insbesondere einen hohen Sauerstoffanteil aufgrund der Lösung von SiO<sub>2</sub> aus dem Quarztiegel und einer O<sub>2</sub>-Begasung [10]. Diese Verunreinigungen wirken sich als Störstellen sehr unvorteilhaft auf die Minoritätsladungsträger-Lebensdauern aus und führen somit zu vergleichsweise niedrigen Wirkungsgraden. Jedoch führt eine Wasserstoffbehandlung gerade bei diesem Material zu einer guten Passivierung dieser Störstellen und einer deutlichen Verbesserung der Lebensdauern und damit auch des Wirkungsgrades [34], [20]. Hohe Ziehgeschwindigkeiten bei der Kristallisation (ca. 100 mm/s) führen zu relativ kleinen Korngrößen in diesem Material.

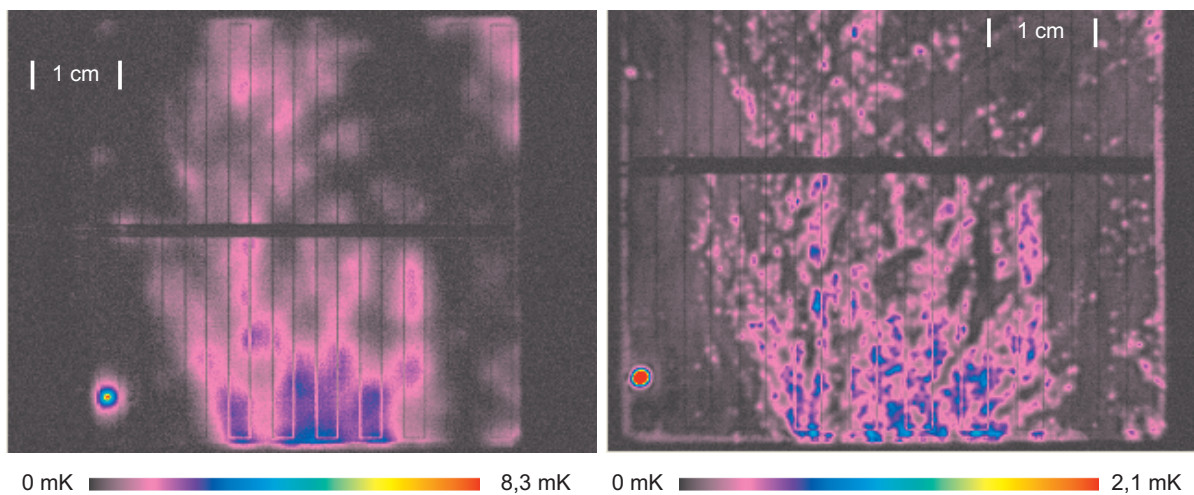
Der eingebettete Sauerstoff kann bei genügend hoher Konzentration ein Netzwerk stromsammelnder Kanäle (Inversionskanäle, siehe [19]) bilden, solche Kanäle können sich eventuell auch aus SiC-Präzipitaten bei Verwendung von Graphit-Schmelztiegeln zur Verringerung des Sauerstoffanteils bilden. Diese Netzwerke äußern sich unterschiedlich in LBIC- (Light Beam Induced Current, [18]),  $\mu$ -PCD (microwave-detected PhotoConductance Decay Measurement, [18]) und Thermographie-Messungen [19]. Im Folgenden sind LBIC- und Thermographie-Messungen einer RGS-Solarzelle dargestellt. Bisher wurde ein Spitzenwirkungsgrad für RGS-Solarzellen von  $\eta = 12,8\%$  erreicht [24].





**Bild 30:** LBIC-Aufnahme (Local Beam Induced Current [18]) einer 5x5 cm<sup>2</sup> RGS-Zelle. Die Inversionskanäle äußern sich in einem deutlich erhöhten Kurzschlussstrom durch die hohe Ladungsträgerereinsammlung.

In einer LBIC-Messung wird die zu vermessende Solarzelle punktuell beleuchtet und der somit erzeugte Kurzschlussstrom gemessen. Durch Abrasterung der Solarzelle mit einer einstellbaren Schrittweite (50 µm in Bild 30) erhält man so ein lokal aufgelöstes Abbild des Kurzschlussstroms unter Beleuchtung. In Bild 30 ist deutlich eine fein verästelte Struktur lokal erhöhter Kurzschlussströme erkennbar.



**Bild 31:** Amplitudenbilder einer RGS-Zelle mit verschiedenen Lock-In-Frequenzen ohne Vorspannung. Links:  $f_{\text{Lock-In}} = 15 \text{ Hz}$ ,  $f_{\text{Kamera}} = 120 \text{ fps}$ ,  $\tau_i = 2,5 \text{ ms}$  Rechts:  $f_{\text{Lock-In}} = 256,8 \text{ Hz}$ ,  $f_{\text{Kamera}} = 158 \text{ fps}$ ,  $\tau_i = 1 \text{ ms}$ . Durch die erhöhte Lock-In-Frequenz wird eine Struktur der wärmeerzeugenden Gebiete erkennbar. Durch die hohe Lock-In-Frequenz bedingt wurde für die rechte Messung über einen Zeitraum von 115 Stunden gemessen, gegenüber einer Stunde in der linken Aufnahme. Im Gegensatz zur linken Messung mit einer Modulation von 0,5 V wurde rechts eine Modulation von 1 V gewählt, um für die hohe Lock-In-Frequenz noch ein ausreichend starkes Signal zu erhalten. Wegen der höheren Spannung werden rechts nun auch die diodenartigen Kurzschlüsse am Rand sichtbar.

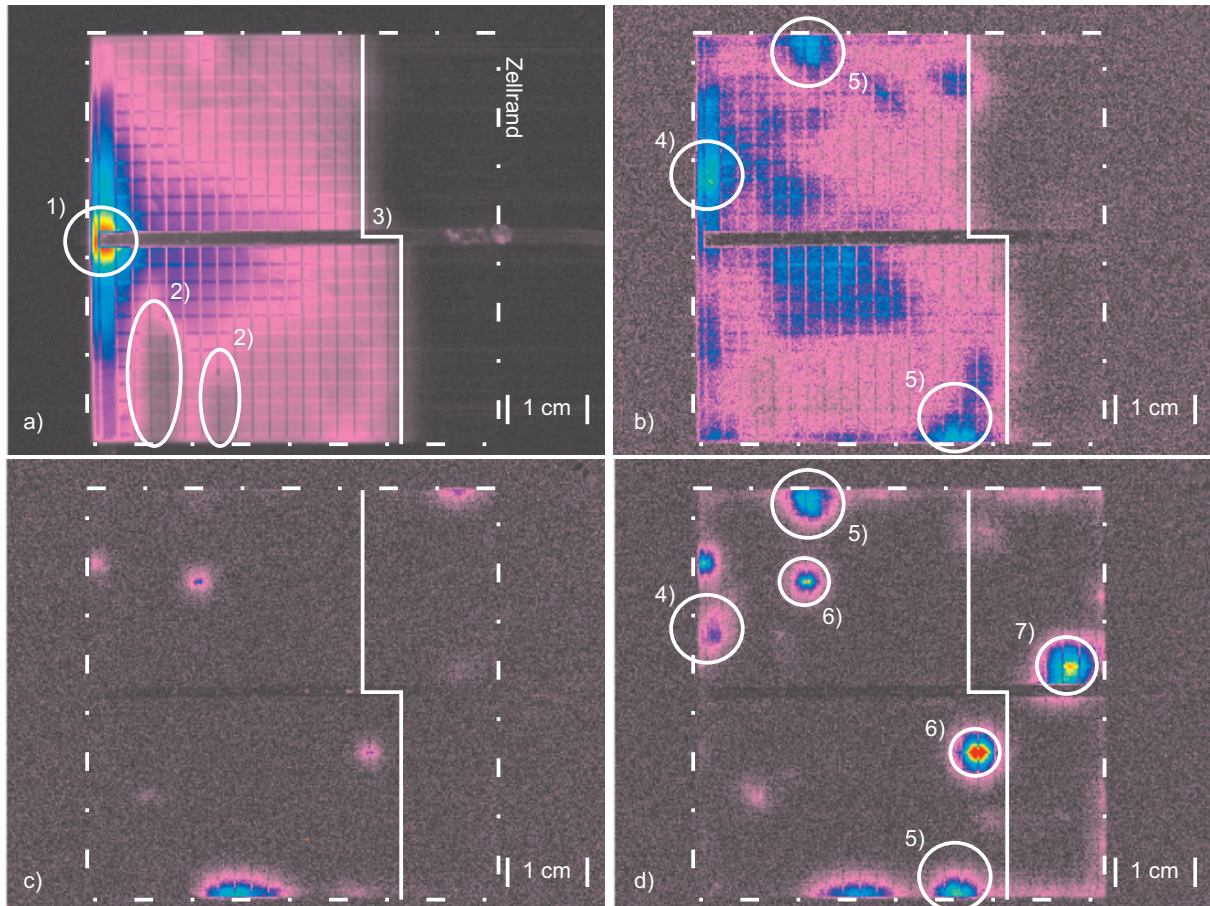
In der in Bild 31 auf der linken Seite dargestellten Messung ist zusätzlich zu der punktuellen Erwärmung links unten eine flächenhafte Erwärmung zu sehen, welche sich über weite Teile der Solarzelle erstreckt. Die Gebiete decken sich gut mit den in Bild 30 lokalisierten Gebieten hoher Kurzschlussströme.

In der rechten Messung in Bild 31 werden, bedingt durch die hohe Lock-In-Frequenz, deutlich die Verästelungen erkennbar. Die Modulationsspannung wurde zur Gewinnung eines stärkeren Signals erhöht, ansonsten wären deutlich höhere Messzeiten nötig geworden. Bedingt durch die geringen Wärmediffusionslängen und des dadurch steilen Abfallens der Temperaturamplituden bei Entfernung von den Wärmequellen, lassen sich die Strukturen noch gut auflösen, auch bei den gewählten hohen Modulationsspannungen. Dadurch, dass die Modulation nun auch weit in den Durchlassbereich der Solarzelle hineinreicht, sind jetzt auch die Kurzschlüsse an den Zellrändern erkennbar. Diese sind ebenfalls in der LBIC-Messung sichtbar. Der relativ starke Kurzschluss links unten ist in der LBIC-Messung nicht beobachtbar. Um die Inversionskanäle besser zu untersuchen, wurde die rechte Messung zusätzlich unter einer stärkeren Vergrößerung erstellt.

#### *4.6. Hot-Spots und Serienwiderstände – Messungen unter hohen Spannungen*

In Solarmodulen (elektrische Zusammenschaltung mehrerer Solarzellen) wirken einzelne z.B. durch Schattenwurf (teilweise) abgedunkelte Solarzellen als in Sperrrichtung gepolte Lastwiderstände. Bei entsprechend hoher Modulspannung kann die Durchbruchspannung der abgedunkelten Solarzelle erreicht und überschritten werden und diese bei hohen Sperrströmen durch die Hitzeentwicklung zerstört werden (Hot-Spots, siehe [22]). Aus diesem Grund müssen Solarzellen in Modulen beispielsweise durch parallel geschaltete Dioden abgesichert werden. Diese Hot-Spots können durch thermographische Messungen lokalisiert werden:





**Bild 32:** Thermogramme derselben Solarzelle bei verschiedenen Spannungen [(a) in anderer Skalierung aufgrund der viel höheren Wärmeentwicklung gegenüber (b) – (d)]. (a) bzw. (b) wurde in Durchlassrichtung der Solarzelle mit einer Modulation von 0-2 V bzw. 0-0,8 V gemessen, (c) bzw. (d) in Sperrrichtung mit einer Modulation von 0-6 V, bzw. 0-10 V. Deutlich sind die in Durchlassrichtung sichtbaren Kurzschlüsse (4) und (5) als Hot-Spots bei hohen Sperrspannungen wieder zu erkennen. Obwohl durch einen teilweise abgelösten Busbar der rechte Teil (3) der Zelle nicht bzw. sehr schlecht kontaktiert ist, zeigen sich auch Hot-Spots (7) im unkontaktierten Bereich der Solarzelle.

Bei Messungen mit Spannungen weit im Durchlassbereich der Solarzelle (a) zeigt sich eine stark flächenhafte Erwärmung durch die als Serienwiderstände wirkenden Schichtwiderstände der Solarzelle. Erwärmungen, die von Kurzschlüssen ausgehen (4), können dabei durch die flächenhafte Erwärmung nur schlecht zu erkennen sein. Die stärkste Erwärmung zeigt sich am Serienwiderstand des Kontaktes zur Messspitze. Die vorderseitige Metallisierung wirkt in diesem Spannungsbereich als Spannungsteiler mit deutlichem Spannungsabfall. Dies lässt sich aus der schwächer werdenden Zellerwärmung mit zunehmendem Abstand zur Messspitze schließen. Der rechte Zellbereich (3) zeigt aufgrund des abgelösten Busbars keine Erwärmung. Ebenso zeigt sich in den Gebieten (2) eine geringere Erwärmung im Vergleich zur unmittelbaren Umgebung. Dies ist durch sichtbar abgetrennte Gridfinger erklärbar. Unter hohen Spannungen in Durchlassrichtung zeigt sich offensichtlich eine starke Abhängigkeit der lokalen Erwärmung von dem Serienwiderstand bis zur Kontaktierung mit der Messspitze. Erst bei niedrigeren Spannungen (b) ist die flächenhafte Erwärmung der Solarzelle so gering, dass Strukturen erkennbar werden, die auf Erwärmungen durch lokale Kurzschlüsse hindeuten. Die schlecht kontaktierten Bereiche (2) sind nun kaum mehr zu erkennen.

Bei niedrigen Sperrspannungen von 2 V (nicht dargestellt) sind schon Erwärmungen (6) sehr schwach zu erkennen, die zusammen mit weiteren Erwärmungen bei höherer Sperrspannung deutlich sichtbar sind (c). Dies könnten somit sehr schwache ohmsche Kurzschlüsse sein. Bei noch höheren Sperrspannungen (d) werden weitere Hot-Spots sichtbar (4,5,7 und weitere), die

eine deutliche Erwärmung zeigen. Diese Gebiete wurden teilweise schon durch eine lokale Erwärmung in Durchlassrichtung bei niedrigen Spannungen (b) sichtbar, sind jedoch bei niedriger Sperrspannung nicht zu sehen. Deshalb deuten diese Hot-Spots auf Durchbrüche von diodenartigen Kurzschlüssen hin.

Dennoch sind Messungen mit hohen Spannungen in Sperr- sowie in Durchlassrichtung nur bedingt zu empfehlen, da die starken lokalen Erwärmungen zu irreversiblen Veränderungen der Zellcharakteristiken bis hin zur Zerstörung der Solarzellen führen können. Es würden dann Kurzschlüsse gemessen werden, die vor der Messung noch gar nicht vorhanden waren. Im Gegensatz zur statischen Thermographie, in welcher ebenfalls die Hot-Spots durch Anlegen hoher Sperrspannungen und der Aufnahme einzelner Bildern detektiert werden können, kann die absolute Wärmezufuhr durch Anlegen von Spannungspulsen und Messung durch Lock-In-Technik deutlich reduziert werden, zuzüglich des Vorteils höherer lateraler Auflösung.

### 4.7. Zusammenfassung

Die in diesem Kapitel vorgestellte Messmethode setzt für die Messung eine Metallisierung von Emitter und Basis voraus (Abschnitt 4.1). Es konnten an Korngrenzen Kurzschlüsse der Emitter-Metallisierung in die Basis hinein gezeigt werden. Durch eine Messreihe unter verschiedenen Vorspannungen wurde ein ohmsches Verhalten dieser Kurzschlüsse festgestellt (Abschnitt 4.2). Randshunts an nicht randgetrennten Solarzellen wurden gemessen (Abschnitt 4.3), sowie die erfolgreiche Beseitigung dieser durch eine Randtrennung. Verunreinigungen im Ausgangsmaterial führten zu einer Reihe von ortstreuen Shunts in multikristallinen Solarzellen aus benachbartem blockgegossenem Material (Abschnitt 4.4), vermutlich verursacht durch eingebrachte Verunreinigungen während des Gießvorgangs. In einem Vergleich einer hochaufgelösten LBIC- und Thermographie-Messungen einer RGS-Solarzelle konnten in beiden Messungen dieselben Verästelungen von Inversionskanälen erkannt werden (Abschnitt 4.5). Für die Modulherstellung interessant wurden Hot-Spots bei höheren Sperrspannungen sichtbar (Abschnitt 4.6), welche zudem ein diodenartiges Verhalten zeigten. In vielen Solarzellenkonzepten ist die Metallisierung einer der letzten Prozessschritte auf dem Weg des Wafers zur fertigen Solarzelle. Die thermographische Untersuchung von Kurzschlüssen ist deshalb erst sehr spät innerhalb der Prozessierung möglich. Mit der im nächsten Kapitel vorgestellten Messmethode lassen sich jetzt auch unmetallisierte Solarzellen auf Kurzschlüsse hin untersuchen. Die Licht-Thermographie bietet dadurch ein nützliches Werkzeug für die Prozessanalyse.

## 5. Messmethode: Licht-Thermographie

Die im Folgenden vorgestellte Messmethode wurde auf Basis einer während der Diplomarbeit gewonnenen Idee neu entwickelt und ist eine Erweiterung zu der in Kapitel 4 vorgestellten Messmethode. Sie erlaubt nun erstmalig, Kurzschlüsse in Solarzellen durch Lichtanregung vollkommen kontaktfrei zu detektieren. Bisher war immer eine elektrische Kontaktierung zur Stromaufprägung nötig (siehe Kapitel 4). Der Einfluss verschiedener Lichtwellenlängen auf die Messungen wird untersucht, insbesondere die dadurch bewirkte Veränderung des zusätzlich durch die Beleuchtung erhaltenen, meist störenden Signals (Abschnitt 5.4). Zusätzlich wird versucht, dieses störende Signal durch messtechnische Anpassungen (Abschnitt 5.1.2) und durch numerische Verfahren (Abschnitt 5.3) herauszufiltern. Die Unabhängigkeit von einer vorhandenen Metallisierung zur Kontaktierung ist einer der Hauptvorteile der Licht-Thermographie und ermöglicht nun ein Prozess-Monitoring (Abschnitt 5.5.1), in welchem Wafer zwischen einzelnen Prozessierungsschritten thermographisch vermessen werden können, um die Entstehung und Veränderung von Kurzschlüssen zu dokumentieren.

Im Laufe dieser Arbeit wurde festgestellt, dass eine Berliner Forschungsgruppe unter der Leitung von Fr. Gavilanes Perez am Hahn-Meitner-Institut in Berlin sich schon früher mit einer ähnlichen Idee beschäftigte [36], eine Literatur-Recherche ergab jedoch keinen Anhaltspunkt auf bereits publizierte Ergebnisse an Solarzellen. Die vorliegende Arbeit zu der Licht-Thermographie entwickelte sich davon unabhängig.

### 5.1. Grundprinzip

Es liegt nahe, der zu untersuchenden Solarzelle die elektrische Spannung nicht extern aufzuprägen, sondern sie intern durch Beleuchtung zu erzeugen. Dadurch wird die eigentliche Funktionalität der Solarzelle ausgenutzt, bei Lichteinfall eine elektrische Spannung durch Ladungsträgertrennung über den p/n-Übergang aufzubauen.

Durch Lichteinfall werden somit ebenfalls Ströme über die vorhandenen Kurzschlüsse durch die lichtinduzierte Spannung generiert, welche durch ohmsche Verluste Wärme erzeugen und somit mit der Kamera detektiert werden können.

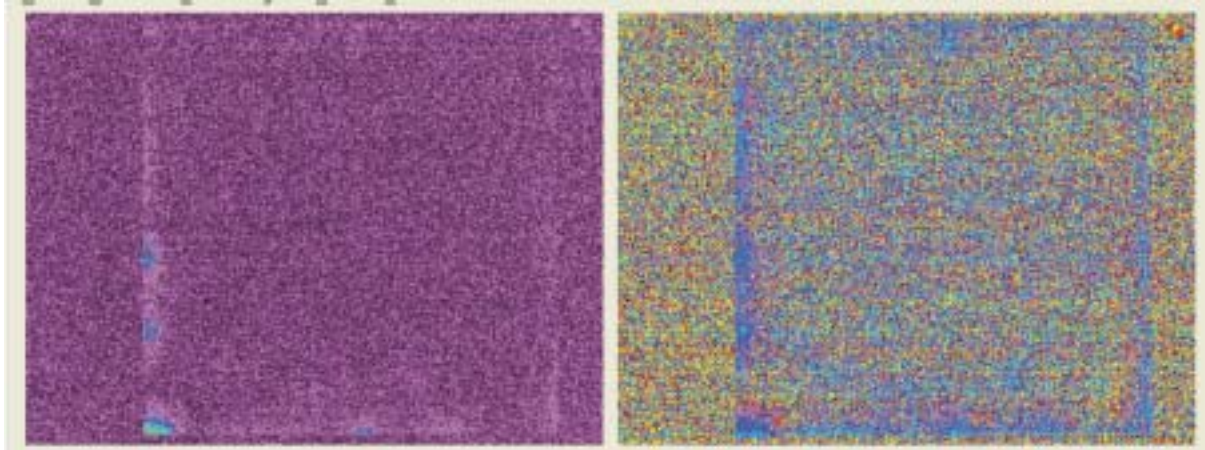
Gegenüber der Kontakt-Thermographie hat diese Messmethode den Vorteil, dass sie komplett kontaktfrei durchgeführt werden kann. Somit ist eine Metallisierung der Zellen nicht zwingend erforderlich. Es reicht allein der p/n-Übergang der Solarzelle zur Ladungstrennung, um Kurzschlüsse detektieren zu können. Zu beachten ist, dass der Stromfluss über die Raumladungszone bei der Licht-Thermographie umgekehrt ist gegenüber dem Stromfluss bei der Kontakt-Thermographie. Zudem ist in der Kontakt-Thermographie hauptsächlich ein vertikaler Stromfluss durch Basis und Emitter gegeben. Bei der Licht-Thermographie existiert jedoch auch ein horizontaler Stromfluss innerhalb des Emitters zu den auf dem Emitter verteilten Gridfinger, was dem normalen Solarzellenbetrieb einschließlich der Verluste durch den Emitterschichtwiderstand entspricht.

Diese Methode bietet erstmalig die Möglichkeit eines Prozess-Monitorings (5.5.1) bezüglich der Entwicklung von Kurzschlüssen innerhalb der Solarzellenherstellung: Prinzipiell besteht die Möglichkeit, einen Wafer nach jedem einzelnen Fertigungsschritt thermographisch zu vermessen. Damit lässt sich feststellen, welche Prozessschritte Kurzschlüsse in die Zelle einbringen, bzw. deren Wärmeverluste verstärken oder verringern. Dadurch können systematisch solche Prozessschritte optimiert werden. [14] wendet beispielsweise ein derartiges Prozess-Monitoring an (allerdings bezüglich der Änderung der Minoritätsladungsträger-Lebensdauern), um Getterstudien führen zu können.

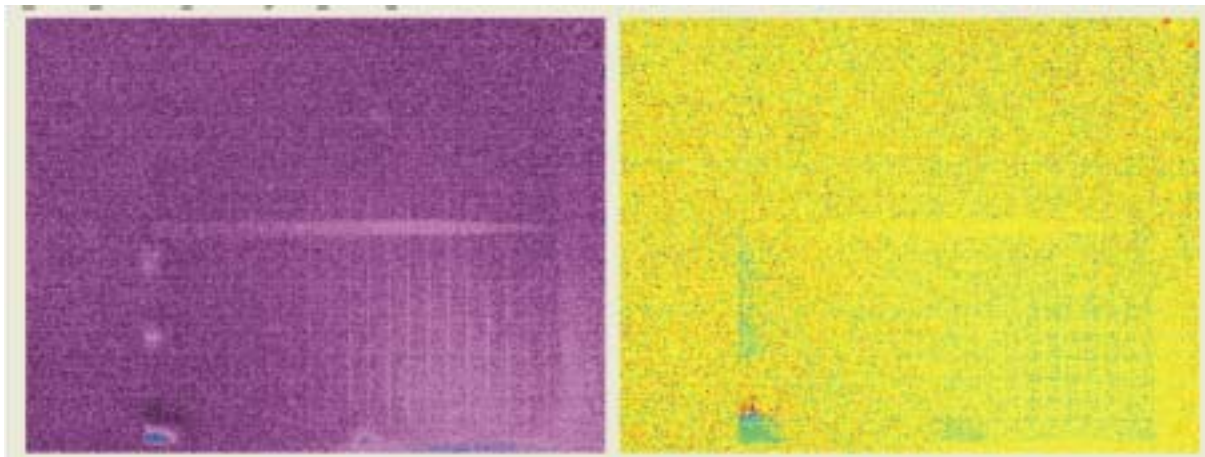


Die Verlustleistungen an den Shunts sind bei vergleichbaren induzierten Spannungen auch mit den Verlustleistungen in der Kontakt-Thermographie vergleichbar. Aufgrund der geringen resultierenden Erwärmungen ist auch hier eine Lock-In-Messung nötig. Das Licht muss somit gepulst werden.

Erste Versuche wurden mit einem 50 W-Halogenstrahler mit vorgeschaltetem Wärmeschutzfilter (Schott KG5-Glas) bei angelegter Rechteckspannung vorgenommen.



**Bild 33:** Messung einer 5x5 cm<sup>2</sup> Solarzelle mit Kontakt-Thermographie. Deutlich sind im Amplitudenbild (links) Kurzschlüsse in der linken unteren Ecke, am linken Rand und am unteren Rand der Solarzelle erkennbar. Im Phasenbild (rechts) ist der komplette Rand der Solarzelle als Kurzschluss zu identifizieren. Eckdaten wie Lock-In-Frequenz, Temperaturbereich, etc. sind nicht mehr bekannt.



**Bild 34:** Messung derselben Zelle (Bild 33) mit gepulster Beleuchtung durch eine Halogenlampe. Einige Kurzschlüsse, die mit der Kontakt-Thermographie entdeckt wurden, sind deutlich im Amplitudenbild (links) wieder zu erkennen, mit einer offensichtlich besseren lateralen Auflösung. Im Phasenbild (rechts) ist jedoch nur der Kurzschluss in der linken unteren Ecke der Solarzelle zu erkennen. Wie auch im Amplitudenbild durch ein zusätzliches Signal sichtbar, wurde diese Zelle überwiegend in der rechten unteren Ecke beleuchtet. Auch hier sind die Eckdaten nicht mehr bekannt.

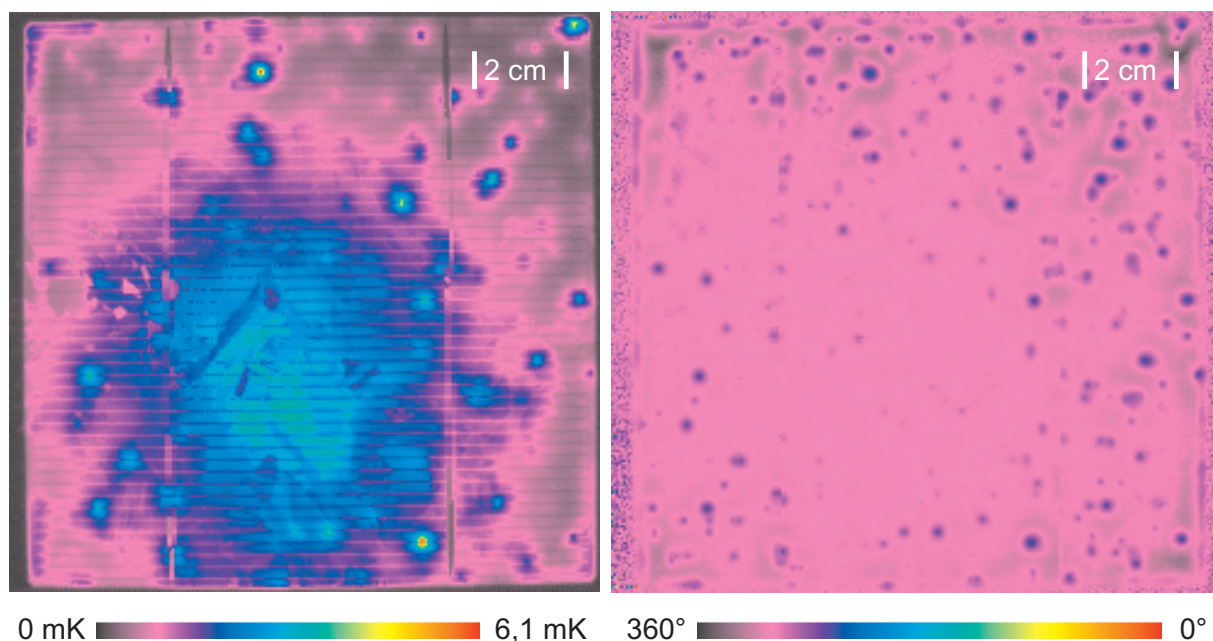
Die Kurzschlüsse aus der Kontakt-Thermographie-Messung sind in der Licht-Thermographie-Messung deutlich wieder zu erkennen. In der rechten unteren Ecke, die besonders stark ausgeleuchtet war, sieht man im Amplitudenbild ein recht starkes, großflächiges Signal. Dies rührt teilweise von einer ungenügenden Ausfilterung des Infrarot-Anteils der verwendeten Lampe her. Der Infrarot-Anteil der Lampe (Verlustwärme) wird auch mit der gleichen Lock-In-Frequenz ungewollt miterzeugt, ein Teil davon wird von der Zelle reflektiert und somit letztendlich ebenfalls von der Kamera detektiert.

Deshalb werden aktuell LED-Anordnungen mit vielen LEDs als Beleuchtungsquelle eingesetzt: 200 Weiß (ca. 511 nm mittlere Wellenlänge), 200 Orange (609 nm), 100 Infrarot (880 nm), 12 Cyan (505 nm). LEDs haben einen besseren Wirkungsgrad und strahlen deshalb wesentlich weniger Verlustwärme ab als die zum ersten Test verwendeten Halogenlampen. Zudem besitzen sie ein schnelles Ansprechverhalten und eignen sich daher auch gut bei hohen Modulationsfrequenzen, wie sie beispielsweise bei Messungen mit Undersampling (2.2.4) vorkommen.

Im Unterschied zur Kontakt-Thermographie muss beachtet werden, dass Ladungsträger nicht in beliebiger Anzahl von der Quelle geliefert werden können. Bei der Kontakt-Thermographie kann durch den Verstärker die angelegte Spannung nicht vom Soll-Wert abfallen, woraus entsprechend hohe Ströme auch bei sehr niedrigen Shunt-Widerständen resultieren. Bei der Licht-Thermographie wird der Shuntstrom durch den Generationsstrom begrenzt. Bei niedrigen Shuntwiderständen fällt die Spannung lokal am Ort des Shunts deutlich ab.

### 5.1.1. Thermalisierung und Rekombination in der Licht-Thermographie

Messungen mit der Lichtthermographie zeigen in den Thermogrammen zusätzlich zu den durch Kurzschlüsse verursachten Signalen, ein mittelstarkes, über die Solarzellenfläche verteiltes Signal.



**Bild 35:** Durch die LED-Beleuchtung zusätzlich erscheinende Wärmesignale (links Amplituden-, rechts Phasenbild). In der Mitte der Solarzelle ist dieses Signal so stark, dass die von Kurzschlüssen verursachten Signale nicht mehr zu erkennen sind. Das zusätzliche Signal besitzt eine über die Zellfläche weitestgehend konstante Phase, welche von der Phase von Kurzschlussquellen (Flecken) abweicht.

Diese Signale sind bei der Kontakt-Thermographie nicht zu sehen. Das Signal muss daher seinen Ursprung in der von den LEDs ausgesandten elektromagnetischen Strahlung haben. Hierfür können 3 Spektralbereiche als mögliche Ursache in Betracht gezogen werden:

- Sichtbares Licht und UV: Signal wird durch Absorption (Absorption hauptsächlich durch Valenzelektronen) und Erwärmung der Zelle verursacht

- Infrarot ( $>1,103 \mu\text{m}$ ): Signal wird durch Absorption (Absorption durch Leitungselektronen) und Erwärmung der Zelle verursacht, davon speziell:
- Nahes Infrarot ( $3\text{-}5 \mu\text{m}$ ): Signal wird durch Reflektion an der Zelle verursacht (Empfindlichkeitsbereich der Infrarot-Kamera)

Nach zahlreichen Versuchen mit verschiedenen infrarotabsorbierenden Filtern wurde keine merkliche Verbesserung (im Sinne einer Reduktion des flächenhaften Signals) erreicht. Diesbezüglich sind die verwendeten LEDs durch deren niedrige Abstrahlung von Verlustleistung gut für die Lichtthermographie geeignet. Das störende Signal wird durch den sichtbaren Teil des Lichts bzw. den Hauptemissionsbereich der LEDs verursacht.

Für den sichtbaren Spektralbereich gibt es 2 Haupteffekte der Wärmeerzeugung (siehe [23]) in folgender zeitlicher Reihenfolge:

- **Thermalisierung**  
Vor allem im sichtbaren Spektralbereich besitzen die eingestrahnten Photonen mehr Energie, als zur Anregung eines Elektrons vom Valenz- in das Leitungsband nötig ist. Die überschüssige Energie verliert das Elektron sehr schnell (ca.  $10^{-11} \text{ s}$  [23]) durch viele nacheinander folgende Übergänge innerhalb des Leitungsbandes an das Gitter (Phononenanregung). Dies hat zur Folge, dass der Halbleiter sich erwärmt. Die Erwärmung steigt proportional mit der überschüssigen Photonenenergie, das ist die Photonenenergie abzüglich der Bandlücke von  $1,124 \text{ eV}$  in Silizium. Bei Licht der Wellenlänge  $551 \text{ nm}$  beträgt dieser Anteil immerhin die Hälfte der eingestrahnten Photonenenergie.
- **Rekombination**  
In das Leitungsband angeregte Elektronen können mit Löchern im Valenzband unter Aussendung eines Photons rekombinieren (Lumineszenz). In Silizium spielt diese Art der Rekombination aufgrund der vorhandenen Verunreinigungen (auch bei derzeit bestmöglich herstellbaren Reinheitsgraden), Korngrenzen, Oberflächen und Versetzungen eine untergeordnete Rolle. Die Rekombination in Silizium wird durch Rekombination an Störstellen dominiert und erzeugt im Gegensatz zur Lumineszenz Wärme im Halbleiter. Die mittlere Zeit bevor angeregte Ladungsträger rekombinieren, wird als Lebensdauer bezeichnet und ist stark von der Qualität des Materials abhängig.

Diffusionslängen freier Ladungsträger in Silizium-Solarzellen reichen bei sehr gutem Material bis zu einem Millimeter und liegen bei schlechterem Material deutlich darunter ( $100 \mu\text{m}$  und weniger). Bezüglich der verwendeten Auflösungen der IR-Kamera von  $150\text{--}650 \mu\text{m}$ , lässt sich für die Lichtthermographiemessungen somit feststellen, dass die lokal durch Licht erzeugte Erwärmung nur von der Lichtintensität an diesem Ort und nicht von der Umgebung abhängt.

$$F_{\cos}(\vec{x}) = \int_0^{2\pi/\omega} T(I(\vec{x}, t)) \sin(\omega t + \Delta\phi) dt \quad (5.1)$$

$$F_{\sin}(\vec{x}) = \int_0^{2\pi/\omega} T(I(\vec{x}, t)) \cos(\omega t + \Delta\phi) dt \quad (5.2)$$

Die genaue Abhängigkeit der Temperaturmodulation von der gepulsten Intensität  $T(I)$  ist materialabhängig und kann nicht in einfacher Weise angegeben werden.

Bei einer homogenen Ausleuchtung der gesamten Solarzelle bewirkt die rechteckmodulierte Intensität  $I$  im Idealfall homogener Zelleigenschaften eine gleichmäßige Erwärmung, es findet



keine laterale Wärmediffusion statt. Die Phase  $\Delta\phi = \omega\Delta t$  entsteht also nur durch eine messtechnisch bedingte Signallaufzeit und einer mittleren Lebensdauer der Minoritätsladungsträger ( $< 1$  ms) und ist über die Zellfläche konstant. Phasenunterschiede aufgrund lokal verteilter Lebensdauern konnten bisher nicht nachgewiesen werden. Die Lock-In-Integrale in den Gleichungen (5.1) und (5.2) ergeben wie gehabt:

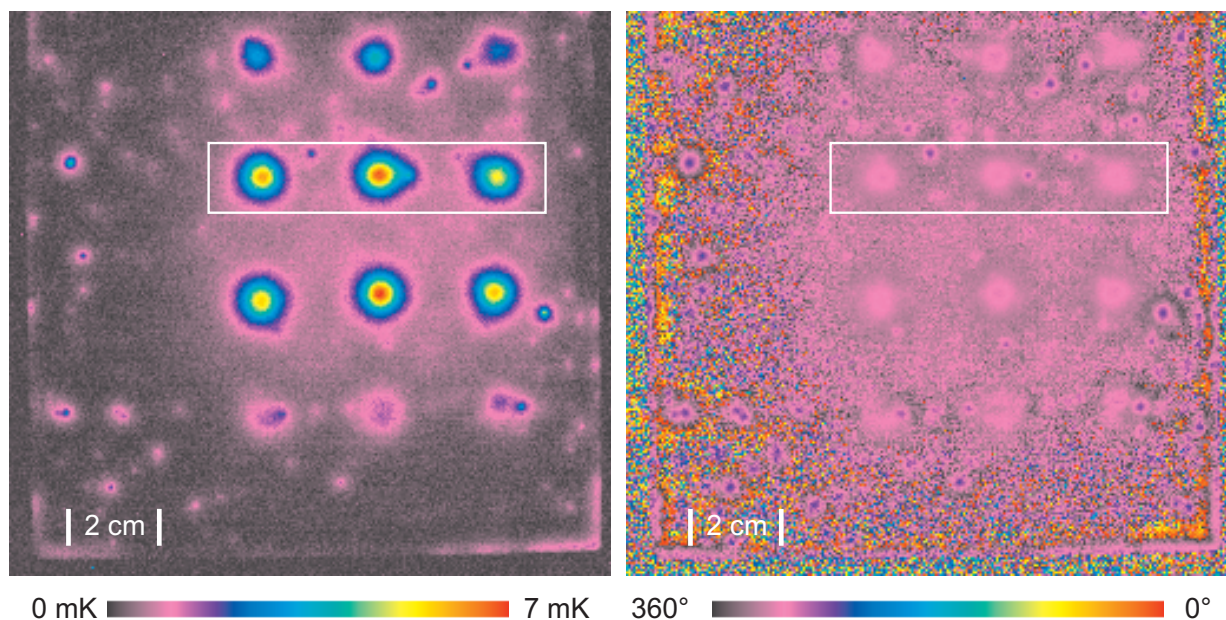
$$F_{\cos}(\vec{x}) = \alpha(I(\vec{x}))\cos(\Delta\phi) \quad (5.3)$$

$$F_{\sin}(\vec{x}) = \alpha(I(\vec{x}))\sin(\Delta\phi) \quad (5.4)$$

bei Vernachlässigung von Wärmediffusion aufgrund geringer lokaler Intensitätsschwankungen.

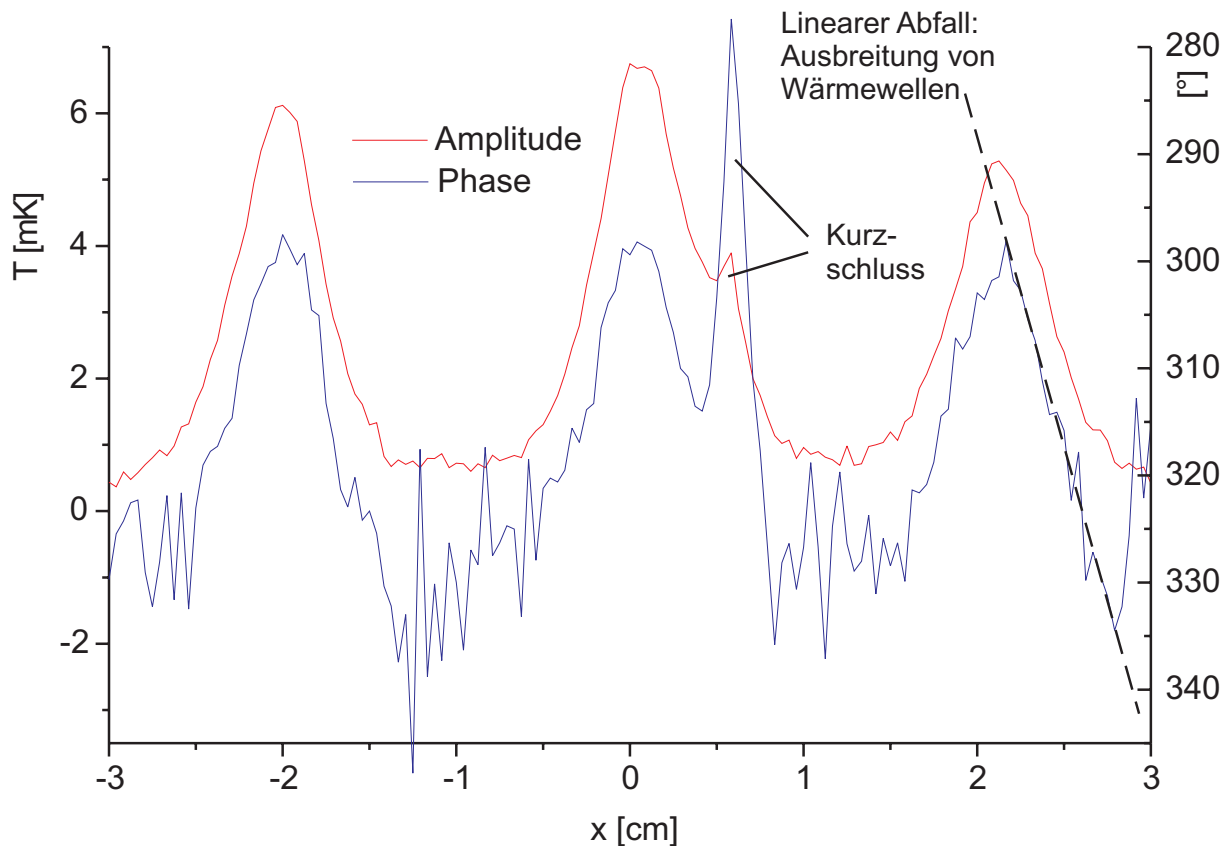
### 5.1.2. Lichtfokussierung

Da die durch die Beleuchtung erzeugte Wärme nur am Ort der Beleuchtung entsteht (5.1.1), lässt sich das durch die Beleuchtung erzeugte Signal durch eine entsprechende Optik gut bündeln. Allerdings findet dann eine Wärmediffusion aufgrund lokaler Temperaturgradienten statt, welche somit die optische Auflösung begrenzt. Um bessere Ortsauflösungen zu erhalten, sind hierfür höhere Lock-In-Frequenzen von Vorteil, da sie eine geringere Wärmediffusionslänge aufweisen. Durch Bündelung bzw. punktuelle Beleuchtung kann die störende Grundbeleuchtung auf nicht relevante Bereiche der Probe beschränkt werden. Es bietet sich ebenfalls die Möglichkeit an, eine Solarzelle mehrmals zu vermessen, um beispielsweise in einer zweiten Messung durch die Beleuchtung überstrahlte Bereiche einer ersten Messung erneut zu analysieren, indem die störende Beleuchtung nun in anderen Bereichen vorgenommen wird.



**Bild 36:** Lock-In-Thermographie-Aufnahmen einer Solarzelle, von unten mit vorgeschaltetem Fresnel-Linsen-Array beleuchtet (orange LEDs, links Amplitudenbild, rechts Phasenbild, 7,5 Hz Lock-In-Frequenz, Messdauer 45 Minuten). Das im Vergleich zu einer kontaktierten Messung zusätzliche, durch die gepulste Beleuchtung verursachte Signal zeigt sich nur an den durch die Fresnel-Linsen fokussierten Orten.

Durch die punktuelle Beleuchtung lässt sich mit der oben beschriebenen Methode effektiv das störende Signal lokal beschränken. Selbst Kurzschlüsse nahe der Beleuchtungszentren lassen sich im Phasenbild noch gut erkennen. Außerhalb der beleuchteten Fläche werden die Kurzschlüsse nicht mehr „überleuchtet“ und sind sehr gut aufzulösen. Aufschlussreich ist die folgende Analyse des Verhaltens des Amplituden- und Phasensignals bei Entfernung vom Ort der Fokussierung, dargestellt als Linienscan über die Breite eines Bildpunktes.



**Bild 37: Linienscan über die Linie stärkster Beleuchtung des in Bild 36 weiß gekennzeichneten Bereichs. Die gewählte Linie selbst wurde im Bild nicht dargestellt, um Details nicht zu verdecken. Die Form von Amplitude und Phase, insbesondere der näherungsweise lineare Verlauf der Phase bei Entfernung des Bereichs maximaler Beleuchtung, lässt auf einen lateralen Zerfall von Wärmewellen schließen. Der Hauptanteil des zusätzlichen Beleuchtungssignals besteht somit aus einer lokalen Erwärmung der Solarzelle. Zusätzlich ist deutlich der Kurzschluss nahe des mittleren Fokus-Punktes erkennbar.**

Das starke Signal am Ort der Fokussierung beruht demnach auf einer tatsächlichen Erwärmung der Zelle am Ort der Beleuchtung und nicht etwa auf einer strahlenden Rekombination. Der Messbereich der Infrarot-Kamera (3-5  $\mu\text{m}$ ) entspricht Photonenenergien im Bereich 0,25–0,41 eV. Ein Teil des Signals könnte also immerhin durch strahlende Rekombination an energetisch tiefen Störstellen verursacht sein, lässt sich aber so nicht aus dem Signal herausfiltern.

### 5.1.3. Einfluss der eingestrahlenen Lichtintensität

Betrachtet wird im Folgenden eine infinit dicke Solarzelle, d.h. in die Solarzelle eindringendes Licht soll zu 100 % absorbiert werden. Diese Zelle soll nun monochromatisch mit der Intensität  $I(\lambda)$  bestrahlt werden, mit kürzerer Wellenlänge  $\lambda$  als 1103 nm. Die interne Quantenausbeute (IQE: Internal Quantum Efficiency) gibt an, welcher Anteil der in die Zelle eindringenden Photonen zur Licht-Stromdichte  $j_L$  beitragen. Diese ist wiederum wellenlängenabhängig:

$$j_L(\lambda) = q \cdot \frac{I(\lambda)\lambda}{hc} \text{IQE}(\lambda) \quad (5.5)$$

$j_L(\lambda)$ : Lichtstromdichte,  $q$ : Ladung,  $I(\lambda)$ : Licht-Intensität,  $\lambda$ : Wellenlänge des eingestrahlenen Lichts,  $h$ : Plancksches Wirkungsquantum,  $c$ : Lichtgeschwindigkeit,  $\text{IQE}(\lambda)$ : spektrale interne Quanteneffizienz

Das Licht der verwendeten LEDs ist streng genommen nicht monochromatisch, sondern in der Intensität verteilt um die Hauptemissionslinie  $\bar{\lambda}$  und (5.5) müsste ersetzt werden durch:

$$j_L(\bar{\lambda}) = \int_0^{\infty} q \cdot \frac{I(\lambda)\lambda}{hc} \text{IQE}(\lambda) \cdot d\lambda \quad (5.6)$$

Im Weiteren wird dies vernachlässigt.

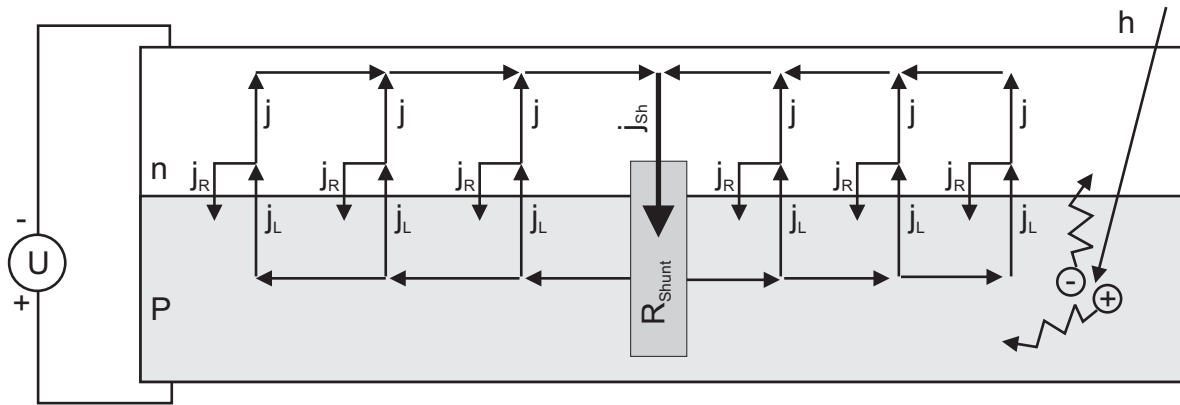
Mit Hilfe des 1-Dioden-Modells lässt sich ausrechnen, mit welcher Intensität eine Solarzelle bestrahlt werden muss, um eine vorgegebene Spannung  $U$  an einer unbelasteten Zelle ( $j=0$ ) zu erhalten:

$$\underbrace{j}_{\text{Laststromdichte}} = \underbrace{j_0 \left( \exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right)}_{\text{Rekombinationsstromdichte } j_R} - \underbrace{j_L}_{\text{Lichtstromdichte}} \quad (5.7)$$

$j_0$  ist die Dunkelstromdichte der Solarzelle und materialabhängig.  $U_T$  ist die Temperaturspannung und beträgt 0,0259 V. Daraus folgt:

$$I(\lambda) = \frac{hc}{\lambda \cdot q \cdot \text{IQE}(\lambda)} j_0 \left( \exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right) \quad (5.8)$$

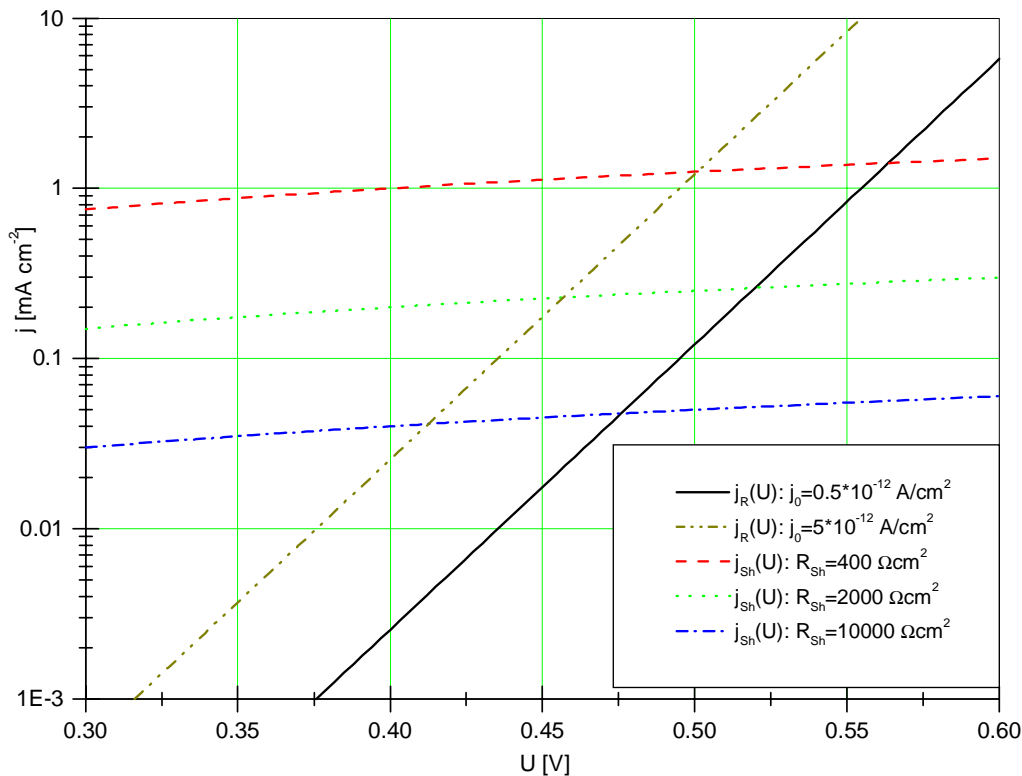
Im Folgenden wird nun angenommen, dass an der Solarzelle kein Verbraucher angeschlossen ist und nur der Parallelwiderstand  $R_{\text{Shunt}}$  die Solarzelle gleichmäßig belastet. Der Shunt wird so betrachtet, als ersetze er ein Stück der Solarzelle und wäre über einen verschwindenden Serienwiderstand gleichmäßig mit Basis und Emitter verbunden:



**Bild 38:** Stromfluss der Elektronen bei Absorption von Licht in der Basis in einem idealisierten Modell von verschwindenden Basis- und Emitterschichtwiderständen. Bei vergleichsweise niedrig eingestrahler Lichtintensität stellt sich eine geringe Spannung  $U$  ein und der Großteil des über die Zelle gleichmäßig generierten Lichtstroms  $j_L$  fließt über den Shuntwiderstand.

Im Allgemeinen lassen sich für eine quantitative Beschreibung die Serienwiderstände nicht vernachlässigen, ebenso müsste insbesondere für Silizium-Solarzellen das 2-Dioden-Modell [11] betrachtet werden. Durch die Vernachlässigung der Serienwiderstände lässt sich aber in einfacherer Weise das qualitative Verhalten der Temperatursignale in der Licht-Thermographie verstehen.

Bei Vernachlässigung der Serienwiderstände verhalten sich dann Laststrom  $j_{sh}$  und Rekombinationsstrom  $j_R$  bei gegebener Spannung  $U$  wie folgt:



**Bild 39:** Verlauf von  $j_R$  und  $j_{sh}$  in Abhängigkeit der an der Solarzelle anliegenden Spannung  $U$  für beispielhafte Werte von  $j_0$  und  $R_{Sh}$ . Bei hohen Shuntwiderständen und hohen Spannungen ist der Shuntstrom vernachlässigbar. Die Zelle ist somit unbelastet. Im Gegensatz dominieren bei niedriger Spannung auch noch bei sehr hohen Shuntwiderständen die Shuntströme. Der Rekombinationsstrom wird vernachlässigbar, der komplette Generationsstrom fließt über die Shunts zurück und erzeugt dort über den ohmschen Widerstand der Shunts Wärme.

Wie Bild 39 zeigt, verhält sich die Solarzelle bei niedrigen induzierten Spannungen als wäre sie kurzgeschlossen, bei hohen induzierten Spannungen als wäre sie offen. Das liefert eine wichtige Erkenntnis für Messungen mit niedrigen durch die LEDs erzeugten Modulationsspannungen. An Zellpositionen, die in der Umgebung weniger Diffusionslängen keine Shunts besitzen, findet so gut wie keine Rekombination statt, mit Ausnahme der Rekombination von Ladungsträger, die gar nicht erst zum Lichtstrom beitragen.

Die Erwärmung der Solarzelle am Ort der Generation lässt sich dann unterteilen in Erwärmungen

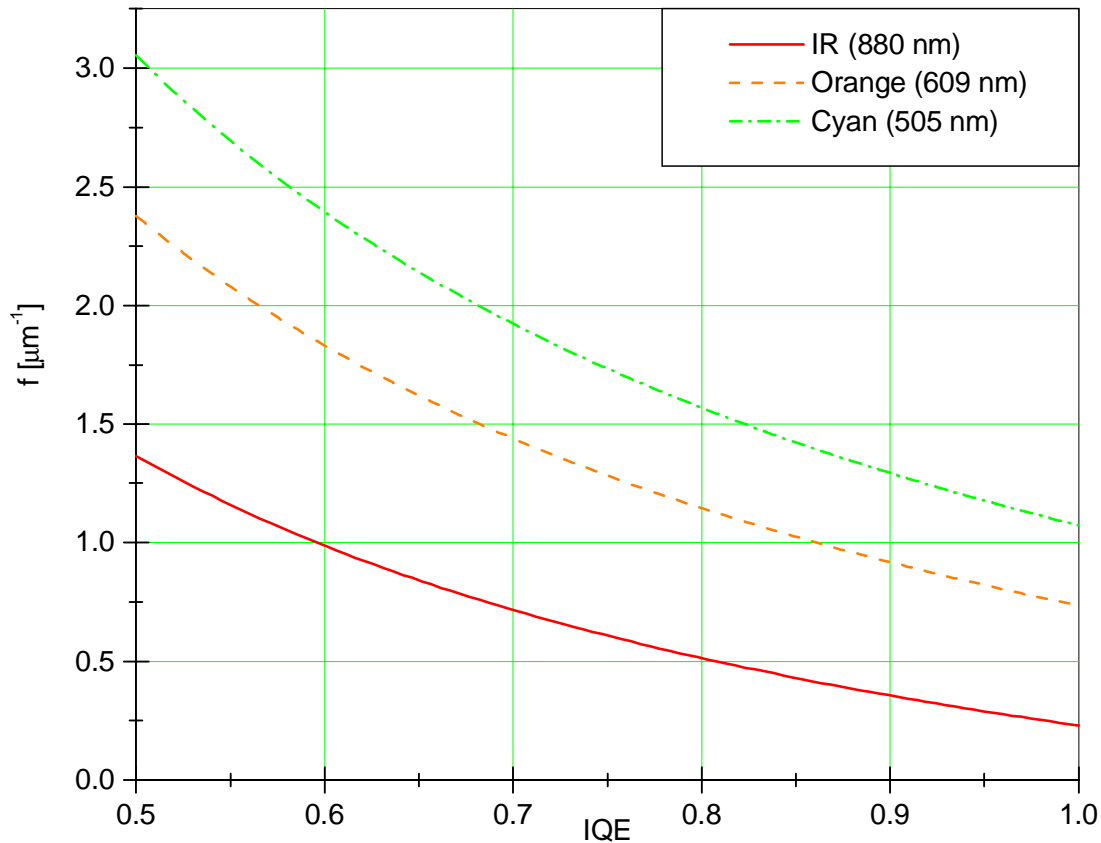
- durch Thermalisierung (1)
- durch Rekombination der Ladungsträger, die nicht durch den p/n-Übergang getrennt werden (2)
- durch Durchlaufen der Spannung  $U_D - U$  und Abgabe der gewonnenen kinetischen Energie durch Stöße mit dem Gitter (3)
- durch den Rekombinationsstrom  $j_R$ , welcher bei niedrigen Spannungen vernachlässigbar wird (4).

$$\begin{aligned}
 P_T(\lambda) &= \underbrace{\frac{j_L}{q \cdot \text{IQE}(\lambda)} \left( \frac{hc}{\lambda} - \frac{hc}{\lambda_g} \right)}_{(1)} + \underbrace{\frac{hc}{\lambda_g} \frac{j_L}{q} \left( \frac{1}{\text{IQE}(\lambda)} - 1 \right)}_{(2)} + \underbrace{j_L \cdot (U_D - U)}_{(3)} + \underbrace{j_R \cdot \left( \frac{E_g}{q} - U_D + U \right)}_{(4)} = \\
 &= hc \frac{j_L}{q} \underbrace{\left( \frac{1}{\text{IQE}(\lambda)\lambda} - \frac{1}{\lambda_g} \right)}_{=f(\text{IQE}(\lambda),\lambda)} + j_L \cdot (U_D - U) + j_R \cdot \left( \frac{E_g}{q} - U_D + U \right)
 \end{aligned} \tag{5.9}$$

$P_T(\lambda)$ : zusätzliche Leistungsdichte bei Beleuchtung, die Ursache für das störende Signal im Vergleich zur Kontakt-Thermographie ist.  $E_g = hc\lambda_g^{-1}$ : Bandlückenenergie des Halbleiters (Si:  $E_g = 1,124$  eV,  $\lambda_g = 1103$  nm),  $U_D$ : dotierungs- und temperaturabhängige Diffusionsspannung des p/n-Übergangs (Si: ca. 0,72 V bei einer Basis- und Emitter-Dotierung von ca.  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  bei 300 K [11]).

Die durch die Thermalisierung erfolgte Erwärmung nimmt stark mit abnehmendem Shuntwiderstand zu und ist begründet dadurch, dass die Lichtintensität erhöht werden muss, um die Spannung  $U$  aufrechtzuerhalten. Allerdings nimmt diese Erwärmung bei niedrigen Lichtintensitäten nur linear mit der Spannung zu.

Der in (5.9) eingeführte Proportionalitätsfaktor  $f$  ist als einziger von der Wellenlänge des eingestrahnten Lichts abhängig.



**Bild 40:** Der Proportionalitätsfaktor  $f$  in Abhängigkeit der IQE für die Wellenlängen der verwendeten LEDs. Die weißen LEDs als nichtchromatische Strahler sind hier nicht aufgetragen. Bei bekannter Empfindlichkeit der Probe für die Wellenlängen der LEDs lässt sich anhand dieses Diagramms in etwa ablesen, welche LEDs theoretisch die niedrigste homogene Erwärmung bewirken und somit zu bevorzugen sind.

Mit Hilfe von (5.9) lässt sich nun berechnen, welche Leistungsflächendichte  $P_{Sh}$  an der Position der Shunts abfällt. Dies muss die absorbierte Intensität abzüglich  $P_T(\lambda)$  sein, komprimiert von der Solarzellenfläche  $A_{SZ}$  auf die Shuntfläche  $A_{Sh}$ .

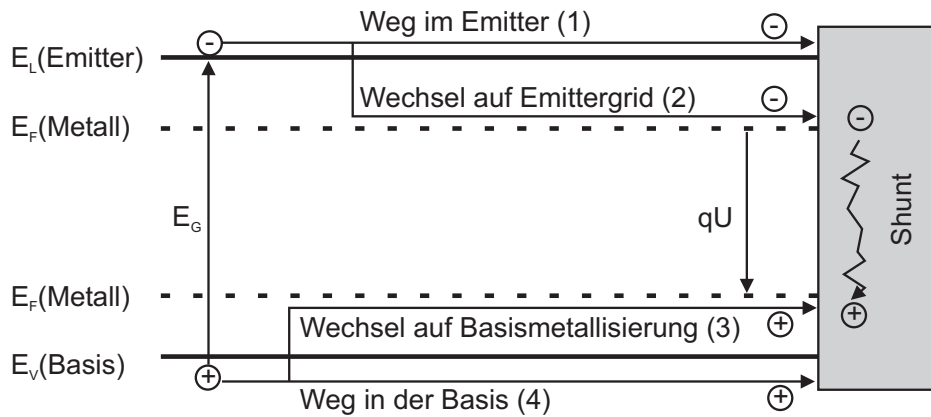
$$P_{Sh}(\lambda) = \frac{A_{SZ}}{A_{Sh}} \left( \underbrace{\frac{hc}{q \cdot IQE(\lambda) \lambda R_{Sh}}}_{I(\lambda)} - \underbrace{\left( \frac{hc}{q} \left( \frac{1}{\lambda \cdot IQE(\lambda)} - \frac{1}{\lambda_g} \right) + (U_D - U) \right)}_{P_L(\lambda)} \frac{U}{R_{Sh}} \right) \quad (5.10)$$

$$= \frac{A_{SZ}}{A_{Sh}} \left( \frac{hc}{q R_{Sh} \lambda_g} \frac{U}{R_{Sh}} - \frac{U_D U - U^2}{R_{Sh}} \right) = \frac{A_{SZ}}{A_{Sh} R_{Sh}} \left( \underbrace{U^2}_{\text{Wert der Kontakt-Thermographie}} + \underbrace{\left( \frac{E_g}{q} - U_D \right) U}_{\text{zusätzlicher Wärmetransport von Generationsort zu Shunt}} \right)$$

$P_{Sh}(\lambda)$ : Verlustleistungsdichte am Shunt,  $R_{Sh}$ : Shuntwiderstand.

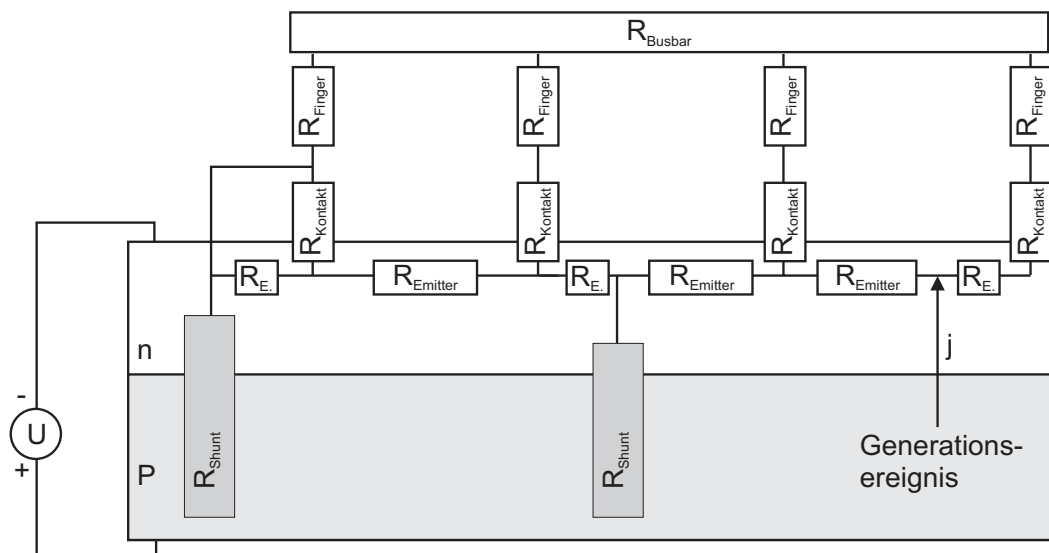
Dies wird nicht genau der Realität entsprechen. Es wird eine Rolle spielen, welchen Weg das Elektron/Loch-Paar auf dem Weg von seiner Generation zu seiner Rekombination am Shunt

nimmt. Geht beispielsweise das Elektron aus dem Emitter in das metallische Frontgrid über (welche vor der Generation miteinander im thermischen Gleichgewicht waren), so verliert es beim Übergang die potentielle Energie  $E_L - E_F$ . Dasselbe gilt für die Löcher in der Basis mit der Energiedifferenz  $E_F - E_V$ . Zusammen ist dies genau die Energie die dem zweiten Term von (5.10) entspricht. Wird also das Elektron/Loch-Paar über die Metallisierung zum Shunt befördert, besitzt dieses Elektron/Loch-Paar genauso wie ein über äußere Kontakte injiziertes Elektron/Loch-Paar die Potentialdifferenz  $U$ .



**Bild 41: Der Shunt als Blackbox.** Egal wie die Trap-Niveaus und die Bänder am Shunt vorliegen, für den Energieverlust am Shunt zählt nur auf welchem Potential das Elektron/Loch-Paar in die Shunt-Region (für die Messung ist dies mindestens die entsprechende Fläche eines Bildpunkt der minimalen Größe  $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ ) gelangt.

Die Verteilung dieser Ströme über Emitter, Emittergrid, Basis und Basismetallisierung wird sich aus der Verteilung der Serienwiderstände ergeben. Auch wenn der Serienwiderstand sehr gering ist und nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf den Shuntstrom hat, so spielt die Verteilung der Serienwiderstände dennoch eine Rolle.

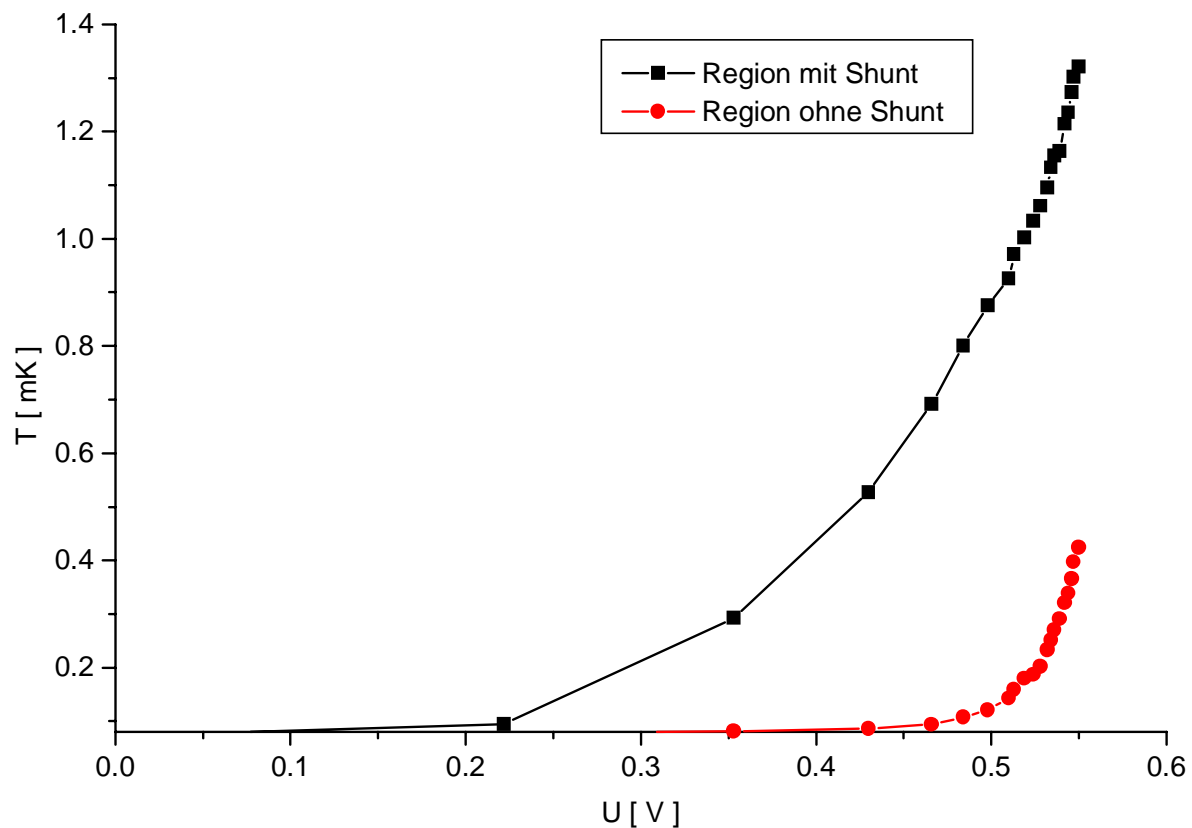


**Bild 42: 2-dimensionales gedachtes Emitter-Widerstandsnetzwerk.** Die Bestimmung des Serienwiderstandes in Abhängigkeit der Position von Shunt und Generationsort ist bei einer realen Solarzelle kompliziert. Ein von außen über den Busbar injizierter Strom fließt bei dem rechten Shunt über mindestens einen Kontakt-Widerstand, dies muss nicht bei einem durch Licht generierten Strom sein. Je näher der Generationsort am Shunt liegt, umso eher wird der generierte Strom über den Emitter als über die Metallisierung und den damit verbundenen Kontaktwiderständen fließen. Der linke Shunt stellt den Fall eines „Fingerdurchbruchs“ durch den Emitter dar, ein von außen aufgeprägter Strom muss dann nicht über den Kontaktwiderstand  $R_{\text{Kontakt}}$  fließen.

Quantitativ wurden die Serienwiderstände in dieser Arbeit nicht mehr erfasst. In [15] wurden die Eigenschaften solcher Widerstandsnetzwerke simuliert. Qualitativ zeigt sich in vielen Messungen der Einfluss der Serienwiderstände aufgrund des mit dem Stromfluss verbundenen Wärmetransports. Aus Gebieten mit niedrigem Serienwiderstand bzgl. des Shunts (z.B. aus naher Umgebung des Shunts) fließt mehr Strom und Wärme in Richtung des Shunts als aus Gebieten mit hohem Serienwiderstand bezüglich des Shunts. Es sind somit Wärmegradienten feststellbar. Bei Messungen an metallisierten Zellen ist dieser Serienwiderstand hauptsächlich durch das Metallgrid festgelegt und variiert nur geringfügig über die Zellfläche mit Ausnahme der unmittelbaren Region des Shunts. Wärmegradienten lassen sich meist nur bei starken Shunts in naher Umgebung (wenige Millimeter) des Shunts feststellen. Bei unmetallisierten Zellen nimmt der Serienwiderstand mit der Entfernung vom Shunt stetig zu. Wärmegradienten reichen bei starken Shunts teilweise weit (wenige Zentimeter) in die Zelle. Durch diese Wärmegradienten lässt sich in etwa abschätzen, wie stark die lokale Ladungsträgerereinsammlung des Shunts ist.

Wurde bisher bei niedrigen Spannungen der Einfluss der Rekombinationsströme am Ort der Generation vernachlässigt, so sind diese bei höheren Spannungen zu berücksichtigen. Am Generationsort der Elektron/Loch-Paare wird durch die lokale Rekombination mehr Wärme frei:

$$P_T(\lambda) = j_0 \frac{hc}{q} \frac{1}{IQE(\lambda)\lambda} \left( \exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right) + \frac{U}{R_{sh}} \left( \frac{hc}{q} \left( \frac{1}{IQE(\lambda)\lambda} - \frac{1}{\lambda_g} \right) + (U_D - U) \right) \quad (5.11)$$

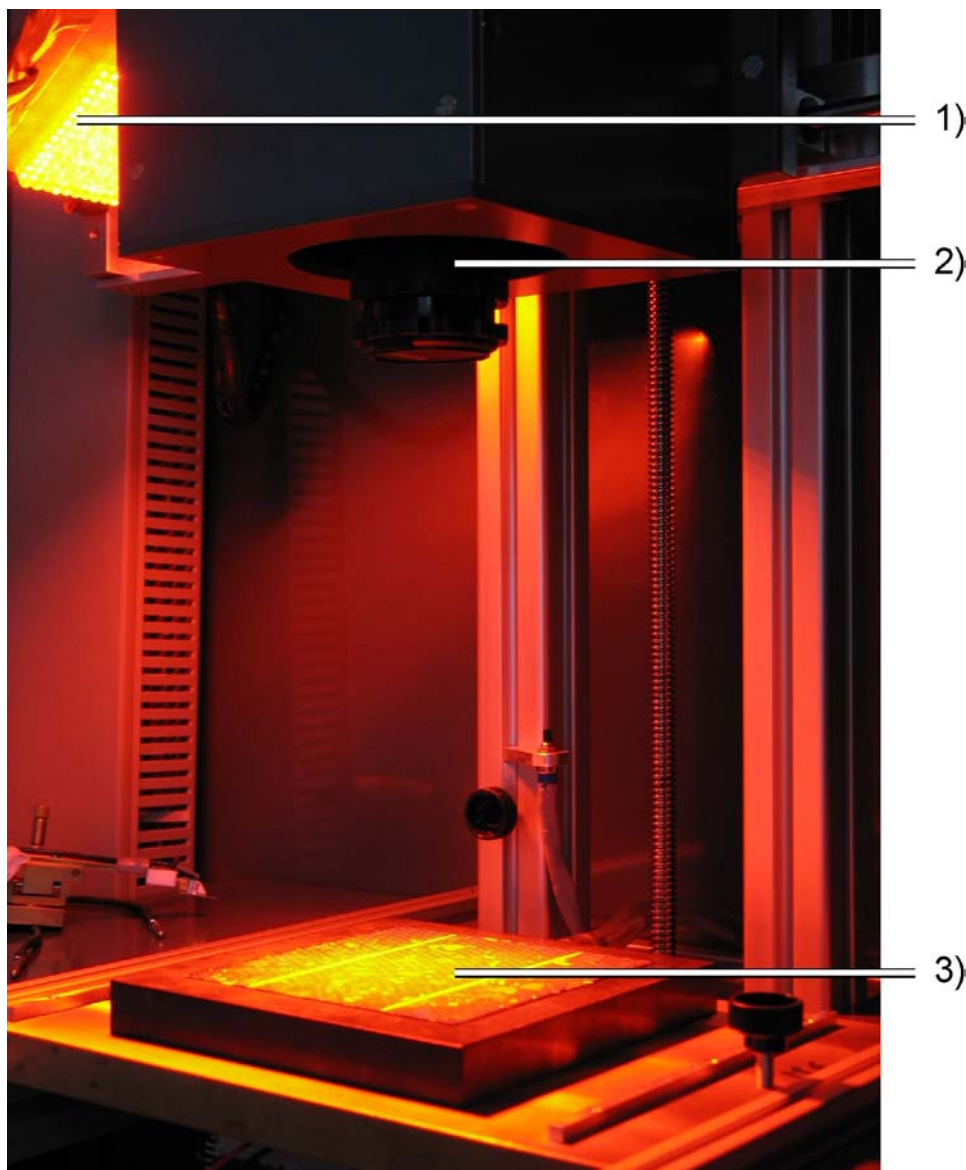


**Bild 43:** Gemittelttes Shunt-Signal (Mittelung über eine Fläche um den Shunt mit einer Kantenlänge in der Größenordnung der thermischen Diffusionslänge) im Vergleich zum störenden Lichtsignal. Ab ca. 0,5 V nimmt das Lichtsignal sehr stark zu und wird im Thermogramm deutlich erkennbar gegenüber dem Rauschen von ca. 80  $\mu$ K. In diesem Fall wurde die von den IR-LEDs abgestrahlte Lichtintensität nicht weiter erhöht, um diese nicht zu schädigen.

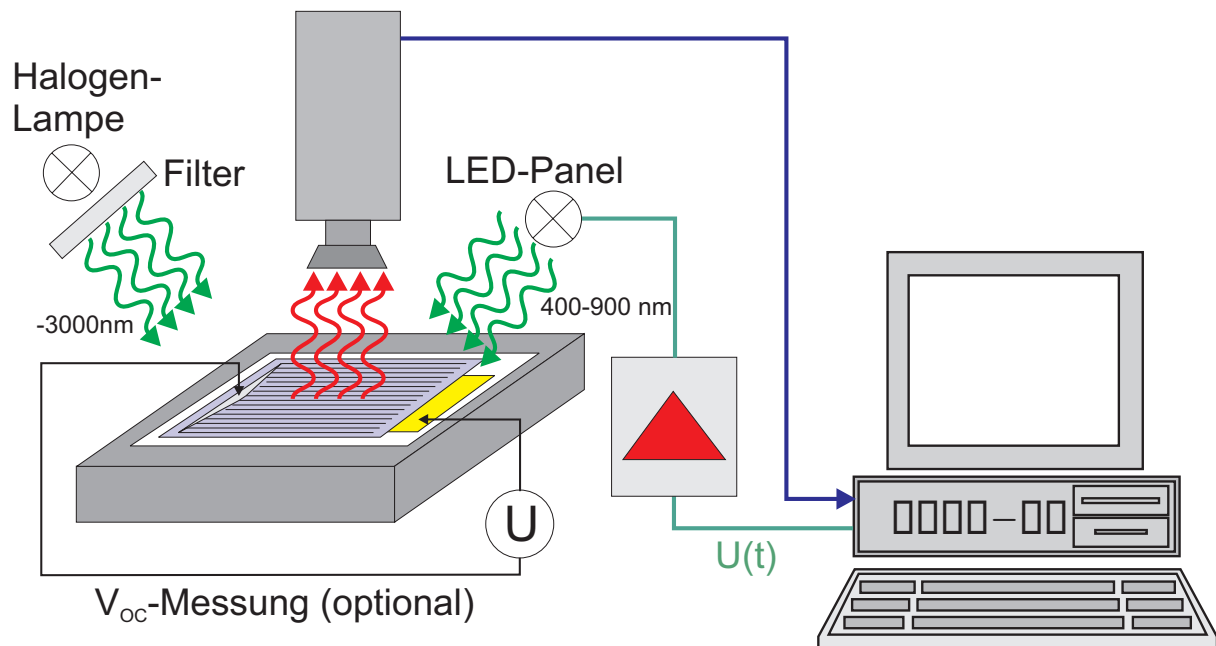


Es wird deutlich, dass die Erhöhung der modulierten Lichtintensität für die Licht-Thermographie nur bedingt sinnvoll ist. Ist eine bestimmte induzierte Spannung erreicht, so führen weitere Erhöhungen der Lichtintensität nur zu geringen Spannungszuwächsen und damit verbundenen Signalsteigerungen der Shunts, jedoch zu einem schnellen Zuwachs der homogenen Zellerwärmung. Aus demselben Grund sollte für Messungen mit Bias-Licht dieses nicht zu hell sein. Erst bei Zuschalten eines externen Lastwiderstandes und der damit verbundenen Verringerung der Zellspannung bei gleicher eingestrahelter Lichtintensität kann eine weitere Erhöhung der Bias-Lichtintensität sinnvoll sein, um beispielsweise Solarzellen am Arbeitspunkt unter „natürlichen“ Bedingungen zu messen.

## 5.2. Messaufbau



**Bild 44: Kontaktlose Messung. 1) Oranges LED-Panel, 2) IR-Kamera, 3) Solarzelle**

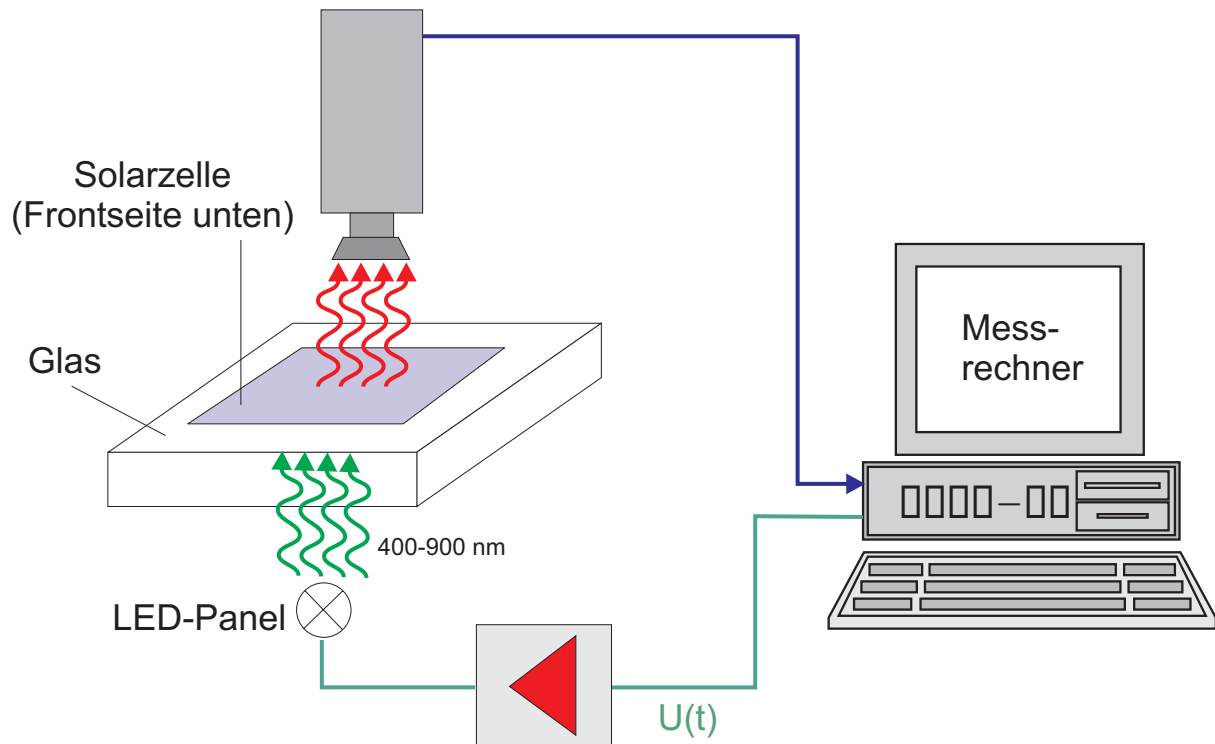


**Bild 45: Messaufbau der Licht-Thermographie.** Die Solarzelle wird hierbei seitlich von oben mit einer konstanten Lichtquelle (Halogen-Lampe) als Bias-Licht und zusätzlich mit gepulstem Licht ausgehend von LED-Arrays, beleuchtet. Die konstante Lichtquelle erzeugt in der Solarzelle eine Spannung und dient als Vorspannung für die durch die gepulste LED-Einstrahlung verursachte überlagerte modulierte Spannung. Durch die Lock-In-Thermographie können die von Kurzschlüssen ausgehenden Wärmewellen gemessen werden.

Gegenüber der in Kapitel 4 beschriebenen Kontaktierung dient hier die elektrische Kontaktierung nur zur optionalen Messung der durch die Lichteinstrahlung erzeugten Spannung (nur bei metallisierten Solarzellen). Die Lichtmodulation wird durch Anlegen einer Rechteckspannung an ein LED-Panel erzeugt. In diesem Zusammenhang wurden verschiedene LED-Arten auf ihre Eignung als modulierbare Belichtungsquelle untersucht. Als variable Bias-Lichtquelle (welche in der Kontakt-Thermographie einer Vorspannung in Durchlassrichtung entspricht) dient zukünftig eine in der Helligkeit regulierbare Halogenlampe (momentan ist die Helligkeit nur durch Änderung des Abstandes zur Solarzelle veränderbar). Diese ist kostengünstiger und platzsparender im Vergleich zu einem LED-Panel vergleichbarer Lichtleistung, strahlt jedoch deutlich mehr Wärme ab. Störend für die Messung ist hierbei der über die Solarzelle in die Kamera reflektierte Infrarot-Anteil in deren Messbereich von 3-5  $\mu\text{m}$ . Deshalb wird in den Strahlengang ein infrarotabsorbierendes Filter eingebracht. Wird die Strahlungsleistung der Bias-Lichtquelle so eingestellt, dass die von der Zelle erzeugte Spannung der Spannung am Arbeitspunkt bei Einstrahlung einer Sonne (etwa 0,1 W/cm<sup>2</sup>) entspricht, so kann durch Lichtmodulation der LEDs eine Thermographie-Messung unter näherungsweise „Arbeitspunktbedingungen“ vorgenommen werden.

Da die Thermokamera annähernd senkrecht auf die Solarzelle „schaut“, muss die Lichteinstrahlung schräg, also unter einem kleinen Winkel gegenüber dem Lot zur Solarzelle erfolgen. Insbesondere bei Nahaufnahmen kann dieser Winkel bis zu ca. 45° betragen, bedingt durch Abstand und Abmessung der Thermokamera incl. ihrem Gehäuse.

Der Einsatz einer IR-Emitter-Folie ist bei diesem Aufbau nicht in einfacher Art möglich. Es wäre dazu eine Folie notwendig, die einerseits eine sehr hohe Transmissivität im Spektralbereich der LEDs, typischerweise im sichtbaren Bereich, und andererseits eine sehr hohe Emissivität im Messbereich der Thermokamera besitzt. Um dieses Problem zu umgehen, können Lichtthermographiemessungen rückseitig, mit Beleuchtung von unten, vorgenommen werden:



**Bild 46: Messaufbau der Licht-Thermographie mit von unten beleuchteter Solarzelle.** Durch die nun mögliche senkrechte Belichtung der Solarzelle kann in einfacherer Weise eine Optik in den Strahlengang integriert werden, ohne den Strahlengang zur Kamera zu blockieren. Zudem ist bei senkrechtem Lichteinfall in den meisten Fällen die Lichteinkopplung in die Solarzelle besser gegeben.

In diesem Fall ist eine Transmission der IR-Emitter-Folie im sichtbaren Spektralbereich nicht von Nöten und die oben erwähnte IR-Emitter-Folie könnte zum Einsatz kommen. Dieser Aufbau bietet zudem weitere Vorteile: Zum einem ist die Lichteinkopplung bei senkrechtem Lichteinfall vor allem bei vorhandenen, auf senkrecht einfallendes Sonnenlicht optimierten Antireflexschichten besser als bei schrägem Einfall. Zum anderen kann durch den senkrechten Lichteinfall einfacher eine zusätzliche Optik in den Strahlengang integriert werden, wie z.B. das in Bild 36 eingesetzte Fresnel-Linsen-Array. Problematischer ist es hingegen, den flächigen Kontakt der Solarzelle zu einem durchsichtigen, temperaturregelbaren Wärmebad zu erhalten.

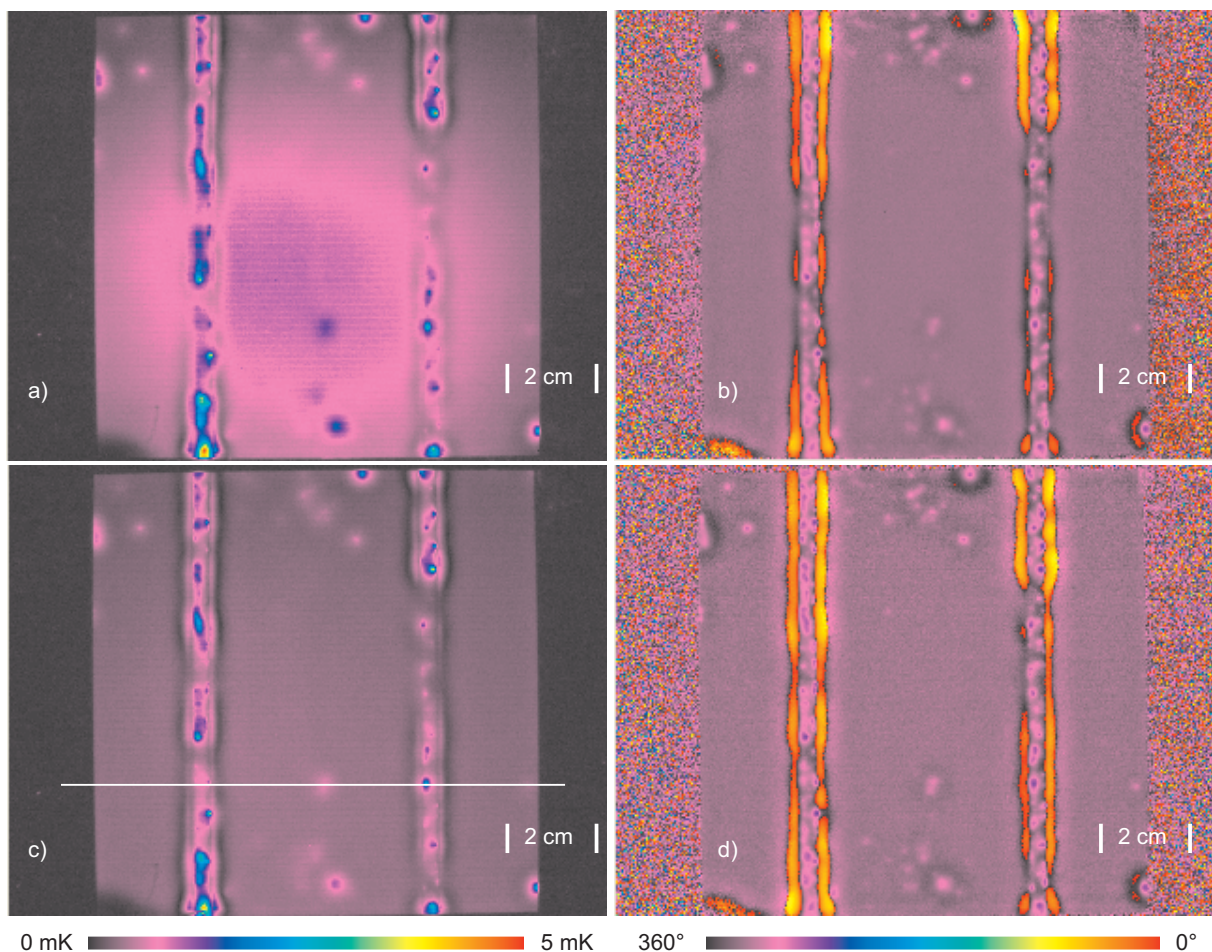
### 5.3. Schmalband-Phasenfilter

Die durch die Lichteinstrahlung erzeugte flächenhafte Erwärmung ist durch die zusätzliche Signalerzeugung in der Regel nicht wünschenswert. In gewisser Weise kann dieses Signal selbst auch von Interesse sein, beispielsweise um durch IR-Beleuchtung das Rekombinationsverhalten einer Solarzelle oder den Einfluss von Serienwiderständen zu untersuchen. Die störende Auswirkung der durch den Lichteinfall erzeugten Wärme ist hingegen nur bedingt zu beseitigen (siehe Bild 36). Somit ist in der Licht-Thermographie eigentlich immer die Situation gegeben, dass sich an Orten von Kurzschlüssen zwei Signale mit unterschiedlicher Phase überlagern. Diese sind mit der Lock-In-Technik nicht exakt zu trennen (siehe 2.2.1). Es ist jedoch möglich, in gewisser Näherung die von den Kurzschlüssen ausgehenden Signale aus dem Gesamtsignal herauszufiltern, indem nur Temperaturwerte übernommen werden, welche in einem definierten Phasenbereich liegen. Solche Phasenfilter können verschieden definiert werden, so dass die Temperaturwerte mit einer phasenabhängigen Gewichtung neu bestimmt werden. Hierfür ist für die Lichtthermographie von Vorteil, dass das durch die Beleuchtung ausgehende Signal in der Regel über die gesamte bestrahlte Fläche eine konstante Phase trägt.

#### 5.4. Vergleich der verwendeten LEDs

Untersucht wurden 4 verschiedene LED-Arrays der Farben Weiß (mittlere Wellenlänge 511 nm), Cyan (505 nm), Orange (609 nm) und Infrarot (880 nm). Um sie untereinander vergleichen zu können, wurde die modulierte Lichtintensität jeweils so geregelt, dass sich eine offene Klemmenspannung der beleuchteten Solarzelle von 250 mV einstellt. Dargestellt sind im Folgenden Thermographiemessungen der sich bezüglich der emittierenden Wellenlänge am stärksten unterscheidenden LEDs.

##### 5.4.1. Ohne Bias-Licht

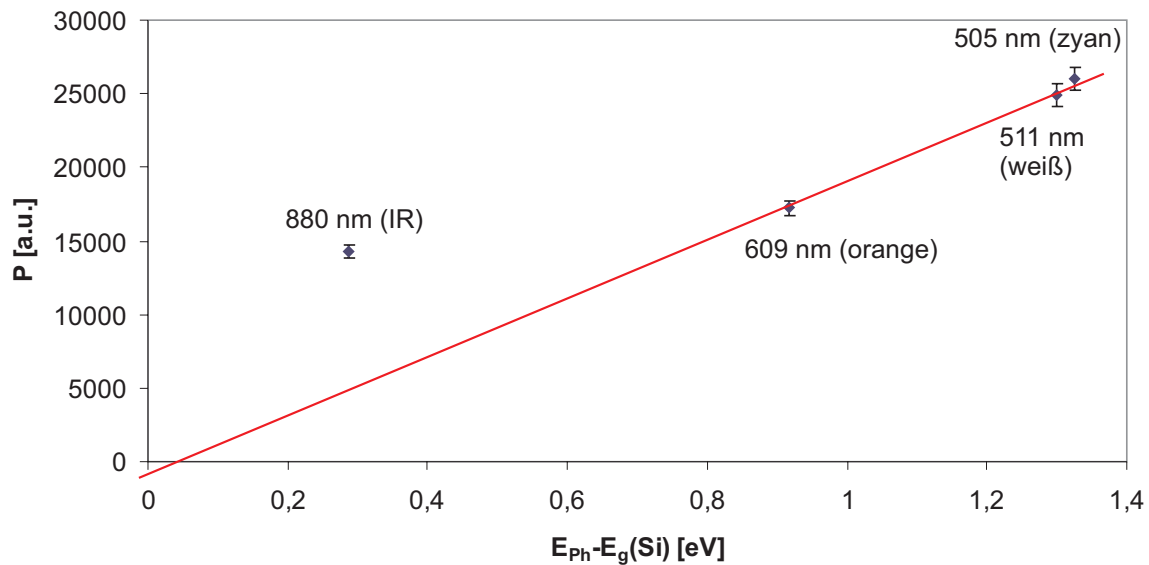


**Bild 47:** Lichtthermographie-Aufnahmen einer MWT-Zelle (Metallization Wrap Through), einmal mit Cyan-Beleuchtung (a und b; 16 h Messzeit) und Infrarot-Beleuchtung (c und d; 18,5 h Messzeit), jeweils links das Amplitudenbild und rechts das Phasenbild. Die Lock-In-Frequenz beträgt 10 Hz. Das kürzerwellige Licht von Cyan führt zu einer deutlich stärkeren Erwärmung gegenüber der Einstrahlung von Infrarot-Licht. Die eingestrahelte Lichtintensität erzeugt jeweils eine Spannung von ca. 250 mV an der Solarzelle. Erkennbar ist die stark inhomogene Ausleuchtung in der Cyan-Messung.

Die im infraroten Bereich abstrahlenden LEDs zeigen einen besseren Gesamteindruck gegenüber den cyanfarbenen LEDs, das störende Grundsignal ist deutlich geringer und führt zu einem besseren Kontrast der Shuntsignale. Offensichtlich ist mit den infraroten LEDs leichter eine homogene Beleuchtung auch bei geringen Abständen (ca. 30 cm) von der Solarzelle zu erreichen. Dies ist verständlicherweise nicht von der Lichtwellenlänge abhängig, sondern ergibt sich vielmehr aus technischen Aspekten. Viel wichtiger ist aber die Beobachtung, dass die flächenhafte Erwärmung bei einer vorgegebenen, in der Zelle zu



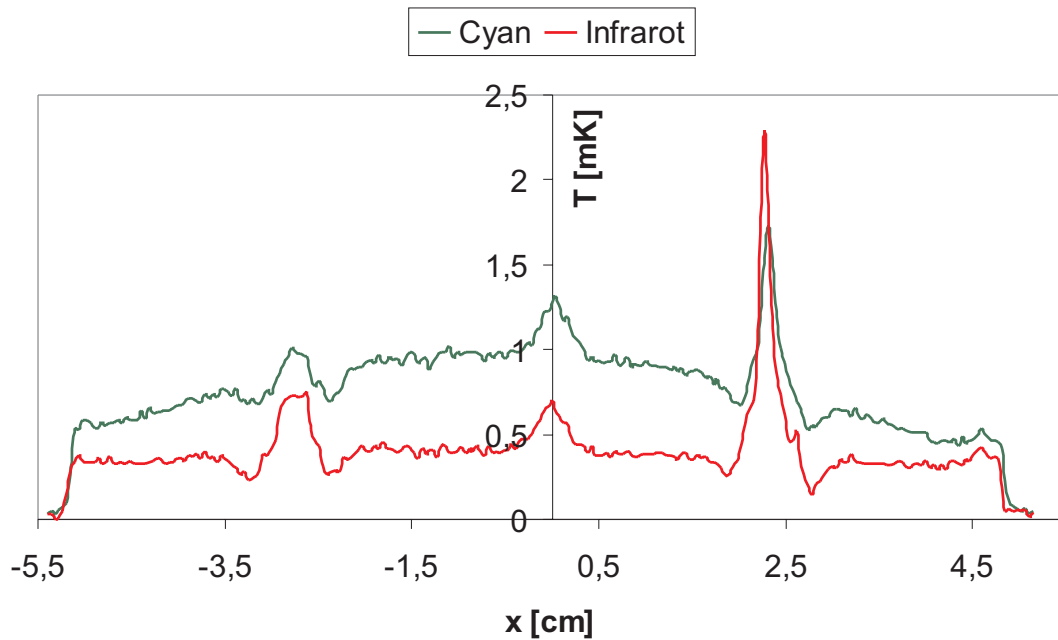
induzierenden Modulationsspannung, deutlich niedriger bei den IR-LEDs ausfällt. Daher sind die von Kurzschlüssen ausgehenden Wärmequellen schon bei geringeren Erwärmungen aus dem Grundsignal zu trennen.



**Bild 48: Betrachtung des Grundsignals.** Dargestellt ist die Summe der Temperaturwerte über die Zellfläche (abzüglich der Regionen der stärksten Shunts) in Abhängigkeit der eingestrahlichten mittleren Photonenenergie abzüglich der Bandlückenenergie von Silizium. Die Messwerte für die weißen, orange- und cyanfarbenen LEDs liegen scheinbar auf einer Geraden. Die infraroten LEDs weichen wegen zusätzlicher Verluste (beispielsweise spielen Absorption an der Rückseite und Transmission bei IR-Strahlung eine größere Rolle) von dieser Geraden ab. Um dieses Verhalten besser analysieren zu können, wären Messungen mit weiteren monochromatischen Lichtquellen mit einer homogeneren Beleuchtung sinnvoll. Für die weißen LEDs als nicht einfarbigem Strahler wurde aus dem Emissionsspektrum eine mittlere Wellenlänge von 511 nm bestimmt.

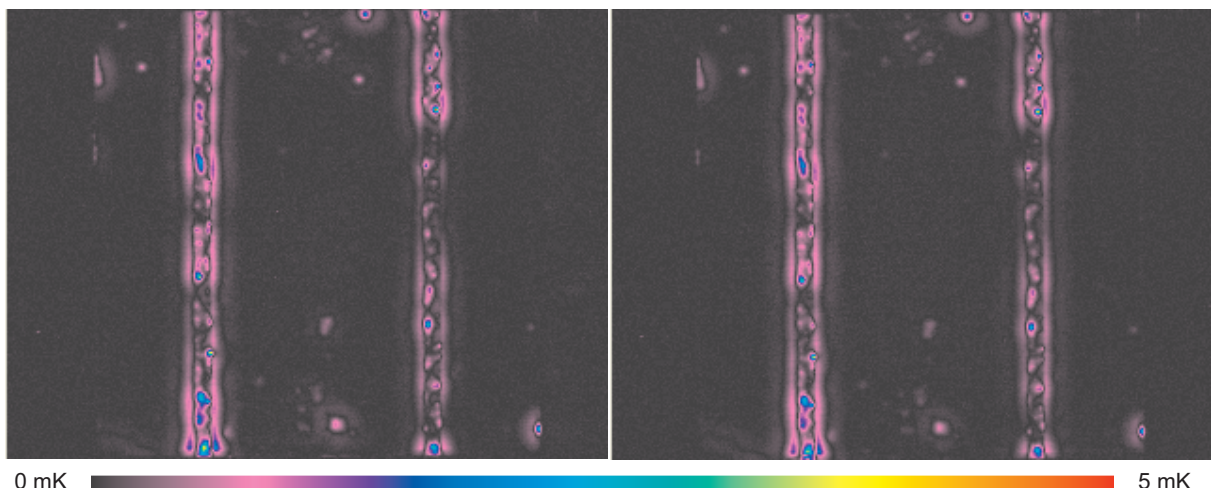
In Bild 48 zeigt sich, dass der Großteil des von der Beleuchtung herrührenden Grundsignals durch die Thermalisierung verursacht wird (mit Ausnahme der IR-Beleuchtung). Da ein Teil der eingestrahlichten Photonenenergie aufgrund des indirekten Übergangs für die Phononenanregung verloren geht, lässt sich auch der negative Achsenabschnitt erklären. Nach Bild 48 wäre die Phononenenergie ca. 50 meV. Wegen der inhomogenen Ausleuchtung, der das Grundsignal überlagernden Shuntsignale und den wenig vorhandenen Messwerten ist Bild 48 für genaue quantitative Betrachtungen nicht aussagekräftig.

Folgendes Diagramm zeigt ein Vergleich der Cyan- und IR-Beleuchtung in Form eines Linienscans über die weiß dargestellte Linie in Bild 47.



**Bild 49:** Amplituden-Linienscan über die in Bild 47 weiß dargestellte Linie für den Fall ohne Bias-Licht. Man erkennt den deutlich stärkeren Kontrast der Shuntsignale zum Grundsignal für den Fall der Infrarot-Beleuchtung. Interessant ist das Signal bei ca. 2,5 cm, trotz höheren Offsets der Cyan-Messkurve ist das Infrarot-Signal stärker als das Cyan-Signal.

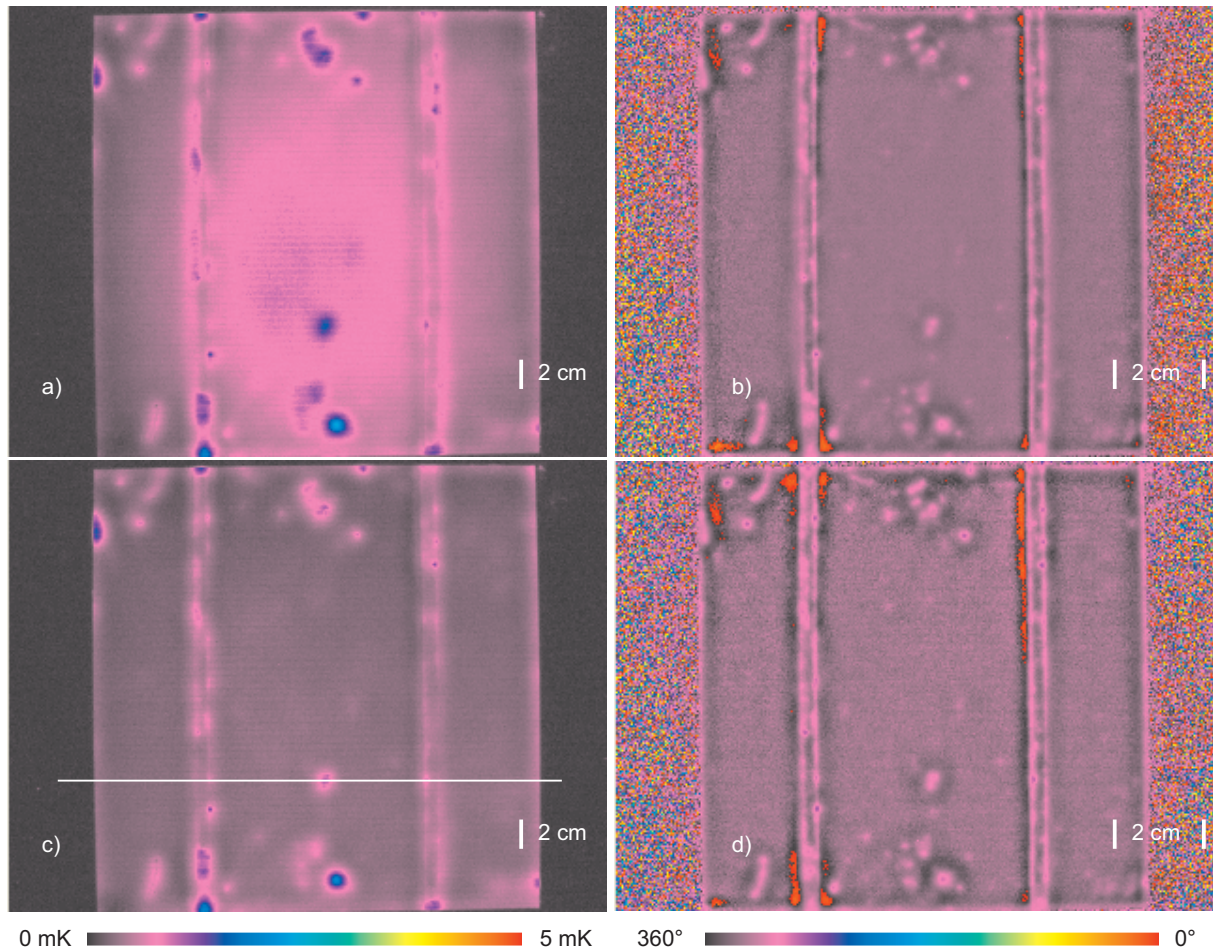
In Bild 49 zeigt sich, dass der Offset unter Cyan-Beleuchtung etwa doppelt so stark ausfällt wie unter IR-Beleuchtung. Der Offset entlang der gewählten Linie unter IR-Beleuchtung ist auf einem relativ konstanten Niveau (ca. 0,4-0,45 mK). Unter Cyan-Beleuchtung zeigt sich entlang dieser Linie eine deutliche Veränderung des Offsets (ca. 0,6-1 mK) aufgrund der inhomogenen Ausleuchtung. Durch die Beseitigung des Offsets mit Hilfe einer Phasenfilterung, lassen sich die beiden Messungen auf die Shuntsignale hin besser vergleichen.



**Bild 50:** Thermogramme nach erfolgter Phasenfilterung von Bild 47, links mit Cyan-, rechts mit IR-LEDs. Die Phasenfilterung (durchgeführt mittels (2.16),  $\Phi_2$  wird durch die Phase an einem Ort ohne Shunts,  $\Phi_1$  wird durch die Phase in Quellposition eines starken Shunts festgelegt) erhöht die laterale Auflösung, die Wärmequellen sind nun deutlich besser zu trennen. Die jetzt nicht mehr erkennbaren Kurzschlüsse im mittleren Bereich der Zelle sind bei kleineren Temperatur-Skalierungen sichtbar. Bis auf wenige Details, bedingt durch die inhomogenere Cyan-Beleuchtung, sind die Messungen der beiden LED-Arten kaum zu unterscheiden.

Nach erfolgter Phasenfilterung sind die Resultate der beiden Beleuchtungen gleichwertig. Nur stellenweise variieren die Signalstärken, vermutlich durch die unterschiedlichen Ausleuchtungen bedingt. Durch die erfolgte Phasenfilterung sind die Strukturen der Wärmequellen besser auflösbar. Überwiegend sind dies auf den Busbars verteilte punktuelle Shunts mit vermutlich ohmschem Verhalten.

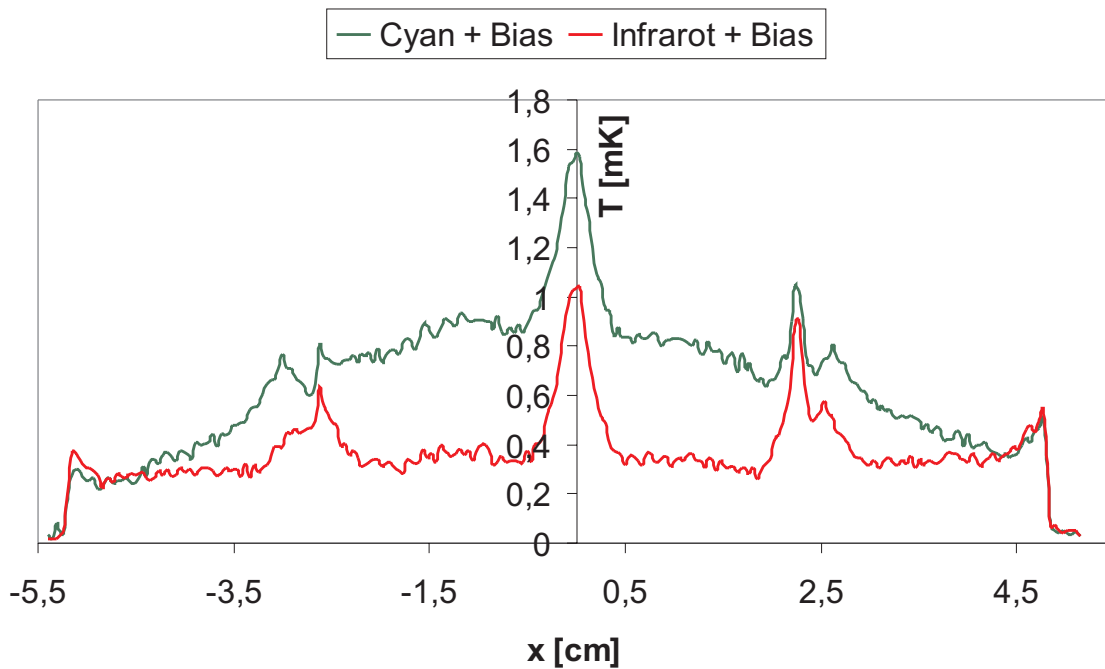
#### 5.4.2. Mit Bias-Licht



**Bild 51:** Thermographie-Aufnahmen, aufgenommen unter denselben Bedingungen wie bei Bild 47 beschrieben (oben Cyan, unten IR), nur mit zusätzlicher Bias-Lichtquelle, die wie eine Vorspannung wirkt (oben 470 mV, unten 466 mV) und etwas verkürzten Messzeiten. Details unter Infrarot-Beleuchtung sind noch gut zu erkennen, im Gegensatz zu den überleuchteten Regionen unter Cyan-Beleuchtung.

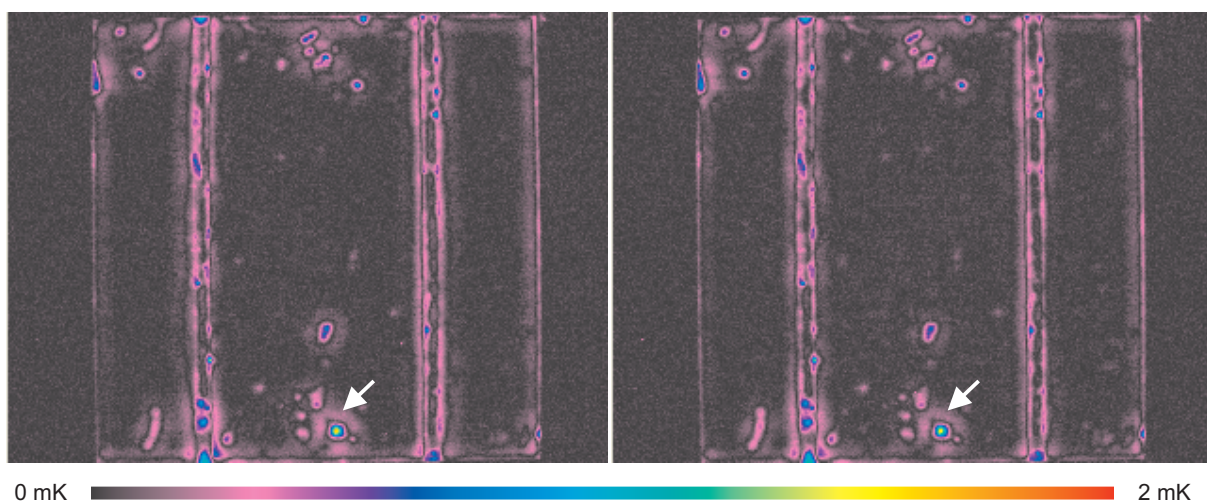
Auch hier zeigt das Grundsignal ein ähnliches Verhalten wie in Bild 47, die Shuntstrukturen sind unter IR-Beleuchtung deutlich besser erkennbar. Sichtbar sind jetzt allerdings Shunts an anderen Positionen wie in Bild 47. Vor allem die auf dem Busbar befindlichen Shunts sind nicht mehr zu erkennen. Jedoch sind linienförmige Shunts entlang der Isolationsschnitte (zur Trennung von Emitter und Basis entlang des rückseitigen Emitterbusbars, siehe auch Abschnitt 5.5.1) sichtbar. Bei gleicher modulierter LED-Intensität ist unter Bias-Licht die induzierte Spannungsmodulation nur noch gering (ca. 25-30 mV) im Vergleich zu der induzierten Modulation ohne Bias-Licht (250 mV). Deshalb ist anzunehmen, dass die in Bild 51 gegenüber Bild 47 nicht mehr sichtbaren Shunts ohmsch und die jetzt in Bild 51 deutlich sichtbaren Shunts diodenartig sind.





**Bild 52:** Amplituden-Linienscan über die in Bild 51 weiß dargestellte Linie, für den Fall mit Bias-Licht. Scheinbar sind die beiden jeweils an dem Busbar befindlichen Linien im Falle der Cyan-Beleuchtung besser zu trennen, im Gegensatz zum objektiven Eindruck bei Betrachtung der Thermographie-Bilder. Das Verhalten an den Rändern ist bei Cyan- und Infrarot-Beleuchtung in diesem Fall sehr ähnlich.

Der in Bild 52 auf der T-Achse dargestellte Shunt war schon ohne Bias-Licht erkennbar. Gegenüber dem Grundsignal war dieser ohne Bias-Licht um ca. 0,3 mK erhöht, mit Bias-Licht beträgt der Unterschied ca. 0,7 mK. Somit wird dieser Shunt auch diodenartiger Natur sein. Auch ist an den Kanten ein Signalanstieg zu beobachten, im Gegensatz zur Messung ohne Bias-Licht, was ebenfalls auf diodenartige Shunts schließen lässt. Wie folgende beide Bilder zeigen, ist die Phasenfilterung gut geeignet um im Vergleich zur Messung ohne Bias-Licht zu unterscheiden, welche Shunts diodenartiges und welche ohmsches Verhalten zeigen.



**Bild 53:** Thermogramme nach erfolgter Phasenfilterung von Bild 51, links mit Cyan-, rechts mit IR-LEDs. Auch unter Bias-Licht sind die Messungen der beiden LEDs kaum zu unterscheiden. Für eine bessere Darstellung der Details ist dieses Diagramm mit dem Skalenbereich 0-2 mK dargestellt. An der Position des weißen Pfeils ist ein Signal zu sehen, welches vermutlich von der Grunderwärmung durch die Beleuchtung herrührt und nicht vollständig durch die Phasenfilterung entfernt werden kann.



## 5.5. Anwendungsbeispiele

### 5.5.1. Prozess-Monitoring

Mit Hilfe der kontaktlosen Lichtthermographie lassen sich prinzipiell nach jedem einzelnen Herstellungsschritt auf dem Weg eines Wafers bis hin zur fertigen Solarzelle Thermographie-Messungen vornehmen. Teilweise lässt sich dadurch sehr gut die Entstehung von Kurzschlüssen dokumentieren. Durch dieses Prozess-Monitoring werden unter günstigen Voraussetzungen die kritischen Prozessschritte, welche verstärkt Shunts entstehen lassen, identifiziert. Vergleicht man dies mit der Kontakt-Thermographie, so können dort meist nur Messungen an fertigen Solarzellen vorgenommen werden. Es werden dann dieselben Kurzschlüsse gemessen wie mit der kontaktlosen Messung an der fertigen Zelle, aber letztens kann nur gemutmaßt werden, welche Prozessschritte die Kurzschlüsse einbringen. Das durch die kontaktlose Messung ermöglichte Prozess-Monitoring kann daher das Verständnis über die einzelnen Herstellungsschritte vertiefen helfen.

Am Beispiel der Herstellung einer stromlos metallisierten MWA-Zelle [21] wird im Folgenden ein möglicher Verlauf mit verbundenem Wissensgewinn eines Prozess-Monitorings verdeutlicht. Die MWA-Prozessierung (Metallization Wrap Around) ist ein Versuch, die Abschattungsverluste auf der Frontseite zu verringern, indem der Emitterbus auf die Rückseite der Solarzelle verlegt wird.

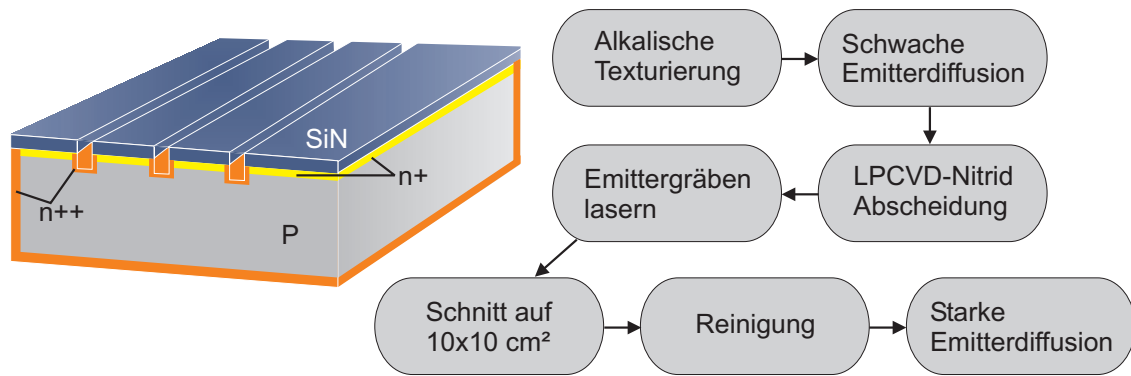
Sämtliche der im Folgenden dargestellten Messungen wurden unter Bias-Licht mit modulierten IR-LEDs durchgeführt. Mehr Informationen würden sich durch zusätzliche Messungen ohne Bias-Licht gewinnen lassen und sind daher zu empfehlen. Allerdings bringt dies einen doppelten Messaufwand mit sich.

Auf Basis der im Folgenden dargestellten Thermographie-Aufnahmen alleine kann verständlicherweise nicht exakt nachvollzogen werden, welche Prozesse im Detail in der Solarzelle stattfinden und letztlich zu Kurzschlüssen führen. Insofern werden im Weiteren Vermutungen geäußert, die durch eine Materialanalyse untermauert werden können, welche jedoch nicht immer möglich ist. Letzten Endes werden solche Vermutungen Ausgangspunkte für Prozessänderungen sein, deren Auswirkungen durch das Prozess-Monitoring beobachtet werden können.

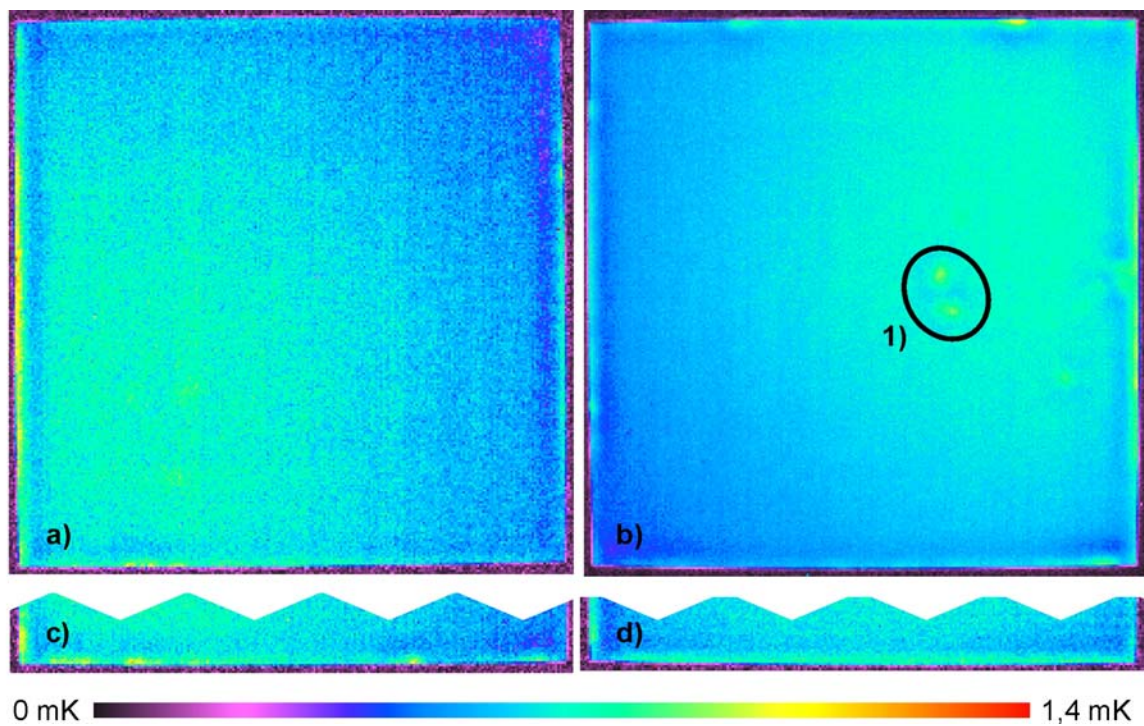
Die Messungen wurden sämtlich mit folgenden Parametern durchgeführt: Lock-In-Frequenz  $f_{LI}=15$  Hz, Integrationszeit  $t_i=2,5$  ms und zusätzliche Bias-Lichtquelle.

#### **Messung 1 - Ausgangsmaterial**

Ausgangspunkt der Messreihe waren vier vorprozessierte Cz-Silizium-Wafer der Größe  $12,5 \times 12,5$  cm<sup>2</sup>. Diese einkristallinen Wafer besitzen im Normalfall nur sehr wenige Defekte und Verunreinigungen. Das Ausgangsmaterial sollte somit nur eine geringe Ursache für spätere Kurzschlüsse sein. Bis zur ersten Thermographie-Messung wurden folgende Prozessschritte vorgenommen:



**Bild 54:** Waferzustand nach erfolgter starker Emittendiffusion ( $n^{++}$ ), Darstellung als Längs- und Querschnitt. Die SiN-Schicht wirkt als Diffusionsbarriere für die starke Emittendiffusion. Die  $n^{++}$ -dotierte Emitterschicht bildet sich dadurch an allen Stellen, an denen kein Nitrid vorhanden ist. Das sind die Kanten, die Rückseite und die durch Nitrid und schwachen Emittler gelaserten Gräben für die späteren Gridfinger.



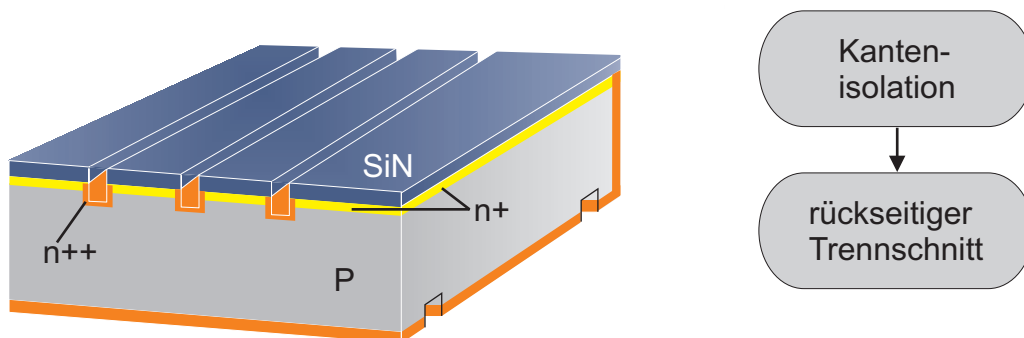
**Bild 55:** Thermographie-Aufnahmen nach erfolgter starker Emittendiffusion. Bei allen vier Wafern sind an den Kanten linien- und punktförmige Wärmezentren zu erkennen, möglicherweise aufgrund stärkerer Rekombinationsvorgänge an den offenen, nicht passivierten Kanten. Eingekreist sind zwei Wärmezentren (1), die sich wieder in der fertigen Solarzelle als dieselben Wärmezentren identifizieren lassen. Die Umrandung der Thermographie-Aufnahmen ist keine Waferfläche mehr und konturiert die Waferkanten. Die dargestellten Kanten der Wafer c) und d) liefern in späteren Messungen weitere wichtige Informationen. Über die oberen und unteren Kanten werden später die frontseitigen Emittlerfinger auf den rückseitigen Emittler-Busbar geführt, daher müssen diese Kanten sehr sorgfältig während der Prozessierung behandelt werden.

Die rechten und linken Kanten in Bild 55 zeigen eine verstärkte Erwärmung gegenüber den anderen Kanten. Diese Kanten werden jedoch in einem späteren Prozessschritt abgetrennt, deren jetzige Leistungsverluste sind daher nicht von besonderem Interesse. Die oberen und unteren Kanten (im weiteren MWA-Kanten genannt) bedürfen hier hoher Aufmerksamkeit. Der über diese Kanten geführte Emittler verbindet später die frontseitigen Gridfinger mit dem

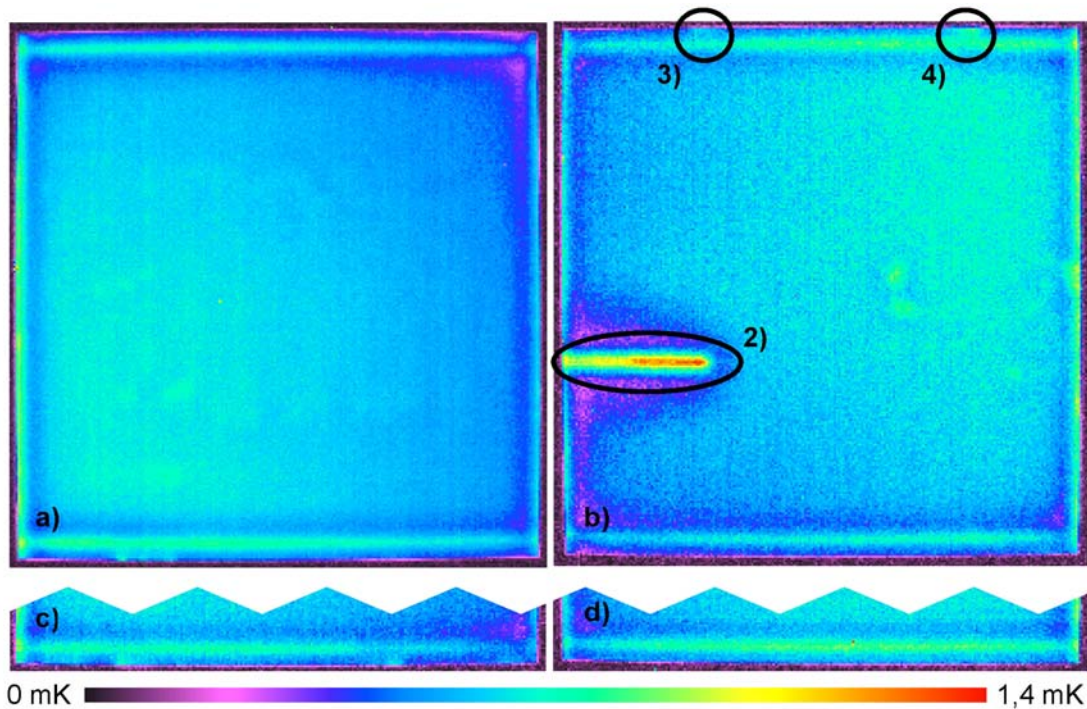
rückseitigen Emitter-Busbar. Diese Kante darf deshalb in weiteren Prozessschritten nicht abgetrennt werden, um eventuell auftauchende Kurzschlüsse zu beseitigen. Sehr interessant sind die zwei Wärmezentren (1) in Wafer b). In späteren Aufnahmen verstärkt sich diese Erwärmung deutlich. Möglicherweise sind hier schon schwache Kurzschlüsse zu sehen oder eine durch stärkere Rekombination verursachte stärkere Erwärmung im Gegensatz zur unmittelbaren Umgebung. In Wafer c) sind in der fertigen Solarzelle ebenfalls 2 Wärmequellen auszumachen, welche dieselbe relative Position zueinander besitzen wie diejenigen aus Wafer b). Wafer c) wurde hier nur mit 1,5 Stunden gemessen, Wafer b) jedoch über Nacht mit 13 Stunden. Sehr wahrscheinlich wären diese Wärmequellen bei einer längeren Messzeit auch zu diesem Zeitpunkt schon in Wafer c) festgestellt worden. Eigentlich ist nicht zu erwarten, dass in Cz-Silizium-Wafer Defekte oder Verunreinigungen vorhanden sind, welche diese Wärmequellen erklären könnten, auszuschließen ist es aber nicht. Es lässt sich leider nicht mehr feststellen, ob Wafer b) und c) im Kristall benachbarte Wafer waren. Obwohl die Wafer mit den IR-LEDs deutlich homogener ausgeleuchtet werden als mit den anderen bisher verwendeten LEDs, ist bei dieser Temperaturskala zu erkennen, dass auch bei den IR-LEDs die Ausleuchtung noch verbessert werden sollte.

### Messung 2 - Isolationsschnitte

Der folgende Prozessschritt wird zu diesem Zeitpunkt nur wegen der thermographischen Prozessanalyse durchgeführt und dient der Trennung des zukünftigen rückseitigen Basis- und Emitterkontakts. Der dünne Emitter (ca.  $1\ \mu\text{m}$ ) der MWA-Kante ist sehr empfindlich gegenüber mechanischen Beschädigungen. Später soll diese zur Herstellung eines Emitter-Kontakts metallisiert werden. Fehlt dieser Emitter stellenweise durch frühere Beschädigungen, so wird direkt die Basis mit dem aufgetragenen Metall kontaktiert, und ein Kurzschluss bildet sich. Primär soll untersucht werden, ob die folgenden Prozessschritte die MWA-Kanten schädigen und sich durch lokale Erwärmungen äußern. Frühere Messungen zeigten solche Schädigungen und einzelne Prozessschritte wurden dahingehend verbessert.



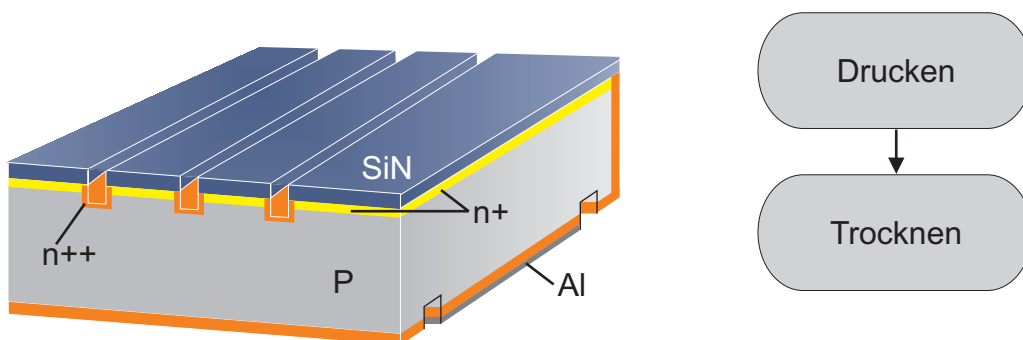
**Bild 56:** Der Emitter an den MWA-Kanten ist vom zukünftigen Basis-Rückkontakt getrennt. Zusätzlich wurde der Emitter an den Nicht-MWA-Kanten abgesägt. Dieser Emitter würde ansonsten nach Aufbringen des rückseitigen Aluminium-Back-Surface-Field (Al-BSF) einen starken Kurzschluss mit dem Aluminium bilden, sehr stark die getrennten Ladungsträger einsammeln und die Detektion schwächerer Kurzschlüsse verschlechtern.



**Bild 57: Thermographie-Aufnahmen nach Randtrennung und Isolationsschnitten.** An allen offenliegenden p/n-Übergängen ist deutlich eine Erwärmung feststellbar. Dies ist an den getrennten Nicht-MWA-Kanten, den Isolationsschnitten (an diesen Stellen zeigen sich die Erwärmungen in der Nähe der oberen und unteren Kanten) und dem durch einen Sägeunfall entstandenen Schnitt (2) in der Rückseite von Wafer b) gegeben. Die MWA-Kanten sind noch weitestgehend unbeschädigt, nur wenige punktuelle Wärmequellen sind an diesen Kanten auszumachen.

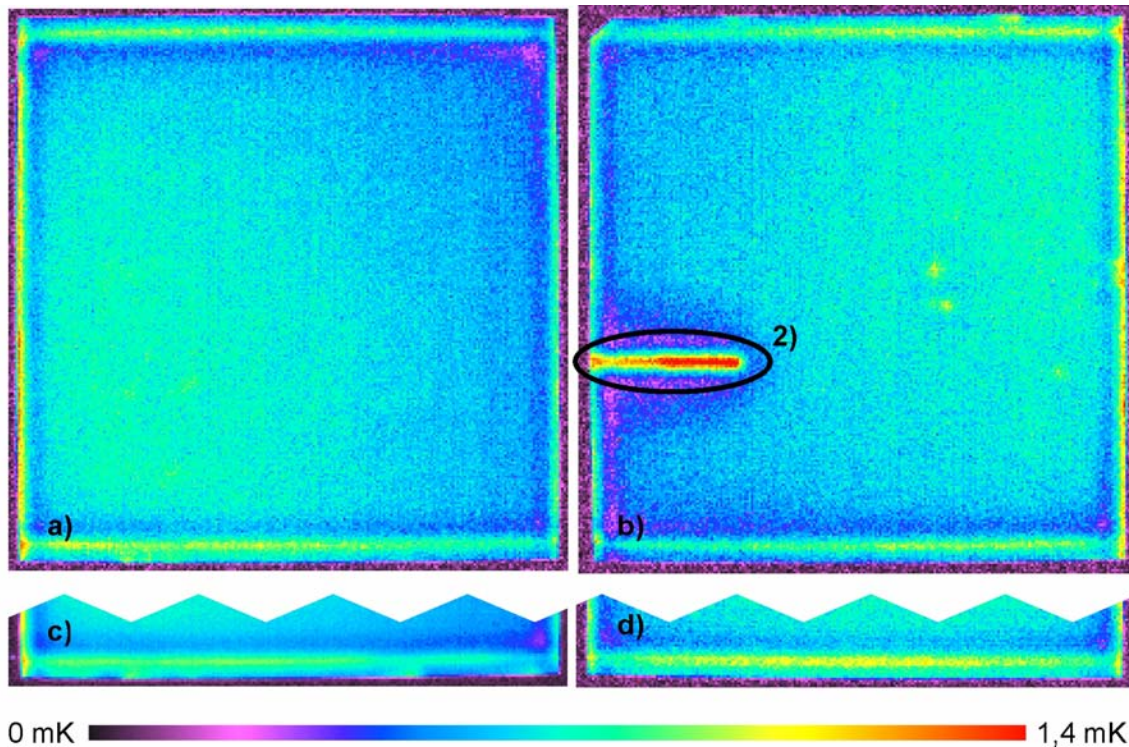
Durch die durchgeführten Schnitte sind nun zahlreiche p/n-Übergänge offen an der Oberfläche des Wafers. An diesen Stellen sind verstärkt Leckströme vorzufinden die zu einer lokalen Erwärmung führen. In Wafer b) sind zwei schwache Wärmequellen zu sehen, welche sich direkt an der oberen MWA-Kante befinden. In späteren Messungen können direkt an diesen Stellen keine Kurzschlüsse festgestellt werden, jedoch tauchen später starke Kurzschlüsse in naher Umgebung von wenigen Millimetern dieser Wärmequellen auf. An dieser Stelle kann keine Aussage getroffen werden, ob diese Wärmequellen einen Zusammenhang mit den späteren Kurzschlüssen besitzen.

### Messung 3 – Rückseitige Al-Paste



**Bild 58: Für die Herstellung des BSF (Back Surface Field) wird eine Aluminium-Paste auf die Rückseite gebracht und getrocknet.** Dabei kann Aluminium auch in die Isolationsschnitte gelangen und die Leckströme der offen liegenden p/n-Übergänge erhöhen. Beim Trocknen wird der Wafer über 300°C erhitzt. Zu diesem Zeitpunkt ist unter dem Aluminium noch ein Emitter vorhanden.



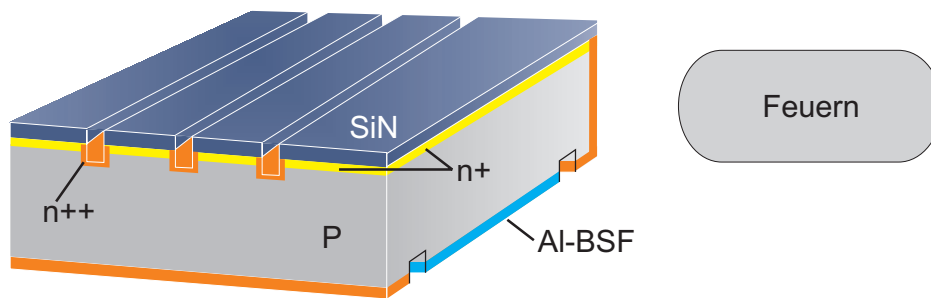


**Bild 59:** Thermographie-Messung nach Trocknen der Al-Paste. Dabei wird auch der Sägeschaden (2) überdruckt. Bei den niedrigen Temperaturen zum Trocknen der Al-Paste bildet sich noch kein guter Metall-Halbleiter-Kontakt, dennoch verstärken sich sichtbar durch das aufgebrachte Metall die Kurzschlussströme durch die Shunts. In den rückseitigen Isolationsschnitten wird nun verstärkt Wärme frei, was darauf hindeutet, dass teilweise Aluminium die Schnitte benetzt.

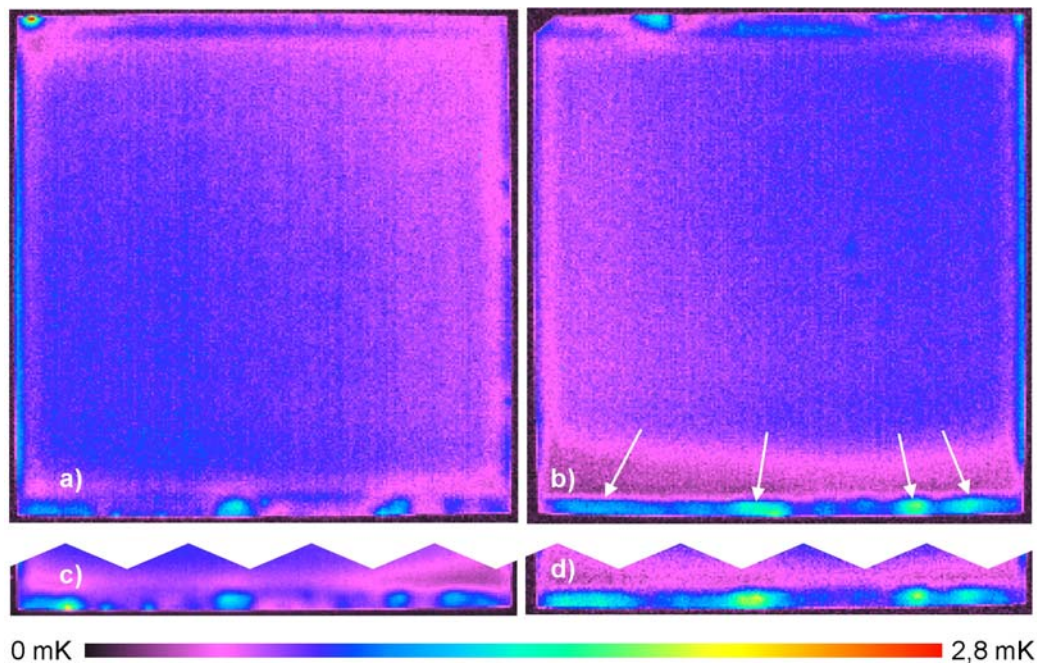
Auch bei diesen Prozessschritten werden die MWA-Kanten nicht merkbar geschädigt. Dass sich die Verluste am Sägeschaden (2) durch Aufbringen von Metall mehrten, war zu erwarten und bestätigt sich durch diese Thermographie-Messung. An den Nicht-MWA-Kanten liegen Basis und Emitter offen vor. Offensichtlich verstärken diese Prozessschritte die Leckströme an diesen Kanten. Ebenso scheint die Paste in die rückseitigen Isolationsschnitte zu gelangen und verstärkt hier deutlich die Kurzschlussströme. Da in späteren Schritten erneut eine Kantenisolation vorgenommen werden kann und wird, sind diese Verluste nicht negativ zu bewerten.

#### Messung 4 – Feuern

An dieser Stelle werden die Wafer sehr stark erhitzt (ca. 900°C). Das vorhin aufgebrachte Aluminium soll mit dem darunter liegendem Silizium ein Al-Si-Eutektikum bilden. Dies dient zum einen als BSF (Back Surface Field) und zur elektrischen Kontaktierung der Basis. Das BSF (beschrieben in [10]) ist ein Bereich, der im Vergleich zur Basis-Dotierung höher dotiert ist. Dadurch stellt sich eine weitere Bandverbiegung ein, welche Elektronen als Minoritätsladungsträger in die Basis in Richtung der Raumladungszone zurückdrängt. Dies verhindert deren Oberflächenrekombination an der Rückseite der Solarzelle.



**Bild 60:** Zur BSF-Herstellung wird der Wafer stark erhitzt. Der Emitter unter dem vorher aufgebracht Aluminium ist nicht mehr vorhanden. Durch die hohen Temperaturen können neue Verunreinigungen in das Silizium eindringen und neue Kurzschlüsse verursachen.



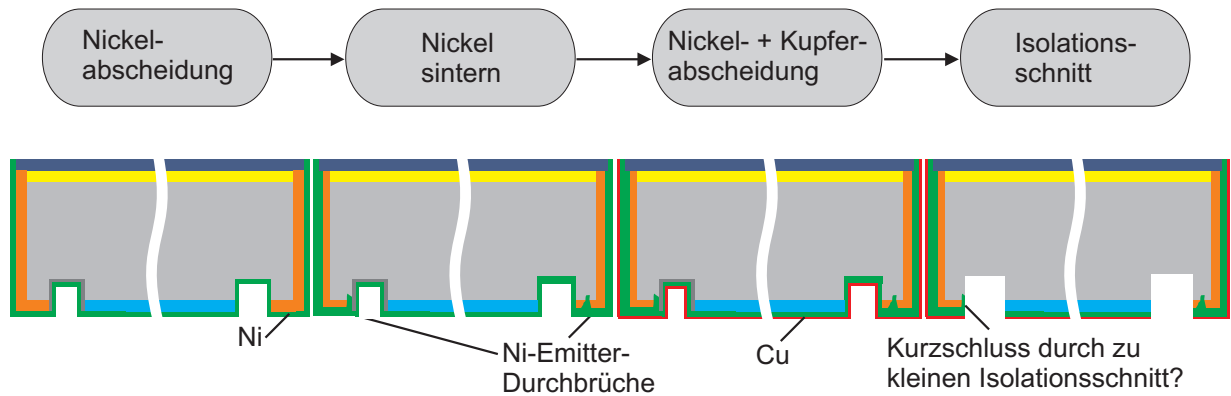
**Bild 61:** Thermographie-Messung nach dem Feuern. Deutlich zeigen sich Kurzschlüsse am späteren Emitter-Busbar. Durch die hohen Temperaturen verdampft teilweise das Aluminium und kann sich wieder im Isolationsschnitt abscheiden. Eine Verunreinigung ist auch durch das Förderband denkbar. Interessant ist, dass die durch weiße Pfeile gekennzeichneten Gebiete mit stärkeren Kurzschlüssen bei allen vier Wafern in ähnlicher Form zu entdecken sind.

Während des Feuerschritts liegen die Wafer mit der Aluminium-Seite nach unten auf einem Förderband im Ofen. Dadurch kann eine Verunreinigung des Emitter-Busbars und des im Isolationsschnitt offenliegenden p/n-Übergang durch auf dem Förderband befindliches Aluminium oder andere Metalle entstehen. Spätere Messungen mit höherer lateraler Auflösung der Wärmequellen zeigen, dass die Wärmezentren sich dicht an der Kante des Isolationsschnitts befinden. Es ist wahrscheinlich, dass dies zu diesem Zeitpunkt auch schon der Fall ist. Vermutlich sind deshalb durch das Aluminium verstärkte Leckströme über den offenliegenden p/n-Übergang Ursache der lokalen Erwärmungen. Der frühere Sägeschaden in Wafer b) ist als solcher nicht mehr zu erkennen, auch hier wurde der früher offenliegende Emitter durch das BSF überkompensiert und beseitigt die Leckströme.

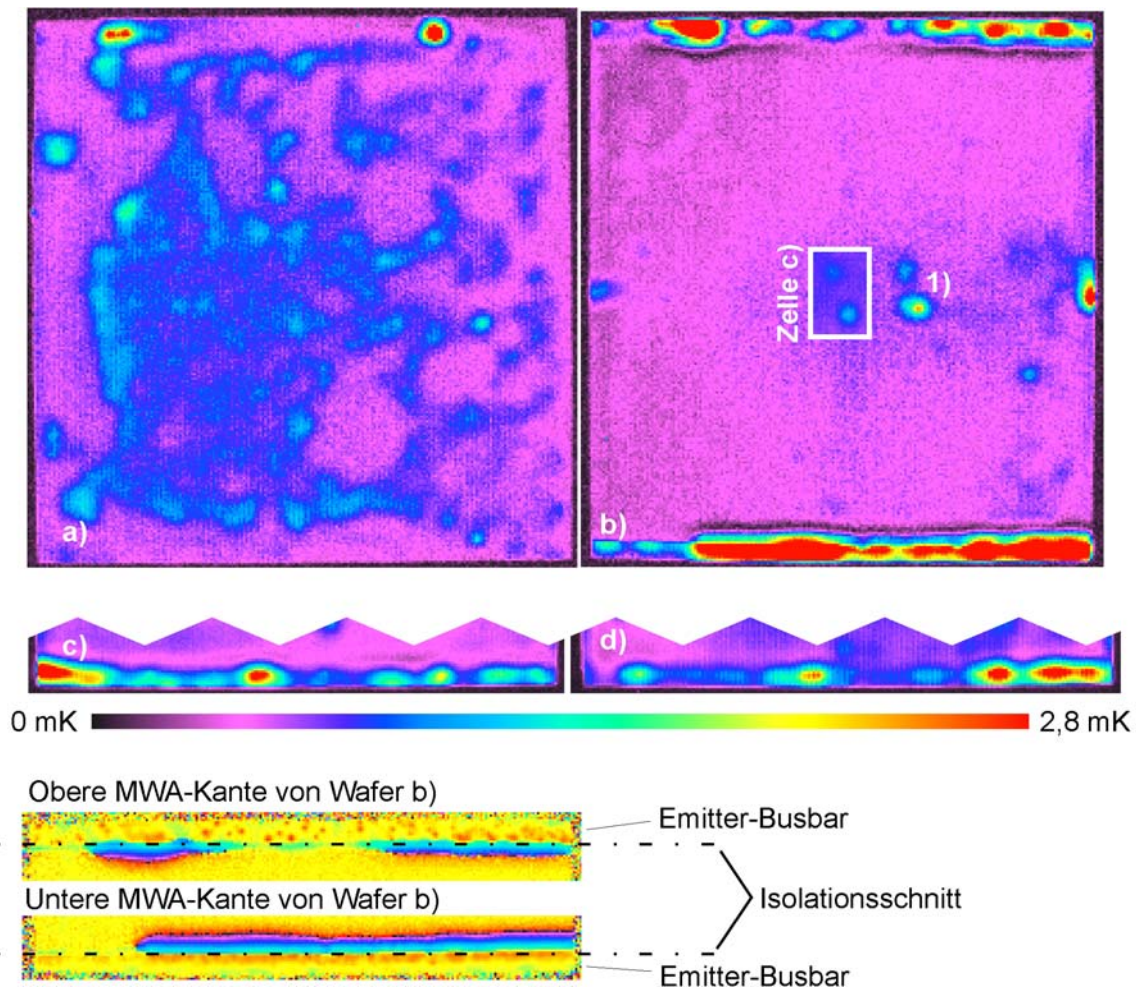
### Messung 5 – Nickel sintern

In diesen letzten Prozessschritten wird der Metall-Halbleiter-Kontakt zum Emitter hergestellt. Dabei wird in den Fingergräben, den MWA-Kanten und auf dem Emitter-Busbar zuerst Nickel und dann Kupfer stromlos abgeschieden.





**Bild 62:** Das Nickel kann beim Sinter-Vorgang den Emitter durchbrechen und einen Kurzschluss zur Basis erzeugen. Solche punktuellen Kurzschlüsse, welche meist in der Mitte des Emitter-Busbar vorzufinden sind, wurden des öfteren bei früheren Messungen festgestellt. Unklar ist, welche genauen Ursachen die Kurzschlüsse an der Isolationsschnittkante haben.



**Bild 63:** Thermographie-Messung der fertigen MWA-Zelle. Die in Wafer b) in der ersten Messung festgestellten Wärmequellen (1) sind nun sehr deutlich erkennbar. Wafer c) zeigt ebenfalls Wärmequellen in sehr ähnlicher Geometrie zu (1) und ist als Ausschnitt zum Vergleich dargestellt. In Wafer a) bildet das Kupfer keinen guten Kontakt zum Nickel, blättert großflächig ab und führt zu einer Vielzahl von Signalen in dem von Kupfer benetzten Bereich. Unten dargestellt ist das Phasenbild des Wafers b) einer zusätzlichen Messung mit einer erhöhten Lock-In-Frequenz von 135 Hz. Bei der MWA-Kante, in der sich schon in Messung 4 deutliche Erwärmungen zeigten, reihen sich die Wärmequellen (rote Punkte) an der Kante des Isolationsschnitts.

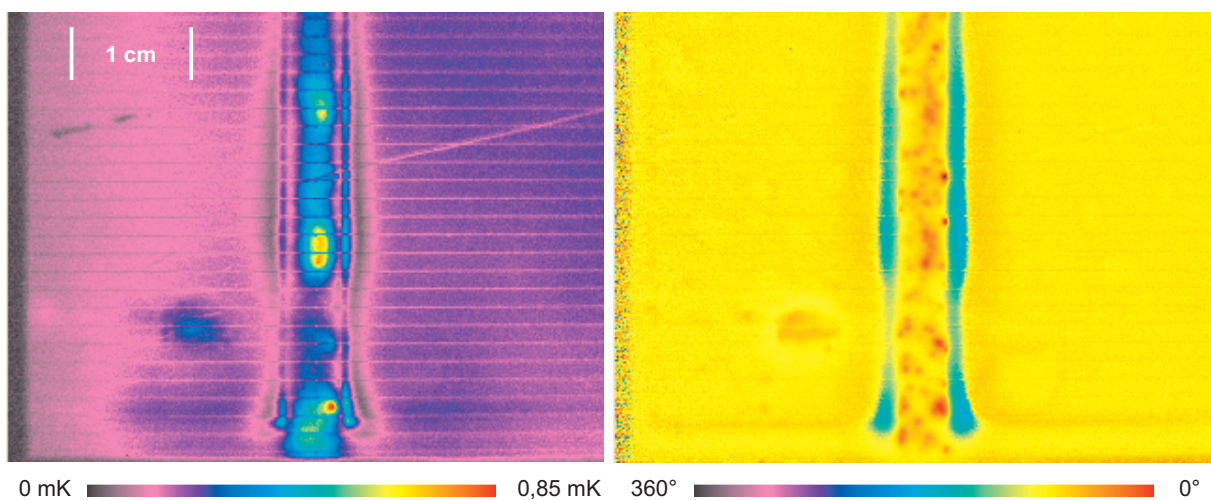


Nach dem Feuern waren die Gebiete des unteren Emitter-Busbars bei allen vier Wafern ähnlich von Kurzschlüssen durchzogen. Wafer a) und c) zeigten hier schwächere Kurzschlüsse als Wafer b) und d). Nach den letzten Prozessschritten ändert sich deren Verhalten sehr stark. Während sich die Kurzschlüsse in Wafer b) deutlich und in Wafer c) und d) leicht erhöhen, sind in Wafer a) fast keine Kurzschlüsse mehr am Busbar auszumachen. Wie das Phasenbild bei erhöhter Lock-In-Frequenz (135 Hz) von Wafer b) zeigt, ist ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden MWA-Kanten gegeben. An dem unteren Busbar, welcher schon in Messung 4 durch erhöhte Wärmebildung auffiel, reihen sich die Wärmezentren (rote Punkte) entlang einer Linie, der Kante zum Isolationsschnitt. Hier sind fast keine Wärmezentren in der mittleren Region des Busbars zu erkennen. Hingegen verteilen sich die Wärmezentren willkürlich über die gesamte Fläche des oberen Busbars. Dort scheinen diese durch Nickel-Spiking vom Emitter in die Basis verursacht zu sein, wie es schon bei anderen Messungen vermutet wurde (Abschnitt 5.5.2). Daher stellt sich die Frage, weshalb diese zufällige Verteilung der Nickel-Spikes nicht bei dem unteren Busbar beobachtet wird.

### Zusammenfassung des Monitorings

In diesem Prozess-Monitoring wurde als wichtiger Punkt festgestellt, dass ein in früheren Zellproduktionen angewandter Sägeschnitt, welcher spürbar die MWA-Kanten schädigte, erfolgreich optimiert wurde. Im Weiteren zeigte sich ein existierendes Problem im Prozess des Feuerns. Es ist noch nicht geklärt, ob dieses Problem durch die extra für das Monitoring früh vorgenommenen Isolationsschnitte entsteht und damit für den eigentlichen Zellprozess keine Relevanz hat, oder ob ein Problem durch eine Kontamination durch das Förderband gegeben ist. In der nächsten Prozessierungsreihe wird versucht, die Gefahr einer Kontamination beim Feuern zu verringern, was wiederum mit einem Prozess-Monitoring untersucht wird. Die weiteren Ergebnisse können leider nicht mehr in diese Arbeit aufgenommen werden.

### 5.5.2. Shunts durch Nickel-Sinterung



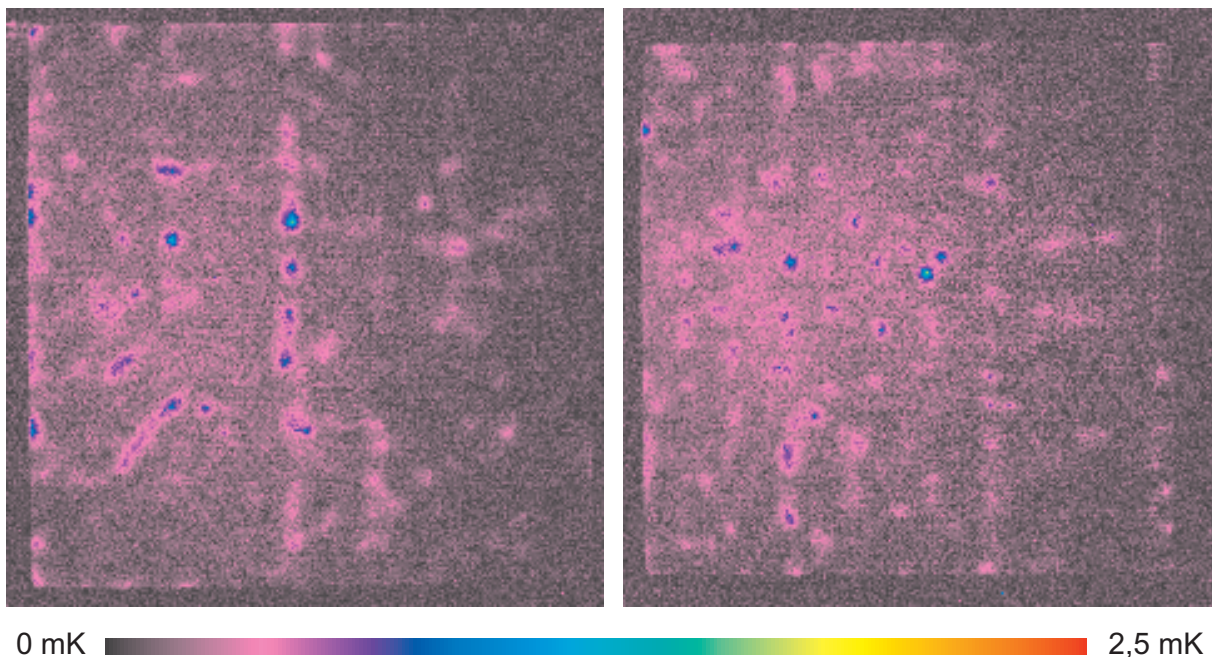
**Bild 64:** Lichtthermographiemessung einer MWT-Zelle,  $f_{\text{Kamera}} = 120 \text{ fps}$ ,  $f_{\text{Lock-In}} = 135 \text{ Hz}$ ,  $\tau_i = 2,5 \text{ ms}$ , links Amplituden- rechts Phasenbild. Erst durch die verwendete hohe Lock-In-Frequenz wird im Phasenbild deutlich, dass die Kurzschlüsse punktueller Natur sind. Diese Kurzschlüsse sind über dem auf der Rückseite aufgebrauchten Emitter-Busbar verteilt.

Bei der zuerst vorgenommenen Thermographiemessung mit niedriger Lock-In-Frequenz (15 Hz) waren nur flächenhafte Kurzschlüsse auf dem auf der Rückseite liegenden Busbar erkennbar.

Erst durch die hohe Lock-In-Frequenz (Bild 64) wurde im Phasenbild erkennbar, dass die Wärmezentren punktueller Natur und dicht gepackt sind. Innerhalb der Prozessierung wird auf die Busbar-Fläche Nickel aufgebracht. Ein guter mechanischer Kontakt wird erst nach einem Sinter-Schritt erreicht, bei welchem das Nickel im vorliegenden Fall möglicherweise stellenweise durch Spiking den Emitter durchbricht und einen Kontakt zur Basis herstellt, der als Kurzschluss wirkt.

### 5.5.3. Materialprüfung

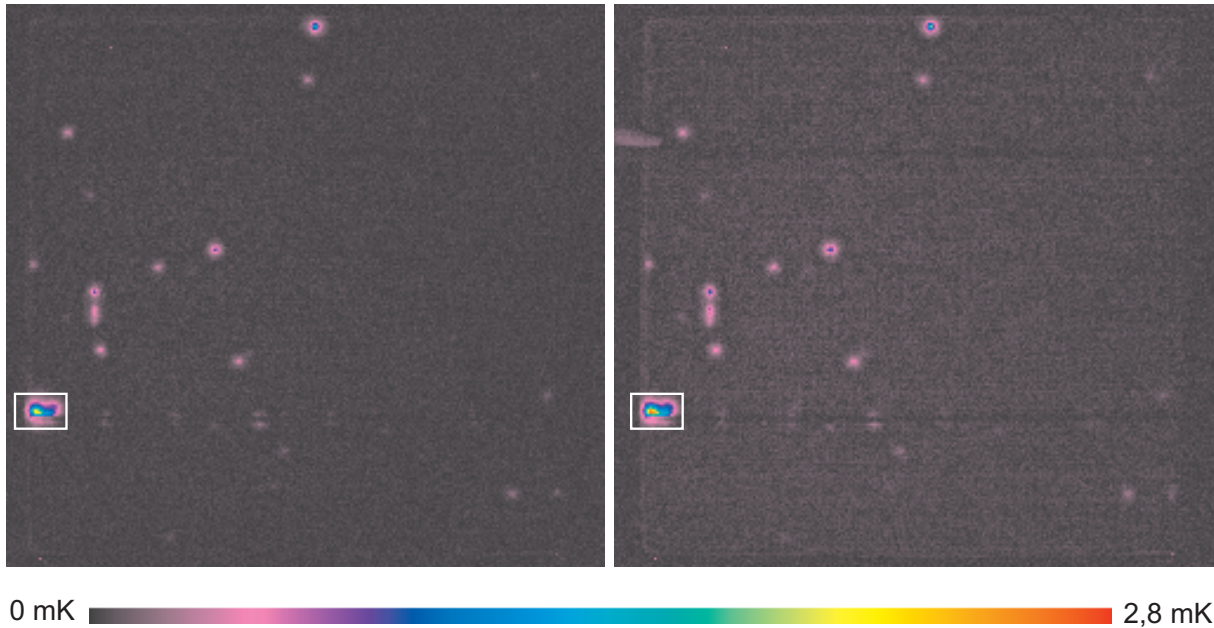
In der Solarzellenherstellung ist auf dem Weg eines Silizium-Wafers zur fertigen Solarzelle meist die Erzeugung des p/n-Übergangs einer der ersten Prozessschritte. Durch diesen p/n-Übergang ist deshalb schon im frühen Stadium der Prozesskette die Möglichkeit gegeben, eine Ladungstrennung zwischen p- und n-Schicht durch Lichteinstrahlung zu erzeugen. Dadurch kann prinzipiell der Wafer direkt in Anschluss an diesen Prozessschritt mit Hilfe der Lichtthermographie auf Kurzschlüsse untersucht werden. Neben der Lebensdauerermessung ist dies eine weitere Methode, um Wafer in einem frühen Prozessstadium qualitativ untersuchen zu können.



**Bild 65:** Thermogramme (Messzeit ca. 1 h) von 12,5x12,5 cm<sup>2</sup> Silizium-Wafern nach erfolgter Emitter-Diffusion. Deutlich sichtbar sind zahlreich vorhandene lokale Erwärmungen, die vermutlich von durch Verunreinigungen verursachten Kurzschlüssen ausgehen. Inwiefern dies benachbarte Wafer sind, ist nicht bekannt.

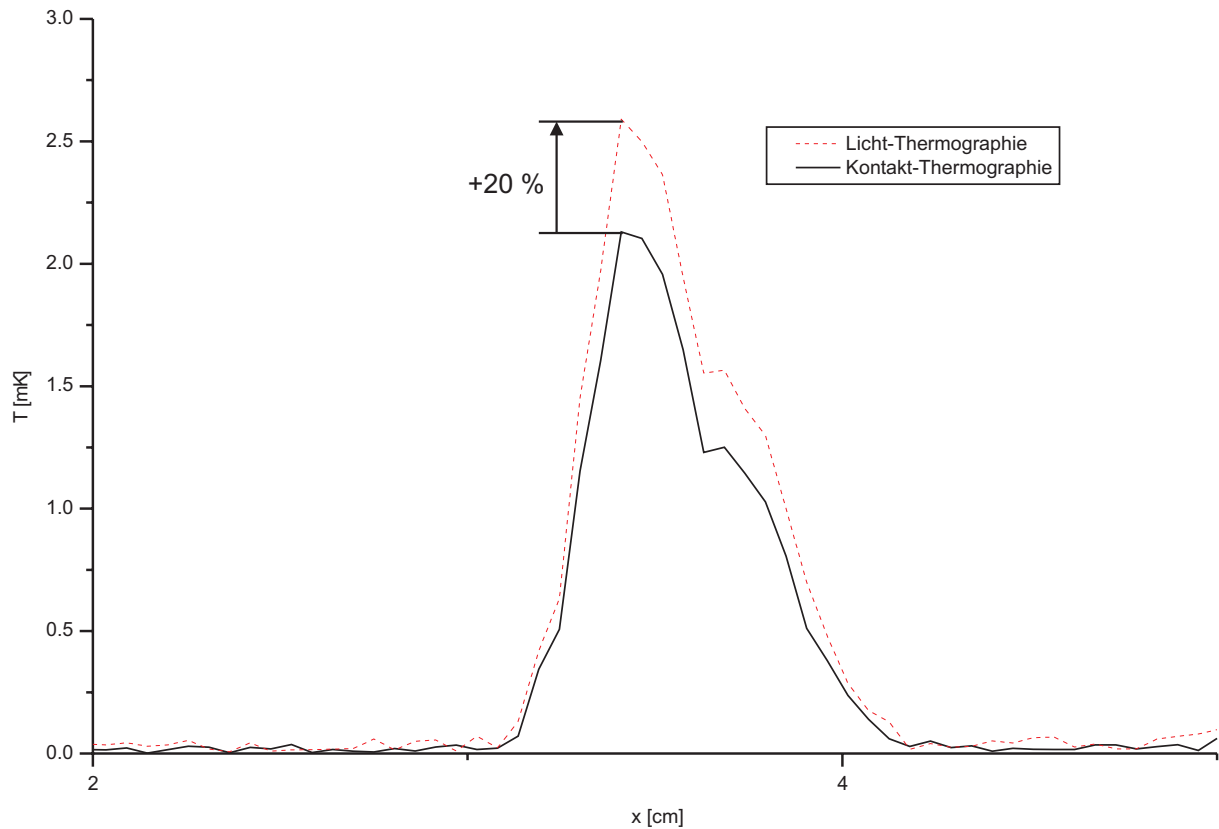
### 5.6. Vergleich: Kontakt-Thermographie – Licht-Thermographie

Untersucht wurden Wafer unter Bedingungen, bei denen die beiden Messmethoden vergleichbar werden. Dazu wurde einerseits die Licht-Thermographie-Messung unter Verwendung der IR-LEDs durchgeführt, um die Thermalisierung zu minimieren, andererseits wurde die Modulationsspannung niedrig gehalten, so dass Rekombinationsströme gegenüber den Shuntströmen vernachlässigbar sind. Damit der Einfluss des Serienwiderstandes der Kontakt-Spitze gering gehalten werden kann, wurde eine Zelle gewählt, die vergleichsweise wenig Kurzschlüsse besitzt, aber dennoch genügend, um die Verlustleistungen der Messungen vergleichen zu können.



**Bild 66:** Links: Kontakt-Thermographie-Messung mit 400 mV Modulation. Rechts: Licht-Thermographie-Messung mit einer induzierten Modulation von 400 mV. Ausgewählt wurde eine multikristalline Zelle ( $12,5 \times 12,5 \text{ cm}^2$ ) mit vergleichsweise wenigen Shunts, damit in der kontaktierten Messung der Serienwiderstand und der damit verbundene Spannungsabfall an der Kontaktspitze als vernachlässigbar angesehen werden kann. Auf den ersten Blick erscheinen beide Messmethoden gleichwertig.

Dieselben Kurzschlüsse sind in beiden Messungen zu identifizieren. Das übliche Hintergrund-Signal bei der Licht-Thermographie-Messung ist bei den verwendeten geringen Modulationen nicht erkennbar, nur links oben am Rand zeigt sich die durch die Beleuchtung erfolgte Erwärmung des Kontakt-Spitzen-Halters durch Lichtabsorption. Bei genauerer Betrachtung scheinen die Signale der Licht-Thermographie-Messung stärker zu sein. Hierzu wurden die Temperaturwerte einzelner Shunts quantitativ verglichen. Ein Linienscan über den stärksten Kurzschluss (in Bild 66 weiß eingerahmt) ist im folgenden Diagramm dargestellt.

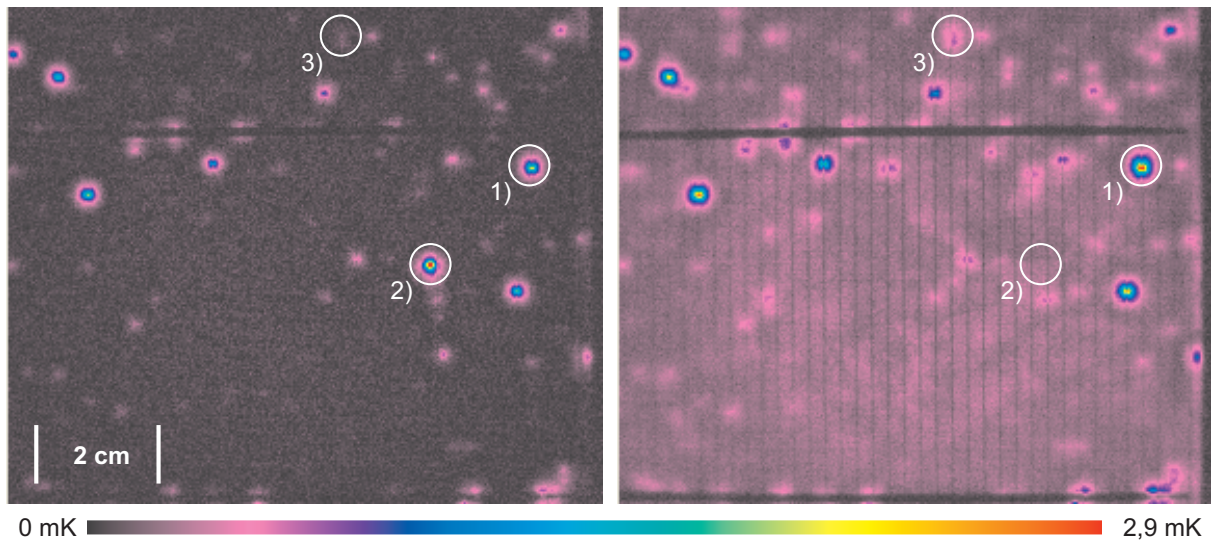


**Bild 67:** Horizontaler Linienscan über den stärksten Shunt in Bild 66. Das Signal der Licht-Thermographie ist gegenüber dem Signal der Kontakt-Thermographie um 20 % erhöht. Diese Erhöhung lässt sich nicht über einen höheren Offset durch ein Hintergrundsignal durch Thermalisierung und Rekombination erklären (welcher hier bei beiden Messungen etwa gleichwertig ist) und ist vermutlich durch einen prinzipiellen quantitativen Unterschied der beiden Messmethoden gegeben. Das Hintergrundsignal verbirgt sich hier im Rauschen.

Wird in Bild 67 das Signal der Licht-Thermographie um 20 % erniedrigt, liegen beide Signalkurven gut übereinander. Bei vergleichender Messung einer in derselben Versuchsreihe hergestellten Zelle zeigen sich einzelne Signale in der Licht-Thermographie um ca. 15 % erhöht, andere Signale wiederum zeigen eine vergleichbare Signalstärke. Somit ist ein systematischer Fehler, welcher einen quantitativen Vergleich der beiden Messmethoden nicht erlauben würde, eher unwahrscheinlich.

Die bereits in Abschnitt 4.2 untersuchte Solarzelle zeigt einen deutlichen Unterschied der beiden Messmethoden.





**Bild 68:** Thermographie-Messungen desselben Zellausschnitts. Links Kontakt-Thermographie (426 mV Modulation), rechts Licht-Thermographie (422 mV Modulation), beide mit  $f_{LI}=15$  Hz. Die Shunts zeigen sich sehr unterschiedlich in den beiden Messungen. Einzelne Shunts sind mit beiden Messmethoden gut zu sehen und liegen meist unter den Gridfingern, z.B. (1) mit einem 40 % stärkeren Signal bei der Licht-Thermographie. Andere Shunts zeigen sich entweder nur in der Kontakt-Thermographie (2) oder in der Licht-Thermographie (3). Derartige Shunts befinden sind meist zwischen Gridfingern. Die Ursachen hierfür liegen bis jetzt noch im Unklaren.

Bild 68 soll zum Abschluss dieser Diplomarbeit einen Ausblick der Licht-Thermographie geben. Da die Licht-Thermographie besser dem Verhalten einer Solarzelle im Betrieb gerecht wird entsprechen auch die gemessenen Shuntsignale mehr den tatsächlichen Leistungsverlusten im Solarzellenbetrieb. Zu beachten ist, dass die hier vorgestellten Messungen noch nicht den „realen“ Bedingungen (AM 1,5 Sonnenspektrum und Spannung wie am Arbeitspunkt der Solarzelle, sowie geringe Licht-Intensitätsmodulation) nachempfunden sind. Dies wird Ausgangspunkt weiterer Untersuchungen sein, die sich an diesem Institut bereits in der Planungsphase befinden.

### 5.7. Zusammenfassung

Die Licht-Thermographie ist in der Lage, Kurzschlüsse in Solarzellen nachzuweisen. Am vorgestellten Prozess-Monitoring wurde deutlich, dass Messungen auch an unmetallisierten Solarzellen interessante Resultate zeigen. Die Licht-Thermographie kann die Kontakt-Thermographie nicht vollständig ersetzen, da beispielsweise Messungen in Sperrichtung nicht ohne elektrische Kontaktierung vorgenommen werden können. Auch beeinflusst das störende Grundsignal bei hohen Lichtintensitäten für Messungen mit höheren Spannungen die Messergebnisse zunehmend negativ.

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde erfolgreich ein Thermographie-Messstand für Solarzellen aufgebaut, welcher Kurzschlüsse (Shunts) und Serienwiderstände lokalisiert und untersucht, die einen negativen Einfluss auf die Zellwirkungsgrade haben. Dies beinhaltet den eigentlichen apparativen Aufbau sowie die Entwicklung einer Mess- und Steuerungssoftware. Damit besteht nun erstmals an diesem Lehrstuhl die Möglichkeit, an Solarzellen geringe von Kurzschlüssen ausgehende elektrische Leistungsverluste zu visualisieren, die mit einer lokalen Temperaturerhöhung einhergehen. Mittels Lock-In-Messung als bekanntem Verfahren zur Rauschunterdrückung kann selbst eine sehr geringe Temperaturmodulation von weniger als 1 mK detektiert werden. Eingeschränkt war dies am Lehrstuhl bisher nur bei relativ starken Kurzschlüssen mit LBIC(Light Beam Induced Current)-Messungen möglich, einer seriellen Methode. Dabei wird die Zellfläche mit einem Laserstrahl abgerastert und der sich jeweils einstellende Kurzschlussstrom gemessen. Typische Messzeiten liegen hierbei im Bereich von Stunden. Solche Kurzschlüsse mit hohen Leistungsverlusten und starker Wärmeerzeugung sind mit der Lock-In-Thermographie als paralleler Methode, bei der die gesamte Zellfläche gleichzeitig vermessen wird, meist schon in Sekunden bis Minuten erkennbar.

Mit Hilfe der geleisteten Pionierarbeit von Breitenstein [2] war es möglich, die Kontakt-Thermographie erfolgreich umzusetzen. Bei dieser Messmethode wurde die Temperaturmodulation durch mit der Lock-In-Frequenz variierende Ströme verwirklicht, die der Solarzelle über die elektrischen Kontakte aufgeprägt wurden. Diese Wärmebilder ließen sich mit einer Infrarot-Kamera aufnehmen und mit einem PC auswerten. Schon in einem relativ frühen Stadium dieser Arbeit konnte begonnen werden, den Messstand und die dazugehörige Software zu optimieren. Die Kamera wurde in ein zweites, luftgekühltes Gehäuse integriert, wodurch homogenere Messbedingungen erzielt wurden. Des Weiteren wurden elektrische Verschaltungen zur Reduzierung von Störsignalen verbessert. Außerdem wurde der gesamte Messstand verdunkelt, um den Einfluss von äußeren Störungen wie Lichteinfall, vorbeigehenden Personen oder anderen Infrarotquellen zu vermindern.

Die Kontakt-Thermographie lieferte bald erste interessante Ergebnisse. Bei einem minimalen Arbeitsabstand von ca. 10 cm, bei dem mit der vorhandenen Optik der Kamera eine Fokussierung gerade noch möglich ist, wird die maximale laterale Auflösung des Messstandes von etwa 150  $\mu\text{m}$  erreicht. Durch diese hohe Auflösung und eine zusätzlich verwendete hohe Lock-In-Frequenz konnte bei der Messung einer multikristallinen Silizium-Solarzelle gezeigt werden, dass an Schnittpunkten von Gridfinger und Korngrenzen dieser Zelle verstärkt Shunts vorliegen. An derselben Solarzelle wurde im Weiteren demonstriert, wie durch mehrere sukzessive Messungen mit verschiedenen Vorspannungen ohmsche und diodenartige Shunts unterschieden werden können. Weiterhin wurden unter hohen Sperrspannungen an einer Solarzelle die für die Modulherstellung interessanten „Hot Spots“ nachgewiesen, welche im Modulbetrieb Solarzellen durch die hohe Wärmeentwicklung zerstören können. Am Beispiel einer RGS(Ribbon Growth on Substrate)-Solarzelle konnte der Vorteil von „Undersampling“ zur Steigerung der lateralen Auflösung demonstriert werden. Dabei wurde die Verästelung von Inversionskanälen aufgelöst, wie sie auch in einer LBIC-Messung derselben Zelle als stromsammelnde Gebiete erkennbar waren. In einer Reihe von aus benachbarten, blockgegossenen Silizium-Wafern hergestellten Solarzellen zeigten sich ortstreue Shunts. Diese deuteten somit auf Verunreinigungen innerhalb des Blockgussprozesses bei der Herstellung der Silizium-Wafer hin. Randshunts konnten ebenfalls nachgewiesen werden, sowie deren erfolgreiche Beseitigung durch Randtrennung.

An diesem Punkt war das vom Lehrstuhl für diese Diplomarbeit gesetzte Ziel im Wesentlichen erreicht. Ein nächster möglicher Schritt wäre gewesen, Ergebnisse von Thermographie-Messungen quantitativ mit Solarzellenparametern zu korrelieren. Beispiels-

weise gab es hier Vorschläge für eine quantitative Ermittlung des n-Faktors im 2-Dioden-Modell [35]. Nachdem jedoch das Potential der Licht-Thermographie erkannt wurde, war die Entwicklung dieser Methode für unterschiedliche Anwendungsfelder die Konsequenz. Hierbei wurden die Ladungsträger durch Beleuchtung generiert, was eher den Bedingungen entspricht, die beim Betrieb einer Solarzelle herrschen. Für diese neuartige Messmethode wurden verschiedene Lichtquellen auf ihre Eignung hin untersucht, wobei schlussendlich infrarote LEDs die besten Resultate zeigten. Anfangs war unklar, welche Ursachen das zusätzlich auftretende Grundsignal in der Licht-Thermographie hat. Daher wurden die LEDs gekühlt, verschiedene Farbfilter getestet und die Beleuchtung fokussiert. Als Ergebnis konnte ein Einfluss der Wärmestrahlung der LEDs auf dieses Grundsignal weitestgehend ausgeschlossen werden. Es beruht vielmehr auf der Thermalisierung und Rekombination der generierten Ladungsträger. Mit Hilfe der Software ließ sich dieses Signal durch eine Phasenfilterung abschwächen, die Shunts wurden dabei in ihrer Struktur genauer dargestellt. Ein weiterer Punkt war die Einführung einer Bias-Lichtquelle als Grundbeleuchtung in die Licht-Thermographie. Dabei traten bei gleicher Intensität des modulierten Lichts die ohmschen Shunts in den Hintergrund und es zeigten sich vielmehr die diodenartigen Shunts. Somit war auch in der Licht-Thermographie ein einfacher Weg gegeben, ohmsche und diodenartige Shunts voneinander zu unterscheiden.

Ein weiterer wertvoller Vorteil der Licht-Thermographie lag darin, auch unmetallisierte Solarzellen vermessen zu können, sobald ein p/n-Übergang zur Ladungstrennung gegeben war. Dabei war keine Proben-Präparation notwendig und Wafer konnten in jedem Zustand thermographisch untersucht werden. Somit wurde erstmals ein Prozess-Monitoring an Solarzellen möglich, wodurch einzelne Herstellungsschritte auf eine Shuntentwicklung hin untersucht werden konnten. Exemplarisch wurden die Ergebnisse eines solchen Monitorings an MWA(Metallization Wrap Around)-Solarzellen vorgestellt. Basierend auf diesen Resultaten lassen sich einzelne Prozessschritte gezielt optimieren.

Quantitativ ließ sich feststellen, dass die Licht-Thermographie im Vergleich zur Kontakt-Thermographie Shunts mit einer anderen Intensität zeigt und auch Verlustleistungen auftreten, die in der Kontakt-Thermographie nicht detektiert werden konnten.

Mit der Licht-Thermographie unter Arbeitspunktbedingungen der Solarzelle sollten die tatsächlichen Leistungsverluste im realen Solarzellenbetrieb vorliegen. Die Kontakt-Thermographie muss hier dem realen Solarzellenbetrieb in der Messung nicht unbedingt gerecht werden. Shunts können über- oder unterbewertet werden.

Diese realen Betriebsbedingungen der Solarzelle sollten auch in Zukunft noch weitere interessante Anwendungsgebiete der Licht-Thermographie eröffnen, wodurch sich genauere Informationen zu relevanten Problemen der beleuchteten Solarzelle gewinnen lassen.



## Quellen

- [1] P.G. Datskos, S. Rajic, L.R. Senesac, I. Datskou: Fabrication of quantum well microcantilever photon detectors. *Ultramicroscopy* 86, S. 191-206, 2001
- [2] O. Breitenstein, M. Langenkamp: *Lock-in Thermography, Basics and Use for Functional Diagnostics of Electronic Components*. Springer, 2003
- [3] J.C. Krapez: Compared Performance Algorithms Used for Modulation Thermography, in *Quantitative Infrared Thermography 4 (QIRT'98)*, Lodz, Poland, September 7 -September 10, 1998, ed. By D. Balageas, G. Busse, C.M. Carlomagno, (Lodart S.A. Lodz 1999) S. 148-153
- [4] H.S. Carslaw, J.C. Jaeger: *Conduction of Heat in Solids*, (Clarendon, Oxford, 1959)
- [5] M.M. Hayat, S.N. Torres, E. Armstrong, S.C. Cain, B. Yasuda: Statistical algorithm for nonuniformity correction in focal-plane arrays. *Optical Society of America*, 1999
- [6] G. Carugno: *Infrared Emission: A new possible approach to particle Detectors*. INFN, Italy
- [7] [http://www.kzu.ch/solar/so\\_zelle.htm](http://www.kzu.ch/solar/so_zelle.htm)
- [8] H. Föll, J. Carstensen: *Einführung in die Materialwissenschaft II* [http://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/mw2\\_ge/kap\\_6/backbone/r6\\_3\\_2.html](http://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/mw2_ge/kap_6/backbone/r6_3_2.html)
- [9] [http://ltphys2k.physik.uni-bonn.de/Halbleiter/content/Metall\\_Halbleiter\\_Ubergang\\_ct.html](http://ltphys2k.physik.uni-bonn.de/Halbleiter/content/Metall_Halbleiter_Ubergang_ct.html)
- [10] G. Hahn: *RGS-Silizium - Materialanalyse und Solarzellenprozessierung*, Dissertation, Universität Konstanz 1999
- [11] A. Götzberger, B. Voß, J. Knobloch: *Sonnenenergie: Photovoltaik, Physik und Technologie der Solarzelle*. B.G. Teubner Stuttgart 1997
- [12] O. Breitenstein, M. Langenkamp: *Quantitative Local Analysis of Solar Cells by Thermal Methods*, Proc. 2<sup>nd</sup> WC PVSEC, Wien (1998), S. 1382-1385
- [13] Th. Pernau: *Impulse für die industrielle Produktion kristalliner Siliziumsolarzellen*. Dissertation, Universität Konstanz 2003
- [14] P. Geiger: *Charakterisierung und Solarzellenprozessierung: Vertikal gezogene multikristalline Si-Folien für die Photovoltaik*. Dissertation, Universität Konstanz, 2003
- [15] B. Fischer, P. Fath, E. Bucher: *Evaluation of Solar Cell J(V)-Measurements with a distributed series resistance model*, Universität Konstanz
- [16] P. Fath: *Processing, Characterisation and Simulation of Mechanically Textured Crystalline Silicon Solar Cells*, Dissertation, Universität Konstanz, 1998
- [17] G. Schubert: *Untersuchung der Dickfilmmetallisierung für kristalline Silizium-Solarzellen*, Diplomarbeit, Universität Konstanz, 2002
- [18] Th. Pernau: *Lebensdauerbestimmung und orts aufgelöste Messung der Quantenausbeute an kristallinem Silizium*. Diplomarbeit, Universität Konstanz 1999
- [19] G. Hahn, S. Seren, D. Sontag, A. Schönecker, M. Goris, L. Laas, A. Gutjahr: *Over 10% Efficient Screen Printed RGS Solar Cells*, Proc. 3<sup>rd</sup> WC PVSEC, Osaka 2003, im Druck
- [20] G. Dietsche: *Wasserstoffpassivierung von Solarzellen aus Foliensilizium*. Diplomarbeit, Universität Konstanz, 2002
- [21] W. Jooss, W. Neu, K. Faika, H. Knauss, A. Kress, S. Keller, P. Fath, E. Bucher: *Process and technology development for back contact silicon solar cells*, Universität Konstanz
- [22] P. Rooij, M. Real, U. Moschella, T. Sample, M. Kardolus: *Advanced reliability improvement of AC-modules (ARIA)*, EC Contract JOR3-CT97-0122 publishable report, 01. July 1997 – 31 May 2000

- [23] T. Pisarkiewicz, T. Stapinski, P. Wojcik: Photoconductivity in amorphous silicon in a wide temperature range. 43<sup>rd</sup> International Scientific Colloquium, Technical University of Ilmenau, September 21-24, 1998
- [24] D. Sontag: Dissertation, Universität Konstanz, voraussichtlich 2004
- [25] S.M. Sze: Semiconductor Devices, Physics and Technology. John Wiley & Sons, 1985
- [26] A. Kress: Emittterverbund-Rückkontaktsolarzellen für die industrielle Fertigung. Dissertation, Universität Konstanz 2001
- [27] R. Kühn: Herstellung, Charakterisierung und Simulation semitransparenter, bifacialer kristalliner Solarzellen. Dissertation, Universität Konstanz, 2000
- [28] A. Boueke: Entwicklung und Charakterisierung semitransparenter kristalliner Siliziumsolarzellen. Dissertation, Universität Konstanz, 2000
- [29] K. Faika: Alternativen zur pn-Bereichsdefinition für die Herstellung kristalliner Siliziumsolarzellen. Dissertation, Universität Konstanz, 2003
- [30] S. Keller: Neue Konzepte für monolithisch integrierte kristalline Siliziumsolarzellen. Dissertation, Universität Konstanz, 2000
- [31] H. Lange, I.A. Schwirtlich: Ribbon Growth on Substrate (RGS) – A new approach to high speed growth of silicon ribbons for photovoltaics, J. Crystal Growth 104 (1990), 108
- [32] D. Sarti, R. Einhaus: Solar Energy Material and Solar Cells 2002. Bd. 72, S. 27
- [33] A. Schönecker, L. Laas, A. Gutjahr, M. Goris, P. Wyers, G. Hahn, D. Sontag: Proc. 12th NREL Workshop on Crystalline Silicon Solar Cell Materials and Processes S. 7, 2002
- [34] M. Spiegel: MIRHP-Passivation of multicrystalline Silicon Solar Cells. Dissertation, Universität Konstanz, 1998
- [35] I.E. Konovalov, O. Breitenstein, K. Iwig: Solar Energy Materials and Solar Cells 1997. Bd. 48, S. 53-60
- [36] [http://www.hmi.de/bereiche/SE/SE3/arbeitsg/qualitaet/lock\\_in.html](http://www.hmi.de/bereiche/SE/SE3/arbeitsg/qualitaet/lock_in.html)
- [37] M. Bail, J. Kentsch, R. Brendel, M. Schulz, Proc. 28th IEEE PVSC, Anchorage 2000, S. 99
- [38] J. Isenberg, S. Riepe, S. W. Glunz, W. Warta, Proc. 29th IEEE, PVSC, New Orleans 2002, S. 266
- [39] <http://www.thermosensorik.de>

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zu dem Erfolg dieser Diplomarbeit beigetragen haben und mich im Studium unterstützten.

Mein besonderer Dank geht an

Herrn Prof. Dr. Ernst Bucher, der mich an seinem Lehrstuhl aufnahm und mir damit die Möglichkeit bot, diese interessante Diplomarbeit zu erstellen.

Herrn Prof. Dr. Leiderer für die freundliche Übernahme der Zweitkorrektur.

Herrn Dr. Peter Fath für die Leitung der Siliziumabteilung.

Herrn Dr. Giso Hahn für die freundliche Aufnahme in die Neue Materialien-Gruppe und seinen wertvollen Anregungen.

Herrn Sven Seren und Herrn Dr. Thomas Pernau für die ausgezeichnete Betreuung während der gesamten Diplomarbeit. Ohne diese wertvolle Hilfe wären viele Ideen nicht in dieser Geschwindigkeit umgesetzt worden.

Herrn Alwin Trummer und Herrn Ansgar Fischer für die Betreuung in technischen Angelegenheiten.

Herrn Hamidreza Riazi-Nejad für die Rechner-Betreuung, insbesondere des Mess-Rechners.

Herrn Holger Knauss für die gebotene Möglichkeit, viele interessante Messungen an Rückkontakt-Solarzellen durchführen zu können.

Frau Angela Schellinger, unserer Sekretärin, für die freundliche Unterstützung in Verwaltungsangelegenheiten.

Frau Dr. Ursula Probst für die Beschaffung einer GaAs-Probe.

Herrn Sven Seren, Herrn Dr. Thomas Pernau, Herrn Dr. Giso Hahn und Herrn Florian Popp für die aufgebrauchten Stunden des Korrekturlesens.

an die Fa. SysKon GmbH für die gesammelten Erfahrungen im Bereich der Programmierung und der technischen Dokumentation.

an die Fa. InfraTec für die unbürokratische Unterstützung rund um die Thermokamera.

meine Mutter für das ermöglichte Studium und die jahrelange Unterstützung.

meinen Bruder für die früh geweckte Begeisterung für Technik und Musik.

Zur Erinnerung an meinen Vater.

