

Schnelle und genaue 3D-Formvermessung  
mittels Musterprojektion und Stereobildaufnahme  
im thermischen Infrarot

**Dissertation**

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

vorgelegt dem

**Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät  
der Friedrich-Schiller-Universität Jena**

von Dipl.-Phys. Martin Landmann  
geboren am 21. Oktober 1985 in Gera

## **Gutachter**

1. Prof. Dr. Andreas Tünnermann,  
Institut für Angewandte Physik, Friedrich-Schiller-Universität Jena
2. Prof. Dr. Rainer Tutsch,  
Institut für Produktionsmesstechnik, Technische Universität Braunschweig
3. Prof. Dr. Stephan Reichelt,  
Institut für Technische Optik, Universität Stuttgart

**Tag der Disputation:** 10.11.2022

---

## Kurzzusammenfassung

---

Die flächenhafte dreidimensionale Oberflächenerfassung mittels optischer Sensorik ist in vielen Bereichen wie Qualitätskontrolle in der industriellen Fertigung, Digitalisierung komplexer Freiformflächen, Objekterkennung für roboterbasierte Vereinzelung aber auch in der Medizintechnik, der Biometrie oder der Digitalisierung von Kulturgütern nicht mehr wegzudenken. Häufig werden dafür Stereosensoren nach dem Prinzip der Musterprojektion bei diffus reflektierenden Oberflächen eingesetzt. Objekte mit nicht-kooperativen Oberflächen, wie transparente, glänzende, absorbierende oder transluzente Objekte konnten mit dieser Technik bisher nicht zuverlässig erfasst werden.

In Vorarbeiten wurde gezeigt, dass mit dem „Shape from Heating“-Ansatz nicht-kooperative Oberflächen dreidimensional erfassbar werden. Dieses Verfahren beruht auf Musterprojektion im thermischen Infrarot, Absorption unter Ausprägung eines Wärmemusters und Stereoaufnahme der Emission dieses Wärmemusters. Jedoch war bisher für viele Anwendungen die Messzeit im zweistelligen Sekundenbereich verhältnismäßig lang und die Messgenauigkeit unzureichend.

In dieser Arbeit wird die bisherige Multistreifenprojektion des „Shape from Heating“-Ansatzes analysiert und ein Simulationsmodell für den gesamten Messprozess erstellt. Mithilfe des Simulationsmodells werden die Wechselwirkung zwischen der Infrarotstrahlung und dem Objekt sowie der Aufbau eines Temperaturkontrasts auf der Objektoberfläche untersucht. Daraus werden Grenzen der Multistreifenprojektion abgeleitet und das neuartige Projektionsprinzip der sequenziellen Streifen entwickelt. Im Gegensatz zur flächenhaften Multistreifenprojektion wird bei der sequenziellen Streifenprojektion das Messobjekt nur in lokal stark begrenzten Bereichen bestrahlt. Dadurch ergeben sich Bestrahlungsdauern im Millisekunden- statt Sekundenbereich, wodurch der kontrastmindernde Effekt der thermischen Diffusion drastisch reduziert wird.

Die experimentelle Realisierung eines Infrarot-3D-Sensors beruhend auf der sequenziellen Streifenprojektion hat die Vorteile gegenüber der Multistreifenprojektion auf eindrucksvolle Weise bestätigt. Neben der deutlichen Verkürzung der Messzeiten und Verbesserung der Messgenauigkeit, werden die erfassbaren Materialklassen hin zu Objekten mit höherer Wärmeleitfähigkeit und reflektierenden Oberflächen erweitert. Der vorgestellte Sensor ist somit das weltweit schnellste und genaueste Messsystem für hochauflösende optische 3D-Formvermessung nicht-kooperativer Oberflächen.

---

## Abstract

---

Three-dimensional shape measurement using optical sensors has become essential in many areas, such as quality control in industrial production, digitization of complex free-form surfaces, object recognition for robot-based separation, but also in medical technology, biometrics, or the digitization of cultural heritage. Stereo recording based on the principle of pattern projection is often used for this purpose on diffusely reflecting surfaces. Objects with non-cooperative surfaces, such as transparent, shiny, absorbent, or translucent objects, could not be reliably recorded with this technology until now.

In previous studies it was shown that the shape from heating approach can be used to record non-cooperative surfaces in three dimensions. This method is based on pattern projection in the thermal infrared, absorption under generation of a heat pattern and stereo recording of the emission of this thermal pattern. However, up to now the measurement time in the double digit second range has been relatively long and the measurement accuracy insufficient for many applications.

In this study, the known multi-fringe projection of the shape from heating approach is analyzed and a simulation model for the entire measurement process is developed. With the help of the simulation model, the interaction between the infrared radiation and the object as well as the generation of a temperature contrast on the object surface is investigated. From this, limits of the multi-fringe projection are concluded and the novel projection principle of sequential fringes is developed. Instead of an areal multi-fringe projection, the sequential fringe projection irradiates the object only in locally strongly restricted areas. This results in irradiation times in the millisecond instead of the second range, which drastically reduces the contrast-limiting effect of thermal diffusion.

The experimental realization of an infrared 3D sensor based on sequential fringe projection has impressively demonstrated the advantages over multi-fringe projection. Besides the significant reduction of measurement times and improvement of measurement accuracy, the recordable material classes are extended to objects with higher thermal conductivity and reflective surfaces. The presented sensor is thus the world's fastest and most accurate measurement system for high-resolution optical 3D shape measurement of non-cooperative surfaces.

---

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 3D-Oberflächenvermessung und Problemstellung . . . . .	1
1.2 Stand der Forschung und Technik . . . . .	2
1.3 Aufbau der Arbeit . . . . .	3
<b>2 3D-Vermessung durch Musterprojektion und Stereoaufnahme im Infrarot</b>	<b>5</b>
2.1 Aktive Stereokamerasysteme . . . . .	5
2.1.1 Lochkameramodell . . . . .	6
2.1.2 Epipolargeometrie und Rektifizierung . . . . .	7
2.1.3 Bestimmung der 3D-Oberflächenpunkte mittels Triangulation . . . . .	8
2.1.4 Musterprojektion, Korrespondenzsuche und Disparitätsbestimmung . . . . .	9
2.2 Lösungsansätze für die 3D-Erfassung nicht-kooperativer Objekte . . . . .	12
2.3 Messprinzip „Shape from Heating“ . . . . .	12
2.4 IR-Strahlung . . . . .	16
2.4.1 Einordnung in das elektromagnetische Spektrum . . . . .	16
2.4.2 Strahlungsgesetze . . . . .	16
2.5 Optische Eigenschaften eines typischen Flachglases . . . . .	20
2.6 IR-Strahlenquellen . . . . .	21
2.7 IR-Musterprojektor . . . . .	22
2.8 Wärmebildgebung . . . . .	23
2.8.1 Strahldichtemessung und Temperaturbestimmung . . . . .	23
2.8.2 Transmission durch die Atmosphäre . . . . .	25
2.8.3 Wärmebildkameras . . . . .	26
2.8.4 Auswahl geeigneter Wärmebildkameras . . . . .	27
2.8.5 Kamerarauschen und Temperaturauflösung . . . . .	28
2.9 Geometrische Kalibrierung eines thermischen Stereokamerasystems . . . . .	29
2.9.1 Kalibrierobjekt . . . . .	30
2.9.2 Kalibrierung von drei Kameras: $2 \times$ MWIR- und $1 \times$ LWIR-Kamera . . . . .	32
2.10 Anpassung der Korrespondenzsuche in Wärmebildern . . . . .	33

<b>3</b>	<b>Multistreifenprojektion</b>	<b>35</b>
3.1	MWIR-3D-Setup basierend auf Multistreifenprojektion . . . . .	35
3.1.1	Laboraufbau . . . . .	35
3.1.2	Messablauf . . . . .	37
3.1.3	Eignung und Vorteile der aperiodischen Sinusmuster . . . . .	38
3.1.4	3D-Messbeispiel . . . . .	39
3.2	Einfluss des Temperaturkontrasts auf die 3D-Messqualität . . . . .	40
3.3	Optimierung von Projektions- und Kameraparametern . . . . .	41
3.4	Grenzen des MWIR-3D-Aufbaus basierend auf Multistreifenprojektion . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Simulationsmodell</b>	<b>44</b>
4.1	Beschreibung der Simulationsumgebung . . . . .	45
4.1.1	Simulation der Bestrahlungsstärkeverteilung . . . . .	45
4.1.2	Simulation der Temperaturverteilung . . . . .	45
4.1.3	Rendering, 3D-Rekonstruktion und Bestimmung der Messqualität . . . . .	49
4.2	Verifizierung des Modells anhand Multistreifenprojektion . . . . .	50
4.3	Effekte beim Einsatz einer Maske . . . . .	53
4.3.1	Erhöhung des Temperaturanstiegs bei Einsatz einer Maske . . . . .	53
4.3.2	Abhängigkeit der Qualität der 3D-Ergebnisse von der Maskenposition . . . . .	54
4.4	Grenzen der Multistreifenprojektion . . . . .	57
<b>5</b>	<b>Sequenzielle Streifenprojektion</b>	<b>59</b>
5.1	MWIR-3D-Setup basierend auf sequenzieller Streifenprojektion . . . . .	59
5.1.1	Laboraufbau . . . . .	59
5.1.2	Messablauf . . . . .	60
5.1.3	Theoretische Betrachtungen . . . . .	61
5.1.4	Simulation von 3D-Messungen . . . . .	63
5.2	Variation von Projektions- und Kameraparametern . . . . .	66
5.3	Vergleich mit maskenbasierter Multistreifenprojektion . . . . .	67
5.3.1	3D-Messqualität . . . . .	67
5.3.2	3D-Messbeispiel . . . . .	68
5.3.3	Besondere Merkmale der sequenziellen Streifenprojektion . . . . .	69
5.4	Grenzen der sequenziellen Streifenprojektion . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Einfluss bestimmter Objekteigenschaften</b>	<b>73</b>
6.1	Material . . . . .	73
6.1.1	Simulation . . . . .	73
6.1.2	Messbeispiele: Materialien mit unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit . . . . .	75

6.2 Geometrie . . . . .	78
<b>7 Demonstratorentwicklung und Sensorcharakterisierung</b>	<b>84</b>
7.1 Beschreibung Demonstrator . . . . .	85
7.2 Sensorcharakterisierung . . . . .	86
7.3 Quantitativer Vergleich von Multistreifen- und sequenzieller Streifenprojektion . . . . .	90
<b>8 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>92</b>
8.1 Zusammenfassung . . . . .	92
8.2 Ausblick . . . . .	94
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>97</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>107</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>111</b>
<b>Formelverzeichnis</b>	<b>113</b>





# KAPITEL 1

---

## Einleitung

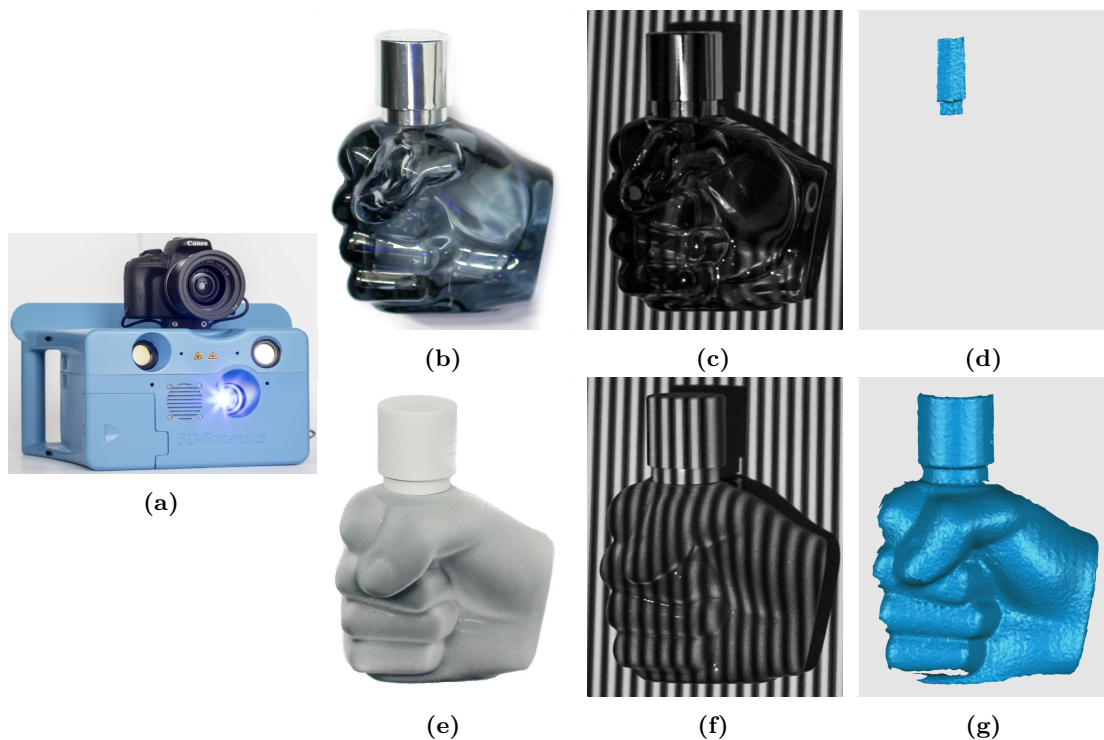
---

### 1.1 3D-Oberflächenvermessung und Problemstellung

Die dreidimensionale (3D) Oberflächenerfassung stellt einen stetig wachsenden Bereich der digitalen Bildverarbeitung dar. Durch große Fortschritte in der Entwicklung von Bildgebungstechnologien dringt die optische 3D-Messtechnik in immer weitere Anwendungsfelder wie Qualitätskontrolle in der industriellen Fertigung, Digitalisierung komplexer Freiformflächen, Objekterkennung für roboterbasierte Vereinzelung aber auch in der Medizintechnik, der Biometrie oder der Digitalisierung von Kulturgütern vor [1–4].

Im Bereich der Industrie werden hochgenaue 3D-Messtechniken mit Messzeiten im Sekundenbereich oder sogar darunter benötigt. Koordinatenmessmaschinen erfüllen den ersten Punkt, können aber die hohen Taktraten bei zum Beispiel gewünschter 100 %-Kontrolle in einer Fertigungslinie nicht erreichen. Aktive Stereosensoren werden eingesetzt, um hunderttausende 3D-Punkte berührungslos, zerstörungsfrei, in kurzer Zeit und mit hoher Genauigkeit für Objektgrößen im Bereich von Zentimetern bis Metern zu bestimmen. Diese Sensoren beruhen auf strukturierter Beleuchtung im sichtbaren (VIS) bis hin zum nahen Infrarot-Spektralbereich (NIR). Sie werden seit mehreren Jahrzehnten entwickelt und wurden in den letzten Jahren hinsichtlich der Messgenauigkeit (im Mikrometerbereich) und der Messzeit [5–7] (im Mikro- bis Millisekundenbereich) enorm verbessert.

Eine wesentliche Voraussetzung der Sensoren mit strukturierter Beleuchtung ist die diffuse oder nahezu diffuse Reflexion des projizierten Lichts an der Oberfläche der Messobjekte. Bei Objekten aus transparenten, transluzenten, glänzenden oder absorbierenden Materialien ist diese Bedingung stark eingeschränkt bis nicht erfüllt. Die Folge ist, dass solche nicht-kooperativen Objekte von diesen Sensoren in kurzer Zeit nicht zuverlässig dreidimensional erfasst werden können. Dies ist beispielhaft an einer transparenten faustförmigen Parfümfläche mit spekulär reflektierendem Verschluss in der oberen Zeile der Abb. 1.1 gezeigt (Abb. 1.1(b)-(d)). Dabei wurde ein aktiver 3D-Stereosensor basierend auf Musterprojektion (Sinusmuster und Gray-Codes) im VIS verwendet. Auf dem transparenten Glaskörper ist kein Streifenmuster sichtbar, wodurch keine 3D-Punkte rekonstruiert werden konnten. Nur ein kleiner Ausschnitt der reflektierenden Verschlusskappe ist mit dem VIS-3D-Sensor erkennbar. Erst nach Beschichtung des Objekts mit



**Abbildung 1.1:** Messbeispiel einer transparenten faustförmigen Parfümflasche: (a) Foto des verwendeten VIS-3D-Sensors; obere Zeile zeigt das unbehandelte Objekt: (b) Foto, (c) Kamerabild mit projiziertem sinusförmigem Streifenmuster, (d) rekonstruiertes 3D-Modell; untere Zeile zeigt das mit Scanningspray mattierte Objekt: (e) Foto, (f) Kamerabild mit projiziertem sinusförmigem Streifenmuster und (g) rekonstruiertes 3D-Modell.

einer diffus streuenden Schicht ist dessen Erfassung möglich (siehe Abb. 1.1(e)-(g)).

In dieser Arbeit wird ein im thermischen Infrarot (thermisches IR,  $0,78 \mu\text{m} < \text{Wellenlänge } \lambda < 14 \mu\text{m}$  [8]) arbeitendes 3D-Messsystem für die 3D-Erfassung nicht-kooperativer Objekte untersucht. Es ist das Ziel aus den gewonnenen Erkenntnissen ein optisches Verfahren für nicht-kooperative Objekte zu entwickeln, sodass beispielsweise transparente Gläser, in geschlossenen und echtzeitfähigen Prozessketten ohne zusätzliche Beschichtung hochaufgelöst und genau dreidimensional aufgenommen werden können.

## 1.2 Stand der Forschung und Technik

Üblicherweise werden nicht-kooperative Objekte bisher optisch dreidimensional vermessen, indem man sie mit einem Mattierungsmittel einsprüht. Oft werden dafür weiße und diffus reflektierende Pulver basierend auf  $\text{TiO}_2$  oder Cyclododekan verwendet [9, 10]. Dadurch erhält eine vorherige nicht-Lambert'sche Oberfläche eine Streuschicht und wird opak sowie diffus reflektierend. Herkömmliche Musterprojektionsverfahren können auf diese Weise zum Einsatz gebracht werden. Der zusätzliche Schritt stellt jedoch einen erhöhten Zeit- und Kostenaufwand dar. Das Pulver kann nicht immer rückstandsfrei

entfernt werden und häufig sind dazu auch chemische Mittel notwendig. Außerdem hängt die Messgenauigkeit von der Schichtdicke des Mattierungsmittels und ihrer Homogenität ab. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit einer irreversiblen Oberflächenbehandlung wie Ätzen oder Sandstrahlen [11]. Ein Beispiel einer beschichteten und unbeschichteten Oberfläche, Beispielkamerabilder sowie die rekonstruierten 3D-Ergebnisse sind in Abb. 1.1 dargestellt.

Um den aufwendigen Prozess des Einsprühens zu vermeiden, wurden in den letzten Jahren verschiedene Ansätze vorgeschlagen [12, 13]. Viele der vorgestellten Verfahren wurden speziell für bestimmte Unterklassen der nicht-kooperativen Objekte entwickelt. Sie beruhen auf bekannten Objektinformationen und Annahmen über die Wechselwirkung des eingesetzten Lichts mit dem Messobjekt. Sie sind folglich nicht einfach auf beliebige Messobjekte übertragbar. Mériaudeau et al. [13] haben unterschiedliche Methoden, wie „Shape from Polarization“, „Shape from Fluorescence“ oder „Shape from Heating“ (siehe Abschnitt 2.2), anhand der physikalischen Wechselwirkungen Transmission, Reflexion und Emission klassifiziert.

Vom Fraunhofer-Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik IOF wurde der vielversprechende Ansatz des „Shape from Heating“ weiterentwickelt. Mit einem Laboraufbau bestehend aus zwei Wärmebildkameras in Stereoanordnung und einer Projektionseinheit im thermischen IR konnte an einer ebenen Glasplatte in einer Messzeit von 33 s eine 3D-Punkt-Standardabweichung<sup>1</sup> kleiner 80  $\mu\text{m}$  erreicht werden [14, 15].

Aufbauend auf den Vorarbeiten zum „Shape from Heating“ soll im Rahmen dieser Arbeit zum einen eine Simulationsumgebung erstellt werden, mit welcher der gesamte 3D-Messprozess analysiert werden kann, und damit Abhängigkeiten der Ergebnisqualität von Projektions- und Materialparametern sowie der Objektgeometrie zu untersuchen. Zum anderen soll dieses Simulationsprogramm dazu dienen, ein verbessertes Projektionsprinzip zu entwickeln, sodass die Messzeit bei gleichbleibender oder sogar verbesserter 3D-Messqualität signifikant reduziert werden kann.

### 1.3 Aufbau der Arbeit

In Kapitel 2 der vorliegenden Arbeit wird zunächst auf die Grundlagen der 3D-Erfassung mittels aktiver Stereokamerasysteme eingegangen. Anschließend wird das Messprinzip „Shape from Heating“ erläutert. Im weiteren Verlauf werden die für das Gelingen von 3D-Messungen nach dem Prinzip des „Shape from Heating“ benötigten physikalischen Grundlagen und Komponenten eines Laboraufbaus wie Strahlenquellen, Optiken und Kameras diskutiert. Am Ende dieses Kapitels werden die Besonderheiten der Kalibrierung

---

<sup>1</sup> Standardabweichung der 3D-Punkte zu einer an diese Punkte bestimmten Ausgleichsebene.

eines thermischen Stereokamerasystems und die Korrespondenzsuche in Wärmebildern erklärt.

Der in Vorarbeiten entwickelte Stereosensor basierend auf Multistreifenprojektion wird in Kapitel 3 vorgestellt. Anschließend wird die 3D-Messqualität anhand eines Projektions- und Kameraparameters untersucht und optimiert bevor die prinzipiellen Grenzen der Messmethode mit dem Multistreifenprojektionsansatz kurz betrachtet werden.

Die entwickelte Simulationsumgebung für das „Shape from Heating“-Verfahren und die bei Bestrahlung zugrunde liegenden Wechselwirkungsvorgänge mit dem Objekt werden in Kapitel 4 beschrieben. Das Simulationsmodell wird anhand experimenteller Daten verifiziert und in folgenden Untersuchungen verwendet, um Effekte beim Erzeugen der Streifenmuster und die Grenzen der Multistreifenprojektion quantitativ zu analysieren.

In Kapitel 5 wird das im Rahmen dieser Arbeit speziell für aktive Stereosensoren im thermischen IR entwickelte Projektionsprinzip der sequenziellen Streifen präsentiert. Zunächst wird der Laboraufbau und das Messverfahren für den thermischen Stereosensor basierend auf dieser neuen Projektionsmethode vorgestellt. Anschließend werden mithilfe des in Kapitel 4 vorgestellten Simulationsmodells theoretische Überlegungen zum Temperaturkontrast durchgeführt und der zeitliche Vorteil einer hohen Bestrahlungsstärke ermittelt. Die 3D-Messqualität wird in Abhängigkeit von der Streifenbreite mithilfe des Simulationsmodells analysiert. Der Einfluss von Projektions- und Kameraparameter auf die Qualität der 3D-Ergebnisse wird experimentell untersucht. Anhand von Ebenenmessungen und einem Glasflakon als reales Messbeispiel wird das neue Projektionsprinzip mit dem der Multistreifen verglichen. Am Ende des Kapitels wird auf die Grenzen der sequenziellen Streifenprojektion eingegangen.

Objekteigenschaften wie Material oder Geometrie haben einen hohen Einfluss auf die generierten Wärmeverteilungen auf der Objektoberfläche und damit auf die 3D Erfassbarkeit und Messgenauigkeit von Objekten. In Kapitel 6 werden zuerst die Abhängigkeiten des Temperaturkontrasts von Materialeigenschaften theoretisch untersucht. Anschließend werden drei Messbeispiele von Objekten mit erhöhter Wärmeleitfähigkeit gezeigt. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird die Maximaltemperatur und die Temperaturverteilung in Abhängigkeit von der Objektstärke untersucht.

Das vom Autor neu entwickelte Projektionsprinzip im thermischen IR wurde an der Abteilung Bildgebung und Sensorik am Fraunhofer IOF in einem messtauglichen Demonstrator umgesetzt. Dieser wird in Kapitel 7 kurz beschrieben und wesentliche Ergebnisse von Charakterisierungsmessungen nach VDI/VDE 2634 Blatt 2 präsentiert.

Kapitel 8 fasst zuerst den Inhalt dieser Arbeit und die gewonnenen Erkenntnisse zusammen. Im zweiten Teil wird ein Ausblick auf mögliche Verbesserungen und weitere offene Fragestellungen gegeben.

# KAPITEL 2

---

## 3D-Vermessung durch Musterprojektion und Stereoaufnahme im Infrarot

---

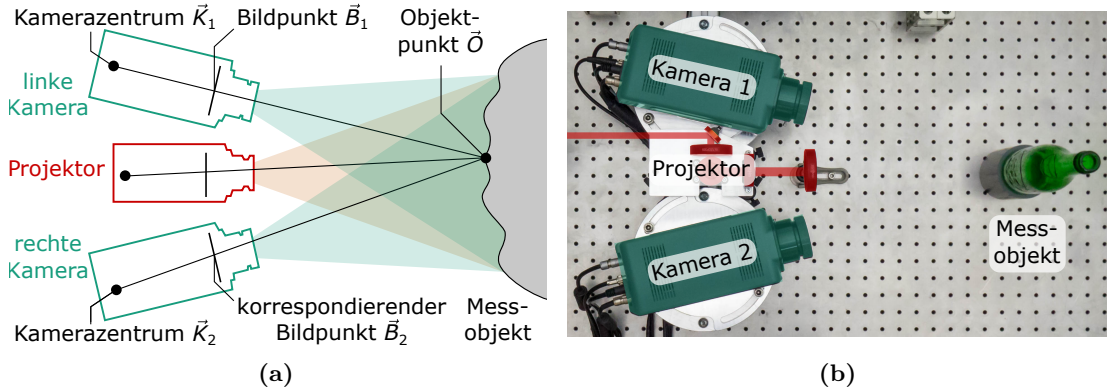
In diesem Kapitel wird eingangs die 3D-Vermessung anhand eines aktiven Stereokamerasystems im VIS erläutert. Nicht alle Materialien sind mit diesem Verfahren messbar. Transparente Gläser gehören beispielsweise in die Klasse dieser im VIS nicht-kooperativen Objekte. Der Ansatz des sogenannten „Shape from Heating“, welcher mit einem Wechsel vom VIS in das thermische IR und von der Beobachtung von Emission anstelle diffuser Reflexion verbunden ist, ermöglicht dennoch die Erfassung solcher Gläser. Im weiteren Verlauf des Kapitels werden die für den „Shape from Heating“-Ansatz benötigten Grundlagen wie Strahlungsgesetze, Wärmebildgebung, der Einsatz von Wärmebildkameras sowie das Kalibrierverfahren erarbeitet.

### 2.1 Aktive Stereokamerasysteme

Bei der 3D-Formvermessung von Objektoberflächen sollen die geometrische Form und die Lage eines Messobjekts im Koordinatensystem eines 3D-Sensors ermittelt werden [16]. Dazu ist eine möglichst genaue Bestimmung von Raumkoordinaten einer Vielzahl von Oberflächenpunkten in einer vorher festzulegenden Messzeit erforderlich. Die Messverfahren lassen sich prinzipiell in taktile und kontaktlose Methoden einteilen. Stereokamerasysteme zählen zu den optischen 3D-Messverfahren und fallen damit in die Klasse der kontaktlosen Methoden [17].

Dabei betrachten zwei Kameras ein Messobjekt aus unterschiedlichen Richtungen (siehe Abb. 2.1). Der Objektpunkt  $\vec{O}$  sowie die beiden Kamerazentren  $\vec{K}_1$  und  $\vec{K}_2$  bilden ein Dreieck. Bei zusätzlicher Kenntnis der intrinsischen und extrinsischen Kameraparameter, welche mithilfe einer Sensorkalibrierung ermittelt werden müssen, können über Triangulation die räumlichen Koordinaten des Objektpunkts bestimmt werden.

Im Folgenden wird zuerst die Abbildung eines Objektpunkts in die Bildebene einer Kamera mithilfe des Lochkameramodells veranschaulicht sowie die Epipolargeometrie ansatzweise erklärt. Anschließend wird in aller Kürze die Triangulation der 3D-Punkte erläutert bevor auf die Korrespondenzsuche mittels Musterprojektion genauer eingegangen wird.



**Abbildung 2.1:** Aktives Stereokamerasystem zur 3D-Vermessung: (a) schematische Darstellung und (b) Foto eines Laboraufbaus.

### 2.1.1 Lochkameramodell

Mithilfe des Lochkameramodells wird die Abbildung eines Objektpunkts von homogenen Weltkoordinaten<sup>1</sup>  $\vec{O} = (x, y, z, 1)^T$ <sup>2</sup> in homogene Bildkoordinaten  $\vec{B} = (u, v, 1)^T$  beschrieben [19]. Abbildung 2.2 stellt die geometrischen Zusammenhänge dar. Im ersten Schritt wird der Objektpunkt  $\vec{O}$  vom Weltkoordinatensystem über die äußere Orientierung (extrinsischen Parameter: Translationsvektor  $\vec{t}$  und Rotationsmatrix  $\mathbf{R}$ ) in das Kamerakoordinatensystem (Objektpunkt in Kamerakoordinaten:  $\vec{O}_k = (x_k, y_k, z_k)^T$ ) transformiert:

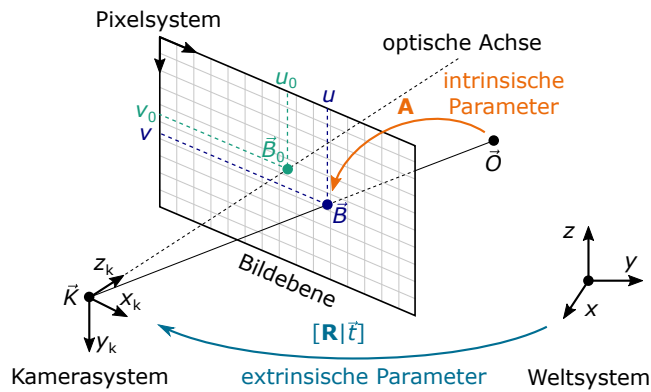
$$\vec{O}_k = \begin{bmatrix} x_k \\ y_k \\ z_k \end{bmatrix} = [\mathbf{R} | \vec{t}] \vec{O} = [\mathbf{R} | \vec{t}] \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (2.1)$$

Dabei sind  $\vec{t}$  der  $3 \times 1$ -Translationsvektor und  $\mathbf{R}$  die  $3 \times 3$  orthonormale Rotationsmatrix zwischen Welt- und Kamerakoordinatensystem. Der zweite Schritt besteht in der Abbildung von  $\vec{O}_k$  über die innere Orientierung (intrinsische Parameter der Kalibriermatrix  $\mathbf{A}$ ) in die Bildebene:

$$\vec{B} = s \begin{bmatrix} u \\ v \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{\text{cam},u} & \gamma & u_0 \\ 0 & c_{\text{cam},v} & v_0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_k \\ y_k \\ z_k \end{bmatrix} = \mathbf{A} \vec{O}_k \quad (2.2)$$

<sup>1</sup> Eine Einführung in die projektive Geometrie und die homogenen Koordinaten ist in [18] zu finden.

<sup>2</sup> <sup>T</sup> steht im Kontext mit Matrizen für das Transponieren einer Matrix und nicht für die Temperatur  $T$ .

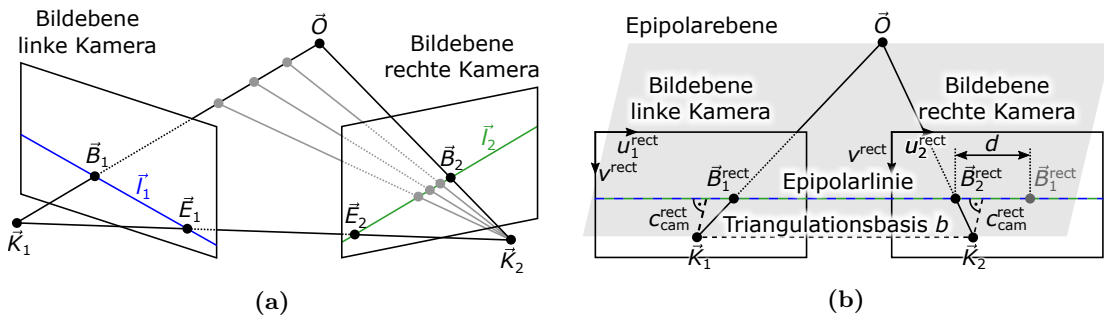


**Abbildung 2.2:** Geometrie des Lochkameramodells mit Objektpunkt  $\vec{O}$ , Bildpunkt  $\vec{B}$ , Hauptpunkt  $\vec{B}_0$  und Kameraprojektionszentrum  $\vec{K}$ .

mit den Koordinaten des Hauptpunktes  $(u_0, v_0)$  in Pixel, der Kamerakonstanten  $c_{cam,u}$  und  $c_{cam,v}$  in Pixel, dem Scherungsparameter  $\gamma$  und einem Skalierfaktor  $s$ . Mit der sogenannten Projektionsmatrix  $\mathbf{P} = \mathbf{A} [\mathbf{R}|\vec{t}]$  kann demnach die Abbildung eines Objektpunkts aus dem Weltkoordinatensystem in die Kamerabildebene berechnet werden.

### 2.1.2 Epipolargeometrie und Rektifizierung

Die Epipolargeometrie beschreibt die geometrischen Beziehungen zwischen Bildern der linken und rechten Kamera der Stereokameraanordnung [19] (siehe Abb. 2.3(a)). Der Objektpunkt  $\vec{O}$  und die beiden Kamerazentren  $\vec{K}_1$  und  $\vec{K}_2$  liegen in einer Ebene. Wie aus Abb. 2.3(a) ersichtlich ist, muss zu einem Bildpunkt  $\vec{B}_1$  der linken Kamera sein korrespondierender Bildpunkt  $\vec{B}_2$  der rechten Kamera auf einer Geraden, der sogenannten Epipolarlinie  $\vec{l}_2$  liegen. Diese ist die Schnittgerade zwischen der Bildebene der rechten Kamera und der Epipolarebene, welche durch die beiden Kamerazentren  $\vec{K}_1$  und  $\vec{K}_2$  und dem Bildpunkt  $\vec{B}_1$  aufgespannt wird. Damit schränkt sich der Suchbereich für den rechten Bildpunkt  $\vec{B}_2$  auf die Epipolarlinie  $\vec{l}_2$  ein.



**Abbildung 2.3:** (a) Epipolargeometrie einer Stereokameraanordnung mit den Epipolen  $\vec{E}_1$  und  $\vec{E}_2$  (Schnittpunkte der Gerade durch die Kameraprojektionszentren mit den Bildebenen) und (b) rektifizierte Bilder mit Disparität  $d$ .

Die Epipolarlinie  $\vec{l}_2$  bestimmt sich durch [19]:

$$\vec{l}_2 = \underbrace{(\mathbf{P}_2 \vec{K}_1)}_{\vec{E}_2} \times \underbrace{(\mathbf{P}_2 \mathbf{P}_1^+ \vec{B}_1)}_{\vec{B}_2} = [\mathbf{P}_2 \vec{K}_1]_{\times} \mathbf{P}_2 \mathbf{P}_1^+ \vec{B}_1 = \mathbf{F} \vec{B}_1 \quad (2.3)$$

wobei  $[\mathbf{P}_2 \vec{K}_1]_{\times}$  die schiefsymmetrische Matrix von  $\mathbf{P}_2 \vec{K}_1$  und  $\mathbf{P}_1^+$  die Pseudoinverse von  $\mathbf{P}_1$  ist. Über die  $3 \times 3$ -Fundamentalmatrix  $\mathbf{F}$  lässt sich zu einem gegebenen Bildpunkt  $\vec{B}_1$  die entsprechende Epipolarlinie  $\vec{l}_2$  bestimmen. Damit ergibt sich folgende Bedingung für die Epipolarlinie und die korrespondierenden Punkte:

$$\vec{B}_2^T \vec{l}_2 = \vec{B}_2^T \mathbf{F} \vec{B}_1 = 0. \quad (2.4)$$

Mithilfe der Fundamentalmatrix lässt sich demnach zu jedem Bildpunkt der einen Kamera eine Epipolarlinie im Bild der anderen Kamera bestimmen [20]. Die Lage der Epipolarlinien kann sehr unterschiedlich sein. Durch Rektifizierung der Kamerabilder wird erreicht, dass die Epipolarlinien parallel zur rektifizierten  $u^{\text{rect}}$ -Achse verlaufen (siehe Abb. 2.3(b)). Zusätzlich liegen korrespondierende Epipolarlinien bei den gleichen  $v^{\text{rect}}$ -Werten beider Kameras. Die Rektifizierung ist mathematisch gesehen eine Homographie, in welcher die Kamerabilder zuerst durch Rotation parallel zueinander ausgerichtet und im zweiten Schritt so skaliert (Anpassung der Kamerakonstanten zu  $c_{\text{cam}}^{\text{rect}}$ ) werden, dass beide Bildebenen den gleichen Abstand zu ihrem jeweiligen Kamerazentrum haben. Die Rektifizierung liefert keine eindeutige Lösung.

In rektifizierten Kamerabildern kann der zum Bildpunkt  $\vec{B}_1^{\text{rect}} = (u_1^{\text{rect}}, v^{\text{rect}})^T$  korrespondierende Bildpunkt  $\vec{B}_2^{\text{rect}} = (u_2^{\text{rect}}, v^{\text{rect}})^T = (u_1^{\text{rect}} - d, v^{\text{rect}})^T$  durch  $\vec{B}_1^{\text{rect}}$  und die sogenannte Disparität  $d = u_1^{\text{rect}} - u_2^{\text{rect}}$  ausgedrückt werden (siehe Abb. 2.3(b)).

### 2.1.3 Bestimmung der 3D-Oberflächenpunkte mittels Triangulation

Sind die korrespondierenden Punkte und die dazugehörigen Disparitäten sowie die intrinsischen und extrinsischen Parameter beider Kameras bekannt, können über Triangulation die Koordinaten des 3D-Punkts  $\vec{O}$  bestimmt werden. Nach der Rektifizierung wird die sogenannte Q-Matrix  $\mathbf{Q}$  erstellt [19]:

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -u_{1,0} \\ 0 & 1 & 0 & -v_{1,0} \\ 0 & 0 & 0 & c_{\text{cam}}^{\text{rect}} \\ 0 & 0 & -1/b & (u_{1,0} - u_{2,0})/b \end{bmatrix}. \quad (2.5)$$



Mithilfe dieser Q-Matrix werden die Pixelkoordinaten von Kamera 1  $(u_1^{\text{rect}}, v^{\text{rect}})^{\text{T}}$  und die entsprechende Disparität  $d$  auf homogene Koordinaten des 3D-Punkts  $\vec{O}$  abgebildet:

$$(X, Y, Z, W)^{\text{T}} = \mathbf{Q} (u_1^{\text{rect}}, v^{\text{rect}}, d, 1)^{\text{T}}. \quad (2.6)$$

Die kartesischen Koordinaten des Objektpunkts  $\vec{O}$  ergeben sich aus den homogenen Koordinaten nach:

$$\vec{O} = (x, y, z)^{\text{T}} = \frac{1}{W} \cdot (X, Y, Z)^{\text{T}}. \quad (2.7)$$

Die Anwendung von Gleichungen (2.6) und (2.7) auf jeden Bildpunkt der Kamera 1, zu welchem auch ein korrespondierender Bildpunkt in Kamera 2 gefunden wurde, liefert eine 3D-Punktvolke, welche das Messobjekt dreidimensional repräsentiert.

#### 2.1.4 Musterprojektion, Korrespondenzsuche und Disparitätsbestimmung

Um über Triangulation die 3D-Punktvolke zu rekonstruieren, müssen zunächst möglichst viele und in ihrer Lage genau bestimmte korrespondierende Punkte gefunden werden. Im Fall von Oberflächen, welche eine hohe Struktur bzw. Textur aufweisen, ist es möglich mittels dieser räumlichen Merkmale korrespondierende Punkte zu detektieren. Messverfahren, die ohne zusätzliche Hilfsmittel für die Korrespondenzsuche auskommen, werden der Gruppe der passiven Verfahren zugeordnet [21–23].

Anders verhält es sich bei homogenen Oberflächen bzw. wenn hohe Messgenauigkeiten und dichte Punktvolken gefordert sind. Unter Einsatz eines Projektors (aktive Verfahren mit strukturierter Beleuchtung [24–27]) kann das Messobjekt mit einem einzelnen Muster oder einer Mustersequenz bestrahlt werden. Vorausgesetzt, dass die Oberfläche die Projektionsmuster diffus reflektiert, werden die Bildpunkte räumlich (Einzelmuster) bzw. zeitlich (Mustersequenz) codiert und die Suche nach korrespondierenden Punktpaaren vereinfacht sich oder wird überhaupt erst ermöglicht [28, 29]. Dabei ist zu beachten, dass eine räumliche Korrelation als Ortsfrequenz-Tiefpass wirkt und somit an Kanten bzw. Stufen und stark gekrümmten Oberflächen Fehler in der 3D-Rekonstruktion auftreten können [30]. Diese Ungenauigkeiten können durch Projektion einer Mustersequenz in Verbindung mit zeitlicher Korrelation reduziert werden, da das Korrelationsergebnis unabhängig von den Nachbarpixeln wird.

Unter Ausnutzung der Eigenschaften der Epipolargeometrie ist es ausreichend, wenn die Muster entlang der Epipolarlinien eine Variation aufweisen. Folglich eignen sich eindimensionale Muster mit Streifen, welche nahezu senkrecht zu den Epipolarlinien verlaufen. Im Lichtschnittverfahren wird mit einer einzelnen Laserlinie die Oberfläche des Messobjekts abgefahren und dreidimensional ausgewertet [31]. Mit flächigen

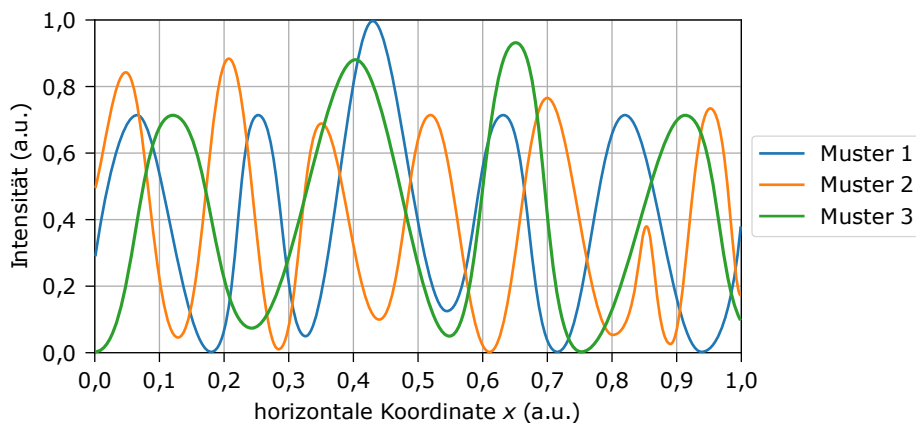
Multistreifenmustern<sup>1</sup> lässt sich die Messeffizienz erhöhen. Verschiedene Strategien der Streifenmuster wurden ausführlich von Salvi et al. [2] diskutiert.

Eine weit verbreitete und intensiv untersuchte Methode der Multistreifenmusterprojektion ist das Phasenschiebverfahren [7, 32–34]. Dabei wird ein Sinusstreifenmuster  $N$ -mal (Sequenzlänge  $N$ ) projiziert und jeweils um  $2\pi/N$  verschoben. Aus den Kameraaufnahmen lassen sich die Phasenwerte bestimmen, wobei korrespondierende Punkte den gleichen Phasenwert zeigen [35]. Nach erfolgter Rektifizierung können über die Phasenkorrelation infrage kommende korrespondierende Punkte ermittelt werden. Da die Phasenwerte  $2\pi$ -periodisch sind, muss das Mehrdeutigkeitsproblem mit dem sogenannten Phase-Unwrapping gelöst werden [36–40]. Viele Ansätze diese Mehrdeutigkeit zu beheben, gehen auf Kosten der Messgenauigkeit oder beruhen auf Einschränkungen der messbaren Objektgeometrien [41]. Die zusätzliche Projektion von Gray-Code-Mustern [42] kann das Mehrdeutigkeitsproblem zuverlässig und allgemeingültig lösen.

Anstelle der Suche korrespondierender Punkte über die Phasenkorrelation wurde in [43–45] die zeitliche Intensitätskorrelation statistischer Muster (bandlimitierte Muster und Specklemuster) für die Stereofotogrammetrie vorgeschlagen. Diese zeitliche Korrelation von Grauwertfolgen wird ebenfalls bei den von Heist et al. [5, 29, 41, 46, 47] eingeführten aperiodischen Sinusmustern angewandt. Bei diesem vielversprechenden Verfahren der Multistreifenprojektion werden  $N$  Streifenmuster projiziert. Deren Intensität kann durch

$$I_i^{\text{proj}}(x, y) = a_{1,i}(x) + a_{2,i}(x) \sin[a_{3,i}(x)x + a_{4,i}(x)] \quad (2.8)$$

mit  $i = 1, \dots, N$  sowie räumlich und zeitlich sich variierenden Parametern  $a_1 \dots a_4$  beschrieben werden. Abbildung 2.4 zeigt drei Beispiele für aperiodische Sinusmuster.



**Abbildung 2.4:** Beispiele aperiodischer Sinusmuster mit unterschiedlicher mittlerer Streifenbreite.

<sup>1</sup> Multistreifenmuster entstehen durch die simultane Projektion einer Vielzahl ( $> 10$ ) von Streifen.

Nach der Rektifizierung werden korrespondierende Pixel durch das Bestimmen des Maximum der normierten Kreuzkorrelationsfunktion zwischen  $N$  zeitlichen Grauwerten der Kamerapixel beider Kameras bestimmt:

$$\rho_{\text{ncc}} = \frac{\sum_{i=1}^N [I_i^{(1)} - \bar{I}^{(1)}] [I_i^{(2)} - \bar{I}^{(2)}]}{\sqrt{\sum_{i=1}^N [I_i^{(1)} - \bar{I}^{(1)}]^2} \sqrt{\sum_{i=1}^N [I_i^{(2)} - \bar{I}^{(2)}]^2}} \quad (2.9)$$

mit  $\rho_{\text{ncc}}$  dem Korrelationskoeffizienten,  $I_i^{(j)}$  dem Grauwert eines Pixels des  $i$ -ten Bildes in Kamera  $j$  und mit  $\bar{I}^{(j)}$  ihrem arithmetischen zeitlichen Mittelwert [5, 30, 43, 46, 48]. Dabei werden die Grauwerte benachbarter Pixel in Kamera 2 linear interpoliert damit die Korrespondenzsuche subpixelgenau erfolgen kann. Um mögliche Fehlzuordnungen in den korrespondierenden Punkten und Ungenauigkeiten im 3D-Ergebnis zu reduzieren, sollten beide Kameras eine lineare Kennlinie im verwendeten Messbereich aufweisen. Den Einfluss einer Nichtlinearität in der Kamerakennlinie auf die Suche korrespondierender Punkte wurde in [41] theoretisch analysiert. Der in dieser Arbeit verwendete Auswertalgorithmus mit Korrespondenzsuche basierend auf der normierten Kreuzkorrelationsfunktion wurde in [48] beschrieben.

In einer tiefgreifenden Untersuchung wurde festgestellt [5], dass die besten Ergebnisse in Hinblick auf eine hohe Vollständigkeit (möglichst wenige Fehlzuordnungen) und gleichzeitig eine hohe Messgenauigkeit bei Streifenbreiten von ungefähr 22 px in den Kamerabildern erreicht werden. Breitere Streifen reduzieren die Messgenauigkeit und schmalere Streifen führen zu mehr Fehlzuordnungen. Weiterhin sind Intensitätsplateaus und eine zu geringe Intensitätsmodulation zu vermeiden. Die Muster innerhalb einer Sequenz sollten möglichst verschieden sein [49].

Im Vergleich zum Phasenschiebeverfahren haben aperiodische Sinusmuster in Verbindung mit normierter Kreuzkorrelation die Vorteile, dass keine a-priori-Informationen über die projizierten Muster benötigt werden und dass die Problematik der  $2\pi$ -Mehrdeutigkeit umgangen wird. Gleichzeitig werden eine hohe Messgenauigkeit und Vollständigkeit des 3D-Ergebnisses erreicht. In [29] wurde eine umfangreiche Untersuchung zu Multistreifenmusterprojektionsverfahren durchgeführt.

Aus den gefundenen Pixelkorrespondenzen kann die Disparität  $d$  (Differenz der Spalten der korrespondierenden Pixel in Kamera 1 und Kamera 2  $d = u_1^{\text{rect}} - u_2^{\text{rect}}$ ; siehe Abb. 2.3(b)) bestimmt werden. Die Disparitätskarte (Bild mit Disparitätswerten für alle gefundenen Korrespondenzen) wird anschließend in der Triangulation in Gleichung (2.6) eingesetzt und die 3D-Oberflächenpunkte berechnet.

## 2.2 Lösungsansätze für die 3D-Erfassung nicht-kooperativer Objekte

Aktive Stereokamerasysteme können im VIS nur zuverlässig 3D-Daten liefern, wenn die Oberfläche diffus reflektierend ist. Wie in Abb. 1.1 gezeigt, können beispielsweise transparente Objekte mit herkömmlichen Sensoren ohne vorherige Behandlung nicht vermessen werden. Auch schwarze, transluzente sowie glänzende oder spiegelnde Objekte gehören ebenfalls in diese Klasse der nicht-kooperativen Objekte. Um solche nicht-kooperativen Objekte dennoch optisch zu erfassen, wurden verschiedene Messmethoden [12, 13] entwickelt.

Eine Variante, welche die Reflexionseigenschaften der Objektoberfläche ausnutzt, ist das „Shape from Polarization“ [50–53]. Durch Reflexion am Objekt wird eine vorher unpolarisierte Lichtwelle teilweise linear polarisiert. Der Polarisationszustand beinhaltet Informationen über die Oberflächennormalen. Der visuelle Eindruck der dargestellten 3D-Ergebnisse ist gut. Diese Methode erfordert jedoch eine unpolarisierte sphärische Lichtquelle ohne Fremdlichteinfluss. Über eine integrierende diffus reflektierende Hemisphäre als sekundäre Lichtquelle wird dies erreicht. Dadurch ist aber die Größe des Messobjekts als auch der Anwendungsbereich außerhalb von Forschungslaboren limitiert [54]. Außerdem ist die Sensorkalibrierung sehr anspruchsvoll und 3D-Daten können nur indirekt über die Oberflächennormalen bestimmt werden.

Die Technik „Shape from Fluorescence“ [55–57] nutzt den Ansatz für 3D-Vermessung über Emission im VIS. Ein Ultraviolett-Spot (UV-Spot) wird über das Objekt bewegt. Das UV-Licht wird absorbiert und bei einer höheren Wellenlänge ein Teil dieser Energie wieder abgegeben. Dieses üblicherweise im VIS-Spektrum nahezu isotrop emittierte Licht [56] wird mittels einer kalibrierten VIS-Kamera aufgenommen. Allerdings zeigen nur etwa 20 % aller Materialien Fluoreszenzeigenschaften [58], was die Einsetzbarkeit dieser Methode stark einschränkt.

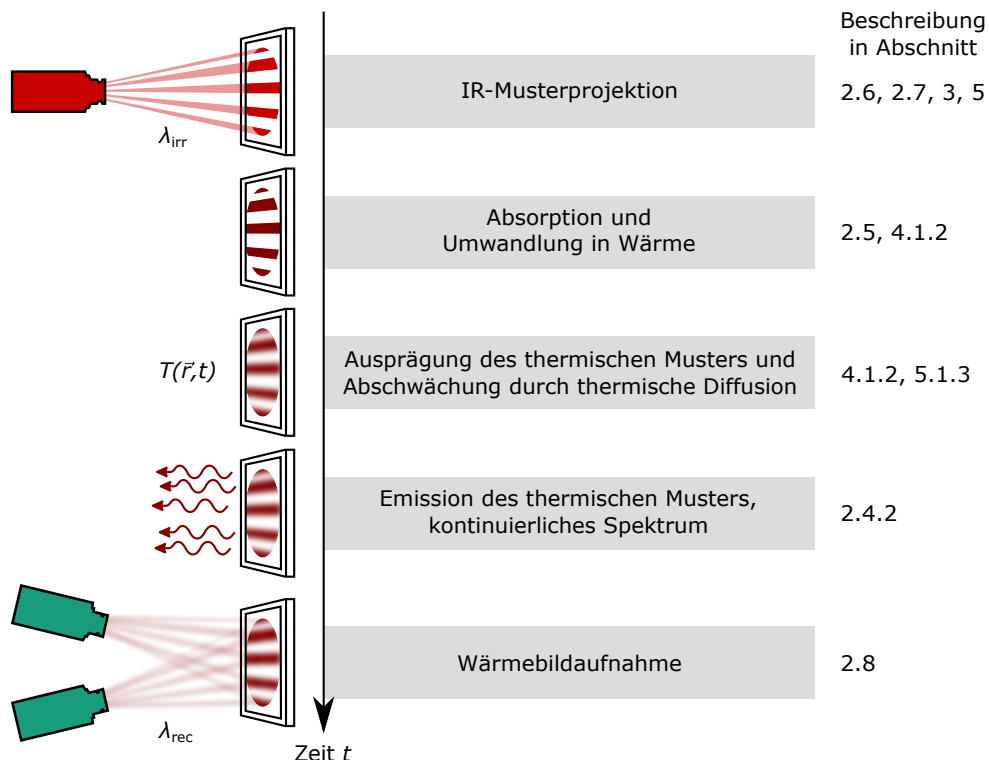
Analog zum Ansatz „Shape from Fluorescence“ beruht auch die von Pelletier et al. [59], Eren et al. [60] und Mériaudeau et al. [61] vorgeschlagene Methode des „Shape from Heating“ auf dem Triangulationsprinzip durch Emission. Dieser Ansatz wird in den folgenden Abschnitten ausführlich beschrieben.

## 2.3 Messprinzip „Shape from Heating“

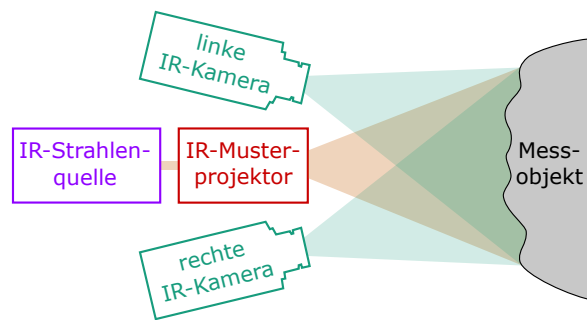
Optische Eigenschaften, wie Transparenz, Reflektivität, Absorption und Streuung sind wellenlängenabhängig. Viele im VIS nicht-kooperative Objekte sind im thermischen IR stark absorbierend. Nach dem Planck’schen Strahlungsgesetz emittieren alle Objekte mit Temperaturen über dem absoluten Nullpunkt elektromagnetische Strahlung. Diese liegt bei Körpern mit Raumtemperatur zum großen Teil im Bereich des thermischen IR. Zusätzlich weisen viele Materialien für Winkel kleiner  $40^\circ$  eine weitgehend winkelnun-

abhängige Abstrahlcharakteristik auf und verhalten sich somit in diesem Bereich wie Lambert'sche Strahler.

Abbildung 2.5 zeigt einen schematischen Ablauf eines Zyklus bestehend aus Musterprojektion und Bildaufnahme des „Shape from Heating“ und Abb. 2.6 stellt den Grundaufbau der 3D-Wärmebildgebung mit Musterprojektion dar. Bestrahlt man eine Objektoberfläche mittels einer IR-Strahlenquelle und eines IR-Projektors mit einem Muster bei der Wellenlänge  $\lambda_{\text{irr}}$ , so wird dieses vom Objekt absorbiert und in Wärme umgewandelt. Die eingebrachte Wärme führt zu einer lokalen Temperaturerhöhung unter Ausbildung eines thermischen Musters. Das thermische Gleichgewicht ist gestört mit der Folge, dass thermische Diffusion der Mustergenerierung entgegenwirkt. Aufgrund der vom Objekt emittierten Strahlung, lässt sich die Wärmeverteilung auf der Oberfläche mittels IR-Kameras bei der Wellenlänge  $\lambda_{\text{rec}}$  beobachten. Analog zum Fall im VIS, bei dem mit einem Stereokameraaufbau von einer Oberfläche diffus reflektierte Projektionsmuster beobachtet werden, können mit einem Stereokamerasystem im thermischen IR die mit einem IR-Projektor generierten und von einer Oberfläche emittierten thermischen Muster aufgenommen werden. Die Emission der Strahldichtevertelung sollte ähnlich der eines Lambert'schen Strahlers sein und größtenteils direkt von der Oberfläche stammen.



**Abbildung 2.5:** Schematischer Ablauf einer von  $N$  Sequenzen des „Shape from Heating“ mit Angabe in welchen Abschnitten dieser Arbeit auf die einzelnen Punkte eingegangen wird.  $\lambda_{\text{irr}}$  ist die Wellenlänge der Bestrahlung,  $\lambda_{\text{rec}}$  die Wellenlänge der Bildaufnahme und  $T(\vec{r}, t)$  die räumliche und zeitliche Temperaturverteilung.



**Abbildung 2.6:** Grundaufbau der 3D-Wärmebildgebung mit IR-Musterprojektion.

Die IR-Musterprojektion und die Aufnahme der Wärmebilder sind sowohl zeitlich als auch hinsichtlich des Wellenlängenbereichs im IR entkoppelt. Der beschriebene Zyklus wird mit  $N$  weiteren Musterprojektionen wiederholt. Anschließend kann aus den Wärmebildstapeln über die 3D-Rekonstruktion die Form des Messobjekts ermittelt werden. In den Abschnitten 3.1 und 5.1 werden die konkreten Messabläufe der in dieser Arbeit verwendeten thermischen Stereosensoren basierend auf Multistreifenprojektion und sequenzieller Streifenprojektion vorgestellt.

Damit das Messobjekt mit seinen optischen Eigenschaften (siehe Abschnitt 2.5) möglichst gut dreidimensional vermessen werden kann, müssen bei der Auswahl der IR-Strahlenquelle (siehe Abschnitt 2.6) und der Bauelemente des IR-Musterprojektors (siehe Abschnitt 2.7) die Absorptionseigenschaften und bei der Auswahl der IR-Kameras (siehe Abschnitt 2.8) die Emissionseigenschaften des Messobjekts berücksichtigt werden.

In den letzten Jahren wurden unterschiedliche 3D-Messsysteme beruhend auf dem „Shape from Heating“ entwickelt. Im Verfahren nach Pelletier et al. [59], Eren et al. [60] und Mériaudeau et al. [61] werden einzelne Laserpunkte oder -linien im thermischen IR auf das Messobjekt projiziert. Mittels einer IR-Kamera werden Strahldichteverteilungen der Objektoberfläche aufgenommen und deren Maxima (punkt- bzw. linienförmig) detektiert. Aus dieser Information in Verbindung mit einer vorherigen Kalibrierung des Kamera-Projektor-Systems kann die 3D-Form durch Triangulation rekonstruiert werden. Ursprünglich wurde die Methode für transparente Glas- und Kunststoffobjekte entwickelt. Bajard et al. [62] und Aubreton et al. [63] zeigten, dass mit der Anpassung von Systemkomponenten und -parametern auch spiegelnd reflektierende Metalloberflächen punktweise vermessen sind. Erreichte Messgenauigkeiten liegen bei rund  $100\ \mu\text{m}$  für Messfelder kleiner  $100 \times 100\ \text{mm}^2$ . Mit der Bestimmung von bis zu drei 3D-Punkten pro Sekunde ist dieses Verfahren für viele Anwendungen jedoch zu zeitaufwendig.

Um das im VIS und NIR gut etablierte Phasenschiebeverfahren [7, 33, 64] auch auf thermische Streifen anzuwenden, verfolgten Jiao et al. [65] den Ansatz synthetischer Kamerabilder. Dazu werden einzelne Laserlinien in äquidistantem Abstand projiziert,

im IR-Bild ein thermischer Streifen extrahiert, binarisiert und anschließend in einem synthetischen Kamerabild zusammengesetzt. Das synthetische Kamerabild wird einer Grauwertinterpolation unterzogen, sodass ein Sinusstreifenmuster entsteht. Dieser Ablauf wird viermal mit um  $\pi/2$  verschobenen Streifen wiederholt und mit dem Phasenschiebeverfahren dreidimensional ausgewertet. Bei dieser Methode werden dichte 3D-Punktwolken generiert, wobei die enthaltenen 3D-Informationen nur an den Stellen der Linienbestrahlung gewonnen werden. Die Zwischenwerte ergeben sich aus Interpolationen. Kanten oder andere Unstetigkeiten senkrecht zur Linienrichtung sind nicht hochauflösend messbar.

Wiedenmann et al. [66] veröffentlichten eine Methode in welcher anstelle von einzelnen Punkten oder Linien flächige Sinusmuster im thermischen IR projiziert werden und führten ebenfalls das Phasenverschiebeverfahren durch. Aufgrund thermischer Diffusion verändert sich die Form des Sinusmusters, wodurch Ungenauigkeiten in der 3D-Rekonstruktion auftreten.

In den hier aufgezählten Ansätzen (Lichtschnitt- und Phasenschiebeverfahren) zum „Shape from Heating“ werden Kamera-Projektor-Systeme verwendet und die Kenntnis des Projektionsmusters vorausgesetzt. Durch die bei Wärmemustern unvermeidbare thermische Diffusion und nicht vollständig abgeklungene Wärmeverteilungen vorhergehender Muster sind die Strahldichteverteilungen auf der Objektoberfläche prinzipbedingt jedoch unzureichend bekannt. Die Folge sind Ungenauigkeiten in den 3D-Punktwolken und zu lange Messzeiten.

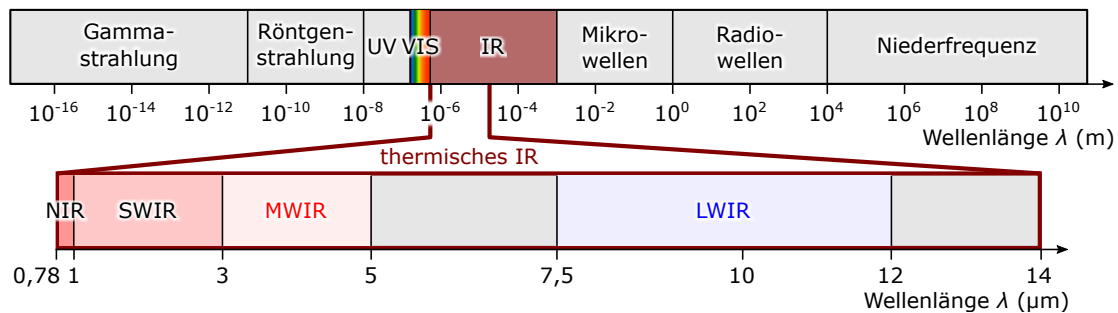
Am Fraunhofer IOF wurde ein stereobasierter Aufbau mit zwei Wärmebildkameras und einem Projektor realisiert [14, 67, 68]. Wesentlicher Unterschied zu den oben beschriebenen Systemen ist die Korrespondenzsuche durch Vergleich zeitlicher Helligkeitssequenzen mittels des Ähnlichkeitsmaßes der normierten Kreuzkorrelation [30, 41, 43, 46, 48] (siehe Gleichung (2.9)). Dadurch ergeben sich folgende entscheidende Vorteile: (1) die genaue Kenntnis des projizierten Musters ist nicht notwendig und (2) neue thermische Muster können ohne Abkühlung der vorherigen durch Projektion, Absorption und Diffusion generiert werden. Da eine zeitliche Grauwertfolge pro Kamerapixel ausgewertet wird, ist die Genauigkeit vor allem an Objektkanten höher im Vergleich zu Korrelationsverfahren, welche räumlich benachbarte Pixel verwenden. Als Projektionsmuster werden flächenhafte aperiodische Multistreifenmuster angewandt [5, 29, 41, 46].

Mit einem Laboraufbau bestehend aus zwei Wärmebildkameras in Stereoanordnung und einer Projektionseinheit für aperiodische Multistreifenmuster im thermischen IR konnte an einer ebenen Glasplatte in einer Messzeit von 33 s eine 3D-Punkt-Standardabweichung kleiner  $80\ \mu\text{m}$  erreicht werden [14, 15].

## 2.4 IR-Strahlung

### 2.4.1 Einordnung in das elektromagnetische Spektrum

IR-Strahlung (0,78... 1 mm) ist elektromagnetische Strahlung, welche sich in Richtung größerer Wellenlängen an das VIS anschließt und bis zu den Mikrowellen erstreckt (siehe Abb. 2.7). Das thermische IR (0,78... 14  $\mu\text{m}$ ) wiederum wird detektorbezogen in vier weitere Bereiche eingeteilt: NIR<sup>1</sup> (0,78... 1  $\mu\text{m}$ ), SWIR<sup>2</sup> (1... 3  $\mu\text{m}$ ), MWIR<sup>3</sup> (3... 5  $\mu\text{m}$ ) und LWIR<sup>4</sup> (7,5... 12  $\mu\text{m}$ ) [69].



**Abbildung 2.7:** Einordnung der IR-Strahlung in das elektromagnetische Spektrum mit dem vergrößerten Bereich des thermischen IR und Einteilung in vier detektorbezogene Bereiche nach [8, 69]. Die Grenzen zwischen den einzelnen Strahlungsbereichen sind nicht einheitlich definiert.

Elektromagnetische Strahlung im IR kann auf unterschiedliche Weisen (thermischer Strahler, IR-LED oder IR-Laser) erzeugt werden. Im Folgenden werden die Strahlungsgesetze für thermische Strahler kurz beschrieben.

### 2.4.2 Strahlungsgesetze

Jeder Körper mit einer absoluten Temperatur  $T > 0\text{ K}$  emittiert elektromagnetische Strahlung. Das Planck'sche Strahlungsgesetz beschreibt die Abhängigkeit der spektralen Strahldichte von der Wellenlänge  $\lambda$  und der absoluten Temperatur  $T$  für schwarze Körper<sup>5</sup> [8]:

$$L_{\Omega,\lambda}^{\text{bb}}(\lambda, \beta, \varphi, T) \cos(\beta) dA d\lambda d\Omega = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \cos(\beta) dA d\lambda d\Omega \quad (2.10)$$

mit  $L_{\Omega,\lambda}^{\text{bb}}(\lambda, \beta, \varphi, T) \cos(\beta) dA d\lambda d\Omega$  der Strahlungsleistung, welche von der Fläche  $dA$  im Wellenlängenbereich  $\lambda + d\lambda$  in das Raumwinkelement  $d\Omega$  mit dem Polarwinkel  $\beta$

1 NIR: near-infrared

2 SWIR: short-wavelength infrared

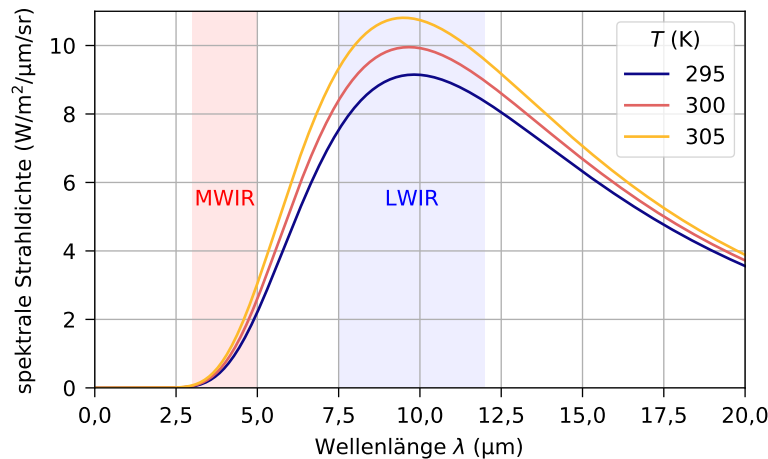
3 MWIR: mid-wavelength infrared

4 LWIR: long-wavelength infrared

5 bb: blackbody



und Azimutwinkel  $\varphi$  abgestrahlt wird. Die Konstanten  $h$ ,  $c$  und  $k_B$  sind das Planck'sche Wirkungsquantum, die Lichtgeschwindigkeit und die Boltzmannkonstante. Abbildung 2.8 zeigt das Planck'sche Strahlungsspektrum für verschiedene Temperaturen nahe der Raumtemperatur von 295 K.



**Abbildung 2.8:** Planck'sches Strahlungsspektrum eines Schwarzkörperstrahlers für drei Temperaturen nahe der Raumtemperatur. Die farblich hervorgehobenen Bereiche markieren die Wellenlängenbereiche typischer MWIR- bzw. LWIR-Kameras.

Die Schwarzkörperstrahlung weist ein kontinuierliches Spektrum auf. Für Temperaturen im Bereich der Raumtemperatur strahlt ein schwarzer Körper größtenteils im LWIR ab. Auf den Bereich des MWIR entfällt deutlich weniger Strahlungsleistung. Im SWIR bzw. NIR ist bei Raumtemperatur die Strahlung zu vernachlässigen. Mit steigender Temperatur nimmt die spektrale Strahlendichte für alle Wellenlängen zu. Das Wien'sche Verschiebungsgesetz besagt, dass die Wellenlänge des Maximums des Strahlungsspektrums  $\lambda_{\max}$  umgekehrt proportional zur absoluten Temperatur in Kelvin ist:

$$\lambda_{\max} T = 2898 \mu\text{m K}. \quad (2.11)$$

Schwarzkörperstrahlung ist unpolarisiert und richtungsunabhängig. Ein Schwarzkörperstrahler ist demzufolge ein Lambert'scher Strahler [8] und kann mittels Stereoanordnung dreidimensional vermessen werden.

#### Emissionsgrad

Schwarze Körper sind idealisierte Objekte. Reale Körper hingegen strahlen weniger stark als die maximale Schwarzkörperstrahlung ab. Mithilfe des gerichteten spektralen Emissionsgrades [8]

$$\varepsilon(\lambda, \beta, \varphi, T) = \frac{L_{\Omega, \lambda}(\lambda, \beta, \varphi, T)}{L_{\Omega, \lambda}^{\text{bb}}(\lambda, \beta, \varphi, T)} \quad (2.12)$$

lässt sich die tatsächlich emittierte spektrale Strahldichte  $L_{\Omega,\lambda}(\lambda, \beta, \varphi, T)$  beschreiben. Objekte für welche der Emissionsgrad wellenlängenunabhängig und kleiner 1 ist, werden graue Körper genannt.

Die auf ein Objekt auftreffende Strahlung wird entweder reflektiert, transmittiert oder absorbiert. Nach dem Kirchhoff'schen Strahlungsgesetz sind für einen realen Körper im thermischen Gleichgewicht bei gleicher Wellenlänge und Richtung der gerichtete spektrale Absorptions- und Emissionsgrad identisch. Nach dem Energieerhaltungssatz gilt für alle Wellenlängen  $\lambda$ :

$$\rho_\lambda + \alpha_\lambda + \tau_\lambda = \rho_\lambda + \varepsilon_\lambda + \tau_\lambda = 1 \quad (2.13)$$

mit dem Reflexionsgrad  $\rho_\lambda$ , Absorptionsgrad  $\alpha_\lambda$ , Transmissionsgrad  $\tau_\lambda$  und Emissionsgrad  $\varepsilon_\lambda$  als den jeweiligen Anteilen zur auftreffenden Strahlung. Für opake Objekte mit  $\tau_\lambda = 0$  kann der polarwinkelabhängige Emissionsgrad über

$$\varepsilon_\lambda(\beta) = 1 - \rho_\lambda(\beta) \quad (2.14)$$

bestimmt werden.

Die Fresnel'schen Formeln beschreiben die Reflexion und Transmission an einer ebenen Grenzfläche für einfallende ebene Wellen [70]. Für den Spezialfall gleicher magnetischer Permeabilität gilt für die Reflexionsfaktoren (Amplitudenverhältnis der reflektierten zur einfallenden Welle) für senkrechte und parallele Polarisation  $r_s$  und  $r_p$ :

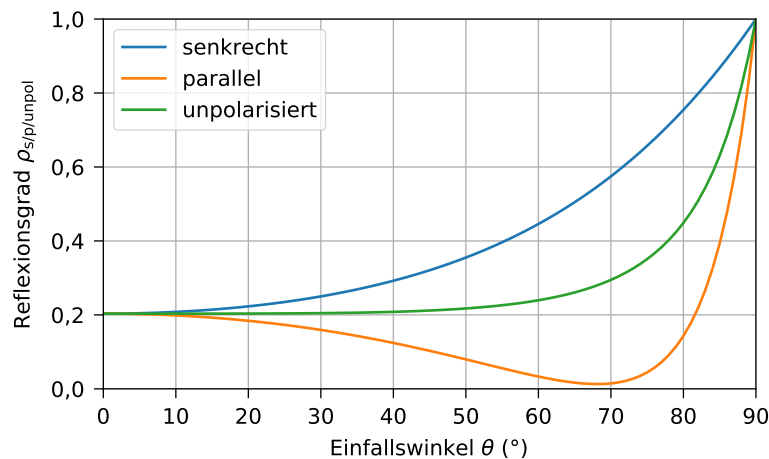
$$\text{senkrechte Polarisation: } r_s = \frac{\tilde{n}_1 \cos \theta - \tilde{n}_2 \cos \theta'}{\tilde{n}_1 \cos \theta + \tilde{n}_2 \cos \theta'} \quad (2.15)$$

$$\text{parallele Polarisation: } r_p = \frac{\tilde{n}_2 \cos \theta - \tilde{n}_1 \cos \theta'}{\tilde{n}_2 \cos \theta + \tilde{n}_1 \cos \theta'} \quad (2.16)$$

mit  $\theta$  dem Einfallswinkel (gleich dem Polarwinkel  $\beta$  der Emission),  $\theta'$  dem Brechungswinkel sowie  $\tilde{n}_1$  und  $\tilde{n}_2$  der komplexen Brechzahlen der beiden Medien. Der Einfallswinkel und der Brechungswinkel hängen über das Snellius'sche Brechungsgesetz zusammen:

$$\tilde{n}_1 \sin \theta = \tilde{n}_2 \sin \theta'. \quad (2.17)$$

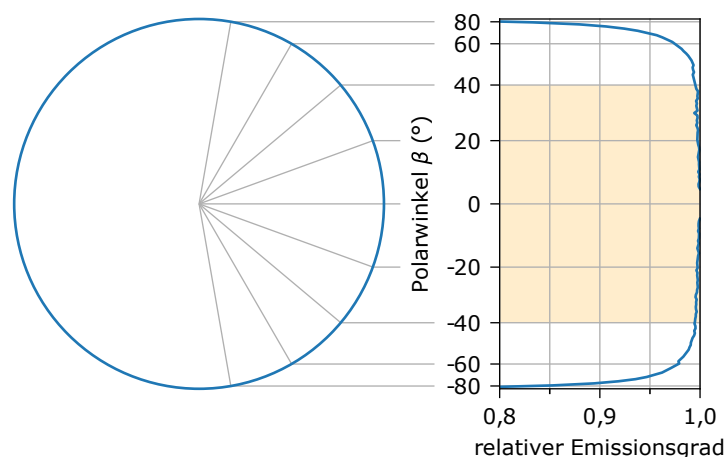
Die Reflexionsgrade  $\rho_{s/p}$  sind die Produkte der Reflexionsfaktoren und ihrer konjugiert komplexen Zahl  $r_{s/p} \cdot \bar{r}_{s/p}$ . Der Reflexionsgrad  $\rho_{\text{unpol}}$  für unpolarisierte Strahlung ergibt sich aus dem Mittelwert der Reflexionsgrade für senkrechte und parallele Polarisation. Abbildung 2.9 zeigt die Einfallswinkelabhängigkeit der Reflexionsgrade für ein Borosilikatglas mit einem komplexen Brechungsindex von  $\tilde{n} = n + i\kappa = 2,43 + 0,66i$  bei einer



**Abbildung 2.9:** Einfallswinkelabhängiger Reflexionsgrad eines Dielektrikums berechnet für eine komplexe Brechzahl von  $\tilde{n} = 2,43 + 0,66i$  bei  $10,6 \mu\text{m}$  (Borosilikatglas).

Wellenlänge von  $10,6 \mu\text{m}$  [71]. Wie am Kurvenverlauf für den mittleren Reflexionsgrad zu erkennen ist, ist dieser für Einfallswinkel kleiner  $40^\circ$  nahezu konstant. Nach Gleichung (2.14) ist demzufolge in diesem Bereich auch der Emissionsgrad unabhängig vom Polarwinkel.

Dies wurde experimentell anhand einer auf  $40^\circ\text{C}$  gleichmäßig erwärmten Borosilikatglaskugel mit einem Durchmesser von  $40 \text{ mm}$  experimentell gezeigt. Dazu wurde die Strahldichte mit einer LWIR-Kamera ermittelt. Abbildung 2.10 zeigt den relativen Emissionsgrad (normiert auf maximale Strahldichte) in Abhängigkeit vom Polarwinkel. Es ergab sich mit betragsmäßig größer werdenden Polarwinkel eine Abnahme der Strahldichte. Für Winkel zwischen  $-4 \dots 4^\circ$  bildete sich die Kamera über den Reflex an der Kugeloberfläche selbst auf ihren Chip ab, weshalb dieser Bereich nicht ausgewertet



**Abbildung 2.10:** Mittels einer LWIR-Kamera gemessener winkelabhängiger relativer Emissionsgrad einer auf  $40^\circ\text{C}$  gleichmäßig erwärmten Borosilikatglaskugel. Im orange markierten Bereich ist der Emissionsgrad nahezu konstant.

wurde. Das Ergebnis dieser Messung bestätigt, dass bis zu einem Winkel von  $\pm 40^\circ$  der Emissionsgrad nahezu konstant ist und darüber hinaus stark abfällt. Bei absoluten Kamerabeobachtungswinkeln kleiner  $40^\circ$  kann demzufolge von einem Lambert'schen Strahler ausgegangen werden.

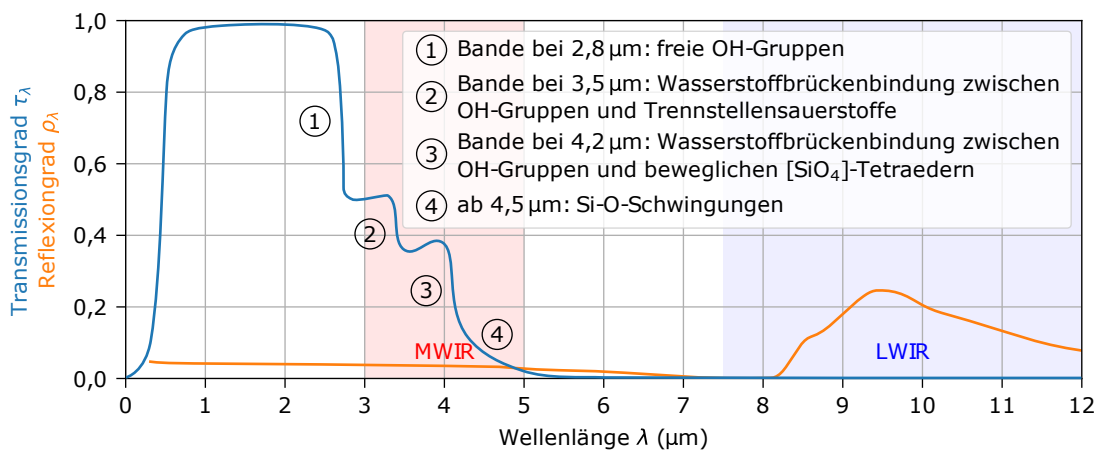
## 2.5 Optische Eigenschaften eines typischen Flachglases

Anhand eines typischen Flachglases als Beispiel eines nicht-kooperativen Objekts soll die prinzipielle Eignung des „Shape from Heating“-Ansatzes (siehe Abschnitt 2.3) zur 3D-Vermessung überprüft werden. Damit die projizierten IR-Muster absorbiert werden können, muss der Absorptionsgrad bei der Wellenlänge der Bestrahlung  $\lambda_{\text{IR}}$  hoch sein. Gleiches gilt für den Emissionsgrad bei der Wellenlänge der Bildaufnahme  $\lambda_{\text{rec}}$ .

Nach Gleichung (2.13) bestimmt sich der wellenlängenabhängige Absorptions- und Emissionsgrad aus dem Transmissions- und Reflexionsgrad zu:

$$\alpha_\lambda = \varepsilon_\lambda = 1 - \tau_\lambda - \rho_\lambda. \quad (2.18)$$

Abbildung 2.11 zeigt das Transmissions- und Reflexionsspektrum eines Flachglases bei senkrechtem Einfall. Vom VIS bis zu einer starken Absorptionsbande bei  $2,8 \mu\text{m}$ , welche durch freie OH-Gruppen hervorgerufen wird, sind Gläser typischerweise<sup>1</sup> transparent [72]. Die Bande bei  $3,5 \mu\text{m}$  wird durch Wasserstoffbrückenbindungen zwischen OH-Gruppen und Trennstellensauerstoffe verursacht. Gläser mit höheren Alkaligehalten weisen leichter bewegliche  $[\text{SiO}_4]$ -Tetraeder auf. Diese führen durch sehr starke Wasserstoffbrücken-



**Abbildung 2.11:** Charakteristisches Transmissions- (blaue Kurve) und Reflexionsspektrum (orange Kurve) eines 1 mm dicken Flachglases (nach [72, 73]). Die farblich hervorgehobenen Bereiche markieren die Wellenlängenbereiche typischer MWIR- bzw. LWIR-Kameras.

<sup>1</sup> Durch Anwesenheit von Farbtionen können zusätzliche Absorptionsbanden bei kürzeren Wellenlängen auftreten (z. B.  $\text{Fe}^{2+}$  bei  $1,1 \mu\text{m}$ ).

bindungen mit OH-Gruppen zu einer weiteren Bande bei  $4,2\ \mu\text{m}$ . Ab  $4,5\ \mu\text{m}$  ist die Absorption so stark (Si-O-Schwingungen), sodass Gläser für IR-Strahlung opak werden. Die genaue Lage und Intensität der Banden ist von der Glaszusammensetzung abhängig. Der Reflexionsgrad hat weniger Einfluss auf Absorption und Emission als die Transmission. Er nimmt von 5 % im VIS bis auf 0,1 % bei  $8\ \mu\text{m}$  kontinuierlich ab. Im LWIR nimmt der Reflexionsgrad jedoch deutlich zu und erreicht sein Maximum von 25 % bei einer Wellenlänge von  $9,5\ \mu\text{m}$ .

Aufgrund der hohen Transparenz vom VIS bis ins SWIR sind Gläser mit herkömmlichen Sensoren, welche auf diffuser Reflexion des Projektionsmusters (VIS, NIR und SWIR) basieren, nicht messbar. Im Wellenlängenbereich des MWIR nimmt die Transparenz zugunsten der Absorption und Emission deutlich ab und ist im LWIR nahezu 0. Bei der Wahl einer Strahlenquelle im Wellenlängenbereich vom MWIR bis hin zum LWIR ist demzufolge die Absorption der Projektionsmuster gewährleistet. Zugleich kann das am Objekt generierte Wärmemuster mit MWIR- bzw. LWIR-Kameras beobachtet werden.

## 2.6 IR-Strahlenquellen

Aus Abb. 2.11 ist ersichtlich, dass die Strahlenquelle, um eine Erwärmung der Objekt-oberfläche im einstelligen Kelvinbereich zu erreichen, bei Wellenlängen größer  $3\ \mu\text{m}$  emittieren sollte. Damit die Bestrahlungsdauer des Messobjekts möglichst kurz gehalten werden kann, muss die Strahldichte bei diesen Wellenlängen ausreichend hoch und die Reaktionszeit der Ein- und Ausschaltvorgänge möglichst kurz sein.

Mögliche Wärmequelle sind thermische Strahler bei denen eine Emitterfläche stark erhitzt wird und diese nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz ein kontinuierliches breitbandiges Spektrum ungerichtet und inkohärent abstrahlt. Der Strahlungsfluss ist im Wesentlichen von der Emitterfläche und der Temperatur abhängig. Mit höherer Temperatur verschiebt sich das Strahlungsmaximum nach dem Wien'schen Verschiebungsgesetz zu kürzeren Wellenlängen. Das hat zur Folge, dass der Anteil der transmittierten Strahlung im Vergleich zur absorbierten Strahlung zunimmt und das System aktiv gekühlt werden muss. Die Aufheiz- und Abkühlzeiten von Keramik- und Quarzstrahlern liegen im Bereich von wenigen Sekunden bis Minuten. Schneller sind Carbon-IR-Strahler mit einer Emittertemperatur von  $1200\ \text{°C}$ , was nach Gleichung (2.11) einem  $\lambda_{\text{max}}$  von  $2\ \mu\text{m}$  entspricht. Mit einem solchen Strahler konnte nach 11 s Bestrahlung für Objekte mit vergleichsweise niedriger thermischer Leitfähigkeit ein für 3D-Rekonstruktion ausreichend hoher Temperaturkontrast erreicht werden [68].

Mit IR-LEDs kann die emittierte Strahlung auf einen schmalbandigen Bereich im MWIR oder LWIR einschränkt und unnötige Abwärme vermieden werden. Allerdings sind die optischen Ausgangsleistungen kleiner als 1 W. Weitaus höhere Strahldichten in einem

engen Spektralbereich lassen sich mit Lasern im MWIR bis LWIR erreichen. Chemische Laser wie Deuteriumfluorid-Laser weisen sehr hohe optische Ausgangsleistungen bis in den MW-Bereich auf, werden aber überwiegend militärisch genutzt. Der Helium-Neon-Edelgaslaser hat eine Emissionslinie bei  $3,4\ \mu\text{m}$ . Die optische Ausgangsleistung liegt allerdings unter 1 W.

Molekül-Laser wie Kohlenstoffmonoxid-Laser (CO-Laser, abstimmbare im Bereich  $4,8 \dots 8,3\ \mu\text{m}$ ) und Kohlenstoffdioxid-Laser (CO<sub>2</sub>-Laser, verschiedene Wellenlängen zwischen  $9,2\ \mu\text{m}$  und  $10,6\ \mu\text{m}$ ) erreichen optische Ausgangsleistungen bis in den kW-Bereich. CO-Laser erfordern eine im Vergleich zum CO<sub>2</sub>-Laser aufwendigere Kühlung. CO<sub>2</sub>-Laser zählen mit zu den leistungsstärksten und am häufigsten eingesetzten Lasern in der Industrie (z. B. für Materialbearbeitung [74]) aber auch in der aktiven Thermografie [75–77]. Durch die Vorarbeiten [14, 15, 67, 68] auf dem Gebiet der thermischen 3D-Messsysteme am Fraunhofer IOF war ein 40 W CO<sub>2</sub>-Laser (Modell 154TF von Iradion) vorhanden. Dieses Modell hat eine Reaktionszeit für Ein- und Ausschaltvorgänge kürzer als  $75\ \mu\text{s}$ .

Bei der CO<sub>2</sub>-Laser-Wellenlänge von  $\lambda_{\text{irr}} = 10,6\ \mu\text{m}$  ist die Absorptionslänge<sup>1</sup>  $\alpha_{\text{abs}}$  für ein Borosilikatglas mit einem komplexen Brechungsindex von  $\tilde{n} = n + i\kappa = 2,43 + 0,66i$ :

$$z_{1/e} = \frac{1}{\alpha_{\text{abs}}} = \frac{\lambda}{4\pi\kappa} = \frac{10,6\ \mu\text{m}}{4\pi \cdot 0,66} = 1,3\ \mu\text{m}. \quad (2.19)$$

Demzufolge werden  $1 - 1/e \approx 63\%$  der Energie bereits innerhalb einer  $1,3\ \mu\text{m}$  dicken Schicht des Materials absorbiert und somit im Wesentlichen nur die Objekt Oberfläche erwärmt.

Auch wenn die Sicherheitsvorkehrungen für kohärente Laserstrahlung wesentlich höher sind als für inkohärente thermische Strahlenquellen wurde in dieser Arbeit aufgrund seiner schmalbandigen Strahlung bei  $10,6\ \mu\text{m}$ , seiner hohen Strahldichte und sehr kurzen Reaktionszeit sowie weiten Verbreitung in der Industrie ein CO<sub>2</sub>-Laser genutzt.

## 2.7 IR-Musterprojektor

Um mittels CO<sub>2</sub>-Laserstrahl das gewünschte Projektionsmuster auf dem Messobjekt zu generieren, muss die Strahlung geformt und geführt werden. Dazu sind u. a. Spiegel und Linsen für die CO<sub>2</sub>-Laser-Wellenlänge von  $10,6\ \mu\text{m}$  nötig.

Geeignete Spiegel für CO<sub>2</sub>-Laser bestehen aus einem Kupfersubstrat mit galvanischer Goldbeschichtung. Die metallische Goldoberfläche gewährleistet einen hohen Reflexionsgrad  $> 99\%$  über einen Einfallswinkelbereich von  $0 \dots 45^\circ$ . Das Kupfersubstrat mit seiner

---

<sup>1</sup> Die Absorptionslänge ist die geometrische Strecke in einem absorbierenden Medium, bei der die in das Medium eintretende Strahlung auf einen Anteil  $1/e \approx 37\%$  abgefallen ist.

sehr hohen Wärmeleitfähigkeit führt die dennoch in Wärme umgewandelte absorbierte Strahlung ab und schützt somit die beschichtete Oberfläche.

Das Material der Linsen für die CO<sub>2</sub>-Laser-Wellenlänge muss bei 10,6 µm nicht-absorbierend sein. Neben Natriumchlorid (NaCl) und Bariumfluorid (BaF<sub>2</sub>), welche beide wasserempfindlich sind, weisen Germanium (Ge), Zinkselenid (ZnSe) und Zinksulfid (ZnS) sehr geringe Absorptionseigenschaften auf. Aufgrund des Brechzahlunterschiedes zu Luft treten hohe Reflexionsverluste an den Grenzflächen der Linsen auf (Ge: 39 %, ZnSe: 17 % und ZnS: 14 % [78]). Diese Verluste können durch Antireflexbeschichtung größtenteils reduziert werden. Dabei ist es wichtig, dass die Absorption innerhalb der Beschichtung und des Linsenmaterials sehr gering ist, um die thermischen Effekte in den Linsen bei Verwendung mit einem Hochleistungslaser zu minimieren. ZnSe-Linsen eignen sich aufgrund ihrer sehr hohen Zerstörschwelle für Hochleistungsanwendungen und sind dadurch die Standardlinsen für CO<sub>2</sub>-Laser-Optiken. Für die Strahlformung werden folglich ZnSe-Linsen im IR-Musterprojektor eingesetzt.

## 2.8 Wärmebildung

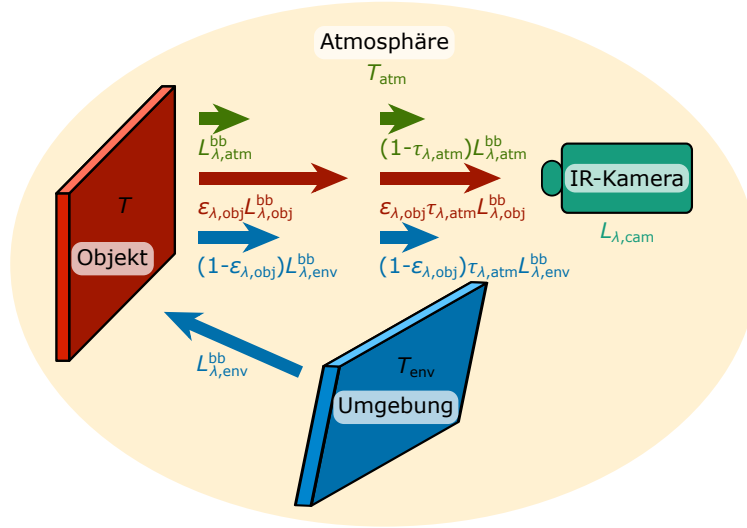
Wärmebildung ist ein bildgebendes Verfahren, mit welchem die emittierte Wärmestrahlung eines Objekts berührungslos bestimmt werden kann. Eine Wärmebildkamera integriert die spektrale Strahldichte über einen Wellenlängenbereich und eine Integrationszeit.

### 2.8.1 Strahldichtemessung und Temperaturbestimmung

Die Bildaufnahme mittels einer Wärmebildkamera wird durch die Strahlungskette der IR-Thermografie (siehe Abb. 2.12) beschrieben [8]. Die spektrale Strahldichte an der Wärmebildkamera setzt sich aus drei Anteilen zusammen: (1) Emission vom Objekt, welche durch den Transmissionsgrad der Atmosphäre abgeschwächt wird, (2) Emission aus der Umgebung, die am Objekt reflektiert und durch den Transmissionsgrad der Atmosphäre abgeschwächt wird, und (3) die Emission aus der Atmosphäre. Insgesamt beträgt die spektrale Strahldichte an der Wärmebildkamera  $L_{\lambda, \text{cam}}$ :

$$L_{\lambda, \text{cam}} = \underbrace{\varepsilon_{\lambda, \text{obj}} \cdot \tau_{\lambda, \text{atm}} \cdot L_{\lambda, \text{obj}}^{\text{bb}}(T)}_{(1) \text{ Objekt}} + \underbrace{(1 - \varepsilon_{\lambda, \text{obj}}) \cdot \tau_{\lambda, \text{atm}} \cdot L_{\lambda, \text{env}}^{\text{bb}}(T_{\text{env}})}_{(2) \text{ Umgebung}} + \underbrace{(1 - \tau_{\lambda, \text{atm}}) \cdot L_{\lambda, \text{atm}}^{\text{bb}}(T_{\text{atm}})}_{(3) \text{ Atmosphäre}} \quad (2.20)$$

mit dem Emissionsgrad des Objekts  $\varepsilon_{\lambda, \text{obj}}$ , dem Transmissionsgrad der Atmosphäre  $\tau_{\lambda, \text{atm}}$ , der emittierten spektralen Strahldichten eines schwarzen Körpers für das Messobjekt  $L_{\lambda, \text{obj}}^{\text{bb}}(T)$  bei der Objekttemperatur  $T$ , für die Umgebung  $L_{\lambda, \text{env}}^{\text{bb}}(T_{\text{env}})$  bei der



**Abbildung 2.12:** Strahlungskette der IR-Thermografie eines opaken Messobjekts mit  $\rho_{\lambda} = 1 - \epsilon_{\lambda}$  unter Berücksichtigung einer abstrahlenden Umgebung und der Atmosphäre [8].

Umgebungstemperatur  $T_{env}$  und für die Atmosphäre zwischen Objekt und Kamera  $L_{\lambda,atm}^{bb}(T_{atm})$  bei der Atmosphärentemperatur  $T_{atm}$ .

Wärmebildkameras sind in einem begrenzten Wellenlängenbereich von  $\lambda_1$  bis  $\lambda_2$  sensitiv. Die Bandstrahllichtdichte (Strahllichtdichte von  $\lambda_1$  bis  $\lambda_2$ ) ergibt sich über das bestimmte Integral der Planck'schen-Kurve (Gleichung (2.10)) mit den Grenzen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$ . Das Messobjekt (1) trägt folgenden Anteil zur Gesamtstrahllichtdichte bei:

$$L_{\lambda_1,\lambda_2,obj}^{bb} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} d\lambda. \quad (2.21)$$

Die Bandstrahllichtdichten für die Umgebung (2) und die Atmosphäre (3) berechnen sich analog. Das gemessene Signal wird in einen Digitalwert umgewandelt und ausgegeben. Ausgehend von diesen Digitalwerten und einer radiometrischen Kalibrierung kann die Kamera-Bandstrahllichtdichte  $L_{\lambda_1,\lambda_2,cam}$  berechnet werden.

Wenn die Kamerakennlinie linearisiert wurde, ist die von der Kamera bestimmte Kamera-Bandstrahllichtdichte linear zum einfallenden Strahlungsfluss. Im Gegensatz dazu sind die Temperaturwerte aufgrund der Planck'schen Kurve selbst bei einem linearen Sensor nicht linear zu den Digitalwerten.

Neben den Strahllichtdichtewerten ist auch die Objekttemperatur  $T$  von hohem Interesse, da Wärmediffusion und Temperaturverteilung voneinander abhängen und einige Kameraparameter für Temperaturwerte angegeben werden, wie z. B. die zum Rauschen



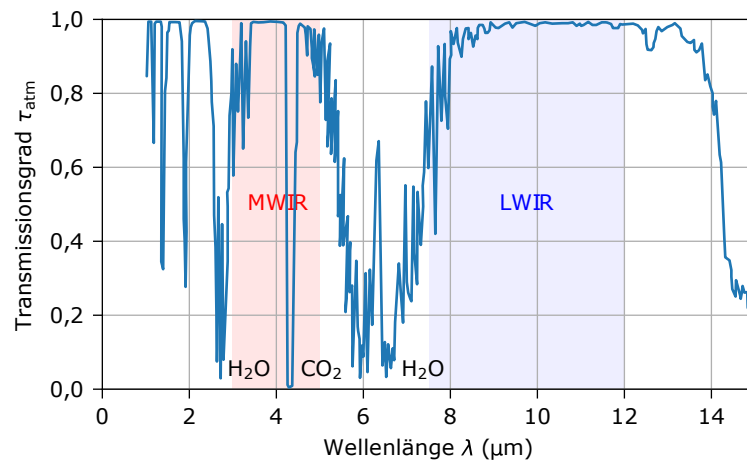
äquivalente Temperaturdifferenz NETD<sup>1</sup>. Durch Anwendung von Gleichung (2.20) erhält man aus der Kamera-Bandstrahldichte  $L_{\lambda_1, \lambda_2, \text{cam}}$  und unter Annahme eines grauen Körpers die Bandstrahldichte für das Objekt  $L_{\lambda_1, \lambda_2, \text{obj}}^{\text{bb}}$ . Um die Objekttemperatur  $T$  entsprechend einer Objekt-Bandstrahldichte  $L_{\lambda_1, \lambda_2, \text{obj}}^{\text{bb}}$  näherungsweise zu bestimmen, wird die inverse Sakuma-Hattori-Gleichung [79] in der RBF-Form angewandt:

$$T = \frac{B_T}{\ln \left( \frac{R_T}{L_{\lambda_1, \lambda_2, \text{obj}}^{\text{bb}}} \right) + F_T} \quad (2.22)$$

mit den Parametern  $R_T$  als Antwortfaktor,  $B_T$  als Spektralfaktor und  $F_T$  als Formfaktor, welche Einflüsse aus Leistungs-Nichtlinearität, spektraler Breite und temperaturabhängiger spektraler Verschiebung tragen. Die Parameter  $R_T$ ,  $B_T$ , und  $F_T$  werden durch eine radiometrische Kamerakalibrierung ermittelt.

### 2.8.2 Transmission durch die Atmosphäre

Wie bereits in Abb. 2.12 gezeigt, führt die Transmission durch die Atmosphäre zu einer Abschwächung der an der Kamera ankommenden Strahldichte des Objekts. Die Ursache ist die Absorption von Strahlung im thermischen IR durch Moleküle bestehend aus zwei oder mehreren unterschiedlichen Elementen wie z. B. CO<sub>2</sub> oder H<sub>2</sub>O. Abbildung 2.13 zeigt das Transmissionsspektrum der Atmosphäre. Die Wellenlängenbereiche typischer MWIR- bzw. LWIR-Kameras liegen in den sogenannten atmosphärischen Fenstern mit hohen Transmissionsgraden.



**Abbildung 2.13:** Transmissionsspektrum der Atmosphäre  $\tau_{\text{atm}}$  für eine Temperatur von 300 K, einem atmosphärischen Weg von 10 m, einer Luftfeuchtigkeit von 50 %, einem CO<sub>2</sub>-Gehalt von 380 ppm und auf Meereshöhe [8]. Die farblich hervorgehobenen Bereiche markieren die Wellenlängenbereiche typischer MWIR- bzw. LWIR-Kameras.

<sup>1</sup> NETD: noise equivalent temperature difference

### 2.8.3 Wärmebildkameras

Prinzipiell können Wärmebildkameras in zwei- bzw. eindimensional scannende Systeme mit einem einzelnen IR-Detektor bzw. einer einzelnen IR-Detektorzeile und Systeme mit einem zweidimensionalen Bildsensor (FPA<sup>1</sup>) eingeteilt werden. FPAs haben gegenüber scannenden Systemen den Vorteil, dass sie höhere Bildraten bei höheren Pixelanzahlen erreichen und das gesamte Bildfeld simultan aufnehmen können. IR-Detektoren wandeln einfallende IR-Strahlung in ein direktes (Quanten- oder Photonendetektoren) oder indirektes (thermische Detektoren) elektrisches Signal um.

#### Photonendetektoren

In einem Photonendetektor führt die Absorption von einfallenden Photonen zu einer Änderung der Konzentration oder der Mobilität von freien Ladungsträgern (innerer fotoelektrischer Effekt). Ein Ladungsträgerungleichgewicht kann den elektrischen Widerstand eines Detektorelements ändern (z. B. Fotowiderstand) oder einen Fotostrom generieren (z. B. Fotodiode).

Damit Photonen von Elektronen absorbiert werden können, muss die Energie der einfallenden Photonen mindestens der Bandlücke zwischen besetzten und unbesetzten Elektronenzuständen entsprechen. Ein Photon aus dem LWIR mit einer Wellenlänge von 10  $\mu\text{m}$  hat eine Energie von 124 meV. Um dieses Photon zu absorbieren, darf die Bandlücke demzufolge maximal 124 meV betragen. Nach der Boltzmann-Verteilung werden bei Raumtemperatur und dieser kleinen Bandlücke Elektronen bereits thermisch angeregt und zu freien Ladungsträgern [80]. Das durch die Photonen erzeugte Signal, wird durch das hohe Rauschen unmessbar. Kühlen von Photonendetektoren im MWIR und LWIR bis auf kryogene Temperaturen<sup>2</sup> reduziert die Anzahl thermisch angeregter Elektronen drastisch und führt somit zu einer sehr hohen Sensitivität. Photonendetektoren reagieren sehr schnell auf Änderungen in der IR-Strahlung (Ansprechzeit im Bereich von 1  $\mu\text{s}$ ).

#### Thermische Detektoren

Anders als bei den Quantendetektoren werden bei den thermischen Detektoren nicht einzelne Photonen, sondern die Energie elektromagnetischer Strahlung indirekt gemessen. Dabei wird in einem ersten Schritt die einfallende Strahlung absorbiert, in Wärme umgewandelt und führt zu einer Temperaturerhöhung des Detektors. Diese Temperaturänderung kann beispielsweise über Spannungsmessung in einer Thermosäule<sup>3</sup> oder

---

1 FPA: focal plane array

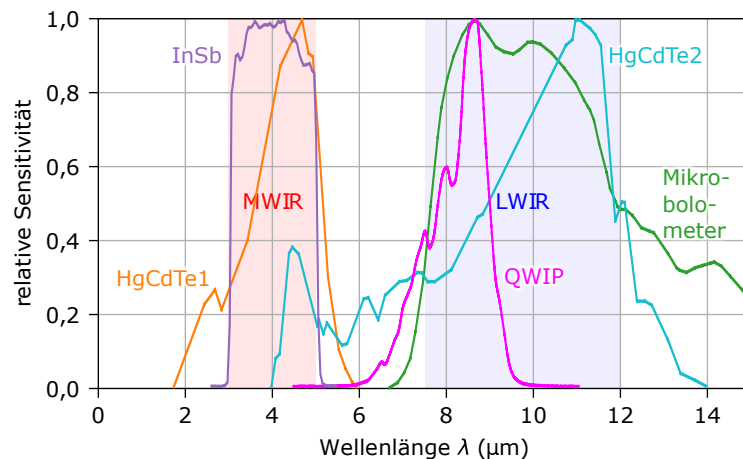
2 üblicherweise auf 77 K, der Siedetemperatur von Stickstoff bei Normaldruck

3 Eine Thermosäule ist ein elektrisches Bauelement zur Umwandlung thermischer in elektrischer Energie bestehend aus mehreren in Reihe geschalteter Thermoelemente.

über einen temperaturabhängigen Widerstand in einem Bolometer gemessen werden. Mikrobolometer FPAs werden im LWIR eingesetzt, müssen in der Regel nicht gekühlt werden und sind wellenlängenunabhängig. Die Ansprechzeit liegt üblicherweise in der Größenordnung von 10 ms und die Sensitivität ist vergleichsweise niedrig.

#### 2.8.4 Auswahl geeigneter Wärmebildkameras

Für die Auswahl der Wärmebildkameras kommen die Wellenlängenbereiche des MWIR und des LWIR in Betracht. Die Beschränkung ergibt sich aus der zu erwartenden Wärmestrahlung (siehe Planck'sches Strahlungsspektrum in Abb. 2.8) bei Raumtemperatur, aus den Transmissionseigenschaften der Atmosphäre (siehe Abb. 2.13) sowie möglicher Messobjekte aus Glas (siehe Abb. 2.11) und aus der Physik der Detektoren (siehe Abb. 2.14).



**Abbildung 2.14:** Relative Empfindlichkeitskurven für verschiedene IR-Sensortechnologien (HgCdTe1/2: Quecksilber-Cadmium-Tellurid, InSb: Indiumantimonid, QWIP: Quantentopf-Infrarot-Photon) im MWIR und LWIR (nach [81]).

Für möglichst genaue 3D-Ergebnisse ist die Synchronisation der beiden IR-Kameras von entscheidender Bedeutung. Da die Zeitkonstante von Mikrobolometerkameras mehrere Millisekunden beträgt, ist eine Synchronisation der Kameras im Millisekundenbereich vom Hersteller üblicherweise nicht vorgesehen. Dahingegen beruhen Quantendetektoren auf dem inneren fotoelektrischen Effekt, wodurch eine Auswertung der Signale im Mikrosekundenbereich ermöglicht wird.

Brahm et al. [14] zeigten, dass nach Abschalten des  $\text{CO}_2$ -Lasers der aufgebaute Temperaturkontrast des thermischen Musters durch Wärmeleitung schnell abnimmt. Die Bildaufnahme sollte demzufolge bei noch laufender Strahlenquelle stattfinden. Damit sind LWIR-Kameras ohne zusätzlichen Schutzfilter aufgrund der hohen Sensitivität bei  $10,6 \mu\text{m}$  nicht geeignet, da die Gefahr besteht, dass der Sensorchip durch eventuelle Reflexe der Laserstrahlung geschädigt oder sogar zerstört wird.

Aus den Vorarbeiten [14, 15, 68] zum MWIR-3D-Messsystem sind am Fraunhofer IOF zwei MWIR-Kameras vom Typ FLIR A6753sc mit InSb-Detektoren vorhandenen [82]. Diese eignen sich nach oben genannten Punkten für die 3D-Erfassung von transparenten Glasobjekten mittels einer CO<sub>2</sub>-Laser-Projektionseinheit und einem Stereo-Wärmebildkamera-System.

In der Bearbeitungsphase der vorliegenden Arbeit wurde am Fraunhofer IOF eine LWIR-Kamera vom Typ FLIR X6901sc SLS mit einem Quantendetektor im Empfindlichkeitsbereich 7,5 . . . 12  $\mu\text{m}$  [83] beschafft. Diese Kamera wurde für spezielle Untersuchungen (siehe Kapitel 6 Einfluss bestimmter Objekteigenschaften) rechts neben den Stereoaufbau der MWIR-Kameras hinzugefügt und zu diesem System mit einkalibriert (siehe Abschnitt 2.9.2). Um den Kamerachip nicht zu beschädigen, wurde ein Kurzpassfilter mit einer Grenzwellenlänge von 8,7  $\mu\text{m}$  eingesetzt.

### 2.8.5 Kamerarauschen und Temporauflösung

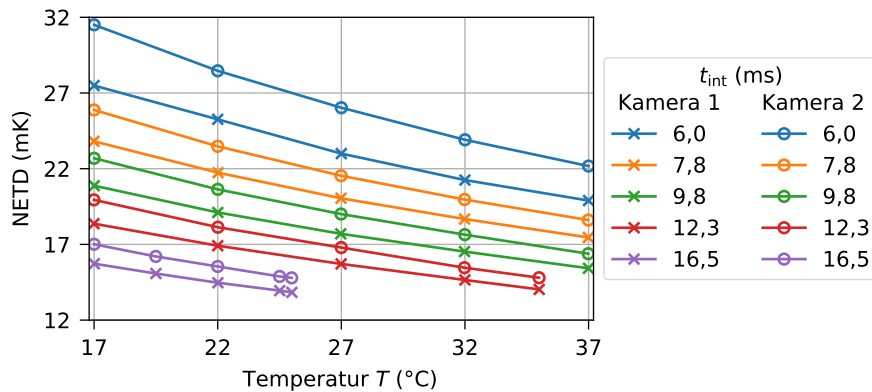
Das Rauschen einer Wärmebildkamera wird über die rauschäquivalente Temperaturdifferenz (NETD), welche die thermische Sensitivität quantifiziert, beschrieben [8]. Bei einem Signal-Rausch-Verhältnis (SNR<sup>1</sup>) von 1 ist die minimal messbare Temperaturdifferenz erreicht. Die NETD setzt sich aus dem Rauschen der Wärmebildkamera (Detektorrauschen, Verstärkungsrauschen, etc.) und der Signalübertragungsfunktion zusammen. Sie hängt von der Objekttemperatur und der Kameraintegrationszeit bzw. dem gewählten Temperaturmessbereich ab.

In vorangegangenen Veröffentlichungen über Multistreifenprojektion [14, 67, 68, 84–86], wurde für die MWIR-Kameras vom Typ A6753sc ausschließlich der durch Werkskalibrierung definierte Temperaturmessbereich von  $-20 \dots 55 \text{ }^\circ\text{C}$  mit einer Kameraintegrationszeit von 6 ms verwendet. Dieser Temperaturmessbereich bis  $55 \text{ }^\circ\text{C}$  wird in der Regel bei Erwärmungen der Objektoberfläche um wenige Kelvin bei Raumtemperatur nicht ausgereizt. Deswegen wurde mithilfe eines Schwarzkörperstrahlers (Modell Pyrotherm CS 120) die temperaturabhängige NETD beider MWIR-Kameras für unterschiedliche Integrationszeiten  $t_{\text{int}} \geq 6 \text{ ms}$  bestimmt. Abbildung 2.15 zeigt die ermittelten NETD-Werte in Abhängigkeit der Schwarzkörpertemperatur im Bereich von  $17 \dots 37 \text{ }^\circ\text{C}$ . Um Überbestrahlung des Detektors zu vermeiden, wurden die Kurven der Integrationszeiten 12,3 ms und 16,5 ms bei  $35 \text{ }^\circ\text{C}$  bzw. bei  $25 \text{ }^\circ\text{C}$  abgebrochen.

Mit steigender Temperatur und zunehmender Integrationszeit, nimmt die NETD ab. Eine Erhöhung der Integrationszeit führt zu rauschärmeren Kamerabildern und sollte dadurch zu einer höheren 3D-Messqualität bei gleichen Messzeiten oder zu kürzeren

---

1 SNR: signal-to-noise ratio

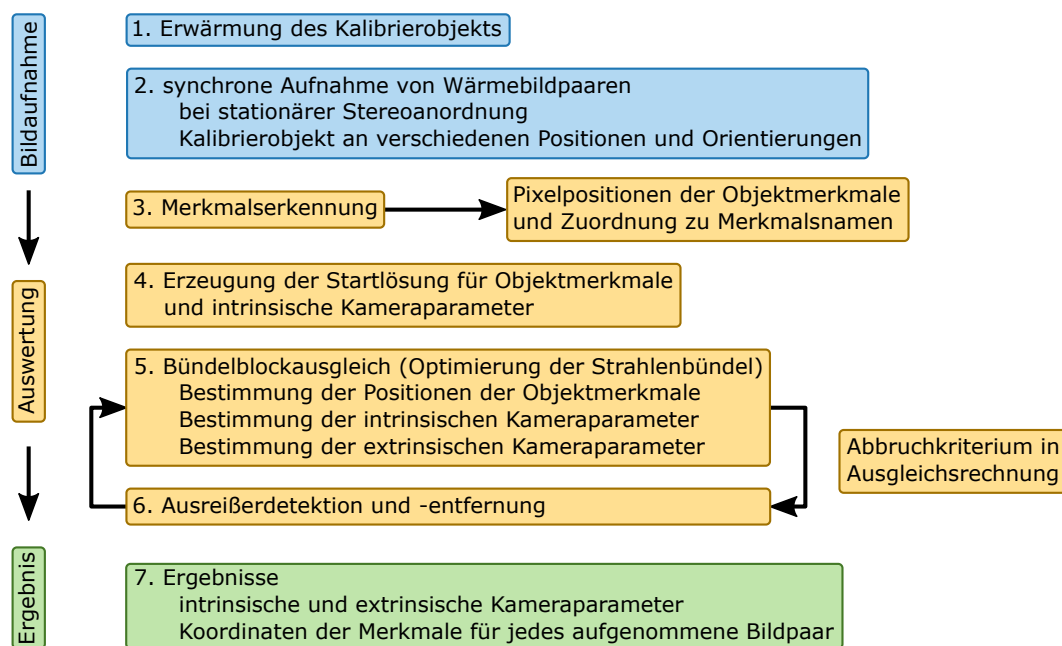


**Abbildung 2.15:** Durch Messung bestimmte NETD in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Kameraintegrationszeiten  $t_{int}$  für beide verwendeten MWIR-Kameras des Typs FLIR A6753sc.

Messzeiten bei gleichbleibender 3D-Messqualität führen. Dies wird in Abschnitt 3.3 untersucht. Auch wenn beide Kameras gleichen Typs sind, zeigt Kamera 1 niedrigere NETD-Werte als Kamera 2. Laut Hersteller liegen diese Unterschiede im normalen Bereich. Für die Korrespondenzsuche ist dies prinzipiell kein Problem. Im Sinne der Messgenauigkeit (Vermeidung von Fehlzuordnungen in der Korrespondenzsuche) wäre es aber besser, wenn beide Kameras die NETD-Werte von Kamera 1 aufweisen würden.

## 2.9 Geometrische Kalibrierung eines thermischen Stereokamerasystems

Wie in Abschnitt 2.1 Aktive Stereokamerasysteme erwähnt wurde, müssen intrinsische und extrinsische Kameraparameter mittels einer Sensorkalibrierung ermittelt werden. Dafür werden viele Merkmalspunkte, welche über das gesamte Messvolumen verteilt sind und in beiden Kameras identifiziert werden können, benötigt. Flächige Kalibrierobjekte mit ausgedruckten und aufgeklebten Mustern (üblicherweise Schachbrett- oder Kreismuster) werden aufgrund der Handlichkeit und einfachen Herstellung dafür verwendet. Stereokamerasysteme werden oftmals mithilfe der von Zhang vorgestellten Methode [87] kalibriert. Dieses Verfahren setzt ein planares Kalibrierobjekt voraus. Das in dieser Arbeit verwendete Kalibrierobjekt weist temperaturabhängige Unebenheiten auf (siehe nächsten Abschnitt 2.9.1) und es kann nicht davon ausgegangen werden, dass die Merkmalspunkte in einer Ebene liegen. Stattdessen wird in dieser Arbeit auf den klassischen Ansatz basierend auf ein um Verzeichnung erweitertes Lochkameramodell mit Bündelblockausgleich [16, 19] zurückgegriffen (siehe Flussdiagramm in Abb. 2.16). Im Anschluss an den Bündelblockausgleich wird eine Skalierung über eine Längenmessung mit einem kalibrierten Längenmaßstab wie Kugelstab oder Stufenendmaß mit Passmarken durchgeführt.



**Abbildung 2.16:** Flussdiagramm des Kalibrierprozesses nach dem klassischen Ansatz mit Bündelblockausgleich.

### 2.9.1 Kalibrierobjekt

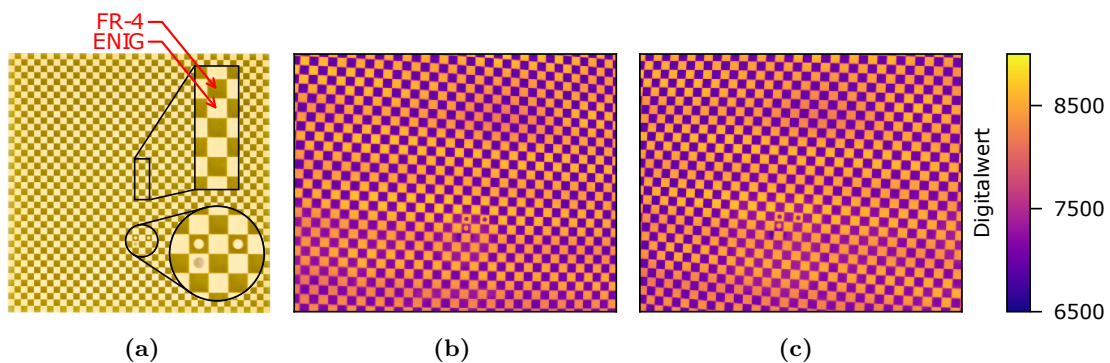
Normalerweise sind die Merkmale der im VIS verwendeten Kalibrierobjekte (auf Papier gedruckte Muster) in Wärmebildern nicht erkennbar. Rangel et al. [88] untersuchten verschiedene Materialien für Kalibrierplatten für Wärmebildkameras und stellten gute Kontrastwerte der Merkmale für bedruckte Leiterplatten und für festen Karton mit lasergeschnittenen Löchern fest. An et al. [89] nutzten Unterschiede in den Reflexionsgraden der Merkmalsoberflächen bei Bestrahlung mit einer Wärmelampe. Für das „Shape from Heating“ verwendeten Eren und Dunker et al. [90, 91] sowie Brahm et al. [67] eine Leiterplatte mit aufgedruckten Kreis- bzw. Schachbrettmuster als Kalibriernormal. Der Autor dieser Arbeit nutzte für die Kalibrierung eines VIS-LWIR-Sensors [92] ebenfalls das Prinzip einer bedruckten Leiterplatte.

Der wesentliche Vorteil einer bedruckten Leiterplatte ist, dass die Oberflächen der gedruckten Bereiche (z. B. Kreise oder Quadrate) und der Trägerplatte aus zwei Materialien mit sehr unterschiedlichen Emissionsgraden bestehen. Zum einen wird ENIG<sup>1</sup> mit einem sehr niedrigen Emissionsgrad und zum anderen wird ein flammenhemmender Verbundwerkstoff FR-4 mit einem Emissionsgrad nahe 1 verwendet. Im Gegensatz zum VIS, wo Kalibriernormale einfallendes Licht üblicherweise diffus reflektieren, wird im Falle von IR-Kameras die vom Kalibrierbrett emittierte Wärmestrahlung ausgenutzt.

<sup>1</sup> ENIG: electroless nickel immersion gold

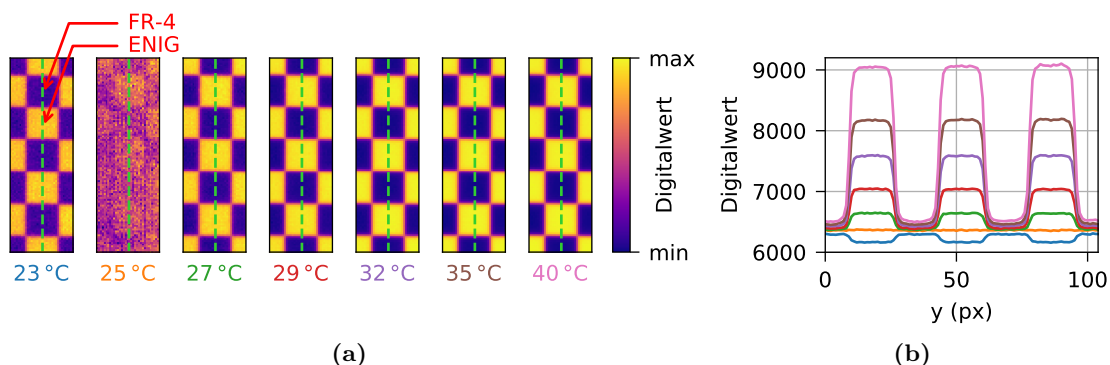
Auch wenn die Kalibrierplatte eine homogene Temperaturverteilung aufweist, sind die Merkmale aufgrund der sehr unterschiedlichen Emissionsgrade mit Wärmebildkameras gut erkennbar.

Abbildung 2.17 zeigt das in dieser Arbeit verwendete Kalibrierbrett sowie ein Wärmebildpaar der MWIR-Kameras. Das Brett ist  $200 \times 200 \text{ mm}^2$  groß und die Quadrate haben eine Kantenlänge von 5 mm. Drei der Quadrate enthalten Kreisflächen (siehe vergrößerter Bereich in Abb. 2.17(a)), welche für die eindeutige Zuordnung der korrespondierenden Merkmale in beiden Kamerabildern benötigt werden. Für eine Kalibrierung werden in der Regel 20 Wärmebildpaare bei stationärer Stereoanordnung und mit mobilem Brett in unterschiedlichen Positionen und Orientierungen im Messvolumen aufgenommen. Dabei muss sichergestellt werden, dass die drei Kreisflächen in jedem Kamerabild sichtbar sind. Um Reflexe von umliegenden Wärmequellen (z. B. Gehäuse der Kameras) über die Metalloberflächen in die Kameras zu vermeiden, müssen Wärmequellen möglichst gut abgeschirmt werden.



**Abbildung 2.17:** (a) Foto des verwendeten Kalibrierbretts mit zwei vergrößerten Bereichen und MWIR-Kamerabildpaar der (b) linken und (c) rechten Kamera. In den MWIR-Kamerabildern sind hellere und dunklere Bereiche zu sehen. Diese stammen aus einer nicht gleichmäßigen Erwärmung mittels einer Heizmatte und haben aber keine Auswirkung auf die Merkmalerkennung.

Um die bedruckten und unbedruckten Bereiche genauer voneinander zu trennen, wird die Kalibrierplatte vor der Kalibrierung auf ungefähr  $40^\circ\text{C}$  aufgeheizt. Abbildung 2.18 zeigt einen Ausschnitt (siehe Markierung in Abb. 2.17(a)) der Kalibrierplatte zu unterschiedlichen Temperaturen. Bei  $23^\circ\text{C}$  erscheinen die FR-4-Flächen dunkler als die ENIG-Flächen. Das liegt daran, dass die warme Sensorumgebung über das ENIG mit hohem Reflexionsgrad in die Kameras reflektiert. Nach Erwärmung um 2 K können die Quadrate nicht zuverlässig erkannt werden. Die Unterschiede sind geringer als das Kamerarauschen. Nach einer weiteren Erwärmung um 2 K erhält die Kamera von den FR-4-Flächen eine höhere Strahldichte als von den ENIG-Flächen. Mit weiter steigender Bretttemperatur nimmt der Kontrast zwischen den beiden unterschiedlichen Flächen zu. Dadurch können



**Abbildung 2.18:** Unterscheidung der zwei Oberflächenmaterialien (ENIG und FR-4) in Abhängigkeit von der Temperatur des Kalibrierkörpers: (a) Ausschnitt aus MWIR-Kamerabild für Temperaturen zwischen 23...40 °C und (b) vertikale Profile entlang der grünen gestrichelten Linien aus (a). Die Farben des Temperaturtextes in (a) entsprechen den Farben der Profilkurven in (b). Für jede Teilgrafik in (a) wurde die Skala der Digitalwerte angepasst.

die Merkmale besser erkannt und auch die intrinsischen und extrinsischen Parameter der Kameras genauer bestimmt werden.

Mit der Erwärmung des Kalibrierbretts wurde festgestellt, dass die Form nicht stabil ist und sich das Brett vor allem in den Eckbereichen deformiert. Die erste Konsequenz daraus ist, dass die Kalibriermethode nach Zhang, welche auf einem planaren Kalibrierobjekt basiert, nur ungenaue Ergebnisse liefert und deswegen auf die klassische Methode mit Bündelblockausgleich zurückgegriffen wird. Da sich das Kalibrierbrett während der Bildaufnahme nicht verformen sollte, muss die Bretttemperatur konstant gehalten werden. Dies kann erreicht werden indem (1) sich das Kalibrierbrett durch aktives Heizen im thermischen Gleichgewicht befindet oder indem (2) die Bildaufnahme kurz (unter einer halben Minute) gehalten wird. In dieser Arbeit wurde Variante (2) gewählt und 20 Bildpaare an unterschiedlichen Positionen und Orientierungen in einer Aufnahmezeit von etwa 20s aufgenommen.

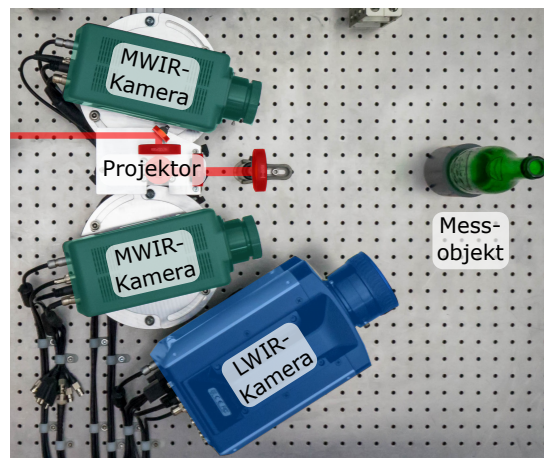
### 2.9.2 Kalibrierung von drei Kameras: 2 × MWIR- und 1 × LWIR-Kamera

Der Autor der vorliegenden Arbeit hat in [92] die Kalibrierung zweier VIS-Kameras und der LWIR-Kamera mit einer bedruckten Leiterplatte durchgeführt. Die VIS-Kameras dienen der 3D-Rekonstruktion und die Wärmebilddaten der LWIR-Kamera wurden auf das 3D-Ergebnis projiziert. Die Kalibriergenauigkeit wurde mittels zweier in einem Winkel zueinander montierten Ebenen aus Kunststoff und Aluminium (unterschiedliche Emissionsgrade) überprüft. Die geometrisch bestimmte und in das Wärmebild reprojierte Schnittlinie der Ebenen wich im Mittel nur um 0,01 px von der Linie bestimmt durch den größten Strahldichtegradienten entlang der Materialgrenze ab.

Neben der MWIR-Stereoaordnung wurde eine weitere LWIR-Kamera aufgebaut und



in das bestehende System mit einkalibriert (siehe Aufbau in Abb. 2.19). Die zusätzliche Kalibrierung der LWIR-Kamera in einer MWIR-Stereoanordnung weist weniger Schwierigkeiten auf als in eine VIS-Stereoanordnung, da sowohl im LWIR als auch im MWIR die unterschiedlichen Emissionsgrade der Materialien für Helligkeitsunterschiede sorgen. Im Gegensatz dazu werden im VIS unterschiedliche Reflexionseigenschaften der Materialien genutzt. Die Oberfläche des ENIG reflektiert spekulär statt diffus, weshalb störende Lichtquellen vermieden werden mussten. Die gewonnen Erkenntnisse aus [92] konnten auf die Kalibrierung des Mehrkamerasystems bestehend aus zwei MWIR- und einer LWIR-Kamera übertragen werden.



**Abbildung 2.19:** Foto eines MWIR-Stereokamerasystems zur 3D-Vermessung mit zusätzlicher LWIR-Kamera.

## 2.10 Anpassung der Korrespondenzsuche in Wärmebildern

In den Vorarbeiten, die sich mit der 3D-Messung mittels thermischer Muster befassen [14, 67, 68, 84, 85], wurden Temperaturwerte als Grauwerte in der Berechnung des Korrelationskoeffizienten (siehe Gleichung (2.9)) eingesetzt. Wie bereits in Abschnitt 2.8.1 erwähnt wurde, sind die Temperaturwerte aufgrund der Planck'schen Kurve selbst bei einem linearen Sensor nicht linear zum einfallenden Strahlungsfluss. Durch diese Nichtlinearität könnten Fehlzuordnungen bei der Korrespondenzsuche über die normierte Kreuzkorrelation (siehe Abschnitt 2.1.4) auftreten.

Damit diese Fehlzuordnungen vermieden werden, müssten in die Berechnung des Korrelationskoeffizienten  $\rho_{ncc}$  (siehe Gleichung (2.9)) die Objekt-Bandstrahldichten  $L_{\lambda_1, \lambda_2, \text{obj}}$  als Grauwerte eingesetzt werden. Nach Gleichungen (2.20) und (2.21) berechnet

sich  $L_{\lambda_1, \lambda_2, \text{obj}}$  aus der gemessenen Kamera-Bandstrahldichte  $L_{\lambda_1, \lambda_2, \text{cam}}$  nach:

$$\begin{aligned} L_{\lambda_1, \lambda_2, \text{obj}} &= \frac{1}{\tau_{\text{atm}}} \left( L_{\lambda_1, \lambda_2, \text{cam}} - (1 - \varepsilon_{\text{obj}}) \tau_{\text{atm}} L_{\lambda_1, \lambda_2, \text{env}}^{\text{bb}} - (1 - \tau_{\text{atm}}) L_{\lambda_1, \lambda_2, \text{atm}}^{\text{bb}} \right) \\ &= \text{const}_1 (L_{\lambda_1, \lambda_2, \text{cam}} + \text{const}_2). \end{aligned} \quad (2.23)$$

mit  $\varepsilon_{\text{obj}}$  dem effektiven Emissionsgrad und  $\tau_{\text{atm}}$  dem effektiven Transmissionsgrad der Atmosphäre im Wellenlängenbereich  $\lambda_1 \dots \lambda_2$ . Die Objekt-Bandstrahldichte unterscheidet sich von der Kamera-Bandstrahldichte nur durch einen Summanden  $\text{const}_2$  und einen Faktor  $\text{const}_1$ . Beide Werte sind innerhalb einer Messung konstant.

Nach Gleichung (2.9) ist der Korrelationskoeffizient invariant gegenüber einem Summanden (Abzug des Mittelwertes) und gegenüber einem Faktor (Normierung durch Standardabweichung). Aus diesen Gründen können anstelle der berechneten Objekt-Bandstrahldichten die gemessenen Kamera-Bandstrahldichten  $L_{\lambda_1, \lambda_2, \text{cam}}$  als Grauwerte für die Berechnung des Korrelationskoeffizienten (siehe Gleichung (2.9)) herangezogen werden. Die Strahldichten der Atmosphäre und der Umgebung haben demzufolge keinen Einfluss auf den Korrelationskoeffizienten und müssen nicht bestimmt werden. Über den Korrelationskoeffizienten können analog zum VIS korrespondierende Pixel gefunden und anschließend über Triangulation ein 3D-Modell mithilfe der Gleichungen (2.6) und (2.7) berechnet werden.

# KAPITEL 3

---

## Multistreifenprojektion

---

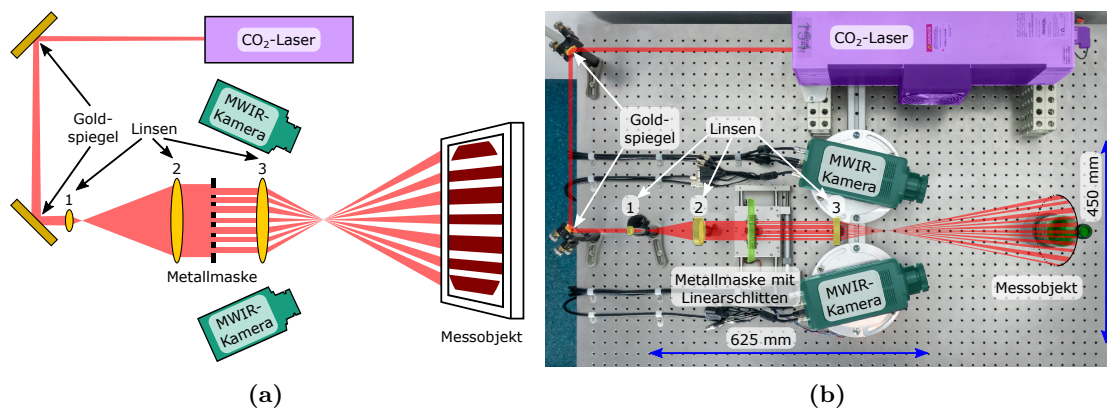
In diesem Kapitel wird der von Brahm et al. [14, 68] und Schindwolf [15] entwickelte MWIR-3D-Aufbau basierend auf Multistreifenprojektion und Aufnahme thermischer aperiodischer Sinusmuster vorgestellt. In den Vorarbeiten wurde unter anderem die Abhängigkeit der Messqualität von der Sequenzlänge untersucht. Darüber hinaus ist die erreichbare Messqualität bei vorgegebener Messdauer, welche im Wesentlichen von der Sequenzlänge und der Bestrahlungsdauer abhängt, von Interesse. Zusätzlich zu dieser Untersuchung wird die Messqualität durch Erhöhung der Kameraintegrationszeit und folglich Reduzierung der NETD (siehe Abb. 2.15) gesteigert. Die prinzipiellen Grenzen der Messmethode unter Verwendung der Multistreifenprojektion werden zum Abschluss dieses Kapitels kurz beleuchtet. Eine tiefere Analyse zu den Grenzen ist am Ende des Kapitels 4 Simulationsmodell zu finden.

### 3.1 MWIR-3D-Setup basierend auf Multistreifenprojektion

Das Messprinzip des MWIR-3D-Aufbaus folgt dem in Abschnitt 2.3 vorgestellten „Shape from Heating“-Ansatz. Der aus den Vorarbeiten übernommene Aufbau wurde hinsichtlich der Abstände der Komponenten und verwendeten Linsen optimiert.

#### 3.1.1 Laboraufbau

Abbildung 3.1 zeigt ein Schema und ein Foto einer Draufsicht des MWIR-3D-Aufbaus. Im ersten Schritt des Messverfahrens (siehe Abb. 2.5) wird das Messobjekt mit einem aperiodischen Multistreifenmuster bestrahlt. Zu diesem Zweck wird ein CO<sub>2</sub>-Laserstrahl bei 10,6  $\mu\text{m}$  Wellenlänge und einer optischen Ausgangsleistung von 40 W (Modell 154TF von Iradion) mittels zweier Goldspiegel umgelenkt und anschließend in einem Teleskopaufbau bestehend aus den ZnSe-Linsen 1 und 2 aufgeweitet. Der ausgedehnte Gauß-Strahl beleuchtet eine Metallmaske mit Schlitzen und Stegen unterschiedlicher Breiten (binäre aperiodische Streifen). Die dritte ZnSe-Linse bildet diese Maske auf das Messobjekt ab. Dort wird das projizierte Muster absorbiert und in Wärme umgewandelt, was zu einer lokalen Temperaturerhöhung führt. Im zweiten Schritt gibt das Messobjekt entsprechend seiner Temperaturverteilung selbst Wärmestrahlung ab, die mit zwei MWIR-Kameras (Modell A6753sc von FLIR) in Stereoanordnung aufgenommen wird. Laut Datenblatt [82] erreichen die Kameras eine NETD kleiner als 20 mK (normalerweise



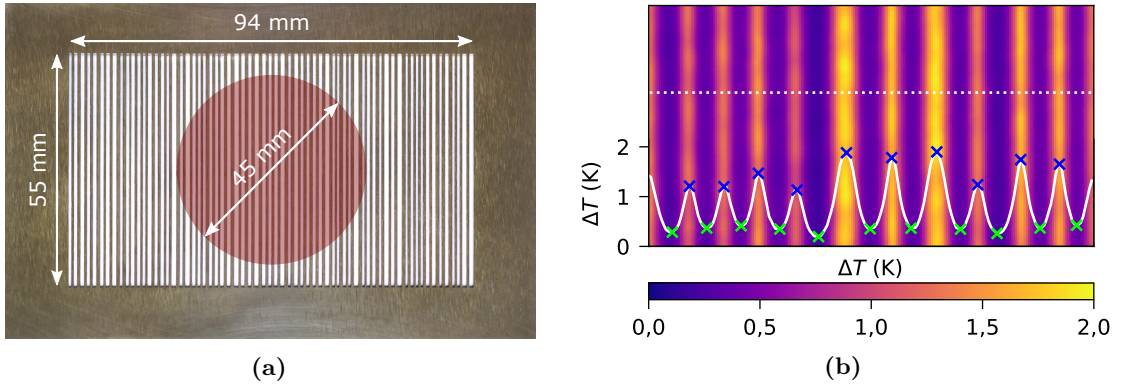
**Abbildung 3.1:** Draufsicht eines MWIR-3D-Aufbaus basierend auf Multistreifenprojektion: (a) Schema und (b) Foto des Laboraufbaus mit IR-Projektionseinheit (CO<sub>2</sub>-Laser vom Typ Iradion Modell 154TF, Goldspiegel, sphärische ZnSe-Linsen 1, 2 und 3 sowie Metallmaske) und Stereoaufnahmeinheit (zwei MWIR-Kameras vom Typ FLIR A6753sc). Die blauen Pfeile markieren die Dimensionen des Sensorkopfs ohne Strahlenquelle (Projektions- und Aufnahmeinheit von erster bis letzter Linse).

18 mK). Im Messbereich von  $-20 \dots 55$  °C beträgt die Kameraintegrationszeit rund 6 ms. Das Messfeld befindet sich 400 mm vor den Kameras, ist 160 mm breit und 128 mm hoch.

Aus Untersuchungen zur Streifenbreite aperiodischer Sinusmuster [5, 14] ist bekannt, dass die erreichbare Messgenauigkeit von der mittleren Streifenbreite der Metallmaske abhängt. In der vorliegenden Arbeit wurden drei Metallmasken mit unterschiedlichen mittleren Streifenbreiten verwendet (siehe Messungen und Simulationen in Kapitel 4). In Tabelle 3.1 sind die wesentlichen Maskenparameter zusammengefasst und Abb. 3.2(a) zeigt ein Foto von Metallmaske #2. Durch eine defokussierte Abbildung und thermische Diffusion der auf der Objektoberfläche eingebrachten Wärme kann aus dem aperiodischen Binärmuster der Metallmaske ein aperiodisches Sinuswärmemuster generiert werden. Dieses Muster wird von der Objektoberfläche als thermische IR-Strahlung emittiert und von den Wärmebildkameras aufgenommen. Wesentlicher Unterschied zum VIS ist, dass das Objektmaterial selbst aufgrund seiner Wärmeleitfähigkeit Einfluss auf die Steilheit des räumlichen Temperaturgradienten nimmt und somit die Form des emittierten Wärmemusters verändert. Bei hoher Wärmeleitfähigkeit kann eine defokussierte Abbildung der Metallmaske gegenüber einer fokussierten sogar nachteilig sein.

**Tabelle 3.1:** Parameter der Metallmasken.

Parameter	Maske #1	Maske #2	Maske #3
mittlere Streifenbreite (mm)	1,15	0,72	0,44
maximale Streifenbreite (mm)	1,56	0,97	0,59
minimale Streifenbreite (mm)	0,66	0,50	0,24
Verhältnis von breitem zu schmalstem Streifen	2,38	1,95	2,50



**Abbildung 3.2:** (a) Foto von Metallmaske #2 mit kreisrunder bestrahlter Fläche und (b) Ausschnitt eines Beispielwärmebilds mit aperiodischem Sinusmuster (Temperaturanstiegsprofil) entlang der horizontalen gepunkteten Linie nach Bestrahlung einer Borosilikatglasplatte. Maxima und Minima sind mit blauen bzw. grünen Kreuzen markiert.

Abbildung 3.2(b) stellt die Temperaturverteilung in einem Ausschnitt eines Beispielwärmebilds nach Bestrahlung einer Borosilikatglasplatte mit Maske #2 dar. Auch wenn in der Korrespondenzsuche die Strahldichtewerte verwendet werden (siehe Abschnitt 2.10), werden in dieser Grafik Temperaturwerte für eine bessere Vorstellbarkeit der Temperaturverteilung gezeigt. In diesem Beispiel konnte ein aperiodisches Sinusmuster mit einer Modulation zwischen 0,8 und 1,7 K und vollständig ohne Plateaus erreicht werden. Der Temperaturkontrast  $T_C$  wird als Temperaturdifferenz zwischen warmer (Maxima mit  $T_{\max}$ , blaue Kreuze) und kühler (Minima mit  $T_{\min}$ , grüne Kreuze) Streifen eines Streifenmusters

$$T_C = \bar{T}_{\max} - \bar{T}_{\min} = \frac{1}{M_{\max}} \sum_{w=1}^{M_{\max}} T_{\max,w} - \frac{1}{M_{\min}} \sum_{k=1}^{M_{\min}} T_{\min,k} \quad (3.1)$$

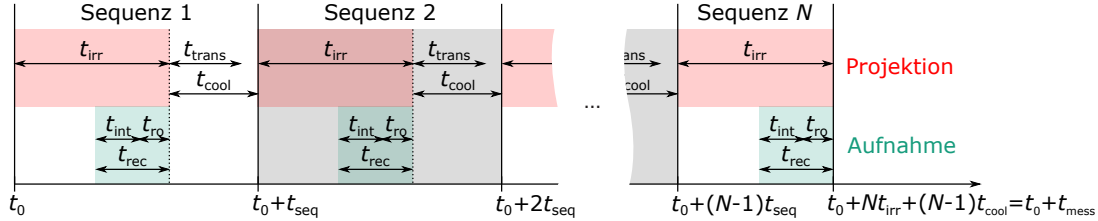
mit der Anzahl der Maxima  $M_{\max}$  und der Anzahl der Minima  $M_{\min}$  definiert. Der mittlere Temperaturkontrast  $\bar{T}_C$  ist der Mittelwert des Temperaturkontrasts über alle Muster einer Sequenz

$$\bar{T}_C = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_{C,i}. \quad (3.2)$$

### 3.1.2 Messablauf

Der Messablauf ist in Abb. 3.3 schematisch dargestellt. Jede Sequenz besteht aus der Musterprojektion und der Bildaufnahme sowie der Vorbereitung für die Projektion des nachfolgenden Musters. Zuerst wird das IR-Muster über eine Bestrahlungsdauer  $t_{\text{irr}}$  im Sekundenbereich auf das Messobjekt projiziert. Brahm et al. [14] zeigten, dass der Temperaturkontrast des thermischen Musters nach Abschalten des CO<sub>2</sub>-Lasers schnell

abnimmt. Um möglichst hohe Kontraste in den Wärmebildern zu erreichen, nehmen beide Wärmebildkameras das diffundierte und reemittierte thermische Muster von der Objektoberfläche kurz vor Ende der Bestrahlung synchron auf. Die vergleichsweise kurze Aufnahmedauer  $t_{\text{rec}}$  (Summe der Integrationszeit  $t_{\text{int}}$  und der Auslesezeit  $t_{\text{ro}}$ ) liegt im Bereich weniger Millisekunden. Laserbestrahlung und Kameraaufnahme sind zum gleichen Zeitpunkt beendet.



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung des Messablaufs mit  $N$  Multistreifenprojektionen und Kameraaufnahmen. Jede Sequenz beginnt mit der Bestrahlung  $t_{\text{irr}}$  im Sekundenbereich. Die synchrone Bildaufnahme startet so, dass diese gleichzeitig mit der Bestrahlungsdauer endet. Die Aufnahmedauer  $t_{\text{rec}}$  (Summe von Integrationszeit  $t_{\text{int}}$  und Auslesezeit  $t_{\text{ro}}$ ) liegt im Bereich weniger Millisekunden. An die Laserbestrahlung schließt sich direkt die Translation der Metallmaske  $t_{\text{trans}}$  im Bereich von einer Sekunde an. Die Abkühlphase  $t_{\text{cool}}$  kann nicht kürzer aber länger als die Translationsdauer gewählt werden. Eine Sequenz dauert  $t_{\text{seq}} = t_{\text{irr}} + t_{\text{cool}}$ . Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu.

Um die nächste Multistreifenprojektion vorzubereiten, wird die Metallmaske horizontal zu einem neuen Ausschnitt der binären Streifenanordnung verfahren. Die dafür benötigte Translationsdauer  $t_{\text{trans}}$  liegt im Bereich von einer Sekunde. Gleichzeitig kühlt die Oberfläche ab und das Wärmemuster diffundiert weiter. Es besteht die Möglichkeit über die Translationsdauer hinaus eine längere Abkühlphase  $t_{\text{cool}}$  zu ermöglichen. Mithilfe von Simulationen stellte der Autor dieser Arbeit in [93] allerdings fest, dass eine über die Translationsdauer hinausgehende Abkühlphase keinen Einfluss auf die Messqualität hat. Aus diesem Grund wird im Folgenden immer  $t_{\text{cool}} = t_{\text{trans}}$  gesetzt.

Diese beschriebene Sequenz wird über die Länge  $N$  wiederholt, wobei die letzte Sequenz mit der Bildaufnahme abgeschlossen wird. Damit ergibt sich die Messzeit zu:

$$t_{\text{mess}} = Nt_{\text{irr}} + (N - 1)t_{\text{cool}}. \quad (3.3)$$

### 3.1.3 Eignung und Vorteile der aperiodischen Sinusmuster

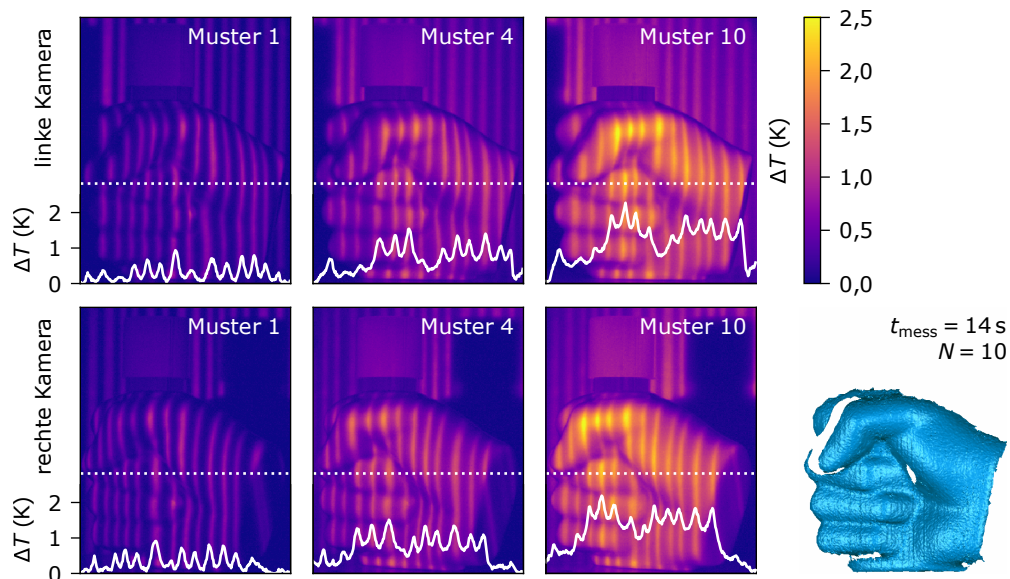
Wie in Abb. 3.2 gezeigt, können thermische aperiodische Sinusmuster auf einfache Weise durch Defokussierung einer binären Metallmaske und dem Ausnutzen der thermischen Diffusion der eingebrachten Wärme erzeugt werden. Die Vorteile der aperiodischen Sinusmuster gegenüber dem Phasenschiebepverfahren im VIS (keine a-priori-Information über die projizierten Muster nötig sowie die Vermeidung der Problematik der  $2\pi$ -

Mehrdeutigkeit, siehe Abschnitt 2.1.4) übertragen sich direkt auf thermische Muster.

Im Vergleich zur Detektion des Maximums von Laserlinien, liefert der vorgestellte Aufbau dichtere Punktwolken. Die Genauigkeit sollte vor allem an Objektkanten höher sein, da pro Kamerapixel eine zeitliche Grauwertfolge ausgewertet wird. Darüber hinaus können aufgrund der Anwendung der zeitlichen Kreuzkorrelationsfunktion neue Muster projiziert werden, ohne dass vorangegangene Muster vollständig abklingen müssen. Der unerwünschte Einfluss der thermischen Diffusion auf die Musterform (Linie bzw. Sinusmuster) bei den von Mériaudeau et al. [61] und Wiedenmann et al. [66] vorgeschlagenen Techniken wird bei der hier vorgestellten Methode vorteilhaft bei der Ausprägung der aperiodischen Sinusmuster genutzt.

### 3.1.4 3D-Messbeispiel

Das faustförmige Glasflakon mit metallüberzogenen Kunststoffverschluss (siehe Abb. 1.1) wurde mit dem MWIR-3D-Aufbau basierend auf Multistreifenprojektion erfasst. Abbildung 3.4 zeigt Beispielkamerabilder sowohl der linken als auch der rechten Kamera mit horizontalen Temperaturprofilen und die rekonstruierte 3D-Punktwolke.



**Abbildung 3.4:** Ausschnitte ausgewählter Wärmekamerabilder der linken und rechten Kamera und rekonstruiertes 3D-Oberflächenmodell des faustförmigen Glasflakons für Multistreifenprojektion. Entlang der weißen gepunkteten Linien wurden die Temperaturprofile bestimmt. Die Temperaturdaten wurden für einen globalen Emissionsgrad von 0,89 ermittelt.

Mit der Metallmaske #2 wurden  $N = 10$  Bestrahlungen mit jeweils einer Bestrahlungsdauer von  $t_{\text{irr}} = 1$  s, einer Maskenverschiebung von 1 mm während einer Translationsdauer von  $t_{\text{trans}} = 0,4$  s durchgeführt. Die Kameraintegrationszeit wurde zu  $t_{\text{int}} = 12,3$  s gewählt. Es wurde keine zusätzliche Abkühlung zugelassen, sodass sich  $t_{\text{cool}} = t_{\text{trans}}$  ergab. Die Messzeit betrug  $t_{\text{mess}} = 13,6$  s.

In den Kamerabildern kann man deutlich die deformierten Multistreifen mit Modulationen benachbarter Streifen von bis zu 1 K erkennen. Die Höhe der Modulation ändert sich nicht mit fortschreitender Musterprojektion. Im Gegensatz dazu ist beobachtbar, dass sich das Messobjekt während der Messung um rund 1,3 K erwärmt. Auffällig ist, dass auf dem metallüberzogenen Kunststoffverschluss kein Streifenmuster erkennbar ist. Im Vergleich zum Glas, wird dort ein höherer Anteil der einfallenden Strahlung reflektiert und dementsprechend weniger Wärme absorbiert. Weiterhin ist die Wärmeleitfähigkeit von Metallen um ein bis zwei Größenordnungen höher als die von Glas. Die niedrigen Temperaturkontraste können aufgrund der zusätzlich geringen Emission nicht aufgelöst werden. Diese drei Effekte führen dazu, dass der Verschluss nicht dreidimensional rekonstruiert werden kann. Dagegen wird die Faustform des Flakons problemlos dreidimensional erfasst.

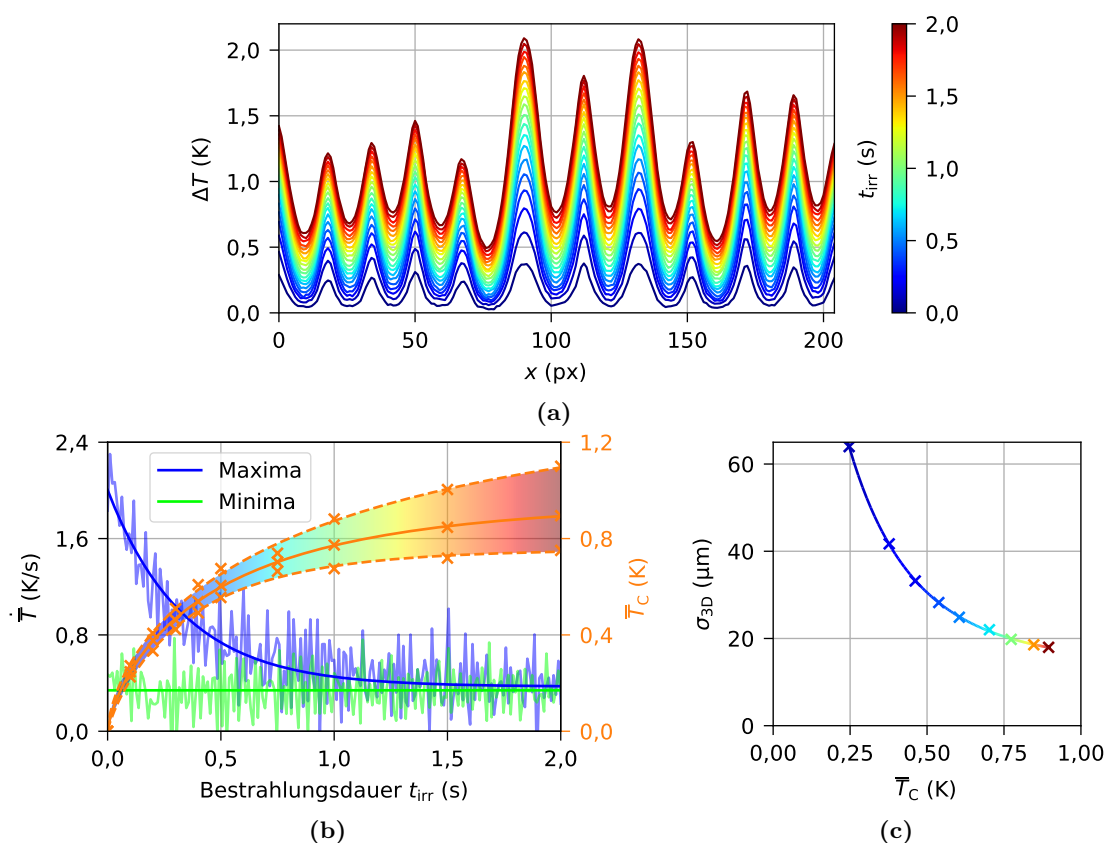
### 3.2 Einfluss des Temperaturkontrasts auf die 3D-Messqualität

Die 3D-Messqualität hängt stark von der Modulation der aperiodischen Sinusmuster [41] und damit vom Temperaturkontrast ab. Für die Vermessung eines Glasobjekts ist der Aufbau aus Abb. 3.1 mit Metallmaske #2 gut geeignet. Das in Abb. 3.2(b) gezeigte aperiodische Sinusmuster weist keine Plateaus im Profil und eine durchgehend hohe Modulation auf.

Der Einfluss des Temperaturkontrasts auf die 3D-Messqualität wurde anhand einer Borosilikatglasplatte und Metallmaske #2 untersucht. Dafür wurde eine Sequenzlänge  $N = 30$  gewählt und die Bestrahlungsdauer im Bereich von  $t_{\text{irr}} = 0,1 \text{ s} \dots 2,0 \text{ s}$  variiert. Als Maß für die 3D-Messqualität dient die 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  von einer Ebene mit einer Fläche von  $40 \times 40 \text{ mm}^2$ .

Abbildung 3.5(a) zeigt die Temperaturanstiegsprofile für das erste Projektionsmuster im zeitlichen Verlauf. Die Temperaturänderungsraten  $\dot{T}$  der Maxima und Minima (jeweils gemittelt über die Extrema der Profile und der Sequenzlänge) sind in Abb. 3.5(b) auf der linken Ordinate dargestellt (Maxima: blaue Kurve, Minima: grüne Kurve). Die Minima nehmen während der Bestrahlung mit einer konstanten Rate zu wohingegen die Maxima anfangs schnell ansteigen und mit zunehmender Bestrahlungsdauer langsamer wachsen. Die Kurve der Temperaturanstiegsrate der Maxima gleicht sich der der Minima an. Auf der rechten Ordinate ist der Temperaturkontrast  $\bar{T}_C$  über alle  $N = 30$  Projektionen (orange durchgezogene Kurve) dargestellt. Zusätzlich ist der Temperaturkontrast für die Projektionen gezeigt, in welcher der Temperaturkontrast innerhalb der Mustersequenz maximal bzw. minimal ist (gestrichelte orange Kurven). Der Temperaturkontrast baut sich bis ungefähr  $t_{\text{irr}} = 1 \text{ s}$  schnell auf und nimmt ab diesem Zeitpunkt nur noch minimal zu. Die 3D-Punkt-Standardabweichung für  $N = 30$  in Abhängigkeit vom mittleren





**Abbildung 3.5:** (a) Temperaturanstiegsprofile für erstes Bestrahlungsmuster entsprechend horizontaler gepunkteter Linie in Abb. 3.2(b) im zeitlichen Verlauf von 0,1 s bis 2,0 s in 0,1 s-Schritten, (b) Temperaturanstiegsrate  $\dot{T}$  für Maxima und Minima (linke Ordinate) sowie Temperaturkontrast  $\bar{T}_C$  gemittelt über Sequenzlänge von  $N = 30$  (durchgezogene orange Kurve) in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdauer, (c) 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  in Abhängigkeit vom mittleren Temperaturkontrast  $\bar{T}_C$ .

Temperaturkontrast  $\bar{T}_C$  ist in Abb. 3.5(c) gezeigt. Je höher der Temperaturkontrast zwischen kühlen und warmen Streifen ist, umso besser wird die Qualität thermischer 3D-Messungen. Bei einer Bestrahlungsdauer von  $t_{\text{irr}} = 1$  s, wird eine 3D-Punkt-Standardabweichung von  $\sigma_{3D} = 20 \mu\text{m}$  erreicht (Gesamtmesszeit  $t_{\text{mess}} = 41,6$  s). Bei Verdopplung der Bestrahlungsdauer auf 2 s kann die Standardabweichung auf  $18 \mu\text{m}$  leicht verbessert werden (Messzeit  $t_{\text{mess}} = 71,6$  s).

### 3.3 Optimierung von Projektions- und Kameraparametern

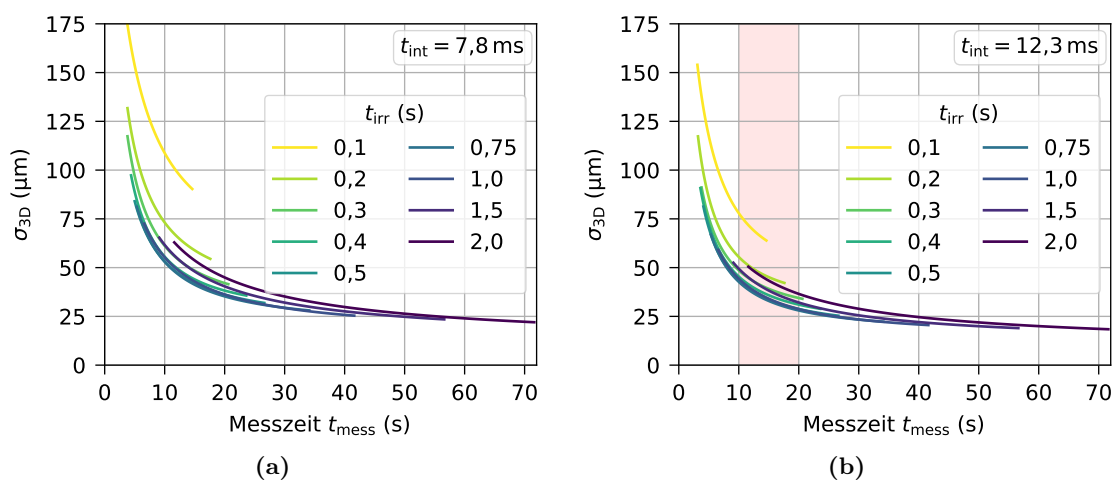
Um die 3D-Messqualität bei unverändertem Aufbau zu erhöhen, kann entweder das Kamerarauschen reduziert (Erhöhung der Kameraintegrationszeit) oder das Signal, welches im Fall von thermischer 3D-Vermessung der Temperaturkontrast ist, erhöht werden (Erhöhung der Bestrahlungsdauer). In diesem Abschnitt wird die Messqualität in Abhängigkeit von der Kameraintegrationszeit und der Messzeit  $t_{\text{mess}}$  (Variation der

Sequenzlänge und der Bestrahlungsdauer siehe Gleichung (3.3)) experimentell analysiert.

Dafür wurden Messungen an einer 3 mm dicken planparallelen Borosilikatglasplatte mit Metallmaske #2 durchgeführt. Um die Messzeit  $t_{\text{mess}}$  gering zu halten, wurde die Maske zwischen aufeinanderfolgenden Projektionen um 1 mm verschoben, was eine Translationsdauer von  $t_{\text{trans}} = 0,4\text{ s}$  entsprach. Für zwei Kameraintegrationszeiten  $t_{\text{int}}$  (7,8 ms und 12,3 ms) wurden die Bestrahlungsdauer im Bereich  $t_{\text{irr}} = 0,1 \dots 2,0\text{ s}$  und die Sequenzlänge im Bereich  $N = 5 \dots 30$  variiert.

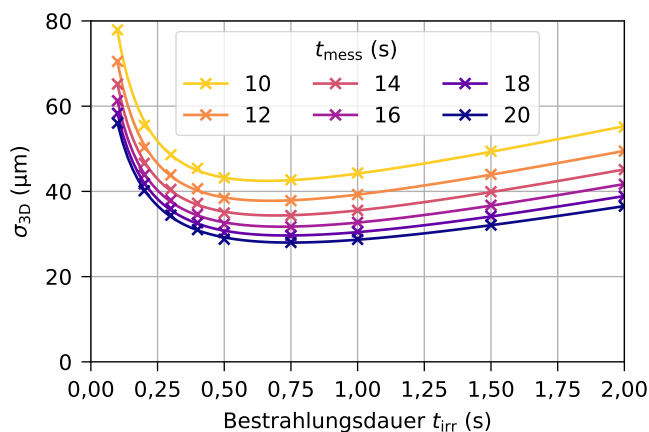
Abbildung 3.6 zeigt die 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3\text{D}}$  innerhalb einer zentralen Fläche von  $40 \times 40\text{ mm}^2$  als Funktion der Messzeit  $t_{\text{mess}}$  für beide Kameraintegrationszeiten. Mit wachsender Messzeit (höhere Sequenzlänge und/oder längere Bestrahlungsdauer siehe Gleichung (3.3)) nimmt die 3D-Punkt-Standardabweichung anfangs stark ab und zeigt bei langen Messzeiten nur noch leichte Verbesserungen. Wie erwartet, nimmt die Messqualität mit längeren Kameraintegrationszeiten zu (abnehmendes Rauschen, siehe Abb. 2.15). Nach Abb. 2.15 ist die NETD für eine Integrationszeit von 12,3 s rund 5 mK geringer als bei 7,8 ms (rund 8 mK geringer als bei der Werkskalibrierung mit 6,0 ms). Dadurch ergeben sich bei gleichem Temperaturkontrast in der Kreuzkorrelation weniger Fehlzuordnungen in den korrespondierenden Pixeln und die Messqualität steigt. Mit einer Kameraintegrationszeit von 12,3 ms im Vergleich zu 7,8 ms werden 30...40% kürzere Messzeiten bei gleicher 3D-Ergebnisqualität erreicht. Um Überbestrahlung des Detektors zu vermeiden, kann die Kameraintegrationszeit nicht beliebig verlängert werden. Für schwarze Körper ist die aufnehmbare Temperatur bei  $t_{\text{int}} = 12,3\text{ ms}$  auf  $35\text{ °C}$  beschränkt.

Die Grafik in Abb. 3.6(b) lässt vermuten, dass Bestrahlungsdauern  $t_{\text{irr}}$  länger als 0,75 s nicht zu besseren Ergebnissen bei gleicher Messzeit führen. Für den farblich hervorgeho-



**Abbildung 3.6:** Durch Messung bestimmte 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3\text{D}}$  als Funktion von der Messzeit  $t_{\text{mess}}$  für Multistreifenprojektion für verschiedene Bestrahlungsdauern  $t_{\text{irr}}$ : (a) Kameraintegrationszeit  $t_{\text{int}} = 7,8\text{ ms}$  und (b)  $12,3\text{ ms}$ .

benen Bereich zwischen  $t_{\text{mess}} = 10 \dots 20$  s wurde die 3D-Punkt-Standardabweichung als Funktion der Bestrahlungsdauer in Abb. 3.7 genauer analysiert. Für Bestrahlungsdauern länger als 0,75 s nimmt der Temperaturkontrast nicht mehr ausreichend zu, um bei gleicher Messzeit (kürzere Sequenzlänge) eine höhere Messqualität zu erzielen.



**Abbildung 3.7:** Durch Messung bestimmte 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  als Funktion der Bestrahlungsdauer  $t_{\text{irr}}$  für unterschiedliche Messzeiten  $t_{\text{mess}}$  (farblich hervorgehobener Bereich in Abb. 3.6(b)) für eine Kameraintegrationszeit von  $t_{\text{int}} = 12,3$  ms.

### 3.4 Grenzen des MWIR-3D-Aufbaus basierend auf Multistreifenprojektion

Um mit den MWIR-Kameras ein Wärmemuster auf der Objektoberfläche zu beobachten, muss das Objekt die IR-Strahlung bei  $10,6 \mu\text{m}$  größtenteils absorbieren und im MWIR emittieren (siehe Abschnitt 2.5). Wie in Abschnitt 3.2 gezeigt, hängt die Qualität der 3D-Messergebnisse wesentlich von der Höhe des Temperaturkontrasts ab. Der Temperaturkontrast baut sich während der Bestrahlung mit dem IR-Projektionsmuster auf, wird aber gleichzeitig durch thermische Diffusion im Material abgeschwächt. Der Temperaturkontrast ist somit begrenzt und erreicht sein Maximum, wenn sich die Prozesse Bestrahlung und Diffusion ausgleichen.

Bei gleichbleibender Bestrahlungsstärke ist zu erwarten, dass der maximal erreichbare Temperaturkontrast stark von der Wärmeleitfähigkeit abhängig ist. Materialien mit Wärmeleitfähigkeiten kleiner als die von Glas (z. B. Kunststoffe), sollten mit dem MWIR-3D-Aufbau prinzipiell erfassbar sein. Keramiken und Metalle weisen wesentlich höhere Wärmeleitfähigkeiten als Gläser auf. Man muss davon ausgehen, dass bei diesen Materialien der maximale Temperaturkontrast kleiner ist und die 3D-Messergebnisse deutlich an Qualität verlieren bzw. die Objekte nicht mehr zuverlässig messbar sind (siehe metallüberzogene Verschlusskappe des Glasflakons in Abb. 3.4). Eine quantitative Betrachtung der Grenzen wird im nächsten Kapitel im Abschnitt 4.4 nach der Vorstellung des entwickelten Simulationsmodells durchgeführt.

# KAPITEL 4

---

## Simulationsmodell

---

Heist et al. [5] untersuchten aperiodische Sinusmuster und wie deren Parameter die Messgenauigkeit beeinflussen für auf diffuser Reflexion basierender Systeme. Im Fall des „Shape from Heating“ werden die Bestrahlungsmuster zusätzlich zur Objektform durch Objekteigenschaften wie Absorption und Wärmeleitfähigkeit verändert. Projizierte IR-Multistreifenmuster werden von der Objektoberfläche absorbiert, ändern sich aufgrund thermischer Diffusion und bilden thermische Sinusmuster aus. Die reemittierte Strahldichte wird mit Wärmebildkameras aufgenommen. Verschiedene Effekte, u. a. Absorption und Wärmeleitung, beeinflussen die Wärmemuster auf der Objektoberfläche und damit die Qualität der 3D-Ergebnisse stark. Simulationen helfen, die zugrunde liegenden Abhängigkeiten zu verstehen.

Aus Simulationsergebnissen lassen sich Maßnahmen zur Reduzierung der nachteilhaften und zur Ausnutzung der positiven Effekte ableiten, was letztlich zu einer erhöhten Messgenauigkeit führt. Die Beschreibung einfacher Simulationsmodelle, in welchen die Bestrahlungsstärke ausschließlich an der Objektoberfläche absorbiert wird, findet man in [66–68]. Im ersten Beitrag des Autors über Simulationsmodelle für thermische 3D-Messungen [84], wurden das Lambert-Beer'sche Gesetz anstelle der Oberflächenabsorption, räumlich und zeitlich variierende Einstrahlung sowie Strahlungs- und Konvektionsverluste berücksichtigt. Mit diesem verbesserten Modell wurden Temperaturverteilungen auf der Objektoberfläche während der Bestrahlung durch IR- Multistreifenmuster analysiert und die Abhängigkeiten des Temperaturkontrasts von dem Material, der Geometrie sowie den Projektionsparametern untersucht.

Der Autor dieser Arbeit präsentierte ein erweitertes Simulationsmodell [85, 86], welches den gesamten Messprozess beschreibt. Die projizierten IR-Muster werden nicht einfach durch ein aufgeweitetes Gauß-Profil in Kombination mit einer binären Maske definiert, sondern mittels physikalisch-optische Strahlpropagation durch die Projektionseinheit bestimmt. In die 3D-Rekonstruktion gehen anstelle von Temperaturwerten die Bandstrahldichten der Kameras, d. h. der Strahldichteanteil, welcher im Empfindlichkeitsbereich der Wärmebildkameras liegt, ein (siehe Abschnitt 2.10).

In diesem Kapitel wird zuerst die entwickelte Simulationsumgebung beschrieben und anhand experimentell ermittelter Daten verifiziert. Das Simulationsmodell wird

anschließend verwendet, um Effekte beim Einsatz von Masken und die Grenzen der Multistreifenprojektion zu untersuchen.

#### 4.1 Beschreibung der Simulationsumgebung

Im Wesentlichen unterteilt sich der Ablauf des Simulationsprozesses für den gesamten Mess- und Auswertevorgang in drei Schritte (siehe Blockdiagramm in Abb. 4.1): 1. Simulation der Bestrahlungsstärkeverteilung der Multistreifenmuster, 2. Simulation der Temperaturverteilung im Objektvolumen und 3. Rendern der Kamerabilder sowie 3D-Rekonstruktion und Bestimmung der Messqualität.

##### 4.1.1 Simulation der Bestrahlungsstärkeverteilung

Im ersten Schritt werden mit der Optikdesign-Software ZEMAX<sup>®</sup> mittels physikalisch-optischer Strahlpropagation die Projektionsmuster auf der Objektoberfläche berechnet. Dabei werden sowohl Effekte, die durch Kohärenzeigenschaften des Laserstrahls verursacht werden, als auch Strahlungsverluste durch optische Elemente berücksichtigt. Die Metallmasken wirken im Aufbau als Dia und werden mit den Designbreiten der Schlitze (Transmission von 1) und Stege (Transmission von 0) in ZEMAX<sup>®</sup> geladen. Als Ergebnis dieses ersten Schritts werden  $N$  IR-Multistreifenprojektionsmuster in der Tiefe  $z$  der Messebene (für jede der  $N$  Metallmaskenpositionen eine Bestrahlungsstärkematrix  $E_0(x,y)$ ) ausgegeben.

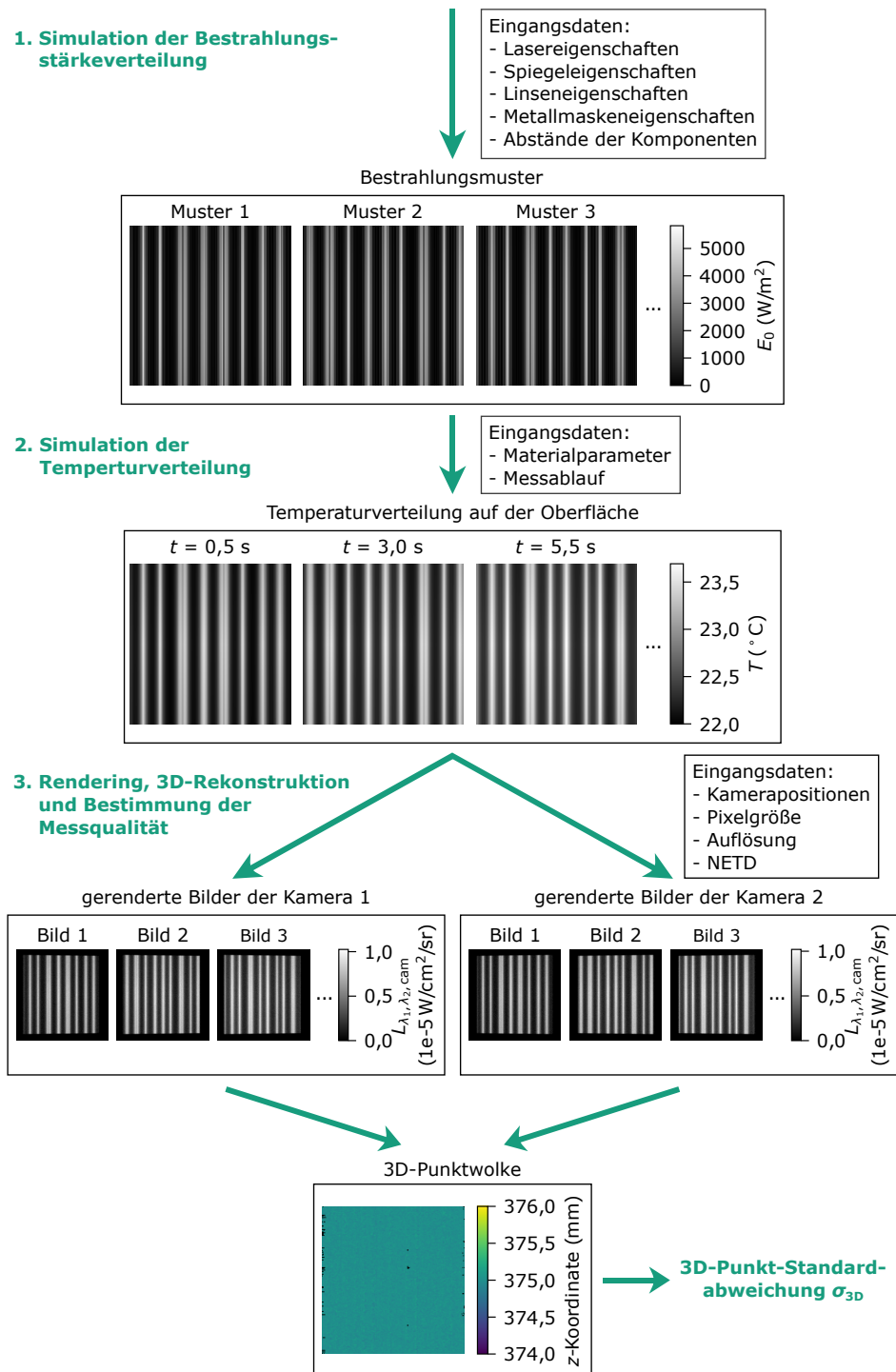
##### 4.1.2 Simulation der Temperaturverteilung

Ausgehend von den mit ZEMAX<sup>®</sup> berechneten IR-Multistreifenprojektionsmuster wird im zweiten Schritt die Temperaturverteilung räumlich und zeitlich simuliert und die Oberflächentemperatur als zeitlicher Mittelwert über der Integrationszeit der Kameraaufnahme ausgegeben. Wesentlich für die Temperatursimulation ist die Wechselwirkung zwischen der Bestrahlungsstärke und dem Messobjekt.

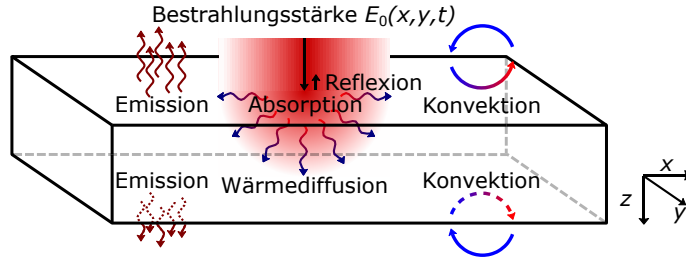
##### Wechselwirkung zwischen Bestrahlungsstärke und Messobjekt

Abbildung 4.2 veranschaulicht die Wechselwirkung zwischen einem Objekt und der Bestrahlungsstärke. Die Oberseite steht zum Zeitpunkt  $t$  unter der sich räumlich und zeitlich ändernden Bestrahlungsstärke  $E_0(x,y,t)$  in  $z$ -Richtung (IR-Multistreifenprojektionsmuster). Ein Teil der Strahlung wird reflektiert wohingegen der andere Teil in das Medium eindringt. Unter Vernachlässigung von Streuung wird die Strahlung entweder absorbiert oder transmittiert. Weiterhin wird angenommen, dass das Medium stark absorbierend und so dick ist, dass keine Strahlung die Unterseite des Objekts erreicht ( $\tau_\lambda = 0$ ).

Mithilfe des komplexen Brechungsindex  $\tilde{n} = n + i\kappa$ , lässt sich das Eindringen und die



**Abbildung 4.1:** Blockdiagramm des Simulationsmodells für Metallmaske #2,  $N = 10$  Musterprojektionen, Bestrahlungsdauer  $t_{\text{irr}} = 0,5 \text{ s}$  und Abkühldauer  $t_{\text{cool}} = 2 \text{ s}$ . Von oben nach unten: Erzeugung der Bestrahlungsstärkeverteilungen der Projektionsmuster, simulierte Temperaturverteilungen zur Zeit der Wärmebildaufnahme, gerenderte Kamerabilder unter Berücksichtigung von der NETD und dem Quantisierungsrauschen sowie rekonstruierte 3D-Punktwolke mit resultierender 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$ .



**Abbildung 4.2:** Veranschaulichung der Wechselwirkung zwischen auftretender Bestrahlungsstärke und einem Medium mit Wärmediffusion sowie Wärmeverlusten durch Emission und Konvektion [84].

Ausbreitung der Strahlung durch das Medium beschreiben [94]. Der Realteil  $n$  ist der Brechungsindex und bestimmt über die Dispersionsrelation die Phasengeschwindigkeit. Die Abschwächung der Strahlung im Medium wird durch den Imaginärteil  $\kappa$ , dem Extinktionskoeffizienten, beschrieben. Für senkrechten Einfall beim Übergang von Luft mit  $\tilde{n}_{\text{Luft}} \approx 1$  in ein Medium mit  $\tilde{n} = n + i\kappa$  berechnet sich der Reflexionsgrad über [94]:

$$\rho_\lambda = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2}. \quad (4.1)$$

Nach Gleichung (2.13) mit  $\tau_\lambda = 0$  dringt Strahlung mit  $E_0(x,y,t) \cdot (1 - \rho_\lambda)$  in das Material in  $z$ -Richtung ein. Es wird ein homogenes Objekt und kollimierte Strahlung angenommen. Die Abschwächung der Bestrahlungsstärke in einer inkrementellen Schicht der Dicke  $dz$  in der Tiefe  $z$  wird durch die differentielle Form des Lambert-Beer'schen Gesetzes beschrieben [94]:

$$dE(x,y,z,t) = -\alpha_{\text{abs}}(\lambda,T) \cdot dz \cdot E(x,y,z,t) \quad (4.2)$$

$$\text{mit } \alpha_{\text{abs}}(\lambda,T) = \frac{4\pi\kappa(\lambda,T)}{\lambda} \quad (4.3)$$

$$\text{und } E(x,y,z=0,t) = E_0(x,y,t) \cdot (1 - \rho_\lambda). \quad (4.4)$$

Dabei ist  $\alpha_{\text{abs}}$  der Absorptionskoeffizient. Die Abnahme der Bestrahlungsstärke pro Schichtdicke  $dz$  in der Tiefe  $z$  resultiert in einer positiven volumetrischen Wärmestromdichte  $\dot{q}(\vec{r},t)$ :

$$\dot{q}(\vec{r},t) = \frac{dq(\vec{r},t)}{dt} = -\frac{\partial E(\vec{r},t)}{\partial z} = \frac{4\pi\kappa(\lambda,T)}{\lambda} E(\vec{r},t). \quad (4.5)$$

Diese absorbierte Wärme führt zu einer lokalen Temperaturerhöhung mit der Konsequenz, dass das thermische Gleichgewicht gestört ist. Der Temperaturgradient  $\vec{\nabla}T$  verursacht Wärmediffusion. Die Wärmediffusionsgleichung [95] beschreibt die räumliche und zeitliche Temperaturverteilung  $T(\vec{r},t)$  in einem gegebenen Volumen. Für homogene und nicht

komprimierbare Medien gilt die folgende Gleichung:

$$\begin{aligned}
 \rho [T(\vec{r}, t)] \cdot c_p [T(\vec{r}, t)] \cdot \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} \\
 = \vec{\nabla} \left\{ k_T [T(\vec{r}, t)] \cdot \vec{\nabla} T(\vec{r}, t) \right\} + \dot{q}(\vec{r}, t) \\
 = \frac{\partial k_T [T(\vec{r}, t)]}{\partial T(\vec{r}, t)} \cdot \left[ \vec{\nabla} T(\vec{r}, t) \right]^2 + k_T [T(\vec{r}, t)] \cdot \Delta T(\vec{r}, t) + \dot{q}(\vec{r}, t)
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

mit den temperaturabhängigen Materialparametern Dichte  $\rho$ , spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck  $c_p$  und thermischer Leitfähigkeit  $k_T$ . Da möglichst schnelle 3D-Messungen durchgeführt und durch Wärme verursachte Veränderungen der Objektoberfläche vermieden werden sollen, wird die Bestrahlungsdauer so kurz gehalten, dass der Temperaturanstieg in den meisten Fällen 5 K nicht überschreitet. Daher wird die Temperaturabhängigkeit der Materialparameter vernachlässigt womit sich Gleichung (4.6) vereinfacht zu:

$$\rho c_p \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = k_T \Delta T(\vec{r}, t) + \dot{q}(\vec{r}, t). \tag{4.7}$$

Das Objekt ist nicht von der Umgebung isoliert. Der Wärmeübergang von der Objektoberfläche zur Luft und umgekehrt erfolgt durch Emission und Luftkonvektion in Abhängigkeit von der Atmosphärentemperatur  $T_{\text{atm}}$  und der Oberflächentemperatur  $T$ . Es wird angenommen, dass das Material für die Emissionswellenlängen opak ist und wie ein grauer Körper abstrahlt. Folglich, wird ein effektiver Oberflächenemissionsgrad  $\varepsilon_{\text{obj}}$  zugrunde gelegt. Der Wärmestrom aufgrund der Oberflächenemission ist gemäß dem Stefan-Boltzmann-Gesetz [95]:

$$\vec{n}(\vec{r}) \cdot \left[ -k_T \vec{\nabla} T(\vec{r}, t) \right] = \varepsilon_{\text{obj}} \sigma \left[ T^4(\vec{r}, t) - T_{\text{atm}}^4 \right] \tag{4.8}$$

mit der Oberflächennormalen  $\vec{n}$  und der Stefan-Boltzmann-Konstante  $\sigma$ . Nach dem Newton'schen Gesetz der Kühlung, ist der Konvektionswärmestrom bestimmt durch

$$\vec{n}(\vec{r}) \cdot \left[ -k_T \vec{\nabla} T(\vec{r}, t) \right] = h_{\text{conv}} [T(\vec{r}, t) - T_{\text{atm}}] \tag{4.9}$$

mit einem effektiven Wärmeübergangskoeffizienten für freie Konvektion  $h_{\text{conv}}$  als Mittelwert über die gesamte Objektoberfläche [95, 96].

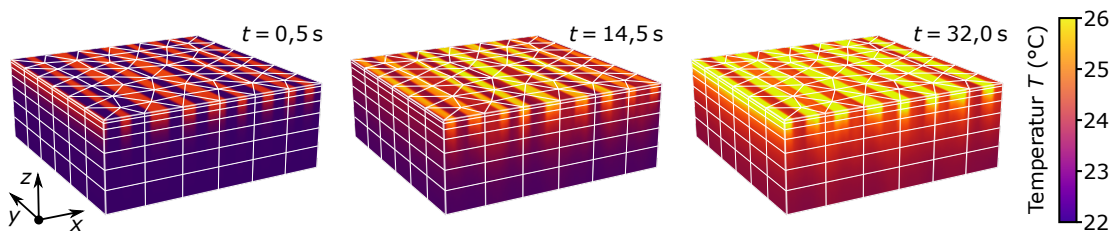
Gleichungen (4.1), (4.4), (4.5), (4.7), (4.8) und (4.9) bilden ein komplexes Gleichungssystem mit einer parabolischen partiellen Differentialgleichung, der Wärmediffusionsgleichung, einer volumetrischen Wärmestromdichte aus dem Lambert-Beer'schen-Gesetz und Wärmeströme an der Oberfläche durch Emission und Konvektion.



### Lösung mittels Finite-Elemente-Methode

Zur Lösung des oben beschriebenen Gleichungssystems wird eine Finite-Elemente-Methode (FEM) verwendet. Diese Methode wurde mithilfe der Simulationssoftware für physikalische Prozesse COMSOL Multiphysics<sup>®</sup> umgesetzt. Eingangsdaten für die Simulation der Temperaturverteilung sind die  $N$  aus ZEMAX<sup>®</sup> erhaltenen Bestrahlungsstärkematrizen (IR-Multistreifenprojektionsmuster) mit ihrem zeitlichen Ablauf, die Geometrie- und Materialparameter des Messobjekts sowie die Umgebungsparameter.

Das Ergebnis dieses Schritts ist die räumliche und zeitliche Temperaturverteilung im Volumen des Messobjekts. Abbildung 4.3 visualisiert drei Beispielverteilungen während einer Messung mit  $N = 10$  Projektionen mit Metallmaske #2 mit jeweils  $t_{\text{irr}} = 0,5 \text{ s}$ ,  $t_{\text{cool}} = 3 \text{ s}$  und einer Maskenverschiebung von 5 mm. Das Messobjekt mit einer quadratischen Grundfläche hat eine Kantenlänge von 40 mm ( $x$ - und  $y$ -Richtung) und ist 3 mm dick ( $z$ -Richtung).



**Abbildung 4.3:** Simulierte Temperaturverteilung zum Ende der 1., 5. und 10. Projektion ( $N = 10$ ,  $t_{\text{irr}} = 0,5 \text{ s}$ ,  $t_{\text{cool}} = 3 \text{ s}$ ) anhand eines Messobjekts mit einer quadratischen Grundfläche von  $40 \times 40 \text{ mm}^2$  und einer Höhe von 3 mm. Das Netz der finiten Elemente ist schematisch angedeutet und wird in der Simulation wesentlich feiner verwendet.

#### 4.1.3 Rendering, 3D-Rekonstruktion und Bestimmung der Messqualität

Ausgehend von der räumlichen und zeitlichen Temperaturverteilung kann die Abhängigkeit des Temperaturkontrasts von Material-, Geometrie oder Projektionsparametern untersucht werden. Damit eine 3D-Rekonstruktion durchgeführt werden kann, werden unter Beachtung der Positionen des Objekts und der Kameras, Pixelgröße und Auflösung beide Kameraansichten gerendert. Zusätzlich werden in diesem Schritt das Kameraräuschen gemäß der NETD und die Quantisierungsstufen berücksichtigt und die Temperaturdaten in Strahldichtewerte (siehe Abschnitt 2.8.1) konvertiert. Schlussendlich erhält man zwei Wärmebildstapel der Sequenzlänge  $N$ , aus welchen zusammen mit den intrinsischen und extrinsischen Kameradaten ein 3D-Oberflächenmodell rekonstruiert wird. Handelt es sich beim Messobjekt um eine Ebene wie im Beispiel von Abb. 4.1 und Abb. 4.3, dann kann man die Standardabweichung der 3D-Punkte zu einer an diese Punkte bestimmten Ausgleichsebene ermitteln und diesen  $\sigma_{3\text{D}}$ -Wert als Maß für die 3D-Messqualität heranziehen.

## 4.2 Verifizierung des Modells anhand Multistreifenprojektion

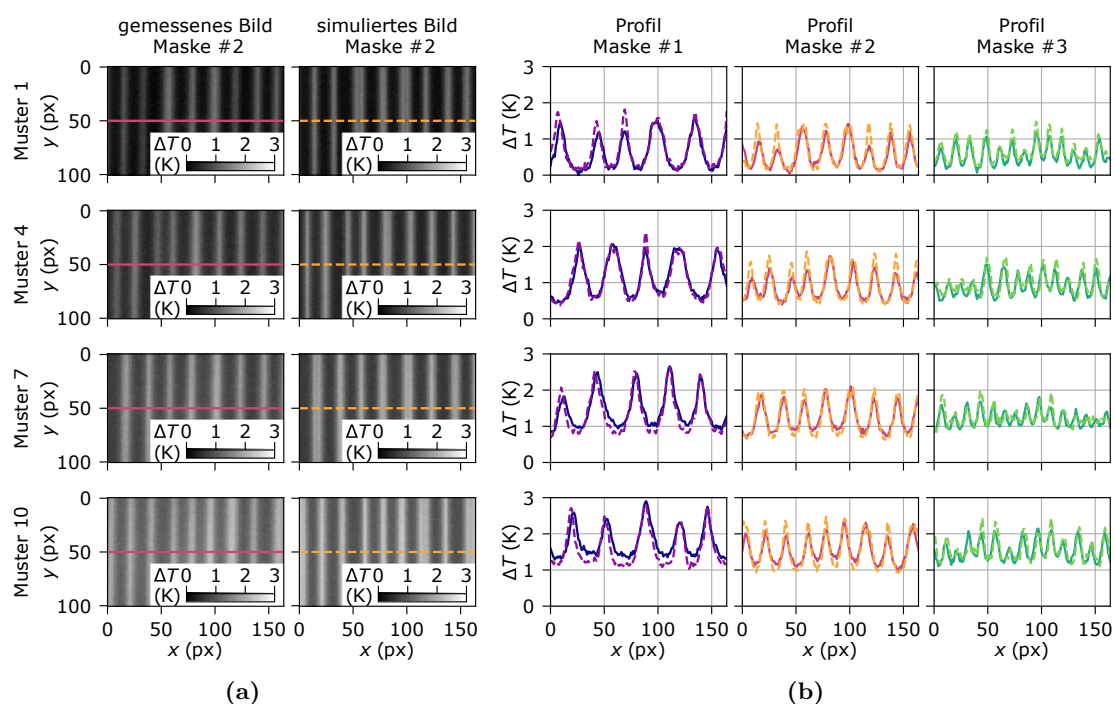
Zur Verifizierung des Simulationsmodells wurden simulierte und experimentelle Ergebnisse für Messungen an einer planparallelen Borosilikatglasplatte mit 3 mm Dicke verglichen. Tabelle 4.1 fasst die verwendeten Simulationsparameter zusammen. Der effektive Emissionsgrad wurde durch Vergleich der gemessenen Strahldichtewerte auf einem Emissionsband mit einem gegebenen Emissionsgrad von 0,95 und auf der Oberfläche der Glasplatte bei Raumtemperatur ermittelt. Der effektive Wärmeübergangskoeffizient für freie Konvektion wurde für eine vertikale Platte, wie in [96] beschrieben, abgeschätzt. Für eine Plattenhöhe von 60 mm ergibt sich ein effektiver Wärmeübergangskoeffizient von  $h_{\text{conv}} = 4 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ .

**Tabelle 4.1:** Simulationsparameter für eine Borosilikatglasplatte.

Parameter	Beschreibung	Wert
$n$	Realteil des Brechungsindex bei 10,6 $\mu\text{m}$	2,43 [71]
$\kappa$	Extinktionskoeffizient bei 10,6 $\mu\text{m}$	0,66 [71]
$k_T$	thermische Leitfähigkeit	1,08 $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [97]
$\rho$	Dichte	2230 $\text{kgm}^{-3}$ [98]
$c_p$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	830 $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ [99]
$\varepsilon_{\text{obj}}$	effektiver Oberflächenemissionsgrad	0,89
$h_{\text{conv}}$	effektiver Wärmeübergangskoeffizient für Konvektion	4 $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$

Die Messungen wurden mit dem Messsystem, wie in Kapitel 3 beschrieben, aufgenommen. Es wurden  $N = 10$  Musterprojektionen durchgeführt und alle drei Metallmasken (siehe Tabelle 3.1) eingesetzt. Die Bestrahlungsdauer  $t_{\text{irr}}$  wurden schrittweise von 0,1 s bis auf 2,0 s erhöht. Die Maskenverschiebung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Projektionen wurde auf 5 mm festgelegt. Die dafür nötige Translationsdauer beträgt  $t_{\text{trans}} = 2$  s. Um die Messzeit kurz zu halten, wurde keine zusätzliche Abkühlung der thermischen Muster gewählt, sodass  $t_{\text{cool}} = t_{\text{trans}}$  gesetzt wurde. Die Maskenposition zwischen den Linsen 2 und 3 (siehe Abb. 3.1) wurde für jede der drei Masken individuell angepasst. Dabei wurden die Positionen durch experimentelle Optimierung der aperiodischen Sinusmuster in den Kamerabildern ermittelt. Es ergaben sich folgende Abstände der Masken vor Linse 3: Maske #1 115 mm, Maske #2 153 mm und Maske #3 186 mm.

Abbildung 4.4 zeigt den Vergleich der Ergebnisse aus Experiment und Simulation für vier ausgewählte Projektionen mit einer Bestrahlungsdauer von  $t_{\text{irr}} = 0,5$  s. Obwohl in den 3D-Rekonstruktionen gerenderte Kamerabilder der Strahldichteverteilung verwendet werden, wird in den Grafiken zum besseren Verständnis der Temperaturanstieg gezeigt. Dieser wurde gemäß den Gleichungen (2.20) und (2.22) berechnet.

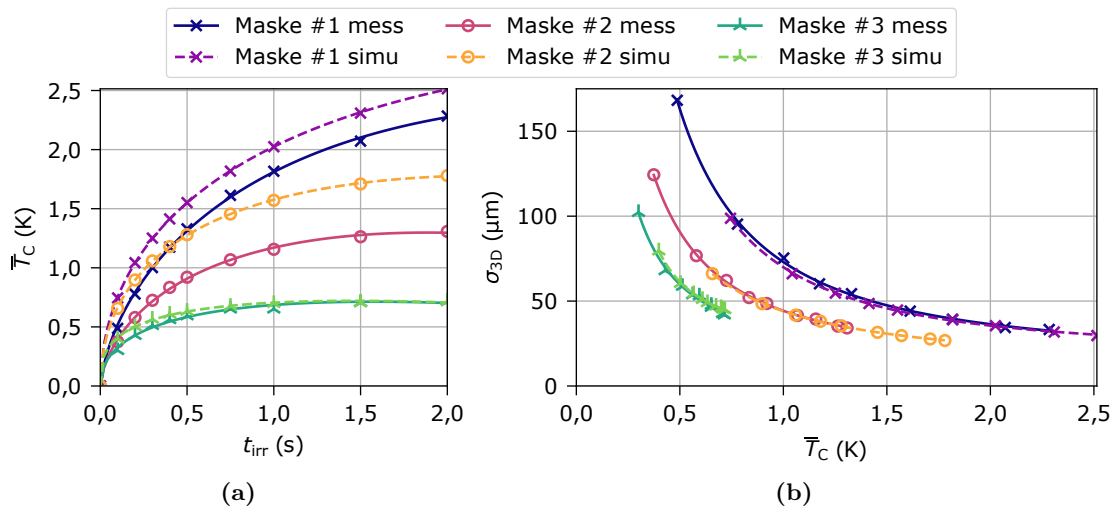


**Abbildung 4.4:** Vergleich von experimentellen Ergebnissen (durchgezogene Linien) und Simulationsergebnissen (gestrichelte Linien) für vier Beispielprojektionsmuster mit einer Laserbestrahlungsdauer von  $t_{\text{irr}} = 0,5$  s: (a) Ausschnitt aus aufgenommenen und gerenderten Wärmebildern der linken Kamera (Temperaturverteilung) für Maske #2 und (b) Temperaturprofile entlang  $x$  für Maske #1, #2 und #3.

Der Vergleich der aufgenommenen und simulierten Kamerabilder zeigt, dass die Simulation die Messung sehr gut wiedergibt. Streifenpositionen und Temperaturdifferenzen sind nahezu identisch. Für alle drei Masken ergibt sich eine absolute mittlere Abweichung der Temperaturdifferenz geringer als 0,07 K und die Standardabweichung liegt unter 0,18 K. Bei Betrachtung der Details in den horizontalen Temperaturprofilen, so sind teilweise ausgeprägtere Extrema in den simulierten Kurven erkennbar. Für Maske #1 und Maske #2 ist die theoretische Modulation der Temperaturdifferenz höher als die gemessene. Die Ergebnisse für Maske #3 verhalten sich anders. Simulierte Profile in den Bereichen sehr hoher räumlicher Streifenfrequenzen scheinen weniger moduliert oder teilweise nicht moduliert zu sein (siehe Muster 7 für Maske #3 in Abb. 4.4) im Vergleich zu den gemessenen. Generell ist zu beobachten, dass die Modulation sowohl im Experiment als auch in der Simulation mit zunehmender räumlicher Streifenfrequenz abnimmt.

Wie bereits in Abschnitt 3.2 ausgeführt, ist der Temperaturkontrast zwischen kühlen (dunklen) und warmen (hellen) Streifen die entscheidende Größe für die Qualität der thermischen 3D-Messung. Entlang der horizontalen Profile wird ein mittlerer Temperaturkontrast  $\bar{T}_C$  über alle Minima und Maxima für die Bildsequenz der linken Kamera

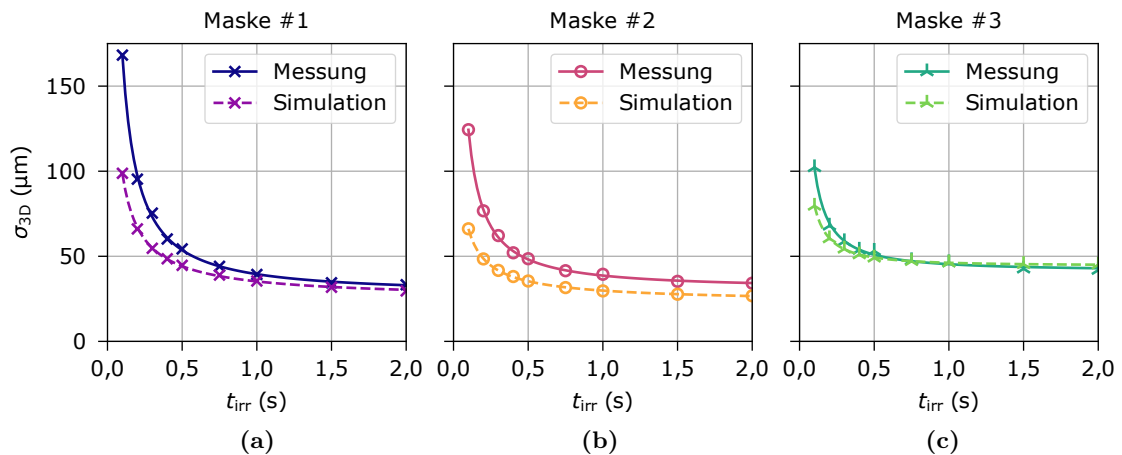
bestimmt (siehe Gleichungen (3.1) und (3.2)). Als Qualitätsmaß für die 3D-Ergebnisse wird erneut die 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  verwendet. Abbildung 4.5 zeigt den Kontrast in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdauer und die 3D-Punkt-Standardabweichung in Abhängigkeit vom Kontrast für gemessene und simulierte Ergebnisse.



**Abbildung 4.5:** Vergleich von experimentellen Ergebnissen (durchgezogene Linien) und Simulationsergebnissen (gestrichelte Linien): (a) Mittlerer Temperaturkontrast  $\bar{T}_C$  in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdauer  $t_{irr}$  und (b) 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  in Abhängigkeit vom mittleren Temperaturkontrast  $\bar{T}_C$  für drei Metallmasken.

Der mittlere Temperaturkontrast baut sich mit zunehmender Bestrahlungsdauer bis zu einer bestimmten Grenze auf. Je niedriger die räumliche Streifenfrequenz ist, desto höhere Kontrastwerte können erreicht werden. Wie oben bei der Modulation des Temperaturprofils beschrieben, sind die simulierten Temperaturkontraste höher als die gemessenen für Maske #1 und #2. Allerdings bleibt die Abweichung zwischen Simulation und Experiment für Bestrahlungsdauern länger als 0,2 s nahezu konstant. Die geringere Modulation im Experiment könnte ihre Ursache in Abweichungen in den Streifenbreiten der Metallmasken vom Design oder in einer nicht genauen Positionierung der Masken #1 und #2 im Strahlengang haben. Bei der Analyse der Abhängigkeit der 3D-Punkt-Standardabweichung vom mittleren Temperaturkontrast (siehe Abb. 4.5(b)) liegen simulierte und experimentelle Daten auf den gleichen Kurven. Lediglich der mittlere Temperaturkontrast ist bei gleicher Bestrahlungsdauer etwas höher in der Simulation als im Experiment. Die Diagramme zeigen auch, dass bei gleichen Kontrastwerten die Messqualität für eine Maske mit höherer räumlicher Streifendichte besser ist. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit den Untersuchungen von Heist et al. [5] über aperiodische Sinusmuster im VIS bzw. NIR.

In Abb. 4.6 werden schließlich die experimentellen und simulierten 3D-Punkt-Standardabweichungen in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdauer für die drei Metallmasken



**Abbildung 4.6:** Durch Experiment und Simulation bestimmte 3D-Punkt-Standardabweichung in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdauer für drei Metallmasken: (a) Maske #1, (b) Maske #2 und (c) Maske #3.

verglichen. In allen drei Diagrammen zeigen die gemessenen und simulierten Kurven ein ähnliches Verhalten. Mit zunehmender Bestrahlungsdauer nimmt die 3D-Punkt-Standardabweichung schnell ab bis ein bestimmter Grenzwert erreicht ist. Für sehr kurze Bestrahlungsdauern ist die Standardabweichung der gemessenen Punktwolken höher. Dies wird durch den geringeren Temperaturkontrast im Experiment verursacht (vergleiche Abb. 4.5(b)). Deutliche Unterschiede zwischen Simulation und Experiment werden für die Maske #2 beobachtet. Die Simulationsergebnisse zeigen für  $t_{\text{irr}} = 2,0$  s eine Standardabweichung, die etwa  $7 \mu\text{m}$  geringer ist als die der experimentellen Ergebnisse. Für Maske #3 und lange Bestrahlungsdauern wurden im Experiment etwas bessere Ergebnisse als in der Simulation erhalten. Dies könnte auf die oben erwähnte geringere Modulation in den simulierten Temperaturdifferenzen für Musterbereiche mit hohen räumlichen Streifenfrequenzen zurückzuführen sein.

Im Allgemeinen repräsentieren die mit dem Simulationsmodell erzielten Ergebnisse in Bezug auf Temperaturprofile, Temperaturkontraste und 3D-Ergebnisqualität die experimentellen Ergebnisse sehr gut. Daher kann das Simulationsmodell für vertiefte Untersuchungen zur 3D-Ergebnisqualität in Abhängigkeit von Projektions-, Material- oder Geometrieparametern eingesetzt werden.

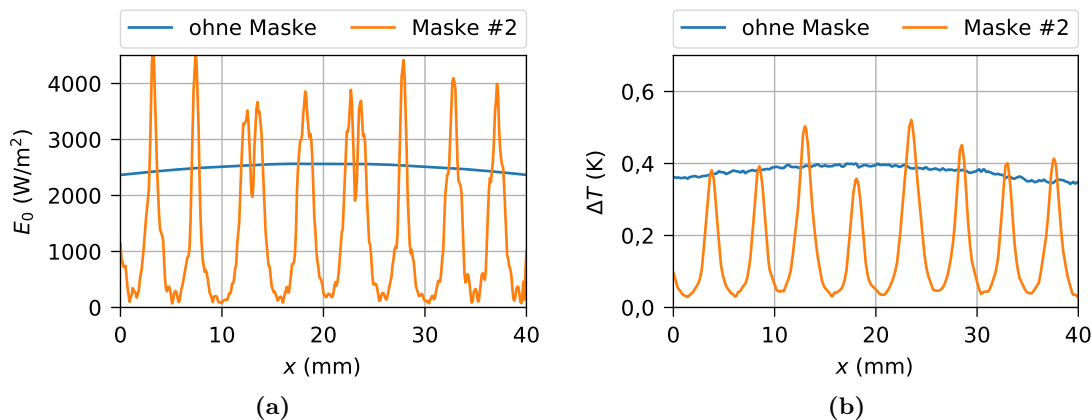
### 4.3 Effekte beim Einsatz einer Maske

#### 4.3.1 Erhöhung des Temperaturanstiegs bei Einsatz einer Maske

Die Bestrahlungsstärkeverteilung in der Messebene ohne Metallmaske im Strahlengang ist eine Gauß-Verteilung. In Simulationen zur Bestrahlungsstärkeverteilung wurde festgestellt, dass bei Einsatz einer Metallmaske die Bestrahlungsstärke in den hellen Bereichen die Gauß-Verteilung zum Teil deutlich übersteigt. Für den Fall der Metallmaske #2 mit

einer mittleren Streifenbreite von 0,72 mm ist dies in Abb. 4.7(a) gezeigt.

Dieses Verhalten wurde experimentell überprüft, indem der Anstieg der Temperatur einer Borosilikatglasplatte mit und ohne Maske #2 bestimmt wurde. Um den Einfluss der thermischen Diffusion so klein wie möglich zu halten, wurde das Kamerabild nach einer kurzen Bestrahlungsdauer von 100 ms aufgenommen. Die horizontalen Temperaturdifferenz-Profile sind in Abb. 4.7(b) dargestellt.



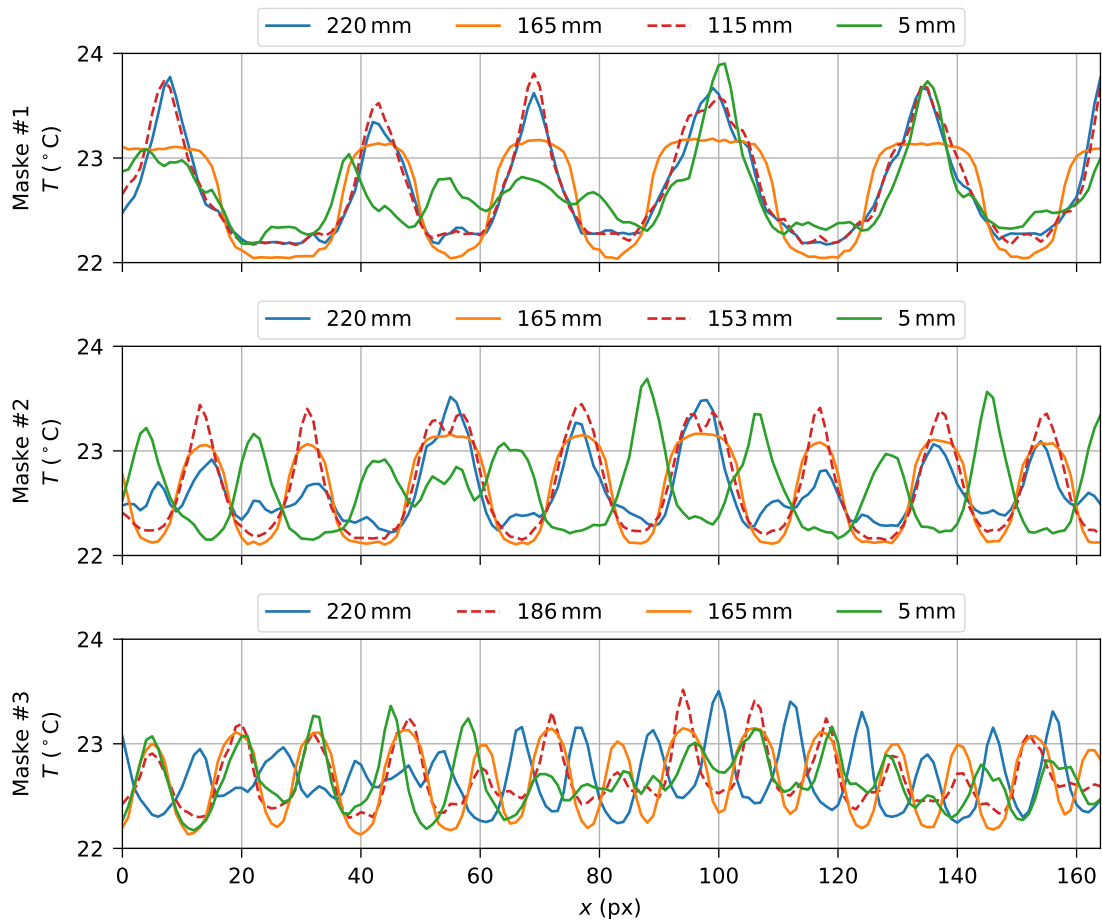
**Abbildung 4.7:** (a) Simulierte horizontale Profile der Bestrahlungsstärke ohne und mit Maske #2. (b) Horizontale Temperaturdifferenz-Profile bei Messungen an einer Borosilikatglasplatte ohne Maske und mit Maske #2 nach einer Bestrahlungsdauer von 100 ms. Temperaturwerte wurden über 10 Kamerazeilen gemittelt.

Im Experiment wurde ebenfalls festgestellt, dass der Temperaturanstieg in den warmen Bereichen mit Metallmaske höher ausfällt als ohne Metallmaske. Unterschiede in den Kurvenverläufen in beiden Grafiken werden im Wesentlichen durch die thermische Diffusion im Experiment verursacht. Es ist auffällig, dass bei ähnlich hoher Bestrahlungsstärke schmale Streifen einen geringeren Temperaturanstieg aufweisen.

#### 4.3.2 Abhängigkeit der Qualität der 3D-Ergebnisse von der Maskenposition

Der Abstand der Metallmaske zur abbildenden Linse 3 (siehe Laboraufbau in Abb. 3.1) hat großen Einfluss auf die Temperaturprofile und Temperaturkontraste. Das entwickelte Simulationsmodell wurde eingesetzt, um die Qualität der 3D-Ergebnisse in Abhängigkeit von der Metallmaskenposition zu analysieren. Die Masken wurden in einem Abstand von 220 mm (maximaler Abstand), 165 mm (fokussiertes Bild der Masken auf der Messebene) und 5 mm (minimaler Abstand) zu Linse 3 sowie an der experimentell bestimmten optimalen Position (siehe Abschnitt 4.2) für jede Maske platziert.

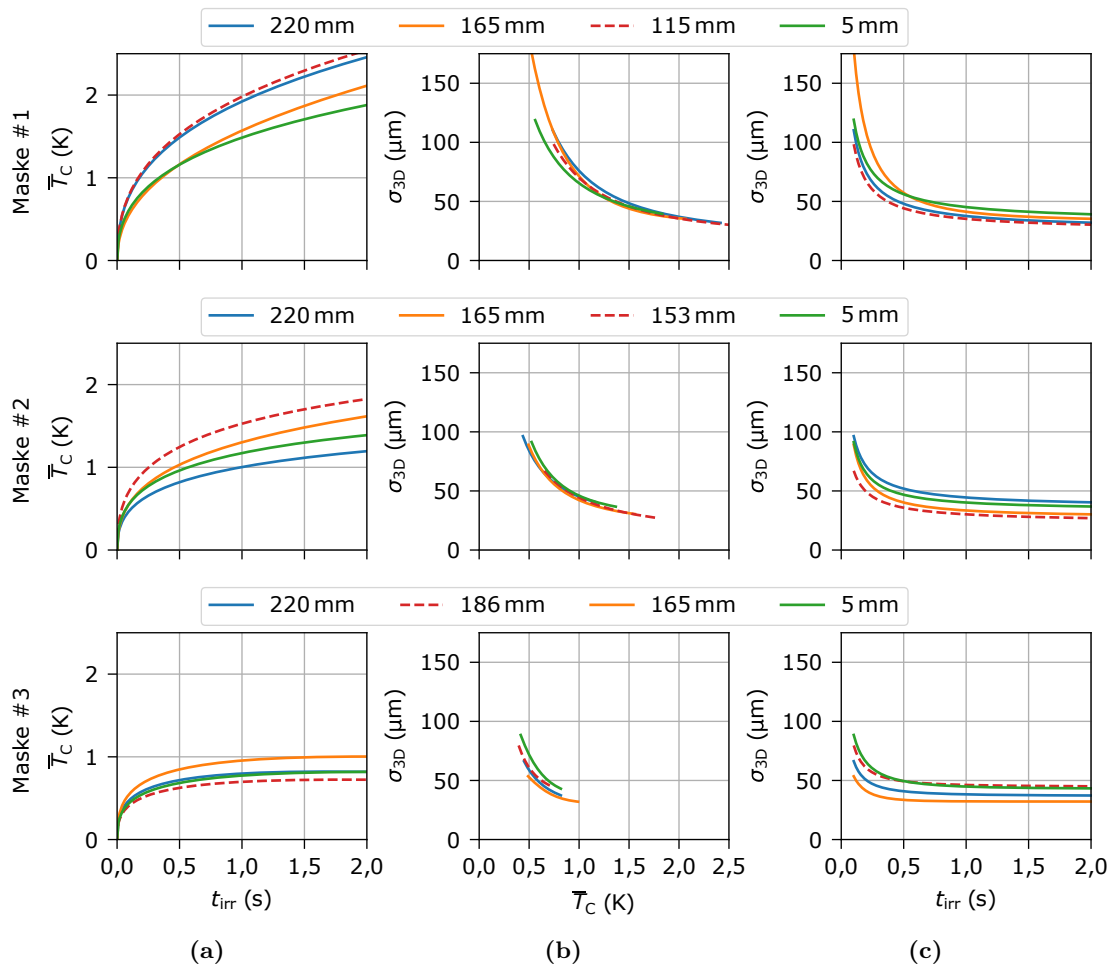
Zunächst wurden die horizontalen Temperaturprofile für eine Bestrahlungsdauer von  $t_{\text{irr}} = 0,5 \text{ s}$  analysiert (siehe Abb. 4.8). Für die fokussierten Masken (orange Kurven) ändert sich die Modulation der Temperaturprofile entlang  $x$  nicht sehr stark. Für Maske #1 ähnelt das Profil einem Rechteckprofil mit durch thermische Diffusion abgerundeten



**Abbildung 4.8:** Simulierte horizontale Temperaturprofile für vier verschiedene Abstände der Masken zur Linse 3 am Ende der ersten Bestrahlung bei einer Bestrahlungsdauer von  $t_{\text{irr}} = 0,5\text{ s}$ . Von oben nach unten: Maske #1, #2 und #3. Die Profile für die in den Experimenten verwendeten Maskenpositionen sind mit einer roten gestrichelten Linie dargestellt.

Kanten. Je höher die Streifendichte ist, desto stärker werden die Profile zu einem aperiodischen Sinusmuster mit gleichmäßig hoher Modulation. Die Verschiebung der Masken zu anderen Abständen hat unterschiedliche Auswirkungen. Erstens steigt die Temperatur in begrenzten Bereichen an und die Modulation erhöht sich für einige Streifen (Maske #1, einige Streifen für Maske #2 und #3). Zweitens bricht die Modulation in anderen Bereichen zusammen (Maske #3 mittlerer Teil des Profils für die Kurve bei 5 mm), und drittens können teilweise invertierte Profile beobachtet werden (Masken #2 und #3 für die Kurve von 5 mm).

In der weiteren Analyse wurde der mittlere Temperaturkontrast  $\bar{T}_C$  und die 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  untersucht. Die entsprechenden Diagramme sind in Abb. 4.9 dargestellt. Die Kurven für die fokussierten Masken zeigen einen vergleichsweise geringen Kontrast (hohe Standardabweichung) für Maske #1, aber den höchsten Kontrast



**Abbildung 4.9:** Simulationsergebnisse: (a) mittlerer Temperaturkontrast  $\bar{T}_C$  in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdauer  $t_{irr}$ , (b) 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  in Abhängigkeit vom mittleren Temperaturkontrast  $\bar{T}_C$  und (c) 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdauer  $t_{irr}$  für vier verschiedene Abstände der Masken zu Linse 3. Von oben nach unten: Maske #1, #2, und #3. Die Kurven für die in den Experimenten verwendeten Maskenpositionen sind mit einer roten gestrichelten Linie dargestellt.

(niedrigste Standardabweichung) für Maske #3. Obwohl die Profile bei wechselnder Maskenposition sich stark unterscheiden, sind die Kurven im Diagramm  $\sigma_{3D}$ - $\bar{T}_C$  für jede Maske ähnlich.

Für die Experimente wurden die Maskenabstände zu Linse 3 durch experimentelle Optimierung der Temperaturprofile in den Kamerabildern bestimmt. Für Maske #1 und #2 ergeben diese Positionen den höchsten Kontrast und die geringste Standardabweichung von 3D-Punkten. Für Maske #3 wurde jedoch offensichtlich nicht die optimale Position gefunden. Trotz der fokussierten Abbildung liefert die Position bei 165 mm vor Linse 3 die besten Ergebnisse für Maske #3. Aufgrund der hohen räumlichen Streifenfrequenz und der thermischen Diffusion besteht das Profil aus gut modulierten aperiodischen sinusförmigen Streifen. Die beste 3D-Ergebnisqualität mit  $\sigma_{3D} = 27 \mu\text{m}$  wurde mit

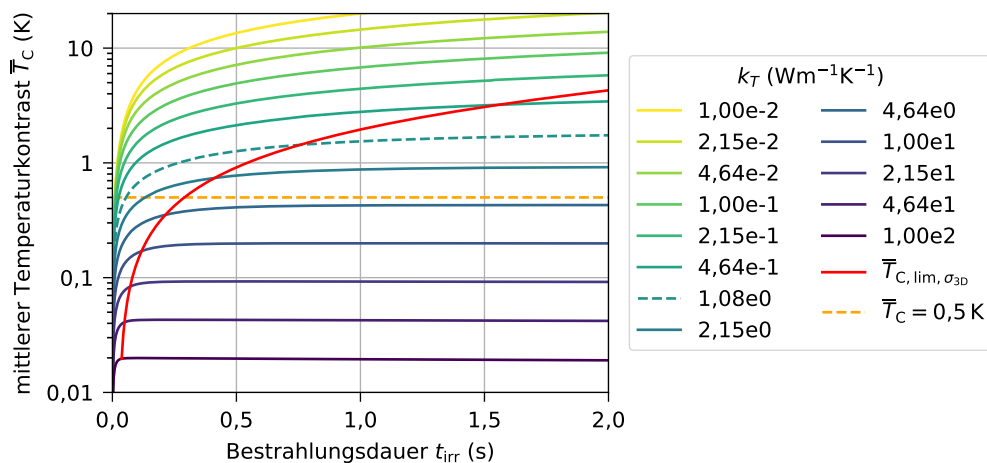


Maske #2 an der im Experiment gewählten Position 153 mm vor Linse 3 erzielt.

Die thermische Diffusion führt zu einer Reduzierung der horizontalen Temperaturgradienten und zu abgerundeten Kanten und hat damit großen Einfluss auf die emittierten Wärmemuster. Der Effekt der Diffusion wird durch die Objekteigenschaften (z. B. Wärmeleitfähigkeit oder Materialdicke) aber auch Projektionsparameter wie Bestrahlungsdauer beeinflusst. Um eine bestmögliche Messqualität zu erzielen, müsste demzufolge die mittlere Streifenbreite und Maskenposition für eine konkrete Messaufgabe optimiert werden. Beispielsweise sollten die Streifen umso breiter sein und fokussierter abgebildet werden je höher die Wärmeleitfähigkeit des Materials ist.

#### 4.4 Grenzen der Multistreifenprojektion

Die Qualität der thermischen 3D-Messung hängt im Wesentlichen vom Temperaturkontrast ab (siehe Abschnitt 3.2). Dieser ist aber für die Multistreifenprojektion durch Randbedingungen wie die Laserleistung und die Größe des Messfelds begrenzt. Die Abhängigkeit des Temperaturkontrastlimits von der Wärmeleitfähigkeit wird in diesem Abschnitt anhand von Simulationen mit Parametern für die planparallele Borosilikatglasplatte (siehe Tabelle 4.1) und für die Metallmaske #2 (siehe Tabelle 3.1) untersucht. Abbildung 4.10 zeigt den mittleren Temperaturkontrast  $\bar{T}_C$  für  $N = 10$  Projektionen als Funktion der Bestrahlungsdauer  $t_{\text{irr}}$  für Wärmeleitfähigkeiten im Bereich  $k_T = 0,01 \dots 100 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  (Isolatoren bis Metalle). Mit dem Beginn der Bestrahlung nimmt der mittlere Temperaturkontrast zu, aber seine zeitliche Ableitung nimmt mit fortschreitender Bestrahlungsdauer ab.



**Abbildung 4.10:** Durch Simulation bestimmter mittlerer Temperaturkontrast  $\bar{T}_C$  in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdauer  $t_{\text{irr}}$  für unterschiedliche Wärmeleitfähigkeiten  $k_T$ . Die rote Kurve markiert das Kontrastlimit  $\bar{T}_{C, \text{lim}, \sigma_{3D}}$  für unterschiedliche Wärmeleitfähigkeiten und die orange gestrichelte Linie markiert einen mittleren Temperaturkontrast von 0,5 K.

Es wurde anhand der Messergebnisse in Abb. 3.7 festgestellt, dass für eine Borosilikatglasplatte mit einer Wärmeleitfähigkeit von  $k_T = 1,08 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  für eine festgelegte Messzeit das Minimum in der 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  bei einer Bestrahlungsdauer von  $t_{\text{irr}} = 0,75 \text{ s}$  liegt. Nach dieser Zeit von  $0,75 \text{ s}$  ist die zeitliche Ableitung des mittleren Temperaturkontrasts um einen Faktor 80 kleiner als nach der ersten Millisekunde der Bestrahlung. Der dazugehörige mittlere Temperaturkontrast wird das Kontrastlimit für minimale 3D-Punkt-Standardabweichung  $\overline{T}_{C,\text{lim},\sigma_{3D}}$  genannt. Dieses Kontrastlimit wurde für die Kurven der anderen Wärmeleitfähigkeiten ermittelt und mit einer roten Kurve verbunden. Je höher die Wärmeleitfähigkeit ist, desto schneller wird das Kontrastlimit  $\overline{T}_{C,\text{lim},\sigma_{3D}}$  erreicht und desto kleiner ist der mittlere Temperaturkontrast. Am Kontrastlimit besteht ein Gleichgewicht zwischen dem Kontrastaufbau durch Bestrahlung und der entgegenwirkenden thermischen Diffusion. Um verlässliche 3D-Daten zu rekonstruieren, sollte bei Einsatz von Maske #2 ein mittlerer Temperaturkontrast von mindestens  $0,5 \text{ K}$  generiert werden (siehe Abb. 4.5(b), orange gestrichelte Linie in Abb. 4.10). Dieser kann nach dem Beispiel in Abb. 4.10 für Wärmeleitfähigkeiten größer  $5 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  nicht erreicht werden.

Um die Messqualität in gleicher Messzeit zu erhöhen oder die Messzeit bei gleichbleibender Messqualität zu reduzieren, muss demzufolge der Temperaturkontrast erhöht oder in kürzerer Zeit erreicht werden. Dies ist möglich, wenn die Muster mit einer höheren Bestrahlungsstärke projiziert werden. Dafür kann man (1) eine leistungsstärkere Strahlenquelle verwenden oder (2) den Laserstrahl nicht flächig aufweiten und somit nur lokal stark eingeschränkte Bereiche des Messobjekts bestrahlen. Der Autor entschied sich für Variante (2) und entwickelte die sequenzielle Streifenprojektion, welche im nächsten Kapitel vorgestellt wird.

# KAPITEL 5

---

## Sequenzielle Streifenprojektion

---

Der Grundgedanke der vom Autor entwickelten sequenziellen Streifenprojektion besteht in Folgendem: Anstatt flächenhafte Muster wie bei der Multistreifenprojektion zu verwenden, wird bei der sequenziellen Streifenprojektion das Messobjekt nur in lokal stark begrenzten Bereichen bestrahlt. Insbesondere werden schmale Streifen mit einer um Größenordnungen höheren Bestrahlungsstärke projiziert. Um einen ausreichend hohen Temperaturkontrast von wenigen Kelvin aufzubauen, kann die Bestrahlungsdauer drastisch reduziert werden. Innerhalb dieser sehr kurzen Zeit hat die thermische Diffusion einen deutlich geringeren Einfluss auf die Kontrastabnahme.

In diesem Kapitel werden zunächst der Laboraufbau und das Messverfahren für das MWIR-3D-System basierend auf der Projektion sequenzieller Streifen vorgestellt. Bevor die 3D-Messqualität in Abhängigkeit von der Streifenbreite analysiert wird, werden theoretische Überlegungen zum Temperaturkontrast durchgeführt und der Vorteil einer hohen Bestrahlungsstärke quantifiziert. Im Experiment werden Projektions- und Kameraparameter variiert und deren Einfluss auf die Qualität der 3D-Ergebnisse untersucht. Der Vergleich mit der Multistreifenprojektion wird anhand von Ebenenmessungen und anhand des Glasflakons durchgeführt. Schließlich wird am Ende des Kapitels auf die Grenzen der sequenziellen Streifenprojektion eingegangen.

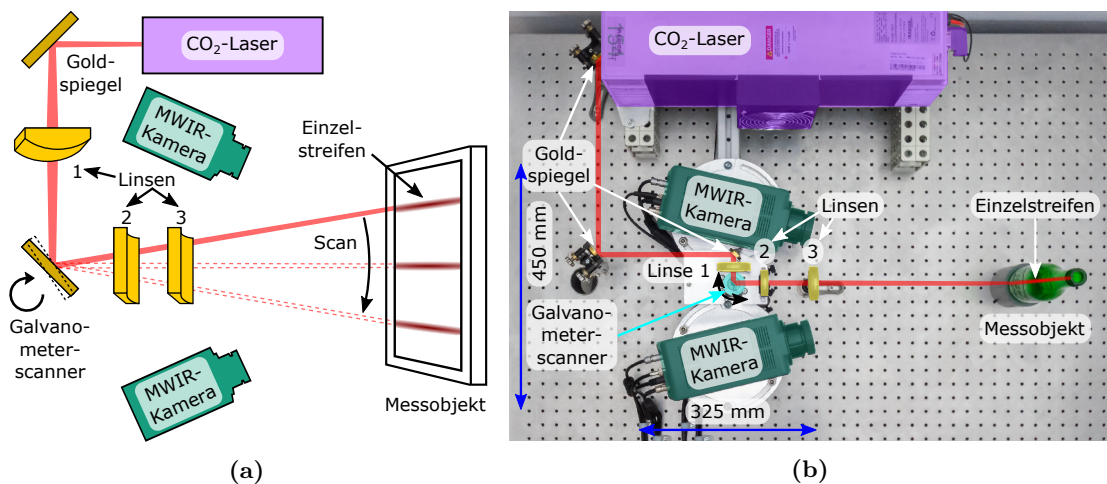
### 5.1 MWIR-3D-Setup basierend auf sequenzieller Streifenprojektion

#### 5.1.1 Laboraufbau

Abbildung 5.1 zeigt ein Schema und ein Foto einer Draufsicht des MWIR-3D-Aufbaus. Um den CO<sub>2</sub>-Laserstrahl (40 W bei 10,6 μm) in eine schmale vertikale Laserlinie zu formen, werden drei ZnSe-Zylinderlinsen verwendet. Mit der konvexen Linse 1 lässt sich die horizontale Breite der Laserlinie einstellen. Mit den konkaven Linsen 2 und 3 ist durch Änderung der Strahldivergenz die vertikale Länge der Linie anpassbar. Die Brennweiten der Linsen und die Abstände der Komponenten wurden so gewählt, dass die Laserlinie in der Messebene eine horizontale Breite von  $d_{\text{hor}} = 1,3 \text{ mm}$  und eine vertikale Länge von  $d_{\text{ver}} = 120 \text{ mm}$  (beide Werte sind als volle Halbwertsbreite (FWHM<sup>1</sup>) angegeben)

---

<sup>1</sup> FWHM: full width at half maximum



**Abbildung 5.1:** Draufsicht eines MWIR-3D-Aufbaus basierend auf sequenzieller Streifenprojektion: (a) Schema und (b) Foto des Laboraufbaus mit IR-Projektionseinheit (CO<sub>2</sub>-Laser vom Typ Iradion Modell 154TF, Goldspiegel, zylindrische ZnSe-Linsen 1, 2 und 3 und Galvanometerscanner) und Stereoaufnahmeeinheit (zwei MWIR-Kameras vom Typ FLIR A6753sc). Die blauen Pfeile markieren die Dimensionen des Sensorkopfs ohne Strahlenquelle (Projektions- und Aufnahmeeinheit von erster bis letzter Linse).

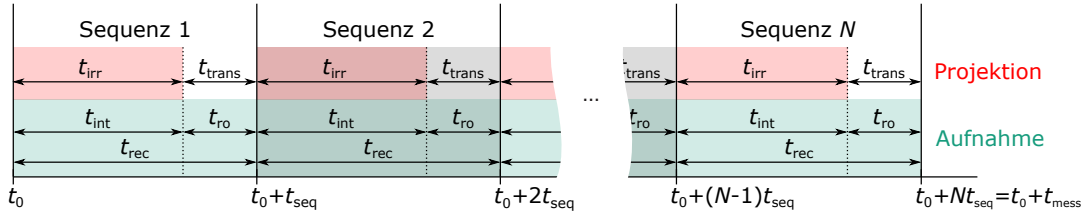
hat. Die Stereoanordnung der MWIR-Kameras ist die gleiche wie für den MWIR-3D-Aufbau basierend auf Multistreifenprojektion (siehe Abschnitt 3.1.1).

Um das Abfahren der gesamten Messfeldbreite zu ermöglichen, lenkt ein mit einem Goldspiegel ausgestatteter Galvanometerscanner den einzelnen Streifen sequenziell ab. Je nach Messobjektbreite ist der Winkelbereich des Galvanometerscanners einstellbar, um die Messzeit so kurz wie möglich zu halten.

### 5.1.2 Messablauf

Der Messablauf ist in Abb. 5.2 schematisch dargestellt und ist sehr ähnlich zu dem der Multistreifenprojektion (siehe Abschnitt 3.1.2). Der Hauptunterschied ist die vergleichsweise sehr kurze Bestrahlungsdauer  $t_{\text{irr}}$  im Millisekundenbereich und die sich dadurch ändernden zeitlichen Verhältnisse. Die Kamerabildrate ist der begrenzende Faktor bei der Reduzierung der Sequenzdauer  $t_{\text{seq}}$ . Prinzipiell könnten zwei oder mehr Bestrahlungen pro Kamerabild realisiert werden. In dieser Arbeit wurde sich auf den Fall von einer Bestrahlung pro Kamerabild beschränkt. Daher kann die Bestrahlungsdauer  $t_{\text{irr}}$  so lang gewählt werden, dass die Summe von  $t_{\text{irr}}$  und der Translationsdauer  $t_{\text{trans}}$  gleich der Bildaufnahmedauer  $t_{\text{rec}}$  ist. Die Messzeit für die sequenzielle Streifenprojektion ergibt sich zu:

$$t_{\text{mess}} = N t_{\text{rec}}. \quad (5.1)$$



**Abbildung 5.2:** Schematische Darstellung des Messablaufs mit der sequenziellen Projektion und Kameraaufnahmen von  $N$  Streifen. Jede Sequenz beginnt mit der Bestrahlung  $t_{irr}$  im Millisekundenbereich und der synchronen Bildaufnahme mit der Aufnahmedauer  $t_{rec}$  (Summe von Integrationszeit  $t_{int}$  und Auslesezeit  $t_{ro}$ , untere Grenze 8 ms). An die Laserbestrahlung schließt sich direkt die Translation des Streifens  $t_{trans}$  (Bruchteil einer Millisekunde) an. Eine Sequenz dauert  $t_{seq} = t_{rec} = t_{irr} + t_{trans}$ . Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu.

### 5.1.3 Theoretische Betrachtungen

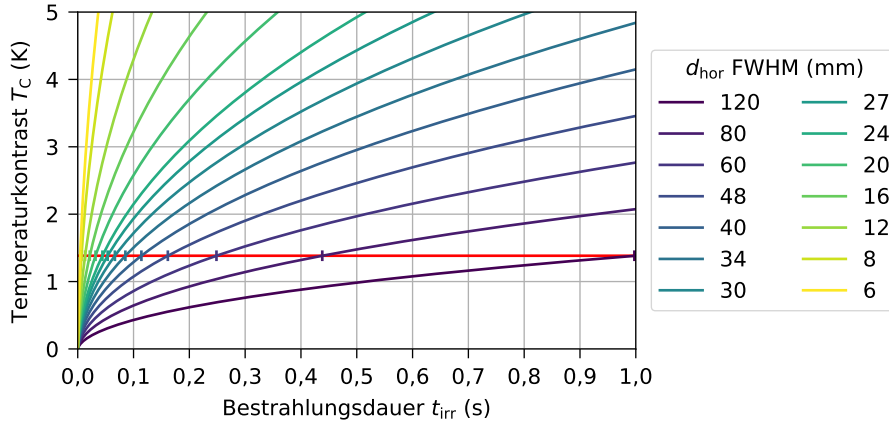
Die Streifenbreite an der Objekt Oberfläche kann verändert werden, indem die Linse 1 (siehe Abb. 5.1) an verschiedenen Positionen zwischen dem ersten Goldspiegel und dem Galvanometerscanner platziert oder sie durch eine Linse mit anderer Brennweite ersetzt wird. In ähnlicher Weise kann man die vertikale Strahldivergenz an die Höhe des Messobjekts anpassen, wenn die Linsen 2 und 3 verschoben oder ausgetauscht werden. Die Bestrahlungsstärke nimmt im gleichen Verhältnis zu oder ab, wie die Streifenbreite bzw. -länge verändert wird.

Die thermische Diffusion wirkt dem Aufbau des Temperaturkontrastes entgegen. Während einer kürzeren Bestrahlungsdauer wird auch der kontrastmindernde Effekt der thermischen Diffusion reduziert. Im Folgenden wird das Potential der Verkürzung der Bestrahlungsdauer für das Erreichen eines bestimmten Temperaturkontrasts durch horizontale Fokussierung der Laserlinie untersucht. Dazu wird die Abhängigkeit des Temperaturkontrasts  $T_C$  von der Bestrahlungsdauer  $t_{irr}$  und der horizontalen Streifenbreite  $d_{hor}$  anhand einer 3 mm dicken Borosilikatglasplatte analysiert. Ausgehend von einem Gauß'schen Strahl mit 120 mm FWHM in der horizontalen und vertikalen Richtung (wie im Aufbau für die Multistreifenprojektion ohne Metallmaske) wird die horizontale Streifenbreite  $d_{hor}$  um Fokussierfaktoren  $f_F$  verkleinert und die Bestrahlungsstärke  $E_0$  um denselben Faktor gemäß der Energieerhaltung erhöht:

$$d_{hor} = d_{hor,120\text{ mm}} \cdot \frac{1}{f_F} \quad (5.2)$$

$$E_0 = E_{0,120\text{ mm}} \cdot f_F \quad (5.3)$$

Abbildung 5.3 zeigt den simulierten Temperaturkontrast als Funktion der Bestrahlungsdauer für verschiedene Streifenbreiten  $d_{hor}$ . Je schmaler die Streifen sind, desto schneller wird ein bestimmter Temperaturkontrast erreicht. Diese Verkürzung der Bestrahlungsdauer



**Abbildung 5.3:** Simulierter Temperaturkontrast  $T_C$  als Funktion der Bestrahlungsdauer  $t_{irr}$  für einzelne Gauß-Streifen mit unterschiedlichen Breiten. Die rote Linie zeigt einen Temperaturkontrast von 1,4K. Die Bestrahlungsdauern, bei denen  $T_C = 1,4$  K erreicht werden, sind markiert.

dauer hat zwei Ursachen: (1) Anstieg der Bestrahlungsstärke und (2) Reduzierung des kontrastmindernden Effekts der Wärmediffusion während der verkürzten Bestrahlungsdauer.

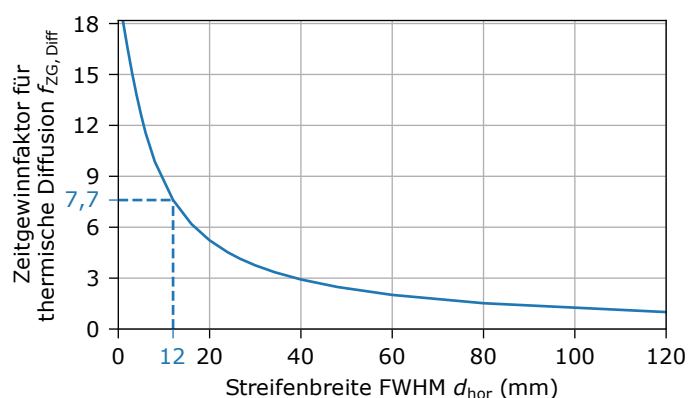
Um den zweiten Effekt abzuschätzen, werden die Bestrahlungsdauern, welche zu einem Temperaturkontrast von  $T_C = 1,4$  K führen (Maximum für einen 120 mm breiten Streifen nach  $t_{irr} = 1$  s), bestimmt. Der Faktor für den Zeitgewinn  $f_{ZG}$  der Bestrahlungsdauer ist definiert als:

$$f_{ZG} = \frac{t_{irr,120\text{ mm}}}{t_{irr,d_{hor}}} = \frac{1\text{ s}}{t_{irr,d_{hor}}}. \quad (5.4)$$

Effekt (1) wird berücksichtigt, indem der Faktor für den Zeitgewinn der Bestrahlungsdauer durch den Fokussierfaktor dividiert wird. Dadurch wird der Faktor für den Zeitgewinn der Bestrahlungsdauer für den Effekt der thermischen Diffusion  $f_{ZG,Diff}$  erhalten:

$$f_{ZG,Diff} = \frac{f_{ZG}}{f_F}. \quad (5.5)$$

Wenn beispielsweise die Streifenbreite von 120 mm auf 12 mm reduziert wird ( $f_F = 10$ ), werden zehnmal höhere Bestrahlungsstärken erreicht. Ein Temperaturkontrast von 1,4 K wird nach 1000 ms für den 120 mm bzw. nach 13 ms für den 12 mm breiten Streifen erreicht. Daraus ergibt sich ein Faktor für den Zeitgewinn  $f_{ZG}$  von  $1000\text{ ms}/13\text{ ms} \approx 77$ . Das bedeutet, dass der Temperaturkontrast von 1,4 K für einen 12 mm breiten Streifen 77-mal schneller erreicht wird als für einen 120 mm breiten Streifen. Der Faktor 77 ist das Produkt aus  $f_F = 10$  aufgrund der höheren Bestrahlungsstärke und  $f_{ZG,Diff} = 7,7$  aufgrund des reduzierten thermischen Diffusionseffekts. Abbildung 5.4 zeigt den Zusammenhang



**Abbildung 5.4:** Simulierter Faktor für den Zeitgewinn der Bestrahlungsdauer für den Effekt der thermischen Diffusion  $f_{ZG, Diff}$  in Abhängigkeit von der Streifenbreite FWHM  $d_{hor}$ . Der markierte Datenpunkt zeigt das im Text beschriebene Beispiel.

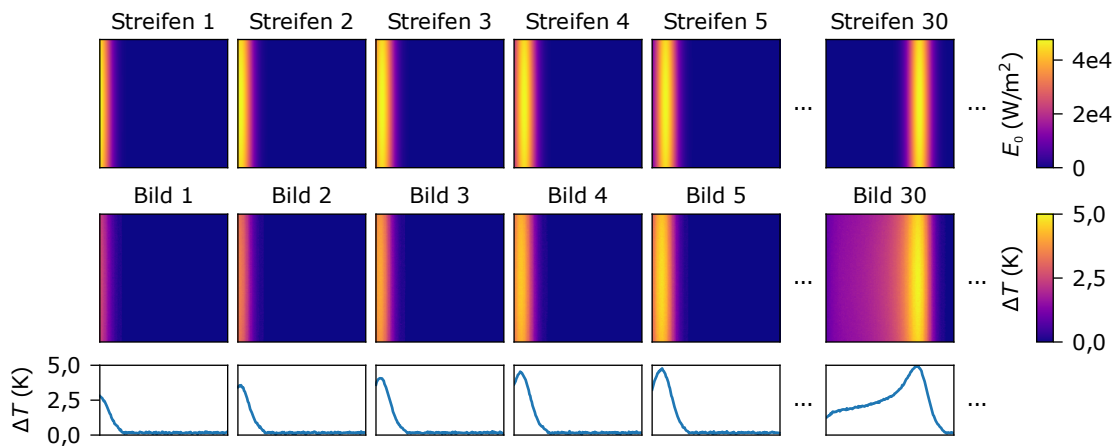
zwischen  $f_{ZG, Diff}$  und  $d_{hor}$ .

Die sequenzielle Streifenprojektion kann somit zwei Nachteile der Multistreifenprojektion überwinden: (1) es können höhere Kontraste erreicht werden und (2) um den gleichen Kontrast zu erhalten, ist eine deutlich kürzere Bestrahlungsdauer möglich.

#### 5.1.4 Simulation von 3D-Messungen

Das in Kapitel 4 vorgestellte Simulationsmodell wurde eingesetzt, um diesen neuen Ansatz der 3D-Formmessung durch sequenzielle Streifenprojektion theoretisch zu analysieren. Zu diesem Zweck wurde ein 6 mm (FWHM) breiter sequenzieller Streifen 41-mal auf einen  $40 \times 40 \text{ mm}^2$  großen Bereich (Schrittweite  $d_{trans} = 1 \text{ mm}$ ) einer 3 mm dicken Borosilikatglasplatte projiziert. Jeder Streifen wird für eine Bestrahlungsdauer von  $t_{irr} = 7,5 \text{ ms}$  projiziert und innerhalb von  $t_{trans} = 0,5 \text{ ms}$  zur nächsten Position abgelenkt. Die Aufnahmedauer der Kamera ist auf  $t_{rec} = 8 \text{ ms}$  eingestellt, was zu einer Bildrate von 125 Bildern pro Sekunde führt. In vertikaler Richtung zeigt der Streifen eine Gauß'sche Bestrahlungsstärkeverteilung mit einem FWHM-Wert von 120 mm. Abbildung 5.5 zeigt Bestrahlungsstärkeverteilungen ausgewählter sequenzieller Streifen sowie ihre entsprechenden simulierten linken Kamerabilder mit horizontalen Temperaturprofilen.

Wie die simulierten Kamerabilder zeigen, wird trotz der sehr kurzen Bestrahlungsdauer ein Temperaturanstieg von etwa 5 K beobachtet. Dies mag überraschen, da die Daten, die Abb. 5.3 zugrunde liegen, einen Temperaturkontrast von etwa 2 K für einen 6 mm breiten einzelnen Streifen erwarten lassen. Der Unterschied wird durch die teilweise Überlagerung der sequenziellen Streifen verursacht, so dass der Kontrast noch stärker zunimmt. Der horizontale Temperaturgradient ist auf der rechten Seite des Streifens wesentlich höher als auf der linken, d. h. er ist auf der Seite steiler, die in den vorhergehenden Projektionssequenzen nicht erwärmt wurde.

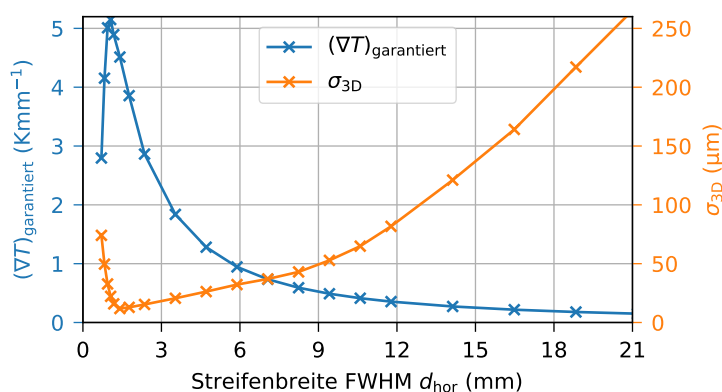


**Abbildung 5.5:** Simulierte ausgewählte Projektionsmuster von sequenziellen Streifen (obere Reihe), Ausschnitt der dazugehörigen simulierten linken Kameraaufnahmen (mittlere Reihe) und horizontales Temperaturanstiegsprofil in der Bildmitte (untere Reihe). Es wurde eine Sequenzlänge von  $N = 41$  in einem Messbereich von  $40 \times 40 \text{ mm}^2$  mit einem 6 mm breiten Streifen (FWHM) gewählt.

Um korrespondierende Pixel in beiden Kameras für die 3D-Rekonstruktion zu finden, ist es notwendig, horizontal benachbarte Pixel zu unterscheiden. Daher sollte die Temperaturdifferenz zwischen benachbarten Pixeln mindestens einmal in der gesamten Sequenz größer als die NETD sein. Neben dem Temperaturkontrast ist somit auch der horizontale Temperaturgradient von zentraler Bedeutung. Bei der Multistreifenprojektion mit ausreichendem Temperaturkontrast wird durch jede Projektion zwangsläufig ein hoher Gradient in den Übergangsbereichen zwischen warmen und kalten Streifen gewährleistet. Um Oberflächenbereiche mit geringen Modulationen (Bereiche um Extrema im Temperaturprofil) zu vermeiden, werden unterschiedliche Muster projiziert und aufgenommen. Für das obige Beispiel von  $t_{\text{irr}} = 0,75 \text{ s}$  (für Metallmaske #2, siehe Abschnitt 3.3) ergibt sich für jede Projektion ein durchschnittlicher horizontaler Temperaturgradient von etwa  $0,64 \text{ Kmm}^{-1}$ .

Im Fall der sequenziellen Streifenprojektion wird ein einzelner Streifen verschoben. Für ausreichend schmale Streifen garantiert ein hoher Temperaturkontrast automatisch einen steilen räumlichen Temperaturgradienten. In der folgenden Untersuchung wird für jeden Kamerabildpunkt der höchste horizontale Temperaturgradient  $(\nabla T(x,y))_{\text{max}}$  über die gesamte Bildsequenz bestimmt. Das Minimum dieses Werts über alle Pixel wird garantierter Temperaturgradient  $(\nabla T)_{\text{garantiert}}$  genannt. Innerhalb der Projektionssequenz weist jedes Pixel einen horizontalen Temperaturgradienten auf, der größer oder gleich  $(\nabla T)_{\text{garantiert}}$  ist. Abbildung 5.6 zeigt den garantierten Temperaturgradienten  $(\nabla T)_{\text{garantiert}}$  sowie die 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  in Abhängigkeit von der Streifenbreite.

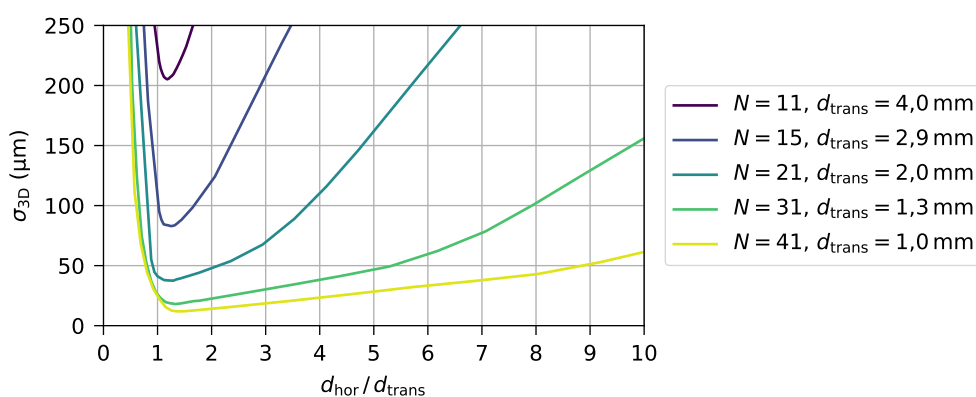




**Abbildung 5.6:** Simulierter garantierter Temperaturgradient  $(\nabla T)_{\text{garantiert}}$  und simulierte 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  in Abhängigkeit von der Streifenbreite FWHM  $d_{\text{hor}}$  bei einer Messfeldbreite von 40 mm und einer Sequenzlänge von  $N = 41$ .

Man kann einen zunehmenden garantierten Temperaturgradienten mit abnehmender Streifenbreite bis zu einem Maximum von etwa  $5 \text{ Kmm}^{-1}$  beobachten. Noch schmalere Streifen führen zu einer verringerten Überlagerung der Streifensequenz und damit zu geringeren Temperaturgradienten bis hin zu nicht bestrahlten Bereichen. Die 3D-Punkt-Standardabweichung sinkt mit abnehmender Streifenbreite bis zu einem Minimum von etwa  $12 \mu\text{m}$  für einen 1,4 mm breiten Streifen. Für die Kombination aus einem 40 mm breiten Messfeld und einer Sequenzlänge von 41 führt eine weitere Verringerung der Streifenbreite zu schlechteren 3D-Messqualitäten. Um dies zu vermeiden, sollte die Sequenzlänge (bzw. Schrittweite) entsprechend der Streifenbreitenreduktion erhöht (bzw. verkürzt) werden.

In einer weiteren Analyse wurde die Abhängigkeit der 3D-Punkt-Standardabweichung von dem Verhältnis der Streifenbreite zur Schrittweite  $d_{\text{hor}}/d_{\text{trans}}$  für unterschiedliche Sequenzlängen  $N$  untersucht (siehe Abb. 5.7). Die beste Messqualität wird unabhängig von der Sequenzlänge bei einem Verhältnis von Streifenbreite zu Schrittweite von 1,2...1,4



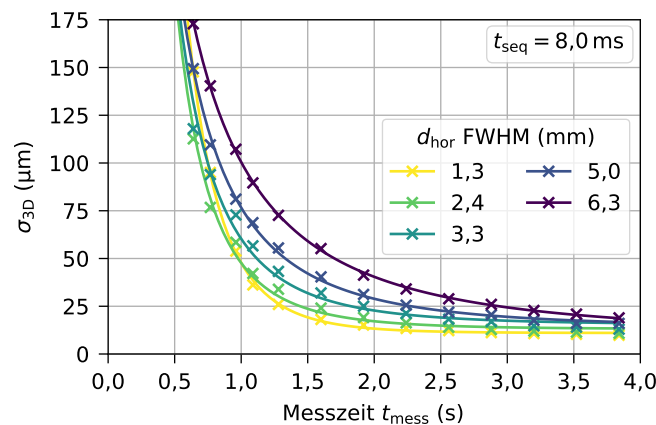
**Abbildung 5.7:** Abhängigkeit der simulierten 3D-Punkt-Standardabweichung von dem Verhältnis der Streifenbreite zur Schrittweite  $d_{\text{hor}}/d_{\text{trans}}$  für unterschiedliche Sequenzlängen (Messzeiten).

erreicht. Desto weniger Streifen projiziert werden, umso genauer sollten die Streifenbreite und die Schrittweite zueinander eingestellt werden.

## 5.2 Variation von Projektions- und Kameraparametern

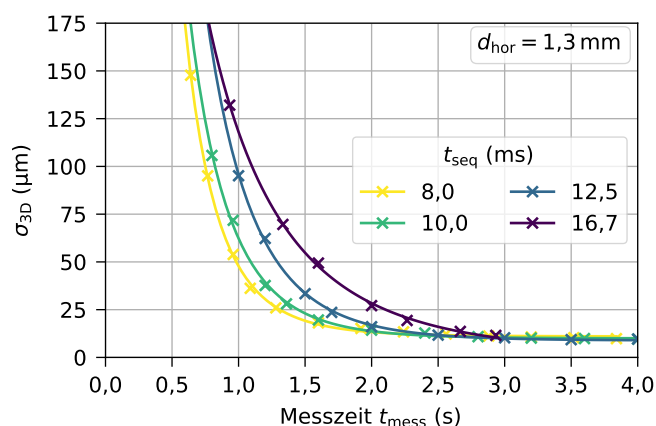
Mit dem auf sequenzieller Streifenprojektion beruhenden MWIR-3D-Aufbau wurde die 3D-Messqualität in Bezug auf die Sequenzlänge  $N$ , Streifenbreite  $d_{\text{hor}}$ , und Sequenzdauer  $t_{\text{seq}}$  ( $t_{\text{int}} = t_{\text{seq}} - t_{\text{ro}}$  mit  $t_{\text{ro}} = 0,2 \text{ ms}$ ) experimentell untersucht. Die Translationsdauer wurde auf  $t_{\text{trans}} = 0,5 \text{ ms}$  und die Bestrahlungsdauer auf  $t_{\text{irr}} = t_{\text{seq}} - t_{\text{trans}}$  gesetzt. Die Messungen wurden auf dem gesamten Messfeld von  $160 \times 128 \text{ mm}^2$  an einer planparallelen Borosilikatglasplatte mit einer Dicke von  $3 \text{ mm}$  durchgeführt.

Die Kurven in Abb. 5.8 stellen die erhaltene 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  in Abhängigkeit von der Messzeit  $t_{\text{mess}}$  für fünf verschiedene horizontale Streifenbreiten dar. Analog zu den Untersuchungen zur Multistreifenprojektion wurde  $\sigma_{3D}$  innerhalb des zentralen Bereichs von  $40 \times 40 \text{ mm}^2$  bestimmt. Wie aus den Kurven ersichtlich ist, verbessert sich die Qualität der 3D-Ergebnisse mit zunehmender Messzeit (zunehmende Sequenzlänge). Bei Messzeiten länger als  $1 \text{ s}$  werden die besten Ergebnisse mit den schmalsten Streifen von etwa  $1,3 \text{ mm}$  Breite erzielt (Faktor für den Zeitgewinn der thermischen Diffusion  $f_{ZG, \text{Diff}} = 18$ ). Bei kürzeren Messzeiten (weniger projizierte Streifen) ist die Superposition zwischen den Streifen reduziert, was zu einem geringeren Temperaturgradienten und einer erhöhten 3D-Punkt-Standardabweichung führt.



**Abbildung 5.8:** Durch Messung bestimmte 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  für sequenzielle Streifenprojektion als Funktion von der Messzeit  $t_{\text{mess}}$  für unterschiedliche Streifenbreiten und Kameraintegrationszeit  $t_{\text{int}} = 7,8 \text{ ms}$  ( $t_{\text{seq}} = 8 \text{ ms}$ ).

Die Ergebniskurven für verschiedene Sequenzdauern für eine horizontale Streifenbreite von  $1,3 \text{ mm}$  sind in Abb. 5.9 gezeigt. Trotz erhöhter NETD-Werte für kurze Integrationszeiten (vergleiche Abb. 2.15) ist die 3D-Punkt-Standardabweichung geringer.



**Abbildung 5.9:** Durch Messung bestimmte 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  für sequenzielle Streifenprojektion als Funktion von der Messzeit  $t_{\text{mess}}$  für unterschiedliche Sequenzdauern (Kameraintegrationszeiten) und einer horizontalen Streifenbreite von  $d_{\text{hor}} = 1,3$  mm.

### 5.3 Vergleich mit maskenbasierter Multistreifenprojektion

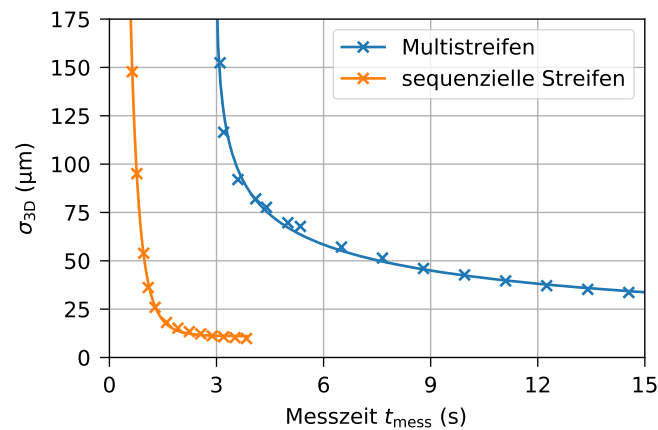
Mit dem neu eingeführten Projektionsverfahren der sequenziellen Streifenprojektion (siehe Abschnitt 5.1) werden um bis zu zwei Größenordnungen höhere Bestrahlungsstärken und damit verbesserte 3D-Messqualitäten in kürzeren Messzeiten als mit der bisherigen Methode basierend auf der Multistreifenprojektion (siehe Abschnitt 3.1) erreicht. In diesem Abschnitt werden beide Projektionsprinzipien anhand von 3D-Messungen an der planparallelen Borosilikatglasplatte und des faustförmigen Glasflakons verglichen.

#### 5.3.1 3D-Messqualität

Abbildung 5.10 zeigt den Vergleich der 3D-Punkt-Standardabweichung in Abhängigkeit von der Messzeit für beide Projektionsverfahren. Um die optimalen Ergebnisse für die Multistreifenmethode zu zeigen, wurden die besten  $\sigma_{3D}$ - $t_{\text{mess}}$ -Paare aus der Messserie von  $t_{\text{int}} = 12,3$  ms und verschiedenen  $t_{\text{irr}}$  zu einer Kurve zusammengefasst (siehe Abb. 3.6(b)). Für die sequenzielle Streifenprojektion wird die Messreihe für  $t_{\text{seq}} = 8$  ms (maximal mögliche Kamerabildrate: 125 fps) und  $d_{\text{hor}} = 1,3$  mm (siehe Abb. 5.8) gezeigt.

Für beide Methoden zeigen die Kurven prinzipiell das gleiche Verhalten. Die 3D-Punkt-Standardabweichung fällt mit zunehmender Messzeit bis zu einer bestimmten Grenze ab. Zu dem Zeitpunkt, zu dem die Multistreifenmethode die ersten verlässlichen Werte liefert, hat die sequenzielle Streifenprojektion bereits ihr unteres Limit von  $\sigma_{3D} = 10$   $\mu\text{m}$  erreicht. Nach 15 s wird mit der Multistreifenmethode ein  $\sigma_{3D}$ -Wert von 34  $\mu\text{m}$  erhalten. Mit der vom Autor entwickelten Technik wird dieser Wert innerhalb von 1,15 s (13-mal schneller) erzielt. Die untere Grenze der  $\sigma_{3D}$ -Werte liegt für die Multistreifenprojektion bei etwa 20  $\mu\text{m}$  (60 s) bzw. für die sequenzielle Streifenprojektion unter 10  $\mu\text{m}$  (4 s).

Für den Vergleich wurden lediglich die zentralen  $40 \times 40$  mm<sup>2</sup> ausgewertet. Dadurch wird die Multistreifenmethode besser bewertet als sie tatsächlich ist. Die Einhüllende der



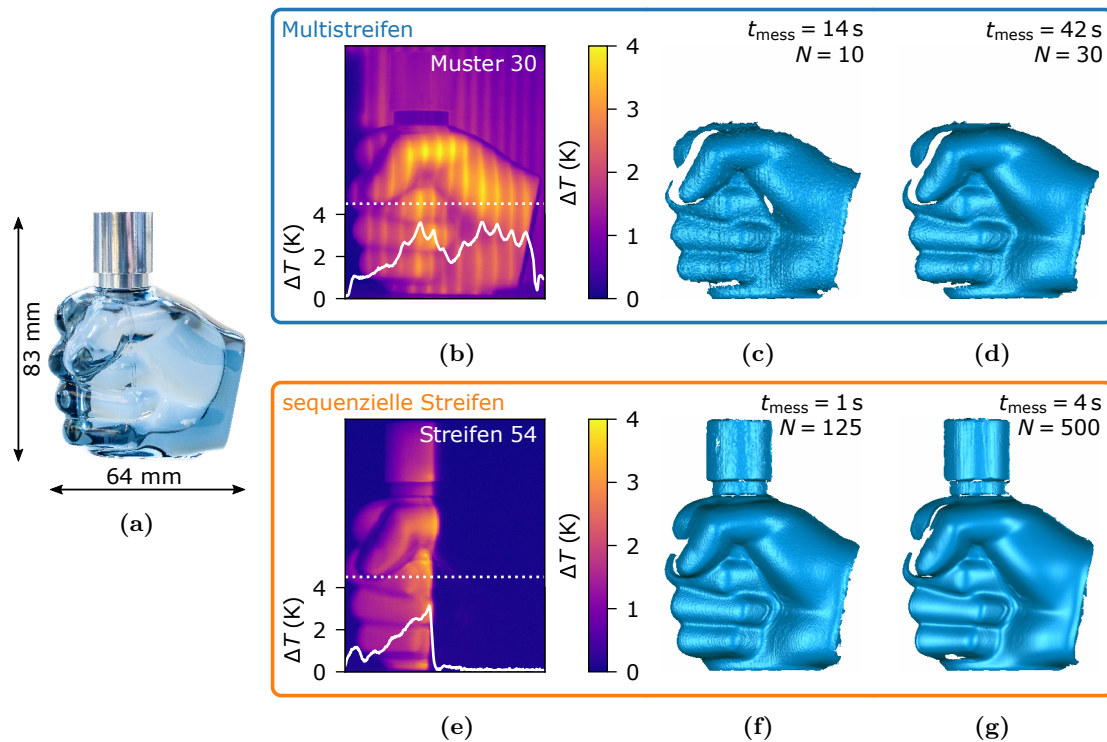
**Abbildung 5.10:** Durch Messung bestimmte 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  als Funktion von der Messzeit  $t_{\text{mess}}$  für Multistreifen- ( $t_{\text{int}} = 12,3$  ms) und sequenzielle Streifenprojektion ( $t_{\text{seq}} = 8$  ms und  $d_{\text{hor}} = 1,3$  mm).

Bestrahlungsstärke des aufgeweiteten Laserstrahls folgt einer Gauß-Kurve mit 120 mm Breite (FWHM). Zu den horizontalen Rändern des 160 mm breiten Messfeldes hin sinkt die Bestrahlungsstärke auf nur 28 % des zentralen Wertes, während der Prozentsatz am Rand für das 40 mm breite Feld immer noch 92 % beträgt. Im Gegensatz dazu kann der schmale Einzelstreifen nahezu homogen über das gesamte Messfeld projiziert werden. Nur der Kosinus-Effekt aufgrund des Einfallswinkels reduziert die Bestrahlungsstärke an den horizontalen Rändern auf 98,8 % des zentralen Wertes.

### 5.3.2 3D-Messbeispiel

Das bereits bekannte faustförmige Glasflakon (siehe Abb. 1.1 und Abb. 3.4) dient in diesem Abschnitt erneut als 3D-Messbeispiel für den Vergleich beider Projektionsprinzipien. Für den Fall der Multistreifenmethode mit Metallmaske #2 wurden die Messparameter auf eine Bestrahlungsdauer  $t_{\text{irr}} = 1$  s und eine Integrationszeit  $t_{\text{int}} = 12,3$  ms gesetzt und die Sequenzlänge im Bereich  $N = 5 \dots 30$  variiert. Das Glasflakon wurde durch die sequenzielle Streifenprojektion mit einer Sequenzdauer  $t_{\text{seq}} = 8$  ms ( $t_{\text{irr}} = 7,5$  ms,  $t_{\text{int}} = 7,8$  ms) bei einer Streifenbreite  $d_{\text{hor}} = 1,3$  mm und einer Variation der Sequenzlänge im Bereich  $N = 10 \dots 500$  aufgenommen.

Abbildung 5.11 zeigt ein Foto des Messobjekts, typische MWIR-Kamerabilder sowie jeweils zwei ausgewählte 3D-Modelle. Der Temperaturkontrast zwischen hellen (warmen) und dunklen (kalten) Bildbereichen beträgt weniger als 1 K bei der Multistreifenmethode und etwa 3 K bei der sequenziellen Streifenprojektion. Wie in Abschnitt 3.1.4 bereits erwähnt, ist im Fall der Multistreifentechnik kein Streifenmuster auf der Verschlusskappe erkennbar. Die Faustflasche kann bei einer Sequenzlänge von  $N = 10$  rekonstruiert werden. Die Messqualität verbessert sich deutlich, wenn die Sequenzlänge bis zu  $N = 30$  erhöht wird. Mit der sequenziellen Streifenmethode wird bereits nach einer Messzeit von



**Abbildung 5.11:** Vergleich der Projektionsprinzipien basierend auf Multistreifen und sequenziellen Streifen anhand eines 3D-Messbeispiels: (a) Foto eines faustförmigen Glasflakons mit metallüberzogenem Kunststoffverschluss; obere Zeile Multistreifenprojektion: (b) linkes MWIR-Kamerabild und Temperaturprofil für Muster 30, (c) 3D-Modell für  $t_{\text{mess}} = 14 \text{ s}$ , (d) 3D-Modell für  $t_{\text{mess}} = 42 \text{ s}$ , untere Zeile sequenzielle Streifenprojektion: (e) linkes MWIR-Kamerabild und Temperaturprofil für Streifen 54 von 125, (f) 3D-Modell für  $t_{\text{mess}} = 1 \text{ s}$  und (g) 3D-Modell für  $t_{\text{mess}} = 4 \text{ s}$ . Die Temperaturdaten in (b) und (e) wurden für einen globalen Emissionsgrad von 0,89 bestimmt.

nur 1 s eine ähnlich gute Ergebnisqualität erreicht wie mit der Multistreifentechnik nach 42 s. Die Messqualität verbessert sich sogar darüber hinaus, wenn die Messzeit auf 4 s erhöht wird.

Neben der um eine Größenordnung kürzeren Messzeit und erhöhten Messqualität ermöglicht die sequenzielle Streifenprojektion auch die 3D-Erfassung der Verschlusskappe, welche spekulär reflektiert und eine hohe Wärmeleitfähigkeit aufweist. Durch die sehr kurzen Bestrahlungsdauern und dem damit deutlich verringerten Effekt der thermischen Diffusion werden mit der neu entwickelten Projektionstechnik die erfassbaren Materialklassen erweitert. Das Messverfahren wurde als „inVISION Top Innovation 2021“ prämiert [100] und als Patent angemeldet [101].

### 5.3.3 Besondere Merkmale der sequenziellen Streifenprojektion

Zusätzlich zu den Verbesserungen hinsichtlich der Messqualität und der Messzeit durch höhere Bestrahlungsstärken hat die sequenzielle Streifenprojektion mit einem Galvanometerscanner weitere Merkmale:

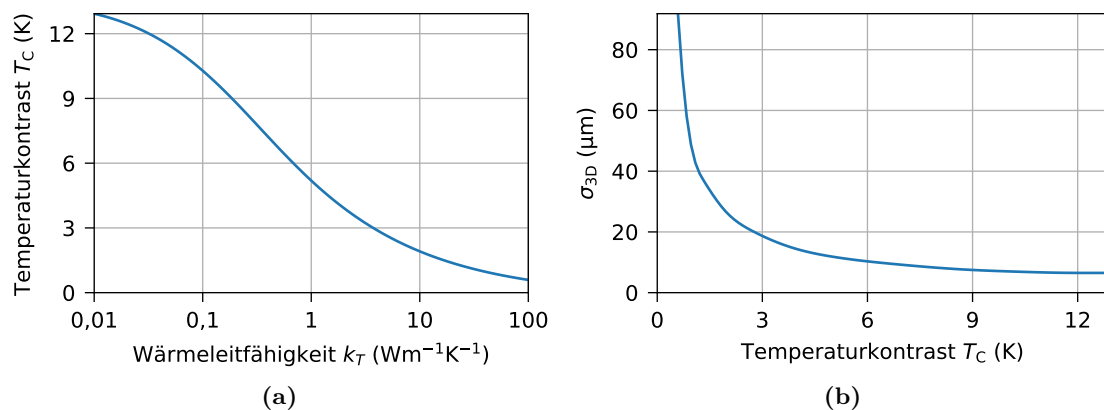
1. Wie bereits in Abschnitt 5.3.1 erwähnt, nimmt die Bestrahlungsstärke bei der Multistreifenmethode zu den horizontalen Rändern des Messfeldes hin erheblich ab. Im Gegensatz dazu kann mit der sequenziellen Streifenmethode ein nahezu identischer Streifen über das gesamte Messfeld projiziert werden.
2. Das Multistreifenmuster wird erzeugt, indem mit einer Metallmaske ein Teil des aufgeweiteten Laserstrahls blockiert wird. Etwa 50 % der Strahlung geht dabei verloren. Im Falle der sequenziellen Streifenprojektion werden zwei zusätzliche Goldspiegel mit Reflexionsgraden  $> 99\%$  aber keine absorbierenden Komponenten verwendet.
3. Bei der sequenziellen Streifenmethode lässt sich die horizontale Messfeldbreite innerhalb einer bestimmten, durch die Linsen vorgegebenen Grenze leicht anpassen, indem der Galvanometer-Scanbereich eingestellt wird. Objekte mit geringer horizontaler Ausdehnung, z. B. Flaschen, können schnell vermessen werden. Auch die vertikale Ausdehnung der projizierten Linie kann durch Verschieben, Ersetzen oder Entfernen der Linsen 2 und/oder 3 (siehe Abb. 5.1) angepasst werden.
4. Bei der Multistreifenprojektionsmethode wird die Metallmaske auf das Messobjekt abgebildet. Bei der Realisierung unterschiedlicher Messfelder und Abstände zwischen dem System und dem Messobjekt ist ein komplett neues Systemdesign erforderlich. Im Gegensatz dazu werden die sequenziellen Streifen nicht auf das Messobjekt abgebildet. Der Abstand zwischen dem Messobjekt und dem System kann einfach verändert werden. Eventuell bedarf es einer Optimierung der Breite und der vertikalen Ausdehnung der Streifen durch einfaches Verschieben oder Ersetzen der Linsen.
5. Die sequenziellen Streifenmethode ist eine adaptive Projektionstechnik. Anpassbare Abtastalgorithmen sind durch eine spezielle Wahl der Winkelpositionen des Galvanometerscanners möglich. Bei bekannter Objektgeometrie kann z. B. die Streifendichte in ausgewählten Bereichen, in denen eine höhere Messgenauigkeit erforderlich ist, erhöht werden.
6. Der Sensorkopf ohne die Laserquelle kann für die sequenziellen Streifenmethode kompakter als für die Multistreifenmethode designt werden. Bei den in dieser Arbeit gezeigten Aufbauten ist der neu entwickelte Sensorkopf statt 625 mm nur 325 mm tief (vergleiche Abb. 3.1(b) und 5.1(b)).
7. Im Falle der Multistreifenmethode werden die Messungen bei Sequenzlängen im niedrigen zweistelligen Bereich durchgeführt. Im Gegensatz dazu werden mit der sequenziellen Streifenmethode oft mehrere hundert Bilder aufgenommen. Entspre-

chend der eingesetzten Rechnerleistung erhöht sich die Auswertzeit für die 3D-Rekonstruktion im Durchschnitt um 1 s pro 30 Bildpaare.

8. Obwohl die Gesamterwärmung des Messobjekts bei der sequenziellen Streifenmethode geringer ist als bei der Multistreifenmethode, werden auf der Objektoberfläche höhere zeitliche und räumliche Temperaturgradienten erzeugt. Vor der Messung mit 100 % Laserleistung und langer Bestrahlungsdauer sollte insbesondere bei Objekten mit dünnen Schichten oder geringer Dicke eine mögliche Objektschädigung in Betracht gezogen werden. Mit einer entsprechenden Reduktion der Bestrahlungsdauer können Schäden vermieden und kürzere Messzeiten erreicht werden.

#### 5.4 Grenzen der sequenziellen Streifenprojektion

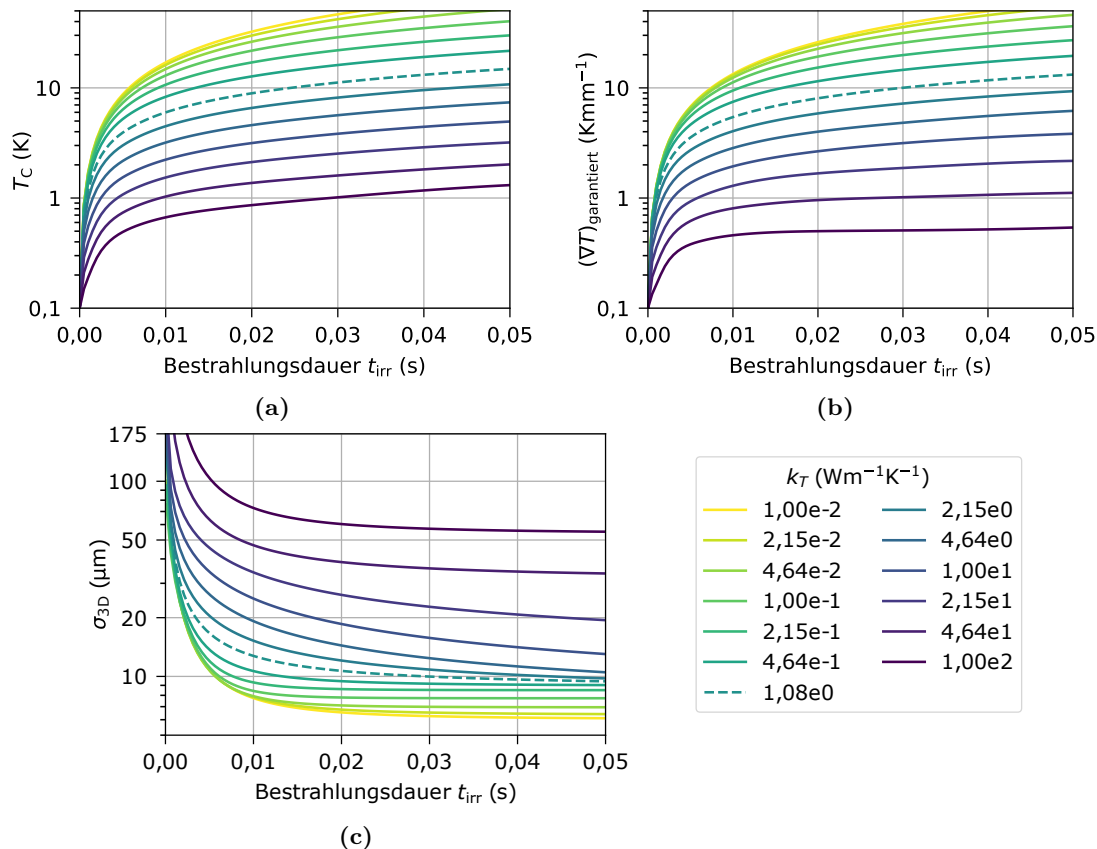
Die Grenzen der sequenziellen Streifenprojektion wurden ähnlich wie für die Multistreifenprojektion (siehe Abschnitt 4.4) anhand einer Simulation mit variabler Wärmeleitfähigkeit untersucht. Die Einstellungen aus der Analyse für sequenzielle Streifenprojektion in Abschnitt 5.1.4 wurden übernommen, wobei die Streifenbreite auf 1,4 mm festgelegt wurde (Minimum der 3D-Punkt-Standardabweichung in Abb. 5.6). In Abb. 5.12 ist zum einen die Abhängigkeit des Temperaturkontrasts von der Wärmeleitfähigkeit und zum anderen die Abhängigkeit der 3D-Punkt-Standardabweichung vom Temperaturkontrast dargestellt. Mit zunehmender Wärmeleitfähigkeit nimmt der Temperaturkontrast von 13 K ( $0,01 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ) bis auf 0,6 K ( $100 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ) ab.



**Abbildung 5.12:** Simulationsergebnisse: (a) Temperaturkontrast  $T_C$  in Abhängigkeit von der Wärmeleitfähigkeit  $k_T$  und (b) 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  in Abhängigkeit vom Temperaturkontrast  $T_C$ .

In Abschnitt 5.1.4 Simulation von 3D-Ergebnissen wurde beschrieben, dass neben dem Temperaturkontrast auch der Temperaturgradient eine entscheidende Rolle für die 3D-Messqualität spielt. Beide Größen hängen stark von der Wärmeleitfähigkeit des Materials ab. Abbildung 5.13 zeigt die Abhängigkeit des Temperaturkontrasts, des

garantierten Temperaturgradienten und der 3D-Punkt-Standardabweichung<sup>1</sup> von der Bestrahlungsdauer für unterschiedliche Wärmeleitfähigkeiten. Der Temperaturkontrast nimmt für alle Kurven innerhalb der ersten 5 ms stark zu und wächst während der Bestrahlungsdauer von 50 ms kontinuierlich an. Der garantierte Temperaturgradient für eine Wärmeleitfähigkeit von  $100 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  erreicht trotz ansteigenden Temperaturkontrasts nach 30 ms ein Limit. Eine weitere Bestrahlung darüber hinaus führt zu keiner verbesserten Messgenauigkeit, was anhand der dazugehörigen Kurve in Abb. 5.13(c) erkennbar ist.



**Abbildung 5.13:** Simulationsergebnisse: (a) Temperaturkontrast  $T_C$ , (b) garantierter Temperaturgradient  $(\nabla T)_{\text{garantiert}}$  und (c) 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  als Funktion der Bestrahlungsdauer  $t_{\text{irr}}$  für unterschiedliche Wärmeleitfähigkeiten  $k_T$ .

Metalle weisen neben dem Problem der hohen Wärmeleitfähigkeit zusätzlich eine hohe Reflektivität bei  $10,6 \mu\text{m}$  und einen geringen Emissionsgrad im Bereich  $3 \dots 5 \mu\text{m}$  auf. Die Folge ist, dass nur ein geringer Teil der Bestrahlungsstärke zur Erwärmung führt und der ohnehin schon niedrige Temperaturkontrast aufgrund der schwachen Emission mit den Wärmebildkameras nur unzureichend detektiert werden kann.

<sup>1</sup> In der Simulation wurde für das Rendern der Kamerabilder die Kameraintegrationszeit fiktiv auf 0 ms gesetzt, damit Sequenzdauern und Bestrahlungsdauern  $< 8 \text{ ms}$  möglich wurden.



# KAPITEL 6

---

## Einfluss bestimmter Objekteigenschaften

---

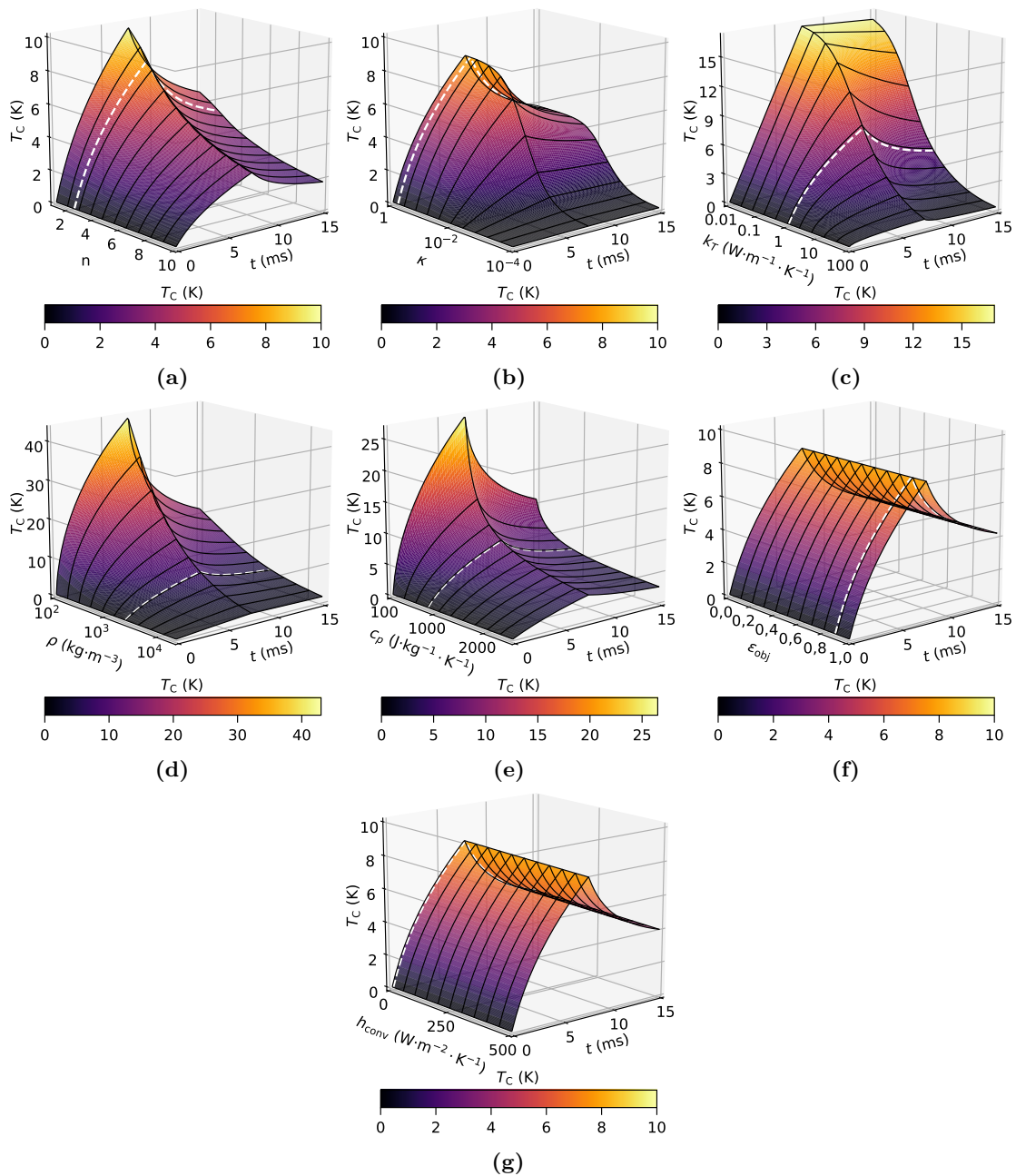
Die Objekteigenschaften wie Material oder Geometrie haben einen hohen Einfluss auf die Messbarkeit und die Messgenauigkeit. In diesem Kapitel werden zuerst die Einflüsse von Materialeigenschaften auf den Temperaturkontrast theoretisch untersucht bevor drei Messbeispiele mit erhöhter Wärmeleitfähigkeit gezeigt werden. Im zweiten Teil wird die Maximaltemperatur und die Temperaturverteilung in Abhängigkeit von der Objektdicke untersucht.

### 6.1 Material

#### 6.1.1 Simulation

In Abschnitt 3.2 wurde erläutert, dass die 3D-Messqualität im Wesentlichen vom Temperaturkontrast abhängt. Dieser wiederum wird durch die Wechselwirkung der Bestrahlungsstärke und dem Messobjekt bestimmt. In der theoretischen Abhandlung in Abschnitt 4.1.2 wurde die Abhängigkeit der Temperaturverteilung von folgenden Parametern festgestellt: Realteil des Brechungsindex  $n$ , Extinktionskoeffizient  $\kappa$ , thermische Leitfähigkeit  $k_T$ , Dichte  $\rho$ , spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck  $c_p$ , effektiver Oberflächenemissionsgrad  $\varepsilon_{\text{obj}}$  und effektiver Wärmeübergangskoeffizient für Konvektion  $h_{\text{conv}}$  (siehe Tabelle 4.1 für die Simulationsparameter von Borosilikatglas).

Vom Autor wurde der Einfluss dieser Materialparameter auf den Temperaturkontrast für die Multistreifenprojektion mithilfe des Simulationsmodells in [84] präsentiert. Eine ähnliche Analyse wurde für die sequenzielle Streifenprojektion für einen Einzelstreifen der Breite  $d_{\text{hor}} = 1,3 \text{ mm}$  durchgeführt (keine Superposition durch sequenzielle Projektion). Dafür wurde vom Parametersatz des Borosilikatglases (siehe Tabelle 4.1) ausgegangen und nur die entsprechende Größe variiert. Obwohl die Simulationen nur hypothetische Materialien darstellen, wurden die unteren und oberen Grenzen der Variationsbereiche so gewählt, dass reale Materialparameter innerhalb dieser Bereiche liegen und sinnvolle Kontrastwerte erhalten werden. Zum Beispiel wurde die Wärmeleitfähigkeit  $k_T$  von  $0,01 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  für Wärmeisolatoren bis zu  $100 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  für Metalle variiert. Abbildung 6.1 zeigt die Abhängigkeit des Temperaturkontrasts  $T_C$  von den jeweiligen Größen und von der Zeit. Die Bestrahlungsdauer wurde auf  $t_{\text{irr}} = 7,5 \text{ ms}$  gesetzt. Darüber hinaus wurde die Temperaturverteilung für eine Abkühlphase von weiteren  $7,5 \text{ ms}$  simuliert.



**Abbildung 6.1:** Simulierter Temperaturkontrast für sequenzielle Streifenprojektion in Abhängigkeit von den Materialparametern und der Zeit  $t$  für den Parametersatz des Borosilikatglases (siehe Tabelle 4.1). Jeweils ein Parameter wurde variiert: (a) Realteil des Brechungsindex  $n$ , (b) Extinktionskoeffizient  $\kappa$ , (c) thermische Leitfähigkeit  $k_T$ , (d) Dichte  $\rho$ , (e) spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck  $c_p$ , (f) effektiver Oberflächenemissionsgrad  $\epsilon_{obj}$  und (g) der effektive Wärmeübergangskoeffizient für Konvektion  $h_{conv}$ . Die weiße gestrichelte Kurve zeigt die Ergebnisse für den Parameterwert des Borosilikatglases. Die Temperaturkontrastskala wurde für jede Grafik angepasst.

Der Realteil des komplexen Brechungsindex  $n$  beeinflusst nach Gleichung (4.1) den Reflexionsgrad  $\rho_\lambda$  und damit die zur Absorption zur Verfügung stehende Energie. Je transparenter das Medium für die Bestrahlungswellenlänge ist (abnehmender Extinktionskoeffizient  $\kappa$ ), desto niedriger fällt der Temperaturkontrast aus. Einen ausgeprägten Einfluss auf den Temperaturkontrast hat die Wärmeleitfähigkeit. Mit steigender  $k_T$  nimmt  $T_C$  ab. Bei gleicher Wärmemenge erhöht sich der Temperaturkontrast bei sinkender Dichte und spezifischer Wärmekapazität stark. Bei Temperaturanstiegen im einstelligen Kelvinbereich haben Wärmeverluste durch Emission und Absorption einen zu vernachlässigenden Einfluss auf den Temperaturkontrast.

### 6.1.2 Messbeispiele: Materialien mit unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit

Wie in den Simulationen im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, hat die Wärmeleitfähigkeit einen erheblichen Einfluss auf den Temperaturkontrast und damit auf die 3D-Messqualität. Materialien mit Wärmeleitfähigkeiten kleiner der von Borosilikatglas ( $1,08 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ), wie beispielsweise Kunststoffe ( $0,1 \dots 0,8 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ) [102], sollten gut messbar sein. Interessanter im Hinblick auf die Unterschiede beider vorgestellter Projektionsmethoden ist es, Materialien mit höheren Wärmeleitfähigkeiten zu untersuchen. In diesem Abschnitt werden drei Messbeispiele zu den Materialien in Tabelle 6.1 gezeigt.

**Tabelle 6.1:** Ausgewählte Materialien mit Wärmeleitfähigkeiten höher als  $1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  und Transparenzeigenschaften.

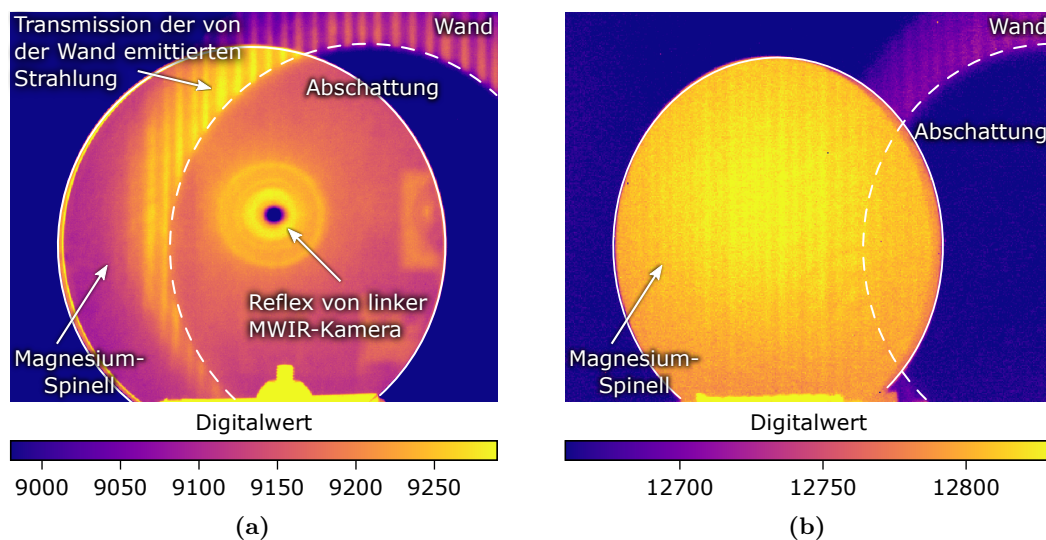
Material	Wärmeleitfähigkeit ( $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ )	Transparenz
polykristalliner Magnesium-Spinell $\text{MgAl}_2\text{O}_4$	15...17 [103]	VIS bis MWIR: transparent LWIR: nicht transparent [104]
polykristallines Aluminiumoxid $\text{Al}_2\text{O}_3$	30 [105]	VIS bis MWIR: transparent LWIR: nicht transparent [104]
Titan Ti	22 [106]	VIS bis LWIR: nicht transparent

Vom Fraunhofer-Institut für Keramische Technologien und Systeme IKTS wurden freundlicherweise transparente Keramiken bestehend aus polykristallinem Magnesium-Spinell  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$  und polykristallinem  $\text{Al}_2\text{O}_3$  für Untersuchungen zur Verfügung gestellt. Sowohl der Magnesium-Spinell als auch polykristallines  $\text{Al}_2\text{O}_3$  sind im Bereich vom VIS bis etwa  $5 \dots 6,5 \mu\text{m}$  transparent und im LWIR nicht transparent [104]. Daher können diese beiden Materialien nicht dreidimensional mit den beiden verwendeten MWIR-Kameras vermessen werden. Damit dennoch das Temperaturverhalten unter Bestrahlung bei  $10,6 \mu\text{m}$  und der Temperaturkontrast auf der Objektoberfläche untersucht werden konnte, wurde wie in den Abschnitten 2.8.4 und 2.9.2 beschrieben, eine LWIR-Kamera vom Typ FLIR X6901sc SLS mit einem Kurzpassfilter mit einer Grenzwellenlänge von

8,7  $\mu\text{m}$  zusätzlich aufgebaut und zu dem MWIR-Stereokameraaufbau einkalibriert. Um beide Projektionstechniken anhand eines Metalls zu testen, wurde ein Titan-Trinkbecher als ein weiteres Messbeispiel gewählt. Titan ist im MWIR nicht transparent, sodass in diesem Fall 3D-Ergebnisse generiert und verglichen werden konnten.

#### Polykristalliner Magnesium-Spinell ( $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ )

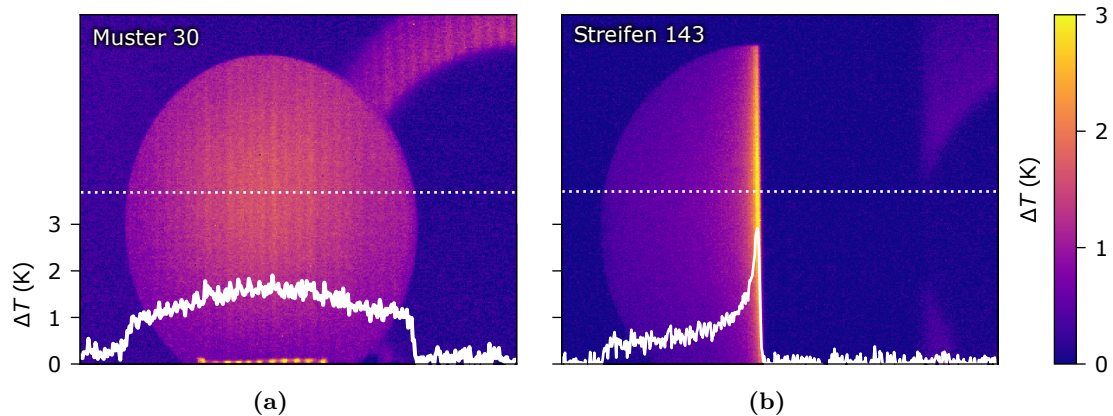
Um das Transparenzproblem für den Fall eines kreisrunden polykristallinen Magnesium-Spinells im MWIR zu verdeutlichen, wurden  $N = 30$  Multistreifenmuster mittels der Metallmaske #2 projiziert. Gleichzeitig wurden Wärmebilder der rechten MWIR-Kamera und der zusätzlichen LWIR-Kamera aufgenommen (siehe Abb. 6.2). Nicht nur das Messobjekt, sondern auch die dahinterliegende Wand wird bestrahlt und absorbiert die Laserstrahlung. An den markierten Abschattungen durch die  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ -Scheibe (siehe Kreisbogen mit gestrichelter weißer Linie in beiden Bildern) ist erkennbar, dass das Material für die Projektionswellenlänge von 10,6  $\mu\text{m}$  nicht transmissiv ist. Die Wand emittiert Wärmestrahlung, welche direkt in die Kameras gelangt (in beiden Bildern oben rechts). Aufgrund der hohen Transparenz von Magnesium-Spinell im MWIR, ist im Gegensatz zum Streifenmuster auf der Oberfläche des Materials das Streifenmuster der Wand auch durch die Spinell-Scheibe erkennbar. Der Reflex der linken MWIR-Kamera weist zudem auf eine hohe Reflektivität im MWIR hin. Im LWIR sieht das Kamerabild grundlegend verschieden aus. Das Streifenmuster der Wand ist nicht durch die Scheibe beobachtbar. Stattdessen kann ein schwaches Streifenmuster auf der Spinell-Oberfläche erkannt werden. Reflexe an der Oberfläche sind nicht sichtbar. Demzufolge eignen



**Abbildung 6.2:** Kamerabilder für die Bestrahlung einer Magnesium-Spinell-Scheibe mit  $t_{\text{irr}} = 1 \text{ s}$  und  $N = 30$  Multistreifenmuster: (a) Aufnahme der rechten MWIR-Kamera und (b) Aufnahme der LWIR-Kamera.

sich LWIR-Kamerabilder, um die Wärmeverteilung auf der Oberfläche des Magnesium-Spinells aufzunehmen und Temperaturkontraste zu analysieren.

Abbildung 6.3 zeigt LWIR-Kamerabilder für die Multistreifenprojektion und die sequenzielle Streifenprojektion. Im linken Bild ist das Streifenmuster nur ansatzweise beobachtbar. Der Temperaturkontrast ist mit  $T_C = 0,1$  K minimal höher als das Kamerarauschen<sup>1</sup>.



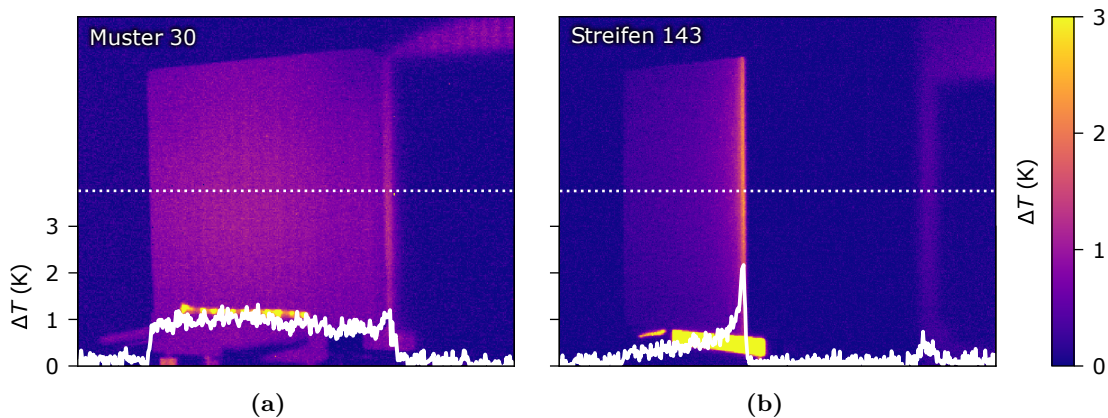
**Abbildung 6.3:** LWIR-Kamerabilder einer Magnesium-Spinell-Scheibe für (a) Multistreifenprojektion ( $N = 30$ ,  $t_{\text{irr}} = 1$  s) und (b) sequenzielle Streifenprojektion ( $N = 250$ ,  $t_{\text{irr}} = 7,5$  ms).

Im Fall der sequenziellen Streifenprojektion ist ein ausreichend hoher Temperaturkontrast von  $T_C = 3$  K und garantierter Temperaturgradient von  $(\nabla T)_{\text{garantiert}} = 2,8$  Kmm<sup>-1</sup> festzustellen. Damit ist davon auszugehen, dass trotz der hohen Wärmeleitfähigkeit mit zwei LWIR-Kameras in Stereoanordnung diese Magnesium-Spinell-Scheibe mit sequenzieller Streifenprojektion innerhalb weniger Sekunden dreidimensional vermessbar ist.

### Polykristallines Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Die Wärmeleitfähigkeit von polykristallinem Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ist um einen Faktor 2 höher als die von polykristallinem Magnesium-Spinell MgAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>. Analog zum Magnesium-Spinell wurde eine Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Scheibe mit Multistreifenprojektion und sequenzielle Streifenprojektion bestrahlt. Beispiel-LWIR-Kamerabilder mit Profilschnitten sind in Abb. 6.4 dargestellt. Es ist festzustellen, dass aufgrund der höheren Wärmeleitfähigkeit der Temperaturkontrast mit beiden Projektionsmethoden geringer als beim Magnesium-Spinell ausfällt. In der linken Aufnahme sind nur besonders breite Streifen schwach erkennbar aber nicht dreidimensional auswertbar. Im Fall der sequenziellen Streifenprojektion beträgt der Temperaturkontrast 2 K und der garantierte Temperaturgradient 1,9 Kmm<sup>-1</sup>. Mit

<sup>1</sup> Die NETD der LWIR-Kamera im verwendeten Messbereich und bei Raumtemperatur wird vom Hersteller mit 40 mK [83] angegeben. Durch den Einsatz eines Kurzpassfilters mit einer Grenzwellenlänge von 8,7 μm erhöht sich dieser Wert auf 72 mK bei einer Integrationszeit von 0,4 ms und bei Raumtemperatur.



**Abbildung 6.4:** LWIR-Kamerabilder einer  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Scheibe für (a) Multistreifenprojektion ( $N = 30$ ,  $t_{\text{irr}} = 1$  s) und (b) sequenzielle Streifenprojektion ( $N = 250$ ,  $t_{\text{irr}} = 7,5$  ms).

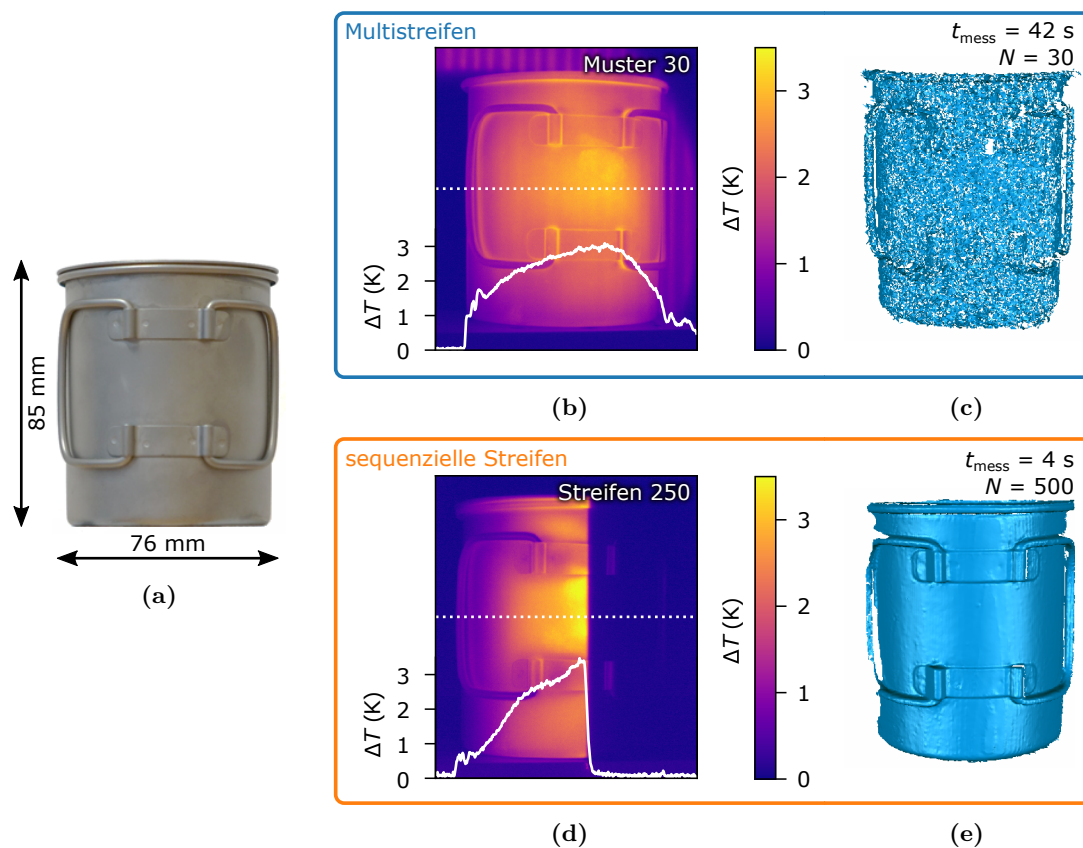
diesen Werten für das polykristalline  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ist ebenfalls davon auszugehen, dass mit sequenzieller Streifenprojektion und zwei LWIR-Kameras in Stereoanordnung dieses Material innerhalb weniger Sekunden dreidimensional vermessbar ist.

#### Titan-Trinkbecher

Um beide Projektionstechniken anhand eines Metallobjekts mit hoher Wärmeleitfähigkeit zu vergleichen, wurde ein Titan-Trinkbecher mit beiden Projektionstechniken vermessen. Titan ist im MWIR nicht transparent wodurch die Oberflächentemperatur mit MWIR-Kameras beobachtet werden kann. Abbildung 6.5 zeigt ein Foto sowie MWIR-Kamerabilder und die rekonstruierten 3D-Ergebnisse. Im Fall der Multistreifenprojektion ist auf der Tasse ein sehr schwach ausgeprägtes Streifenmuster erkennbar. Das dazugehörige 3D-Ergebnis liefert kein zusammenhängendes flächiges 3D-Modell, sondern stark verrauschte und voneinander getrennte Flächenelemente, welche nur die Kontur des Bechers erahnen lassen. Im Gegensatz dazu liefert die sequenzielle Streifenprojektion einen Temperaturkontrast von  $T_C = 3,2$  K und einen garantierten Temperaturgradienten von  $(\nabla T)_{\text{garantiert}} = 3,0$   $\text{Kmm}^{-1}$ . Damit lässt sich die Form des Titan-Bechers in einer Messzeit von 4 s in hoher Qualität dreidimensional rekonstruieren.

## 6.2 Geometrie

Eine wesentliche Größe der Objektgeometrie gerade im Hinblick auf die thermische Diffusion in die Tiefe des Messobjekts ist die Material- bzw. Objektstärke. In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Stärke auf die Temperaturverteilung bei der sequenziellen Streifenprojektion untersucht. Dabei wird der Übergang von einem 3D-Objekt hin zu einem 2,5D-Objekt anhand von planparallelen Glasplatten mit einer Abmessung von  $100 \times 100$   $\text{mm}^2$  und unterschiedlichen Stärken im Bereich von 500  $\mu\text{m}$  bis 30  $\mu\text{m}$  betrachtet. Von der Schott AG wurden für diese Untersuchung dünne Borosilikatglasplatten (30...500  $\mu\text{m}$ )



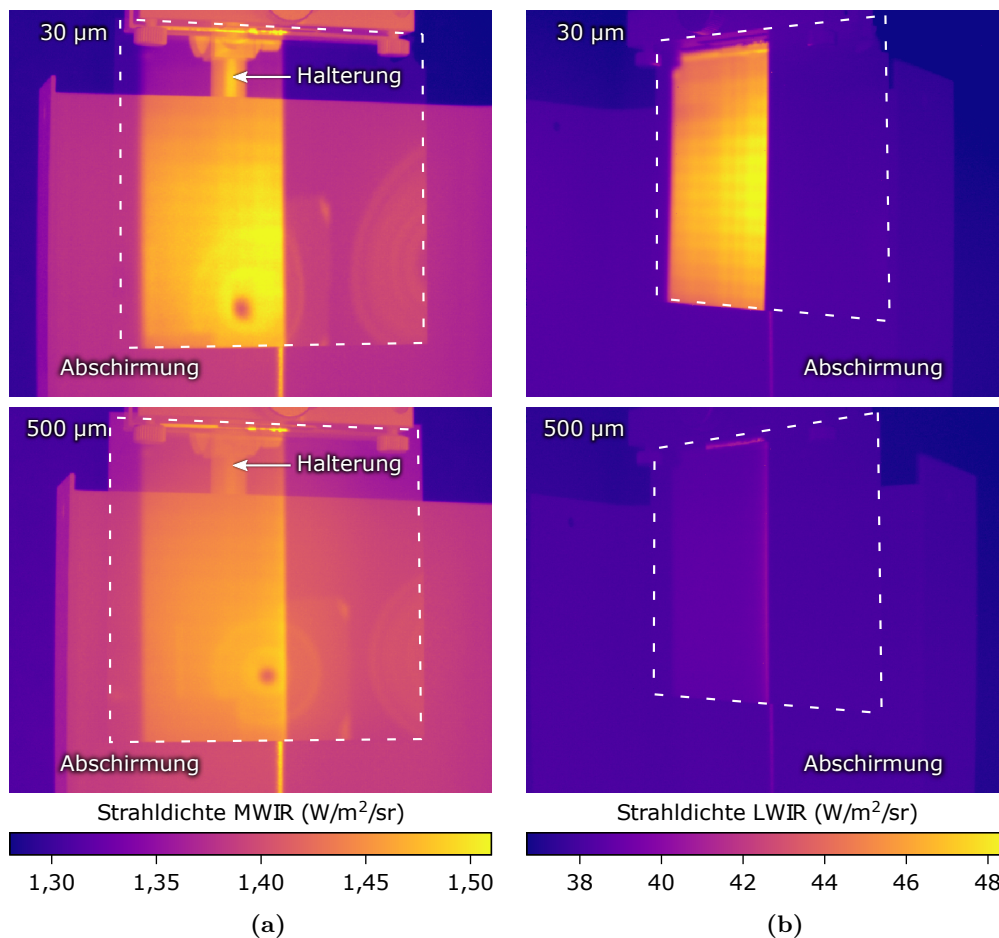
**Abbildung 6.5:** 3D-Messbeispiel eines Titan-Trinkbechers: (a) Foto; obere Zeile: Multi-streifenprojektion ( $N = 30$ ,  $t_{\text{irr}} = 1$  s) mit (b) Ausschnitt eines MWIR-Kamerabilds und (c) rekonstruiertes 3D-Ergebnis; untere Zeile: sequenzielle Streifenprojektion ( $N = 500$ ,  $t_{\text{irr}} = 7,5$  ms) mit (d) Ausschnitt eines MWIR-Kamerabilds und (e) rekonstruiertes 3D-Ergebnis.

mit der Bezeichnung D 263<sup>®</sup> T [107] zur Verfügung gestellt.

Auf einer Breite von 60 mm wurden die Platten mit einer Sequenzlänge  $N = 100$  bei einer Streifenbreite von 1,3 mm und einer Bestrahlungsdauer von  $t_{\text{irr}} = 2,5$  ms sowie einer Translationsdauer von  $t_{\text{trans}} = 5,5$  ms bestrahlt<sup>1</sup>. Analog zur Untersuchung der transparenten Keramiken (siehe Abschnitt 6.1.2) wurde in dieser Untersuchung ebenfalls die zusätzliche LWIR-Kamera eingesetzt. Abbildung 6.6 zeigt Beispielkamerabilder der linken MWIR- und der LWIR-Kamera zur 70. von 100 Bestrahlungen.

In den MWIR-Bildern kann die Befestigungsstange der Halterung als auch die Abschirmung durch die Glasplatten hindurchgesehen werden. Außerdem ist im linken Kamerabild ein Reflex der rechten Kamera an der Oberfläche der Glasplatte erkennbar. Im MWIR sind demzufolge die dünnen Glasplatten teiltransparent und die Oberfläche reflektiert

<sup>1</sup> Die Bestrahlungsdauer wurde aufgrund hoher zu erwartender Temperaturanstiege bei dünnen Materialien auf 2,5 ms reduziert und entsprechend die Translationsdauer auf 5,5 ms erhöht. Dadurch konnte eine Sequenzdauer mit 8 ms beibehalten werden.



**Abbildung 6.6:** Beispielkamerabilder zur 70. von 100 Bestrahlungen für unterschiedliche Glasdicken (a) der linken MWIR-Kamera und (b) der LWIR-Kamera. Die weiße gestrichelte Umrandung markiert die Glasplatte. Eine Abschirmung sorgt dafür, dass die Glasplatte durch eventuelle Luftzirkulationen nicht beeinflusst wird.

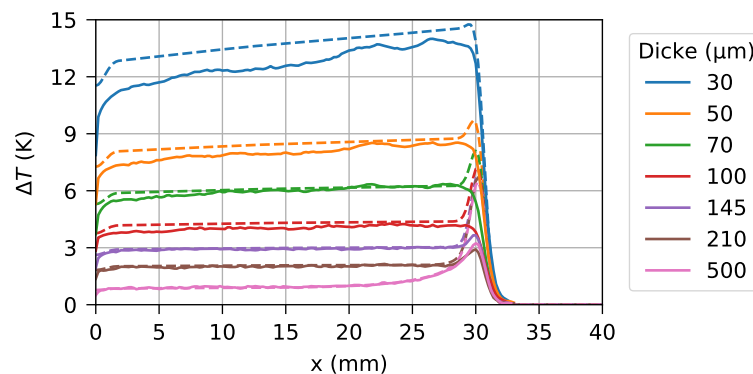
die Wärmestrahlung aus der Umgebung zum Teil in die Kameras. Im LWIR ist selbst die dünnste Glasplatte opak und es sind keine Oberflächenreflexe zu beobachten. Obwohl die dünnste Glasplatte wesentlich wärmer wird als die 500 µm dicke Glasplatte, fällt der Strahldichteunterschied aufgrund der Transparenzeigenschaften im MWIR deutlich geringer als im LWIR aus.

Trotz der Teiltransparenz lässt sich die Position der Glasplatte bestimmen. Genauigkeitsuntersuchungen mittels Ebenenfit und Bestimmung der Standardabweichung sind nicht sinnvoll, weil die dünnen Glasplatten nicht formstabil sind und sich aufgrund der Einspannung am oberen Ende bereits verformt haben. Weiterhin konnte beobachtet werden, dass sich vor allem die dünnsten Glasplatten aufgrund thermischer Spannung während der Messung minimal deformiert haben. Dies war anhand einer „Bewegung“ des Kamerareflexes im MWIR-Kamerabild zu beobachten.

Aus den Strahldichtewerten der LWIR-Kamera und einer vorangegangenen radio-



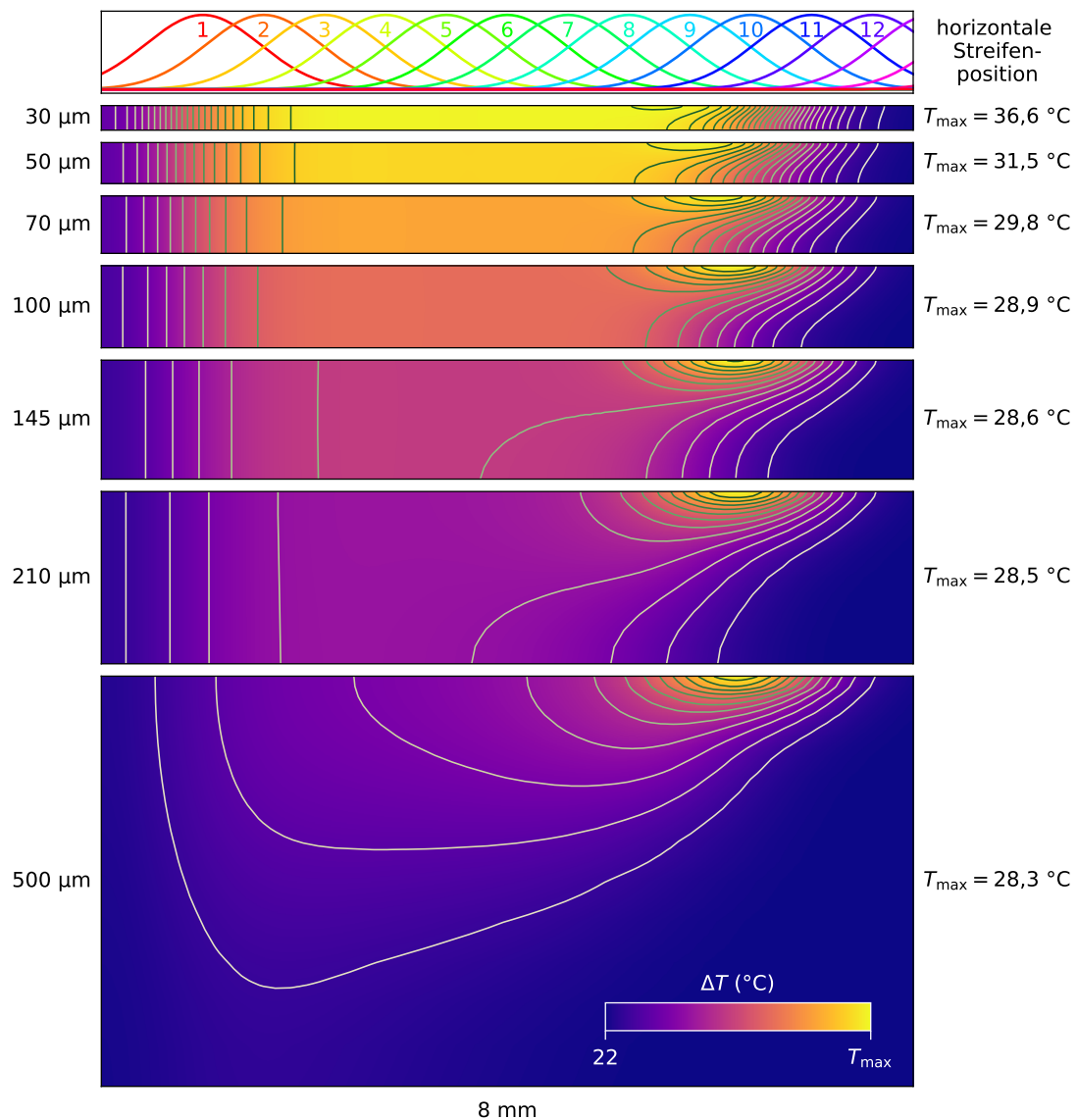
metrischen Kalibrierung wurden die Oberflächentemperaturen experimentell ermittelt. Mithilfe des in Kapitel 4 vorgestellten Simulationsprogramms wurden die Temperaturen an der Oberfläche ebenfalls simuliert. Dafür wurden die Parameter aus Tabelle 4.1 aber eine Dichte von  $2510 \text{ kgm}^{-3}$  (D 263<sup>®</sup> T) eingesetzt. In der Simulation wurde eine Breite von 40 mm statt der im Experiment untersuchten 60 mm betrachtet, wobei die Streifendichte in Simulation und Experiment gleich hoch ist (100 Streifen auf 60 mm). Abbildung 6.7 zeigt gemessene und simulierte horizontale Temperaturanstiegsprofile für die verschiedenen Plattendicken zwischen 30  $\mu\text{m}$  und 500  $\mu\text{m}$ . Es ist zu beobachten, dass mit abnehmender Dicke der Temperaturanstieg stark zunimmt.



**Abbildung 6.7:** Horizontale Profile der Anstiege der Oberflächentemperatur in Abhängigkeit von der Materialdicke von planparallelen Borosilikatgläsern nach 50 von 100 Bestrahlungen. Die durchgezogene Linie zeigt die mit einer LWIR-Kamera gemessenen Temperaturanstiege wohingegen die gestrichelte Linie simulierte Werte zeigt.

Im Gegensatz zu den Messdaten aus den Wärmebildern lässt sich mit dem Simulationsprogramm nicht nur die Temperaturverteilung auf der Oberfläche, sondern auch in der Tiefe des Materials analysieren. Dazu wurde mit gleicher Streifendichte wie im Experiment aber nur auf einer Breite von 8 mm die Bestrahlung simuliert. Abbildung 6.8 zeigt die Temperaturverteilung (Schnitt in Tiefe und horizontaler Richtung) für verschiedene Glasdicken zum Ende der 10. Bestrahlung und in Abb. 6.9 ist die Zeitentwicklung über 10 Projektionen für die dünnste (30  $\mu\text{m}$ ) und dickste Glasplatte (500  $\mu\text{m}$ ) gezeigt.

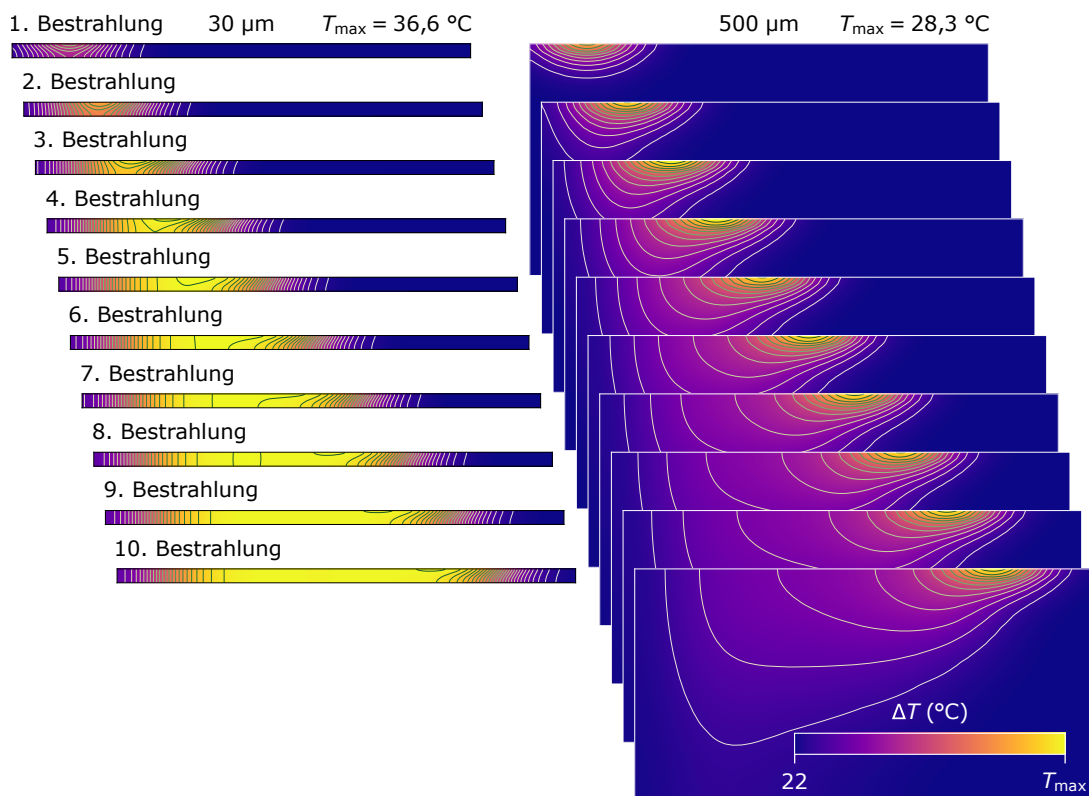
Für die dickeren Platten (bis 100  $\mu\text{m}$ ) erkennt man noch deutlich ein Maximum im horizontalen Schnitt. Bei geringeren Dicken nimmt der Temperaturgradient in der Nähe des Maximums auf der zu vorherigen Projektionen zugewandten Seite deutlich ab. Das Maximum der Temperatur verschiebt sich mit abnehmender Dicke entgegen der Scanrichtung (siehe Abb. 6.8). Je dünner die Glasplatte ist, desto kürzer ist die Zeit, die die Wärme benötigt, um von der Vorder- bis zur Rückseite zu diffundieren. Dadurch ergibt sich ein Wärmestau und die Temperatur im Volumen und an der Oberfläche steigt stärker an. Nach der Bestrahlung baut sich das Maximum bei dickeren Glasplatten aufgrund der thermischen Diffusion in die Tiefe schnell ab. Bei dünneren Glasplatten ist



**Abbildung 6.8:** Simulierte Temperaturverteilungen von der Ober- bis zur Rückfläche der planparallelen Glasplatten verschiedener Dicke zum Ende der 10. Bestrahlung. Die horizontalen Positionen der sequenziellen Streifen sind oben dargestellt. Die lineare Farbskala ändert sich für jede Dicke entsprechend der rechts angegebenen Maximaltemperatur  $T_{\max}$ .

eine homogene Temperaturverteilung in die Tiefe nach sehr kurzer Zeit erreicht und die Abkühlung der Oberfläche erfolgt nur aufgrund von Wärmeverlusten an der Vorder- und Rückseite. Die Abkühlrate (siehe räumlichen Gradienten in bereits bestrahlten Bereichen in Abb. 6.7) nimmt wiederum mit abnehmender Dicke zu. Das liegt zum einen an dem höheren Temperaturunterschied zwischen Oberfläche und Umgebung aber auch an einem größeren Oberflächen-Volumen-Verhältnis.

Für genaue 3D-Vermessungen wird ein hoher Temperaturkontrast bzw. -gradient benötigt. Beide Größen nehmen mit abnehmender Materialdicke deutlich zu. Damit



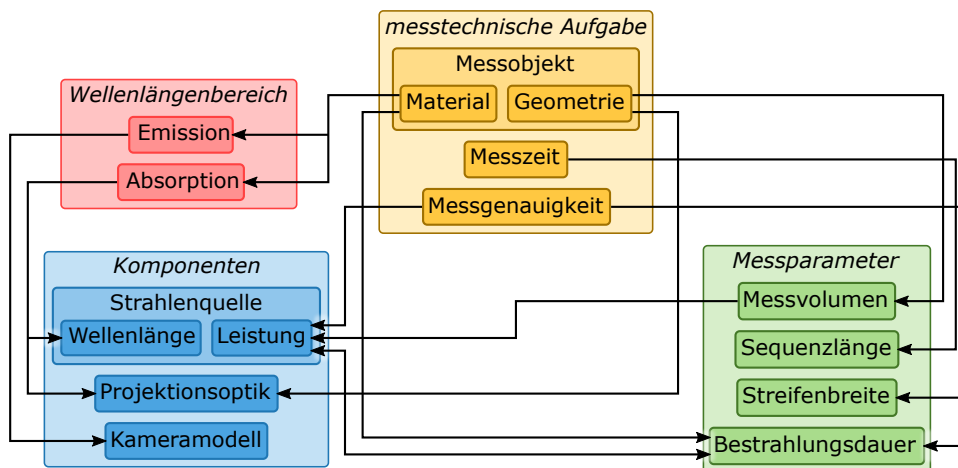
**Abbildung 6.9:** Simulierte zeitliche Entwicklung über 10 Bestrahlungen der Temperaturverteilungen von der Ober- bis zur Rückfläche der planparallelen Glasplatten der Dicke 30 (links) bzw. 500 µm (rechts). Die Farbskala ändert sich für beide Dicken entsprechend der oben angegebenen Maximaltemperatur  $T_{\max}$ .

steigt die Messgenauigkeit bzw. kann die Bestrahlungsdauer reduziert werden, um einen ausreichend hohen Temperaturkontrast bzw. -gradienten zu erhalten. Dünne Objekte können demzufolge genauer und schneller als dickere Objekte vermessen werden. Um bei dünnen Objekten einer möglichen Brandgefahr oder Verformung vorzubeugen, sollten die Laserleistung und/oder die Bestrahlungsdauer reduziert werden.

# KAPITEL 7

## Demonstratorentwicklung und Sensorcharakterisierung

Um für eine konkrete Messanwendung einen thermischen 3D-Sensor zu entwickeln, muss man die Abhängigkeiten zwischen der messtechnischen Aufgabe, den daraus abzuleitenden Wellenlängenbereichen, die zu verwendenden Komponenten und den Messparametern verstehen und diese vier Bereiche gut aufeinander abstimmen. Abb. 7.1 stellt die wesentlichen Zusammenhänge dar.



**Abbildung 7.1:** Überblick über die Zusammenhänge zwischen der messtechnischen Aufgabe, der Wellenlängenbereiche, der verwendeten Komponenten und der Messparameter für thermische 3D-Sensoren basierend auf der sequenziellen Streifenprojektion.

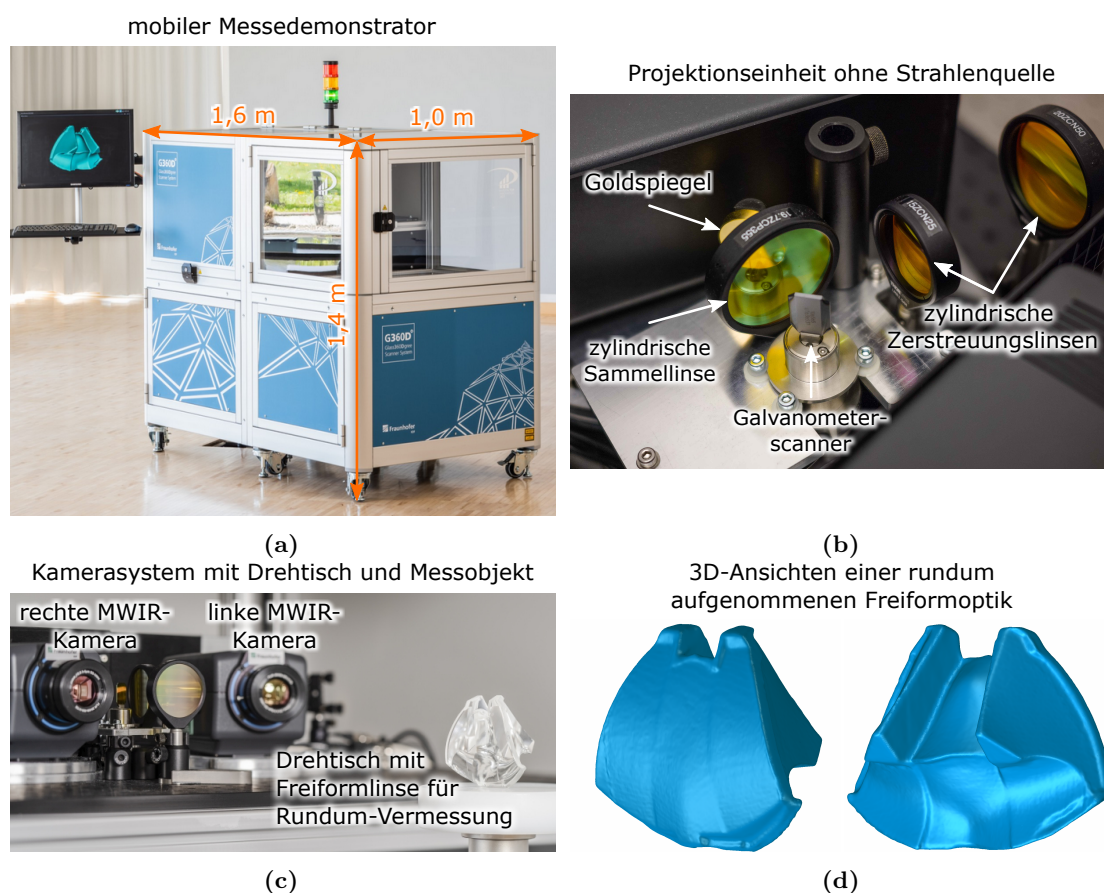
Die messtechnische Aufgabe wird durch das Messobjekt, die maximal zur Verfügung stehende Messzeit und die gewünschte Messgenauigkeit definiert. Aus dem Objektmaterial leiten sich die Wellenlängenbereiche für die Absorption und Emission ab (siehe Abschnitt 2.5), welche direkt Einfluss auf die Komponenten Strahlenquelle (siehe Abschnitt 2.6), Projektionsoptik (siehe Abschnitt 2.7) und Kameramodell (siehe Abschnitt 2.8.4) haben. Die optimalen Messparameter (Abschnitt 5.2) sind abhängig vom Messobjekt (siehe Abschnitt 6.1 und 6.2), der Messzeit und -genauigkeit sowie von den gewählten Komponenten wie der Leistung der Strahlenquelle.

Das in dieser Arbeit neu entwickelte Projektionsprinzip der sequenziellen IR-Streifenprojektion für einen thermischen 3D-Sensor wurde unter Koordination des Autors an der Abteilung Bildgebung und Sensorik am Fraunhofer IOF für Präsentationszwecke in einem mobilen Demonstrator unter Berücksichtigung der Zusammenhänge in Abb. 7.1

umgesetzt. Das System ermöglicht erstmals die Vorteile schneller, optischer und berührungsloser Messtechnik auf nicht-kooperative Objekte anzuwenden und Ergebnisse in Echtzeit zu liefern. Der Demonstrator wird ebenfalls für Untersuchungen zum Einsatz für Handhabung, Qualitätssicherung und für Anwendungen im Einzelhandel bei Projektpartnern des Fraunhofer IOF verwendet. In diesem Kapitel wird der Demonstrator kurz beschrieben und wesentliche Ergebnisse der Charakterisierungsmessungen nach VDI/VDE 2634 Blatt 2 gezeigt.

## 7.1 Beschreibung Demonstrator

Abbildung 7.2 zeigt ein Foto des transportfähigen Demonstrators. Um eine hohe Flexibilität im Messobjektraum (Drehtisch, Roboterinteraktion, Fließband usw.) zu gewährleisten, wurde der Demonstrator von Grund auf modular design. Messobjektraum (vorderer, oberer Bereich mit im VIS transparenter Laserschutzverglasung) und Sensormodul (hinterer, oberer Bereich) mit gesamter Steuerung und Elektronik (unterer Bereich) sind



**Abbildung 7.2:** MWIR-3D-Demonstrator basierend auf sequenzieller Streifenprojektion: (a) mobiler Messedemonstrator, (b) Projektionseinheit ohne Strahlenquelle, (c) Kamerasystem mit Drehtisch und Messobjekt und (d) zwei 3D-Ansichten einer rundum aufgenommenen Freiformlinse. Die Fotos wurden mit freundlicher Genehmigung vom Fraunhofer IOF zur Verfügung gestellt.

voneinander räumlich getrennt.

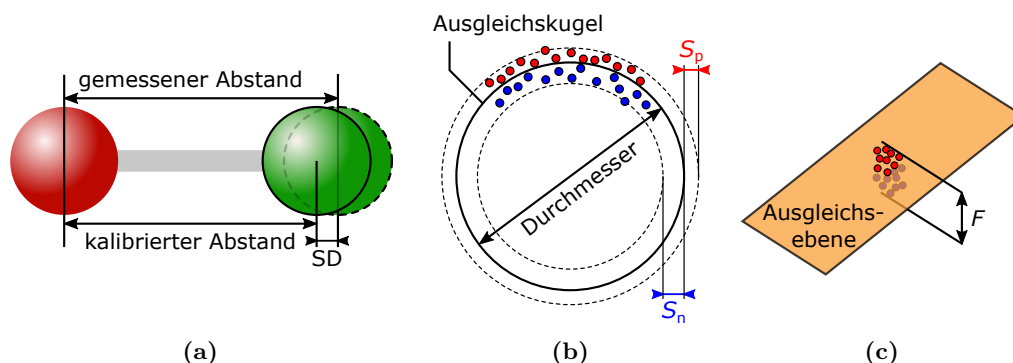
Die verwendeten Komponenten für den Sensor sind im Wesentlichen die gleichen wie im gezeigten Laboraufbau in Abb. 5.1. Die Anordnung und Abstände der Komponenten wurden jedoch für den Demonstrator angepasst. In der aktuellen Version des Demonstrators ist ein Drehtisch für Rundum-Vermessungen von Objekten eingebaut. Die Außenmaße des Demonstrators betragen:  $1,6 \times 1,4 \times 1,0 \text{ m}^3$  (Breite  $\times$  Höhe  $\times$  Tiefe).

## 7.2 Sensorcharakterisierung

Die Sensorcharakterisierung wurde nach „VDI/VDE 2634 Blatt 2 Optische 3-D-Messsysteme, Bildgebende Systeme mit flächenhafter Antastung“ [108] mit den Kenngrößen Kugelabstandsabweichung, Antastabweichung und Ebenheitsmessabweichung durchgeführt. Diese Richtlinie wurde ursprünglich für herkömmliche Sensoren im VIS verfasst und für aktive Sensoren vom VIS über das NIR bis hin zum SWIR herangezogen [109–111]. Als Prüfkörper werden Kugeln, Kugelstäbe und Quader aus Keramik, Stahl oder anderem geeigneten Material mit diffus streuender Oberfläche verwendet [108].

Dabei sind die Kenngrößen wie folgt definiert [108]. Die Kugelabstandsabweichung  $SD$  ist die Differenz zwischen dem gemessenen und dem kalibrierten Abstand der Mittelpunkte zweier Kugeln eines Kugelstabs (siehe Abb. 7.3(a)). Die Antastabweichung  $P_F$  berechnet sich als die Spanne der radialen Abstände  $P_F = S_p + S_n$  der Messpunkte von einer Ausgleichskugel, welche nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bei freiem Radius bestimmt wird (siehe Abb. 7.3(b)). Als Ebenheitsmessabweichung  $F$  wird die Spanne der vorzeichenbehafteten Abstände der Messpunkte von einer Ausgleichsebene definiert (siehe Abb. 7.3(c)). Die Ausgleichsebene wird ebenfalls nach der Methode der kleinsten Fehlerquadratsumme ermittelt.

Für 3D-Sensoren mit Musterprojektion und Stereobildaufnahme im thermischen IR gibt es bisher keine Richtlinien. Prüfkörper im thermischen IR müssen die Eigenschaft



**Abbildung 7.3:** Veranschaulichungen zu den Definitionen der Kenngrößen der Sensorcharakterisierung (a) Kugelabstandsabweichung, (b) Antastabweichung und (c) Ebenheitsmessabweichung.

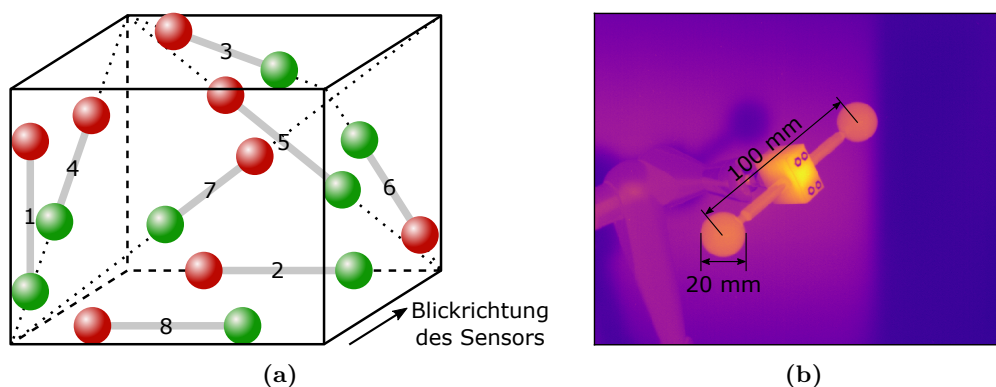
aufweisen, dass sie die projizierten Muster absorbieren, in Wärme umwandeln und im Bereich der Sensitivität der Wärmebildkameras möglichst als Lambert'scher Strahler emittieren. Der Autor dieser Arbeit hat für die Charakterisierung Prüfkörper aus Borosilikatglas gewählt. Damit haben die nachfolgend präsentierten Ergebnisse streng genommen nur für dieses Material Gültigkeit. Abgesehen von den bestimmten Charakterisierungswerten ist auch die Konstanz der Messqualität über das ganze Messvolumen interessant. Auch wenn der Demonstrator grundsätzlich für Rundum-Vermessung vorgesehen ist, werden in der Charakterisierung nach [108] nur 3D-Einzelansichten betrachtet.

Die Charakterisierung wurde für die in Tabelle 7.1 angegebenen Parameter durchgeführt. Messungen bei der gewählten schmalen Streifenbreite von 1,3 mm und in Messzeiten unter 1,5 s ( $N < 188$ ) würden keine optimalen Ergebnisse liefern, weil die Streifen voneinander getrennt wären und somit nicht das komplette Messvolumen bestrahlt würde. Um dennoch kürzere Messzeiten zu realisieren, sollte ein breiterer Streifen über die Anpassung der Position der Linse 1 (siehe Abb. 5.1) und/oder der Brennweite eingestellt werden. Alle Messungen wurden zehnmal wiederholt. In den Ergebnisgrafiken werden die Mittelwerte als Balken und die Standardabweichungen als Fehlerintervall gezeigt.

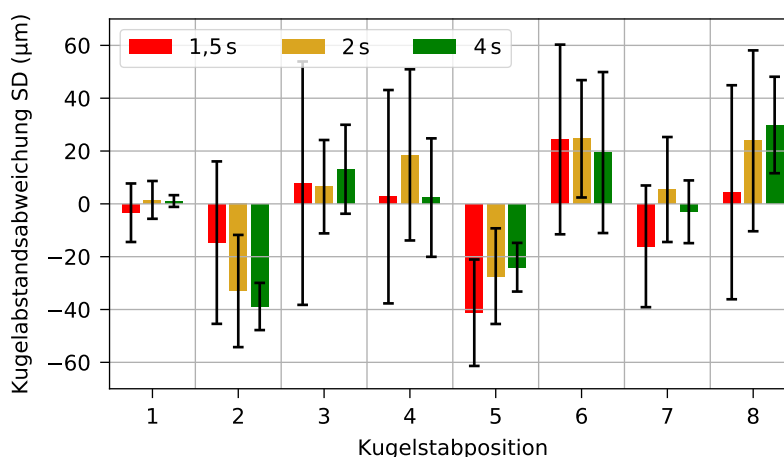
**Tabelle 7.1:** Betriebsparameter des Demonstrators für die Charakterisierung.

Parameter	Wert
Messvolumen (Breite $\times$ Höhe $\times$ Tiefe)	$160 \times 135 \times 100 \text{ mm}^3$
minimaler Abstand zum Sensor	470 mm
Sequenzdauer $t_{\text{seq}}$	8 ms
Integrationszeit $t_{\text{int}}$	7,8 ms
Bestrahlungsdauer $t_{\text{irr}}$	7,5 ms
Messzeit $t_{\text{mess}}$ (Sequenzlänge $N$ )	1,5 s, 2 s, 4 s (188, 250, 500)
Streifenbreite $d_{\text{hor}}$	1,3 mm
Kameraauflösung	$640 \times 512 \text{ px}$
Wellenlänge der projizierten Strahlung	10,6 $\mu\text{m}$
Wellenlänge der aufgenommenen Strahlung	3...5 $\mu\text{m}$
mittlere Basislänge	211 mm
mittlerer Triangulationswinkel	22,6°
mittlerer 3D-Datenpunkt Abstand	in horizontaler und vertikaler Richtung 0,3 mm

Abbildung 7.4 zeigt die Position des Kugelstabs im Messvolumen und ein Beispielkameranabild. Die Borosilikatglaskugeln des kalibrierten Kugelstabs haben einen Abstand von 100 mm (Mittelpunkt zu Mittelpunkt) und einen Durchmesser von 20 mm. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.5 für die drei Messzeiten dargestellt. Der Kugelabstand und damit die



**Abbildung 7.4:** (a) Verteilung der Kugelstabpositionen im Messvolumen (Kugel 1: rot, Kugel 2: grün) und (b) Kamerabild von linker Wärmebildkamera mit Kugelstab in Position 7.



**Abbildung 7.5:** Kugelabstandsabweichung SD für acht verschiedene Kugelstabpositionen und Messzeiten.

Längenmessung weicht über das gesamte Volumen um einen Wert von  $\pm 40 \mu\text{m}$  ab.

Die gleichen Messungen wurden verwendet, um die Antastabweichung zu bestimmen. Abbildung 7.6 zeigt die Ergebnisse dieser Auswertung für zehn ausgewählte Positionen der Kugeln des Kugelstabs. Die Erhöhung der Messzeit führt zu deutlichen Verbesserungen ( $< 430 \mu\text{m}$  für 1,5 s,  $< 230 \mu\text{m}$  für 2 s,  $< 140 \mu\text{m}$  für 4 s).

Die Ebenheitsmessabweichung wurde an sechs verschiedenen Positionen im Messvolumen bestimmt (siehe Abb. 7.7). Dafür wurde eine Borosilikatglasplatte mit einem Durchmesser von 150 mm und einer Dicke von 10 mm gewählt. Ausgewertet wurde jeweils eine Fläche von  $125 \times 54 \text{ mm}^2$ . Die Ergebnisse sind in Abb. 7.8 für die drei Messzeiten dargestellt. Auch in dieser Untersuchung nehmen die Abweichungen mit zunehmender Messzeit ab ( $< 385 \mu\text{m}$  für 1,5 s,  $< 225 \mu\text{m}$  für 2 s,  $< 190 \mu\text{m}$  für 4 s).

Die Angabe der Spanne bezieht sich auf die Abweichung von Einzelpunkten und liefert immer den messstatistisch größten Wert. Um die Messgenauigkeit des Demonstrators in Bezug zu der in dieser Arbeit verwendeten 3D-Punkt-Standardabweichung zu setzen,



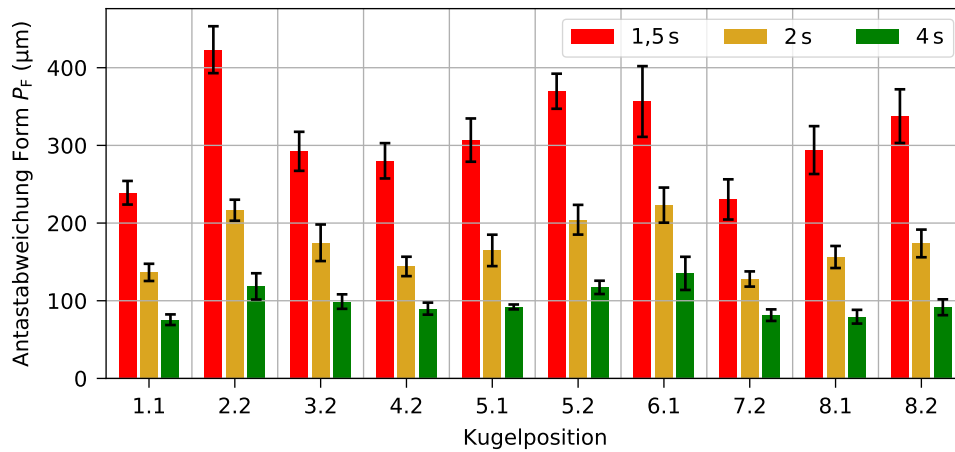


Abbildung 7.6: Antastabweichung  $P_F$  für zehn verschiedene Kugelpositionen und Messzeiten (Notation: „Kugelstapposition.Kugelnummer“).

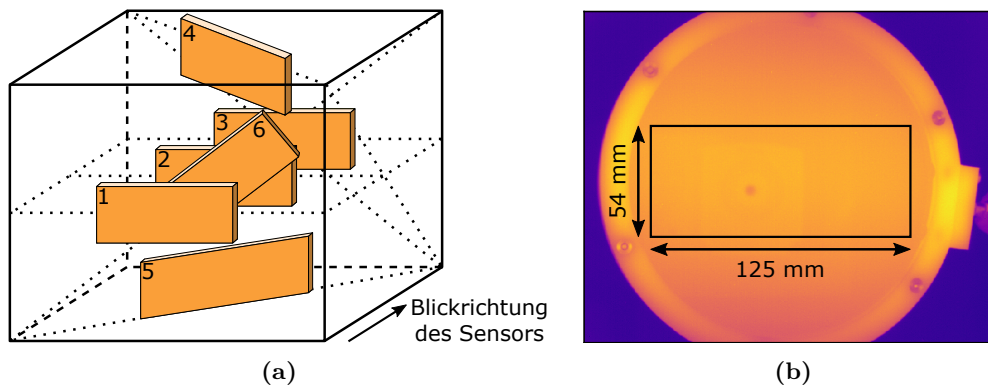


Abbildung 7.7: (a) Verteilung der Ebenenpositionen im Messvolumen und (b) Kamerabild von linker Wärmebildkamera mit Ebene in Position 2.

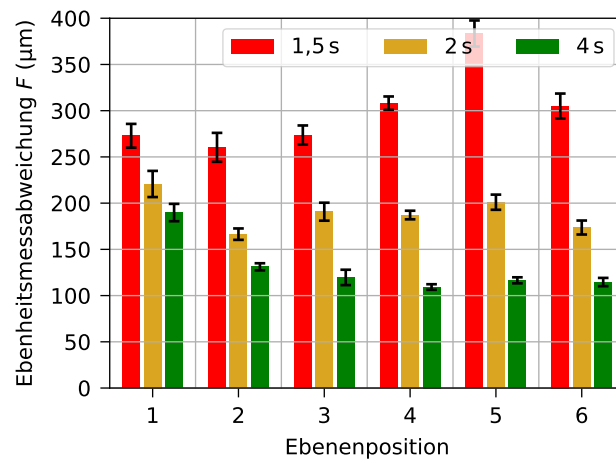
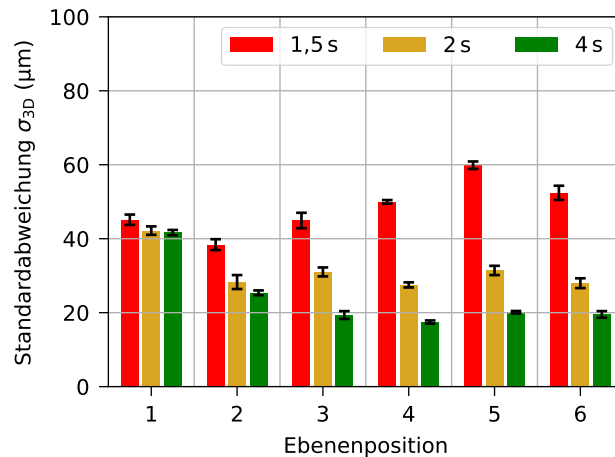


Abbildung 7.8: Ebenheitsmessabweichung  $F$  für sechs verschiedene Ebenenpositionen und Messzeiten.

wurden diese  $\sigma_{3D}$ -Werte für die Charakterisierungsmessungen auf einer Fläche von  $125 \times 54 \text{ mm}^2$  ebenfalls bestimmt (siehe Abb. 7.9). Für alle Messungen liegen die Werte unter  $60 \mu\text{m}$ . Mit Erhöhung der Messzeiten ergeben sich für alle Ebenenpositionen außer für die erste deutlich genauere Ergebnisse bis in den Bereich von  $20 \mu\text{m}$  und damit etwa einen Faktor 2 höher als die gezeigten Werte in Abb. 5.10 für eine Fläche von  $40 \times 40 \text{ mm}^2$ .



**Abbildung 7.9:** 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  von einer Ausgleichsebene (ausgewertete Fläche:  $125 \times 54 \text{ mm}^2$ ) für sechs verschiedene Ebenenpositionen und Messzeiten.

Um das lokale Rauschen in  $z$ -Richtung  $\sigma_\tau$  zu bestimmen, wurde für die Ebenenposition 2 die 3D-Punkt-Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  auf einer zentralen Fläche von  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  ausgewertet. Durch die sehr kleine Fläche wird erwartet, dass der systematische Fehler vernachlässigbar ist und nur das lokale Rauschen ermittelt wird. Es ergaben sich folgende Werte:  $22 \mu\text{m}$  für 1,5 s,  $14 \mu\text{m}$  für 2 s,  $7 \mu\text{m}$  für 4 s. Das zeitliche Rauschen in  $z$ -Richtung  $\sigma_\chi$  wurde als Standardabweichung des lokalen Rauschens über 30 Messwiederholungen bestimmt:  $3 \mu\text{m}$  für 1,5 s,  $2 \mu\text{m}$  für 2 s,  $1 \mu\text{m}$  für 4 s.

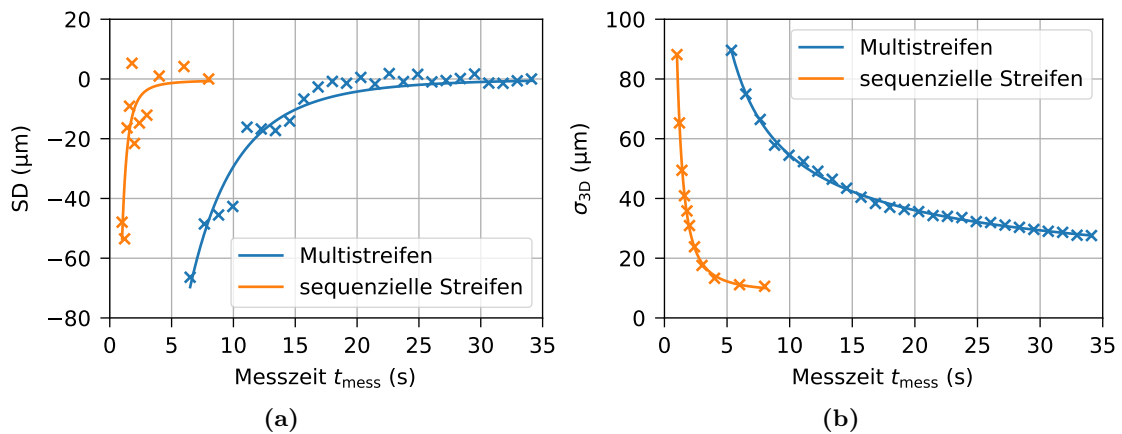
Der Demonstrator liefert zusammenfassend bewertet über das gesamte Messvolumen eine hohe 3D-Messqualität. Mit zunehmender Messzeit werden die Abweichungen und die Fehlerbalken kleiner. Für eine Messzeit von 4 s kann die Länge des Kugelstabs bis auf  $\pm 40 \mu\text{m}$ , die Antastabweichung von Kugeloberflächen bis auf  $140 \mu\text{m}$  und die Ebenheitsmessabweichung bis auf  $190 \mu\text{m}$  genau gemessen werden. Das lokale und zeitliche Rauschen liegt mit  $7 \mu\text{m}$  bzw.  $1 \mu\text{m}$  im einstelligen Mikrometerbereich.

### 7.3 Quantitativer Vergleich von Multistreifen- und sequenzieller Streifenprojektion

Bei der Multistreifenmethode fällt die Bestrahlungsstärke zu den horizontalen Rändern hin stark ab (siehe Abschnitt 5.3.1). Eine Sensorcharakterisierung würde in den Randbereichen zu sehr hohen Abweichungen führen und wäre damit für das vollständige Messfeld nicht sinnvoll. Um dennoch beide Messmethoden ergänzend zum Vergleich in

Abschnitt 5.3 gegenüberzustellen, wurden Messungen des Kugelstabs und einer Kugel im Zentrum des Messvolumens bei hoher Bestrahlungsstärke durchgeführt.

Abbildung 7.10(a) zeigt die Längenmessabweichung in Abhängigkeit von der Messzeit. Für beide Messmethoden ist zu erkennen, dass bei kurzen Messzeiten der Kugelabstand zu kurz gemessen wird. Im Fall der sequenziellen Streifentechnik wird nach nur 3 s und im Fall der Multistreifenmethode nach etwa 20 s ein stabiles Messergebnis erzielt. Die Abhängigkeit der 3D-Punkt-Standardabweichung von einer Ausgleichskugel von der Messzeit ist in Abb. 7.10(b) dargestellt. Die Kurven für beide Messtechniken verlaufen sehr ähnlich zu den Kurven der Ebenenmessung (siehe Abb. 5.10). Für die Multistreifenmethode werden nach 30 s Werte um  $30\ \mu\text{m}$  und für die sequenzielle Streifenmethode werden nach 5 s Werte um  $10\ \mu\text{m}$  erreicht.



**Abbildung 7.10:** Vergleich der Multistreifen- und sequenziellen Streifenmethode anhand (a) der Längenmessabweichung als Funktion der Messzeit für die Kugelstabposition 7 und (b) der 3D-Punkt-Standardabweichung von einer Ausgleichskugel als Funktion der Messzeit für Kugelposition 7.2 (Notation: „Kugelstabposition.Kugelnummer“).

# KAPITEL 8

---

## Zusammenfassung und Ausblick

---

### 8.1 Zusammenfassung

Nicht-kooperative Objekte, wie transparente Gläser, konnten bisher entweder nur nach vorheriger Oberflächenbehandlung mit konventionellen 3D-Sensoren im VIS und NIR, mittels spezieller Verfahren wie dem „Shape from Polarization“ oder dem „Shape from Fluorescence“ mit großen Einschränkungen in der Einsetzbarkeit oder mittels „Shape from Heating“ unter langen Messzeiten im zweistelligen Sekundenbereich und unzureichender Messgenauigkeit optisch dreidimensional erfasst werden. Das Ziel dieser Arbeit war es ein bestehendes Messsystem und dessen Wirkprinzipien beruhend auf dem „Shape from Heating“-Ansatz mit Multistreifenprojektion mithilfe eines zu erstellenden Simulationsmodells zu analysieren. Aus den gewonnenen Erkenntnissen sollte ein neuartiges Messprinzip entwickelt werden, sodass beispielsweise transparente Gläser in geschlossenen und echtzeitfähigen Prozessketten hochaufgelöst und genau dreidimensional erfasst werden können.

Zunächst wurde in dieser Arbeit auf die Grundlagen der 3D-Erfassung mittels aktiver Stereokamerasysteme eingegangen. Anschließend wurde das Messprinzip „Shape from Heating“ erläutert und die dafür benötigten physikalischen Grundlagen und Komponenten eines Laboraufbaus wie Strahlenquellen und Wärmebildkameras diskutiert. Es wurde auf die Besonderheiten der Kalibrierung eines thermischen Stereokamerasystems und die Korrespondenzsuche in Wärmebildern eingegangen.

Der MWIR-3D-Labora Aufbau basierend auf Multistreifenprojektion mittels einer Metallmaske und der dazugehörige Messablauf wurden beschrieben. Anhand von Messungen konnte festgestellt werden, dass die Qualität thermischer 3D-Messungen umso besser ist, je höher der Temperaturkontrast zwischen benachbarten kühlen und warmen Bereichen ist. Jedoch wirkt die thermische Diffusion dem Kontrastaufbau entgegen und begrenzt diesen. Das Messverfahren wurde hinsichtlich der Kameraintegrationszeit und der Bestrahlungsdauer optimiert. Bei gleicher Messqualität konnte die Messzeit somit um 30. . . 40 % reduziert werden.

Um Wechselwirkungen beim „Shape from Heating“-Verfahren besser zu verstehen und Maßnahmen zur Reduzierung der nachteilhaften und zur Ausnutzung der positiven Effekte abzuleiten, wurde eine Simulationsumgebung für den gesamten 3D-Messprozess

erstellt und experimentell verifiziert. Mithilfe dieses Simulationsmodells wurde das Kontrastlimit in Abhängigkeit von der Wärmeleitfähigkeit untersucht. Mit den verwendeten Komponenten sind Materialien mit Wärmeleitfähigkeiten größer  $5 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  mit der Multistreifenprojektion nicht zuverlässig dreidimensional erfassbar.

Mit höheren Bestrahlungsstärken der projizierten Muster kann die Messzeit reduziert, die 3D-Messqualität gesteigert und Materialien mit höheren Wärmeleitfähigkeiten vermessen werden. Um diese zu erreichen, wurde das neue Projektionsprinzip der sequenziellen Streifen entwickelt. Der Laserstrahl wird anstatt in flächenhafte Muster aufzuweiten nur auf lokal stark beschränkte Bereiche, insbesondere schmale Streifen, des Messobjekts projiziert. Mit der dadurch höheren Bestrahlungsstärke wird ein bestimmter Temperaturkontrast schneller erreicht. Diese Verkürzung der Bestrahlungsdauer hat zwei Ursachen: (1) Anstieg der Bestrahlungsstärke und (2) Reduzierung des kontrastmindernden Effekts der Wärmediffusion während der verkürzten Bestrahlungsdauer. Bei der experimentell realisierten Streifenbreite von 1,3 mm trägt die Ursache (2) einen Faktor 18 im Vergleich zum Gauß-Profil der Multistreifenprojektion bei. Damit überwindet die sequenzielle Streifenprojektion zwei Nachteile der Multistreifenprojektion: (1) es können höhere Kontraste erreicht werden und (2) um den gleichen Kontrast zu erhalten, ist eine um Größenordnungen kürzere Bestrahlungsdauer (Millisekunden- statt Sekundenbereich) möglich.

Das neue Projektionsprinzip wurde experimentell mit Goldspiegeln und ZnSe-Linsen für die Strahlformung und mit einem Galvanometerscanner für die Ablenkung der einzelnen Streifen über das Messfeld umgesetzt. Messergebnisse zeigen die höchste 3D-Messqualität bei der schmalsten realisierten Streifenbreite von 1,3 mm und der höchsten Bildrate von 125 Hz. Der Vergleich beider Projektionsprinzipien anhand einer ebenen Borosilikatglasplatte und eines faustförmigen Glasflakons zeigte eine Verbesserung der 3D-Messqualität (Faktor 2) bei gleichzeitiger Verkürzung der Messzeit um eine Größenordnung. Neben diesen Verbesserungen ist die neue Projektionstechnik kompakter, einfacher an die Messfeldgröße anpassbar und nutzt die Laserleistung wesentlich effizienter.

Die Objekteigenschaften beeinflussen die Messbarkeit und die Messgenauigkeit. Ausgehend von einem Parametersatz für ein Borosilikatglas wurde die Abhängigkeit des Temperaturkontrasts von den einzelnen Materialeigenschaften mit dem Simulationsmodell untersucht. Die komplexe Brechzahl bestimmt den Strahlungsanteil, welcher in oberflächennahen Schichten absorbiert wird und zum Temperaturkontrast beiträgt. Einen ausgeprägten Einfluss auf den Temperaturkontrast weist die Wärmeleitfähigkeit auf. Für die gewählten Messparameter der sequenziellen Streifenprojektion liegt die Grenze zur Messbarkeit bei  $40 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ . Anhand von drei Materialien mit Wärmeleitfähigkeiten im Bereich von  $15 \dots 30 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  wurde gezeigt, dass anstelle der Multistreifenprojektion

mit der sequenziellen Streifenprojektion ausreichend hohe Temperaturkontraste für eine 3D-Rekonstruktion erzielt werden können.

Zusätzlich zu den Materialeigenschaften spielt auch die Geometrie der Objekte eine entscheidende Rolle für den Temperaturkontrast. Hierzu wurde anhand von unterschiedlich dicken Glasplatten im Bereich von 500  $\mu\text{m}$  bis 30  $\mu\text{m}$  der Temperaturkontrast mit einer LWIR-Kamera betrachtet. Sowohl Experiment als auch Simulation zeigen, dass mit abnehmender Materialdicke der Temperaturkontrast auf der Oberfläche stark ansteigt. Damit kann für dünne Objekte die Messzeit verkürzt werden.

Von der Abteilung Bildgebung und Sensorik am Fraunhofer IOF wurde das Projektionsprinzip der sequenziellen IR-Streifenprojektion für einen thermischen 3D-Sensor für Präsentationszwecke in einem transportfähigen Demonstrator umgesetzt und auf Fach- und Weltleitmessungen, wie der Control oder der VISION, vorgestellt. Für die Sensorcharakterisierung dieses Demonstrators wurde die Richtlinie VDI/VDE 2634 Blatt 2 für herkömmliche Sensoren im VIS auf das thermische IR übertragen. Es wurden anstelle von Prüfkörpern aus Keramik oder Stahl ein Kugelstab mit Borosilikatglaskugeln sowie eine aus gleichem Material hergestellte Testebene gewählt. In der Charakterisierung wurde die 3D-Messqualität für drei verschiedene Messzeiten untersucht. Über das gesamte Messvolumen von  $160 \times 135 \times 100 \text{ mm}^3$  ergaben sich gleichmäßig gute Ergebnisse innerhalb der drei Messzeiten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der aus Vorarbeiten bestehende MWIR-3D-Sensor basierend auf der Projektion von IR-Multistreifenmustern weiterentwickelt. Mit dem neuartigen Projektionsprinzip der sequenziellen Streifen ist es erstmals gelungen einen echtzeitfähigen 3D-Sensor für nicht-kooperative Oberflächen aufzubauen. Neben der Verkürzung der Messzeiten um mindestens eine Größenordnung und Verbesserung der Messgenauigkeit, werden die erfassbaren Materialklassen hin zu Objekten mit höherer Wärmeleitfähigkeit und reflektierenden Oberflächen erweitert. Der vorgestellte Sensor ist somit das gegenwärtig weltweit schnellste und genaueste Messsystem für hochauflösende optische 3D-Formvermessung nicht-kooperativer Oberflächen.

## 8.2 Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden die Strahlenquelle und die Kameras aus den Voruntersuchungen beibehalten und ein neues Projektionsprinzip entwickelt. Für die Multistreifenprojektion mit Bestrahlungsdauern im Sekundenbereich war die zur Verfügung stehende Laserleistung die limitierende Größe für die Messgeschwindigkeit. Mit der Neuentwicklung hin zur Einzelstreifenprojektion wird die Sequenzdauer von 8 ms durch die Kamerabildrate von 125 Hz begrenzt. Um für eine weitere Reduzierung der Messzeit die Vorteile von Hochgeschwindigkeits-Wärmebildkameras mit Bildraten bis zu 1 kHz bei

Raumtemperatur zu nutzen, muss aufgrund des Planck'schen Strahlungsspektrums (siehe Abb. 2.8) die Bildaufnahme im LWIR stattfinden. Dafür könnten zwei Wärmebildkameras vom Typ FLIR X6901sc SLS ( $7,5 \dots 12 \mu\text{m}$ ) eingesetzt werden. Diese erfordern einen wirksamen Schutz vor der  $\text{CO}_2$ -Laserstrahlung bei  $10,6 \mu\text{m}$ . Während der experimentellen Phase dieser Arbeit standen Notchfilter für  $10,6 \mu\text{m}$  noch nicht zur Verfügung, wodurch erste Wärmebildaufnahmen nur mit einem Kurzpassfilter mit einer Grenzwellenlänge von  $8,7 \mu\text{m}$  durchgeführt werden konnten. In zukünftigen Untersuchungen könnten mit einem Kamerawechsel und einer damit verbundenen Verkürzung der Sequenzdauer auf  $1 \text{ ms}$  die 3D-Messzeit um eine weitere Größenordnung reduziert und im Bereich von einer Zehntelsekunde gemessen werden.

Um das Potenzial der Hochgeschwindigkeits-Wärmebildkameras vollständig auszuschöpfen und in den kurzen Bestrahlungsdauern von  $1 \text{ ms}$  (Laser würde während der Spiegelbewegung nicht ausgeschaltet) einen ausreichend hohen Temperaturkontrast zu generieren, müsste zusätzlich die Laserleistung erhöht werden. Die Verkürzung der Bestrahlungsdauern würden zu einer weiteren Reduzierung des kontrastmindernden Effekts der thermischen Diffusion führen. Es ist davon auszugehen, dass Materialien mit höheren Wärmeleitfähigkeiten als beispielsweise Titan dreidimensional erfassbar würden.

Eine weitere Möglichkeit die Messzeit zu verkürzen, ist die Laserleistung zu erhöhen und den Laserstrahl in wenige äquidistante Streifen anstelle eines einzelnen Streifens zu formen. Dadurch ließe sich der Drehbereich des Galvanometerspiegels, der zum Aufnehmen des Messobjekts erforderlich ist, auf einen Bruchteil reduzieren. Die Sequenzlänge und damit auch die Messzeit erführen eine Verkürzung um den gleichen Faktor.

Ein wesentlicher Nachteil der Verwendung von gekühlten IR-Kameras in thermischen 3D-Sensoren sind die verhältnismäßig hohen Anschaffungskosten. Die dynamische Weiterentwicklungen der Wärmebildkameras gerade im Bereich der ungekühlten Bolometerkameras führte in den vergangenen Jahren zu Kostensenkungen. Ungekühlte Sensoren erreichen nicht die hohen Genauigkeiten und hohen Bildwiederholraten der gekühlten Sensoren, könnten aber für Messszenarien mit geringeren Anforderungen zum Einsatz kommen. Für die Roboterapplikation Griff-in-die-Kiste von transparenten Objekten müssen die Position und die Orientierung aber keine Details von Messobjekten erkannt werden. Für einen kostengünstigen Sensor könnten somit LWIR-Bolometerkameras mit den oben genannten Notchfiltern und einem weniger leistungsstarken  $\text{CO}_2$ -Laser eingesetzt werden. Auch der Galvanometerspiegel könnte durch einen günstigen sich kontinuierlich drehenden DC-Motor mit Drehgeber und einem Goldspiegel ersetzt werden.

Mit den Notchfiltern und dem damit ermöglichten Wechsel in das LWIR als Aufnahmewellenlänge ließe sich auch das Transparenzproblem für die vorgestellten Keramiken

sowie für Gläser lösen. Vergleichende Untersuchungen zu den erhaltenen 3D-Formen im MWIR und LWIR würden möglich werden.

In allen in dieser Arbeit vorgestellten Simulations- und Messergebnissen wurde der sequenzielle Streifen mit dem Galvanometerspiegel von links nach rechts bewegt. Es könnten Untersuchungen zu unterschiedlichen Scanalgorithmen durchgeführt werden. Denkbar wäre beispielsweise ein Verfahren, in welchem der Streifen immer in einen Bereich projiziert wird, welcher noch nicht bestrahlt wurde oder sich zum Teil wieder abgekühlt hat. Dadurch würde statt nur der rechten auch die linke Flanke des Wärmestreifens auswertbar werden. Gerade bei geringen Streifendichten und damit auch geringer Superposition beim bisherigen Scanverfahren werden durch ein alternatives Bewegungsmuster Vorteile erwartet. Man könnte auch Algorithmen entwickeln, die in bestimmten Oberflächenbereichen (z. B. Bereiche mit Oberflächennormalen, welche stark von der optischen Achse des Sensors abweichen oder Bereiche mit vielen Details des Messobjekts) eine höhere Streifendichte aufweisen als auf homogenen und zum Sensor hin ausgerichteten Flächen. Beide Methoden ließen sich mit einem schnellen Galvanometerscanner realisieren, welcher in der Lage ist die Sprungweite und -richtung für jede neu anzufahrende Position zu ändern.

Um die Messzeit auf Kosten der Messgenauigkeit auf ein Minimum zu reduzieren, wäre auch ein Single-Shot-Verfahren denkbar. Dafür würde ein einzelnes Punktmuster mit hohen Bestrahlungsstärken projiziert und ein Wärmebildpaar aufgenommen. Die Messzeit würde in diesem Fall der Aufnahmezeit der Kameras entsprechen.



---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] GENG, J.: Structured-light 3D surface imaging: a tutorial, in: *Adv. Opt. Photon.* 3 (2011), Nr. 2, S. 128–160, DOI [10.1364/AOP.3.000128](https://doi.org/10.1364/AOP.3.000128)
- [2] SALVI, J.; FERNANDEZ, S.; PRIBANIC, T.; LLADO, X.: A state of the art in structured light patterns for surface profilometry, in: *Pattern Recogn.* 43 (2010), Nr. 8, S. 2666–2680, DOI [10.1016/j.patcog.2010.03.004](https://doi.org/10.1016/j.patcog.2010.03.004)
- [3] SANSONI, G.; TREBESCHI, M.; DOCCHIO, F.: State-of-The-Art and Applications of 3D Imaging Sensors in Industry, Cultural Heritage, Medicine, and Criminal Investigation, in: *Sensors* 9 (2009), Nr. 1, S. 568–601, DOI [10.3390/s90100568](https://doi.org/10.3390/s90100568)
- [4] SACKEWITZ, M.: *Handbuch zur industriellen Bildverarbeitung: Qualitätssicherung in der Praxis*, Fraunhofer Verlag, 2017
- [5] HEIST, S.; DIETRICH, P.; LANDMANN, M.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.; TÜN-NERMANN, A.: GOBO projection for 3D measurements at highest frame rates: a performance analysis, in: *Light Sci. Appl.* 7 (2018), Nr. 71, DOI [10.1038/s41377-018-0072-3](https://doi.org/10.1038/s41377-018-0072-3)
- [6] ZHANG, S.: High-speed 3D shape measurement with structured light methods: A review, in: *Opt. Lasers Eng.* 106 (2018), S. 119 – 131, DOI [10.1016/j.optlaseng.2018.02.017](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2018.02.017)
- [7] ZUO, C.; FENG, S.; HUANG, L.; TAO, T.; YIN, W.; CHEN, Q.: Phase shifting algorithms for fringe projection profilometry: A review, in: *Opt. Lasers Eng.* 109 (2018), S. 23–59, DOI [10.1016/j.optlaseng.2018.04.019](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2018.04.019)
- [8] VOLLMER, M.; MÖLLMANN, K.: *Infrared Thermal Imaging: Fundamentals, Research and Applications*, John Wiley & Sons, 2017
- [9] VALINASAB, B.; RUKOSUYEV, M.; LEE, J.; KO, J.; JUN, M. B.: Improvement of Optical 3D Scanner Performance Using Atomization-Based Spray Coating, in: *J. Korean Soc. Manuf. Technol. Eng.* 24 (2015), Nr. 1, S. 23–30, DOI [10.7735/ksm-te.2015.24.1.023](https://doi.org/10.7735/ksm-te.2015.24.1.023)

- [10] DIAZ-MARIN, C.; AURA-CASTRO, E.; SÁNCHEZ-BELENGUER, C.; VENDRELL-VIDAL, E.: Cyclododecane as opacifier for digitalization of archaeological glass, in: *J. Cult. Herit.* 17 (2016), S. 131–140, DOI [10.1016/j.culher.2015.06.003](https://doi.org/10.1016/j.culher.2015.06.003)
- [11] BACH, F. W.; MÖHWALD, K.; NICOLAUS, M.; REITHMEIER, E.; KÄSTNER, M.; ABO-NAMOUS, O.: Non-Contact geometry inspection of workpieces with optically non-cooperative surfaces, in: *Key Eng. Mater.* 438 (2010), S. 123–129, DOI [10.4028/www.scientific.net/KEM.438.123](https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/KEM.438.123)
- [12] IHRKE, I.; KUTULAKOS, K. N.; LENSCH, H. A.; MAGNOR, M.; HEIDRICH, W.: Transparent and Specular Object Reconstruction, in: *Computer Graphics Forum* 29 (2010), Nr. 8, S. 2400–2426, DOI [10.1111/j.1467-8659.2010.01753.x](https://doi.org/10.1111/j.1467-8659.2010.01753.x)
- [13] MÉRIAUDEAU, F.; RANTOSON, R.; FOFI, D.; STOLZ, C.: Review and comparison of non-conventional imaging systems for three-dimensional digitization of transparent objects, in: *J. Electron. Imaging* 21 (2012), Nr. 2, S. 021105, DOI [10.1117/1.JEI.21.2.021105](https://doi.org/10.1117/1.JEI.21.2.021105)
- [14] BRAHM, A.; SCHINDWOLF, S.; LANDMANN, M.; HEIST, S.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: 3D shape measurement of glass and transparent plastics with a thermal 3D system in the mid-wave infrared, in: *Proc. SPIE* 10667 (2018), S. 106670D, DOI [10.1117/12.2304777](https://doi.org/10.1117/12.2304777)
- [15] SCHINDWOLF, S.: *Aufbau und Charakterisierung eines 3D-MWIR-Messsystems*, Ernst-Abbe-Hochschule Jena, Masterarbeit, 2017
- [16] LUHMANN, T.; ROBSON, S.; KYLE, S.; BOEHM, J.: *Close-Range Photogrammetry and 3D Imaging*, Walter de Gruyter, 2013
- [17] CHEN, F.; BROWN, G. M.; SONG, M.: Overview of 3-D shape measurement using optical methods, in: *Opt. Eng.* 39 (2000), Nr. 1, S. 10–22, DOI [10.1117/1.602438](https://doi.org/10.1117/1.602438)
- [18] BEUTELSPACHER, A.; ROSENBAUM, U.: *Projektive Geometrie: von den Grundlagen bis zu den Anwendungen*, Vieweg & Sohn Verlag Wiesbaden, 2004
- [19] HARTLEY, R.; ZISSERMAN, A.: *Multiple View Geometry in Computer Vision*, Cambridge University Press, 2003
- [20] HARTLEY, R.: Theory and Practice of Projective Rectification, in: *Int. J. Comput. Vis.* 35 (1999), Nr. 2, S. 115–127, DOI [10.1023/A:1008115206617](https://doi.org/10.1023/A:1008115206617)
- [21] SE, S.; PEARS, N.: Passive 3D Imaging, in: *3D Imaging, Analysis and Applications*, Springer, 2012, S. 35–94

- 
- [22] DO, P. B.; NGUYEN, Q. C.: A review of stereo-photogrammetry method for 3-D reconstruction in computer vision, in: *IEEE International Symposium on Communications and Information Technologies* (2019), S. 138–143, DOI [10.1109/IS-CIT.2019.8905144](https://doi.org/10.1109/IS-CIT.2019.8905144)
- [23] BALLAN, L.; BRUSCO, N.; CORTELAZZO, G. M.: 3D passive shape recovery from texture and silhouette information, in: *CVMP05 Conference on Visual Media Production* (2005)
- [24] BATLLE, J.; MOUADDIB, E.; SALVI, J.: Recent progress in coded structured light as a technique to solve the correspondence problem: a survey, in: *Pattern Recogn.* 31 (1998), Nr. 7, S. 963–982, DOI [10.1016/S0031-3203\(97\)00074-5](https://doi.org/10.1016/S0031-3203(97)00074-5)
- [25] SALVI, J.; PAGÈS, J.; BATLLE, J.: Pattern codification strategies in structured light systems, in: *Pattern Recogn.* 37 (2004), Nr. 4, S. 827–849, DOI [10.1016/j.patcog.2003.10.002](https://doi.org/10.1016/j.patcog.2003.10.002)
- [26] DROUIN, M.; BERARDIN, J.: Active Triangulation 3D Imaging Systems for Industrial Inspection, in: *3D Imaging, Analysis and Applications*, Springer International Publishing, 2020, S. 109–165
- [27] MARRUGO, A. G.; GAO, F.; ZHANG, S.: State-of-the-art active optical techniques for three-dimensional surface metrology: a review, in: *J. Opt. Soc. Am. A* 37 (2020), Nr. 9, S. B60–B77, DOI [10.1364/JOSAA.398644](https://doi.org/10.1364/JOSAA.398644)
- [28] GROSSE, M.: *Untersuchungen zur korrelationsbasierten Punktzuordnung in der stereophotogrammetrischen 3D-Objektvermessung unter Verwendung von Sequenzen strukturierter Beleuchtung*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diss., 2013
- [29] HEIST, S.: *Hochgeschwindigkeits-3D-Formvermessung mittels aperiodischer Sinus-Muster*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diss., 2017
- [30] ALBRECHT, P.; MICHAELIS, B.: Stereo Photogrammetry with Improved Spatial Resolution, in: *IEEE Trans. Pattern Recognit.* 14 (1998), S. 845–849, DOI [10.1109/ICPR.1998.711282](https://doi.org/10.1109/ICPR.1998.711282)
- [31] MOLDER, A.; MARTENS, O.; SAAR, T.; LAND, R.: Laser Line Detection with Sub-Pixel Accuracy, in: *Elektron. ir Elektrotehnika* 20 (2014), Nr. 5, S. 132–135, DOI [10.5755/j01.eee.20.5.7114](https://doi.org/10.5755/j01.eee.20.5.7114)
- [32] ZHANG, S.: Recent progresses on real-time 3D shape measurement using digital fringe projection techniques, in: *Opt. Lasers Eng.* 48 (2010), Nr. 2, S. 149–158, DOI [10.1016/j.optlaseng.2009.03.008](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2009.03.008)

- [33] GORTHI, S. S.; RASTOGI, P.: Fringe projection techniques: Whither we are?, in: *Opt. Lasers Eng.* 48 (2010), Nr. 2, S. 133–140, DOI [10.1016/j.optlaseng.2009.09.001](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2009.09.001)
- [34] XU, J.; ZHANG, S.: Status, challenges, and future perspectives of fringe projection profilometry, in: *Opt. Lasers Eng.* 135 (2020), S. 106193, DOI [10.1016/j.optlaseng.2020.106193](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2020.106193)
- [35] KÜHMSTEDT, P.; MUNKELT, C.; HEINZE, M.; BRÄUER-BURCHARDT, C.; NOTNI, G.: 3D shape measurement with phase correlation based fringe projection, in: *Proc. SPIE* 6616 (2007), S. 66160B, DOI [10.1117/12.726119](https://doi.org/10.1117/12.726119)
- [36] GHIGLIA, D.; PRITT, M.: *Two-dimensional phase unwrapping: theory, algorithms, and software*, Wiley, 1998
- [37] JUDGE, T.; BRYANSTON-CROSS, P.: A review of phase unwrapping techniques in fringe analysis, in: *Opt. Lasers Eng.* 21 (1994), Nr. 4, S. 199–239, DOI [10.1016/0143-8166\(94\)90073-6](https://doi.org/10.1016/0143-8166(94)90073-6)
- [38] ZHANG, S.: Absolute phase retrieval methods for digital fringe projection profilometry: A review, in: *Opt. Lasers Eng.* 107 (2018), S. 28–37, DOI [10.1016/j.optlaseng.2018.03.003](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2018.03.003)
- [39] SU, X.; CHEN, W.: Reliability-guided phase unwrapping algorithm: a review, in: *Opt. Lasers Eng.* 42 (2004), Nr. 3, S. 245–261, DOI [10.1016/j.optlaseng.2003.11.002](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2003.11.002)
- [40] ZHAO, M.; HUANG, L.; ZHANG, Q.; SU, X.; ASUNDI, A.; KEMAO, Q.: Quality-guided phase unwrapping technique: comparison of quality maps and guiding strategies, in: *Applied optics* 50 (2011), Nr. 33, S. 6214–6224, DOI [10.1364/AO.50.006214](https://doi.org/10.1364/AO.50.006214)
- [41] HEIST, S.; KÜHMSTEDT, P.; TÜNNERMANN, A.; NOTNI, G.: Theoretical considerations on aperiodic sinusoidal fringes in comparison to phase-shifted sinusoidal fringes for high-speed three-dimensional shape measurement, in: *Appl. Opt.* 54 (2015), Nr. 35, S. 10541–10551, DOI [10.1364/AO.54.010541](https://doi.org/10.1364/AO.54.010541)
- [42] SANSONI, G.; CAROCCI, M.; RODELLA, R.: Three-Dimensional Vision Based on a Combination of Gray-Code and Phase-Shift Light Projection: Analysis and Compensation of the Systematic Errors, in: *Appl. Opt.* 38 (1999), Nr. 31, S. 6565–6573, DOI [10.1364/AO.38.006565](https://doi.org/10.1364/AO.38.006565)
- [43] WIEGMANN, A.; WAGNER, H.; KOWARSCHIK, R.: Human face measurement by projecting bandlimited random patterns, in: *Opt. Express* 14 (2006), Nr. 17, S. 7692–7698, DOI [10.1364/OE.14.007692](https://doi.org/10.1364/OE.14.007692)

- 
- [44] SCHAFFER, M.; GROSSE, M.; KOWARSCHIK, R.: High-speed pattern projection for three-dimensional shape measurement using laser speckles, in: *Appl. Opt.* 49 (2010), Nr. 18, S. 3622–3629, DOI [10.1364/AO.49.003622](https://doi.org/10.1364/AO.49.003622)
- [45] SCHAFFER, M.; GROSSE, M.; HARENDT, B.; KOWARSCHIK, R.: Coherent two-beam interference fringe projection for highspeed three-dimensional shape measurements, in: *Appl. Opt.* 52 (2013), Nr. 11, S. 2306–2311, DOI [10.1364/AO.52.002306](https://doi.org/10.1364/AO.52.002306)
- [46] HEIST, S.; MANN, A.; KÜHMSTEDT, P.; SCHREIBER, P.; NOTNI, G.: Array projection of aperiodic sinusoidal fringes for high-speed three-dimensional shape measurement, in: *Opt. Eng.* 53 (2014), Nr. 11, S. 112208, DOI [10.1117/1.OE.53.11.112208](https://doi.org/10.1117/1.OE.53.11.112208)
- [47] HEIST, S.; KÜHMSTEDT, P.; TÜNNERMANN, A.; NOTNI, G.: Experimental comparison of aperiodic sinusoidal fringes and phase-shifted sinusoidal fringes for high-speed three-dimensional shape measurement, in: *Opt. Eng.* 55 (2016), Nr. 2, S. 024105, DOI [10.1117/1.OE.55.2.024105](https://doi.org/10.1117/1.OE.55.2.024105)
- [48] DIETRICH, P.; HEIST, S.; LANDMANN, M.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: BICOS- An Algorithm for Fast Real-Time Correspondence Search for Statistical Pattern Projection-Based Active Stereo Sensors, in: *Appl. Sci.* 9 (2019), Nr. 16, S. 3330, DOI [10.3390/app9163330](https://doi.org/10.3390/app9163330)
- [49] DIETRICH, P.; MUNKELT, C.; SROKOS, K.; LANDMANN, M.; HEIST, S.; NOTNI, G.: Low latency real time 3D sensor utilizing optimized aperiodic fringe patterns, in: *Proc. SPIE* 11732 (2021), S. 1173205, DOI [10.1117/12.2586085](https://doi.org/10.1117/12.2586085)
- [50] KOSHIKAWA, K.; SHIRAI, Y.: A model-based recognition of glossy objects using their polarimetric properties, in: *Adv. Robot.* 2 (1987), Nr. 2, S. 137–147, DOI [10.1163/156855387X00129](https://doi.org/10.1163/156855387X00129)
- [51] MIYAZAKI, D.; SAITO, M.; SATO, Y.; IKEUCHI, K.: Determining surface orientations of transparent objects based on polarization degrees in visible and infrared wavelengths, in: *J. Opt. Soc. Am. A* 19 (2002), Nr. 4, S. 687–694, DOI [10.1364/JOSA.19.000687](https://doi.org/10.1364/JOSA.19.000687)
- [52] MOREL, O.; STOLZ, C.; MERIAUDEAU, F.; GORRIA, P.: Active lighting applied to three-dimensional reconstruction of specular metallic surfaces by polarization imaging, in: *Appl. Opt.* 45 (2006), Nr. 17, S. 4062–4068, DOI [10.1364/AO.45.004062](https://doi.org/10.1364/AO.45.004062)
- [53] FERRATON, M.; STOLZ, C.; MERIAUDEAU, F.: Optimization of a polarization imaging system for 3D measurements of transparent objects., in: *Opt. Express* 17 (2009), Nr. 23, S. 21077–21082, DOI [10.1364/OE.17.021077](https://doi.org/10.1364/OE.17.021077)

- [54] AUBRETON, O.; MÉRIAUDEAU, F.; TRUCHETET, F.: 3D digitization methods based on laser excitation and active triangulation: a comparison, in: *Proc. SPIE* 9896 (2016), S. 98960I, DOI [10.1117/12.2227670](https://doi.org/10.1117/12.2227670)
- [55] WINDECKER, R.; TIZIANI, H.: Topometry of technical and biological objects by fringe projection, in: *Appl. Opt.* 34 (1995), Nr. 19, S. 3644–3650, DOI [10.1364/AO.34.003644](https://doi.org/10.1364/AO.34.003644)
- [56] TREIBITZ, T.; MUREZ, Z.; MITCHELL, B. G.; KRIEGMAN, D.: Shape from Fluorescence, in: *Computer Vision – ECCV 2012* (2012), S. 292–306, DOI [10.1007/978-3-642-33786-4\\_22](https://doi.org/10.1007/978-3-642-33786-4_22)
- [57] RANTOSON, R.; STOLZ, C.; FOFI, D.; MERIAUDEAU, F.: Optimization of transparent objects digitization from visible fluorescence ultraviolet induced, in: *Opt. Eng.* 51 (2012), Nr. 3, S. 033601, DOI [10.1117/1.OE.51.3.033601](https://doi.org/10.1117/1.OE.51.3.033601)
- [58] BARNARD, K.: Color Constancy with Fluorescent Surfaces, in: *Proc. IS&T/SID* (1999), Nr. 1, S. 257–261
- [59] PELLETIER, J.; MALDAGUE, X.: Shape from heating: a two-dimensional approach for shape extraction in infrared images, in: *Opt. Eng.* 36 (1997), Nr. 2, S. 370–375, DOI [10.1117/1.601210](https://doi.org/10.1117/1.601210)
- [60] EREN, G.; AUBRETON, O.; MERIAUDEAU, F.; SECADES, L. S.; FOFI, D.; NASKALI, A. T.; TRUCHETET, F.; ERCIL, A.: Scanning from heating: 3D shape estimation of transparent objects from local surface heating, in: *Opt. Express* 17 (2009), Nr. 14, S. 11457–11468, DOI [10.1364/OE.17.011457](https://doi.org/10.1364/OE.17.011457)
- [61] MÉRIAUDEAU, F.; SECADES, L. S.; EREN, G.; ERÇIL, A.; TRUCHETET, F.; AUBRETON, O.; FOFI, D.: 3-D scanning of nonopaque objects by means of imaging emitted structured infrared patterns, in: *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 59 (2010), Nr. 11, S. 2898–2906, DOI [10.1109/TIM.2010.2046694](https://doi.org/10.1109/TIM.2010.2046694)
- [62] BAJARD, A.; AUBRETON, O.; BOKHABRINE, Y.; VERNEY, B.; TRUCHETET, F.; EREN, G.; ERÇIL, A.: Three-dimensional scanning of specular and diffuse metallic surfaces using an infrared technique, in: *Opt. Eng.* 51 (2012), Nr. 6, S. 063603, DOI [10.1117/1.OE.51.6.063603](https://doi.org/10.1117/1.OE.51.6.063603)
- [63] AUBRETON, O.; BAJARD, A.; VERNEY, B.; TRUCHETET, F.: Infrared system for 3D scanning of metallic surfaces, in: *Mach. Vis. Appl.* 24 (2013), Nr. 7, S. 1513–1524, DOI [10.1007/s00138-013-0487-z](https://doi.org/10.1007/s00138-013-0487-z)

- 
- [64] OU, P.; LI, B.; WANG, Y.; ZHANG, S.: Flexible real-time natural 2D color and 3D shape measurement, in: *Opt. Express* 21 (2013), Nr. 14, S. 16736–16741, DOI [10.1364/OE.21.016736](https://doi.org/10.1364/OE.21.016736)
- [65] JIAO, D.; LIU, Z.; SHI, W.; XIE, H.: Temperature fringe method with phase-shift for the 3D shape measurement, in: *Opt. Lasers Eng.* 112 (2019), S. 93–102, DOI [10.1016/j.optlaseng.2018.09.010](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2018.09.010)
- [66] WIEDENMANN, E.; AFROUGH, M.; ALBERT, S.; SCHOTT, R.; TUSCH, J.; WOLF, A.: Long wave infrared 3D scanner, in: *Proc. SPIE* 9489 (2015), S. 9489G, DOI [10.1117/12.2076111](https://doi.org/10.1117/12.2076111)
- [67] BRAHM, A.; RÖSSLER, C.; DIETRICH, P.; HEIST, S.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: Non-destructive 3D shape measurement of transparent and black objects with thermal fringes, in: *Proc. SPIE* 9868 (2016), S. 98680C, DOI [10.1117/12.2227093](https://doi.org/10.1117/12.2227093)
- [68] BRAHM, A.; REETZ, E.; SCHINDWOLF, S.; CORRENS, M.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: 3D shape measurement with thermal pattern projection, in: *Adv. Opt. Technol.* 5 (2017), Nr. 5-6, S. 405–413, DOI [10.1515/aot-2016-0052](https://doi.org/10.1515/aot-2016-0052)
- [69] FRIEDMAN, E.; MILLER, J. L.: *Photonics Rules of Thumb: Optics, Electro-Optics, Fiber Optics, and Lasers*, McGraw-Hill Education, 2004
- [70] NOLTING, W.: *Grundkurs Theoretische Physik 3 Elektrodynamik*, Springer Spektrum, 2013
- [71] LANE, D. W.: The optical properties and laser irradiation of some common glasses, in: *Journal of Physics D: Applied Physics* 23 (1990), Nr. 12, S. 1727, DOI [10.1088/0022-3727/23/12/037](https://doi.org/10.1088/0022-3727/23/12/037)
- [72] SCHOLZE, H.: *Glas: Natur, Struktur und Eigenschaften*, Springer-Verlag, 1988
- [73] RUBIN, M.: Optical properties of soda lime silica glasses, in: *Sol. Energy Mater.* 12 (1985), Nr. 4, S. 275–288, DOI [10.1016/0165-1633\(85\)90052-8](https://doi.org/10.1016/0165-1633(85)90052-8)
- [74] DEMARIA, A. J.; HENNESSEY, T.: The CO<sub>2</sub> Laser: The Workhorse of the Laser Material Processing Industry, in: *SPIE Professional Magazine* (2010), S. 1–27
- [75] DRAGAN, R. G.; ROSCA, I.; KEO, S.; BREABAN, F.: Active Thermography Method Using an CO<sub>2</sub> Laser for Thermal Excitation, Applied to Defect Detection in Bioceramic Materials, in: *IEEE Int. Conf. E-Health Bioeng.* (2013), S. 1–4, DOI [10.1109/EHB.2013.6707235](https://doi.org/10.1109/EHB.2013.6707235)

- [76] ISHIKAWA, M.; ANDO, M.; KOYAMA, M.; NISHINO, H.: Active thermographic inspection of carbon fiber reinforced plastic laminates using laser scanning heating, in: *Compos. Struct.* 209 (2019), S. 515–522, DOI [10.1016/j.compstruct.2018.10.113](https://doi.org/10.1016/j.compstruct.2018.10.113)
- [77] WANG, Q.; QIUPING, H.; MING, L.; LIU, Y.; XINYI, L.; HONGBIN, Z.: Laser infrared thermography detection for aviation carbon fibre composites, in: *IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci.* 267 (2019), Nr. 3, S. 032099, DOI [10.1088/1755-1315/267/3/032099](https://doi.org/10.1088/1755-1315/267/3/032099)
- [78] NASIRI, Z.; FALLAH, H.; HAJIMAHMOODZADEH, M.; MARDIHA, M.: Investigation of the laser induced damage thresholds of all-dielectric and metal-dielectric mirrors for a continuous wave at 10.6  $\mu\text{m}$ , in: *Opt. Mater.* 114 (2021), S. 110936, DOI [10.1016/j.optmat.2021.110936](https://doi.org/10.1016/j.optmat.2021.110936)
- [79] SAKUMA, F.: Establishing a Practical Temperature Standard by Using a Narrow-Band Radiation Thermometer with a Silicon Detector, in: *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry* 5 (1982), S. 421–427, DOI [10.9746/sicetr1965.18.482](https://doi.org/10.9746/sicetr1965.18.482)
- [80] SINGH, J.: *Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures*, Cambridge University Press, 2007
- [81] FLIR SYSTEMS: *The Ultimate Infrared Handbook for R&D Professionals*, 2012
- [82] FLIR SYSTEMS: *A6700sc Imaging Specifications*, 2014
- [83] FLIR SYSTEMS: *X6901sc SLS Imaging Specifications*, 2018
- [84] LANDMANN, M.; HEIST, S.; BRAHM, A.; SCHINDWOLF, S.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: 3D shape measurement by thermal fringe projection: optimization of infrared (IR) projection parameters, in: *Proc. SPIE* 10667 (2018), S. 1066704, DOI [10.1117/12.2304761](https://doi.org/10.1117/12.2304761)
- [85] LANDMANN, M.; HEIST, S.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: 3D shape from thermal patterns: investigation of projection parameters in simulation and experiment, in: *Proc. SPIE* 11056 (2019), S. 1105615, DOI [10.1117/12.2526072](https://doi.org/10.1117/12.2526072)
- [86] LANDMANN, M.; HEIST, S.; DIETRICH, P.; SPECK, H.; KÜHMSTEDT, P.; TÜN-NERMANN, A.; NOTNI, G.: 3D shape measurement of objects with uncooperative surface by projection of aperiodic thermal patterns in simulation and experiment, in: *Opt. Eng.* 59 (2020), Nr. 9, S. 094107, DOI [10.1117/1.OE.59.9.094107](https://doi.org/10.1117/1.OE.59.9.094107)



- 
- [87] ZHANG, Z.: A flexible new technique for camera calibration, in: *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.* 22 (2000), Nr. 11, S. 1330–1334, DOI [10.1109/34.888718](https://doi.org/10.1109/34.888718)
- [88] RANGEL, J.; SOLDAN, S.; KROLL, A.: 3D thermal imaging: Fusion of thermography and depth cameras, in: *Proc. QIRT* 3 (2014), DOI [10.21611/qirt.2014.035](https://doi.org/10.21611/qirt.2014.035)
- [89] AN, Y.; ZHANG, S.: High-resolution, real-time simultaneous 3D surface geometry and temperature measurement, in: *Opt. Express* 24 (2016), Nr. 13, S. 14552–14563, DOI [10.1364/OE.24.014552](https://doi.org/10.1364/OE.24.014552)
- [90] EREN, G.: *3D scanning of transparent objects*, Université de Bourgogne Dijon, Diss., 2010
- [91] DUNKER, T.; LUTHER, S.: Calibration of an infrared 3d scanner, in: *TM. Tech. Mess.* 81 (2014), Nr. 1, S. 8–15, DOI [10.1515/teme-2014-1003](https://doi.org/10.1515/teme-2014-1003)
- [92] LANDMANN, M.; HEIST, S.; DIETRICH, P.; LUTZKE, P.; GEBHART, I.; TEMPLIN, J.; KÜHMSTEDT, P.; TÜNNERMANN, A.; NOTNI, G.: High-speed 3D thermography, in: *Opt. Lasers Eng.* 121 (2019), S. 448–455, DOI [10.1016/j.optlaseng.2019.05.00](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2019.05.00)
- [93] LANDMANN, M.; HEIST, S.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: 3D shape from thermal patterns: investigation of projection parameters in simulation and experiment, in: *Proc. SPIE* 11056 (2019), S. 1105615, DOI [10.1117/12.2526072](https://doi.org/10.1117/12.2526072)
- [94] FOX, M.: *Optical Properties of Solids*, Oxford University Press, Oxford, 2010
- [95] LIENHARD, J. H.: *A Heat Transfer Textbook*, Courier Corporation, 2013
- [96] INCROPERA, F. P.; DEWITT, D. P.: *Introduction to Heat Transfer*, Wiley, 1996
- [97] UQG OPTICS: *Data Sheet Schott Borofloat 33*, <https://www.uqgoptics.com/wp-content/uploads/2019/07/Schott-Borofloat-33.pdf>
- [98] SCHOTT: *BOROFLOAT® 33 – Mechanical Properties*, [https://www.schott.com/d/borofloat/b89578c1-3509-40a2-aacf-ca3c2371ef7b/1.2/borofloat33\\_therm\\_eng\\_web.pdf](https://www.schott.com/d/borofloat/b89578c1-3509-40a2-aacf-ca3c2371ef7b/1.2/borofloat33_therm_eng_web.pdf)
- [99] SCHOTT: *BOROFLOAT® 33 – Thermal Properties*, [https://www.schott.com/d/borofloat/b89578c1-3509-40a2-aacf-ca3c2371ef7b/1.2/borofloat33\\_therm\\_eng\\_web.pdf](https://www.schott.com/d/borofloat/b89578c1-3509-40a2-aacf-ca3c2371ef7b/1.2/borofloat33_therm_eng_web.pdf)
- [100] INVISION TOP INNOVATION 2021: *3D-Erfassung transparenter Oberflächen mit Wärmestrahlung*, <https://invision-news.de/category/invision-top-innovation-2021>

- [101] LANDMANN, M.; DIETRICH, P.; HEIST, S.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: Verfahren und Vorrichtung zum berührungslosen dreidimensionalen Vermessen einer Objektoberfläche, *DE 10 2020 201 536 A1* (2020)
- [102] CZICHOS, H.; SKROTZKI, B.; SIMON, F.: *Das Ingenieurwissen: Werkstoffe*, Springer Vieweg, Berlin, Heidelberg, 2014
- [103] HARRIS, D. C.; JOHNSON, L. F.; SEAVER, R.; LEWIS, T.; TURRI, G.; BASS, M. A.; ZELMON, D. E.; HAYNES, N.: Optical and thermal properties of spinel with revised (increased) absorption at 4 to 5  $\mu\text{m}$  wavelengths and comparison with sapphire, in: *Opt. Eng.* 52 (2013), Nr. 8, S. 087113, DOI 10.1117/1.OE.52.8.087113
- [104] KLIMKE, J.; KRELL, A.: *Optische Keramiken mit spezifisch eingestellter spektraler Transmission*, [https://www.ikts.fraunhofer.de/content/dam/ikts/downloads/jahresberichte/jb2014/71\\_Optische\\_Keramiken\\_mit\\_spezifisch\\_eingestellter\\_spektraler\\_Transmission.pdf](https://www.ikts.fraunhofer.de/content/dam/ikts/downloads/jahresberichte/jb2014/71_Optische_Keramiken_mit_spezifisch_eingestellter_spektraler_Transmission.pdf), Version: 2014
- [105] GOLDSTEIN, A.; KRELL, A.; BURSHTAIN, Z.: *Transparent Ceramics: Materials, Engineering, and Applications*, John Wiley & Sons, Hoboken, 2020
- [106] KUCHLING, H.: *Taschenbuch der Physik*, Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, München, Wien, 2001
- [107] SCHOTT: *D 263® T – Data Sheet*, [https://www.schott.com/d/advanced\\_optics/3c11c4ea-dfcb-429b-bbe7-8d38ca5c4226/1.2/schott-d-263-t-eco-datasheet-english-21122020.pdf](https://www.schott.com/d/advanced_optics/3c11c4ea-dfcb-429b-bbe7-8d38ca5c4226/1.2/schott-d-263-t-eco-datasheet-english-21122020.pdf)
- [108] VDI/VDE: *Optische 3-D-Messsysteme, Bildgebende Systeme mit flächenhafter Antastung*, VDI/VDE Richtlinie 2634, Blatt 2, Beuth Verlag, Berlin, 2012
- [109] KERSTEN, T. P.; PRZYBILLA, H.; LINDSTAEDT, M.: Investigations of the Geometrical Accuracy of Handheld 3D Scanning Systems, in: *Photogramm. Fernerkundung, Geoinformation* 2016 (2016), 12, Nr. 5-6, S. 271–283, DOI 10.1127/pfg/2016/0305
- [110] BREITBARTH, A.; HAKE, C.; NOTNI, G.: Measurement accuracy and practical assessment of the lidar camera Intel RealSense L515, in: *Proc. SPIE* 11782 (2021), S. 1178213, DOI 10.1117/12.2592570
- [111] HEIST, S.; LANDMANN, M.; STEGLICH, M.; ZHANG, Y.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: Pattern projection in the short-wave infrared (SWIR): Accurate, eye-safe 3D shape measurement, in: *Proc. SPIE* 10991 (2019), S. 109910J, DOI 10.1117/12.2518205

---

## Abbildungsverzeichnis

---

1.1	Messbeispiel einer transparenten Parfümflasche mit einem VIS-3D-Sensor	2
2.1	Aktives Stereokamerasystem zur 3D-Vermessung . . . . .	6
2.2	Geometrie des Lochkameramodells . . . . .	7
2.3	Epipolargeometrie einer Stereokameraanordnung . . . . .	7
2.4	Beispiele aperiodischer Sinusmuster . . . . .	10
2.5	Schematischer Ablauf einer Sequenz des „Shape from Heating“ . . . . .	13
2.6	Grundaufbau der 3D-Wärmebildgebung mit IR-Musterprojektion . . . . .	14
2.7	Einordnung der IR-Strahlung in das elektromagnetische Spektrum . . . . .	16
2.8	Planck'sches Strahlungsspektrum eines Schwarzkörperstrahlers . . . . .	17
2.9	Einfallswinkelabhängiger Reflexionsgrad eines Dielektrikums . . . . .	19
2.10	Winkelabhängiger relativer Emissionsgrad einer Borosilikatglaskugel . . . . .	19
2.11	Transmissions- und Reflexionsspektrum eines Flachglases . . . . .	20
2.12	Strahlungskette der IR-Thermografie . . . . .	24
2.13	Transmissionsspektrum der Atmosphäre . . . . .	25
2.14	Relative Empfindlichkeitskurven für verschiedene IR-Sensortechnologien	27
2.15	NETD in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Kamerain- tegrationszeiten . . . . .	29
2.16	Flussdiagramm des Kalibrierprozesses . . . . .	30
2.17	Foto und MWIR-Kamerabilder des verwendeten Kalibrierbretts . . . . .	31
2.18	Ausschnitte der MWIR-Kameraaufnahmen vom Kalibrierobjekt bei un- terschiedlichen Temperaturen . . . . .	32
2.19	MWIR-Stereokamerasystem zur 3D-Vermessung mit zusätzlicher LWIR- Kamera . . . . .	33
3.1	Draufsicht eines MWIR-3D-Aufbaus basierend auf Multistreifenprojektion	36
3.2	Foto einer Metallmaske und MWIR-Kamerabild mit Strahldichteprofil . . . . .	37
3.3	Schematische Darstellung des Messablaufs für Multistreifenprojektion . . . . .	38
3.4	3D-Messbeispiel eines faustförmigen Glasflakons für Multistreifenprojektion	39
3.5	Entwicklung des Temperaturanstiegsprofils und Abhängigkeit der 3D- Messqualität vom Temperaturkontrast . . . . .	41

---

3.6	3D-Punkt-Standardabweichung als Funktion von der Messzeit für Multi-streifenprojektion für neun Bestrahlungsdauern und zwei Kameraintegrationszeiten . . . . .	42
3.7	3D-Punkt-Standardabweichung als Funktion der Bestrahlungsdauer für sechs Messzeiten . . . . .	43
4.1	Blockdiagramm des Simulationsmodells . . . . .	46
4.2	Veranschaulichung der Wechselwirkung zwischen auftreffender Bestrahlungsstärke und einem Medium . . . . .	47
4.3	Simulierte Temperaturverteilung zu verschiedenen Zeitpunkten . . . . .	49
4.4	Vergleich von Experiment und Simulation: Wärmebilder und Temperaturprofile . . . . .	51
4.5	Vergleich von Experiment und Simulation: Mittlerer Temperaturkontrast in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdauer und 3D-Punkt-Standardabweichung in Abhängigkeit vom mittleren Temperaturkontrast . . . . .	52
4.6	Vergleich von Experiment und Simulation: 3D-Punkt-Standardabweichung in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdauer . . . . .	53
4.7	Bestrahlungsstärke (Simulation) und Temperaturprofile (Experiment) mit und ohne Maske . . . . .	54
4.8	Temperaturprofile in Abhängigkeit des Abstands der Maske von der abbildenden Linse . . . . .	55
4.9	Mittlerer Temperaturkontrast in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdauer und 3D-Punkt-Standardabweichung in Abhängigkeit von dem mittleren Temperaturkontrast und von der Bestrahlungsdauer . . . . .	56
4.10	Mittlerer Temperaturkontrast in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdauer für unterschiedliche Wärmeleitfähigkeiten . . . . .	57
5.1	Draufsicht eines MWIR-3D-Aufbaus basierend auf sequenzieller Streifenprojektion . . . . .	60
5.2	Schematische Darstellung des Messablaufs für sequenzielle Streifenprojektion	61
5.3	Temperaturkontrast als Funktion der Bestrahlungsdauer für einzelne Gauß-Streifen mit unterschiedlichen Breiten . . . . .	62
5.4	Faktor für den Zeitgewinn der Bestrahlungsdauer für den Effekt der thermischen Diffusion in Abhängigkeit von der Streifenbreite . . . . .	63
5.5	Ausgewählte Projektionsmuster von sequenziellen Streifen, deren dazugehöriges Kamerabild sowie Temperaturprofile . . . . .	64

---

5.6	Garantierter Temperaturgradient und 3D-Punkt-Standardabweichung in Abhängigkeit von der Streifenbreite . . . . .	65
5.7	Abhängigkeit der 3D-Punkt-Standardabweichung von dem Verhältnis der Streifenbreite zur Schrittweite . . . . .	65
5.8	3D-Punkt-Standardabweichung für sequenzielle Streifenprojektion als Funktion von der Messzeit für unterschiedliche Streifenbreiten . . . . .	66
5.9	3D-Punkt-Standardabweichung für sequenzielle Streifenprojektion als Funktion von der Messzeit für unterschiedliche Sequenzdauern . . . . .	67
5.10	3D-Punkt-Standardabweichung als Funktion von der Messzeit für Multistreifen- und sequenzielle Streifenprojektion . . . . .	68
5.11	Vergleich der Projektionsprinzipien basierend auf Multistreifen und sequenziellen Streifen anhand eines 3D-Messbeispiels . . . . .	69
5.12	Temperaturkontrast in Abhängigkeit von der Wärmeleitfähigkeit und 3D-Punkt-Standardabweichung in Abhängigkeit vom Temperaturkontrast .	71
5.13	Temperaturkontrast, garantierter Temperaturgradient und 3D-Punkt-Standardabweichung als Funktion der Bestrahlungsdauer für unterschiedliche Wärmeleitfähigkeiten . . . . .	72
6.1	Simulierter Temperaturkontrast für sequenzielle Streifenprojektion in Abhängigkeit von den Materialparametern und der Zeit . . . . .	74
6.2	MWIR- und LWIR-Kamerabild für die Bestrahlung einer Magnesium-Spinell-Scheibe . . . . .	76
6.3	LWIR-Kamerabilder einer Magnesium-Spinell-Scheibe für Multistreifenprojektion und sequenzielle Streifenprojektion . . . . .	77
6.4	LWIR-Kamerabilder einer $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Scheibe für Multistreifenprojektion und sequenzielle Streifenprojektion . . . . .	78
6.5	3D-Messbeispiel eines Titan-Trinkbechers für Multistreifenprojektion und sequenzielle Streifenprojektion . . . . .	79
6.6	MWIR- und LWIR-Kamerabilder für unterschiedliche Glasdicken für sequenzielle Streifenprojektion . . . . .	80
6.7	Horizontale Profile der Anstiege der Oberflächentemperatur in Abhängigkeit von der Materialdicke . . . . .	81
6.8	Temperaturverteilung von der Ober- bis zur Rückfläche von planparallelen Glasplatten verschiedener Dicke . . . . .	82
6.9	Zeitliche Entwicklung der Temperaturverteilung von der Ober- bis zur Rückfläche von planparallelen Glasplatten der Dicke 30 bzw. 500 $\mu\text{m}$ . .	83

7.1	Zusammenhänge zwischen der messtechnischen Aufgabe, der Wellenlängenbereiche, der verwendeten Komponenten und der Messparameter für thermische 3D-Sensoren . . . . .	84
7.2	MWIR-3D-Demonstrator basierend auf sequenzieller Streifenprojektion .	85
7.3	Veranschaulichungen zu den Definitionen der Kenngrößen der Sensorcharakterisierung . . . . .	86
7.4	Kugelstabpositionen im Messvolumen und Wärmekamerabild eines Kugelstabs . . . . .	88
7.5	Kugelabstandsabweichung für acht verschiedene Kugelstabpositionen . .	88
7.6	Antastabweichung für zehn verschiedene Kugelpositionen . . . . .	89
7.7	Ebenenpositionen im Messvolumen und Wärmekamerabild der Ebene .	89
7.8	Ebenheitsmessabweichung für sechs verschiedene Ebenenpositionen . . .	89
7.9	3D-Punkt-Standardabweichung $\sigma_{3D}$ von einer Ausgleichsebene für sechs verschiedene Ebenenpositionen . . . . .	90
7.10	Vergleich der Multistreifen- und sequenziellen Streifenmethode anhand einer Längenmessabweichung und der 3D-Punkt-Standardabweichung von einer Ausgleichskugel 3D-Punkt-Standardabweichung von einer Ausgleichskugel . . . . .	91

---

## Tabellenverzeichnis

---

3.1 Parameter der Metallmasken . . . . .	36
4.1 Simulationsparameter für eine Borosilikatglasplatte . . . . .	50
6.1 Ausgewählte Materialien mit Wärmeleitfähigkeiten höher als $1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ und Transparenzeigenschaften . . . . .	75
7.1 Betriebsparameter des Demonstrators für die Charakterisierung . . . . .	87





---

## Formelverzeichnis

---

<b>A</b>	3×3-Kalibriermatrix
$dA$	Flächenelement
$a_1 \dots a_4$	räumlich und zeitlich variierende Parameter der aperiodischen Sinusmuster
$B_T$	Spektralfaktor in der inversen Sakuma-Hattori-Gleichung
$\vec{B}$	Bildpunkt
$\vec{B}_{1/2}$	Bildpunkt im Bild der Kamera 1 bzw. korrespondierender Bildpunkt im Bild der Kamera 2
$\vec{B}_{1/2}^{\text{rect}}$	Bildpunkt im rektifizierten Bild der Kamera 1 bzw. korrespondierender Bildpunkt im rektifizierten Bild der Kamera 2
$b$	Triangulationsbasis
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$c_{\text{cam},u/v}$	Kamerakonstante in Richtung $u$ bzw. $v$
$c_{\text{cam}}^{\text{rect}}$	gemeinsame Kamerakonstante der Kamera 1 und 2 nach Rektifizierung
$c_p$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$d$	Disparität
$d_{\text{hor}}$	horizontale Breite der Laserlinie (FWHM)
$d_{\text{trans}}$	Schrittweite der Laserlinie in der Messebene
$d_{\text{ver}}$	vertikale Länge der Laserlinie (FWHM)
$E$	Bestrahlungsstärke
$E_0$	Bestrahlungsstärke auf der Messoberfläche
$\vec{E}_{1/2}$	Epipol zu Kamera 1/Kamera 2
$F$	Ebenheitsmessabweichung an eine Ausgleichsebene
$F_T$	Formfaktor in der inversen Sakuma-Hattori-Gleichung
<b>F</b>	3×3-Fundamentalmatrix
$f_F$	Fokussierfaktor
$f_{ZG}$	Faktor für den Zeitgewinn der Bestrahlungsdauer

$f_{ZG,Diff}$	Faktor für den Zeitgewinn der Bestrahlungsdauer für den Effekt der thermischen Diffusion
$h$	Planck'sches Wirkungsquantum
$h_{conv}$	effektiver Wärmeübergangskoeffizient für freie Konvektion
$I_i^{proj}(x,y)$	Intensität der Projektionsmuster ( $i = 1 \dots N$ )
$I_i^{(j)}$	Grauwert eines Pixels des $i$ -ten Bildes in Kamera $j$ ( $i = 1 \dots N, j = 1 \dots 2$ )
$\vec{K}$	Kamerazentrum
$\vec{K}_{1/2}$	Kamerazentrum der Kamera 1/Kamera 2
$k_B$	Boltzmannkonstante
$k_T$	thermische Leitfähigkeit
$L_{\lambda,cam}$	spektrale Strahldichte an der Wärmebildkamera
$L_{\lambda,atm}^{bb}$	spektrale Strahldichte eines schwarzen Körpers (Atmosphäre)
$L_{\lambda,env}^{bb}$	spektrale Strahldichte eines schwarzen Körpers (Umgebung)
$L_{\lambda,obj}^{bb}$	spektrale Strahldichte eines schwarzen Körpers (Objekt)
$L_{\lambda_1,\lambda_2,cam}$	Bandstrahldichte zwischen $\lambda_1$ und $\lambda_2$ an der Wärmebildkamera
$L_{\lambda_1,\lambda_2,obj}$	Bandstrahldichte zwischen $\lambda_1$ und $\lambda_2$ des Objekts
$L_{\lambda_1,\lambda_2,atm}^{bb}$	Bandstrahldichte zwischen $\lambda_1$ und $\lambda_2$ der Atmosphäre (schwarzer Körper)
$L_{\lambda_1,\lambda_2,env}^{bb}$	Bandstrahldichte zwischen $\lambda_1$ und $\lambda_2$ der Umgebung (schwarzer Körper)
$L_{\lambda_1,\lambda_2,obj}^{bb}$	Bandstrahldichte zwischen $\lambda_1$ und $\lambda_2$ des Objekts (schwarzer Körper)
$L_{\Omega,\lambda}$	gerichtete spektrale Strahldichte
$L_{\Omega,\lambda}^{bb}$	gerichtete spektrale Strahldichte eines schwarzen Körpers
$\vec{l}_{1/2}$	Epipolarlinie zu Kamera 1/2
$M_{min/max}$	Anzahl der Minima bzw. Maxima eines Streifenmusters
$N$	Sequenzlänge
NETD	Temperaturdifferenz, welche zum Rauschen äquivalent ist (noise equivalent temperature difference)
$n$	Brechzahl
$\tilde{n} = n + i\kappa$	komplexe Brechzahl
$\vec{n}$	Oberflächennormale
$\vec{O}$	Objektpunkt im Weltkoordinatensystem
$\vec{O}_k$	Objektpunkt im Kamerakoordinatensystem

---

$P_F$	Antastabweichung Form an eine Ausgleichskugel
$\mathbf{P}$	$3 \times 4$ -Projektionsmatrix
$\mathbf{P}_{1/2}$	$3 \times 4$ -Projektionsmatrix der Kamera 1/2
$\mathbf{Q}$	$3 \times 4$ -Q-Matrix
$\dot{q}$	volumetrische Wärmestromdichte
$R_T$	Antwortfaktor in der inversen Sakuma-Hattori-Gleichung
$\mathbf{R}$	$3 \times 3$ orthonormale Rotationsmatrix
$r_{s/p}$	Reflexionsfaktor für senkrecht/parallel polarisierte Strahlung
$\vec{r} = (x, y, z)$	Ortsvektor mit den Koordinaten $x$ , $y$ und $z$
$S_{p/n}$	maximale positive/negative Abweichung an eine Ausgleichskugel
SD	Kugelabstandsabweichung
$s$	Skalierfaktor
$T(\vec{r}, t)$	Objekttemperatur
$T_{\text{atm}}$	Atmosphärentemperatur
$T_C$	Temperaturkontrast
$\bar{T}_C$	Mittelwert des Temperaturkontrasts über alle Muster einer Sequenz
$\bar{T}_{C, \text{lim}, \sigma_{3D}}$	Kontrastlimit für minimale 3D-Punkt-Standardabweichung
$T_{\text{env}}$	Umgebungstemperatur
$T_{\text{min/max}}$	Temperaturen der Minima bzw. Maxima eines Streifenmusters
$\bar{T}_{\text{min/max}}$	Mittelwert der Temperatur der Minima bzw. Maxima eines Streifenmusters
$\dot{\bar{T}}$	Anstiegsrate der mittleren Temperatur
$\Delta T$	Temperaturunterschied zwischen zwei Zeitpunkten
$(\nabla T)_{\text{garantiert}}$	garantierter Temperaturgradient
$t$	Zeit
$t_0$	Zeitpunkt zum Start einer Messung
$t_{\text{cool}}$	Abkühlphase
$t_{\text{int}}$	Integrationszeit
$t_{\text{irr}}$	Bestrahlungsdauer
$t_{\text{mess}}$	Messzeit
$t_{\text{rec}}$	Kameraaufnahmedauer
$t_{\text{ro}}$	Kameraauslesezeit
$t_{\text{seq}}$	Sequenzdauer

$t_{\text{trans}}$	Translationsdauer
$\vec{t}$	$3 \times 1$ -Translationsvektor
$u$	horizontale Bildkoordinate
$u_0$	horizontale Bildkoordinate des Hauptpunkts
$u_{1,0/2,0}$	horizontale Bildkoordinate des Hauptpunkts in Kamera 1/2
$u_{1/2}^{\text{rect}}$	horizontale Bildkoordinate der Kamera 1/2 nach Rektifizierung
$v$	vertikale Bildkoordinate
$v^{\text{rect}}$	gemeinsame vertikale Bildkoordinate der Kamera 1/2 nach Rektifizierung
$v_0$	vertikale Bildkoordinate des Hauptpunkts
$v_{1,0}$	vertikale Bildkoordinate des Hauptpunkts der Kamera 1
$W$	homogene Koordinate im Weltkoordinatensystem
$X$	homogene Koordinate im Weltkoordinatensystem
$x$	kartesische Koordinate im Weltkoordinatensystem
$x_k$	kartesische Koordinate im Kamerakoordinatensystem
$Y$	homogene Koordinate im Weltkoordinatensystem
$y$	kartesische Koordinate im Weltkoordinatensystem
$y_k$	kartesische Koordinate im Kamerakoordinatensystem
$Z$	homogene Koordinate im Weltkoordinatensystem
$z$	kartesische Koordinate im Weltkoordinatensystem
$z_k$	kartesische Koordinate im Kamerakoordinatensystem
$\alpha_{\text{abs}}$	Absorptionslänge
$\alpha_\lambda$	Absorptionsgrad
$\beta$	Polarwinkel
$\gamma$	Scherungsparameter
$\varepsilon(\lambda, \beta, \varphi, T)$	gerichteter spektraler Emissionsgrad
$\varepsilon_\lambda$	Emissionsgrad bei der Wellenlänge $\lambda$
$\varepsilon_{\lambda, \text{obj}}$	Emissionsgrad des Objekts bei der Wellenlänge $\lambda$
$\varepsilon_{\text{obj}}$	effektiver Oberflächenemissionsgrad
$\theta$	Einfallswinkel
$\theta'$	Brechungswinkel
$\kappa$	Extinktionskoeffizient
$\lambda$	Wellenlänge

$\lambda_{\text{irr}}$	Bestrahlungswellenlänge
$\lambda_{\text{max}}$	Wellenlänge des Maximums des Strahlungsspektrums
$\lambda_{\text{rec}}$	Aufnahmewellenlänge
$\rho$	Dichte
$\rho_{\text{ncc}}$	Korrelationskoeffizient der normierten Kreuzkorrelation
$\rho_{\text{s/p}}$	Reflexionsgrad für senkrecht/parallel polarisierte Strahlung
$\rho_{\text{unpol}}$	Reflexionsgrad für unpolarisierte Strahlung
$\rho_{\lambda}$	Reflexionsgrad bei der Wellenlänge $\lambda$
$\sigma$	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\sigma_{3\text{D}}$	3D-Punkt-Standardabweichung
$\sigma_{\chi}$	zeitliches Rauschen in $z$ -Richtung
$\sigma_{\tau}$	lokales Rauschen in $z$ -Richtung
$\tau_{\lambda}$	Transmissionsgrad bei der Wellenlänge $\lambda$
$\tau_{\lambda,\text{atm}}$	effektiver Transmissionsgrad der Atmosphäre
$\tau_{\text{atm}}$	Transmissionsgrad der Atmosphäre
$\varphi$	Azimutwinkel
$\Omega$	Raumwinkel



## Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Physik der Friedrich-Schiller-Universität sowie am Fraunhofer-Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik IOF in Jena. An dieser Stelle möchte ich allen Personen danken, die zum Gelingen meiner Doktorarbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Andreas Tünnermann vom Institut für Angewandte Physik der Friedrich-Schiller-Universität sowie vom Fraunhofer IOF für seine wissenschaftliche Betreuung und Beratung. Herrn Prof. Dr. Gunther Notni danke ich für seine fachliche Unterstützung und wertvollen Anregungen. Ihm und Herrn Dr. Peter Kühmstedt möchte ich einen großen Dank dafür aussprechen, dass sie mir die Möglichkeit gegeben haben meine Doktorarbeit in der Abteilung Bildgebung und Sensorik am Fraunhofer IOF über dieses spannende Thema zu schreiben.

Den aktuellen und ehemaligen Mitarbeitenden der Abteilung Bildgebung und Sensorik danke ich für die gute Zusammenarbeit und angenehme Arbeitsatmosphäre. Die vielen fachlichen Diskussionen insbesondere mit Herrn Dr. Stefan Heist, Herrn Patrick Dietrich, Herrn Dr. Peter Lutzke sowie Frau Dr. Anika Brahm und Herrn Henri Speck haben mir beim Verstehen und Erarbeiten der Inhalte geholfen. Bedanken möchte ich mich bei Frau Kathrin Mäusezahl für ihre großartige Hilfe beim Einhalten von Formalitäten und bürokratischen Angelegenheiten.

Meinen Eltern Frau Dagmar und Herrn Axel Landmann gilt ein ganz besonderer Dank. Sie haben mir ein fröhliches und sorgenfreies Aufwachsen in einer liebevollen Familie ermöglicht und mich stets durch Spielen zum Lernen und Erfahren motiviert. Durch ihre Unterstützung konnte ich hervorragende Bildungsmöglichkeiten genießen und den Weg zur Promotion überhaupt erst einschlagen. Schließlich möchte ich meiner lieben Maite für ihr Verständnis und ihre Unterstützung sowie Geduld im Laufe der Promotion danken. Unserer wunderbaren einjährigen Tochter Elisa danke ich für ihr motivierendes Lächeln.





## Eigene Veröffentlichungen

### Wissenschaftliche Publikationen

- [EV1] LANDMANN, M.; HEIST, S.; BRAHM, A.; SCHINDWOLF, S.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: 3D shape measurement by thermal fringe projection: optimization of infrared (IR) projection parameters, in: *Proc. SPIE* 10667 (2018), S. 1066704, DOI [10.1117/12.2304761](https://doi.org/10.1117/12.2304761)
- [EV2] LANDMANN, M.; HEIST, S.; DIETRICH, P.; LUTZKE, P.; GEBHART, I.; TEMPLIN, J.; KÜHMSTEDT, P.; TÜNNERMANN, A.; NOTNI, G.: High-speed 3D thermography, in: *Opt. Lasers Eng.* 121 (2019), S. 448–455, DOI [10.1016/j.optlaseng.2019.05.009](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2019.05.009)
- [EV3] LANDMANN, M.; HEIST, S.; DIETRICH, P.; LUTZKE, P.; GEBHART, I.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: Multimodal sensor: high-speed 3D and thermal measurement, in: *Proc. SPIE* 11144 (2019), S. 1114403, DOI [10.1117/12.2531950](https://doi.org/10.1117/12.2531950)
- [EV4] LANDMANN, M.; HEIST, S.; DIETRICH, P.; LUTZKE, P.; GEBHART, I.; TEMPLIN, J.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: Simultaneous high-speed measurement of 3D surface shape and temperature, in: *Proc. SPIE* 10991 (2019), S. 1099100, DOI [10.1117/12.2518211](https://doi.org/10.1117/12.2518211)
- [EV5] LANDMANN, M.; HEIST, S.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: 3D shape from thermal patterns: investigation of projection parameters in simulation and experiment, in: *Proc. SPIE* 11056 (2019), S. 1105615, DOI [10.1117/12.2526072](https://doi.org/10.1117/12.2526072)
- [EV6] LANDMANN, M.; HEIST, S.; DIETRICH, P.; LUTZKE, P.; GEBHART, I.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: Simultane Hochgeschwindigkeitsmessung von 3D-Oberflächenform und -temperatur, in: *Photogrammetrie, Laserscanning, Optische 3D-Messtechnik* (2019)
- [EV7] LANDMANN, M.; HEIST, S.; DIETRICH, P.; LUTZKE, P.; GEBHART, I.; TEMPLIN, J.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: Hochgeschwindigkeits-3D-Thermografie, in: *Thermographie-Kolloquium 2019* (2019)
- [EV8] LANDMANN, M.; HEIST, S.; DIETRICH, P.; SPECK, H.; KÜHMSTEDT, P.; TÜNNERMANN, A.; NOTNI, G.: 3D shape measurement of objects with uncooperative surface by projection of aperiodic thermal patterns in simulation and experiment, in: *Opt. Eng.* 59 (2020), Nr. 9, S. 094107, DOI [10.1117/1.OE.59.9.094107](https://doi.org/10.1117/1.OE.59.9.094107)
- [EV9] LANDMANN, M.; SPECK, H.; DIETRICH, P.; HEIST, S.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: Fast 3D Shape Measurement of Transparent Glasses by Sequential Thermal

Fringe Projection, in: *EPJ Web Conf.* 238 (2020), S. 06008, DOI [10.1051/epjconf/202023806008](https://doi.org/10.1051/epjconf/202023806008)

- [EV10] LANDMANN, M.; SPECK, H.; DIETRICH, P.; HEIST, S.; KÜHMSTEDT, P.; TÜN-  
NERMANN, A.; NOTNI, G.: High-resolution sequential thermal fringe projection  
technique for fast and accurate 3D shape measurement of transparent objects,  
in: *Appl. Opt.* 60 (2021), Nr. 8, S. 2362–2371, DOI [10.1364/AO.419492](https://doi.org/10.1364/AO.419492)
- [EV11] LANDMANN, M.; SPECK, H.; SCHMIEDER, J. T.; HEIST, S.; NOTNI, G.: Improve-  
ment of Thermal Fringe Projection for Fast and Accurate 3D Shape Measurement  
of Transparent Objects, in: *Proc. OCM* (2021), S. 99
- [EV12] LANDMANN, M.; SPECK, H.; SCHMIEDER, J. T.; HEIST, S.; NOTNI, G.: Mid-wave  
infrared 3D sensor based on sequential thermal fringe projection for fast and  
accurate shape measurement of transparent objects, in: *Proc. SPIE* 11732 (2021),  
S. 1173204, DOI [10.1117/12.2585734](https://doi.org/10.1117/12.2585734)
- [EV13] POTTLER, K.; ULMER, S.; LÜPFERT, E.; LANDMANN, M.; RÖGER, M.; PRAHL, C.:  
Ensuring performance by geometric quality control and specifications for para-  
bolic trough solar fields, in: *Energy Procedia* 49 (2014), S. 2170–2179,  
DOI [10.1016/j.egypro.2014.03.230](https://doi.org/10.1016/j.egypro.2014.03.230)
- [EV14] BRAHM, A.; SCHINDWOLF, S.; LANDMANN, M.; HEIST, S.; KÜHMSTEDT, P.;  
NOTNI, G.: 3D shape measurement of glass and transparent plastics with a  
thermal 3D system in the mid-wave infrared, in: *Proc. SPIE* 10667 (2018),  
S. 106670D, DOI [10.1117/12.2304777](https://doi.org/10.1117/12.2304777)
- [EV15] HEIST, S.; DIETRICH, P.; LANDMANN, M.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: High-  
speed 3D shape measurement by GOBO projection of aperiodic sinusoidal  
fringes: a performance analysis, in: *Proc. SPIE* 10667 (2018), S. 106670A,  
DOI [10.1117/12.2304760](https://doi.org/10.1117/12.2304760)
- [EV16] HEIST, S.; DIETRICH, P.; LANDMANN, M.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.; TÜN-  
NERMANN, A.: GOBO projection for 3D measurements at highest frame rates: a  
performance analysis, in: *Light Sci. Appl.* 7 (2018), Nr. 71, DOI [10.1038/s41377-  
018-0072-3](https://doi.org/10.1038/s41377-018-0072-3)
- [EV17] DIETRICH, P.; HEIST, S.; LUTZKE, P.; LANDMANN, M.; GROSMANN, P.; KÜHM-  
STEDT, P.; NOTNI, G.: Efficient correspondence search algorithm for GOBO  
projection-based real-time 3D measurement, in: *Proc. SPIE* (2019), 05,  
DOI [10.1117/12.2518641](https://doi.org/10.1117/12.2518641)
- [EV18] DIETRICH, P.; HEIST, S.; LANDMANN, M.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: BICOS–  
An Algorithm for Fast Real-Time Correspondence Search for Statistical Pattern

Projection-Based Active Stereo Sensors, in: *Appl. Sci.* 9 (2019), Aug, Nr. 16, S. 3330, DOI [10.3390/app9163330](https://doi.org/10.3390/app9163330). –ISSN 2076–3417

- [EV19] HEIST, S.; LANDMANN, M.; STEGLICH, M.; ZHANG, Y.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: Pattern projection in the short-wave infrared (SWIR): accurate, eye-safe 3D shape measurement, in: *Proc. SPIE* 10991 (2019), S. 109910J, DOI [10.1117/12.2518205](https://doi.org/10.1117/12.2518205)
- [EV20] DIETRICH, P.; HEIST, S.; LANDMANN, M.; NOTNI, G.: Improving the measurement robustness of active stereo 3D sensors by optimization of shifted aperiodic fringe patterns, in: *Proc. SPIE* 11397 (2020), S. 1 – 12, DOI [10.1117/12.2558583](https://doi.org/10.1117/12.2558583)
- [EV21] DIETRICH, P.; MUNKELT, C.; SROKOS, K.; LANDMANN, M.; HEIST, S.; NOTNI, G.: Low latency real time 3D sensor utilizing optimized aperiodic fringe patterns, in: *Proc. SPIE* 11732 (2021), S. 1173205, DOI [10.1117/12.2586085](https://doi.org/10.1117/12.2586085)

#### Patentanmeldung

- [P1] LANDMANN, M.; DIETRICH, P.; HEIST, S.; KÜHMSTEDT, P.; NOTNI, G.: Verfahren und Vorrichtung zum berührungslosen dreidimensionalen Vermessen einer Objektoberfläche, *DE 10 2020 201 536 A1* (2020)



## Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

1. Prof. Dr. Andreas Tünnermann und Prof. Dr. Gunther Notni: Absprachen über die Auswahl der Inhalte der Dissertation und Verbesserungsanregungen
2. Abteilung Bildgebung und Sensorik des Fraunhofer IOF: Möglichkeit der Nutzung von vorhandenen Auswertelgorithmen (3D-Rekonstruktion, Kalibrierung und Charakterisierung) und Laboraufbau (Multistreifenprojektion)
3. Dr. Stefan Heist und Patrick Dietrich: Diskussionen zum Simulationsmodell und zu Auswertelgorithmen
4. Henri Speck: Unterstützung beim Kalibrieren der Projektions- und Kamerasysteme
5. Berny Birkle: Integration des Galvanometerscanners in den Laboraufbau der sequenziellen Streifenprojektion

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät der Friedrich-Schiller-Universität Jena ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 07. April 2022