

Mess- und Auswertemethoden für die dynamische Thermografie

Von der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie der
Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

vorgelegt von
Dipl.-Math. Andreas Gleiter
geboren in Künzelsau

Hauptberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. G. Busse
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. E.h. mult. Dr.-Ing. K. Stephan
Tag der mündlichen Prüfung: 20.07.2011

Institut für Kunststofftechnik
der Universität Stuttgart
2011

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Zerstörungsfreie Prüfung am Institut für Kunststofftechnik der Universität Stuttgart.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. G. Busse für die Motivation und die wohlwollende Förderung dieser Arbeit sowie für die Übernahme des Hauptberichts. Das entgegengebrachte Vertrauen und die gewährten Freiheiten ermöglichten ein selbstständiges, interessantes und vielseitiges Arbeiten.

Gleichfalls möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. E.h. mult. Dr. Ing. K. Stephan bedanken für die Übernahme des Mitberichts.

Meinen Kollegen in der Abteilung ZfP schulde ich Dank für das aufgeschlossene und angenehme Arbeitsklima. Durch gemeinsame Erlebnisse auf Konferenzen, Projekttreffen und Abteilungsausflügen entstand ein Teamgeist, der den Institutsalltag sehr leicht bewältigen ließ. Meinen Mitarbeitern danke ich für die aufschlussreichen fachlichen Diskussionen. Besonderen Dank gilt Christian Spießberger und Manfred Hahn. Die Betreuung ihrer Diplomarbeiten hat nicht nur viel Freude bereitet, sondern auch wesentliche Impulse für die vorliegende Arbeit ergeben. Selim Retzmann danke ich für seine engagierte Studienarbeit. Für die Edevis-Prinzipskizzen danke ich Thomas Zweschper. Viele Ergebnisse sind durch den Einsatz wissenschaftlicher Hilfskräfte zu Stande gekommen. Vielen Dank dafür an Bettina Engels-Hwang, David Regniet, Christoph Trieb und Katia Artzt.

Einige Teilbereiche der vorliegenden Arbeit entstanden im Rahmen von Projekten der Deutschen Forschungsgemeinschaft, für deren Unterstützung ich dankbar bin. Auch danke ich den vielen Thermografen, die ich auf Fachtagungen und Konferenzen (QIRT - **Q**uantitative **I**nfrared **T**hermography, Stuttgarter Thermografie-Kolloquium der DGZfP) kennengelernt habe, und die hier nicht namentlich aufgeführt werden.

Neben dem beruflichen ist auch das familiäre Umfeld wichtig. Ohne die stetige Motivation und Unterstützung meiner Eltern sowie meiner Freundin wäre diese Arbeit nicht vollendet worden. Danke!

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	13
Abstract	15
1. Einleitung	17
1.1. Wärmestrahlung	17
1.2. Stand der Technik	20
1.2.1. IR-Kamera	20
1.2.2. Historische Entwicklung der Lockin-Thermografie	21
1.2.3. Anwendungsgebiete der Thermografie	22
1.3. Motivation und Zielsetzung der vorliegenden Arbeit	23
2. Dynamische Thermografie	27
2.1. Thermografie mit Pulsanregung	28
2.1.1. Prinzip und Aufbau	28
2.1.2. Signalverarbeitung	29
2.1.3. Puls-Phasen-Auswertung	30
2.2. Optisch angeregte Lockin-Thermografie (OLT)	32
2.2.1. Prinzip und Aufbau	32
2.2.2. Signalverarbeitung	33
2.2.3. Messbeispiele OLT	33
2.2.4. Störeinflüsse	35
2.2.5. Einschwingvorgang	36
2.2.6. Nichtharmonische Anregung	38
2.3. Ultraschallangeregte Lockin-Thermografie (ULT)	40
2.3.1. Prinzip und Aufbau	40
2.3.2. Schallausbreitung in Festkörpern	42
2.3.3. Schallerzeugung: Piezoelektrischer Effekt	46
2.3.4. Messbeispiele ULT	48
2.3.5. Störeinflüsse	49

3. Thermische Wellen	53
3.1. Theorie	53
3.1.1. Wärmeleitung	54
3.1.2. Wärmeleitungsgleichung im Frequenzraum	55
3.1.3. Green'sche Funktion	56
3.1.4. Randbedingungen	57
3.1.5. Thermische Wellen im halbbunendlichen Stab	58
3.1.6. Einschichtmodell mit Substrat	59
3.1.7. Dreidimensionale thermische Wellen von Punktquellen	61
3.2. Ausbreitung thermischer Wellen: Der Ångström-Versuch	63
3.2.1. Versuchsprinzip und -aufbau	63
3.2.2. Proben	64
3.2.3. Ablauf einer Messung	65
3.2.4. Verifizierung und Genauigkeit	65
3.2.5. Ergebnisse	66
3.2.6. Diskussion	68
3.3. Interferenz thermischer Wellen: Experimente	68
3.3.1. Eindimensionale thermische Wellen	68
3.3.2. Von Punktquellen ausgesendete dreidimensionale thermische Wellen	71
4. Wellenfeldanalyse und quantitative Auswertung	75
4.1. Innere Topografie, Tiefenprofil	75
4.2. Schichtdicke und Reflexionskoeffizient	78
4.2.1. Theorie	78
4.2.2. Simulation	80
4.2.3. Messungen	84
4.2.4. Diskussion	85
4.3. Porositätsbestimmung	86
4.3.1. Transmissionsmessung	87
4.3.2. Reflexionsmessungen	90
5. Auswertung von IR-Sequenzen	95
5.1. Decay Time Analysis (DTA)	95
5.1.1. Vergleich mit Puls-Phasen-Auswertung	98
5.2. Ultraschall Sweep Thermografie (UST)	99
5.2.1. Stehwellenfelder und Bauteilfehler	99
5.2.2. Akusto-thermisches Spektrum	100
5.2.3. Optimierung von Lockin-Messungen	102
5.2.4. UST-Auswertung	103

5.2.5. Ergebnisse	105
6. Bildverarbeitung für die Thermografie	109
6.1. Grundlagen der Bildverarbeitung	109
6.1.1. Punktoperatoren	110
6.1.2. Filteroperatoren	111
6.1.3. Fouriertransformation und Deconvolution	113
6.2. Histogrammanpassung	114
6.3. Phasenbilder mit Amplitudenschwellwert	115
6.4. Point Spread Function und Rückfaltung	116
7. Diskussion und Ausblick	121
Literaturverzeichnis	123
A. Laservibrometrie	131
A.1. Prinzip und Aufbau	131
A.2. Nichtlineare Vibrometrie	132
B. Simulation mit Comsol	133
B.1. FEM-Modell poröser Proben	133
B.1.1. Probengeometrie	133
B.1.2. Subdomain settings	133
B.1.3. Boundary Settings	134
B.1.4. Solver Settings	134

Verzeichnis der Abkürzungen

A/D-Wandler	Analog-Digital-Wandler
CFK	Kohlenstofffaserverstärkter Kunststoff
D/A-Wandler	Digital-Analog-Wandler
DFT	Diskrete Fouriertransformation
DGL	Differentialgleichung
DGZfP	Deutsche Gesellschaft für Zerstörungsfreie Prüfung
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DTA	Decay Time Analysis, Abkühlzeitanalyse
FEM	Finite Elemente Methode
FKV	Faser-Kunststoff-Verbund
FM	Frequenzmodulation
GFK	Glasfaserverstärkter Kunststoff
HDR	High Dynamic Range, Bild mit hohem Dynamikumfang
HgCdTe	Quecksilber-Cadmium-Tellurid
ILT	Induktionsangeregte Lockin-Thermografie
InSb	Indium-Antimonid
IR	Infrarotstrahlung
LED	Light Emitting Diode, Leuchtdiode
LWIR	Long Wave Infrared, langwellige Infrarotstrahlung (8-15 μm)
MWIR	Mid Wave Infrared, Infrarotstrahlung mittlerer Wellenlänge (3-5 μm)
NETD	noise equivalent temperature difference
OLT	Optisch angeregte Lockin-Thermografie
PMMA	Polymethylmethacrylat (Plexiglas [®])
PPT	Puls-Phasen-Thermografie
Prepreg	preimpregnated fibres, vorimpregnierten Fasern
PSF	Point Spread Function, Punktverwaschungsfunktion
Pt100	Widerstandsthermometer auf Platinbasis

SiO ₂	Quarzkristall
SWIR	Short Wave Infrared, kurzwellige Infrarotstrahlung (1,4 - 3μm)
UD	Unidirektional
ULT	Ultraschallangeregte Lockin-Thermografie
UST	Ultraschall-Sweep-Thermografie
UV	Ultraviolette Strahlung

Verzeichnis der Formelzeichen

α	$[m^2/s]$	Temperaturleitfähigkeit
ϵ	$[\]$	Emissionsgrad
η	$[\]$	akustischer Verlustkoeffizient
λ	$[W/(mK)]$	Wärmeleitfähigkeit
μ	$[m]$	thermische Eindringtiefe
σ	$[1/m]$	thermische Wellenzahl
Θ	$[K]$	Thermisches Wellenfeld im Frequenzraum
ϱ	$[kg/m^3]$	Dichte
c	$[J/(kgK)]$	
e	$[J/(m^2K\sqrt{s})]$	Effusivität
E	$[Pa]$	E-Modul
G, G_H		Green'sche Funktion im Frequenzraum (allgemein / homogener Fall)
g, g_H		Green'sche Funktion im Ortsraum (allgemein / homogenener Fall)
L	$[m]$	Schichtdicke
M	$[W/m^2 1/m]$	spezifische Wärmeabstrahlung
p	$[Pa]$	Schalldruck
Q	$[J]$	Wärmequelle
R	$[\]$	Reflexionskoeffizient
R_A	$[\]$	Akustischer Amplitudenreflexionskoeffizient
R_I	$[\]$	Akustischer Reflexionsfaktor der Intensität
T	$[K]$	Temperatur
U	$[m/s]$	Schallschnelle

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Weiterentwicklung der dynamischen Thermografie als Verfahren für die zerstörungsfreie Prüfung (ZfP) und deren Ausbau zur quantitativen und zuverlässigen Methode für die Werkstoff- und Bauteilcharakterisierung.

Messergebnisse dynamischer Thermografieverfahren werden oft nur qualitativ interpretiert. Sie beinhalten jedoch weitaus mehr Informationen als den Fehlerkontrast. Durch neue Auswertemethoden konnten physikalische Parameter von Proben quantitativ bestimmt werden. Da die Funktion der Phase in Abhängigkeit der Schichtdicke nicht monoton und damit nicht umkehrbar ist, gibt es keine eindeutige Umkehrabbildung auf Basis von Phasenbildern. Unter Verwendung des komplexen Temperaturwellenfeldes wird jedoch eine Rückrechnung möglich, die sowohl die Schichtdicke als auch den thermischen Reflexionskoeffizienten liefert.

Eine weitere quantitative Methode ist die Bestimmung der Temperaturleitfähigkeit. Für kohlenstoff- oder glasfaserverstärkte Kunststoffe (CFK, GFK) sind diese richtungsabhängig und in den meisten Fällen unbekannt. Hier besteht akuter Bedarf an genauen Messwerten der Wärme- und Temperaturleitfähigkeit. Mit einer modernen Version des Ängström-Versuchs wurde die Temperaturleitfähigkeit für die gängigen Laminat-Typen gemessen.

Bei der Fertigung von Laminaten kommt es oft zu Lufteinschlüssen, die sich negativ auf die mechanischen Eigenschaften des Bauteils auswirken. Es sind daher ZfP-Verfahren wünschenswert, die erlauben, den Grad der Porosität in einem Bauteil zu bestimmen. Diese Arbeit enthält zwei Ansätze zur Porositätsbestimmung mit der Lockin-Thermografie. Einerseits hängt die Porosität mit der messbaren Temperaturleitfähigkeit zusammen, andererseits kann man für poröse Medien eine fraktale Geometrie zugrunde legen, in welcher die Ausbreitung thermischer Wellen von der fraktalen Dimension beeinflusst wird.

Die geforderte Zuverlässigkeit von Messergebnissen ist vor allem bei der akustischen Aktivierung (Ultraschallanregung) kritisch zu bewerten. Es können Fehler aufgrund von Stehwellen oder unpassender Schallfrequenz unentdeckt bleiben. Um die Zuverlässigkeit der ultraschallangeregten Thermografie zu erhöhen, wurde eine Methode entwickelt, die durch Frequenzvariation die größtmögliche Defektanregung bietet.

Die Qualität des Ergebnisbildes lässt sich mit Mitteln der Bildverarbeitung wesentlich

Verbessern. Beispielsweise zeigen Defekte, die sonst in der visuellen Wahrnehmung nicht auffallen, nach einem Histogrammausgleich einen deutlichen Kontrast. Des Weiteren wurde eine Methode entwickelt, die erlaubt, das Breitfließen der Wärme rechnerisch zu minimieren, und somit die Konturen im Ergebnisbild zu schärfen. Über eine solche Berechnung lassen sich auch weitere Bauteil- und Defekteigenschaften abschätzen.

Die im Folgenden vorgestellten Ergebnisse sollen die Möglichkeiten und Grenzen dieser neu entwickelten Mess- und Auswertemethoden verdeutlichen. Insbesondere die schnelle bildgebende Messung von physikalischen Eigenschaften von Bauteilen besitzt ein großes Potential für viele ZfP- Anwendungen.

Abstract

This work deals with the development of dynamic thermography for quantitative measurements for material and component characterization.

Results of dynamic thermography measurement are often interpreted only in a qualitative way. However, they contain much more information than the simple defect contrast. With new evaluation methods the quantitative determination of physical parameters of materials was achieved. Because of non monotonous behavior of the phase function in dependence of layer thickness, a backward calculation does not exist on the basis of phase images. However, using the complex thermal wave field, a possibility arises to obtain both thickness and reflection coefficient for any pixel of an image.

Another quantitative method is the determination of thermal diffusivity by the Ångström approach. Thermal properties in carbon fibre reinforced plastics (CFRP) depend on the direction of the rovings in different layers. In many cases only estimates about these values exist. In this work, thermal diffusivities are determined for popular setups of layers of CFRP and GFRP.

In production processes of CFRP the problem of porosity is still not solved satisfactorily. Porosity is known to reduce the mechanical stiffness of CFRP structures dramatically. Therefore a method for detection and quantification of porosity is needed. Two approaches were developed to measure porosity. In case of a single sided access the method uses fractal properties of porous regions: Thermal wave propagation is affected by a fractal geometry of the object.

The reliability of thermographic measurements is of interest in the first instance using acoustic excitation: Defect detection often shows a threshold behavior and is superposed with artifacts like standing wave patterns. In the worst case, defects are not activated thermally because of wrong frequencies and amplitudes of ultrasound. A measurement method with significantly enhanced reliability was developed for this field. Frequency sweeps are applied in order to achieve a broadband defect activation.

The image quality with respect to selectivity of contrast is of great importance to thermography results. With adapted image processing, the defect-contrast is enhanced. Defects that are not visible to the human eye may be detected after an histogram equalization. Furthermore, blurring caused by heat diffusion is efficiently reduced by the use of thermal

point spread functions. From such functions also material and component properties are obtained.

The results discussed in the following demonstrate the potential of dynamic thermography methods.

1. Einleitung

Während Röntgenstrahlen oder Ultraschallwellen schon seit vielen Jahrzehnten zur zerstörungsfreien Werkstoff- und Bauteilprüfung verwendet werden, ist die Thermografie – die bildhafte Darstellung von Wärmeflussvorgängen – ein sehr junges Prüfverfahren. Zwar stellte Fourier schon 1824 Berechnungen mit thermischen Wellen an [1], und Ångström ermittelte bereits 1862 mit thermischen Wellen Werkstoffkennwerte [2], der Durchbruch kam jedoch erst in den 1990er Jahren mit neuartigen Infrarotkameras mit hoher Temperaturauflösung. Großflächige Bauteile können innerhalb weniger Minuten berührungsfrei geprüft werden. Selbst für schwierig zu prüfende Verbundwerkstoffe eignet sich die Thermografie, während herkömmliche Prüfverfahren an ihre Grenzen stoßen. Nicht zuletzt wegen ihrer Robustheit und ihrer einfachen Handhabung findet die Thermografie zunehmend Anwendung in Prüflabors bis hin zur automatisierten Serienprüfung.

Im Ergebnisbild einer Thermografiemessung werden Defekte aufgrund von zwei Effekten sichtbar: Entweder behindert ein Bauteilfehler den Wärmefluss (z.B. eingeschlossene Luft in einer Delamination), oder der Fehler erzeugt selbst Wärme (beispielsweise durch Rissuferreibung bei Ultraschallanregung). Beides führt zu einer Temperaturänderung an der Bauteiloberfläche. Die Signatur im Ergebnisbild lässt sich meistens einem bestimmten Fehlertyp zuordnen.

In dieser Arbeit wird gezeigt, wie angepasste Mess- und Auswertemethoden quantitative Aussagen über Materialeigenschaften, Bauteilgeometrie und -qualität ermöglichen. Darüber hinaus wird die Zuverlässigkeit akustisch angeregter Thermografiemessungen durch eine spezielle Sweeptchnik maßgeblich erhöht.

Im Folgenden werden die Grundlagen der Wärmestrahlung und die Entwicklungsgeschichte der Thermografie als Prüfverfahren einschließlich des aktuellen Standes dargestellt.

1.1. Wärmestrahlung

Die Messgröße einer IR-Kamera ist die Intensität der Infrarotstrahlung. Deren Ursprung muss nicht unbedingt in Temperaturstrahlern liegen (z.B. können Terahertzsender oder Dipolmoleküle mit passenden Eigenschwingungsmoden in diesem Bereich monofrequent

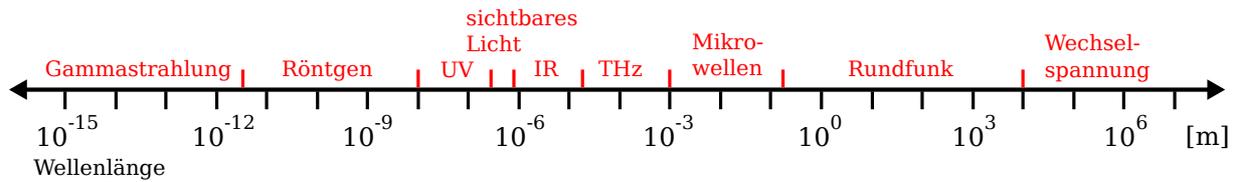


Abbildung 1.1.: Spektrum der elektromagnetischen Strahlung

strahlen). Bei der Wärmestrahlung handelt es sich allerdings um elektromagnetische Strahlung, die ein Körper allein aufgrund seiner Temperatur abgibt. Sie ist also keineswegs auf den Infrarotbereich des elektromagnetischen Spektrums (Abbildung 1.1) begrenzt: Die Sonne gibt das Maximum ihrer Wärmestrahlung im sichtbaren Bereich ab. Für die Thermografie in der ZfP ist jedoch meistens die Wärmestrahlung von Bauteilen im Raumtemperaturbereich relevant, welche mit einer Wellenlänge von ca. $10 \mu\text{m}$ im langwelligen Infrarotbereich liegt. Das Infrarotspektrum wird wegen der wellenlängenabhängigen Durchlässigkeit der Luft für IR-Strahlung („atmosphärische Fenster“) in spektrale Teilbereiche aufgeteilt (siehe Tabelle 1.1). Für diese Intervalle wurden speziell angepasste Detektormaterialien (InSb, HgCdTe) entwickelt. Die in dieser Arbeit verwendete IR-Kamera arbeitet im MWIR-Intervall.

Nahes IR	$0,78 - 1,4 \mu\text{m}$
Short Wave Infrared SWIR	$1,4 - 3 \mu\text{m}$
Mid Wave Infrared MWIR	$3 - 5 \mu\text{m}$
Long Wave Infrared LWIR	$8 - 15 \mu\text{m}$
Fernes IR	$15 - 1000 \mu\text{m}$

Tabelle 1.1.: Technische Infrarotbereiche

Wärmestrahlung wird durch das **Planck'sche Strahlungsgesetz** (1.1) beschrieben [3]. Es gibt die spektrale spezifische Wärmeabstrahlung M eines schwarzen Körpers an:

$$M(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} . \quad (1.1)$$

Dabei sind c die Lichtgeschwindigkeit, λ die Wellenlänge¹, h das Planck'sche Wirkungsquantum und k die Boltzmann-Konstante. Abbildung 1.2 zeigt beispielhaft die Abstrahlung bei vier verschiedenen Temperaturen etwas oberhalb der Raumtemperatur.

Das Maximum der Spektren verschiebt sich bei sinkender Temperatur zu größeren Wel-

¹Nicht mit der Wärmeleitfähigkeit, die ebenfalls durch das Symbol λ abgekürzt wird, zu verwechseln.

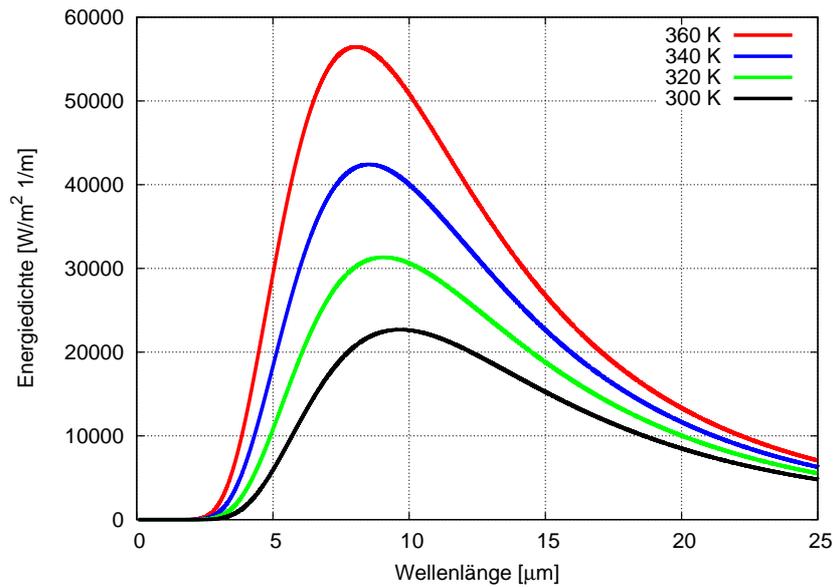


Abbildung 1.2.: Spektrale spezifische Wärmeausstrahlung eines schwarzen Körpers für vier Temperaturen von 27°C bis 87°C

längen, wie es das **Wien'sche Verschiebungsgesetz**

$$\lambda_{max} T = const = 2897,8 \mu m K, \quad (1.2)$$

eine direkte Folgerung aus Plancks Strahlungsformel, beschreibt. Die maximale Strahlungsenergie wird also je nach Temperatur bei einer bestimmten Frequenz bzw. Wellenlänge abgestrahlt.

Eine weitere Gesetzmäßigkeit kann aus dem Planck'schen Strahlungsgesetz abgeleitet werden: Integriert man über das Spektrum, so ist die gesamte Wärmeenergie, die der Körper abstrahlt, gegeben durch das **Stefan-Boltzmann Gesetz** [4] [5]

$$W = \int_0^{\infty} M(\lambda, T) d\lambda = \epsilon \sigma T^4. \quad (1.3)$$

Der Messwert, den eine IR-Kamera anzeigt, würde im Idealfall diesem Integral entsprechen. In Wirklichkeit wird er aber durch zusätzliche Faktoren beeinflusst: Neben der spektral selektiven Absorption der IR-Strahlung in Luft (die bei Laboranwendungen sehr gering ist, da die Strecke kurz ist), wird der Messwert wesentlich von den Transmissions-eigenschaften der Optik beeinflusst. Zusätzlich werden oft Cut-on bzw. Cut-off Filter verwendet, die den spektralen Bereich beschränken. Zuletzt beeinflusst der Detektor einer IR-Kamera durch seine spektrale Empfindlichkeit (=Kennlinie) selbst den gemessenen Wert.

Die bisherigen Betrachtungen gelten für schwarze Körper. Ein schwarzer Körper hat den maximal möglichen Emissionsgrad $\epsilon = 1$. Dieser hängt vom jeweiligen Material und dessen Objektoberflächenbeschaffenheit ab und nimmt Werte zwischen 0 und 1 an. Die abgegebene Wärmestrahlung eines grauen Strahlers ($\epsilon = \text{const} < 1$) wird durch die mit ϵ multiplizierte Planckkurve beschrieben. Neben einer geringeren Abstrahlung kann die Oberfläche eines grauen Strahlers auch weniger Strahlung absorbieren: Das **Kirchhoff'sche Gesetz** besagt, dass Emissionsgrad und Absorptionsgrad gleich sind. Für die aktive Thermografie sind Objekte mit geringem Emissionsgrad nicht nur wegen der schwachen Abstrahlung, sondern auch wegen des bei Lichtanregung geringeren Wärmeeintrages problematisch. In der Praxis werden solche Proben oft schwarz lackiert.

1.2. Stand der Technik

1.2.1. IR-Kamera

Seit der Entdeckung der Wärmestrahlung im Jahr 1800 durch den Astronomen Wilhelm Herschel wurden viele Sensoren zur Detektion der Wärmestrahlung entwickelt. Einer der ersten Sensoren war die Golay-Zelle [6], ein pneumatischer Strahlungsdetektor. Die absorbierte Strahlung erwärmt ein Gas, dessen Ausdehnung eine Membran verformt. Diese Verformung wird durch Ablenkung eines Lichtstrahls vermessen. Der spektrale Messbereich der Golay-Zelle reicht von ca. $1 \mu\text{m}$ bis 1mm , die Ansprechzeit ist jedoch relativ hoch (ca. 20 ms). Mit den Halbleiterdetektoren sind ab 1970 auch IR-Kameras möglich geworden. Anfangs wurde das Objekt mit einer rotierenden Spiegeloptik zwischen Objektiv und Detektor abgescannt. Heutiger Standard sind Detektorarrays („Focal Plane Arrays“) [7]. Während IR-Kameras mit Halbleiterdetektoren gekühlt werden müssen, kommen Mikrobolometerkameras ohne Kühlung aus. Sie erreichen typischerweise eine Temperaturauflösung von ca. 60 mK. Für die zerstörungsfreie Prüfung verwendet man überwiegend Kameras mit Arrays aus Halbleiterdetektoren, deren Bandlücke dem gewünschten Spektralbereich angepasst ist. Im Midwave Bereich von 3 bis $5 \mu\text{m}$ verwendet man typischerweise Indium-Antimonid (InSb) und für den Longwave Bereich Quecksilber-Cadmium-Tellurid (HgCdTe) als Detektormaterial. Die kleinsten noch messbaren Temperaturunterschiede liegen hier unter 20 mK. Damit können auch sehr schwache Wärmequellen (wie z.B. reibende Rissufer bei Ultraschallanregung) detektiert werden. Abbildung 1.3 zeigt die IR-Kamera, die in dieser Arbeit verwendet wurde, sowie deren Detektor-Kühler-Einheit. Die Kamera hat einen großflächigen InSb-Detektor mit 640×512 Pixel und $25 \mu\text{m}$ Pixelpitch. Die Temperaturauflösung, bzw. der NETD-Wert (noise equivalent temperature difference) liegt unter 20 mK.



Abbildung 1.3.: Links: Detektor-Kühler-Einheit, rechts: IR-Kamera Emerald: 640x512 Pixel, InSb Detektor, NETD ≤ 20 mK

1.2.2. Historische Entwicklung der Lockin-Thermografie

Der 1881 von Bell entdeckte photoakustische Effekt [8] beschreibt die Umwandlung von moduliertem Licht in Schall durch die periodische Erwärmung eines Körpers, die wiederum eine periodische thermische Ausdehnung zur Folge hat. Dass hierbei auch thermische Wellen freigesetzt wurden, blieb unbemerkt, obwohl die theoretischen Arbeiten von Fourier (Wasserleitungen) [1] und die Versuche von Ångström [2] bereits bekannt waren. Die Forschung mit thermischen Wellen wurde erst 1976 wiederbelebt [9] [10]. Mit Piezokeramik als Hochfrequenzwärmewellensensor [11] konnte man Mikroskopie mit thermischen Wellen betreiben [12].

Die Golay-Zelle und auch Halbleiterdetektoren stoßen beim Messen der stark gedämpften thermischen Wellen, deren Amplituden zudem oft sehr klein sind, an ihre Auflösungsgrenzen. Das Messrauschen wird sehr groß. Abhilfe schafft die Lockin-Technik: Der zu messende Effekt wird zeitlich moduliert und das Messsignal gemäß diesem zeitlichen Muster gefiltert. Da das Rauschen bei allen Frequenzen gleich stark ist (white noise), man aber nur eine bestimmte Frequenz – die der Effektmodulation – verwendet, wird der größte Anteil des Rauschens unterdrückt. Im Kontext der Thermografie wurde diese Methode erstmals bei der Photothermik bzw. photothermischen Radiometrie angewandt [13]: Die Probe wurde mit einem Laserstahl punktuell angeregt, die thermische Antwort mit einem IR-Einpunktdetektor erfasst und mit einem Lockin-Verstärker Amplitude und Phase des Signals ausgewertet. Um ein Bild zu erhalten, musste die Probe Punkt für Punkt abgerastert werden. Mit der Entwicklung von IR-Kameras lag die Idee nahe, das Prinzip simultan auf die gesamte Probenoberfläche anzuwenden [14]. Umgesetzt

wurde die Lockin-Thermografie von drei Arbeitsgruppen in verschiedenen Konzepten [15] [16] [17] [18] [19] [20]. Durch diese Entwicklung war es nun möglich, großflächige Bauteile in kurzer Zeit mit Lockin-Thermografie zu untersuchen. Dabei wurde der Laser durch leistungsstarke Halogenlampen ersetzt.

Zur Lackdickenmessung bleibt die Photothermik weiterhin eine gute Möglichkeit [21], da meistens an wenigen Punkten gemessen werden muss und die Technik preiswerter ist.

Als nächste Entwicklung folgte die Erweiterung der Anregungsmethoden: Durch Ultraschallanregung wurde es möglich, Regionen verstärkter mechanischer Hysterese wie beispielsweise verborgene Risse zu detektieren [20]. Ähnliches gilt für elektrisch leitfähiges Material bei der kontaktfreien Induktionsanregung [20]. Induzierte Wirbelstromfelder verdichten sich um Risse herum und erwärmen so diese Stellen. Es gibt noch weitere Möglichkeiten thermisch anzuregen, z.B. mit Warm-/Kaltluft oder Peltier-Elementen. Aufgrund der Vielfalt der Anregungstechnik und der damit unterschiedlichen Defektmechanismen kommt die Lockin-Thermografie in vielen Bereichen der zerstörungsfreien Prüfung zum Einsatz. Im folgenden Abschnitt werden einige Anwendungsbereiche vorgestellt.

1.2.3. Anwendungsgebiete der Thermografie

Die Lockin-Thermografie wird erfolgreich bei der zerstörungsfreien Prüfung von Faserverbundwerkstoffen eingesetzt. Bereits bei deren Fertigung sind Abweichungen der Lagenanzahl oder Faserondulationen mit Lockin-Thermografie messbar. Auch bei der Inspektion von Bauteilen aus kohlenstofffaserverstärktem Kunststoff (CFK) oder glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) lassen sich Fehler wie Impactschäden, Delaminationen oder Stringerablösungen zuverlässig detektieren.

In der Fügetechnik ermöglicht die Thermografie die Charakterisierung der Qualität von Nietverbindungen, Schweißnähten und Klebungen. Hierzu eignet sich insbesondere die akustische Anregung: Verklebte Stellen erwärmen sich stärker als Regionen ohne Klebung. Zeigen Niet- oder Schweißverbindungen Reibungswärme, handelt es sich meistens um Defekte.

Mit der optisch angeregten Lockin-Thermografie (OLT) können physikalische Parameter wie die Temperaturleitfähigkeit oder Schichtdicke bestimmt werden. In spröden Materialien können sich Risse bilden, die mit ultraschall- oder induktionsangeregter Lockin-Thermografie (ULT/ILT) detektiert werden können.

Die Anwendungsmöglichkeiten sind damit noch nicht erschöpft. So wird beispielsweise zur Qualitätsprüfung von Solarzellen Lockin-Thermografie einerseits in der OLT Variante mit UV-Licht und kurzgeschlossener Zelle verwendet, um ohmsche Verluste orts aufgelöst zu detektieren, und andererseits mit moduliertem Strom in Sperrrichtung der Halbleiterzel-

le angeregt, um lokalen Kurzschlüssen auf die Spur zu kommen [22] [23]. Wie gut sich die verschiedenen Varianten der Lockin-Thermografie zur Lösung gängiger Prüfprobleme eignet, ist in Tabelle 1.2 dargestellt.

Prüfproblem / -verfahren	OLT	ULT	ILT
Delamination / Stringerablösung CFK	✓	(✓)	(✓)
Klebung	(✓)	✓	-
Impact CFK	✓	✓	✓
Lackdicke	✓	-	✓
Risse	-	✓	✓

Tabelle 1.2.: Anwendungsgebiete

1.3. Motivation und Zielsetzung der vorliegenden Arbeit

Üblicherweise werden in der zerstörungsfreien Prüfung mit Thermografie Wärmebilder bzw. bei der Lockin-Thermografie Phasen- und Amplitudenbilder beurteilt, die durch unterschiedliche Farb- oder Helligkeitswerte eine Trennung von intakten und defekten Bauteilbereichen ermöglichen. Diese weitgehend qualitative Vorgehensweise, in Abbildung 1.4 durch die Ebene „Messverfahren“ dargestellt, soll mit dieser Arbeit durch neue Auswertemethoden erweitert und vervollständigt werden. Die hier behandelte Weiterentwicklung der Messmethode Thermografie knüpft an bestehende Messprinzipien an mit den Zielen thermografische Messergebnisse informationsreicher und zuverlässiger zu machen und die Bildqualität zu erhöhen. Abbildung 1.4 zeigt, wie die hier erarbeiteten neuen Auswertemethoden (unterste Zeile) zusammenhängen. Die Gliederung der vorliegenden Arbeit richtet sich nach dieser Struktur, die im Folgenden erläutert wird.

Aus Messungen mit optisch angeregter Lockin-Thermografie (OLT) lassen sich z.B. physikalische Größen wie Schichtdicke, Reflexionskoeffizient und Temperaturleitfähigkeit ableiten und bildhaft wiedergeben. Diese quantitativen Auswertemethoden stehen im Mittelpunkt von Kapitel 4. Um auch die Amplitudenwerte des thermische Wellenfeldes auszuwerten, muss eine möglichst homogene Beleuchtung verwendet werden (Beamer). Wie sich zeigen wird, ist das komplexe Wellenfeld in je ein Reflexionskoeffizientenbild und ein Schichtdickenbild umrechenbar. Bei bekannter Schichtdicke lässt sich zudem die Temperaturleitfähigkeit und die damit verknüpfte Porosität isotroper Proben bestimmen.

Für die Auswertung von Messungen, bei der die Probe durch einen Lichtblitz thermisch angeregt wurde (Puls-Thermografie), wird aus der Sequenz oft nur das Bild mit dem höchsten Kontrast als Ergebnisbild herangezogen. Dabei enthält die IR-Sequenz weit mehr

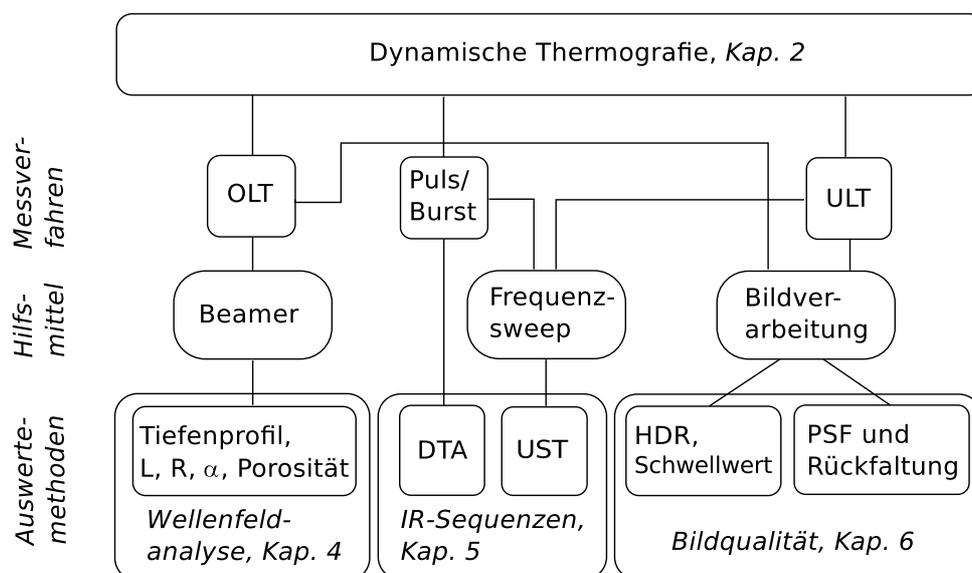


Abbildung 1.4.: Verfahren und Auswertemethoden der dynamischen Thermografie.

Informationen. Wie die Decay Time Analysis (DTA) aus einer solchen IR-Sequenz Aussagen über die Fehlertiefe ermöglicht, wird in Kapitel 5 gezeigt. Dort wird auch eine neue Mess- und Auswertemethode - die Ultraschall Sweep Thermografie (UST) - vorgestellt, die ebenfalls auf der Auswertung von IR-Sequenzen beruht. Bei der UST wird mit Schall, dessen Frequenz linear ansteigt, angeregt und währenddessen eine IR-Sequenz der Probe aufgenommen. Da sich Defekte in der Regel nur bei einigen wenigen Frequenzen detektieren lassen, lässt sich mit dieser Methode die Zuverlässigkeit von akustisch angeregten Thermografiemessungen erhöhen.

Ein weiteres Ziel ist die Verbesserung der Bildqualität. Jede Thermografiesoftware verfügt über Skalierungsfunktionen, d.h. Einstellung von Helligkeit und Kontrast. Auch Filterfunktionen sind gängig. Darüber hinaus lässt sich die Bildqualität weiter verbessern, indem Methoden der Bildverarbeitung auf die Thermografie zugeschnitten werden. Kapitel 6 geht zuerst auf die grundlegenden Bildverarbeitungsmethoden ein. Anschließend werden darauf aufbauende, neue Ansätze vorgestellt. Ein sehr wichtiges Anliegen ist dabei die Trennschärfenerhöhung von Thermografiemessungen. Mit Hilfe einer speziell für die Thermografie berechneten Point Spread Function (PSF) kann das unerwünschte Breitfließen der Wärme und somit auch das Verschwimmen der Konturen eines Defekts nachträglich herausgerechnet und das Ergebnisbild „scharfgestellt“ werden.

Die für die Umsetzung dieser Entwicklungen notwendigen Grundlagen werden in den folgenden beiden Kapitel dargelegt. Bei der Darstellung der benutzten Messverfahren (Kapitel 2) wird auch auf mögliche Störeinflüsse eingegangen, die für die Genauigkeit nachfolgender Auswertemethoden entscheidend sind. Kapitel 3 zeigt neben der Theorie thermischer Wellen auch Messungen der Temperaturleitfähigkeit und Experimente, die

die Interferenz thermischer Wellen belegen.

2. Dynamische Thermografie

Während die passive Thermografie lediglich die Aufnahme und Interpretation eines IR-Bildes beschreibt, also der rein ortsabhängigen Temperaturverteilung, nutzt die dynamische Thermografie die zeitliche Änderung der Temperaturverteilung als Information. Aus den lokalen Wärmeflussvorgängen lassen sich Rückschlüsse auf die Beschaffenheit des Bauteilinneren ziehen. Dazu wird eine IR-Sequenz (Bildstapel) aufgenommen und anschließend mit mathematischen Methoden ausgewertet. Das grundlegende Messprinzip der dynamischen Thermografie besteht darin, die Reaktion eines Prüfobjektes auf eine thermische Beanspruchung aufzunehmen und auszuwerten. Zur thermischen Anregung, d.h. zur Erwärmung oder Abkühlung, gibt es vielfältige Möglichkeiten:

- Kontakt-Anregung, z.B. mit Peltier-Element
- erzwungene Konvektion, z.B. mit Warm-/Kaltluft
- Absorption von Licht, z.B. mit Halogenlampen, Beamer, LEDs, Laser
- Ultraschallanregung: Wärmeentwicklung durch Reibung in Rissen
- Induktive Anregung: Wärmeentwicklung durch Wirbelstromverluste, beispielsweise bei Rissen in elektrisch leitfähigem Material.

Darüber hinaus gibt es spezielle problemspezifische Methoden zur thermischen Anregung. Bei elektrischen Schaltungen wird beispielsweise die Versorgungsspannung moduliert. Das resultierende Amplitudenbild zeigt die Bauteile mit den größten Wärmeverlusten.

Sehr einfach anzuwenden ist die Anregung mit Halogenlampen. Je nach Anzahl der Lampen können dabei vergleichsweise große Bauteile von mehreren Quadratmetern innerhalb weniger Minuten berührungslos gemessen werden.

Während die optische Anregung das gesamte Bauteil betrifft, erwärmt sich die Probe bei Ultraschall- bzw. Induktionsanregung nur an Stellen erhöhter mechanischer bzw. elektrischer Hysterese. Sehr häufig zeigen Defekte solche erhöhten Verlustwinkel. Deswegen spricht man hier von einer defektselektiven Anregung.

Dynamische Thermografieverfahren lassen sich einerseits nach diesen Anregungstechniken ordnen. Andererseits spielt der zeitliche Verlauf des Anregungssignals eine wichtige Rolle: Messungen mit sinusartig modulierten Halogenlampen erfordern eine andere Methode der

Bildstapelanalyse als Messungen mit pulsartiger Anregung (z.B. Blitzlampen). Im ersten Fall nennt sich das Verfahren Puls-Thermografie, im zweiten Lockin-Thermografie. Im folgenden werden diese Messverfahren genauer beschrieben.

2.1. Thermografie mit Pulsanregung

2.1.1. Prinzip und Aufbau

Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau der Puls-Thermografie. Mit den Blitzlampen lassen sich Prüfobjekte kurzzeitig stark erwärmen. Die an der Bauteiloberfläche entstehende Wärme fließt anschließend in das Bauteilinnere ab. Thermische Grenzflächen (Delamination, Hohlräume) behindern den Wärmeabfluss und resultieren in einer höheren Oberflächentemperatur. Dieses Verhalten wird zur Auswertung des während der Abkühlphase aufgenommenen IR-Films genutzt.

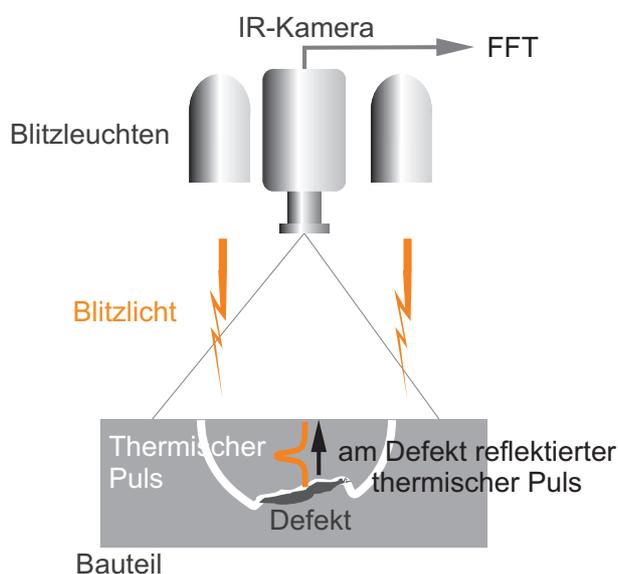


Abbildung 2.1.: Prinzipbild der Puls-Thermografie

Die Blitzlampen werden von Generatoren¹ mit einer maximalen Energie von 3,6 kJ gespeist. Besonders bei dünnen Bauteilen mit gut absorbierender Oberfläche muss darauf geachtet werden, nicht zu stark anzuregen.

¹Multiblitz 3600 Magnolux

2.1.2. Signalverarbeitung

Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über die gängigen Methoden zur Auswertung von IR-Sequenzen aus Puls-Thermografiemessungen.

Höchster Kontrast und Hintergrundabzug

Bei Anwendern der Thermografie ist die häufigste Auswertemethode von IR-Sequenzen die visuelle Suche nach dem Bild mit dem höchsten Kontrast. Dies wird mit Angabe der Zeit abgespeichert und nach Fehleranzeige bewertet². Verbessern kann man diese Methode durch Abziehen eines Referenzbildes, sei es vor der thermischen Anregung oder bei der Maximaltemperatur. Von jedem folgenden Bild der Sequenz wird das Referenzbild abgezogen („Hintergrundabzug“). So sieht man nur die Temperaturänderung für jedes Pixel.

Polynomfit

Bei einer logarithmischen Darstellung der Abkühlkurve scheint das Rauschen bei fortschreitender Zeit zuzunehmen. Um einerseits dieses Rauschen zu unterdrücken und andererseits die sehr große Datenmenge einer IR-Sequenz – typischerweise einige hundert MB bis hin zu einigen GB – zu minimieren, verwendet man für jeden Pixelzeitverlauf nach dem Logarithmieren einen Polynomfit [24] [25] :

$$\ln(T(t)) \approx a_n t^n + a_{n-1} t^{n-1} + \dots + a_1 t + a_0 . \quad (2.1)$$

Der komprimierte Datensatz enthält dann für jedes Pixel nur die Koeffizienten a_i des Polynoms. Auf diese Weise erreicht man eine tausend- bis zehntausendfache Reduktion der Datensatzgröße. Allerdings ist die Berechnung des Fits zeitintensiv, da der Fit-Algorithmus für jedes Pixel durch den gesamten Bilderstapel führt. Ein solcher Datensatz eignet sich sehr gut für mathematische Operationen: Eine zeitliche Ableitung ist gleichbedeutend mit einer Multiplikation der Koeffizienten mit den entsprechenden Polynomexponenten und kann somit in der Praxis ohne merkliche Verzögerung durchgeführt werden. Da sich Defekte in der Abkühlkurve durch eine „Linkskurve“ bemerkbar machen, muss lediglich die zweite Ableitung betrachtet werden, deren x-Wert (Zeitwert) Aussagen über die Defekt-tiefe erlaubt [26].

²Wie z.B. im Thermografie Level 2 Lehrgang der DGZfP, die Qualifizierungsprüfungen nach DIN EN 473 und DIN 54 161 anbietet.

Parkers Methode

Mit der Methode von Parker [27] können thermische Kennwerte, wie die Temperaturleitfähigkeit α , die Wärmekapazität c sowie die Wärmeleitfähigkeit λ eines Materials ermittelt werden. Sie beruht auf Pulsanregung und gleichzeitiger Messung des Temperaturanstiegs auf der Rückseite der Probe. Zur Bestimmung der Temperaturleitfähigkeit wird die Anstiegszeit $t_{\frac{1}{2}}$ bis zum halben Maximalwert der Temperatur gemessen (Abbildung 2.2).

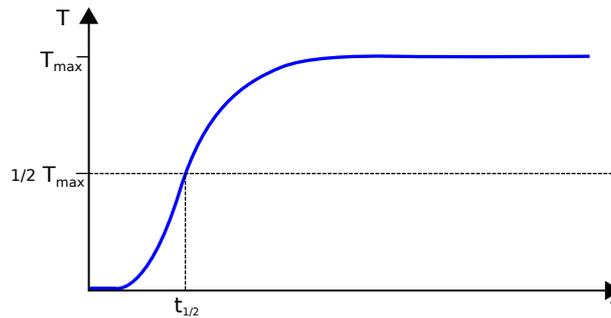


Abbildung 2.2.: Aus dem Temperaturverlauf wird die Anstiegszeit $t_{\frac{1}{2}}$ ermittelt.

Zusammen mit der Probenlänge L folgt aus der Anstiegszeit $t_{\frac{1}{2}}$ der Wert für die Temperaturleitfähigkeit:

$$\alpha = \frac{1.338 L^2}{\pi^2 t_{\frac{1}{2}}} . \quad (2.2)$$

2.1.3. Puls-Phasen-Auswertung

Bei puls- oder rechteckförmiger Anregung, z.B. mit einem Blitz oder Ultraschallburst, entstehen unendlich viele thermische Wellen unterschiedlicher Frequenzen. Ein Rechteckpuls der Dauer T

$$r(t) = \begin{cases} 1 & \text{für } |t| \leq T/2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.3)$$

wird im Frequenzraum durch eine Sinc-Funktion beschrieben:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(r(t)) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} r(t) e^{-i\omega t} dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-T/2}^{T/2} e^{-i\omega t} dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[-\frac{1}{i\omega} e^{-i\omega t} \right]_{-T/2}^{T/2} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{i\omega} \left(e^{i\omega T/2} - e^{-i\omega T/2} \right) = \frac{T}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sin(\omega T/2)}{\omega T/2} \\ &= \frac{T}{\sqrt{2\pi}} \operatorname{sinc}(\omega T/2) . \end{aligned} \quad (2.4)$$

Es ist demnach also möglich und sinnvoll, eine nach Pulsanregung gemessene IR-Sequenz per diskreter Fouriertransformation (DFT) im Frequenzraum auszuwerten [28]. Allerdings ist darauf zu achten, dass wegen der diskreten Zeitschritte nur diskrete (quasi „erlaubte“) Frequenzen zur Auswertung verwendet werden. Bei einer Bildwiederholrate von $f_s = 50$ Hz und einer Gesamtzahl $N=1000$ IR-Bildern aus der Sequenz ergeben sich die Frequenzkomponenten

$$f_n = n \frac{f_s}{N} = n \cdot 50 \text{ mHz} \quad n \in \mathbb{N}, n \in [1, N/2]. \quad (2.5)$$

Abbildung 2.3 zeigt die theoretisch zu erwartenden Ausgangsamplituden thermischer Wellen nach einem 2 s Rechteck-Burst bei den zuvor genannten Messparametern. Bei der Wahl der Auswertefrequenz ist darauf zu achten, dass diese nicht auf einem Minimum der Sinc-Einhüllenden, oder in dessen Umgebung liegt, weil dort nicht genug Amplitude für die jeweilige thermische Welle vorhanden ist.

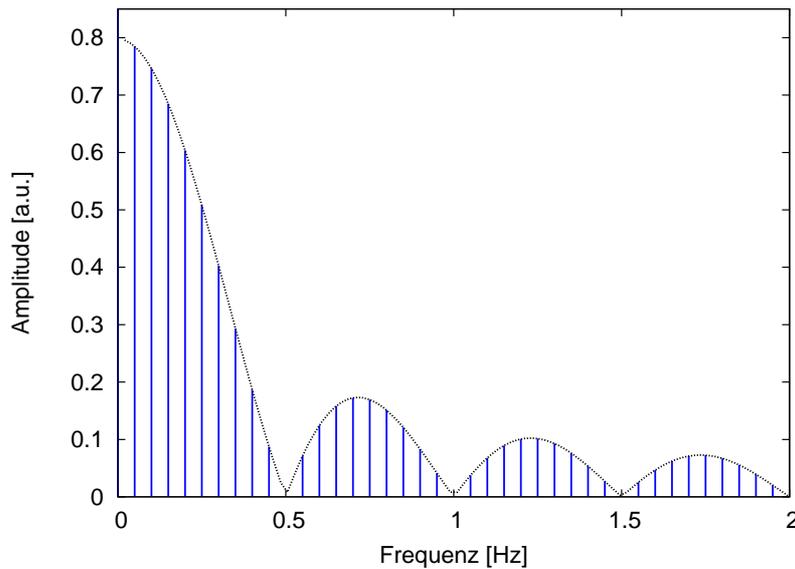


Abbildung 2.3.: Mögliche Auswertefrequenzen und theoretische Ausgangsamplitude thermischer Wellen bei einem Rechteck-Burst von 2 s Dauer. Bildwiederholrate 50 Hz und 1000 Bilder.

Zur simultanen Berechnung von Phasenbildern bei mehreren Frequenzen eignet sich die Fast Fourier Transform (FFT) [29]. Je kürzer die Burstdauer ist, desto breiter wird die Sinc-Hüllkurve. Bei Blitzmessungen mit einer typischen Pulsdauer von 0,9 bis 2,5 ms ist die Wahl der Auswertefrequenz weniger problematisch. Das erste Minimum der Sinc-Funktion liegt hier zwischen 400 Hz und 1 kHz.

2.2. Optisch angeregte Lockin-Thermografie (OLT)

2.2.1. Prinzip und Aufbau

In Abbildung 2.4 ist das Messprinzip der OLT dargestellt. Mit Halogenstrahlern wird die Bauteiloberfläche möglichst homogen beleuchtet. Der IR-Anteil der Lichtquelle muss gefiltert werden, um Störungen durch direkte Einstrahlung zu vermeiden (PMMA-Doppelfilter, siehe Abschnitt 2.2.4). Durch Absorption des sinusförmig modulierten Lichts entsteht eine Temperaturmodulation, die sich als thermische Welle ins Innere des Bauteils fortpflanzt. Stößt diese auf eine Grenzfläche, d.h. eine lokale Änderung der Effusivität, so wird ein gewisser Anteil der Welle reflektiert (s. S. 55). Die Überlagerung der Oberflächentemperaturschwingung mit reflektierten thermischen Wellen bildet das Wellenfeld, das von der IR-Kamera gemessen wird. Durch die Lockin-Auswertung (siehe nächster Abschnitt) werden nur Temperaturschwingungen bei der anregenden Lockin-Frequenz erfasst. Konstante IR-Spiegelungen aus der Umgebung werden auf diese Art eliminiert. Sehr vorteilhaft ist die bildhafte Betrachtung des Phasenwinkels, da dieser unabhängig von der meist inhomogenen Beleuchtung der Halogenlampen ist, während das Amplitudenbild in der Regel einen „hot spot“ zeigt.

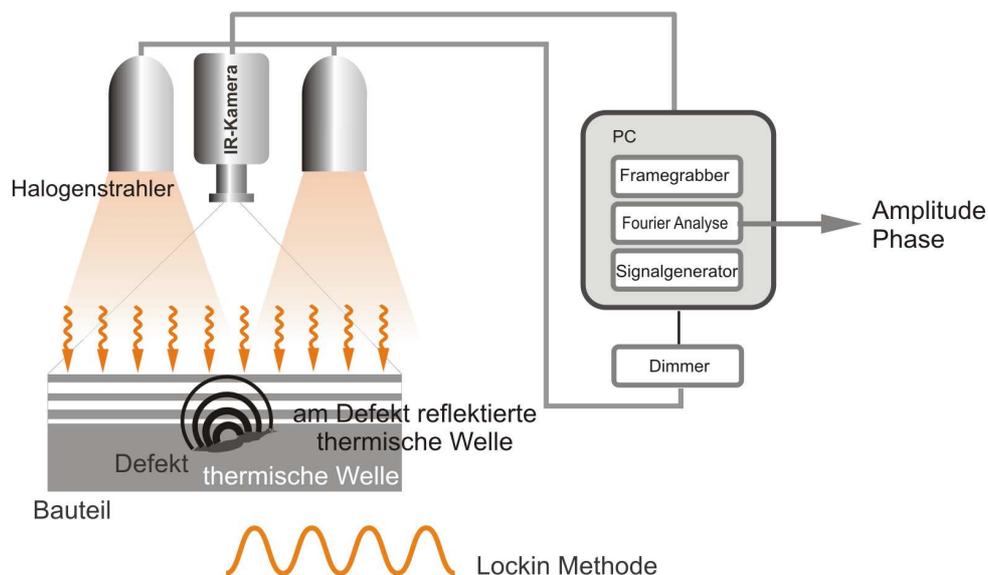


Abbildung 2.4.: Prinzipbild der optisch angeregten Lockin-Thermografie

2.2.2. Signalverarbeitung

Der bei der Messung aufgenommene IR-Film wird in ein Amplituden- und ein Phasenbild umgerechnet. Das Signal $s(t)$ eines Bildpixels wird durch die diskrete Fouriertransformation in einen komplexen Zeiger umgerechnet:

$$F(\omega_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) e^{-i\omega_0 t} dt ,$$

mit der Kreisfrequenz ω_0 , die der Lockinfrequenz entspricht. Nach einigen Einschwingperioden beginnt der Messvorgang. Wegen der endlichen Bildwiederholrate ist das Signal zeitlich diskret $s(t) \rightarrow s(t_n)$, und das Integral wird dadurch zur Summe

$$F(\omega_0) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N s(t_n) [\cos(\omega_0 t_n) - i \sin(\omega_0 t_n)] . \quad (2.6)$$

Da die Zeitschritte und die Lockin-Frequenz vor der Messung bekannt sind, können die Bilder mit den jeweiligen Sinus- und Kosinuskoeffizienten bereits während der Messung zur Fouriersumme aufaddiert werden. Auf diese Weise wird nur sehr wenig Speicherplatz benötigt.

Das Ergebnis ist eine komplexe Zahl F , aus der man Amplitude und Phase berechnet:

$$A = \sqrt{\operatorname{Re}^2(F) + \operatorname{Im}^2(F)} , \quad (2.7)$$

$$\varphi = \arctan \frac{\operatorname{Im}(F)}{\operatorname{Re}(F)} . \quad (2.8)$$

Durch die Division bei der Phasenwertberechnung eliminieren sich Störeffekte wie z.B. lokale Unterschiede im Emissionsgrad oder inhomogene Anregung [12] („interne Normierung“). Phasenbilder machen deshalb einen gleichmäßigeren Eindruck und sind wegen der praktisch fehlenden Artefakte zuverlässiger als Amplitudenbilder.

2.2.3. Messbeispiele OLT

Die optisch angeregte Lockin-Thermografie eignet sich insbesondere, um großflächige CFK-Bauteile zu untersuchen. Eine OLT Messung dauert ca. eine Minute, während andere Prüfverfahren wesentlich zeitaufwändiger sind.

Stringerablösung bei einer CFK-Struktur

Die mechanischen Belastungsgrenzen von CFK-Strukturen sind schwierig vorherzusagen. Deshalb werden neben Simulationsrechnungen auch Belastungsversuche an Test-Panelen

durchgeführt. Abbildung 2.5 zeigt die sukzessive Ablösung von Stringern, die auf der Rückseite der Struktur angebracht sind, nach mehreren Zyklen Druckbelastung [30]. Die Messungen wurden vom Autor beim Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Braunschweig durchgeführt.

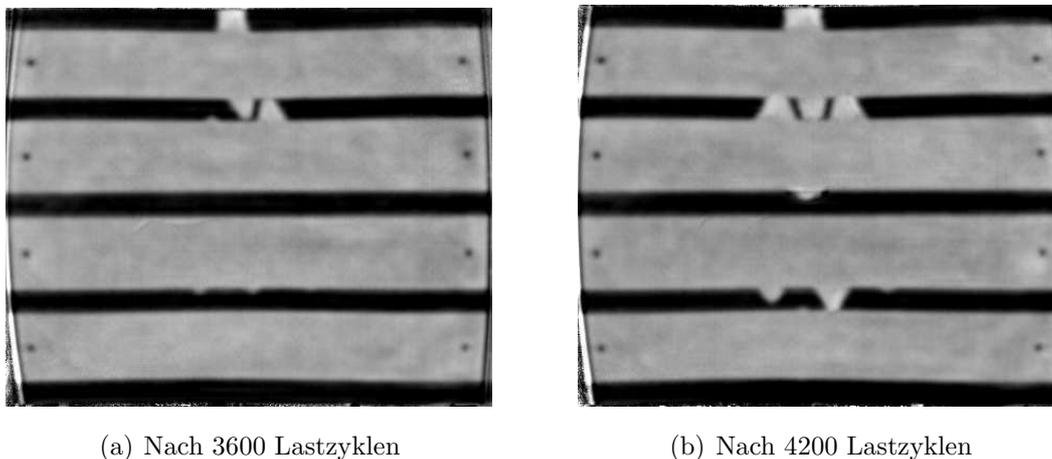


Abbildung 2.5.: Die OLT Phasenbilder zeigen den Schadensfortschritt an einer stringerverstärkten CFK-Struktur [30]. Abmessung: 0,80 m x 0,56 m, Krümmungsradius ca. 1 m, Lockin-Frequenz 0,1 Hz.

Impactschäden in CFK

Impactschäden in Faserverbundstrukturen lassen sich gut mit OLT detektieren, da die Wärmeleitung an diesen Stellen stark gestört wird. Durch die einstellbare Tiefenreichweite der thermischen Welle lässt sich auch die kegelförmige Struktur eines Impactschadens abbilden. In der Praxis ist hierbei je nach Prüfvorschrift für das jeweilige Bauteil eine gewisse Schadensfläche als Obergrenze festgelegt. Im Rahmen des Sonderforschungsbereichs SFB 381 wurde festgestellt, dass die mit OLT gemessene Schadensfläche mit der zerstörend gemessenen Restfestigkeit korreliert [31]. Abbildung 2.6 zeigt das OLT-Phasenbild einer impactgeschädigten Heckrotorwelle aus CFK (Quelle: Eurocopter).

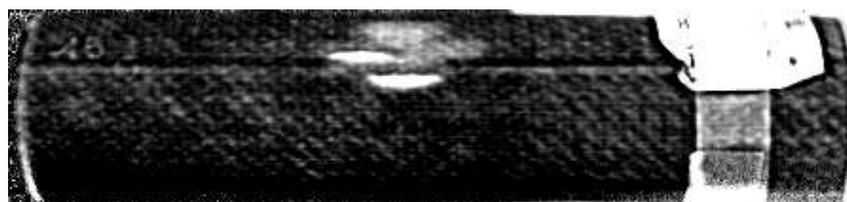


Abbildung 2.6.: OLT Phasenbild einer Heckrotorwelle mit visuell nicht sichtbarem Impactschaden, Lockinfrequenz 0,5 Hz.

2.2.4. Störeinflüsse

Für zerstörungsfreie Prüfverfahren ist ein unverfälschtes und zuverlässiges Ergebnisbild erforderlich. Messartefakte können zu falschen Schlussfolgerungen über die Qualität des Prüfteils führen. Darüber hinaus ist es wichtig, den Einfluss von Störgrößen einschätzen bzw. minimieren zu können, da sich jede Abweichung im Signal auf eine spätere quantitative Auswertung auswirkt. Im Folgenden werden die für Thermografiemessungen typischen Störeinflüsse beschrieben.

Detektorüberlauf

In der Regel betreibt man die IR-Kamera mit höchster Empfindlichkeit, also größtmöglicher Integrationszeit. Bei der hier verwendeten Kamera liegt diese bei $2500\ \mu\text{s}$. Bei hohen Temperaturen (hier ab ca. $55\ ^\circ\text{C}$) wird der Detektor „überbelichtet“ (Detektorüberlauf bzw. Overflow). Abbildung 2.7 zeigt ein Beispiel eines Overflows bei einer Lockin-Messung.

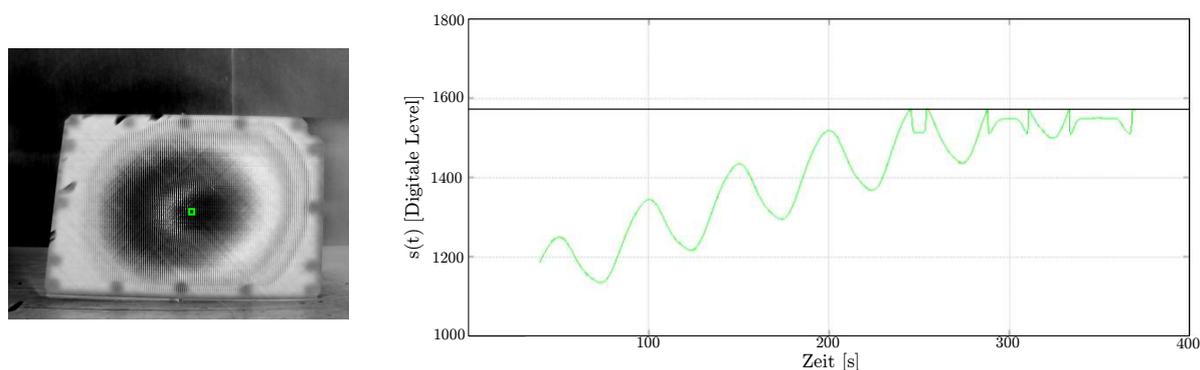


Abbildung 2.7.: Links: Phasenbild mit Overflow-Fehler, rechts: Zeitabhängiger Signalverlauf $s(t)$ der zugehörigen Lockin-Messung.

Das Problem lässt sich durch Verringerung der Lampenleistung verhindern. Für Lockin-Messungen sind ohnehin nur wenige Kelvin Temperaturänderung nötig. Bei Messungen mit Blitzlampen kommt es jedoch oft zu einem Overflow. In der darauf folgenden Abkühlphase fällt die Temperatur allerdings so schnell, dass es genügt, die wenigen Bilder zu verwerfen, bei denen ein Overflow auftritt.

Kanteneffekt

Das Phasenbild einer CKF-Platte in Abbildung 2.8 zeigt – neben dem Impact-Schaden in der Mitte – einen hellen rechten und oberen Rand. Das ist jedoch keine Bauteileigenschaft, sondern ein Kanteneffekt, der entsteht, wenn die Seitenflächen des Bauteils mit angeregt

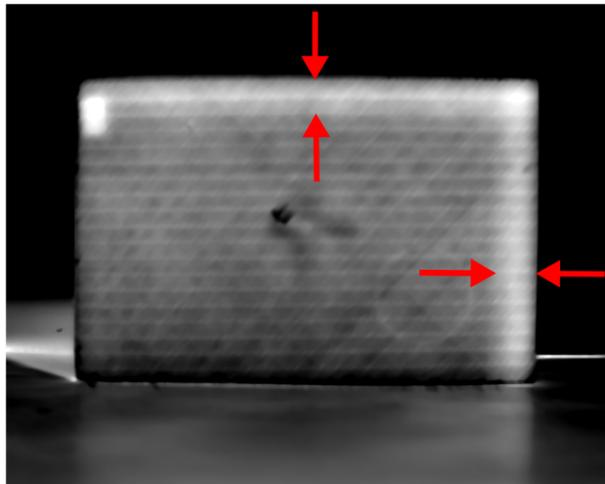


Abbildung 2.8.: Phasenbild einer CFK-Platte mit Impact bei 0,02 Hz. Kanteneffekt bei der oberen und der rechten Kante.

werden. Bei CKF ist dieser Effekt wegen der größeren Wärmeleitung in Faserrichtung sehr stark ausgeprägt. Für isotropes Material entspricht die Breite des Kanteneffektstreifens in etwa der thermischen Eindringtiefe μ [32]. Verhindern lässt sich dieser Störeffekt, indem die Seitenflächen nicht beleuchtet werden.

Periodische Reflexionen

Während gleich bleibende IR-Reflexionen durch die Lockin-Auswertung eliminiert werden, gehen Reflexionen, die mit der Lockin-Frequenz moduliert sind, in das Ergebnis ein. Bei OLT strahlen die Lampen einen erheblichen Teil im infraroten Spektralbereich ab. Wird diese Wärmestrahlung von der Probe reflektiert und gemessen, so sind die Lampen als Artefakt im Messergebnis zu sehen. Um dies zu vermeiden, muss das Austreten von Wärmestrahlung aus den Lampen verhindert werden. Dies geschieht mit Hilfe eines PMMA³-Filters, der für sichtbares Licht durchlässig ist. Jedoch kann sich auch das Filter erwärmen, weshalb man bei manchen Messungen einen Doppelfilter mit Luftspalt verwendet. Die unterschiedlichen Auswirkungen auf ein OLT-Phasenbild sind in Abbildung 2.9 dargestellt.

2.2.5. Einschwingvorgang

Die in Kapitel 3 vorgestellte Theorie der thermischen Wellen gilt streng genommen nur für den stationären Zustand, d.h. für den Fall, dass derselbe Wärmestrom aufgenommen

³Polymethylmethacrylat (Plexiglas®)

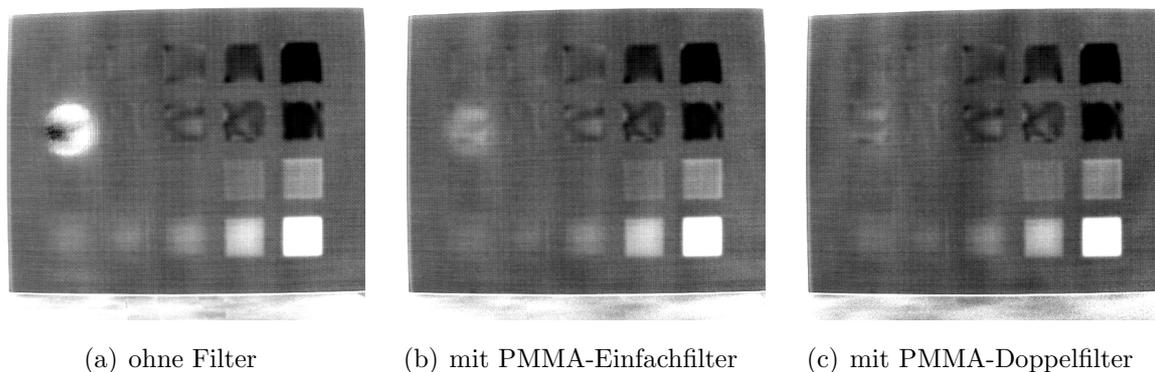


Abbildung 2.9.: Quadratische Inlays in einer CFK-Platte. Ohne Filter strahlt die anregende Halogenlampe auch im IR-Bereich ab und erscheint deshalb reflektiert im Ergebnisbild (heller Kreis auf der linken Seite).

und abgegeben wird. Das Bauteil muss also im Mittel eine gleich bleibende Temperatur haben. Das ist im Messprozess erst nach einer gewissen Zeit zu erreichen. Man verwendet deswegen Einschwingperioden, die nicht ausgewertet werden. In Abbildung 2.10 sind für verschiedene Wandstärken eines Bauteils die Temperaturschwingungen auf der Oberfläche dargestellt. Phase und Amplitude pendeln sich erst nach einigen Einschwingperioden auf

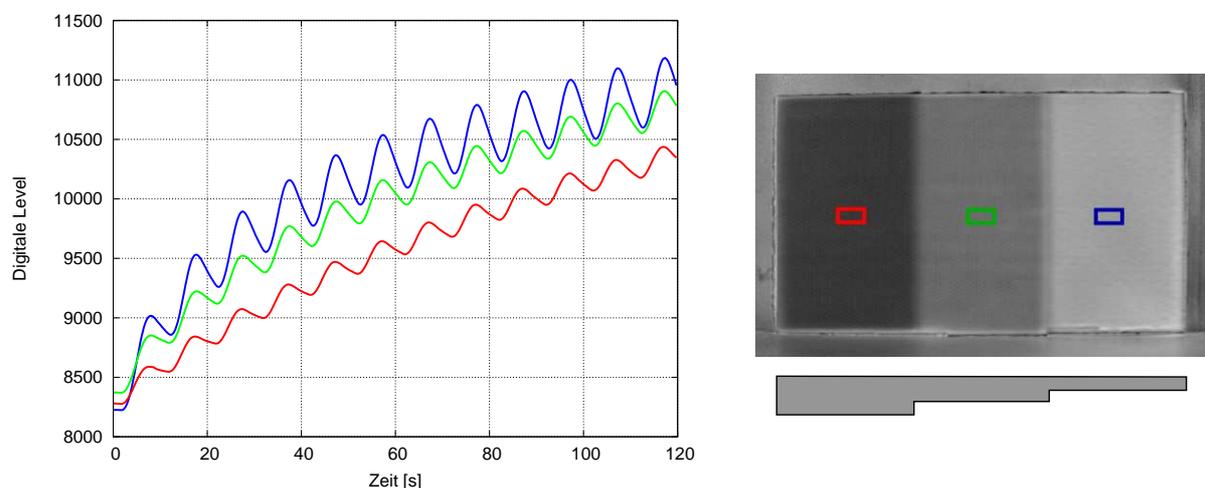


Abbildung 2.10.: Links: Einschwingverhalten in Abhängigkeit der Wandstärke. Rechts oben: Phasenbild des CFK Stufenkeils bei 0,1 Hz, unten: Bauteilquerschnitt.

einen stabilen Wert ein. Diese Einschwingzeit ist je nach Bauteildicke und -material unterschiedlich. Außerdem ist die Amplitude der Lampenanregung wichtig: Sie sollte so klein wie möglich sein. Sämtliche quantitativen Auswertemethoden in Kapitel 4 basieren auf den Lösungen der Wärmeleitungsgleichung für den stationären Zustand. Für quantitative

Messungen bei optischer Anregung muss deshalb der Einschwingvorgang immer beachtet werden.

2.2.6. Nichtharmonische Anregung

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen einer Abweichung von der Sinusform betrachtet. Um den Einfluss nichtharmonischer Anregung einschätzen zu können, wurden die Lampen jeweils mit einem Sinus- und anschließend mit einem Rechtecksignal angesteuert und die Spektren verglichen (siehe Abbildungen 2.11 und 2.12). Bereits bei sinusförmigem Steuersignal ergeben sich Abweichungen: Die Absorption - und damit auch die Temperatur - der Bauteiloberfläche ist vom Spektrum der Halogenlampen abhängig. Weil die Lampen mit einem Dimmer gesteuert werden, ändert sich deren abgestrahltes Spektrum nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz mit der Glühwendeltemperatur. Die Abweichung von der Sinusform zeigt sich im Spektrum (Abbildung 2.11) in Form der ersten Oberschwingung (bei 0,2 Hz).

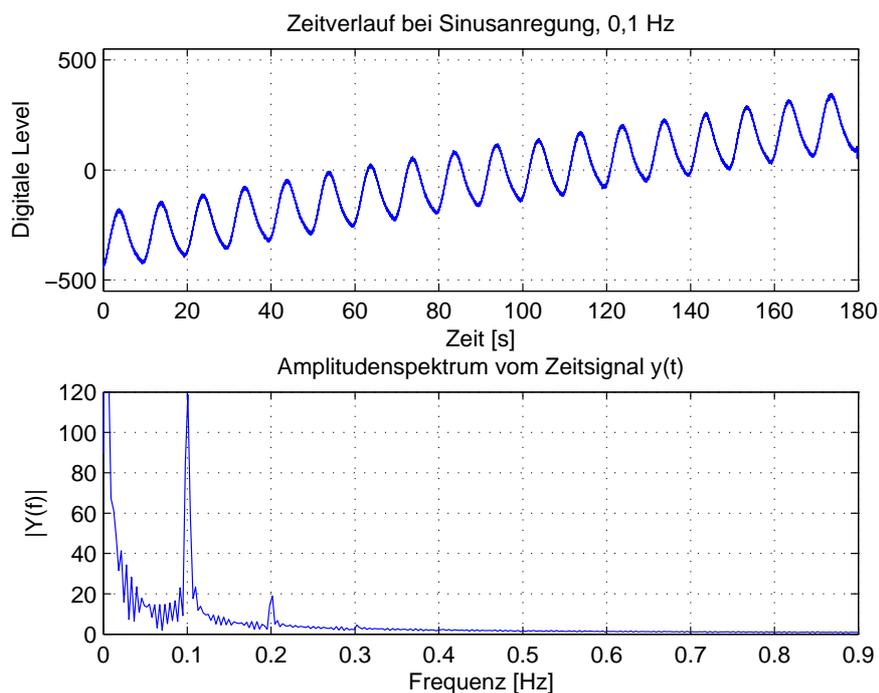


Abbildung 2.11.: Amplitudenspektrum bei sinusartiger Anregung bei 0,1 Hz.

Bei der Rechteckanregung wird die Probe stärker geheizt, was zu einer um $4/\pi \approx 1,3$ höheren Amplitude bei dieser Anregung führt. Die Rechteckanregung hat einen sägezahnähnlichen Temperaturverlauf zur Folge. Deshalb tauchen im Spektrum ungeradzahlige Vielfache der Grundfrequenz auf. Für Lockin-Messungen spielen diese Abweichungen kei-

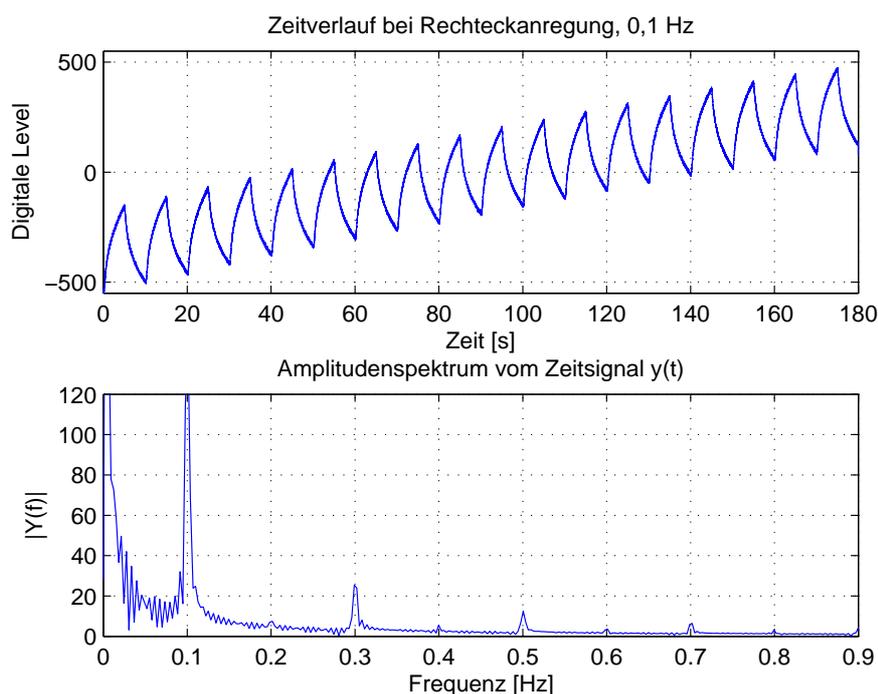


Abbildung 2.12.: Amplitudenspektren bei Rechteckanregung bei 0,1 Hz. Die Erwärmung entspricht einer zeitlichen Integration dieses Rechtecksignals, weshalb das Temperatursignal sägezahnförmig aussieht. Das Spektrum zeigt dem entsprechend nur die ungeradzahligen Vielfachen der Grundfrequenz.

ne Rolle, da die größte Amplitude jeweils bei der Grundfrequenz auftritt und ausschließlich bei dieser ausgewertet wird.

Theoretisch erzeugen Defekte auch thermische Oberwellen [33], die dann, ähnlich wie bei der nichtlinearen Vibrometrie (siehe Anhang A.2), gezielt ausgewertet werden könnten. Um diese Oberwellen zweifelsfrei Defekten zuordnen zu können, muss eine rein harmonische Anregung verwendet werden. Die Praxis zeigt, dass eine perfekt sinusförmige Temperaturschwingung mit optischer Anregung nicht zu erreichen ist (variierendes Glühwendelspektrum, Absorptionsspektrum der Probe). Die anregungsbedingten Oberwellen sind weitaus größer als die zu erwartenden Defekt oberwellen, die zudem noch auf Grund ihrer Laufstrecke stärker gedämpft sind.

2.3. Ultraschallangeregte Lockin-Thermografie (ULT)

2.3.1. Prinzip und Aufbau

Wird ein Bauteil mit intensiven niederfrequenten Ultraschallwellen angeregt, so kommt es an beschädigten Stellen zu mechanischen Verlusten, d.h. zur Umwandlung mechanischer Energie in Wärme [34, 35, 20, 36, 37, 38, 39]. Diesen Mechanismus macht sich die ultraschallangeregte Lockin-Thermografie (ULT) zunutze (Abbildung 2.13).

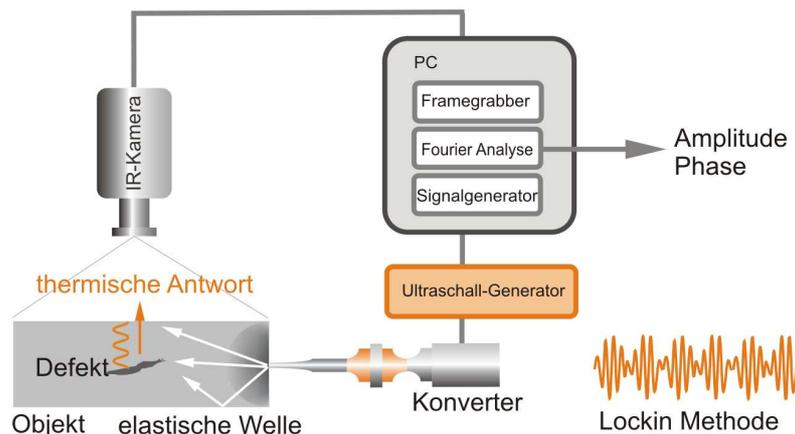


Abbildung 2.13.: Prinzipbild der ultraschallangeregten Lockin-Thermografie

Anders als bei der OLT, bei der die gesamte innere Bauteilstruktur aufgrund innerer thermischer Grenzflächen abgebildet wird, sind mit Ultraschallanregung nur Gebiete darstellbar, bei denen sich Schall in Wärme umwandelt. Abgesehen von der Schalleinkoppelstelle trifft das hauptsächlich auf Materialfehler wie Risse (Rissuferreibung) oder Ränder von Delaminationen zu. Man bezeichnet die ULT deshalb als *defektselektives* Verfahren. Allerdings ist mechanischer Kontakt zur Probe notwendig, um ausreichend Schall einkoppeln zu können. Der Aufbau gleicht, abgesehen von der Ultraschalleinheit, dem der OLT. Die Ultraschalleinheit ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Der Konverter besteht aus einem Stapel von Piezoelementen. Er wird auf einen „Booster“ montiert, in dessen Mitte im Betrieb ein Schwingungsknoten herrscht. An dieser Stelle befindet sich die Befestigung der gesamten Schwingeinheit, um zu verhindern, dass Schallenergie in den umgebenden Aufbau fließt und somit verloren geht. Der Booster wird entweder direkt oder über ein aufgesetztes Exponentialhorn, welches die Schallamplitude verstärkt, auf die Probe gepresst. Betrieben wird der Konverter mit einem Generator (Verstärker) mit einer maximalen Eingangsleistung von 2 kW. Durch eine Pneumatik wird ein konstanter Anpressdruck erzeugt, um reproduzierbare Randbedingungen zu erreichen. Zur akustischen Dämpfung lagert die Probe auf einem Teflonblock.

Für die Lockin-Methode wird die Ultraschallanregung amplitudenmoduliert. Ein solches

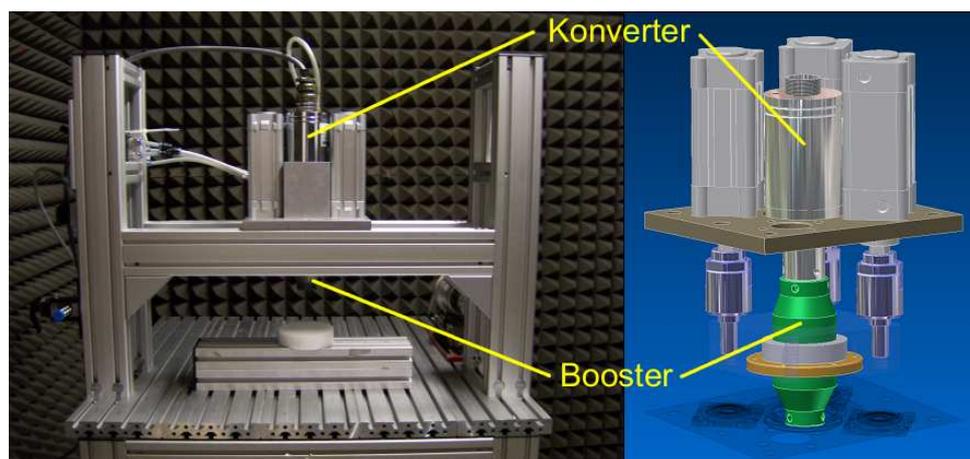


Abbildung 2.14.: Ultraschalleinheit.

Ultraschallsignal ist in Abbildung 2.15 schematisch veranschaulicht. In Wirklichkeit ist die Ultraschallfrequenz zu hoch, um sie noch erkennbar zusammen mit der Lockinfrequenz in einem Diagramm darzustellen. Typischerweise liegt die Lockin-Frequenz bei einigen mHz und die Ultraschallfrequenz bei ca. 20 kHz.

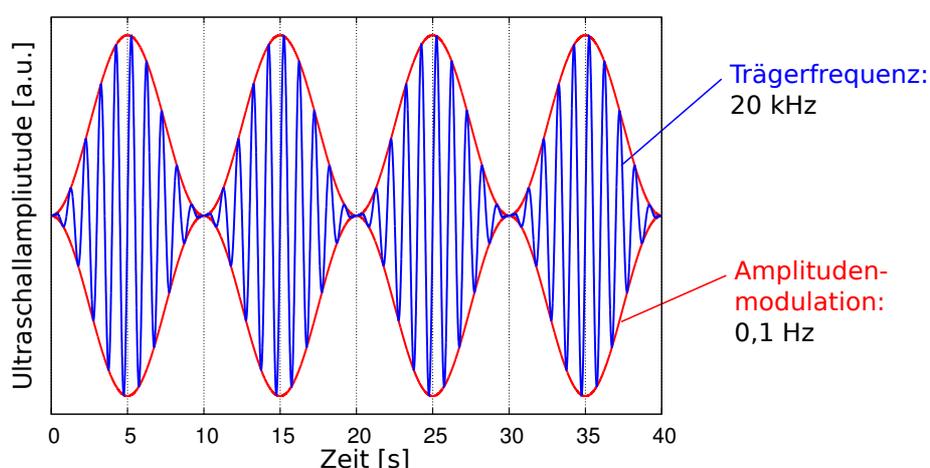


Abbildung 2.15.: Schematische Darstellung des Ultraschallsignals bei Lockin-Anregung. Die rote einhüllende Kurve beschreibt die Amplitudenmodulation mit der Lockin-Frequenz (hier 0,1 Hz). Die blaue Kurve steht symbolisch für das Ultraschallsignal, dessen Frequenz bei 20 kHz liegt.

Die Lockin-Auswertung erfolgt auf gleiche Weise wie bei der OLT (siehe Abschnitt 2.2.2). Neben der periodischen Anregung ist es möglich, nur für die kurze Dauer von einigen Millisekunden bis Sekunden mit Ultraschall anzuregen („Burst“) [40] [41]. Zur Auswertung verwendet man dann, wie bei der Puls-Phasen-Thermografie, eine DFT bei einer passenden Frequenz (siehe Abschnitt 2.1.3).

2.3.2. Schallausbreitung in Festkörpern

Bei der defektselektiven Anregung mit Schallwellen spielen die in diesem Abschnitt dargestellten Grundlagen der Schallausbreitung sowie die akustischen Eigenschaften der Probe, insbesondere die Dämpfung, eine wesentliche Rolle. Mit dem Begriff „Schall“ wird die wellenförmige Ausbreitung periodischer Druck- und Dichteschwankungen beschrieben. In Gasen und Flüssigkeiten handelt es sich dabei immer um Longitudinalwellen. Im Gegensatz dazu gibt es in Festkörpern zusätzlich zu den Longitudinal- auch Transversalwellen, da Rückstellkräfte senkrecht zur Ausbreitungsrichtung existieren. Daher ergibt sich in Festkörpern eine größere Vielfalt mechanischer Wellen als in flüssigen oder gasförmigen Medien [42].

Der für den Menschen hörbare Frequenzbereich liegt zwischen 16 Hz und 20 kHz. Schall mit Frequenzen unter 16 Hz wird als Infraschall, Schall über 20 kHz als Ultraschall und Schall mit Frequenzen über 1 GHz als Hyperschall bezeichnet (Abb. 2.16).

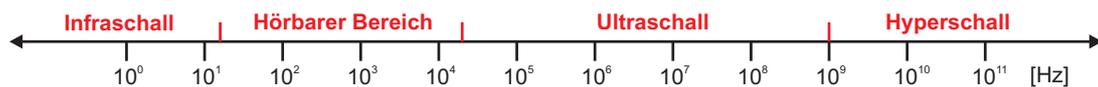


Abbildung 2.16.: Akustisches Spektrum.

Die Wellenlänge λ in einem Material folgt aus der Schallgeschwindigkeit c und der Schallfrequenz f :

$$\lambda = \frac{c}{f} . \quad (2.9)$$

Die maximale Geschwindigkeit der schwingenden Materieteilchen („Schallschnelle“ U) ist durch die Gleichung

$$U = \omega \cdot A_{max} \quad (2.10)$$

definiert. Dabei sind ω die Kreisfrequenz der Welle und A_{max} die maximale Auslenkung eines Teilchens. Der Schallwechseldruck, oder einfach Schalldruck, ist die momentane Abweichung des Drucks vom Normaldruck an einer bestimmten Stelle. Schallwechseldruck p und Teilchenauslenkung A hängen bei Longitudinalwellen zusammen,

$$p = Z \omega A . \quad (2.11)$$

Die Schallgeschwindigkeit ist werkstoffspezifisch. Bei Metallen liegt sie zwischen 2160 m/s für Blei und etwa 7000 m/s für Hartmetalllegierungen. Ähnlich hoch sind die Schallgeschwindigkeiten in Keramiken und Gläsern, während Kunststoffe Schallgeschwindigkeiten um 2000 m/s aufweisen. Die Schallgeschwindigkeiten sind in Flüssigkeiten mit ca. 1000 m/s und in Gasen (ca. 340 m/s in Luft) deutlich niedriger [43].

Reflexion

Mit Hilfe der Impedanz $Z = \rho \cdot c$ („Schallwellenwiderstand“), dem Produkt aus Dichte ρ und Schallgeschwindigkeit c eines Mediums, lässt sich das Verhalten von Schallwellen beim Auftreffen auf Grenzflächen quantitativ beschreiben. Für nicht absorbierende Medien gilt bei senkrechtem Einfall auf eine Grenzfläche für den Amplitudenreflexionskoeffizienten R_A :

$$R_A = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}. \quad (2.12)$$

Z_1 ist die Impedanz des Mediums vor, Z_2 des Mediums hinter der Grenzfläche. Für den Reflexionsfaktor der Intensität R_I gilt [43]

$$R_I = \left(\frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \right)^2. \quad (2.13)$$

Trifft eine Schallwelle nach Durchlaufen eines Festkörpers (hohe Impedanz) auf eine Grenzfläche Festkörper-Luft (sehr kleine Impedanz), wird sie nach Gleichung (2.12) und (2.13) nahezu komplett reflektiert. Wenn Ultraschall unter Verwendung eines Wandlers durch direkten Kontakt in ein Bauteil eingekoppelt wird, so wird der Schall viele Male im Bauteil reflektiert, bevor er durch Abstrahlung nach außen verloren geht. Die Probe wird sozusagen mit Ultraschall „gefüllt“. Dadurch können in der zerstörungsfreien Prüfung Defekte im Bauteil praktisch gleichmäßig angeregt werden. Bei Überlagerung (Interferenz) von einfallender und reflektierter Welle kann sich eine stehende Welle ausbilden. In dieser sind an bestimmten Stellen („Knoten“) die Teilchen dauerhaft in Ruhe. Hier löschen sich die einfallende und die reflektierte Welle gegenseitig aus. Die Stellen maximaler Schallschnelle, die sich genau in der Mitte zwischen zwei Knoten befinden, nennt man Schwingungsbäuche. Bei stehenden Longitudinalwellen sind die Knoten der Bewegung die Bäuche des Schallwechseldrucks und umgekehrt, d.h. die maximale Schallschnelle und der maximale Schallwechseldruck liegen eine Viertel Wellenlänge auseinander [44]. Knotenlinien sind für die akustisch angeregte Thermografie problematisch, da potentielle Defekte in diesen Regionen nicht detektiert werden können.

Dämpfung bei zyklischer Belastung

Die Verformung idealer, verlustfreier Festkörper ist dehnratenunabhängig und wird durch das **Hooke'schen Gesetz**

$$\sigma = E \cdot \varepsilon \quad (2.14)$$

beschrieben [45]. Dabei sind σ die angelegte Spannung, E der E-Modul und ε die resultierende Dehnung. Liegt bei Anlegen einer statischen Last eine zeitabhängige Verformung vor, so spricht man bei Metallen und Keramiken von anelastischem, bei Polyme-

ren von viskoelastischem Verhalten des Materials. Bei zyklischer Belastung führt diese Zeitabhängigkeit dazu, dass die Dehnung der Spannung hinterher läuft. Diese Phasenverschiebung δ („Verlustwinkel“) macht sich im Spannungs-Dehnungs-Diagramm als Hystereseschleife bemerkbar (Abbildung 2.17).

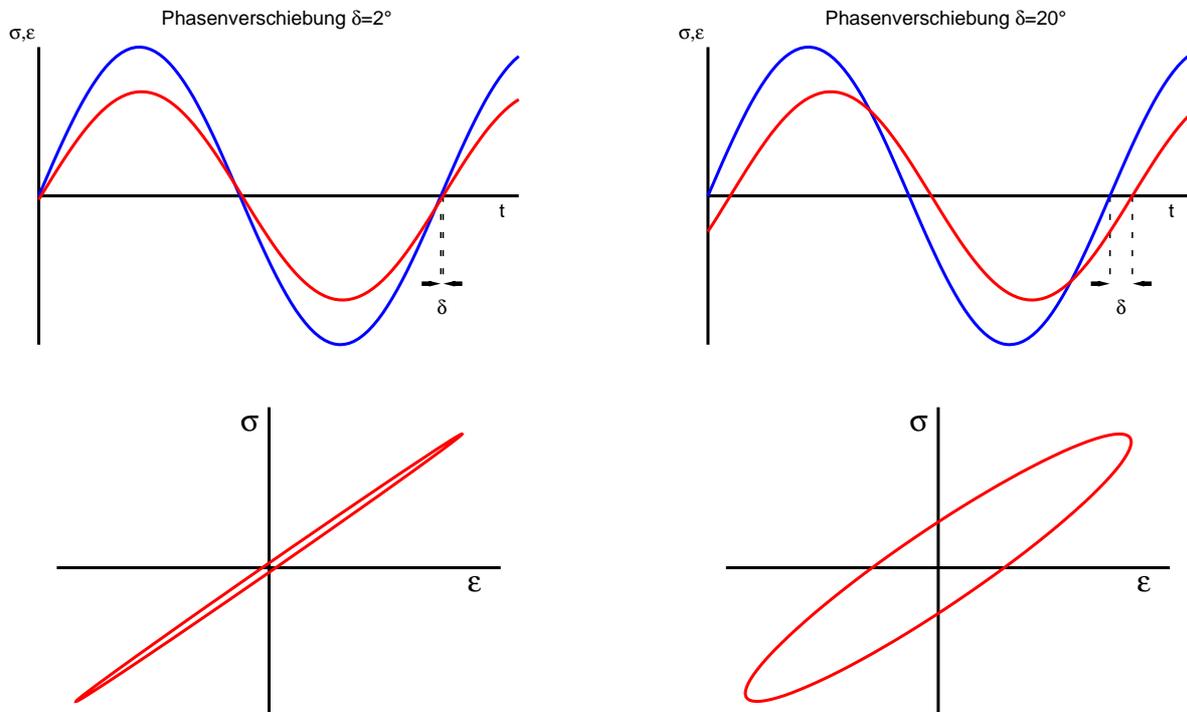


Abbildung 2.17.: Oben: Hinter der Spannung σ (blau) herlaufende Dehnung ε (rot). Unten: Spannungs-Dehnungs-Diagramm mit Hystereseffläche. Links: geringe Dämpfung. Rechts: Hohe Dämpfung.

Die Fläche, die die Hystereseschleife umläuft, entspricht der in Form von Wärme freiwerdenden Energiedichte. Für die spezifische Dämpfungsenergie D mit der Einheit J/m^3 gilt demzufolge:

$$D = \oint \sigma d\varepsilon . \quad (2.15)$$

Die maximal im Werkstoff gespeicherte Energiedichte U ist:

$$U = \frac{\sigma_{max}^2}{2E} . \quad (2.16)$$

Durch das Verhältnis von D zu U ist der Verlustkoeffizient η definiert:

$$\eta = \frac{D}{2\pi U} . \quad (2.17)$$

Zwischen dem Verlustkoeffizient η und der Phasenverschiebung δ besteht folgender Zusammenhang:

$$\eta = \tan \delta . \quad (2.18)$$

Durch Messung der Phasenverschiebung bei zyklischer Belastung lässt sich der Verlustkoeffizient eines Materials bestimmen [46].

Dämpfungsmechanismen

Der Verlustkoeffizient ist eigentlich keine Materialkonstante, da er durch thermische und mechanische Vorbehandlung des Werkstoffs stark verändert werden kann. In Metallen entsteht die Dämpfung hauptsächlich durch Versetzungen, Legierungselemente, Korngrenzen und irreversible Wärmeverluste („thermoelastische Dämpfung“). Häufig spielen zeitabhängige Diffusionsprozesse, wie die Diffusion von Legierungselementen und Wärmediffusion, eine Rolle [47].

Die Verlustkoeffizienten von Kunststoffen sind, im Vergleich zu Metallen oder Keramiken, relativ hoch und stark temperatur- und frequenzabhängig. Weit unterhalb der Glasstemperatur haben Polymere einen niedrigen Verlustkoeffizienten, während im Bereich der Glasstemperatur Verlustkoeffizienten bis zu $\eta = 10$ auftreten können, weil die Polymerketten sehr beweglich werden. Dadurch treten viele verschiedene Relaxationsmechanismen auf, z.B. Kettenverdrehungen, abgleiten der Ketten usw., die zu einer hohen Dämpfung führen. Beim Ultraschallschweißen wird die hohe Dämpfung gezielt ausgenutzt, um thermoplastische Kunststoffe auf ihren Erweichungspunkt zu erwärmen.

In Tabelle 2.1 sind die Verlustkoeffizienten verschiedener Materialien einander gegenübergestellt. Die angegebenen Werte können nur einen Einblick in die Größenordnung der Verlustkoeffizienten geben, da die in der Literatur angegebenen Werte teilweise stark voneinander abweichen.

Material	η
Gummi, hochdämpfend	0,5 – 1,5
Polyethylen	0,1 – 0,25
Polypropylen	0,5 – 1,5
Holz	$8 \cdot 10^{-3} - 6 \cdot 10^{-2}$
GFK, CFK	$3 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-2}$
Aluminiumlegierungen	$6 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-2}$
Stahl, unlegiert	$1 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-3}$
Al_2O_3	$5 \cdot 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-5}$
SiO_2 (Quarz)	$1 \cdot 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 2.1.: Verlustkoeffizienten verschiedener Werkstoffe [46].

Zusätzlich zu den beschriebenen Dämpfungsmechanismen können Schallwellen an Ein-

schlüssen, Poren, Seigerungen und Korngrenzen gestreut und dadurch abgeschwächt werden. Für die zerstörungsfreie Werkstoffprüfung ist ein anderer Effekt wichtig: Die Phasenverschiebung zwischen Spannung und Dehnung ist besonders hoch in Defektbereichen, so dass im Spannungs-Dehnungs-Diagramm eine große Fläche umlaufen wird. Nach Gleichung (2.15) entspricht die Hystereseffläche der dissipierten Energie, d.h. in Defektbereichen wird mehr Wärme als in intakten Bereichen erzeugt [35, 48]. Es gibt mehrere Mechanismen, die für diese erhöhte Dämpfung verantwortlich sind. Bedeutsam ist die Rissuferreibung: Wenn beide Seiten eines geschlossenen Risses eine Relativbewegung zueinander ausführen, wird Reibungswärme erzeugt. Außerdem treten in Defektbereichen häufig Spannungskonzentrationen auf, vor allem im Bereich von Rissspitzen. Bei zyklischer Belastung führen diese erhöhten Spannungs- und Dehnungsamplituden zu einer höheren „gewöhnlichen“ Dämpfung im Material. Zusätzlich kommt es durch die Spannungskonzentrationen an Defekten zu starken Spannungs- und damit auch Temperaturgradienten und zu irreversiblen Wärmeflüssen (thermoelastische Dämpfung). Diese und andere nicht-lineare Effekte können direkt zur Bauteilcharakterisierung herangezogen werden [49]. Hohe Ultraschallintensitäten können aufgrund der hohen Absorption an Poren, Einschlüssen und Mikrorissen zu einer schnellen Ermüdung des Materials führen. Bei einer Ultraschallfrequenz von 20 kHz wird ein Bauteil $1,2 \cdot 10^6$ mal pro Minute auf Lastwechsel beansprucht. Es können dabei sehr hohe Schallwechseldrücke auftreten, die die Dauerfestigkeit vieler Materialien übersteigen. Man kann dies ausnutzen, um mit Leistungultraschall die Lastwechselfestigkeit von Werkstoffen zu messen [43]. Bei der Ultraschallanregung in der zerstörungsfreien Prüfung wird man deshalb versuchen, mit möglichst wenig Leistung auszukommen, um Bauteilbeschädigungen zu vermeiden.

2.3.3. Schallerzeugung: Piezoelektrischer Effekt

Der piezoelektrische Effekt beschreibt die Kopplung elastischer und elektrischer Felder. Belastet man piezoelektrische Materialien auf Zug oder Druck, so ist eine elektrische Spannung messbar. Umgekehrt entstehen in diesen Werkstoffen durch Anlegen eines elektrischen Feldes mechanische Spannungen. Im ersten Fall spricht man vom direkten, im zweiten Fall vom inversen piezoelektrischen Effekt [50]. Dieser Effekt kommt bei Materialien vor, die polare Achsen in ihrer Kristallstruktur haben. Dies ist gleichbedeutend mit der Aussage, dass kein Inversionszentrum im Kristallaufbau vorliegen darf. Aufgrund dieser Asymmetrie werden beim Anlegen einer mechanischen Spannung die Ladungsschwerpunkte der positiv und negativ geladenen Ionen gegeneinander verschoben, was zur Entstehung elektrischer Dipole mit Vektoren parallel zur Zug- bzw. Druckrichtung führt. Die Flächen senkrecht zur Zugrichtung werden dadurch aufgeladen, was als elektrische Spannung messbar ist [51]. Dieses Prinzip ist in Abbildung 2.18 am Beispiel eines Quarzkristalls (SiO_2)

veranschaulicht.

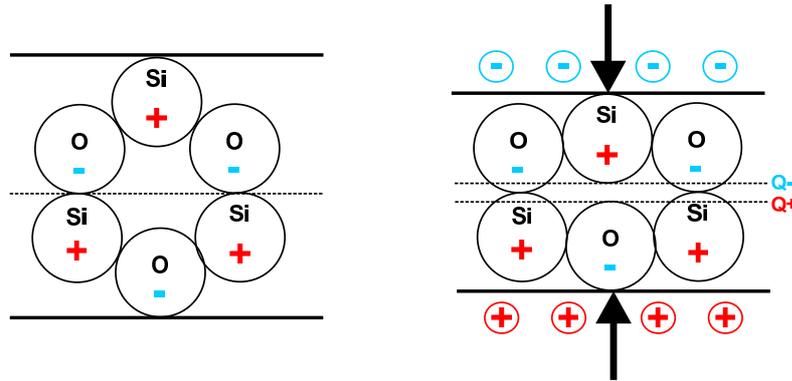


Abbildung 2.18.: Prinzip des piezoelektrischen Effekts am Beispiel eines Quarzkristalls (SiO_2). Kristall ohne (links) und mit angelegter mechanischer Spannung (rechts).

Bei großen Platten oder Scheiben gilt ein einfacher Zusammenhang zwischen der elektrischen Feldstärke E im Inneren der Platte und der resultierenden mechanischen Spannung σ [42]:

$$\sigma = -e E . \quad (2.19)$$

Die piezoelektrische Konstante e ist eine Materialkonstante. Wenn die Platte nicht eingespannt ist, hat die auftretende Spannung unmittelbar eine Dickenänderung zur Folge.

Der umgekehrte Fall, wenn eine außen angelegte Kraft eine Dehnung ε des Materials erzeugt und es infolgedessen zu einer Ladungstrennung kommt, kann mit Gleichung 2.20 beschrieben werden:

$$D = e \varepsilon . \quad (2.20)$$

Dabei ist D die dielektrische Verschiebung und e wiederum die piezoelektrische Konstante.

Um das piezoelektrische Verhalten eines Materials in alle Raumrichtungen vollständig zu beschreiben, sind die Gleichungen 2.19 und 2.20 nicht ausreichend. Hierfür müssen alle drei Komponenten des Feldstärkevektors mit den sechs Komponenten des Spannungstensors in Beziehung gesetzt werden. Dazu werden 18 einzelne piezoelektrische Konstanten benötigt. In allgemeiner Form lautet Gleichung 2.19 dann:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} e_{11} & e_{21} & e_{31} \\ e_{12} & e_{22} & e_{32} \\ e_{13} & e_{23} & e_{33} \\ e_{14} & e_{24} & e_{34} \\ e_{15} & e_{25} & e_{35} \\ e_{16} & e_{26} & e_{36} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{11} \\ E_{22} \\ E_{33} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Piezoelektrische Werkstoffe

Das erste bekannte piezoelektrische Material war Quarz (SiO_2). Quarzkristalle kommen in der Natur als Bergkristalle vor, können aber auch synthetisch hergestellt werden. Quarz wird auch heute noch aufgrund seiner geringen mechanischen und elektrischen Verluste sowie seiner hohen elektrischen Durchschlagsfestigkeit als Schwingquarz in elektronischen Schaltungen verwendet.

Eine andere wichtige Klasse piezoelektrischer Materialien sind ferroelektrische Keramiken, wie z.B. Bariumtitanat (BaTiO_3), Bleizirkonattitanat ($\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$, wird meistens mit PZT abgekürzt) und Bleimetaniobat (PbNb_2O_6). Diese Stoffe werden in Pulverform hergestellt, durch Pressen, Schlickergießen oder ähnliche keramische Herstellungsverfahren geformt und gesintert. Nach dem Sintern sind diese Materialien jedoch noch nicht piezoelektrisch, sondern sie müssen zunächst über eine bestimmte Temperatur, die Curie-Temperatur, erhitzt und in einem starken elektrischen Feld langsam abgekühlt werden. Nach dieser Behandlung sind die elektrischen Momente in der Keramik ausgerichtet. Eine abermalige Erhitzung bis in den Bereich der Debye-Temperatur führt zum Verlust der piezoelektrischen Eigenschaften. Die meisten Ultraschallwandler bestehen aus piezokeramischen Materialien [42].

Piezoelektrische Aktoren

Der direkte Piezoeffekt wird in der Technik für Drucksensoren, Mikrofone und Zündelemente (z.B. Gasanzünder) ausgenutzt. Anwendungen des inversen Piezoeffektes sind Schwingquarze (z.B. in Uhren), Ultraschallerzeuger, Ultraschallschweißgeräte, Ventile und Aktoren. Die Vorteile piezoelektrischer Aktoren sind die verfügbaren hohen und gleichzeitig sehr präzisen Stellkräfte, der hohe elektromechanische Wirkungsgrad und der geringe Leistungsbedarf während des statischen Betriebes. Nachteile sind die relativ kleinen Längenänderungen und die schnelle Alterung des Materials („Depolarisation“) [52].

2.3.4. Messbeispiele ULT

Abbildung 2.19 links zeigt ein Stahlzahnrad mit einem Durchmesser von 126 mm und einer Dicke von ca. 8 mm. Es hat Haarrisse im Außenbereich zwischen einigen Zähnen. Zur Verbesserung der Wärmeabstrahlung wurde die Probe mit Graphitspray geschwärzt. Der Emissionsgrad liegt damit nahe bei eins. Im Phasenbild sind die Defekte als schwarze Stellen erkennbar.

Ein weiteres Beispiel ist die Qualitätskontrolle von lasergebohrten CFK-Bauteilen. Da sich die thermischen Materialeigenschaften von Matrixmaterial (Epoxidharz) und Koh-

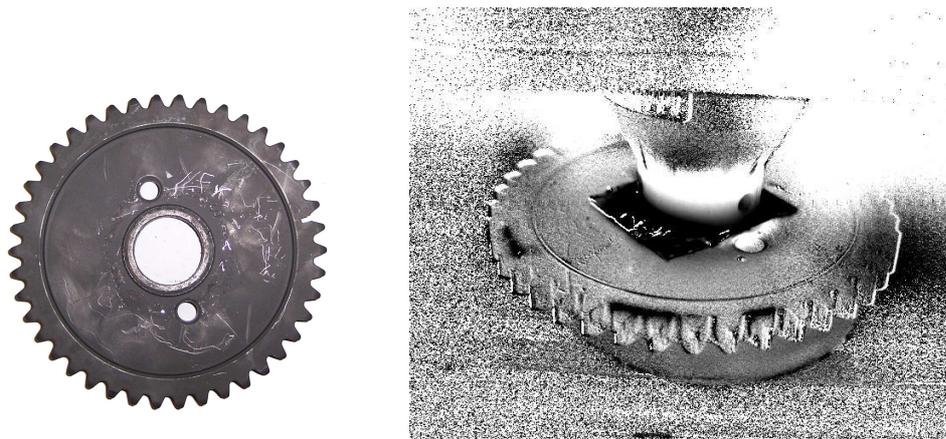


Abbildung 2.19.: Zahnrad mit Rissen. Betroffene Zähne sind im Phasenbild (rechts) deutlich erkennbar. Messparameter: Lockinfrequenz 0,4 Hz, FM: 3,7 Hz, Trägerfrequenzbereich von 15 bis 25 kHz, Ultraschallamplitude 15 % der Gesamtamplitude.

lefaser sehr stark unterscheiden, ist eine Bearbeitung mit einem Laser nur mit sehr fein abgestimmten Prozessparametern möglich. Bei zu hoher Laserintensität verbrennt das Matrixmaterial und lässt nur Kohlefasern übrig. Regionen, die auf diese Weise beschädigt sind, erzeugen bei Schallanregung verstärkt Reibungswärme. Abbildung 2.20 zeigt eine schlechte und eine gute Bohrung [53].

2.3.5. Störeinflüsse

Periodische Reflexionen

Analog zur OLT tritt auch bei der ULT das Problem der periodischen Reflexionen auf. Vor allem bei Oberflächen von geringem Emissionsgrad wie z.B. bei Metallen ($\epsilon \approx 0.2$) kann sich die periodisch erwärmte Einkoppelstelle an gekrümmten Bauteilbereichen ungünstig spiegeln und so einen Defekt an dieser Stelle vortäuschen. Verhindern lässt sich dies durch Veränderung der Emissionsfähigkeit (i.d.R. durch Einsprühen mit Graphitspray) oder durch eine Vergleichsmessung unter anderem Blickwinkel.

Stehwellenfelder

Bei der Anregung mit Ultraschall kommt es häufig zu Bauteilresonanzen. Je komplizierter die Geometrie des Prüfobjekts ist, desto dichter liegen die Resonanzen im Frequenzspektrum. Das dadurch bedingte Stehwellenfeld hat für die ULT zwei Probleme zur Folge: Einerseits könnten Defekte auf den Knotenlinien liegen und somit nicht zur Rissuferrei-

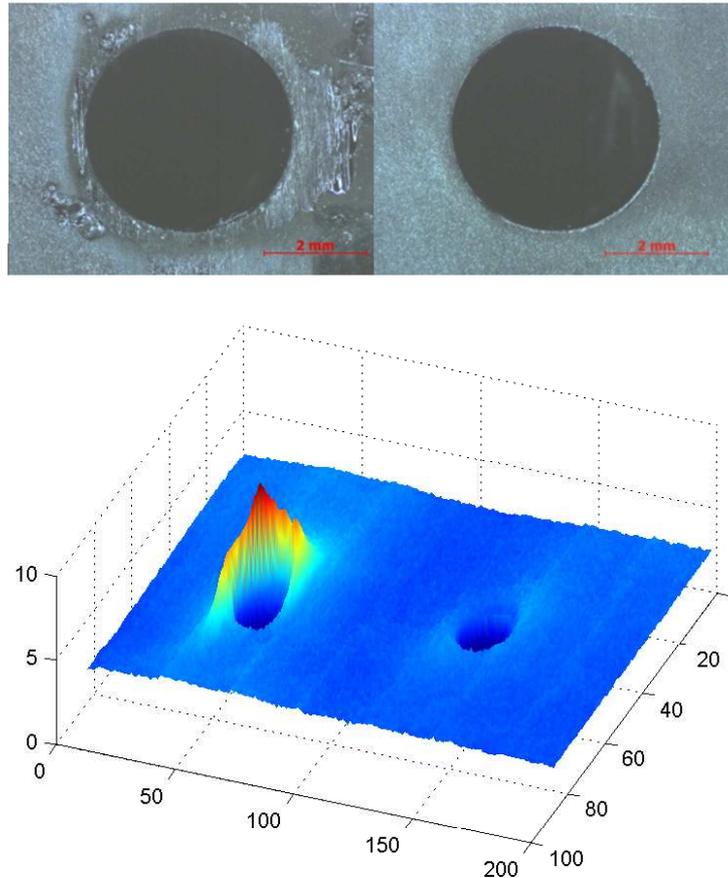


Abbildung 2.20.: Oben: Mikroskopische Aufnahmen von zwei lasergebohrten Löchern in CFK. Unten: ULT Amplitudenbild dieser Bohrungen. Beim linken Loch wurde dabei stellenweise das Matrixmaterial verdampft, so dass nur Kohlefasern übrig bleiben.

bung angeregt werden, was die Zuverlässigkeit des Verfahrens gefährdet. Zum anderen erwärmt sich das Stehwellenfeld durch den thermoelastischen Effekt im Rhythmus der Lockin-Frequenz und führt so zu einem störenden Muster im Ergebnisbild. Oft sind Messergebnisse mit Stehwellenartefakten kaum noch richtig zu interpretieren, da Stehwellen möglicherweise Defekte überdecken. Abbildung 2.21 zeigt ein Beispiel einer CFK-Platte mit Ablösungen, die durch falsch eingestelltes Wasserstrahlschneiden entstanden sind. Wie kann also die Aussagesicherheit einer solchen ULT-Messung erhöht werden? Die Stehwellen haben ihren Ursprung in der monofrequenten Ultraschallanregung. Wird die Frequenz des Ultraschalls moduliert [54], so variiert das Wellenfeld und damit die Knotenlinien, so dass jeder Ort der Probe angeregt wird. Es muss dabei ein möglichst großer Frequenzbereich abgedeckt werden. Außerdem ist darauf zu achten, dass die Modulationsfrequenz

des Ultraschalls nicht ein Vielfaches der Lockin-Frequenz ist:

$$f_{FM} \neq n f_{Lockin} \quad \text{für } n \in \mathbb{N} .$$

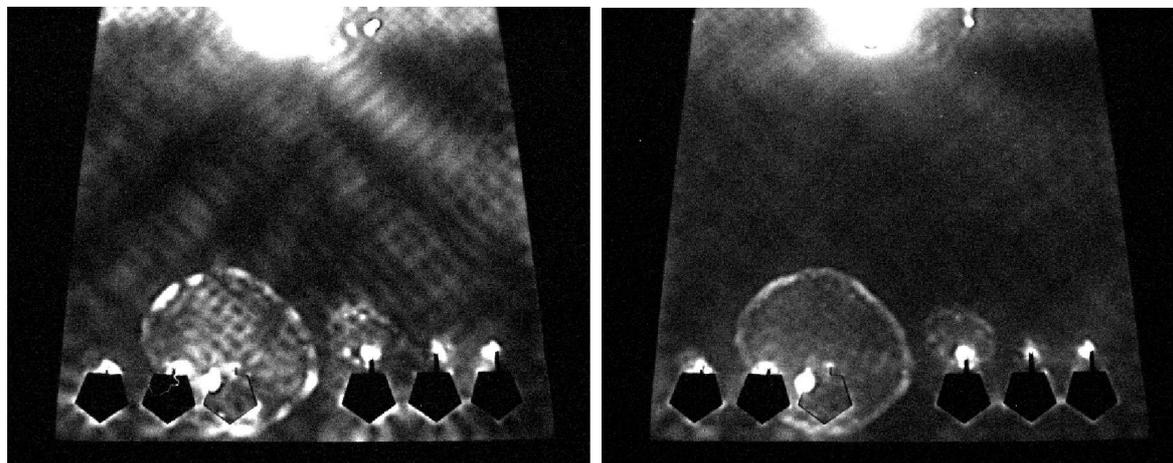


Abbildung 2.21.: ULT-Amplitudenbilder. Links: Stehwellen, Ultraschallfrequenz 22,7 Hz. Rechts: mit Frequenzmodulation (FM). Lockin-Frequenz 0,5 Hz. Frequenzmodulation: 3,7 Hz. Die Ablösungen sind durch Eintritt des Wasserstrahls beim Ausschneiden der Fünfecke entstanden. Abmessung der CFK-Platte: 25 cm x 21 cm x 0,85 mm

Im Ergebnisbild 2.21 rechts ist das Stehwellenfeld nicht mehr zu sehen. Die Delaminationen zeichnen sich als Ringe ab, da nur dort Reibung entsteht. Sie sind im frequenzmodulierten Verfahren besser zu erkennen, insbesondere die kleinere Delamination rechts neben der großen.

Eine weitere Möglichkeit, Stehwelleneffekte zu verhindern, bietet die neu entwickelte Methode der Ultraschall-Sweep-Thermografie (Abschnitt 5.2).

3. Thermische Wellen

Die sinusartig modulierte Anregung bei der Lockin-Thermografie erzeugt thermische Wellen im Prüfkörper. In diesem Kapitel sind die physikalischen Grundlagen dieses Wellentyps dargestellt. Darauf aufbauend wurden Experimente zu frei laufenden und interferierenden thermischen Wellen durchgeführt, die die Theorie bestätigen und neue Auswertemethoden für Lockin-Messungen in Aussicht stellen.

Der Begriff der thermischen Welle war anfangs umstritten. Sieht man als hinreichende Definition die Periodizität in Ort und Zeit, so kann man von einer thermischen Welle sprechen. Im Sinne einer strengen physikalischen Definition, die den Prozess der stetigen Umwandlung einer Energieform in eine andere als grundlegende Welleneigenschaft ansieht, kann man nicht von einer thermischen Welle reden, da es nur eine Energieform (nämlich Wärmeenergie) gibt. Zudem transportieren thermische Wellen keine Energie, da im zeitlichen Mittel im stationären Zustand die Temperatur konstant bleibt; der Energietransport findet im DC-Anteil statt [55, 56]. Thermische Wellen sind zudem sehr stark gedämpft: Nach einer Wellenlänge bleibt nur 0,2% der Ausgangsamplitude übrig. Diese Dämpfung ist physikalisch bedingt und völlig unabhängig vom Medium. Aus diesem Grund gibt es auch keinen von einer Quelle losgelösten thermischen Wellenzug.

Andererseits sind noch einige grundlegende Welleneigenschaften vorhanden [57]. Auch in der Quantenmechanik wird der Wellenbegriff akzeptiert, wobei die Wahrscheinlichkeitswellen des Wellenformalismus [58] (in der Schrödinger-Darstellung) genauso wie die thermischen Wellen aus einer parabolischen Differentialgleichung (DGL) 2. Ordnung folgen. Letztendlich hat sich der Begriff der thermischen Welle etabliert, da man in den Anwendungen hauptsächlich den Wellencharakter nutzt.

3.1. Theorie

Für quantitative Auswertemethoden ist eine theoretische Vorhersage der bei einer Messung zu erwartenden thermischen Wellenfelder wünschenswert. Wie sich zeigen wird, lassen sich analytische Lösungen finden, aus denen wiederum physikalische Eigenschaften

des Prüfkörpers bestimmbar sind.

Die Physik thermischer Wellen beruht auf dem Gesetz der Wärmeleitungsgleichung. Zum Lösen dieser Differentialgleichung (DGL) bietet sich der Formalismus der Green'schen Funktion [59] an. Für bestimmte Fälle, die jeweils einer Anwendung der Lockin-Thermografie entsprechen, wird die Wärmeleitungsgleichung mit dieser Methode gelöst.

3.1.1. Wärmeleitung

Nach dem **Fourier'schen Gesetz** ist die Wärmestromdichte proportional zum Temperaturgradient:

$$\vec{q}(\vec{r}, t) = -\lambda \nabla T(\vec{r}, t) \quad (3.1)$$

In einem festen Volumen V kann sich der Wärmeinhalt auf verschiedene Arten ändern. Die Gleichung der Energiebilanz (3.2) enthält deshalb folgende Terme: Der erste beschreibt die Änderung der Wärmeenergie durch Zu- und Abfluss, der zweite die Wärmequellen und der dritte die zeitliche Temperaturänderung:

$$\int_V \left(-\nabla \vec{q}(\vec{r}, t) + Q(\vec{r}, t) - \rho c \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} \right) dV = 0. \quad (3.2)$$

Setzt man für den Wärmefluss im ersten Term das Fourier'sche Gesetz ein und beachtet, dass die Integration über ein beliebig kleines Volumenelement erfolgt, erhält man

$$\nabla(\lambda \nabla T) + Q = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (3.3)$$

spezifische Wärmekapazität

Wenn die Wärmeleitfähigkeit nicht vom Ort abhängt, was bei isotropen homogenen Materialien der Fall ist, kann die Wärmeleitungsgleichung als partielle parabolische DGL 2. Ordnung geschrieben werden [60] [61]

$$\lambda \Delta T + Q = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (3.4)$$

Die Materialkonstanten Dichte ρ , Wärmeleitfähigkeit λ und spezifische Wärmekapazität c (genauer die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck c_p) gehen in die **Temperaturleitfähigkeit**

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho c} \quad (3.5)$$

ein. Damit lautet die Wärmeleitungsgleichung

$$\Delta T + \frac{1}{\lambda} Q = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (3.6)$$

Diese Gleichung hat formal Ähnlichkeit mit der Diffusionsgleichung, d.h. Wärmetransport im Festkörper ist ein diffusionsartiger Vorgang. Spezielle Lösungen der Wärmeleitungsgleichung für zeitlich periodische Wärmequellen werden in den folgenden Abschnitten hergeleitet, während in schon in Abschnitt 5.1 auf die Pulslösung der Wärmeleitung eingegangen wird.

Die Fähigkeit eines Materials Wärme aufzunehmen wird durch die Effusivität (auch Wärmeeindringkoeffizient) ausgedrückt. Sie setzt sich aus denselben elementaren thermischen Eigenschaften in anderer Kombination zusammen:

$$e = \sqrt{\lambda \rho c} . \quad (3.7)$$

Um das Phänomen der Reflexion thermischer Wellen zu beschreiben, benötigt man den thermischen Reflexionskoeffizienten

$$R = \frac{e_1 - e_2}{e_1 + e_2} , \quad (3.8)$$

der den Übergang von einem Material der Effusivität e_1 zum Material mit der Effusivität e_2 beschreibt.

3.1.2. Wärmeleitungsgleichung im Frequenzraum

Als Startpunkt zur Lösung der Wärmeleitungsgleichung (3.6) für den Fall periodischer Wärmeflussvorgänge eignet sich die Fouriertransformierte der DGL, also ihre Darstellung im Frequenzraum. Dort verschwindet die Zeitableitung, wodurch sich die DGL stark vereinfacht.

Wenn die Fourier-Transformierte Θ der Temperaturfunktion T existiert,

$$\Theta(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} T(\vec{r}, t) e^{-i\omega t} dt , \quad (3.9)$$

dann ist die Wärmeleitungsgleichung (3.6) im Frequenzraum

$$\Delta \int_{-\infty}^{\infty} T(\vec{r}, t) e^{-i\omega t} dt - \frac{1}{\alpha} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial}{\partial t} T(\vec{r}, t) \right) e^{-i\omega t} dt = -\frac{1}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} q(\vec{r}, t) e^{-i\omega t} dt . \quad (3.10)$$

Partielle Integration des zweiten Terms ergibt

$$-\frac{1}{\alpha} \left[T(\vec{r}, t) e^{-i\omega t} \right]_{-\infty}^{\infty} - \frac{i\omega}{\alpha} \int_{-\infty}^{\infty} T(\vec{r}, t) e^{-i\omega t} dt .$$

Wegen der Beschränktheit von $T(\vec{r}, t)$ für $t \rightarrow \pm\infty$ verschwindet der erste Term, und die Wärmeleitungsgleichung im Frequenzraum nimmt die Form an:

$$\Delta\Theta(\vec{r}, \omega) - \sigma^2(\omega) \Theta(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{\lambda} Q(\vec{r}, \omega), \quad (3.11)$$

dabei bezeichnet $Q(\vec{r}, \omega)$ die Fouriertransformierte der Quellenfunktion $q(\vec{r}, t)$. Die Abkürzung $\sigma(\omega) = \sqrt{i\omega/\alpha}$ entspricht einer komplexen Wellenzahl (Einheit m^{-1}). Im Umgang mit thermischen Wellen (bei einer festen Frequenz) wird stattdessen oft die thermische Eindringtiefe angegeben:

$$\mu = \frac{1+i}{\sigma} = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega}}. \quad (3.12)$$

Die Vorgehensweise besteht im Lösen der DGL im Frequenzraum und der anschließenden Rücktransformation in den Zeitraum. Folgende Überlegung ist zur Rücktransformation hilfreich: Es werden ausschließlich periodische Vorgänge bei einer bestimmten Frequenz betrachtet, wie es bei einer Messung der Lockin-Thermografie der Fall ist. Dann hat das Wellenfeld nur eine spektrale Komponente bei ω_0 :

$$\Theta(\vec{r}, t) = 2\pi \tau(\vec{r}, \omega_0) \delta(\omega - \omega_0).$$

Die inverse Fourier-Transformation von Θ lautet damit

$$T(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Theta(\vec{r}, \omega) e^{i\omega t} d\omega = \tau(\vec{r}, \omega_0) e^{i\omega_0 t}. \quad (3.13)$$

Die Rücktransformation in den Zeitraum ist demnach gleichbedeutend mit der Multiplikation des Terms $e^{i\omega_0 t}$. Mit der Definition

$$T(\vec{r}, \omega_0) \equiv \tau(\vec{r}, \omega_0) e^{i\omega_0 t} \quad (3.14)$$

enthält die Funktion $T(\vec{r}, \omega_0)$ bereits den Schwingungsterm $e^{i\omega_0 t}$. Die DGL für das thermische Wellenfeld lässt sich dann schreiben als [62]

$$\Delta T(\vec{r}, \omega) - \sigma^2 T(\vec{r}, \omega) = -\frac{1}{\lambda} Q(\vec{r}, \omega). \quad (3.15)$$

3.1.3. Green'sche Funktion

Fasst man eine DGL als Operatorgleichung $Ly = f$ auf, dann kann man die Lösung berechnen, indem man den zu L inversen Operator bestimmt und auf f anwendet. Das ist leider oft nicht möglich, da L nicht bijektiv ist. Es ist aber möglich, einen rechtsinversen

Operator G – die Green'sche Funktion – zu finden, so dass gilt: $LG = \delta$, wobei δ hier die Einheitsabbildung ist. Eine partikuläre Lösung y_p ergibt sich über die Beziehung

$$Ly_p = f = \delta * f = (LG) * f = L(G * f) \quad (3.16)$$

$$\Rightarrow y_p = G * f . \quad (3.17)$$

Dazu muss zunächst die Green'sche (Operator-) Funktion G bestimmt werden. Im Fall der Wärmeleitungsgleichung lautet das Problem

$$\Delta g(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0) - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial}{\partial t} g(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0) = -\frac{1}{\lambda} \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(t - t_0) . \quad (3.18)$$

Die Green'sche Funktion ist definiert als die Lösung der DGL für einen räumlichen und zeitlichen Deltapuls [63]. Auch hier empfiehlt sich die Frequenzraumdarstellung:

$$\Delta G(\vec{r}, |\vec{r}_0, \omega, t_0) - \sigma^2 G(\vec{r}, |\vec{r}_0, \omega, t_0) = \frac{1}{\lambda} \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) . \quad (3.19)$$

G bezeichnet die Fouriertransformierte von g . Zur Lösung der DGL gelangt man nun mit folgendem Trick: Man multipliziert die Gleichung (3.15) mit G und die Gleichung (3.19) mit Θ und bildet die Differenz der Produkte:

$$G \Delta \Theta - \Theta \Delta G = QG + \frac{1}{\lambda} \delta \Theta . \quad (3.20)$$

Mit Hilfe der folgenden Erweiterung des Gausschen Integralsatzes

$$\int_V [\Psi \Delta \Phi - \Phi \Delta \Psi] dV = \oint_A [\Psi \nabla \Phi - \Phi \nabla \Psi] \cdot d\vec{A} \quad (3.21)$$

erhält man die Lösung des thermischen Wellenfeldes als

$$\begin{aligned} T(\vec{r}, \omega) &= \int_V Q(\vec{r}, \omega) G(\vec{r} | \vec{r}_0, \omega) dV \\ &+ \lambda \oint_A [G(\vec{r} | \vec{r}_0, \omega) \nabla T(\vec{r}_0, \omega) - T(\vec{r}_0, \omega) \nabla G(\vec{r} | \vec{r}_0, \omega)] d\vec{A} . \end{aligned} \quad (3.22)$$

Hat man die Green'sche Funktion des Problems berechnet, muss diese nur in Gleichung (3.22) eingesetzt werden, um die Gesamtlösung zu erhalten.

3.1.4. Randbedingungen

Zur vollständigen Beschreibung eines Problems sind neben den physikalischen Grundgesetzen und der Objektgeometrie noch die Anfangs- oder Randbedingungen nötig. Man unterscheidet folgende Fälle¹:

¹Zur Vereinfachung wurde eine eindimensionale Darstellung gewählt

1. **Dirichlet Randbedingung** bei $x = 0$:

$$G(0|x_0; \omega) = 0 \quad (3.23)$$

Die Temperatur auf dem Rand ist durch diese Randbedingung vorgegeben.

2. **Neumann Randbedingung** bei $x = 0$:

$$\frac{d}{dx}G(x|x_0; \omega)\Big|_{x=0} = 0 \quad (3.24)$$

Der Wärmefluss durch die Randfläche wird vorgegeben.

3. **Randbedingung der dritten Art** bei $x = 0$:

$$\lambda \frac{d}{dx}G(x|x_0; \omega)\Big|_{x=0} = h G(0|x_0; \omega) \quad (3.25)$$

Dabei bezeichnet h den Wärmeübergangskoeffizienten ($[h]=\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$), der Verluste an die Umgebung beschreibt, wie z.B. Konvektionseffekte oder Strahlungsverluste.

Zusätzlich gelten für die Green'sche Funktion an der δ -Quelle folgende generelle Anschlussbedingungen, die sich aus Gleichung (3.19) ableiten lassen:

$$G(x|x_0; \omega)\Big|_{x=x_0^+} = G(x|x_0; \omega)\Big|_{x=x_0^-} \quad (3.26)$$

$$\frac{d}{dx}G(x|x_0; \omega)\Big|_{x=x_0^+} - \frac{d}{dx}G(x|x_0; \omega)\Big|_{x=x_0^-} = -\frac{1}{\lambda} \quad (3.27)$$

Durch diese Rand- und Anschlussbedingungen ist die gesuchte Green'sche Funktion festgelegt.

3.1.5. Thermische Wellen im halbumendlichen Stab

In diesem Abschnitt wird das thermische Wellenfeld in einem halbumendlichen Stab $[0, \infty]$ mit einer periodischen Wärmequelle an der Stelle $x = x_0$ berechnet. Der Aufbau des Ångström-Versuchs (Kapitel 3.2) entspricht diesem Problem. Die definierende Gleichung für die Green'sche Funktion lautet

$$\frac{d^2}{dx^2}G(x|x_0, \omega) - \sigma^2 G(x|x_0, \omega) = -\frac{1}{\lambda} \delta(x - x_0) . \quad (3.28)$$

Ein Lösungsansatz für die homogene Gleichung ist gegeben durch

$$G_H(x|x_0; \omega) = \begin{cases} A_1 e^{-\sigma x}, & \text{für } x \geq x_0 \\ A_2 e^{\sigma x} + A_3 e^{-\sigma x}, & \text{für } 0 \leq x \leq x_0 . \end{cases} \quad (3.29)$$

Wegen der Beschränktheit der Green'schen Funktion gibt es rechts der Quelle keine ansteigende Exponentialfunktion. Am Stabende ($x = 0$) soll die Dirichlet-Randbedingung (vorgeschriebene Temperatur) gelten:

$$G(x|x_0, \omega) \Big|_{x=0} = 0 . \quad (3.30)$$

Zusammen mit den Anschlussbedingungen (3.26) und (3.27) ergeben sich daraus die Koeffizienten A_i , und die gesuchte Green'sche Funktion lautet

$$G(x|x_0; \omega) = \frac{1}{2\lambda\sigma} \begin{cases} e^{-\sigma(x-x_0)} - e^{-\sigma(x+x_0)}, & \text{für } x \geq x_0 \\ e^{-\sigma(x_0-x)} - e^{-\sigma(x_0+x)}, & \text{für } 0 \leq x \leq x_0 . \end{cases} \quad (3.31)$$

Die Lösung des Randwertproblems erhält man durch Integration der Gleichung (3.22) über die gegebenen Grenzen. Betrachtet man beispielsweise das Ångström-Experiment (siehe Kapitel 3.2), wird der Temperaturverlauf an einem Ende des Stabes vorgegeben: $T(0, \omega) = T_0 e^{i\omega t}$. Weil es keine Volumenquelle gibt, verschwindet das Volumenintegral genauso wie die Ortsableitung der Randtemperatur. Von der Integration (3.22) bleibt

$$T(x, \omega) = \lambda T(x=0, \omega) \frac{d}{dx_0} G(x|x_0, \omega) \Big|_{x_0=0}$$

und schließlich

$$T(x, \omega) = T_0 e^{-\sigma x + i\omega t} , \quad (3.32)$$

beziehungsweise ausgeschrieben:

$$T(x, \omega) = T_0 e^{-\frac{x}{\mu}} e^{i(\omega t - \frac{x}{\mu})} . \quad (3.33)$$

Diese Lösung wurde bereits 1824 von J. Fourier zur Berechnung der Mindesttiefe von Wasserleitungen verwendet [1].

3.1.6. Einschichtmodell mit Substrat

Schichtwerkstoffe sind häufige Prüfobjekte. In diesem Abschnitt soll deshalb das thermische Wellenfeld einer beschichteten Probe mit Schichtdicke L und thermisch unendlich dickem Substrat hergeleitet werden (Abbildung 3.1).

Hier wird eine verallgemeinerte Green'sche Funktion angesetzt, die abschnittsweise definiert ist. Im Gebiet $x \in [0, L]$ gilt für die Green'sche Funktion

$$\frac{d^2}{dx^2} G(x|x_0, \omega) - \sigma_1^2 G(x|x_0, \omega) = -\frac{1}{\lambda_1} \delta(x - x_0) \quad (3.34)$$

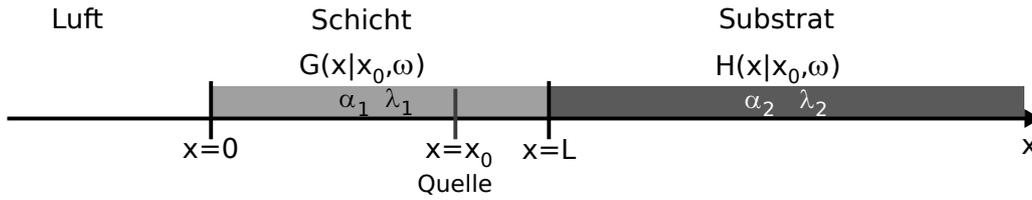


Abbildung 3.1.: Eindimensionales Schichtmodell. Die Quelle befindet sich im Intervall $[0, L]$.

und für die Hilfsfunktion im quellenfreien Substrat ($x \geq L$)

$$\frac{d^2}{dx^2} H(x|x_0, \omega) - \sigma_1^2 H(x|x_0, \omega) = 0. \quad (3.35)$$

Der Lösungsansatz lautet

$$G(x|x_0, \omega) = \begin{cases} A_0 e^{\sigma_1 x} + A_1 e^{-\sigma_1 x} & \text{für } 0 \leq x \leq x_0 \\ A_2 e^{\sigma_1 x} + A_3 e^{-\sigma_1 x}, & \text{für } x_0 \leq x \leq L \end{cases} \quad (3.36)$$

und

$$H(x|x_0, \omega) = A_4 e^{-\sigma_2(x-L)}, \quad x \geq L. \quad (3.37)$$

Die Zielsetzung ist eine möglichst realistische Beschreibung der OLT, deswegen werden auch Verluste durch Konvektion bzw. Strahlung berücksichtigt, d.h. es gilt die Randbedingung der dritten Art

$$\lambda_1 \frac{d}{dx} G(x|x_0, \omega) \Big|_{x=0} = h \frac{d}{dx} G(x|x_0, \omega) \Big|_{x=0}. \quad (3.38)$$

Für die Grenzfläche zwischen Schicht und Substrat gilt

$$\lambda_1 G(x|x_0, \omega) \Big|_{x=L} = \lambda_2 H(x|x_0, \omega) \Big|_{x=L} \quad (3.39)$$

$$G(L|x_0, \omega) = H(L|x_0, \omega). \quad (3.40)$$

Die Anschlussbedingungen (3.26), (3.27) führen zu den Gleichungen

$$A_0 e^{\sigma_1 x_0} + A_1 e^{-\sigma_1 x_0} = A_2 e^{\sigma_1 x_0} + A_3 e^{-\sigma_1 x_0} \quad (3.41)$$

$$(A_2 - A_0) e^{\sigma_1 x_0} + (A_1 - A_3) e^{-\sigma_1 x_0} = -\frac{1}{\lambda_1 \sigma_1}, \quad (3.42)$$

und aus den Grenzschichtbedingungen (3.38), (3.39) und (3.40) erhält man

$$A_2 e^{\sigma_1 L} + A_3 e^{-\sigma_1 L} = A_4 \quad (3.43)$$

$$A_2 e^{\sigma_1 L} - A_3 e^{-\sigma_1 L} = -\frac{\lambda_2 \sigma_2}{\lambda_1 \sigma_1} A_4 \quad (3.44)$$

$$\lambda_1 \sigma_1 (A_0 - A_1) = h (A_0 + A_1). \quad (3.45)$$

Diese fünf linearen Gleichungen führen zu einer eindeutigen Lösung für die Koeffizienten A_i . Nach Einsetzen und Vereinfachen erhält man die Green'sche Funktion für die erste Schicht

$$G(x|x_0, \omega) = \frac{1}{2\lambda_1\sigma_1} \left[\frac{e^{-\sigma_1|x-x_0|} + R_{01} e^{-\sigma_1(x+x_0)}}{1 - R_{01} R_{12} e^{-2\sigma_1 L}} + \frac{R_{01} R_{12} e^{-\sigma_1(2L-|x-x_0|)} + R_{12} e^{-\sigma_1(2L-(x+x_0))}}{1 - R_{01} R_{12} e^{-2\sigma_1 L}} \right], \quad (3.46)$$

mit dem Oberflächenübergangskoeffizienten

$$R_{01} = \frac{\lambda\sigma - h}{\lambda\sigma + h}$$

für den Übergang von Luft zu Probe und dem Reflexionskoeffizient R_{12} für den Übergang von Schicht 1 zu Schicht 2. Dabei berücksichtigt h (Einheit $W/(m^2K)$) Konvektion und eventuelle Strahlungsverluste.

Die Lösung für den Fall, dass sich die Quelle an der Bauteiloberfläche befindet ($x_0 = 0$), erhält man wiederum durch Integration von Gleichung (3.22) mit der Green'schen Funktion (3.46). Das thermische Wellenfeld bei einer OLT-Messung lautet demnach:

$$\Theta(x, \omega) = \frac{F_0(1 + R_{01})}{4\lambda_1\sigma_1} \left[\frac{e^{-\sigma_1 x} + R_{12} e^{-\sigma_1(2L-x)}}{1 - R_{01} R_{12} e^{-2\sigma_1 L}} \right]. \quad (3.47)$$

Wie vorher gezeigt, ist die Rücktransformation in den Zeitraum gleichbedeutend mit der Multiplikation des Schwingungsterms ($T(x, \omega) = \Theta(x, \omega) e^{i\omega t}$). Diese Lösung beinhaltet die Fälle OLT in Reflexion und Transmission (siehe Kapitel 4).

3.1.7. Dreidimensionale thermische Wellen von Punktquellen

Bei ULT und ILT werden Defekte selektiv angeregt. Oft handelt es sich dabei um kleinste räumliche Abmessungen, wie z.B. bei Risspitzen. Deshalb soll in diesem Abschnitt das zu erwartende Temperaturfeld der Bauteiloberfläche berechnet werden, das sich bei einer im Volumen befindlichen Punktquelle einstellt. Insbesondere für den Ansatz der Rückfaltung von Lockin-Bildern spielt diese Lösung eine fundamentale Rolle.

Eine punktförmige periodische Wärmequelle erzeugt im unbegrenzten Festkörper das Wellenfeld [62]

$$T(r, \omega) = -\frac{\sigma Q_0}{4\pi\lambda} h_0^{(1)}(i\sigma r), \quad \text{für } |r| \ll \mu \quad (3.48)$$

mit der Hankel-Funktion $h_0^{(1)}$, bzw. der Bessel-Funktion dritter Art. Diese Funktion beschreibt das Wellenfeld in unmittelbarer Umgebung der Quelle. Im weiteren Umfeld ver-

einfacht sich das Wellenfeld zu

$$T(r, \omega) = \frac{Q_0}{4\pi\lambda} \frac{e^{-\sigma r}}{r} . \quad (3.49)$$

Das an einer Bauteiloberfläche messbare thermische Wellenfeld einer solchen Punktquelle stellt den Schnitt des räumlichen Feldes (3.49) mit einer Ebene im Abstand d dar:

$$T(x, y, \omega) = \frac{Q_0}{4\pi\lambda} \frac{e^{-\sigma\sqrt{x^2+y^2+d^2}}}{\sqrt{x^2+y^2+d^2}} . \quad (3.50)$$

Diese Funktion kann zur Berechnung einer thermischen Punktverwaschungsfunktion („Point Spread Function“) herangezogen, oder umgekehrt zur Bestimmung der Tiefe einer Wärmequelle genutzt werden.

3.2. Ausbreitung thermischer Wellen: Der Ångström-Versuch

In diesem Abschnitt werden Messungen mit frei laufenden thermischen Wellen (Abschnitt 3.1.5) vorgestellt. Die Versuchsanordnung ist eine moderne Version des Ångström-Experiments [2]. Die im historischen Versuch als Anregung dienende Wasserleitung, die abwechselnd von warmem und kaltem Wasser durchströmt wurde, ist hier durch ein Peltier-Element ersetzt. Anstatt der Thermometer werden Temperaturfühler (Pt100) verwendet. Der Versuch eignet sich zur Bestimmung der Temperaturleitfähigkeit der Probe. Da die Werkstoffdaten von faserverstärkten Kunststoffen wie CFK oder GFK oft nur geschätzt werden, wurden diese hier gemessen. Diese Werkstoffe sind anisotrop, d.h. Wärmeleitfähigkeit und Temperaturleitfähigkeit sind richtungsabhängig.

3.2.1. Versuchsprinzip und -aufbau

Der schematische Aufbau ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Das Peltier-Element mit einer Temperaturmodulation von ca. ± 5 K um die mittlere Temperatur erzeugt am linken Ende des Probekörpers eine thermische Welle, die sich in Stablängsrichtung ausbreitet. An zwei Stellen auf der Staboberfläche wird mit Pt100-Widerstandsthermometern der zeitliche Temperaturverlauf gemessen. Dabei verhindert eine Styroporverkleidung störende Konvektionseffekte.

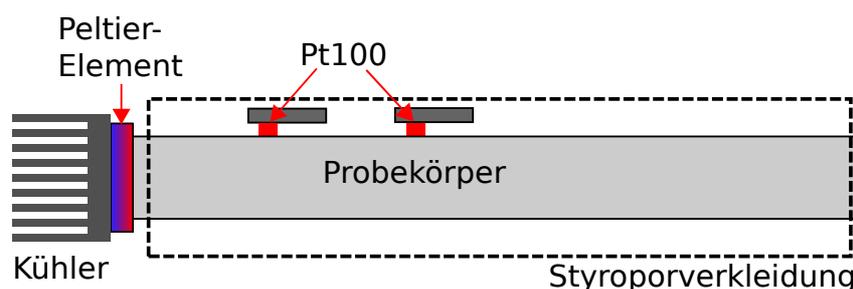


Abbildung 3.2.: Schematischer Aufbau des Ångström-Versuchs [64].

Die Pt100 Widerstandsthermometer werden über Wheatstone-Brücken ausgelesen, indem die Differenzspannung verstärkt und über A/D-Wandler² von einem PC aufgezeichnet wird. Mit diesem Gerät wird gleichzeitig die analoge sinusförmige Steuerspannung für die Anregung ausgegeben, da es auch über einen D/A-Wandler verfügt. Das Peltier-Element

²NI-USB6009 von National Instruments

wird über einen stromgeregelten Leistungsverstärker³ betrieben. Es erwärmt und kühlt periodisch das linke Ende des Probekörpers. Die beiden Pt100 nehmen ein temperaturabhängiges und über die Wheatstone-Brücken auf Raumtemperatur abgeglichenenes Spannungssignal auf, welches durch die beiden Spannungsverstärker tausendfach verstärkt und über den A/D-Wandler von einem PC erfasst und ausgewertet wird.

3.2.2. Proben

Die CFK und GFK Proben wurden aus vorimprägnierten Fasermatten (Prepreg-Material) gefertigt. Diese hatten eine Dicke von 11 bis 13 mm und folgenden Faserlagenaufbau

- CFK unidirektional (UD)
- CFK Gewebe (Leinwandbindung)
- GFK unidirektional (UD)

Aus den Platten wurden an den jeweiligen Kanten Stäbe mit annähernd quadratischem Querschnitt herausgesägt, die einerseits Fasern in Stabrichtung (\parallel) enthielten und andererseits Fasern senkrecht dazu (\perp). Um beim Ångström-Versuch die Temperaturleitfähigkeit auch in Plattendickenrichtung ($\perp z$) messen zu können, wurden die ausgesägten Stäbe weiter zu Würfelstücken zersägt und nach jeweiliger Drehung um 90° an ihrer Plattenoberfläche mit Epoxidharz zu neuen Stäben verklebt (Abbildung 3.3). Die so gefertigten Stäbe stellen in ihrer Längsrichtung die ursprüngliche Dickenrichtung der Platte dar.

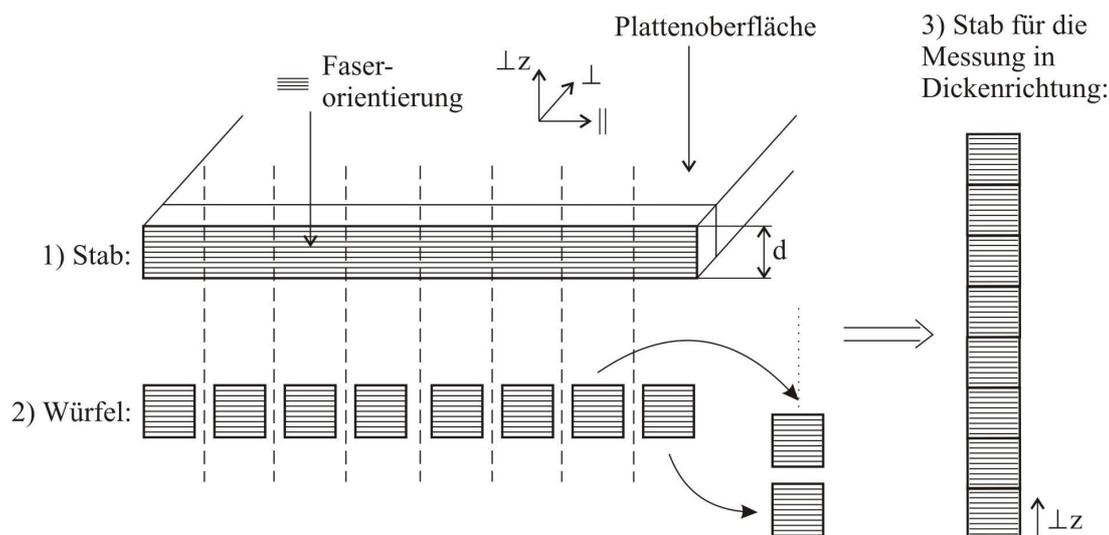


Abbildung 3.3.: Herstellung der Stäbe für die Ångström-Messung in Dickenrichtung.

³Typ PA508X der Firma ROHRER GMBH

3.2.3. Ablauf einer Messung

Voraussetzung für die Messung ist ein eingeschwungener Zustand der thermischen Welle im Probekörper. Die mittlere Temperatur darf sich also möglichst nicht ändern, da dies zu einem großen Messfehler führen kann. Deswegen muss beachtet werden, dass sich im verwendeten Peltier-Element die Heiz- und Kühlleistung unterscheidet. Bei symmetrischem Modulieren, also betragsmäßig gleich großem Heiz- und Kühlstrom, würde sich der Probekörper gegenüber der Raumtemperatur aufgrund elektrischer Verluste im Peltier-Element erwärmen. Die harmonische Erregung wird deshalb über einen Offset-Ausgleich am Leistungsverstärker angepasst. So tritt der eingeschwungene Zustand nach wenigen Perioden ein. In einem Probelauf werden die aufgenommenen Temperatur-Wellen analysiert, um festzustellen, wieviele Einschwingperioden mindestens nötig sind. Die eigentliche Messung beginnt nach dem Einschwingen.

Auf die beiden Temperaturzeitverläufe wird jeweils die Fourier-Transformation laut Gleichung 2.6 angewandt. Aus der Differenz $\Delta\varphi$ der resultierenden Phasenwinkel φ_1, φ_2 und dem Abstand Δx zwischen den beiden Widerstandsthermometern wird mit Hilfe der Gleichung

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta x}{\mu} \Leftrightarrow \alpha = \pi f \frac{(\Delta x)^2}{(\Delta\varphi)^2} \quad (3.51)$$

die Temperaturleitfähigkeit α des Probekörpers bestimmt. Mehrere Messungen bei unterschiedlichen Abständen und Modulationsfrequenzen erhöhen die Messgenauigkeit.

3.2.4. Verifizierung und Genauigkeit

Anhand eines Werkstoffs (AlMgSi 0,5) mit bekannten Kennwerten [65] wurde das Messprinzip verifiziert. Alle Messergebnisse lagen innerhalb der im Datenblatt des Werkstoffs angegebenen Grenzen.

Der Gesamtmessfehler $\delta\alpha$ ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung aus den Einzelmessgrößen Δx und $\Delta\varphi$

$$\delta\alpha = |\delta\alpha_{\Delta x}| + |\delta\alpha_{\Delta\varphi}| = 2\pi f \frac{\Delta x}{(\Delta\varphi)^2} \delta(\Delta x) + 2\pi f \frac{(\Delta x)^2}{(\Delta\varphi)^3} \delta(\Delta\varphi). \quad (3.52)$$

Im Gegensatz zur Abstandsbestimmung konnten die Phasendifferenzen sehr genau gemessen werden. Eine Positioniergenauigkeit von $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ m bei einer Laufstrecke Δx von 10^{-2} m ergibt jedoch einen Fehler von $\pm 5\%$. Zur Verbesserung der Genauigkeit muss also eine feinjustierbare Mechanik für die Pt100 eingesetzt werden.

3.2.5. Ergebnisse

Die folgenden Messergebnisse wurden bei einem Abstand der Pt100 von $\Delta x=1$ cm gewonnen. Gemessen wurden die einzelnen Probestäbe des CFK UD, CFK Gewebe und GFK UD für jeweils zwei verschiedene Frequenzen der thermischen Welle. Die Faservolumengehalte φ_F der Probestäbe eines Werkstoffes sind nicht identisch, da die Dicke d der Stäbe variiert. φ_F wurde jeweils aus der mittleren Dicke d im Messbereich ermittelt.

CFK UD

	CFK UD	CFK UD \perp	CFK UD $\perp z$
Temperaturleitfähigkeit α [$10^{-7} m^2/s$]	36 ± 5	$5,8 \pm 0,7$	$4,4 \pm 0,5$
Relativer Fehler $\delta\alpha/\alpha$ [%]	14	12	12
Faservolumengehalt φ_F [%]	49	50	48

Tabelle 3.1.: Temperaturleitfähigkeiten und zugehöriger Faservolumengehalt von unidirektionalem CFK.

Die Ergebnisse für CFK UD sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Deutlich zu sehen ist der Unterschied der Temperaturleitfähigkeit bei Wärmeleitung längs und quer zur Faser. Parallel zur Faser ist die Temperaturleitfähigkeit 6 mal höher als senkrecht dazu. Da die Kohlenstofffasern eine deutlich höhere Wärmeleitfähigkeit als die Epoxidharz-Matrix besitzen, lässt sich aus den Ergebnissen schließen, dass die Faserorientierung einen wesentlichen Einfluss auf die Temperaturleitfähigkeit des CFK hat.

Weiter fällt auf, dass die Temperaturleitfähigkeiten bei Wärmeleitung quer zur Faser in der Plattenebene und in Plattendickenrichtung z nicht identisch sind. Der Wert in Dickenrichtung beträgt hier etwa 77 Prozent des Wertes in der Plattenebene, bei annähernd gleichem Faservolumengehalt. Die naheliegende Erklärung für diesen Unterschied ist, dass die Fasern in der \perp - $\perp z$ -Schnittebene (siehe Abbildung 3.3) nicht homogen verteilt sind. Ein weiterer möglicher Grund für die unterschiedliche Wärmeleitung in \perp - und in $\perp z$ -Richtung ist, dass bei der Herstellung der Probestäbe für die $\perp z$ -Messungen (siehe Abbildung 3.3) der zusätzliche Kontaktwiderstand der Klebeflächen wärmeisolierend wirkt.

CFK Gewebe

Tabelle 3.2 zeigt die arithmetisch gemittelten Werte aus Messungen zweier unterschiedlicher Modulationsfrequenzen. Die Temperaturleitfähigkeit in \parallel - bzw. \perp -Richtung der Plattenebene ist 3,5 mal so groß wie in Plattendickenrichtung $\perp z$, bei annähernd gleichem

Faservolumengehalt. Bei CFK UD liegt der Faktor bei 6. Ein möglicher Grund für dieses Verhalten liegt im Aufbau des Gewebes: Die Fasern verlaufen wegen der Leinwandbindung gekrümmt. Als Folge wird die Wärmeleitung in Faserrichtung im Vergleich zu UD geschwächt und in Plattendickenrichtung verstärkt.

	CFK Gewebe \parallel, \perp	CFK Gewebe $\perp z$
Temperaturleitfähigkeit α [$10^{-7} m^2/s$]	17 ± 27	$4,7 \pm 0,6$
Relativer Fehler $\Delta\alpha/\alpha$ [%]	13	12
Faservolumengehalt φ_F [%]	46	46

Tabelle 3.2.: Temperaturleitfähigkeiten und zugehöriger Faservolumengehalt von CFK Gewebe.

GFK UD

Tabelle 3.3 zeigt die gemessenen Werte. Die Temperaturleitfähigkeit parallel zur Faser liegt um den Faktor 1,3 über der Leitfähigkeit senkrecht zur Faser in der Plattenebene. Ebenso erkennbar ist der Unterschied zwischen Wärmeleitung quer zur Faser in Plattenebene (\perp) und in Plattendickenrichtung ($\perp z$). In $\perp z$ -Richtung liegt die Temperaturleitfähigkeit bei 90 Prozent derjenigen in \perp -Richtung.

Diese Ergebnisse bestätigen erneut die Abhängigkeit der Wärmeleitung von der Faserorientierung. Da beim glasfaserverstärkten Kunststoff der Unterschied der Wärmeleitfähigkeit zwischen Faser und Matrix deutlich geringer ist als bei CFK, sind auch die Unterschiede der Temperaturleitfähigkeiten parallel und senkrecht zur Faser kleiner.

	GFK UD \parallel	GFK UD \perp	GFK UD $\perp z$
Temperaturleitfähigkeit α [$10^{-7} m^2/s$]	$5,2 \pm 0,6$	$4,0 \pm 0,5$	$3,6 \pm 0,4$
Relativer Fehler $\Delta\alpha/\alpha$ [%]	12	12	12
Faservolumengehalt φ_F [%]	50	50	50

Tabelle 3.3.: Temperaturleitfähigkeiten und zugehöriger Faservolumengehalt von unidirektionalem GFK.

Auch bei GFK ist der Unterschied zwischen Wärmeleitung senkrecht zur Faser in Plattendickenrichtung ($\perp z$) und in der Plattenebene (\perp) erkennbar. Die beim CFK UD angestellten Überlegungen gelten hier ebenso.

3.2.6. Diskussion

Mit der Messmethode von Ångström lassen sich die Temperaturleitfähigkeiten neuer Materialien einfach und kostengünstig bestimmen. Durch eine Positioniervorrichtung für die Pt100 lässt sich der Messfehler weiter verringern. Bei Faser-Kunststoffen-Verbunden (FKV) zeigt sich die erwartete Abhängigkeit der Wärmeleitung vom Fasertyp und insbesondere von der Faserorientierung. Des Weiteren hat sich herausgestellt, dass die Temperaturleitfähigkeit eines unidirektionalen FKV senkrecht zur Faser in Plattenebene im Vergleich zur Temperaturleitfähigkeit senkrecht zur Plattenebene unterschiedlich groß ist. Die Temperaturleitfähigkeit fällt in Dickenrichtung der FKV-Platte kleiner aus als senkrecht zu den Fasern in der Plattenebene. Dies könnte daran liegen, dass die unidirektionalen Fasern nicht homogen in der Platte verteilt sind. Die unterschiedlichen Temperaturleitfähigkeiten könnten aber auch aus dem zusätzlichen Kontaktwiderstand resultieren, der möglicherweise bei der Herstellung der Probestäbe für die Messungen in Plattendickenrichtung entstanden ist.

3.3. Interferenz thermischer Wellen: Experimente

Die dargestellte Theorie thermischer Wellen geht von einem stationären Zustand aus, der im Experiment nicht trivial herzustellen ist: Die eingebrachte Wärmeenergie sollte im Mittel Null sein und Konvektion und Abstrahlung dürfen nicht ins Gewicht fallen. Um doch die grundlegende Welleneigenschaft der ungestörten Überlagerung thermischer Wellen – eine für quantitative Auswertemethoden elementar wichtige Voraussetzung – zu verifizieren und damit die Gültigkeit des analytischen Modells zu belegen, wurden eindimensionale Interferenzexperimente durchgeführt. Bennet und Patty zeigten 1982 erste Indizien für die Interferenz an der Bauteiloberfläche [66]. Im Folgenden sind Experimente aufgeführt, die die ungestörte Überlagerung thermischer Wellen entlang der gesamten Laufstrecke der Welle belegen [67].

3.3.1. Eindimensionale thermische Wellen

Aufbau

Um die ungestörte Überlagerung thermischer Wellen zu demonstrieren, wurde an beiden Enden eines Kupferstabes periodische Wärmequellen in Form von Peltier-Elementen angebracht (siehe Abb. 3.4). Diese wurden von einem Leistungsverstärker⁴ stromgesteuert

⁴Rohrer Hero PA508X

gespeist und mit einer Amplitude von $T_0 \approx 3\text{ K}$ betrieben. Peltier-Elemente produzieren auch Abwärme, die abgeführt werden muss, um bei einer konstant bleibenden mittleren Temperatur – idealer Weise Umgebungstemperatur – zu bleiben. Hierzu wurde an beide Seiten des periodisch arbeitenden Peltier-Elements über abgewinkelte Kupferbleche ein weiteres Peltier-Element angeschlossen, das die überschüssige Wärme zu einer Senke transportiert. Das Temperaturfeld wurde mit einer IR-Kamera detektiert und per diskreter Fouriertransformation (DFT) als Phasen- und Amplitudenprofil entlang der Frontseite des Kupferstabes ausgewertet.

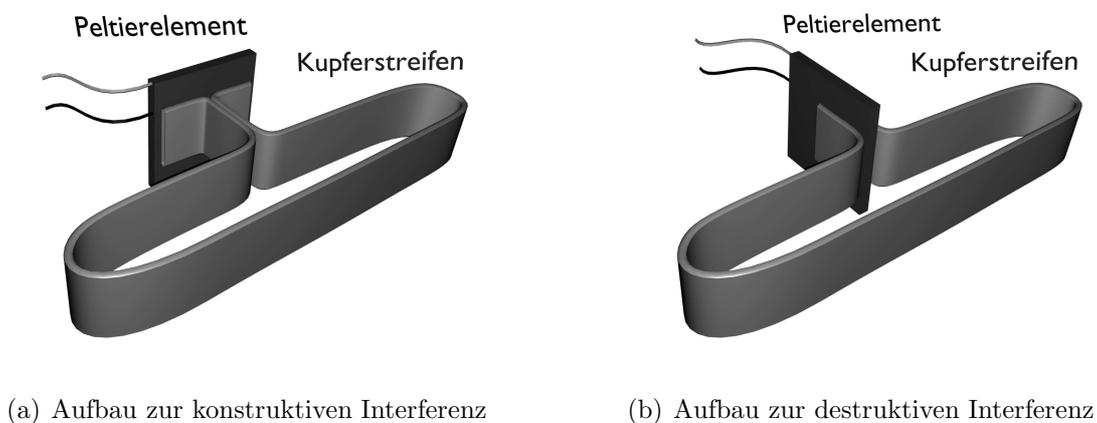


Abbildung 3.4.: Aufbau zur Interferenzmessung thermischer Wellen: Die Wärmequellen an den Stabenden sollen möglichst gleiche Temperaturverläufe haben. Das ist am einfachsten durch die oben gezeigte Ringanordnung zu erreichen, bei der nur ein Peltier-Element die beiden thermischen Wellen aussendet.

Theorie und Simulation

Unter der Annahme der ungestörten Überlagerung (Superpositionsprinzip) kann man die Wellenfelder zweier auf einander zu laufender Wellen

$$T_1(x, t) = T_0 e^{\frac{x_1-x}{\mu}} e^{i(\omega t + \frac{x_1-x}{\mu})} \quad \text{Quelle bei } x_1$$

und

$$T_2(x, t) = T_0 e^{\frac{x-x_2}{\mu}} e^{i(\omega t + \frac{x-x_2}{\mu})} \quad \text{Quelle bei } x_2$$

komplex addieren. Die Ergebnisse stimmen völlig mit denen der Simulation (mit der Finite Elemente Methode (FEM)) überein, bei welcher allein die Physik der Wärmeleitung eingeht. In den Diagrammen in Abbildung 3.5 ist deshalb nur das Ergebnis der Simulation dargestellt. Bei gleichphasiger Anregung (a) sehen wir den Fall der konstruktiven Interferenz. Anstatt exponentiell abzufallen, bildet die Amplitude durch konstruktive

Überlagerung ein Plateau im Bereich $\pm 1 \mu$. Auch die Phase weicht in diesem Bereich von ihrem linearen Verlauf ab. Man könnte diesen Bereich als aktiven Überlagerungsbereich thermischer Wellen bezeichnen oder von einer thermischen Kohärenzlänge von 1μ sprechen. Bei gegenphasiger Anregung (b) kommt es zur Auslöschung, also zur destruktiven Interferenz. Die Gegenphasigkeit drückt sich auch im 180° Sprung des Phasenprofils aus. Wie schon bei der konstruktiven Überlagerung sind auch hier die Abweichungen zu einer Einzelwelle im Bereich von $\pm 1 \mu$ um die Mitte am stärksten ausgeprägt. Die Amplitude sinkt in der Mitte des Stabes auf Null.

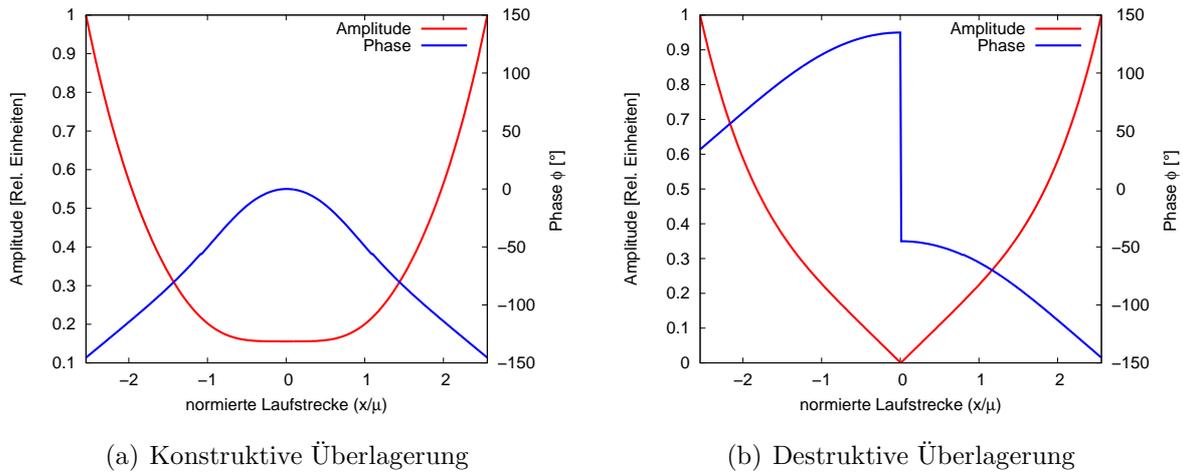


Abbildung 3.5.: Berechnete Überlagerung zweier thermischer Wellen in Kupfer bei $f = 0,02 \text{ Hz}$. Links: in phase, rechts: gegenphasig.

Messergebnis

Das Messergebnis bei gleichphasiger Anregung bestätigt die Theorie der konstruktiven Überlagerung (siehe Abbildung 3.6). Wegen gekrümmten Form des Probekörpers konnte hier nur der mittlere Bereich ($\pm 1 \mu$) gemessen werden. Im Fall der gegenphasigen Anregung sind Abweichungen vom theoretisch vorhergesagten Verlauf zu erkennen: Die Amplitude sinkt nicht ganz auf Null, und im Phasenverlauf ist der Sprung geglättet. Der Grund für diese Abweichungen liegt jedoch in diesem Fall in der Asymmetrie des verwendeten Peltier-Elements: Bei gegenphasiger Anregung konnten die Amplituden der beiden anregenden Flächen im Experiment nicht exakt gleich eingestellt werden. Das Ergebnis einer Simulationsrechnung (gestrichelte Linie in 3.6 (b)) mit dem selben Amplitudenverhältnis wie bei der Messung stimmt mit der analytischen Theorie überein und liegt auch sehr nahe an den gemessenen Verläufen von Phase und Amplitude.

Die hier durchgeführte experimentelle Bestätigung der Interferenz thermischer Wellenfelder ist ein wichtiges Ergebnis für die in dieser Arbeit entwickelten Auswertemethoden:

Zum Einen sind für die Lockin-Thermografie sämtliche quantitativen Aussagen, die sich aus der Theorie der thermischen Wellen ableiten lassen, gültig. Andererseits wurde bei den Experimenten die starke Abhängigkeit der Ergebnisse von den Randbedingungen deutlich: Für quantitative Messungen muss der stationäre Zustand durch ausreichende Einschwingperioden erreicht werden. In der Simulationsrechnung wurde die Einschwingdauer variiert. Durch die symmetrische Anregung um die Raumtemperatur stellte sich hier spätestens nach 6 Einschwingperioden ein hinreichend stationärer Zustand ein.

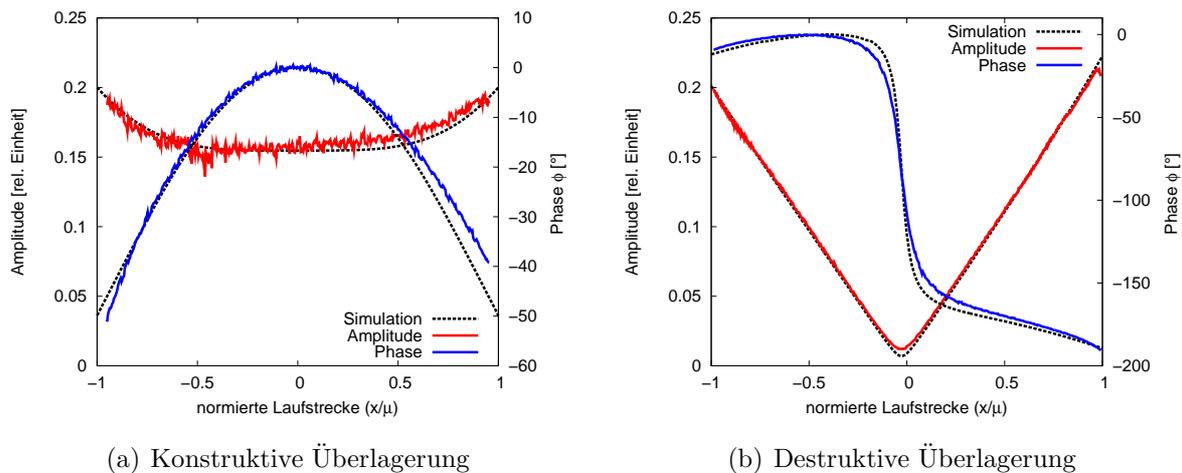


Abbildung 3.6.: Messergebnis der Überlagerung zweier gegenphasiger Wellen bei $f = 0,02$ Hz. Simuliert wurde mit dem selben Verhältnis der Startamplituden wie bei der Messung. Zu beachten: Eingeschränkter Messbereich im Vergleich zu Abbildung 3.5.

3.3.2. Von Punktquellen ausgesendete dreidimensionale thermische Wellen

Nach der Bestätigung der Interferenz für eindimensionale thermische Wellen ist im Folgenden ein Experiment zur Überlagerung thermischer Wellenfelder im dreidimensionalen Raum dargestellt. Insbesondere der Fall einer Kugelwelle ist von Bedeutung: Ist die analytische Lösung für diesen Fall bekannt, lässt sich das Wellenfeld einer aus vielen einzelnen Punktquellen zusammengesetzten Struktur durch komplexwertige Überlagerung darstellen. Zudem kann die Lösung als Grundlage für eine Point Spread Function (PSF) verwendet werden (siehe Kapitel 6). Eine mögliche Anwendung ist die Rekonstruktion der Kontur eines Fehlers aus einer ULT-Messung: Eine verdeckte Rissspitze agiert bei Ultraschallanregung als thermische Punktquelle.

Von Punktquellen emittierte thermische Wellen haben die Form:

$$T(r, \omega) = \frac{Q_0}{4\pi\lambda} \frac{e^{-\sigma r}}{r}.$$

Damit ist neben der Simulation einer Messung auch das theoretisch zu erwartende Temperaturwellenfeld (3.50)

$$T(x, y, \omega) = \frac{Q_0}{4\pi\lambda} \frac{e^{-\sigma\sqrt{x^2+y^2+d^2}}}{\sqrt{x^2+y^2+d^2}}$$

an der Bauteiloberfläche gegeben. Bei zwei thermischen Punktquellen geht man von der ungestörten Überlagerung, d.h. von der komplexen Addition der einzelnen Wellenfelder aus.

Modellprobe und Versuchsaufbau

Im Experiment sind zwei thermische Punktquellen durch in Epoxidharz eingegossene Stahlkugeln realisiert, die durch Wirbelströme aktiviert werden können (siehe Abbildung 3.7). Da im Gegensatz zu Peltier-Elementen nur geheizt und nicht gekühlt werden kann, muss beim Experiment einige Perioden abgewartet werden, bis das System im stationären Zustand ist. Außerdem kann hier nur gleichphasig angeregt werden. Anders als im sichtbaren Bereich ist Epoxidharz im Midwave-Intervall (3-5 μm) der verwendeten IR-Kamera undurchsichtig, so dass nur die Oberflächentemperatur erfasst wird.

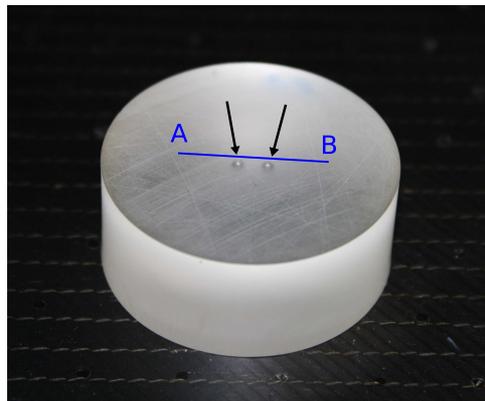


Abbildung 3.7.: Foto der Epoxidharz-Probe (40 mm Durchmesser, 20 mm Höhe) mit 2 eingegossenen Stahlkugeln (Durchmesser 1,0 mm, Mittelpunktsabstand 4,2 mm, Tiefenlage des Mittelpunkts 2,6 mm).

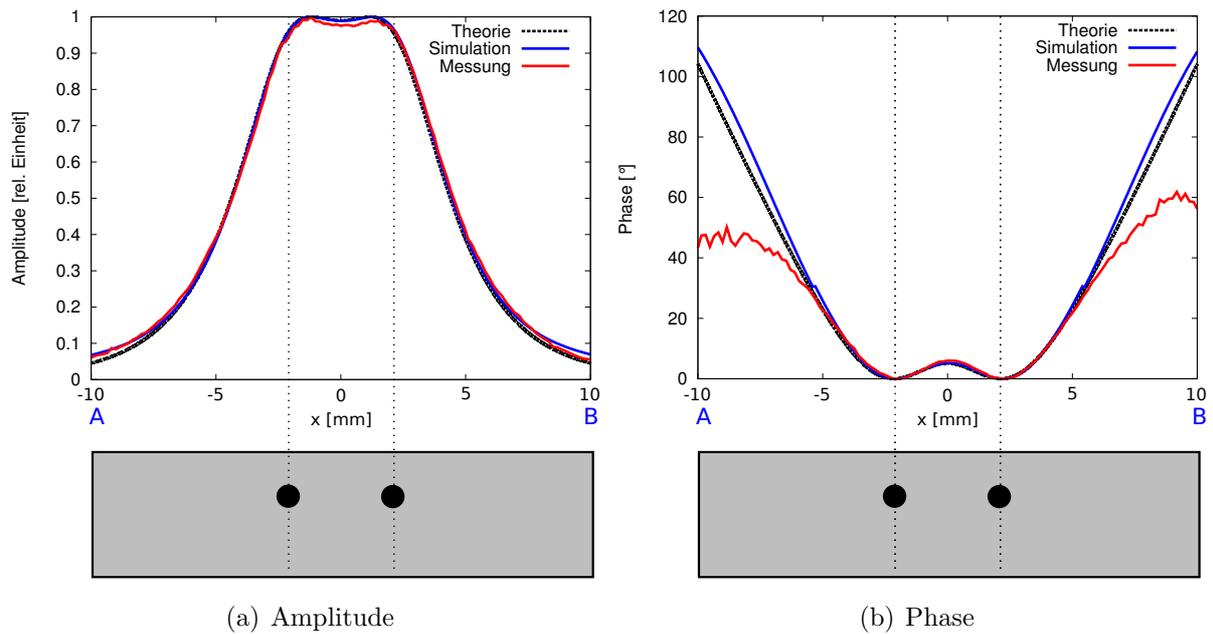


Abbildung 3.8.: Signale zweier Punktquellen bei 5 mHz.

Ergebnis

Abbildung 3.8 zeigt Amplituden- und Phasenwerte entlang einer Linie auf der Probenoberfläche, die sich direkt über den beiden Kugeln befindet. Der Amplitudenverlauf stimmt mit den theoretischen Werten überein. Die Phase zeigt eine Übereinstimmung im mittleren Bereich, weicht jedoch mit zunehmender Entfernung zum Zentrum ab, und das Signalrauschen nimmt stark zu. Die Gründe hierfür liegen in Konvektionseffekten, die weder in der Simulation noch in der Theorie berücksichtigt wurden. Die Maxima der Amplitudenkurve liegen näher bei einander als die Minima der Phasenkurve. Dies ist ein Überlagerungseffekt, der mit kleiner werdendem Verhältnis von Abstand zu Tiefe zunimmt.

4. Wellenfeldanalyse und quantitative Auswertung

Lockin-Messungen resultieren in einem Phasen- und einem Amplitudenbild (A, Φ). Der qualitative Informationsgehalt von Phasenbildern reicht oft aus, um Fehler zu entdecken. Allerdings enthält das komplexe Wellenfeld ($\Theta = Ae^{i\Phi}$) noch weitaus mehr Informationen, z.B. physikalischen Größen wie Schichtdicke L , Temperaturleitfähigkeit α oder Reflexionskoeffizient R_{12} zwischen Schicht und Substrat.

In diesem Kapitel wird das thermische Wellenfeld, das sich bei OLT-Messungen in Reflexionsanordnung auf der Probenoberfläche bildet, mit Hilfe der theoretischen Ergebnisse aus Kapitel 3 analysiert. Als Ergebnis sind neue quantitative Auswertemethoden entstanden, die im Folgenden vorgestellt werden.

4.1. Innere Topografie, Tiefenprofil

Wegen der einstellbaren Tiefenreichweite der OLT ist es mit mehreren Messungen bei verschiedenen Frequenzen möglich, aus Phasenbildern Tiefenprofile eines Bauteils zu erstellen [68]. Im Diagramm in Abbildung 4.1 links ist der nach Formel (3.47) zu erwartende Frequenzgang der Phasenwinkel für eine CFK-Platte der Wandstärke $d = 8$ mm und Delaminationen in den Tiefenlagen 1 mm, 2 mm und 3 mm dargestellt. Der Reflexionskoeffizient beträgt $R_{01} = R_{12} = 0,98$. Das rechte Diagramm zeigt die Differenz der Phasenkurven der Delaminationen zur Phasenkurve der Gesamtwandstärke. Aus den Frequenzen der Phasenmaxima ist die jeweilige Tiefenlage der Defekte rekonstruierbar.

In Abbildung 4.2 sind zwei Phasenbilder einer Modellprobe dargestellt. Aus 12 solchen Lockin-Messungen und anschließender Phasenmaximumauswertung erhält man ein dreidimensionales Bild der inneren Grenzflächen (Abbildung 4.3). Dazu wurden die Phasenbilder nach steigender Lockin-Frequenz geordnet und übereinandergelegt. Die zu untersuchenden Frequenzgänge liegen für jedes Pixel in dem Pixelstab durch den Phasenbildstapel. Der Verlauf eines ausgewählten Pixel an einer intakten Stelle wird als Referenz benutzt, um von allen anderen Frequenzkurven die Differenz zu diesem Referenzverlauf

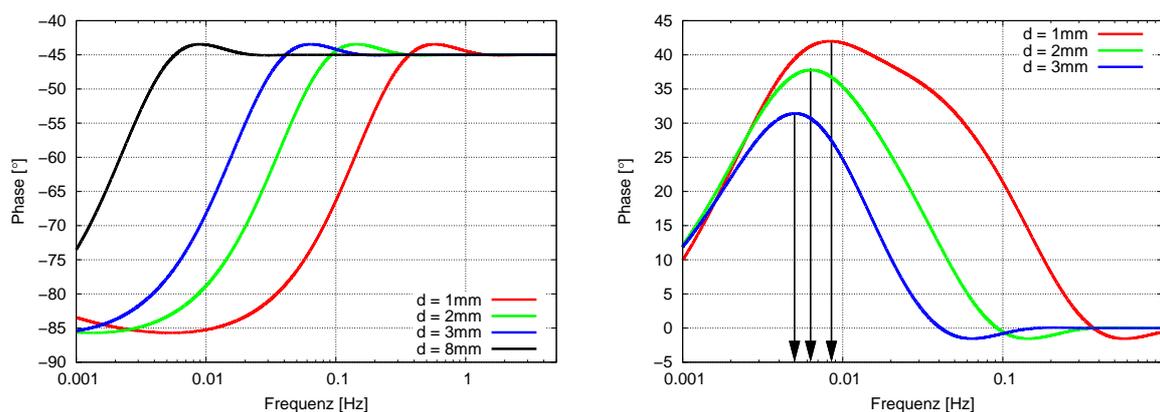
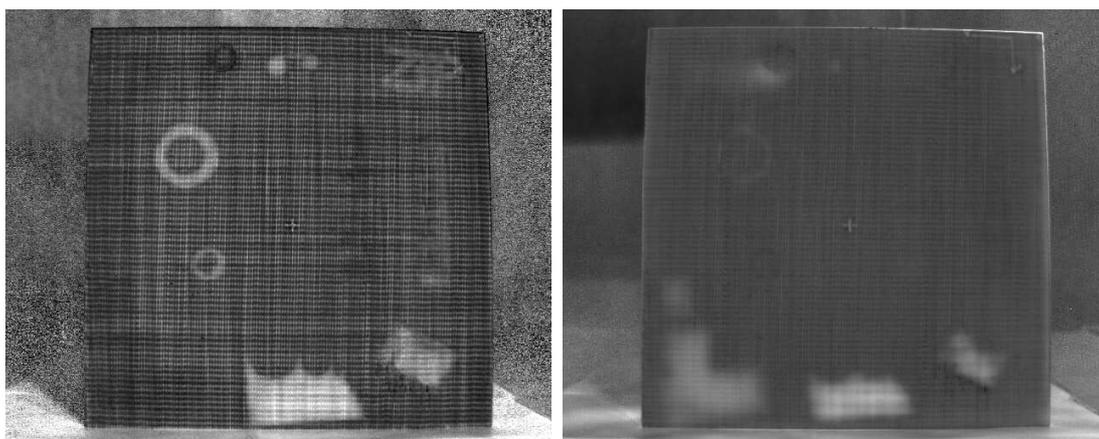


Abbildung 4.1.: Links: Theoretischer Frequenzgang des Phasenwinkels berechnet für CFK. Rechts: Differenzkurven zum Phasenverlauf der 8 mm-Kurve, entsprechend der Wandstärke der Platte. Zur Berechnung der Tiefenlage werden die Frequenzen der Maxima ausgewertet.

zu bilden. Die Frequenz, bei der die Differenzphasenkurve eines Pixel einen globalen Extremwert erreicht, wird nun als neuer Abbildungsparameter verwendet (siehe 4.1 rechts). Da es sich um stetig differenzierbare Frequenzgänge handelt, ist es sinnvoll, die wenigen Messpunkte (hier 12 Frequenzen) zu interpolieren, um die Auflösung zu erhöhen.

Mit einer Kalibrierung auf das jeweilige Material lässt sich auf diese Weise ein absolutes Tiefenprofil der inneren Struktur berechnen. Abbildung 4.4 rechts zeigt ein solches absolutes Tiefenprofil einer Modellprobe aus PMMA mit geschwärzter Oberfläche. Auf der Rückseite wurden Sacklochbohrungen mit Restwandstärken von 0,6 mm bis 3,6 mm eingebracht. Das Höhenprofilbild der inneren Grenzflächen wurde aus 18 Phasenbildern mit Lockin-Frequenzen von 0,004 Hz bis 2,25 Hz berechnet. Tieferliegende Sacklochbohrungen werden erst bei sehr niedrigen Lockin-Frequenzen detektiert. Da tieffrequente thermische Wellen eine größere Wellenlänge haben, erscheinen diese Strukturen im Topografiebild stärker verschwommen. Defekte oder Strukturen hinter einer thermischen Grenzfläche sind jedoch in der Regel nicht mehr messbar, da die reflektierte thermische Welle darüber keine Information mit sich führt.



(a) Phasenbild bei 0,5 Hz

(b) Phasenbild bei 0,08 Hz

Abbildung 4.2.: Zwei von insgesamt zwölf pixeltreuen OLT-Phasenbildern für die Tiefenprofilberechnung. Es handelt sich um eine CFK-Platte (ca. $40 \times 40 \text{ cm}^2$) mit eingebetteten Teflonfolien in unterschiedlicher Tiefe.

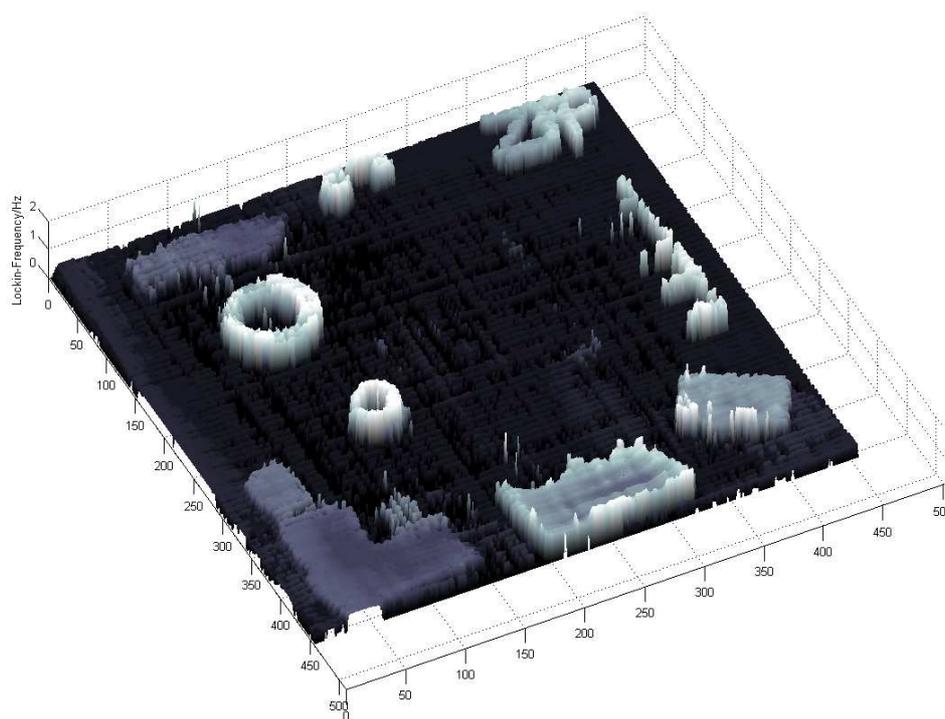


Abbildung 4.3.: Bild der inneren Topografie der CFK-Platte. Dargestellt ist die interpolierte Lockinfrequenz des maximalen Differenzphasenwerts. Die künstlichen Delaminationen sind tiefenaufgelöst abgebildet.

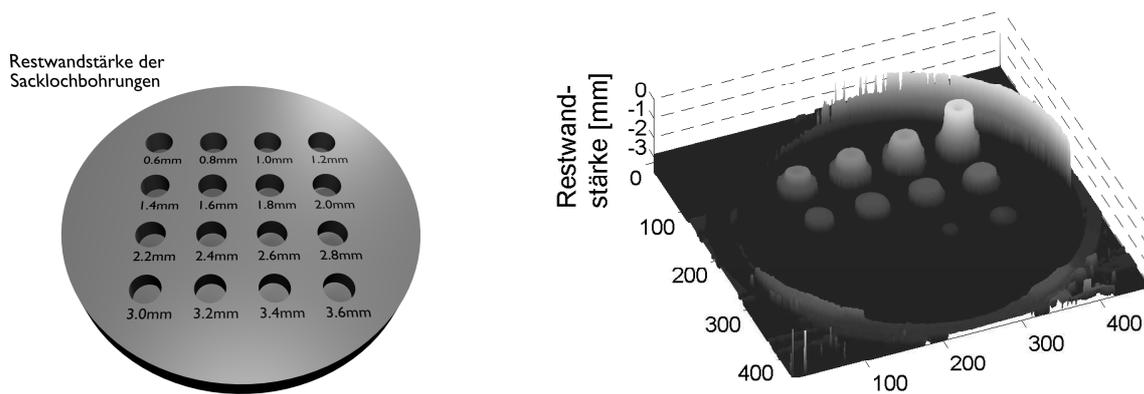


Abbildung 4.4.: Links: Skizze der PMMA-Probe mit rückseitigen Sacklochbohrungen, rechts: Bild der inneren Topografie, berechnet aus 18 Phasenbildern.

4.2. Schichtdicke und Reflexionskoeffizient

Die im vorangegangenen Abschnitt dargestellte Methode zur Erstellung eines Tiefenprofils ist aufwändig, da sehr viele Messungen notwendig sind. Zudem werden nur Phasenbilder zur Berechnung verwendet. Nutzt man jedoch die gesamte Information des komplexen Temperaturwellenfeldes, d.h. Phasen- und Amplitudenbild, lassen sich aus *einer* einzelnen Lockin-Messung die Tiefenlage und der Reflexionskoeffizient einer inneren oder rückseitigen Grenzfläche bestimmen. Die für solche Messungen notwendige homogene Ausleuchtung wurde durch Verwendung eines leistungsstarken Beamers¹ erreicht.

4.2.1. Theorie

Das thermische Wellenfeld einer Probenoberfläche ergibt sich aus der Bauteildicke und dem Reflexionskoeffizienten der Grenzfläche zur nächsten Schicht, die hier als thermisch unendlich dick angenommen wird ($L_2 \gg \mu$) mit (3.47) zu :

$$\Theta(\omega, x = 0) = \frac{F_0 (1 + R_{01})}{4\lambda\sigma} \frac{1 + R_{12} e^{-2\sigma L}}{1 - R_{01} R_{12} e^{-2\sigma L}}, \quad (4.1)$$

mit $\sigma = (1 + i)/\mu = (1 + i)\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}$. Abbildung 4.5 zeigt Phasenverschiebung und Amplitude in Abhängigkeit von Reflexionskoeffizient R_{12} und Schichtdicke L . Es fällt auf, dass sich die Phase über einen größeren Parameterbereich stärker ändert als die Amplitude. Zudem ist die Amplitudenänderung bei negativem Reflexionskoeffizient sehr klein (man beachte die logarithmische Skala). Der Informationsgehalt des komplexen Wellenfeldes ist größer

¹Mitsubishi XL5980U

als der der Phase allein.

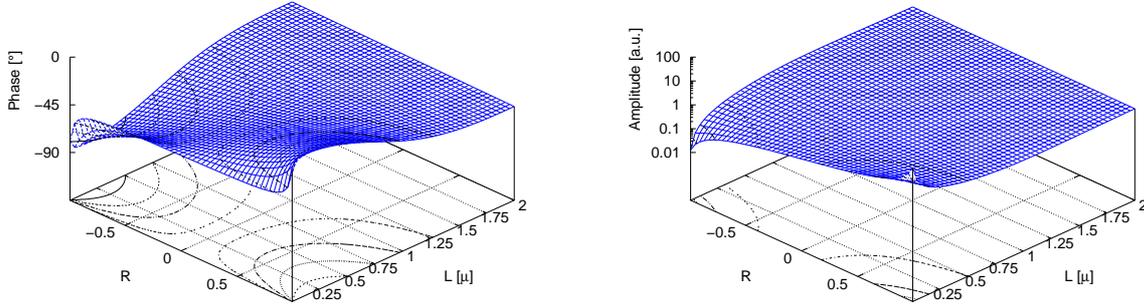


Abbildung 4.5.: Das komplexwertige thermische Wellenfeld hängt ab von Reflexionskoeffizient R und Schichtdicke L . Links: Phase, rechts: Amplitude.

Der Reflexionskoeffizient zwischen den Schichten enthält Information über das Substrat und eventuell über die Haftung zwischen den Schichten. Im Folgenden wird der Reflexionskoeffizient ohne Indizes geschrieben $R_{12} = R$. Gleichung (4.1) lässt sich nach R auflösen:

$$R = \frac{M - 1}{MR_{01} + 1} e^{2\sigma L}, \quad (4.2)$$

mit der Abkürzung

$$M = \frac{4\lambda\sigma\Theta}{F_0(1 + R_{01})}. \quad (4.3)$$

M lässt sich als normierten komplexen Messwert auffassen. Er drückt die Relation von Messwert zu theoretischem Wert bei thermisch unendlich dicker Probe aus. Da R eine reelle Zahl sein muss, gilt $\text{Im}(R) = 0$, bzw. ausgeschrieben

$$\text{Im} \left(\underbrace{\frac{M - 1}{MR_{01} + 1}}_{\tilde{M}} \underbrace{e^{2\sigma L}}_X \right) = 0. \quad (4.4)$$

Nach der Umformung

$$X = e^{2\sigma L} = e^{2L/\mu} e^{i2L/\mu} = e^{2L/\mu} (\cos(2L/\mu) + i \sin(2L/\mu)) \quad (4.5)$$

und der Verwendung der komplexen Multiplikation

$$\tilde{M} \cdot X = (a + ib) \cdot (c + id) = ac - bd + i(ad + bc) \quad (4.6)$$

ist aus dieser Bedingung (4.4) die normierte Schichtdicke L/μ bestimmbar:

$$\operatorname{Re}(\tilde{M}) e^{2L/\mu} \sin(2L/\mu) + \operatorname{Im}(\tilde{M}) e^{2L/\mu} \cos(2L/\mu) = 0 \quad (4.7)$$

$$\tan(2L/\mu) = -\frac{\operatorname{Im} \tilde{M}}{\operatorname{Re} \tilde{M}} \quad (4.8)$$

$$L/\mu = \frac{1}{2} \arctan \left(-\frac{\operatorname{Im} \tilde{M}}{\operatorname{Re} \tilde{M}} \right), \quad (4.9)$$

mit der Abkürzung

$$\tilde{M} = \frac{M - 1}{MR_{01} + 1}.$$

Nach Einsetzen der berechneten Schichtdicke L in Gleichung (4.2), erhält man das Bild des Reflexionskoeffizienten.

Der Reflexionskoeffizient für die Grenzfläche Bauteil zu Luft hängt unter anderem von der Wellenzahl und von Wärmeverlusten durch Konvektion und Strahlung ab:

$$R_{01} = \frac{\lambda\sigma - h}{\lambda\sigma + h}. \quad (4.10)$$

Die Werte für den Wärmeübergangskoeffizient h , der Strahlung und Konvektion berücksichtigt, ergeben sich aus der Temperaturdifferenz zur Umgebung [69]. Für typische Lockin-Messungen liegen die Werte zwischen 5 und 10 W/(m²K). Aus Gleichung (4.10) erkennt man, dass R_{01} im allgemeinen komplex ist, also Einfluss sowohl auf die Amplitude als auch auf die Phase hat.

Bei inneren Grenzflächen berechnet sich der Reflexionskoeffizient aus den Effusivitäten der angrenzenden Materialien (Formel (3.8)). Tabelle 4.1 zeigt einige Beispiele berechneter Reflexionskoeffizienten innerer Grenzflächen beim Übergang zweier Materialien. Sie sind definitionsgemäß reell.

4.2.2. Simulation

Um die Auswertemethode auch für in der Praxis schwer nachstellbare Reflexionskoeffizienten ($|R| < 0,7$) zu prüfen, wurden Messungen solcher Zweischichtmodelle simuliert. Mit Hilfe der FEM-Software Comsol wurde eine Parameterstudie zu unterschiedlichen Reflexionskoeffizienten durchgeführt und mit obiger Methode ausgewertet. Um einerseits die Rechenzeiten niedrig zu halten (eine 1-d Keilsimulation dauert bereits ca. 8h) und andererseits störende Einflüsse von lateralen Wärmeflüssen zu verhindern, wurde eine 1-d-Simulation durchgeführt.

Die simulierte Probe ist ein Zweischichtsystem, bei dem die Dicke der ersten Schicht linear

Tabelle 4.1.: Reflexionskoeffizienten für thermische Wellen beim Übergang von einem Material in der Tabellenspalte zu einem in der Tabellenzeile.

	Luft	PVC	PTFE	Epoxy	CFK \perp	Glas	Wasser	PMMA	Al
Luft	0	0.98	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99	1
PVC	-0.98	0	0.19	0.21	0.39	0.54	0.57	0.61	0.96
PTFE	-0.99	-0.19	0	0.02	0.21	0.38	0.42	0.47	0.95
Epoxy	-0.99	-0.21	-0.02	0	0.2	0.37	0.41	0.46	0.95
CFK \perp	-0.99	-0.39	-0.21	-0.2	0	0.19	0.23	0.29	0.92
Glas	-0.99	-0.54	-0.38	-0.37	-0.19	0	0.05	0.11	0.89
Wasser	-0.99	-0.57	-0.42	-0.41	-0.23	-0.05	0	0.06	0.88
PMMA	-0.99	-0.61	-0.47	-0.46	-0.29	-0.11	-0.06	0	0.86
Al	-1	-0.96	-0.95	-0.95	-0.92	-0.89	-0.88	-0.86	0

zunimmt, beginnend mit 10 μm bis zu 4 mm. Dieser Schicht wurden Werte von Epoxidharz zugeordnet. Um die Reflexionskoeffizienten mit einer Schrittweite von 0,1 zu variieren, wurde die Wärmeleitfähigkeit der zweiten Schicht so geändert, dass sich der gewünschte Reflexionskoeffizient ergibt. Das Keilmmodell besteht aus eindimensionalen Stäben in z-Richtung mit je etwa 1000 Netzpunkten. Störende laterale Wärmeflüsse sind aufgrund der fehlenden Querverbindungen ausgeschlossen, und die Rechenzeit wird durch das rein eindimensionale Modell stark reduziert. Für sehr geringe Schichtdicken der ersten Schicht wurden die Gitterpunkte dichter gesetzt. Am oberen Stabende wurde der Wärmefluss ohne Offset sinusartig mit $F(t_i) = \sin(2\pi f t_i)$ kW/m² moduliert, um schnell einen eingeschwungenen Zustand zu erreichen. Da die Simulation die Theorie bestätigen soll, die keine Störeffekte wie Konvektion berücksichtigt, wurde auch keine Konvektion in der Simulation angenommen. Mit einer feinen zeitlichen Auflösung (Zeitschritte $\Delta t = 5$ ms) und einer typischen Lockin-Frequenz ($f = 0,1$ Hz) erhält man bei 6 Einschwing- und 24 Messperioden die Ergebnisse, die in den Abbildungen 4.6 und 4.7 dargestellt sind.

Die Werte der Simulationsrechnungen (in den Abbildungen 4.6 und 4.7 durch einen Stern * gekennzeichnet) stimmen gut mit der eindimensionalen Theorie (durchgezogene Linie) überein. Leichte Abweichungen der Amplitudenwerte können von numerischer Ungenauigkeit und endlicher Einschwingdauer herrühren.

Mit diesen simulierten thermischen Wellenfeldern wurde nun auf die jeweilige Tiefe bzw. Schichtdicke und den jeweiligen Reflexionskoeffizient zurückgerechnet.

Abbildung 4.8 zeigt die berechneten Schichtdicken, die unabhängig vom Reflexionskoeffizient sind. Nur bei $R = 0$ kommt es zu Unstimmigkeiten, da weder Phase noch Amplitude eine Grenzschicht wahrnehmen. Aus den Simulationsergebnissen lassen sich auch die ver-

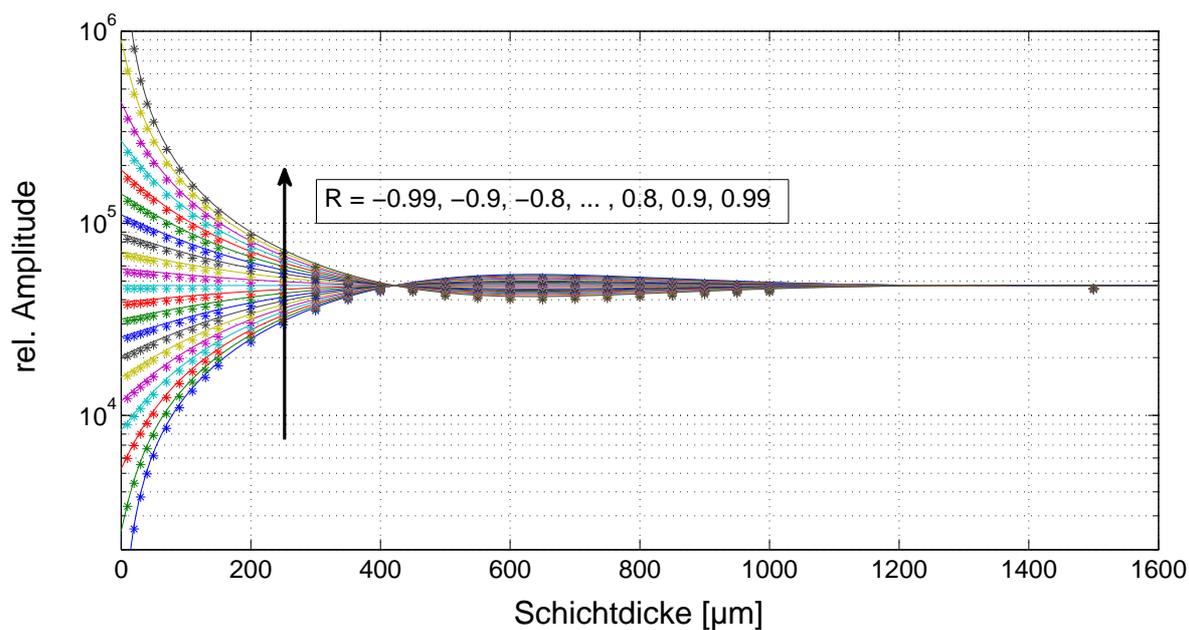


Abbildung 4.6.: Amplitudenwerte einer simulierten Keilmessung (mit * gekennzeichnet). Die durchgezogenen Linien zeigen den theoretischen Verlauf.

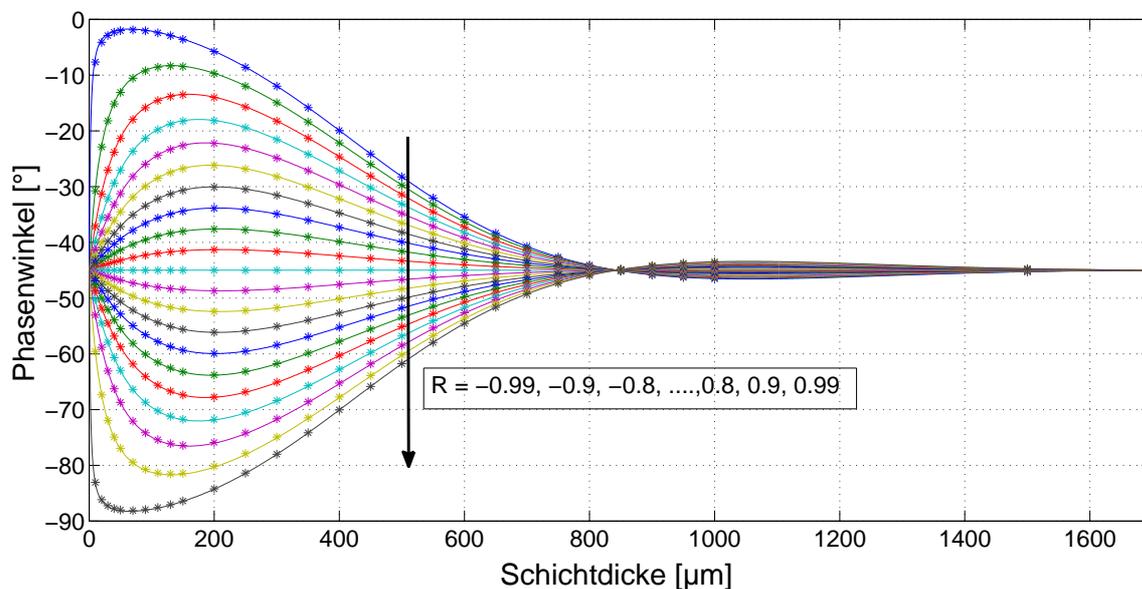


Abbildung 4.7.: Phasenwerte einer simulierten Keilmessung (*). Die durchgezogenen Linien sind aus der Theorie.

schiedenen Reflexionskoeffizienten berechnen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.9. Ab einer Schichtdicke $> 1,8 \mu$ (thermische Eindringtiefe (3.12)) werden jedoch Phasen- und Amplitudenverläufe konstant und enthalten keine verwertbare Information mehr. Die Rückrechnung zu Tiefe und Reflexionskoeffizient wird instabil. Bei den Simulations-

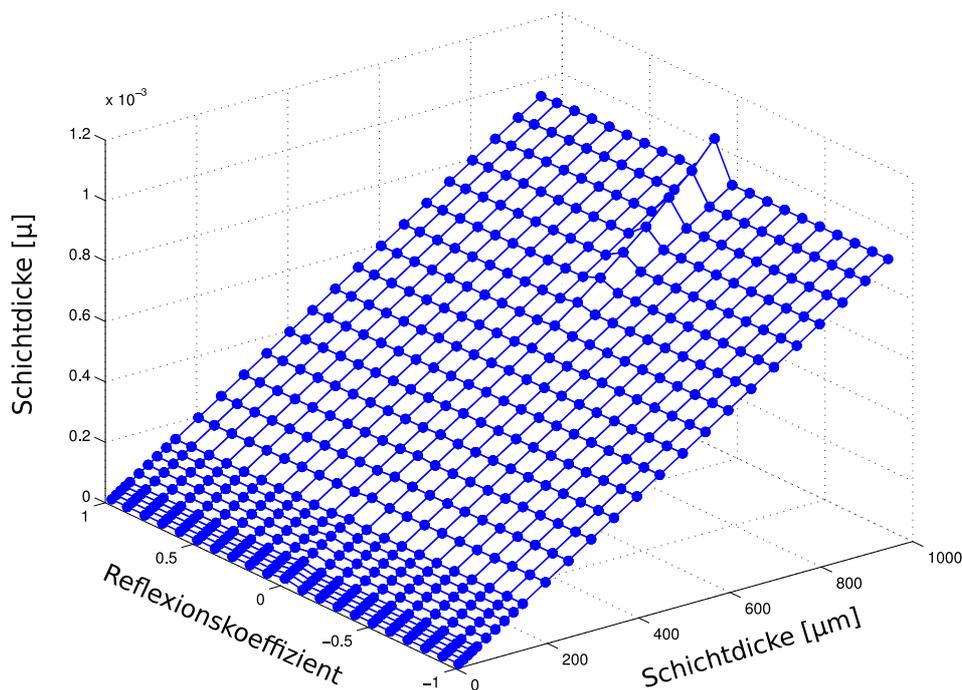


Abbildung 4.8.: Aus der OLT-Keil-Simulation berechnete Schichtdicke der oberen Schicht. Das Ergebnis ist unabhängig vom Reflexionskoeffizienten. Bei $R = 0$ ergeben sich allerdings numerische Probleme.

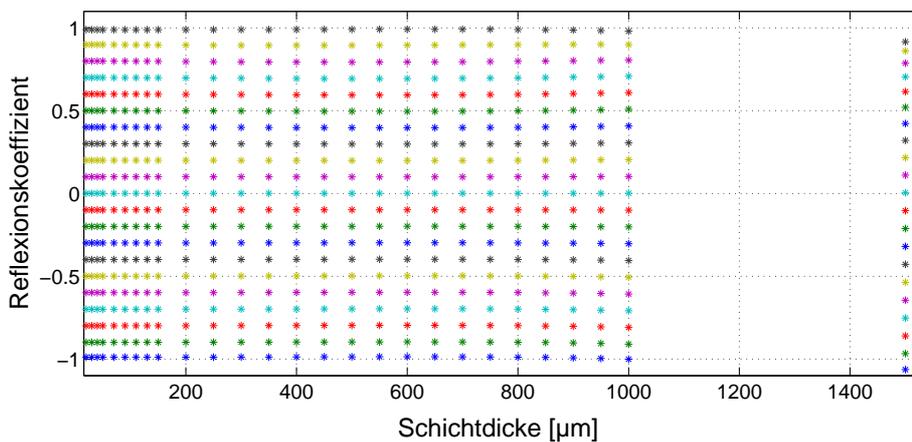


Abbildung 4.9.: Aus der OLT-Keil-Simulation berechnete Reflexionskoeffizienten. Sie sind unabhängig von der Schichtdicke und zeigen erst bei großen Schichtdicken eine kleine Abweichung (Ergebnispunkte ganz rechts).

ergebnissen ist deshalb bei großer Schichtdicke eine beginnende Abweichung vom exakten Wert festzustellen: der Reflexionskoeffizient liegt dort geringfügig unterhalb des eigentlichen Wertes (siehe Abbildung 4.9). Die Simulation zeigt, dass unter guten Messbedin-

gungen (wenig Konvektion, eingeschwungener Zustand, wenig laterale Wärmefflüsse) eine Rückrechnung auf Schichtdicke und Reflexionskoeffizient möglich ist. Dies soll nun im folgenden Abschnitt mit Messergebnissen bestätigt werden.

4.2.3. Messungen

Die Methode wurde an einer Probe getestet, deren erste Schicht aus geschwärztem (rußgefülltem) Epoxidharz besteht und deren Stärke in eine Richtung linear zunimmt (Keilform). Als Substrat wurde Aluminium verwendet (siehe Abbildung 4.10).

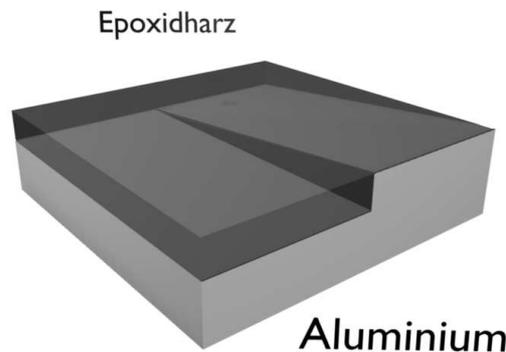


Abbildung 4.10.: Modellprobe aus Epoxidharz und Aluminium. Abmessungen: 80 x 80 mm², Epoxidharzschicht: 0-6 mm.

Der Übergang von Epoxidharz zu Aluminium entspricht einem negativen Reflexionskoeffizienten. Abbildung 4.11 zeigt das Ergebnis einer OLT Messung bei 0,005 Hz Lockin-Frequenz. Dabei wurde ein Beamer zur Anregung benutzt, um eine möglichst homogene Ausleuchtung zu erreichen.

Da bei dieser Auswertemethode auch die Amplitude mit ins Ergebnis eingeht, wurde mit einer Referenzmessung einer thermisch dicken Probe die Intensitätsverteilung des Beamers als Amplitudenbild A_{Ref} vermessen und das komplexe Wellenfeld Θ_{Mess} der Messung damit korrigiert:

$$\Theta = \Theta_{\text{Mess}}/A_{\text{Ref}}$$

Für die Berechnung von Tiefen- und R-Bild benötigt man den Wert von R_{01} (siehe Formel 4.10). Mit der Temperaturleitfähigkeit von Epoxidharz, der Lockin-Frequenz sowie einem Wärmeübergangskoeffizient von $h = 8,2 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ (entsprechend einer Temperaturamplitude von ca. 5 K) ergibt sich das in Abbildung 4.12 dargestellte Ergebnis. Das Tiefenprofil zeigt die linear ansteigende Schichtdicke bezogen auf die thermische Eindringtiefe μ . Der Reflexionskoeffizient liegt konstant bei $R = -0,93$. Die dunklen Stellen

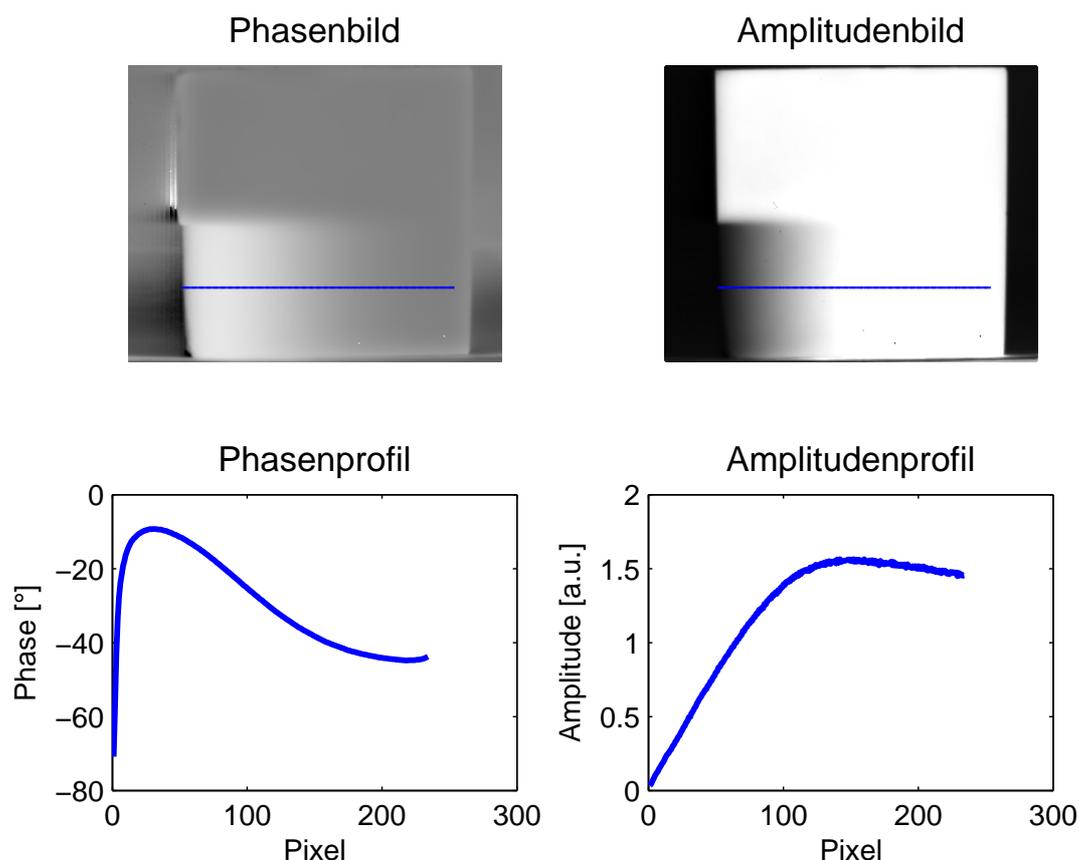


Abbildung 4.11.: Oben: Phasen- und Amplitudenbild der zur Hälfte keilförmigen Probe aus Abbildung 4.10 (Lockin-Frequenz: 5 mHz). Unten: Der Profilverlauf zeigt deutlich die gemäß Abbildungen 4.6 und 4.7 erwarteten Phasen- und Amplitudenkurven.

rechts in Tiefen- und R-Bild zeigen den für die Berechnung ungültigen Bereich an, dem hier der Wert Null zugewiesen wurde. Eine eindeutige Rückrechnung ist nur bis zu einer Schichtdicke von $1,8\ \mu$ zuverlässig möglich. Ab diesem Wert nähern sich sowohl Phase als auch Amplitude jeweils einer Konstanten an. Der Rückgang der Empfindlichkeit bei zunehmender Schichtdicke spiegelt sich auch im wachsenden Rauschen der Tiefen- und Reflexionskoeffizientenwerte wieder.

4.2.4. Diskussion

Die hier vorgestellte Methode ermöglicht die simultane Bestimmung der normierten Schichtdicke und des Reflexionskoeffizienten aus nur *einer* Lockin-Messung (im Gegensatz zur Vorgehensweise bei der inneren Topografie aus Abschnitt 4.1). Sie ist einfach implementierbar und schnell, da nur wenige Rechenschritte durchgeführt werden müssen. Sie

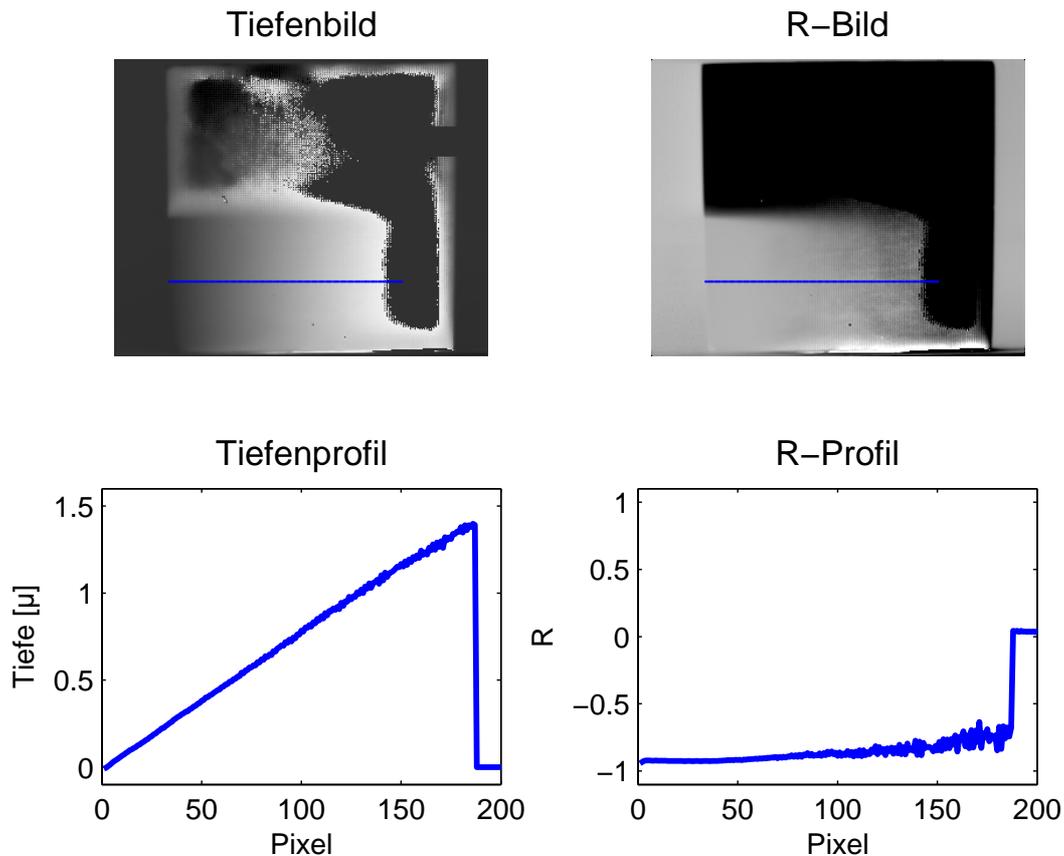


Abbildung 4.12.: Tiefen- und Reflexionskoeffizientenbild berechnet aus vorangegangener Messung (s.Abb. 4.11). Die Tiefe ist auf die thermische Eindringtiefe μ bezogen.

erfordert jedoch eine homogene oder als Referenz bekannte örtliche Intensitätsverteilung der Anregung. Es ist zudem zu beachten, dass der Gültigkeitsbereich der Rückrechnung eingeschränkt ist auf die Schnittmenge

$$L < 1,8\mu \quad \cap \quad |R| > 0,2 .$$

4.3. Porositätsbestimmung

Mit der Porosität p bezeichnet man das Verhältnis des Luftvolumens in einer Probe zu deren Gesamtvolumen. Die Eigenschaft, dass die Porosität die Wärmeleitfähigkeit λ stark herabsetzt, wird z.B. bei Dämmstoffen genutzt. Bei der Fertigung von CFK-Bauteilen mit der Harzinfusionstechnik kommt es teilweise zu Porenbildung. Diese ist hier unerwünscht, weil dadurch die Festigkeit des Materials erheblich reduziert wird. Es gibt also Bedarf Porosität flächenhaft zu bestimmen. Im Folgenden werden zwei Ansätze zur

Porositätsbestimmung vorgestellt, die auf der Änderung der Temperaturleitfähigkeit α basieren.

4.3.1. Transmissionsmessung

Bei einer OLT-Messung in Transmissionsanordnung wird der Phasenversatz des thermischen Wellenfeldes an der Bauteilrückseite gemessen. Daraus ist bei bekannter Dicke die Temperaturleitfähigkeit bestimmbar. Prinzipiell gleicht das Vorgehen dem Ängström-Versuch (siehe Kapitel 3.2) mit dem Unterschied, dass es bei einer Probe mit endlicher thermischer Dicke an den Bauteilwänden zu Reflexionen der thermischen Welle kommt, die man berücksichtigen muss. Das Wellenfeld auf der Bauteilrückseite ergibt sich aus Gleichung (3.47) für den Fall $x = L$ und gleichen Reflexionskoeffizienten auf beiden Seiten ($R_{01} = R_{12} = R$):

$$\Theta(\omega, x = L) = \frac{F_0}{4\lambda\sigma} \frac{(1 + R)^2}{e^{\sigma L} - R^2 e^{-\sigma L}} . \quad (4.11)$$

Weil σ die Temperaturleitfähigkeit enthält (Gleichung (3.12)), wäre es wünschenswert, die Gleichung danach aufzulösen. Die Umkehrfunktion ist jedoch auf analytischem Wege nicht zu erreichen. Eine einfache Lösung zu ihrer numerischen Berechnung bietet die Methode der Look-up-Tabelle (siehe Abb. 4.13).

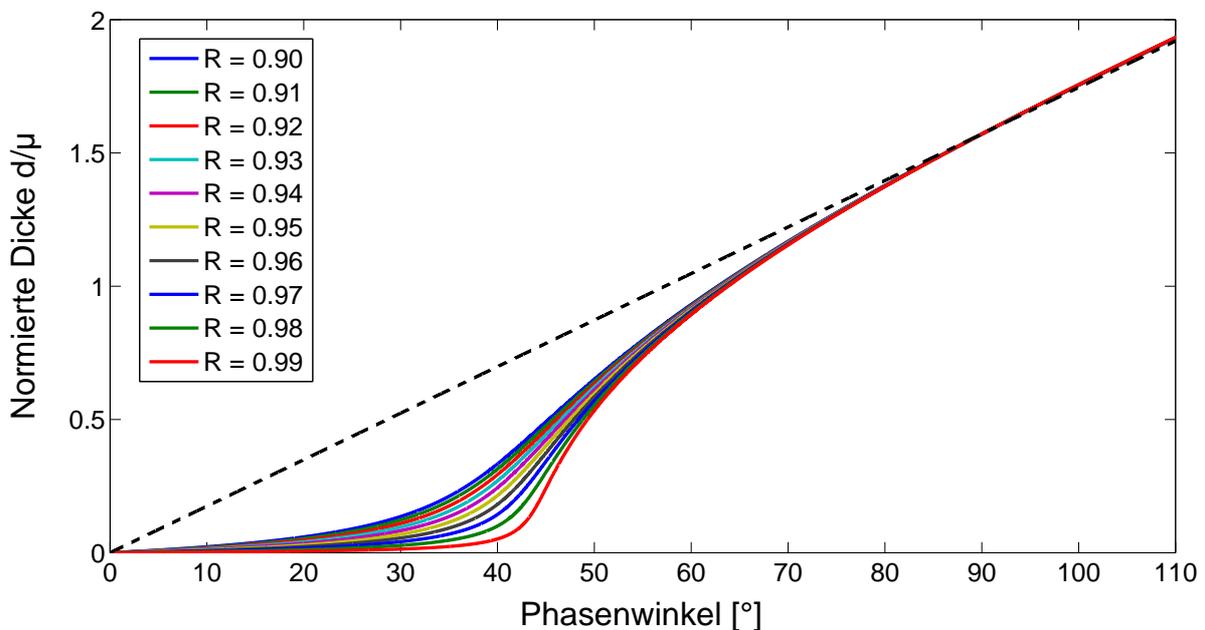


Abbildung 4.13.: Look-Up-Tabelle der Phasenwinkel für Lockin-Transmissionsmessungen und unterschiedliche Reflexionskoeffizienten.

Dabei wird in einer bestimmten Auflösung (hier 0.01°) den Phasenwerten ein Wert der

normierten Wandstärke x/μ zugewiesen. Man kann erkennen, dass die Reflexionen bei thermischen Wellen in Transmission schon ab einer Wandstärke von 1,5 thermischen Eindringtiefen keinen Einfluss mehr haben, da sich die Kurven der Ursprungsgeraden annähern, die für die freie fortschreitende Welle gilt (gestrichelte Linie). Im Vergleich zu Reflexionsmessungen, die erst ab $1,8\mu$ von Reflexionen unabhängig sind, muss hier thermische Welle, die als erste Reflexion an der Rückseite ankommt, das Bauteil einmal mehr durchqueren und ist dabei auf Grund der Dämpfung wesentlich schwächer.

Anhand dieser Look-up-Tabelle lässt sich bei bekanntem Reflexionskoeffizienten R und bekannter Wandstärke L die Temperaturleitfähigkeit α bestimmen.

Simulation

Um die Auswirkungen von Poren in einem homogenen Material auf die Temperaturleitfähigkeit zu erforschen, wurden Simulationsrechnungen mit Porositätswerten zwischen 0% und 15% durchgeführt. Das Modell besteht aus Epoxidharz. Die für die Simulation verwendeten Stoffwerte für Epoxidharz zeigen in der Literatur größere Schwankungen. Beispielsweise liegt die Temperaturleitfähigkeit von Epoxidharz laut VDI-Wärmeatlas zwischen $1,4$ und $1,8 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ statt wie hier bei $0,9 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ [70]. Auf den hier untersuchten Effekt steigender Porosität hat diese Abweichung jedoch keine Auswirkung. Es wurden gleichgroße sphärische luftgefüllte Poren zufällig in einer Platte verteilt. Im Anhang B.1 sind beispielhaft Ausschnitte aus dem FE-Gitternetz von Proben verschiedener Porosität dargestellt.

Abbildung 4.14 zeigt das Ergebnis der Simulationsrechnung. Die berechnete effektive Temperaturleitfähigkeit α_{eff} nimmt mit zunehmender Porosität ab, wie es nach der Näherungsformel [71]

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha_0 \sqrt{1 - p} \quad (4.12)$$

zu erwarten ist. Die Näherung gilt für sphärische Poren bei niedrigen Temperaturen. Außerdem werden in der Näherung die thermischen Eigenschaften der Luft vernachlässigt, weshalb sich mit zunehmender Porosität Abweichungen zur Simulation ergeben. Bei CFK-Bauteilen liegt die zulässige Obergrenze der Porosität jedoch im Bereich von 3% bis 5%.

Messung an porösen CFK-Proben

Zur Veranschaulichung wurde das Verfahren bei einer Porositätsprobe aus CFK angewandt. Die Probe besteht aus neun kleinen Ausschnitten, die aus einer großen 20-lagigen CFK-Prepreg-Platte² aus unterschiedlich porösen Bereichen entnommen wurden. Um

²Prepreg C 970/PWC

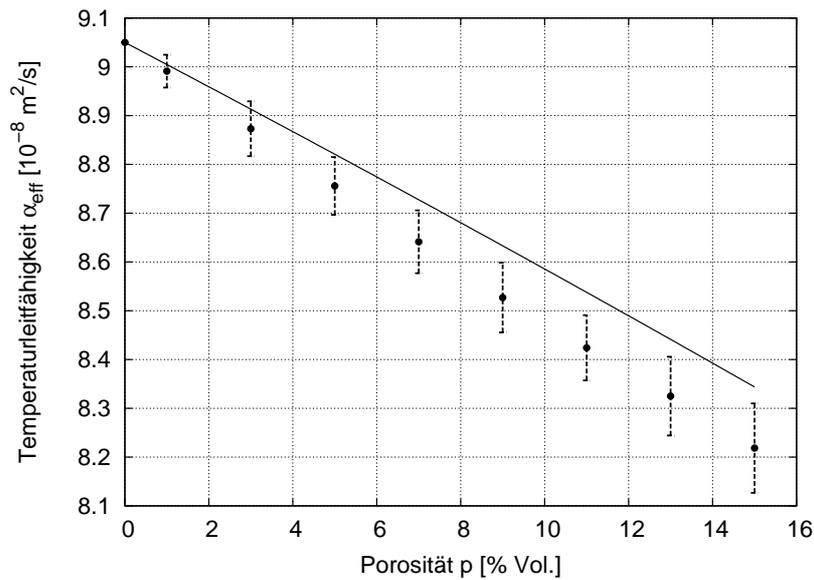


Abbildung 4.14.: Ergebnis der Simulationsrechnung: Temperaturleitfähigkeit von Epoxidharz in Abhängigkeit der Porosität. Hier wurde die Phasenverschiebung des thermischen Wellenfeldes auf der Probenrückseite ausgewertet. Die durchgezogene Linie entspricht der Näherungsformel (4.12).

Kanteneffekte zu minimieren, wurden diese Ausschnitte mit Epoxidharz umgossen. In Abbildung 4.15 sind die Probe sowie das Ergebnis der Temperaturleitfähigkeitsbestimmung zu sehen. Zur Messung wurde ein Beamer bei einer Lockin-Frequenz von 2 mHz eingesetzt.

Die Ergebnisse zeigen zwar einen Trend, liegen aber teilweise deutlich unterhalb der Näherungskurve (4.12). Das zugrunde liegende Modell einer isotropen Probe ist für dieses Material zu ungenau, da sich die thermischen Eigenschaften bei CFK in Faserrichtung stark von denen senkrecht dazu unterscheiden (siehe Abschnitt 3.2). Außerdem muss das Modell hinsichtlich der auftretenden Porenformem angepasst werden, da sich oft Schlauchporen entlang der Fasern bilden. Ein wesentlicher Grund für das Versagen der Transmissionsmessung an porösem CFK liegt in der inhomogenen Verteilung der Poren: Sie sammeln sich meistens in einer Grenzschicht. Anstatt einer gleichmäßig veränderten Temperaturleitfähigkeit ergibt sich für die Thermografie das Bild einer Delamination. Unter diesen Bedingungen lässt sich die Temperaturleitfähigkeit nicht mehr messen.

Für eine Porositätsbestimmung, bei der nur ein einseitiger Zugang zur Probe besteht, kommt die Methode des folgenden Abschnitts in Betracht.

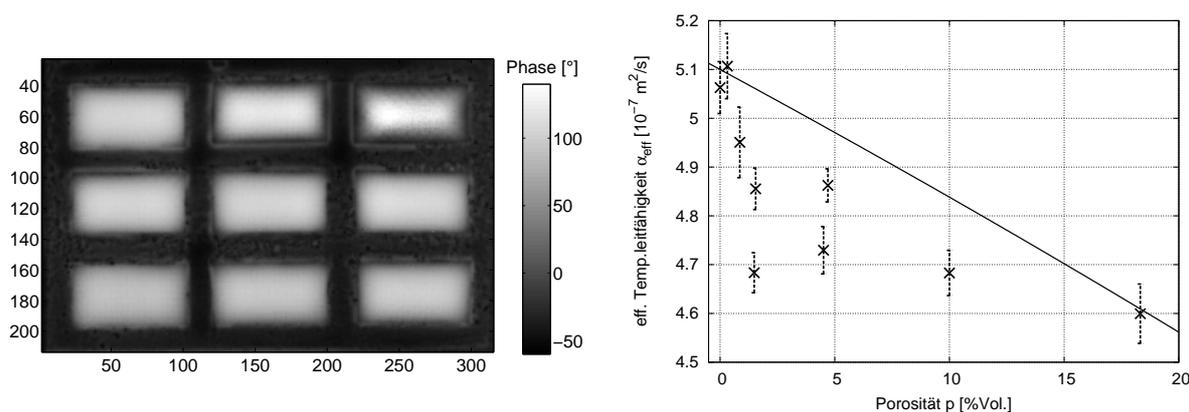


Abbildung 4.15.: Gemessene effektive Temperaturleitfähigkeiten α_{eff} aufgetragen gegen die durch CT-Messungen bestimmten Porositäten der Messfelder. OLT-Transmission, Beameranregung bei 2 mHz. Die durchgezogene Linie entspricht der Näherung (4.12).

4.3.2. Reflexionsmessungen

„Wie lang ist Englands Küste?“ Seit dieser Veröffentlichung von Mandelbrot [72] über die Charakterisierung von fraktalen Geometrien wurde das Konzept der fraktalen Dimensionen in vielen Anwendungen weiterentwickelt. So weisen poröse Medien oft eine selbstähnliche Struktur auf, d.h. die Geometrie findet sich wie bei einem Fraktal (Abbildung 4.16) bei jeder beliebigen Vergrößerung wieder.

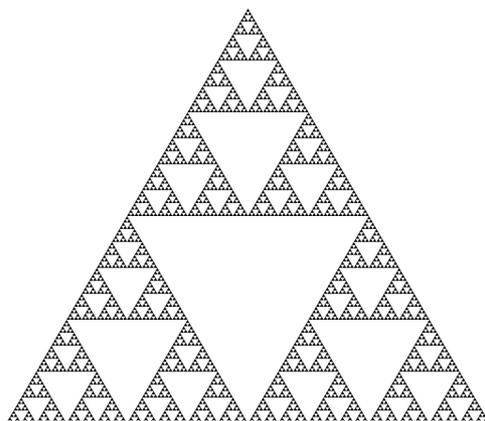


Abbildung 4.16.: Sierpinski-Dreieck mit der fraktalen Dimension 1,58.

Beispielsweise misst man in Sandstein eine Verteilung der Porengröße über 3-4 Größenordnungen [73]). Derartigen Materialien lässt sich aufgrund ihrer fraktalen Eigenschaften eine sogenannte fraktale Dimension d_f zuordnen. Das Sierpinski-Dreieck hat beispielsweise die Dimension 1,58. Der Wärmefluss durch ein fraktales Objekt gleicht einem Hindernislauf: Je kleiner die Dimension des Fraktals wird, desto länger werden die

Umwege. Physikalische Parameter wie Wärmeleitfähigkeit und Temperaturleitfähigkeit hängen auf diese Weise mit der fraktalen Dimension zusammen, die wiederum indirekt die Porosität p des Materials beschreibt [74].

Betrachtet man für Gleichung (4.1) den Grenzfall $L \rightarrow \infty$, so bleibt nur der erste Bruch übrig

$$\Theta(\omega, x = 0) = \frac{F_0 (1 + R_{01})}{4\lambda\sigma} \quad (4.13)$$

Ab einer bestimmten Lockin-Frequenz kann man die Gültigkeit dieser Formel für jede Probe realisieren. Trägt man die logarithmierte Amplitude gegen die Frequenz auf, so erhält man den Exponenten als Geradensteigung. Dieser ist für homogenes Material immer $-1/2$. Bei porösen Materialien ändert sich dieser Exponent, da hier die Probe eine fraktale Dimension hat [74]. Abbildung 4.17 zeigt OLT-Amplitudenbilder einer Probe mit unterschiedlich porösen Feldern.

Die Ergebnisse müssen zuvor von Störeinflüssen wie der frequenzabhängigen Halogenlampenintensität und inhomogener Ausleuchtung bereinigt werden (rel. Amplitude = A/A_{ref}).

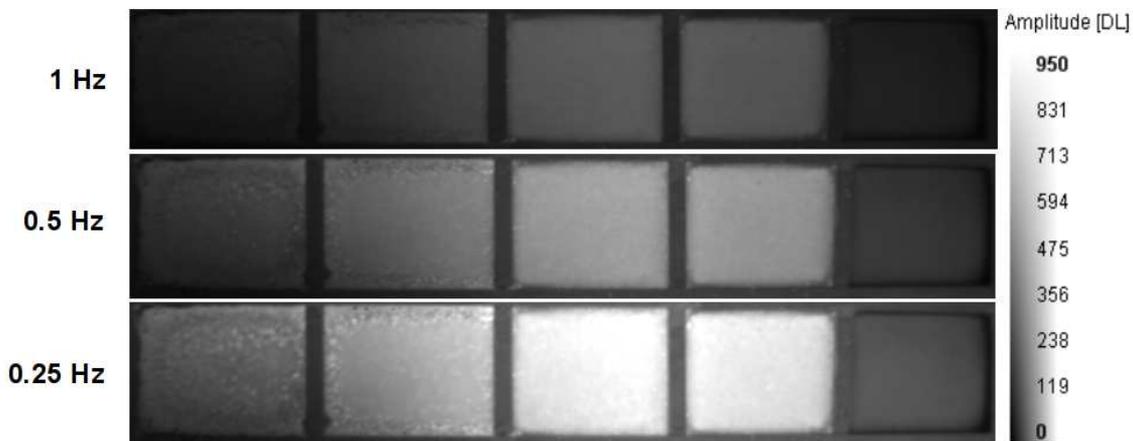


Abbildung 4.17.: OLT Amplitudenbilder zur Bestimmung der Porosität in Reflexionsanordnung.

Der Betrag des Ausdrucks 4.13 entspricht der zu erwartenden Amplitude. Bei frequenzunabhängiger Temperaturleitfähigkeit ist die Amplitude proportional zu $1/\sqrt{\omega}$. In doppelt-logarithmischer Darstellung ergibt sich daher eine Gerade mit der Steigung $-1/2$. Betrachtet man die Ausbreitung thermischer Wellen in einem Objekt fraktaler Dimension, so wird die Temperaturleitfähigkeit frequenzabhängig, ein Verhalten, das sich zur Porositätsbestimmung eignet. In euklidischen Geometrien zeigen Diffusionsprozesse bzw. Temperaturleitungsvorgänge einen linearen Zusammenhang zwischen dem mittleren qua-

dratischen Abstand und der Zeit. Für Fraktale gilt dies nicht mehr:

$$\langle r^2(t) \rangle \propto t^\gamma, \quad (4.14)$$

man spricht bei $\gamma \neq 1$ von anormaler Diffusion. Neben der sogenannten fraktalen Dimension d_f , die nur die Geometrie des Objekts beschreibt, gibt d_w die Dimension des Random Walk für Diffusionsprozesse an (ein Vergleich zwischen der Anzahl der im Fraktal realisierbaren Wege zu der Anzahl der euklidisch möglichen). Bei porösen Medien ist $0 < \gamma < 1$ und somit $d_w \geq 2$. In der ZfP geht es meistens um sehr geringe Porosität, d.h. in der Regel liegt d_w knapp über 2 und d_f knapp unter 3 (fast 3-dimensionale Probe). Für die Amplitude bei OLT-Messungen bei ausreichend hoher Lockin-Frequenz gilt dann:

$$T(x=0, \omega) = |\Theta| \propto \omega^{d_w \left(\frac{d_f}{2} - 1\right) - 1}. \quad (4.15)$$

Setzt man hier die Werte einer nichtfraktalen Probe ein ($d_w = 1$ und $d_f = 3$), so ergibt sich der bekannte Frequenzverlauf der Amplitude:

$$T \propto \omega^{-0.5} \quad (4.16)$$

Abweichungen von diesem Exponenten weisen also auf eine fraktale Raumdimension des Prüfobjekts hin.

Bei Lockin-Frequenzen bis zu 20 Hz sind Halogenlampen nur noch begrenzt einsetzbar, da diese aufgrund der Glühwendel zu träge reagieren. Stattdessen wurde ein Beamer verwendet, der außerdem den Vorteil einer sehr homogenen Ausleuchtung mit sich bringt. Abbildung 4.18 zeigt die Ergebnisse für die oben gezeigte Modellprobe. Es wurde in

einem Frequenzbereich zwischen 0,1 Hz und 10 Hz gemessen. Die Amplitudenspektren ergeben sich jeweils aus den Mittelwerten der gestrichelt eingezeichneten Messbereiche. Die grüne Gerade (reines Epoxidharz) entspricht einer euklidischer Dimension (Gleichung 4.16), und zeigt die geringste Steigung.

Die hier vorgestellte Methode eignet sich, um Porosität in dünnen oder oberflächennahen Schichten zu charakterisieren. Bei der Herstellung von CFK kommt es meistens zu einer Anhäufung der Poren in der Mitte des Laminatquerschnitts. Hier kann keine fraktale Dimension mit Thermografie bestimmt werden, da die thermische Welle mit den dafür notwendig hohen Frequenzen eine zu kurze Reichweite hat. Allerdings kann man ein einfaches Modell annehmen, in welchem die Temperaturleitfähigkeit mit zunehmendem Porositätsgrad sinkt. In Transmissionsmessungen kann man daher die Temperaturleitfähigkeit ermitteln (siehe Gleichung (4.11)) und mit dem Porositätsgrad korrelieren.

Bemerkung: Aus Gleichung (4.13) lässt ist auch die Effusivität e der Probe bestimmen:

$$\left| \frac{F_0}{2\lambda\sigma} \right| = \frac{F_0}{\sqrt{\lambda\rho c\omega}} = \frac{F_0}{e\sqrt{\omega}}. \quad (4.17)$$

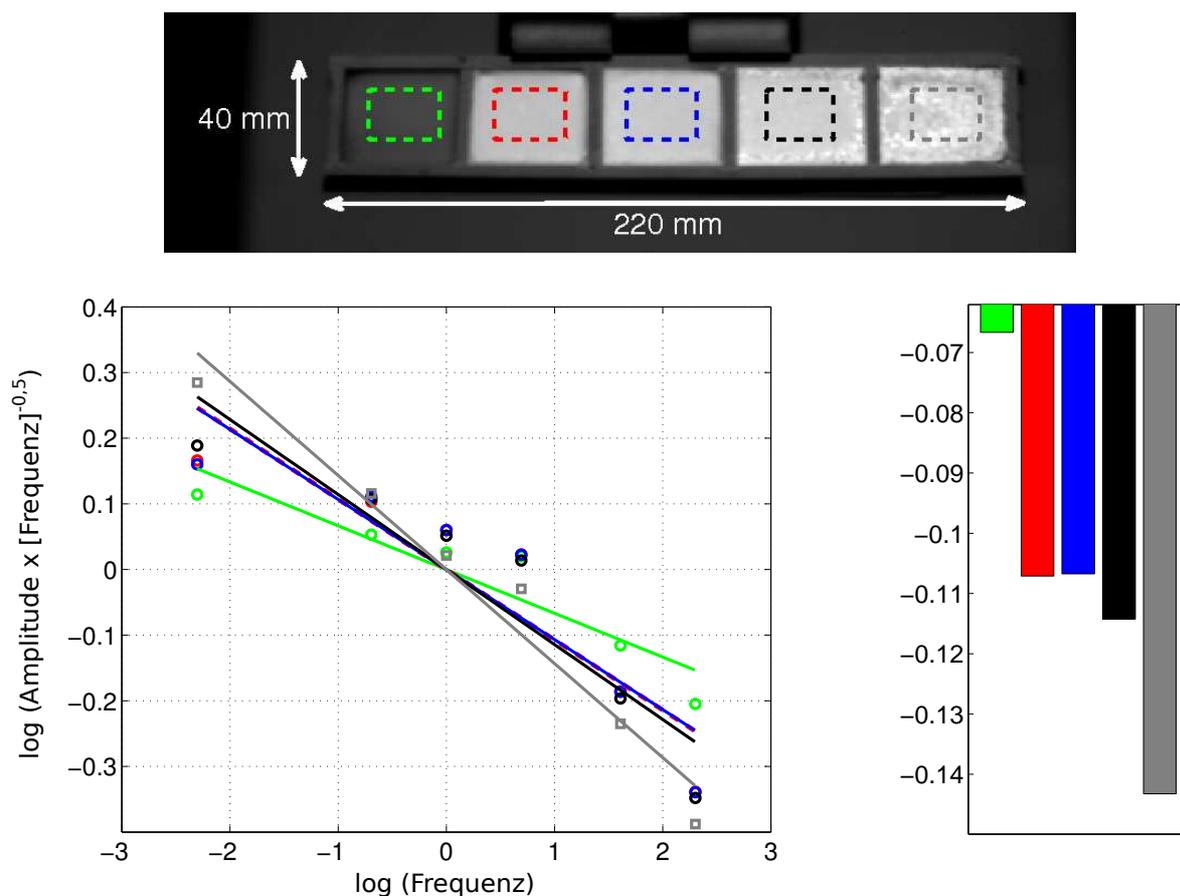


Abbildung 4.18.: Abweichende Geradensteigungen im Frequenzverlauf der Amplitude entsprechen einer fraktalen Geometrie. Das erste Messfeld (grün) besteht aus reinem Epoxidharz. Den weiteren Feldern wurde bei der Herstellung jeweils ein zunehmender Anteil Microballoons (Mikro-Glashohlkugeln) beigemischt.

Es wurde $R_{01} = 1$ angenommen. Dazu muss entweder der anregende Wärmestrom F_0 bekannt sein, oder man benutzt eine Probe bekannter Effusivität als Referenz. Bei optischer Anregung enthält F_0 auch den Emissionskoeffizienten ϵ , der die Wellenfeldamplitude maßgeblich mitbestimmt. Deswegen sollten die Proben geschwärzt werden, oder man verwendet statt der Lichtanregung Wirbelströme (bei metallischen Werkstoffen) oder Kontakttechnik (Peltier-Element) zur Anregung.

5. Auswertung von IR-Sequenzen

Während das vorangegangene Kapitel Auswertemethoden von Lockin-Messungen behandelt, werden hier neue Methoden zur Auswertung von IR-Sequenzen aufgezeigt.

Prinzipiell können aus Messungen mit Pulsanregung die selben Parameter bestimmt werden wie bei periodischer Anregung. Die Auswertung findet jedoch bei der Pulsanregung im Zeitraum und bei der Lockin-Methode im Frequenzraum statt: Während tiefer liegende Grenzflächen mit der Lockin-Methode erst bei einer tieferen Modulationsfrequenz detektierbar werden als oberflächennahe, werden diese in einer IR-Sequenz nach Pulsanregung erst zu einem späteren Zeitpunkt sichtbar. Der folgende Abschnitt zeigt eine darauf aufbauende Auswertemethode.

Im zweiten Teil des Kapitels wird eine speziell auf die Ultraschallanregung angepasste Messmethode vorgestellt.

5.1. Decay Time Analysis (DTA)

Die Anregung mit Blitzlampen zeichnet sich durch eine hohe Energie und sehr kurze Dauer (< 3 ms) aus. Damit entspricht sie näherungsweise einem Diracpuls und lässt sich durch die eindimensionale Fundamentallösung der Wärmeleitungsgleichung beschreiben

$$T(z, t) = T_0 + \frac{Q/A}{e\sqrt{\pi t}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\alpha t}\right).$$

Dabei sind Q die absorbierte Wärmeenergie des Blitzes, A die Probenoberfläche, z die Ortskoordinate senkrecht zur Oberfläche und e die Effusivität. Es handelt sich also um einen starken Abfall der Oberflächentemperatur, die von den thermischen Eigenschaften der Probe und deren Wandstärke abhängt. Abbildung 5.1 zeigt das Temperaturverhalten entlang einer Linie auf der Oberfläche, nachdem in der Linienmitte ($x = 0$, $t = 0$) ein Deltapuls erfolgt ist.

Für eine Probe mit endlicher Wandstärke d ergibt sich die Temperaturverteilung an der

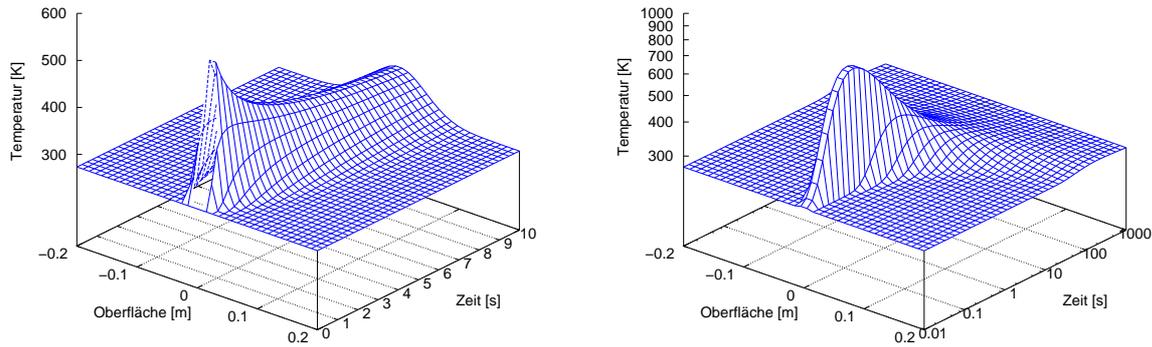


Abbildung 5.1.: Temperaturverhalten der Oberfläche nach pulsformiger Anregung bei $x = 0$. Links: lineare Skala, rechts: Temperatur und Zeit logarithmisch dargestellt.

Probenoberfläche zu [61] [75]:

$$T(t) = \frac{I_0}{4e\sqrt{\pi t}} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R^n \exp\left(\frac{-n^2 d^2}{\alpha t}\right) \right]. \quad (5.1)$$

Hier sind I_0 die Pulsintensität, e die Effusivität und R der Reflexionskoeffizient der Bauteiloberflächen mit Luft. Bei doppeltlogarithmischer Auftragung (Abbildung 5.2) ergeben sich Plateaus in Abhängigkeit der Wandstärke d . An dünnen Stellen bildet sich ein Wärmestau früher als an dickeren. Damit lässt sich durch Auswahl eines Bildes aus einer Abkühlungssequenz über dessen Aufnahmezeitpunkt eine Tiefenaussage treffen. Diese übliche Vorgehensweise entspricht einem vertikalen Schnitt durch das Diagramm 5.2. Der Nachteil liegt im manuellen Auswählen der Zeitpunkte. Eine alternative Auswertmöglichkeit ergibt sich durch die Festlegung eines (relativen) Temperaturschwellwertes, also einem horizontalen Schnitt durch das Diagramm. Hierbei wird die Zeit bis zum Unterschreiten des Schwellwertes als Grauwert für jedes Pixel verwendet.

Abbildung 5.3 zeigt gemessene Temperaturverläufe nach Pulsanregung in doppeltlogarithmischer Auftragung. Wird ein Schwellwert pixelweise relativ zur jeweiligen Maximaltemperatur gesetzt, so ergibt sich die dafür benötigte Abkühlzeit als neuer Parameter [76]. Da aufgrund ungleichmäßiger Ausleuchtung durch die Blitzlampen die Bauteiloberfläche unterschiedlich stark erwärmt wird, ist es wichtig den Schwellwert als relative Größe festzulegen, um so Artefakte zu unterdrücken. Dazu wird pro Pixel i das jeweilige Temperaturmaximum $T_{i,max}$ des Zeitverlaufs ermittelt und der Zeitpunkt t_p bestimmt, zu dem die Temperatur erstmals unter eine Schwelle $pT_{i,max}$ fällt:

$$T_i(t_p) \leq pT_{i,max} \quad \text{mit } 1 < p < 1. \quad (5.2)$$

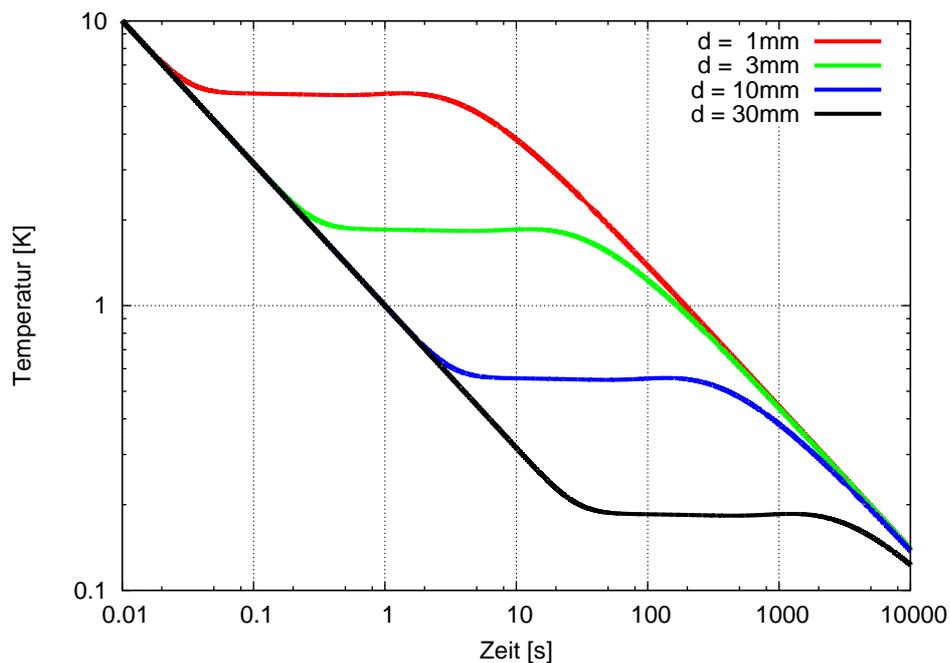


Abbildung 5.2.: In Abhängigkeit der Wandstärke d ergeben sich Plateaus unterschiedlicher Höhe in der Abkühlkurve.

Durch eine zeitliche Mittelung und Medianfilterung wird die jeweilige Pixelzeitkurve geglättet bzw. Ausreißer eliminiert. Man erhält ein homogenes und rauscharmes Ergebnisbild. Dieser Auswertevorgang wird als „Decay Time Analysis“ (DTA) bezeichnet. Vor einer solchen Berechnung sollte ein Anfangsbild vor dem Blitz von der Sequenz abgezogen werden (Hintergrundabzug). Dadurch werden IR-Spiegelungen unterdrückt. Außerdem bezieht sich dann der relative Schwellwert auf die gesamte Dynamik des Messvorgangs. Je höher die Bildwiederholrate der Kamera ist, desto feiner ist die Auflösung im Wertebereich des DTA-Bildes, da kleinere Zeitschritte zur Verfügung stehen. Ergebnisbilder zu unterschiedlichen Schwellwerten sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Die gemessene Probe besteht aus PMMA und wurde auf der Vorderseite schwarz lackiert. Auf der Rückseite sind Sacklochbohrungen mit steigenden Restwandstärken von 0,6 bis 3,6 mm eingebracht (siehe auch Abbildung 4.4 links). Wie zu erwarten ist, zeigen sich tiefer liegende Bohrungen bei niedrigeren Schwellwerten entsprechend späteren Zeitpunkten. Jedoch steigt dort das Bildrauschen stark an (Abbildung 5.4 (c)), da nach einer längeren Abkühlphase die Temperaturverläufe sehr flach werden.

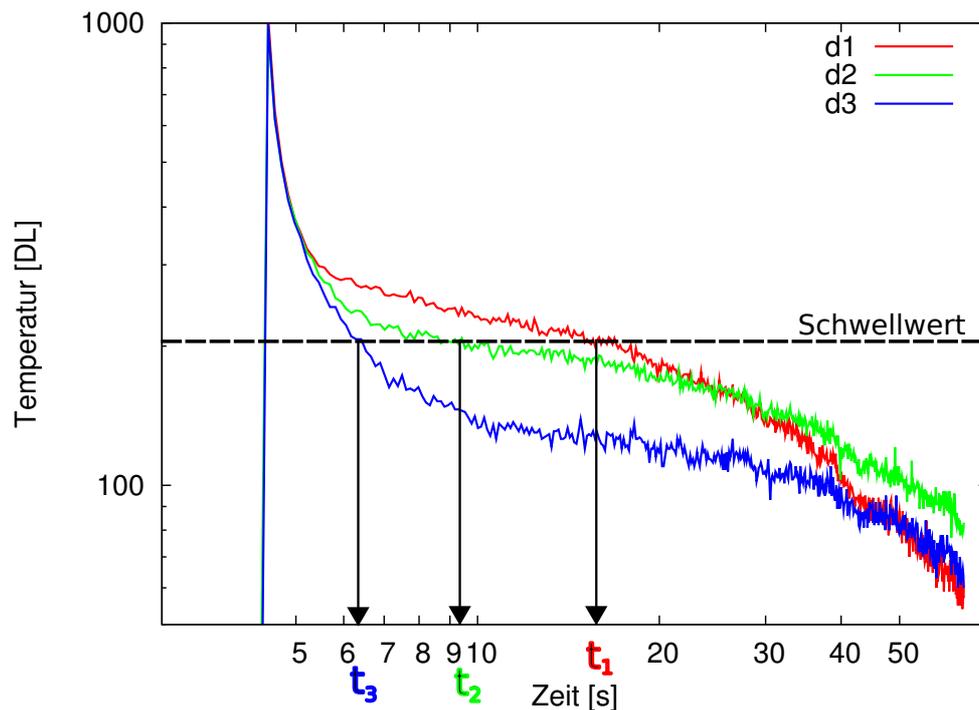


Abbildung 5.3.: Abkühlungsverhalten bei unterschiedlicher Materialdicke: $d_1 < d_2 < d_3$.

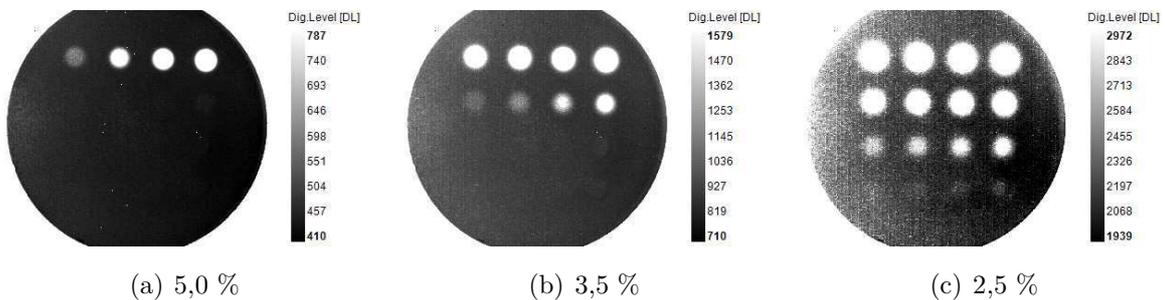


Abbildung 5.4.: DTA Ergebnisse bei unterschiedlichen Schwellwerten.

5.1.1. Vergleich mit Puls-Phasen-Auswertung

Abbildung 5.5 zeigt den Vergleich der DTA Methode mit der der Puls-Phasen-Auswertung (Abschnitt 2.1.3). Die Daten einer Keilmessung wurden mit DTA und mit einer DFT bei 1 Hz ausgewertet.

Wie in Abbildung 5.5 rechts zu sehen ist, liefert die Puls-Phasen-Auswertung ein besseres Signal-Rausch Verhältnis. Allerdings ist die Schichtdicke nicht eindeutig mit den Phasenwerten verknüpft. Bei der DTA-Kurve wächst das Signal monoton mit wachsender Schichtdicke. Eine Schichtdickenbestimmung ist daher mit DTA einfach umzusetzen. Beide Auswertemethoden sind prinzipiell schon während des Messprozesses möglich. Dazu müssen lediglich die gewünschten Frequenzen für die Puls-Phasen-Auswertung bzw. die

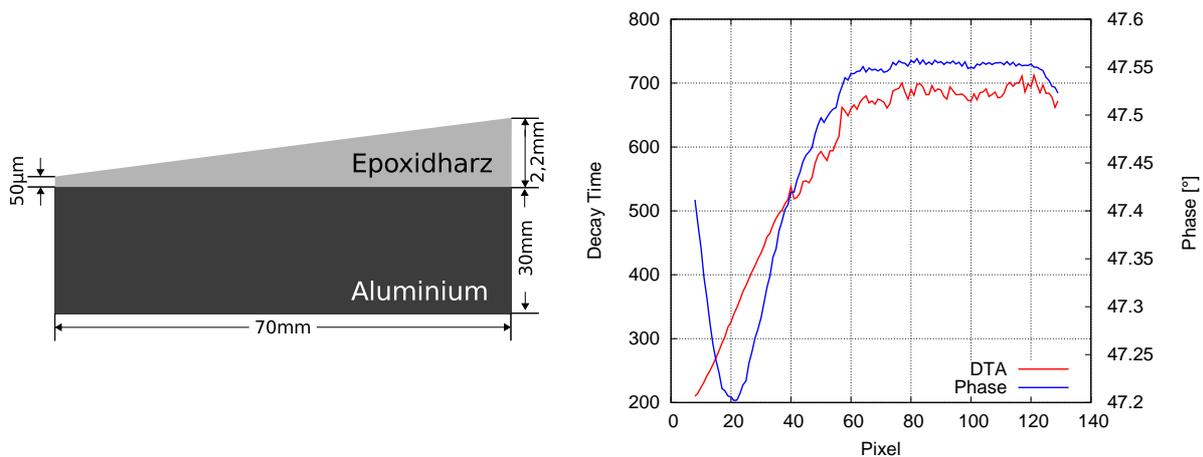


Abbildung 5.5.: Links: Aufbau des Epoxidharzkeils. Rechts: Vergleich der Auswertemethoden DTA und Puls-Phasen-Auswertung bei zunehmender Schichtdicke. Der im Diagramm dargestellte Pixelbereich entspricht der Keilsteigung ($50\ \mu\text{m} - 2,2\ \text{mm}$).

Schwellwerte für die DTA-Methode zuvor festgelegt werden.

5.2. Ultraschall Sweep Thermografie (UST)

Bei der akustisch angeregten Thermografie besteht oft Unklarheit über die Zuverlässigkeit und die Reproduzierbarkeit solcher Messungen. Eine zentrale Rolle spielt die Frequenzabhängigkeit: Wie hängt das Messsignal und dessen Reproduzierbarkeit von der Frequenz ab? Diese Frage konnte durch akusto-thermische Spektren beantwortet werden (siehe Abschnitt 5.2.2). Auf Basis akusto-thermischer Spektren wurde eine Auswertemethode entwickelt, die die Zuverlässigkeit von ULT-Ergebnissen deutlich erhöht [77].

5.2.1. Stehwellenfelder und Bauteilfehler

Bei resonanter Schallanregung gelangt die maximal mögliche Energie in den Prüfkörper. Hierzu müssen die Resonanzfrequenzen des Bauteils unter den gegebenen Einspannbedingungen bekannt sein. In Abbildung 5.6 sieht man das Schwingungsmuster eines Zahnrades bei dessen Grundfrequenz im Vibrometriebild, das die Schallschnelle farbkodiert darstellt¹.

Wie in Kapitel 2 erwähnt, führen Bauteilresonanzen zu stehenden Schwingungsfeldern, die sich über den thermoelastischen Effekt als störendes Muster im ULT-Bild niederschlagen.

¹Zur Funktionsweise der Laservibrometrie siehe Anhang A

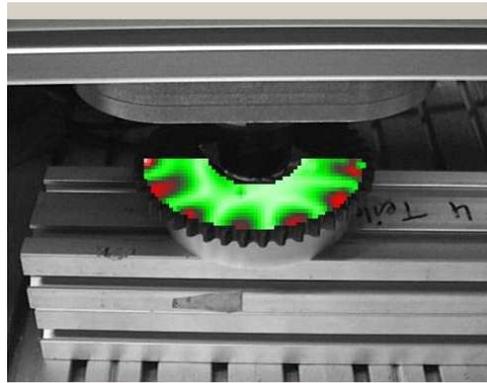


Abbildung 5.6.: Vibrometrie bild eines Zahnrads bei resonanter Anregung (16740 Hz)

Abbildung 5.7 Mitte zeigt das ULT Ergebnis bild bei resonanter Anregung: Man sieht ein Schwingungsmuster entlang des äußeren Randes. Die Fehlerauffindung ist deutlich erschwert. Bei einer geringfügig kleineren Ultraschallfrequenz (Abbildung 5.7 links) ist jedoch weder ein Stehwellenfeld noch ein Fehler zu erkennen. Einen Ausweg liefert die Frequenzmodulation der anregenden Schallquelle. Wiederholt man die ULT Messung mit einer Frequenzmodulation zwischen 15 und 25 kHz, so verschwindet das Stehwellenfeld, und die Zonen mit Haarrissen können detektiert werden (Abbildung 5.7 rechts).

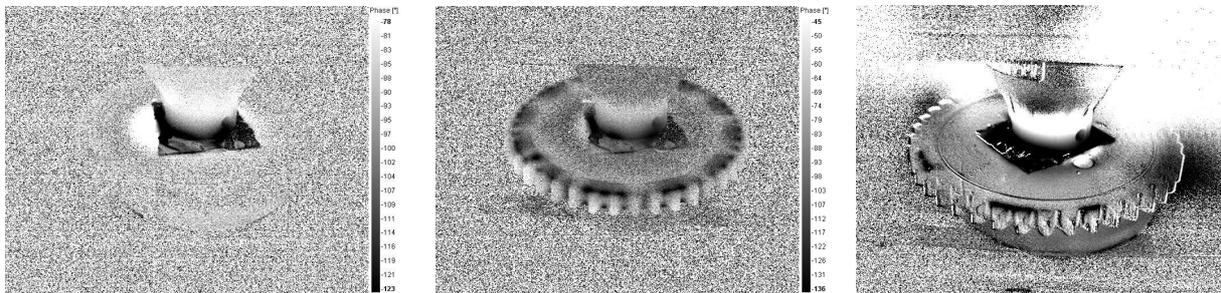


Abbildung 5.7.: ULT Phasenbilder. Links: Ultraschallfrequenz 16600 Hz, Mitte: Resonanzfrequenz 16740 Hz, rechts: ULT mit Frequenzmodulation. Das störende Stehwellenfeld wird durch die sich ändernde Frequenz unterdrückt: Die Defekte sind eindeutig detektierbar.

5.2.2. Akusto-thermisches Spektrum

Ein akusto-thermisches Spektrum entsteht durch das Aufzeichnen einer IR-Sequenz, während die Frequenz der akustischen Anregung mit konstanter Rate erhöht wird (linearer Sweep). Der zeitliche Temperaturverlauf an einem Pixel entspricht einem Spektrum, denn die Zeiten lassen sich einfach in Frequenzen umrechnen. Abbildung 5.8 zeigt das Ergebnis einer Messung an einer Stahlzugprobe. Besonders bei spröden Werkstoffen verhalten sich

Risse stark frequenzabhängig. Eine herkömmliche ULT-Messung bei fester Ultraschallfrequenz liegt mit hoher Wahrscheinlichkeit abseits der im Spektrum enthaltenen Peaks.

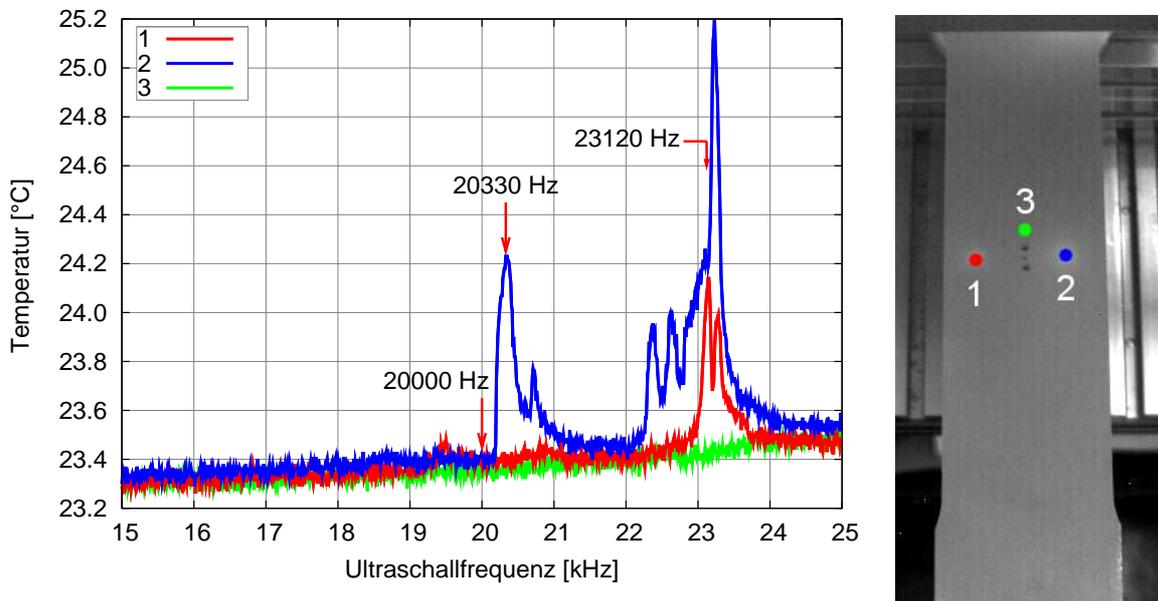


Abbildung 5.8.: Akusto-thermische Spektren an den Risspitzen (Punkte 1 und 2) und an einer intakten Stelle (Punkt 3) [78].

Fehler wie Risse zeigen bei akustischer Anregung ein Schwellwertverhalten [79]. Sie sind also erst ab einer bestimmten Schallamplitude detektierbar. Die thermische Reaktion in Abhängigkeit der Frequenz und Amplitude ist auch dreidimensional darstellbar. Ein akusto-thermisches Risspektrum des kleinen Zahnrads wurde auf diese Weise erstellt (Abbildung 5.9). Es ist deutlich erkennbar, dass bei kleinen Amplituden keine Peaks im Spektrum erzeugt wurden. Eine Amplitudensteigerung führte zunächst zu niedrigen Peaks, die bei der weiteren Amplitudensteigerung schnell an Höhe gewannen. Die Ausgangstemperatur zu Beginn der Sweeps stieg zu höheren Amplituden hin immer stärker an. Der Grund hierfür ist, dass die neun Sweeps, aus denen sich das Diagramm zusammensetzt, direkt hintereinander ausgeführt wurden. Die eingebrachte Energie aller vorangegangenen Sweeps war bei dem aktuell durchgeführten Sweep noch als Wärme in der Probe vorhanden. Die pro Sweep eingebrachte Energie ist natürlich umso größer, je höher die Schallamplitude des Sweeps ist. Dies erklärt den immer stärker werdenden Anstieg der Anfangstemperatur der Sweeps.

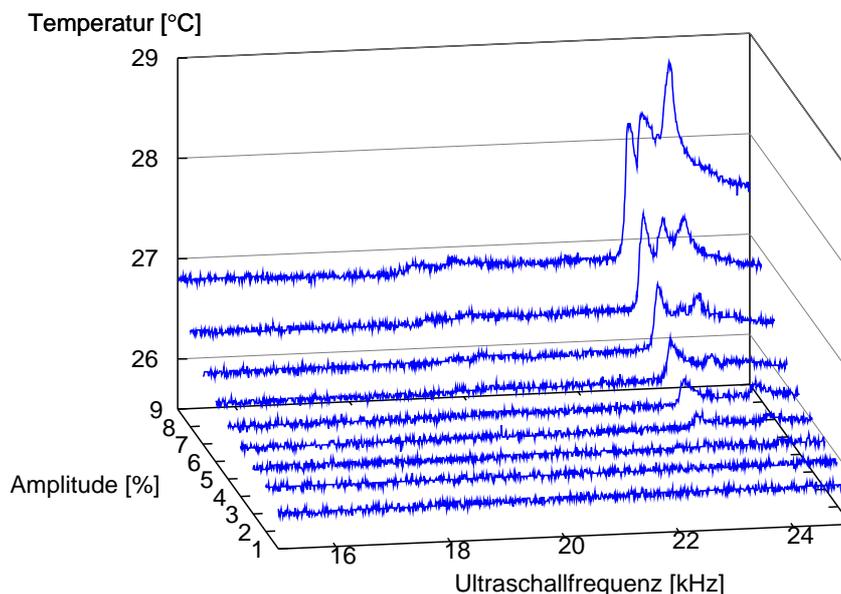


Abbildung 5.9.: Abhängigkeit des akusto-thermischen Spektrums des kleinen Zahnrads von der Ultraschallamplitude. Das Diagramm wurde aus neun Einzelsweeps mit jeweils 100 s Dauer zusammengesetzt.

5.2.3. Optimierung von Lockin-Messungen

Monofrequente Anregung

Ausgehend von den akusto-thermischen Spektren aus Abbildung 5.8 wurden bei gleicher Einspannung drei Ultraschall-Lockin-Thermografie-Messungen an der Stahlzugprobe durchgeführt. Die ausgewählten Frequenzen waren 20000 Hz (kein Peak in beiden Defektspektren), 20330 Hz (ein Defektspektrum hat einen Peak an dieser Stelle) und 23120 Hz (laut Spektrum beide Defekte aktiv). Die drei ausgewählten Frequenzen sind in Abbildung 5.8 mit Pfeilen markiert. Die aus diesen Messungen resultierenden Amplituden- und Phasenbilder sind in Abbildung 5.10 dargestellt.

Bei den beiden Bildern auf der linken Seite (Ultraschallfrequenz 20000 Hz) sind beide Rissspitzen kaum sichtbar. Dies deckt sich mit den gemessenen akusto-thermischen Spektren, in denen bei dieser Frequenz keine thermische Antwort beider Risse im Vergleich zur intakten Umgebung erkennbar war. Bei den beiden Bildern in der Mitte (Ultraschallfrequenz 20330 Hz) geht aus den Spektren hervor, dass nur der rechte Riss aktiv sein sollte. Dies stimmt mit der ULT-Messung bei dieser Frequenz überein, bei der der rechte Riss hell aufleuchtet. Der linke Riss ist erwartungsgemäß nicht zu sehen. Auffallend

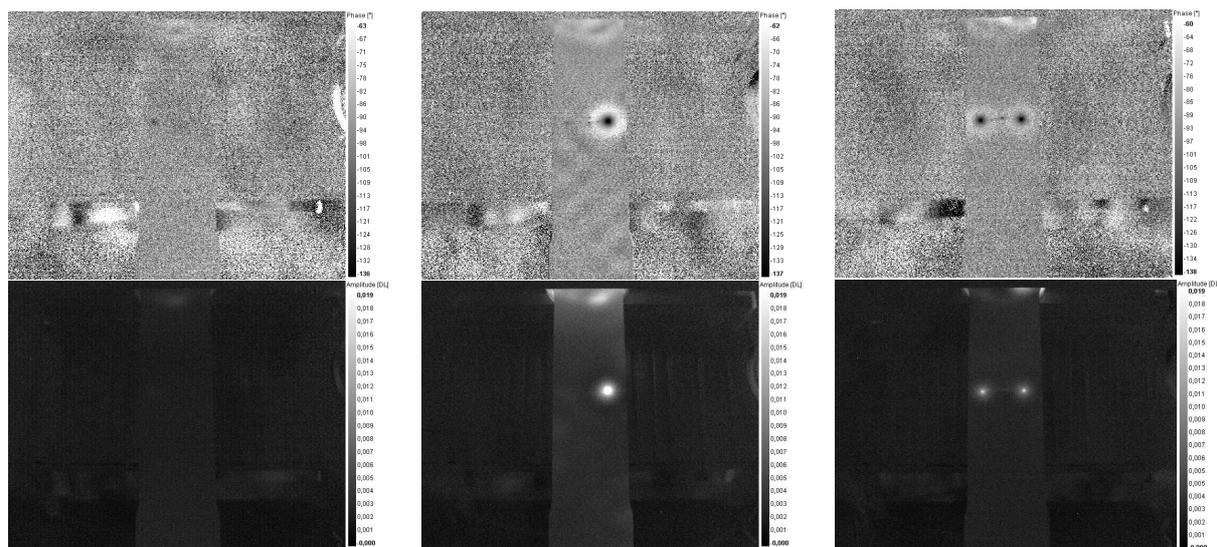


Abbildung 5.10.: Lockin-Messungen bei 0,1 Hz und maximaler Ultraschallamplitude von 5%. Oben: Phasenbilder. Unten: Amplitudenbilder. Ultraschallanregungsfrequenzen 20000 Hz (links), 20330 Hz (mitte) und 23120 Hz (rechts).

sind die Stehwellen im unteren Teil der Zugprobe. Im akusto-thermischen Spektrum bei 23120 Hz sind beide Risse aktiv und demzufolge auch deutlich im ULT-Ergebnisbild zu sehen. Auch bei anderen Frequenzen ergaben sich gute Übereinstimmungen zwischen den gemessenen Defektspektren und den Lockin-Messungen.

Frequenzmodulierte Anregung

Akusto-thermische Spektren bieten eine gute Möglichkeit, die Wirksamkeit frequenzmodulierter Anregung zu untersuchen. Interessant ist hierbei, dass sich sämtliche Peaks in Abbildung 5.8 im Bereich zwischen 20 kHz und 25 kHz befinden. Deshalb wurden Messungen mit frequenzmodulierter Anregung im Bereich 15 kHz bis 20 kHz und 20 kHz bis 25 kHz durchgeführt. Die aus diesen Messungen gewonnenen ULT-Bilder sind in Abbildung 5.11 zu sehen. Zum Vergleich wurde eine Modulation über den gesamten Frequenzbereich (15 kHz bis 25 kHz) durchgeführt.

5.2.4. UST-Auswertung

Durch akusto-thermische Spektren lassen sich die relevanten Ultraschallfrequenzen auffinden und dadurch ULT Messungen optimieren. Andererseits kann schon aus nur einem Frequenzsweep ein Ergebnisbild mit sehr gutem Signal-Rausch Verhältnis erzeugt werden, indem man pro Pixel die größte Flankensteigung als bildgebenden Wert verwendet.

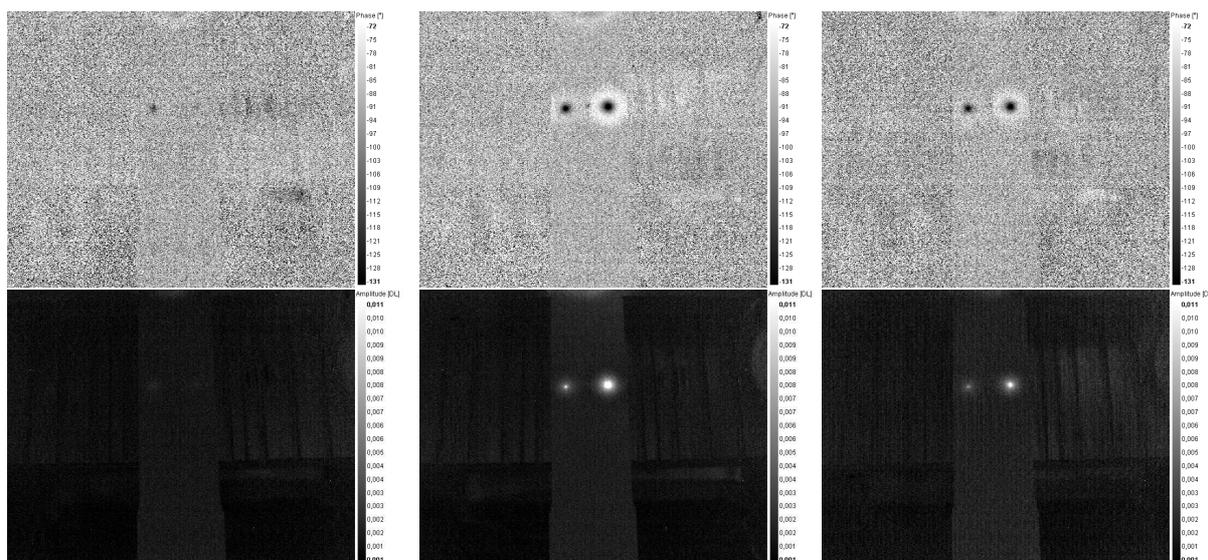


Abbildung 5.11.: Lockin-Messungen mit frequenzmodulierter Anregung. Lockin-Frequenz: 0,1 Hz Amplitude: 5%. Oben: Phasenbilder. Unten: Amplitudenbilder. Links: Frequenzmodulation 15 kHz - 20 kHz. Mitte: Frequenzmodulation 20 kHz - 25 kHz. Rechts: Frequenzmodulation 15 kHz - 25 kHz.

Das Prinzip ist in Abb. 5.12 dargestellt. Das erhaltene akusto-thermische Spektrum wird differenziert und der Maximalwert dieser Ableitung ermittelt. Zusätzlich kann man noch die Frequenz, an der dieses Maximum auftritt, speichern und damit eine Frequenzkarte erstellen.

Eine große Hilfe bei diesem Prozess könnten akusto-thermische Spektren unterschiedlicher Amplitude sein. Die Stahlzugprobe wurde dafür einem Sweep von 15 kHz bis 25 kHz unterzogen. Die Diagramme zeigen, dass 23,4 kHz Ultraschallfrequenz und 8% Amplitude die optimalen Anregungsparameter für beide Risse sind. Da bei diesen Bedingungen beide Risse angeregt werden, ist zu erwarten, dass ein eventuell vorhandener dritter Riss ähnlicher Länge und Geometrie ebenfalls angeregt würde. Man erkennt, dass es einen frequenz- und defektabhängigen Schwellwert der Amplitude geben muss, unterhalb dessen keine Defektanregung möglich ist. Dieser Schwellwert kann im Resonanzfall klein sein, während im Fall nichtresonanter Anregung hohe Amplituden zur Anregung notwendig sind.

Bemerkenswert ist insbesondere das Ausmaß der Temperaturänderungen. Der rechte Riss zeigt zwischen 22,5 kHz und 23,5 kHz einen Temperatursprung von über 5°C. Ein später durchgeführter, 2 Sekunden andauernder monofrequenter Ultraschallburst bei 23,25 kHz führte sogar zu einer Temperatursteigerung von über 10°C.

5.2.5. Ergebnisse

Die Ergebnisse zeigen, dass sich die Zuverlässigkeit der Defekterkennung erhöht, wenn man einen Ultraschallsweep verwendet. Abbildung 5.13 zeigt die zuvor mit akusto-thermischen Spektren untersuchte Stahlzugprobe. Der Frequenzbereich des Sweeps lag bei 15 kHz - 25 kHz, die Ultraschallamplitude bei 5%. Durch die Auswertung des Temperaturanstiegs sind im Ergebnisbild nur die Fehler (hier die Rissspitzen) zu sehen.

Im Fall eines Zahnrads aus Sinterstahl können selbst bei dem IR-Bild des höchsten Gesamtkontrasts keine Fehler gefunden werden. Der verwendete Frequenzbereich des Sweeps lag hier bei 30 kHz - 50 kHz, die Ultraschallamplitude bei 15%, und die Sweepdauer bei 100 s. Im UST-Bild (Abbildung 5.14 rechts) sind die drei Regionen mit Haarrissen deutlich erkennbar.

Ein weiteres Beispiel zeigt Abbildung 5.15. Diese Abdeckung für eine Tankinspektion eines Airbus A 330 wurde wegen eines Risses ausgemustert, der im UST-Bild eindeutig zu sehen ist. In der Praxis können Fehler bei der Signalübertragung von der IR-Kamera über den Framegrabber bis zur Software dazu führen, dass im Zeitverlauf der Temperatur für ein bestimmtes Pixel an einem Zeitpunkt ein Ausreißer entsteht. Dieser würde durch die UST-Auswertung als steile Flanke bewertet und als Fehler markiert. Um solche Artefakte zu verhindern, kommt ein Medianfilter (siehe Abschnitt 6.1.2) zum Einsatz. Für das Ergebnisbild der Tankabdeckung wurde ein 3x3 Medianfilter verwendet.

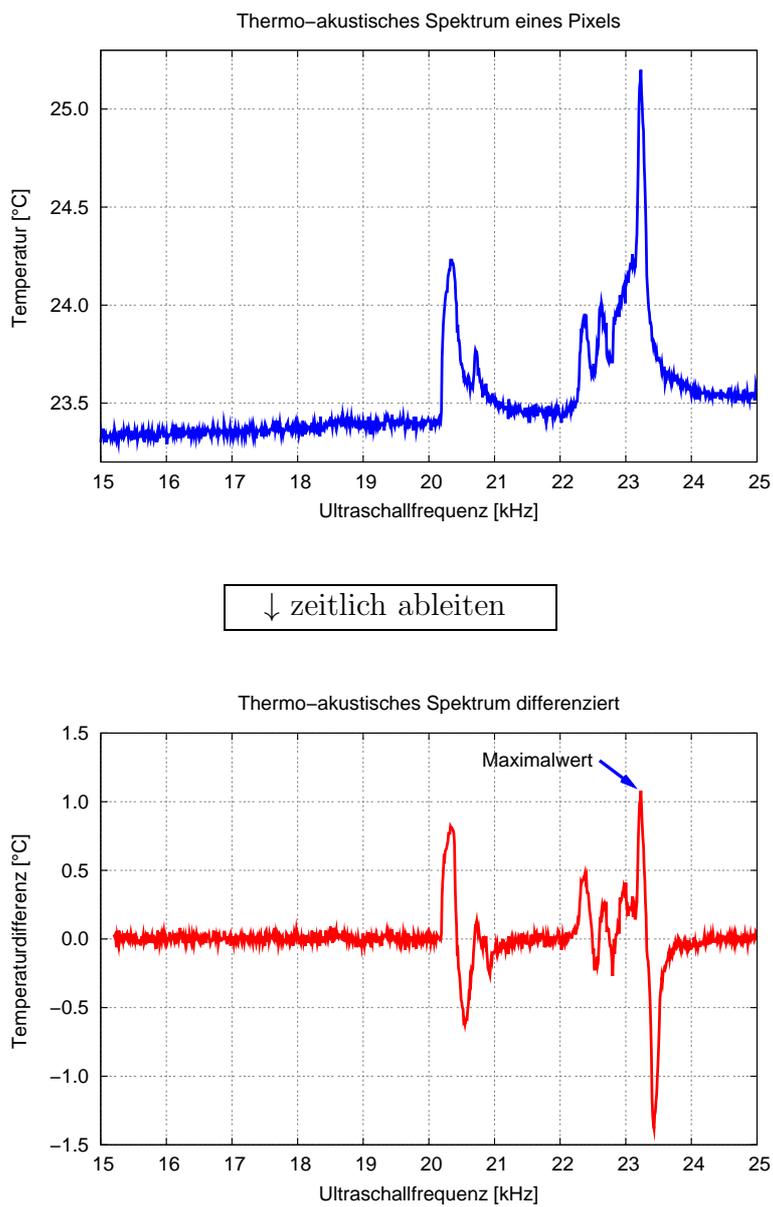


Abbildung 5.12.: Prinzip der Ultraschall-Sweep-Thermografie

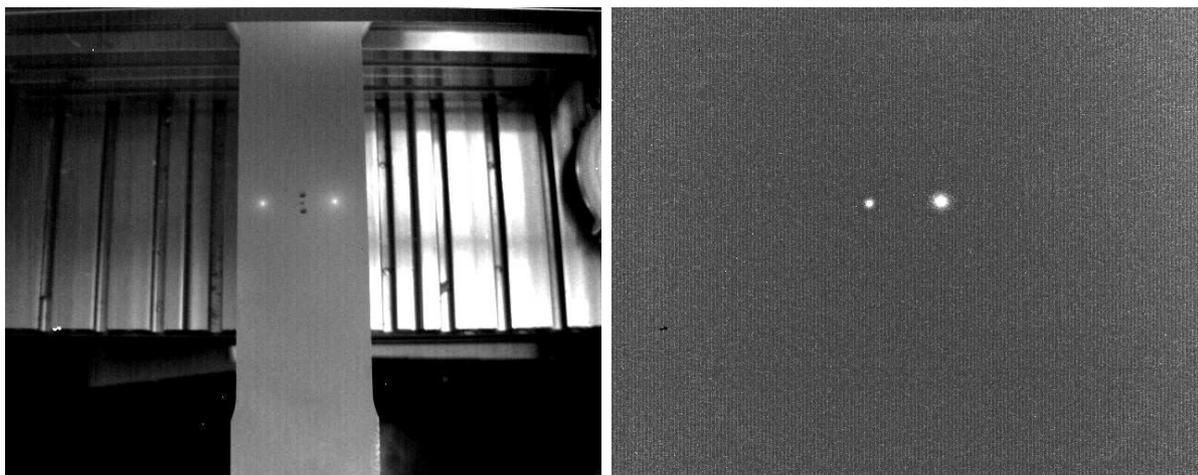


Abbildung 5.13.: Stahlzugprobe mit zwei Rissen. Links: IR-Bild mit bestem Kontrast, rechts: UST-Bild.

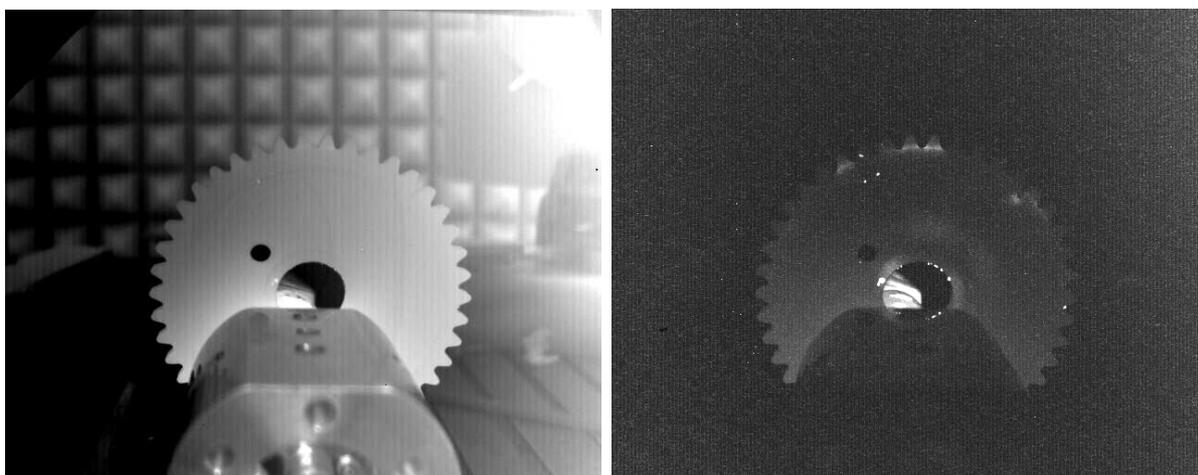


Abbildung 5.14.: Zahnrad mit drei Rissen. Links: Bild des maximalen Kontrasts, rechts: UST-Bild.

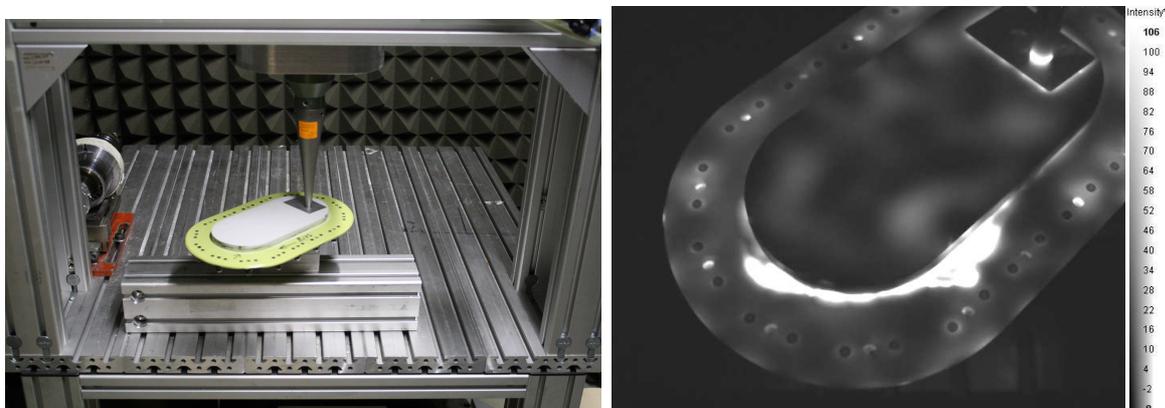


Abbildung 5.15.: Defekte Tankinspektionsabdeckung (Airbus A 330): links: Foto, rechts: UST-Bild nach Anwendung eines 3x3 Medianfilters.

6. Bildverarbeitung für die Thermografie

Für ein bildgebendes Messverfahren eignen sich bestimmte Methoden aus der Bildverarbeitung, um die für die ZfP relevanten Merkmale deutlicher hervorzuheben. Ein einfaches Mittel sind Differenzbilder, die ausschließlich Veränderungen gegenüber dem Anfangszustand darstellen. Des Weiteren können Bildfilter eingesetzt werden. Zur Detektion von geradlinigen Strukturen wie Rissen eignet sich beispielsweise ein Kantenfilter, während man z.B. mit einem Medianfilter Detektorfehler („tote Pixel“) entfernt. Diese Anwendungen sind bereits in der Thermografiesoftware DisplayIMG¹ enthalten. Hier sollen jedoch weitere Methoden aufgezeigt werden, mit denen sich die Aussagefähigkeit thermografischer Messungen steigern lässt. So ist beispielsweise eine Anpassung des Histogramms in vielen Fällen sinnvoll, insbesondere bei Thermografie-Ergebnisbildern, deren relevante Grauwertänderungen an mehreren getrennten Stellen im Histogramm liegen, so dass bei natürlicher Skalierung kein Defektmerkmal zu erkennen ist. Der adaptive Histogrammausgleich oder die HDR-Methode (siehe nächster Abschnitt) bieten hierfür eine Lösung. Für Phasenbilder wurde eine Rauschunterdrückung entwickelt (Abschnitt 6.3). Die durch Wärmediffusion erzeugte und damit für Thermografiemessungen typische Unschärfe von tiefer liegenden (inneren oder bauteilrückseitigen) Strukturen lässt sich durch eine Rückfaltung mit der Point Spread Function (PSF) (Abschnitt 6.4) wieder schärfen.

6.1. Grundlagen der Bildverarbeitung

Das Bild, das eine Thermografiekamera liefert, besteht aus einer Matrix von Bildpunkten (Pixel), z.B. hat die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Kamera ein Detektorarray mit 640 x 512 Pixel. Veränderungen in Bildern haben das Ziel, durch mathematische Operationen, die einzelne Pixel oder auch einen Pixelbereich betreffen, die Qualität oder die Aussagefähigkeit zu steigern.

¹Firma Edevis

6.1.1. Punktoperatoren

Punktoperatoren verändern die einzelnen Pixel eines Bildes unabhängig von ihren Nachbarn. Sie dienen oft zur Verbesserung des visuellen Bildeindrucks.

Skalierung und Histogramm

Die Zuordnung von Messwerten zu den darzustellenden Grauwerten („Skalierung“) ist beliebig, sie sollte jedoch so beschaffen sein, dass das Ergebnisbild für den Betrachter den größtmöglichen Informationsgehalt ergibt. Thermografie-Ergebnisse sind daher erst optimal zu skalieren.

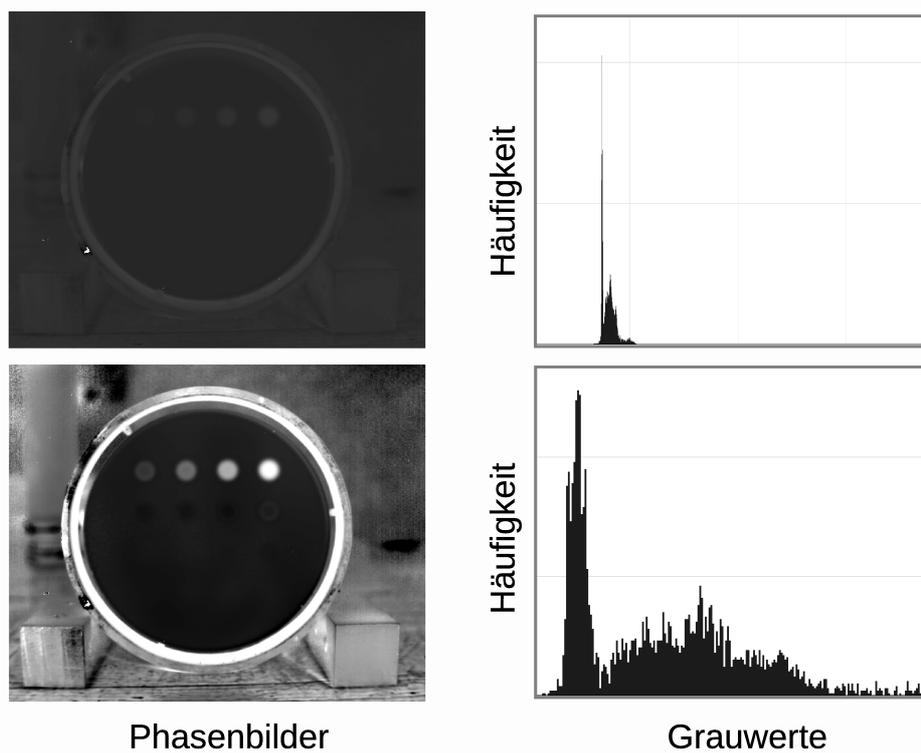


Abbildung 6.1.: Ein Messergebnis unterschiedlich skaliert. In der Grauwerteverteilung (Histogramm) des oberen Bildes sind sämtliche Messwerte einem kleinen Grauwertebereich zugeordnet. Man erkennt kaum Einzelheiten. Im unteren Bild sind die Messwerte über den gesamten Grauwertebereich verteilt.

6.1.2. Filteroperatoren

Im Gegensatz zu Punktoperatoren werden bei Filteroperatoren die umgebenden Bildpunkte eines Pixels in die Berechnung des neuen Pixels mit einbezogen. Dieser Filterablauf wird üblicherweise in einer matrixförmigen Rechenvorschrift formuliert. Das Rezept

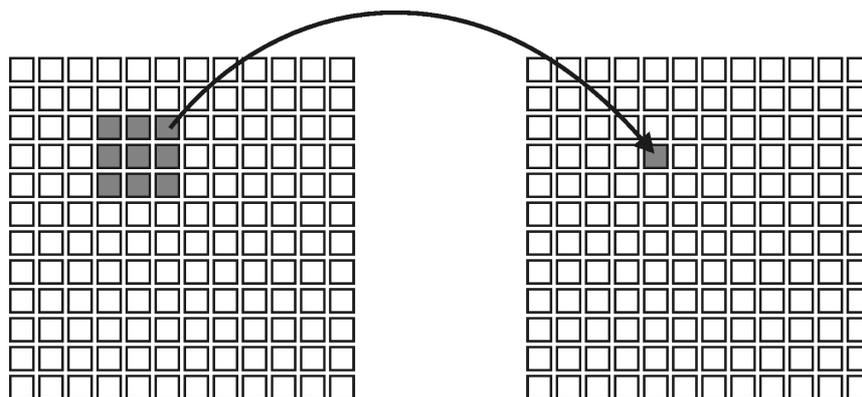


Abbildung 6.2.: Wirkungsweise von Filteroperatoren. Der neue Wert eines Pixels (rechts) hängt ab von seiner ehemaligen Umgebung (links).

zur Berechnung des neuen Pixelwertes ist anschaulich: Die Matrix definiert die Größe der Umgebung, die einbezogen wird. Die Matrixelemente sind die Multiplikatoren für die entsprechenden Nachbarpixel, die Summe ist der neue Pixelwert. Im Folgenden werden einige Filter vorgestellt.

Kantenfilter

Mit den Sobelfiltern S_x und S_y kann man gezielt horizontale bzw. vertikale Kanten hervorheben.

$$S_x = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -2 & 0 & 2 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad S_y = \begin{bmatrix} -1 & -2 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix} \quad (6.1)$$

Prinzipiell lassen sich Kantenfilter als Gradienten auffassen: Für eine Ableitung stellen Kanten Extremwerte dar. Aus der Ableitung d/dx wird die Filtermaske $[-1 \ 1]$ mit folgender Wirkung:

$$[a_1 \ a_2 \ a_3] \cdot \begin{bmatrix} -1 \\ 1 \end{bmatrix} = [a_2 - a_1 \ a_3 - a_2] \quad (6.2)$$

Auf diese Weise werden aus den zweifachen Ortsableitungen $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$ und $\frac{\partial^2}{\partial y^2}$ die Filtermasken

$$\begin{bmatrix} 1 & -2 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \begin{bmatrix} 1 \\ -2 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (6.3)$$

Durch Addition gelangt man zum Laplace-Filter:

$$L = \begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 \\ -1 & 4 & -1 \\ 0 & -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (6.4)$$

Die Wirkung dieser Kantenfilter ist in Abbildung 6.3 veranschaulicht.

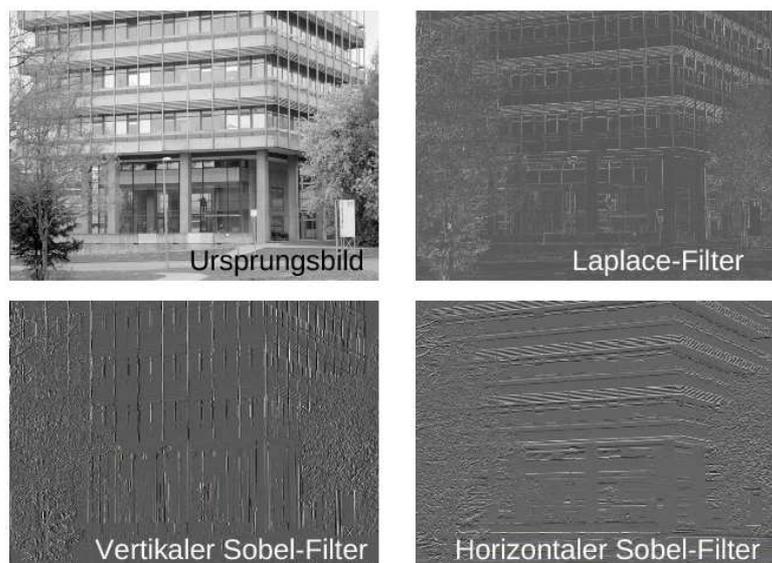


Abbildung 6.3.: Anwendung der Kantenfilter: Sobel S_x , S_y und des Laplace-Filters L .

Rangordnungsfiler

Die bisher betrachteten Operatoren waren linear in dem Sinn, dass die mathematische Berechnungsvorschrift eine lineare Gestalt hat. Rangordnungsfiler sind nichtlineare Operatoren: Beispielsweise können mit dem Medianfilter Pixelfehler behoben werden, indem die Werte aus einer Umgebung zunächst sortiert und danach deren Median als neuer Wert verwendet wird:

13	6	14
12	765	25
17	9	16

 \Rightarrow

6	9	12	13	14	16	17	25	765
---	---	----	----	----	----	----	----	-----

Mit einem Medianfilter lassen sich isolierte Pixelstörungen beseitigen, während Kanten und lineare Grauwertverläufe unverändert bleiben.

6.1.3. Fouriertransformation und Deconvolution

Die Fouriertransformation eignet sich nicht nur zur Analyse von zeitabhängigen Signalen, sondern auch von räumlichen Werteverteilungen. In der Optik verwendete E. Abbe bereits im 19. Jahrhundert Filterung in der Fourierebene zur Bestimmung des Auflösungsvermögens von Mikroskopabbildungen.

Für die Methode der Rückfaltung muss zunächst an die mathematische Operation der Faltung erinnert werden. Eine Faltung zweier Funktionen f und g ist wie folgt definiert:

$$f(x) \otimes g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(y)g(x-y)dy \quad (6.5)$$

Sei nun die zweite Funktion ein sogenannter Deltakamm

$$g(x) = \sum_{n \in \mathbb{N}} \delta(x - bn) , \quad (6.6)$$

so ergibt sich bei der Faltung

$$f(x) \otimes g(x) = \sum_{n \in \mathbb{N}} \int_{-\infty}^{\infty} f(y) \delta(x - bn - y) \quad (6.7)$$

$$= \sum_{n \in \mathbb{N}} f(x - bn) , \quad (6.8)$$

also eine Aneinanderreihung der Funktion f mit einem jeweils um b verschobenen Zentrum. Abbildung 6.4 veranschaulicht die Faltung.

Die hier dargestellte eindimensionale Faltung ist auf beliebige Dimensionen erweiterbar. Im zweidimensionalen Fall sind es dann Bildstrukturen, die sich per Faltung an jede beliebige Stelle im Bild vervielfachen lassen. Eine Bildmatrix erfordert eine diskrete Berechnungsweise der Faltung, die genauso durchgeführt wird wie die Filtermasken (6.1) oder (6.4). Die Idee der Rückfaltung besteht darin, das (gemessene) Bild M als Ergebnis einer Faltung zu betrachten:

$$M = Y \otimes PSF , \quad (6.9)$$

wobei Y dem wahren unverfälschten Bild und PSF einer Verwaschungsfunktion (Point Spread Function, PSF) entsprechen. Nach dem Faltungssatz wird eine Faltung durch eine

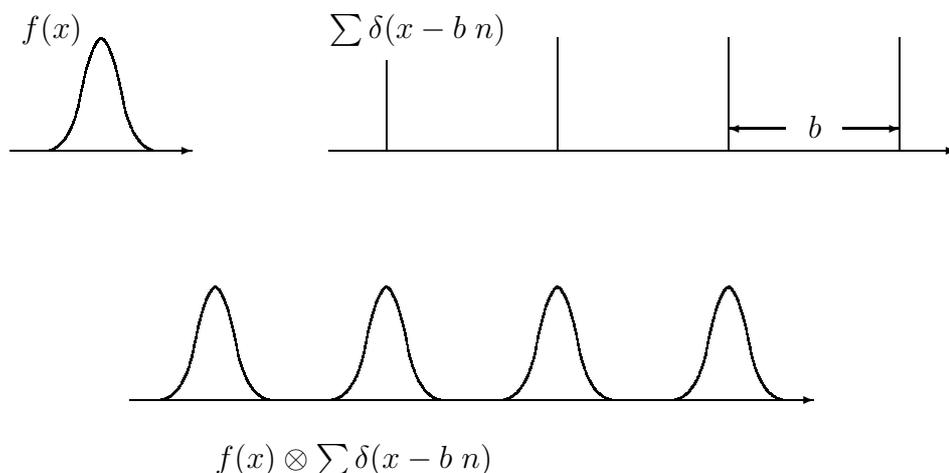


Abbildung 6.4.: Wirkungsweise der Faltung

Fouriertransformation in eine Multiplikation überführt:

$$\mathcal{F}(M) = \mathcal{F}(Y) \cdot \mathcal{F}(PSF) . \quad (6.10)$$

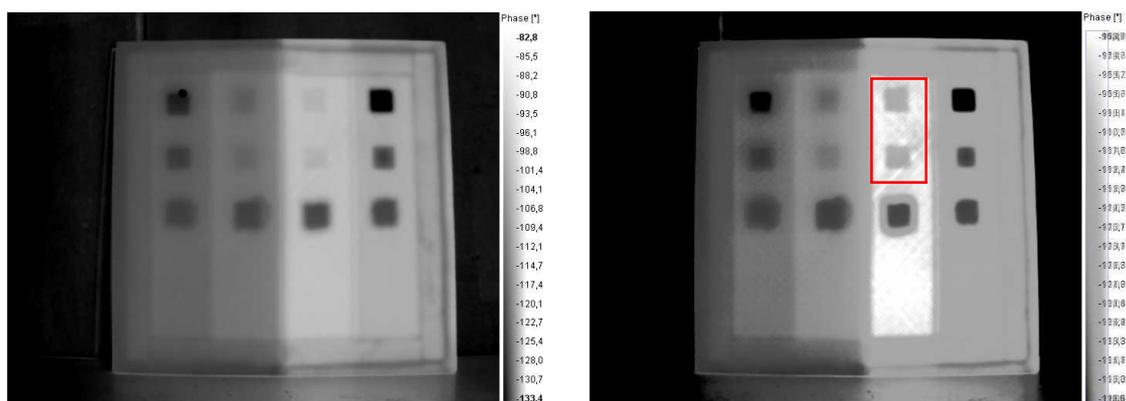
Wenn die Point Spread Function bekannt ist, kann man das unverwaschene, „wahre“ Bild mit Hilfe des Faltungssatzes berechnen:

$$Y = \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{\mathcal{F}(M)}{\mathcal{F}(PSF)} \right) . \quad (6.11)$$

Es sind allerdings numerische Probleme zu erwarten, da man durch sehr kleine Zahlen dividieren muss. Es kommt also notwendigerweise zu einem erhöhten Bildrauschen. In der Regel werden iterative Algorithmen verwendet, um einerseits die PSF anzupassen und andererseits die numerischen Probleme zu minimieren.

6.2. Histogrammanpassung

Die Histogrammanpassung soll den Kontrast in kleinen, nicht notwendigerweise zusammenhängenden Grauwertintervallen erhöhen. In gängigen Bildbearbeitungsprogrammen wird die Funktion, die diese Anpassung per Hand erlaubt, als Gamma-Korrektur bezeichnet. Für einige Anwendungen existieren Algorithmen zur adaptiven Kontrastanpassung. Das Histogramm eines Ergebnisbildes einer Thermografiemessung lässt sich jedoch nicht ohne weiteres mit dem Histogramm einer Fotografieaufnahme vergleichen. Besonders bei Phasenbildern von Fehlern in unterschiedlicher Tiefe bzw. unterschiedlichen Wandstärken



(a) Phasenbild (volle Skalierung)

(b) HDR-Phasenbild

Abbildung 6.5.: Links: Phasenbild einer CFK-Modellprobe. Rechts: HDR-Bild. Es sind nun auch die Inserts der dritten Spalte (rot) deutlich erkennbar.

können Details durch den großen Wertebereich nicht mehr dargestellt werden. Abbildung 6.5 links zeigt ein solches Beispiel. Die „High Dynamic Range“ (HDR)-Methode[80] überlagert das gleiche Bild mit unterschiedlichen Helligkeits- und Kontrasteinstellungen, um alle Details aus dem ursprünglichen Histogramm im Ergebnisbild (b) darzustellen. Bei ULT-Amplitudenbildern tritt häufig eine ähnliche Situation auf: Defekte können mechanisch gleichermaßen drastische Auswirkungen haben, bei einer ULT-Messung jedoch sehr verschiedene Temperaturamplituden aufweisen. Deswegen ist auch hier eine Dynamikanpassung von Vorteil.

6.3. Phasenbilder mit Amplitudenschwellwert

Eine einfache Methode zur Verbesserung der Interpretierbarkeit bzw. der automatisierten Auswertung von OLT-Phasenbildern nutzt die Tatsache aus, dass an der Probenoberfläche eine größere Amplitude herrscht als beispielsweise im Hintergrund der Probe. Setzt man den Schwellwert günstig, so kann man ausschließlich die für die ZfP relevante Region der Probe im Phasenbild darstellen. Abbildung 6.6 zeigt diese Methode am Beispiel einer CFK-Felge des Rennteams Uni der Stuttgart. Die Methode eignet sich insbesondere für ULT-Phasenbilder, da es sich hierbei um ein defektselektives Verfahren handelt und somit der überwiegende Teil des Bildes aus Rauschen besteht. Dieses Rauschen entsteht aufgrund verschwindend geringer Amplituden. Bei dieser Anwendung kann man einen sehr niedrigen Schwellwert ansetzen.

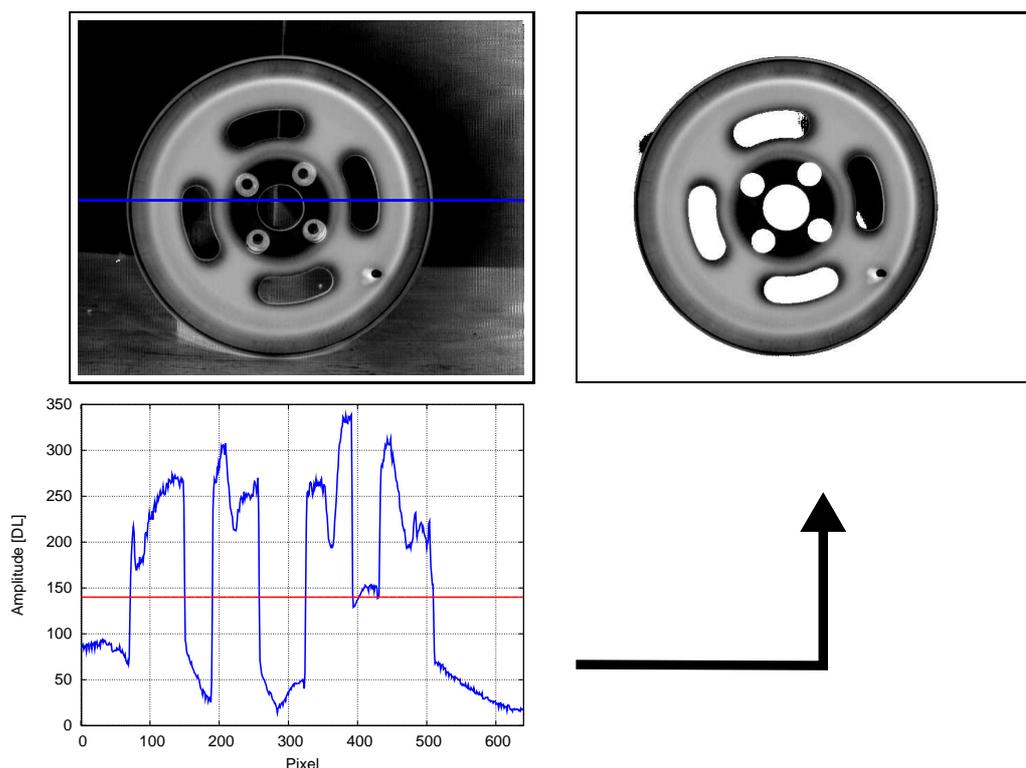


Abbildung 6.6.: Anwendung eines Amplitudenschwellwerts für Phasenbilder. Links oben: Original Phasenbild, rechts: Phasenbild mit Amplitudenschwellwert.

6.4. Point Spread Function und Rückfaltung

Ergebnisbilder der (Lockin-) Thermografie erscheinen oft verwaschen. Es gibt mehrere Möglichkeiten, ein verschwommenes oder verzerrtes Bild wieder zu schärfen. Neben den reinen auf Bildbearbeitung beruhenden Methoden (z.B. „unscharf maskieren“) lässt sich, falls der Mechanismus bekannt ist, der die betreffenden Verwaschungen entstehen lässt, dieses Wissen zu Nutze machen. Dafür ist das gemessene Bild M als eine Faltung des gesuchten, unverwaschenen Bildes Y mit einer Punktverwaschungsfunktion (PSF) anzusehen (Abschnitt 6.1.3). Dieser Vorgang der Rückfaltung (oder engl. Deconvolution) [81] [82] wird bei optischen Systemen erfolgreich eingesetzt. Eine berühmte Anwendung ist das Entzerren der Bilder des Hubble Space Telescope [83]. Während die PSF bei optischen Systemen nur von wenigen Eigenschaften der verwendeten Optik abhängt, gehen in eine thermische PSF für OLT oder ULT Messungen mehrere Objekteigenschaften und Messparameter ein. Die wichtigsten sind Lockinfrequenz, Abbildungsmaßstab, Tiefenlage der abzubildenden inneren Struktur, sowie die Temperaturleitfähigkeit der Probe. Deswegen ist eine thermische PSF nicht universell einsetzbar. Sie muss auf das jeweilige Messproblem zugeschnitten sein [84].

Ein grundsätzliches Problem bei der Rückfaltung besteht darin, dass auch die Fourier-transformierte der PSF, $\mathcal{F}(PSF)$, an den Rändern beliebig klein wird, aber durch diese dividiert wird. Um numerische Fehler beim Teilen durch kleine Zahlen und Probleme aus der Diskretisierung der PSF zu beheben, wurden zahlreiche Filteralgorithmen entwickelt. Im Folgenden wurde mit dem Lucy-Richardson-Filter [85] [86] gearbeitet, das zusätzlich eventuell vorhandenes Signalrauschen mindert.

Rückfaltung von Amplitudenbildern

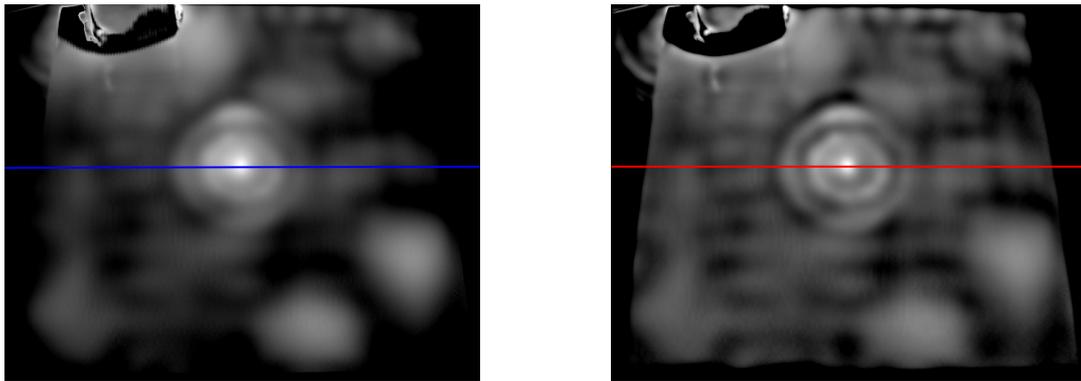
Bei Amplitudenbildern ist die für die Rückrechnung notwendige Bedingung des Wertrückgangs von selbst gegeben: Je weiter man sich von einer punktförmigen, zeitlich periodischen Wärmequelle entfernt, desto schwächer wird die Amplitude der thermischen Welle. Die Amplitudendarstellung eignet sich in erster Linie für Ergebnisse aus der ULT. Abbildung 6.7 (a) zeigt das Amplitudenbild einer CFK-Platte bei 0,05 Hz. Die Platte enthält eine künstliche Ablösung in der Mitte. In der linken oberen Bildecke ist die Einkopplung zu erkennen. Die Amplituden-PSF berechnet sich aus den Parametern Temperaturleitfähigkeit $\alpha = 0,4 \text{ mm}^2/\text{s}$, Tiefenlage der Delamination $t=1,45 \text{ mm}$, Abbildungsmaßstab $h = 5,0 \text{ Pixel/mm}$ und Lockin-Frequenz $f=0,05 \text{ Hz}$. Zur Rückfaltung wurde der iterative Lucy-Richardson-Algorithmus verwendet, der die PSF so anpasst, dass der Kontrast im resultierenden Bild verstärkt und das Rauschen unterdrückt wird. Im Ergebnisbild (b) der Rückfaltung erscheint die Delamination deutlich schärfer [87]. Ein Vergleich der Profilkurven zeigt die Kontrastverbesserung im Wertebereich.

Ein weiteres Beispiel ist das Amplitudenbild der induktiv aktivierten Probe aus Abbildung 3.7. Bei bekannten Materialkennwerten, Lockinfrequenz sowie Tiefenlage der Metallkugeln ergibt sich die berechnete PSF als Ebenenschnitt durch die Kugelwelle (Gleichung 3.50). Abbildung 6.8 zeigt das Amplitudenbild und dessen Rückfaltung in Flächendarstellung. Die Maxima sind nach der Rückfaltung deutlich besser getrennt als zuvor.

Filteralgorithmen zur Verbesserung der PSF (wie der zuvor angewandte Lucy-Richardson-Algorithmus) arbeiten iterativ und sind daher sehr zeitintensiv. Darum wurde im folgenden Beispiel von diesen Filtern kein Gebrauch gemacht, sondern direkt Formel 6.11 verwendet. Das Problem der Division durch kleine Werte hat starkes Rauschen im Ergebnis zur Folge. Um dies zu verhindern, wird oft ein Offset Δ zum Nenner hinzugefügt:

$$Y = \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{\mathcal{F}(M)}{\mathcal{F}(PSF) + \Delta} \right) . \quad (6.12)$$

Im hier gezeigten Beispiel (Abbildung 6.8) beträgt dieser $\Delta = 100$. Der Dynamikbereich wird durch einen großen Wert von Δ verringert, numerische Probleme werden jedoch



(a) ULT Amplitudenbild einer delaminierten CFK-Probe

(b) Rückfaltung des linken Bildes

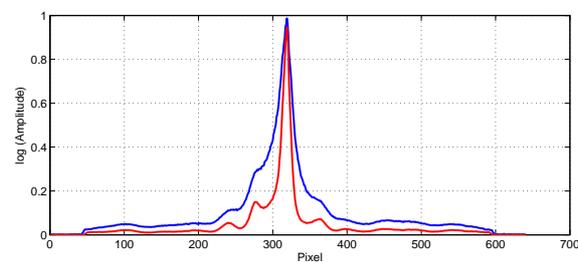


Abbildung 6.7.: ULT-Amplitudenbild (a) und Ergebnis der Rückfaltung (b). Im Profilschnitt (unten) ist die reduzierte Linienbreite deutlich zu erkennen.

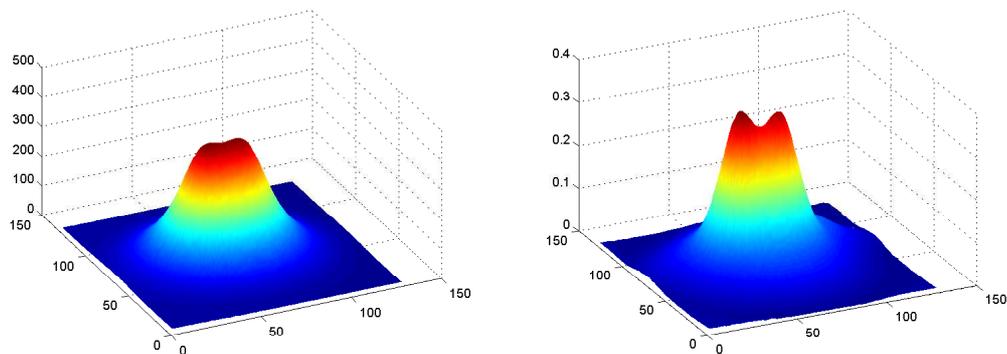


Abbildung 6.8.: Amplitude und rückgefaltete Amplitude der Probe aus Abbildung 3.7

umgangen.

Rückfaltung von Phasenbildern

Notwendige Bedingung für die Rückfaltung ist, dass die Werte der PSF mit wachsendem Abstand zum Zentrum gegen Null gehen. Deshalb muss bei OLT-Phasenbildern

zuerst der Offset für thermisch dickes Material (-45°) abgezogen werden. Des Weiteren darf das Messergebnis keinerlei Störeffekte enthalten, weil sonst kein gleichmäßiger Wertrückgang vorliegt. Insbesondere konvektionsbedingte Artefakte verhindern eine erfolgreiche Rückfaltung.

Bemerkungen

Wie in den vorangegangenen Beispielen gezeigt wurde, ist die Methode der Rückfaltung auch für Messergebnisse aus der Lockin-Thermografie erfolgreich anwendbar. Ein wesentlicher Nachteil ist jedoch, dass die PSF unter anderem von der Fehlertiefenlage abhängt [84]. Die Verfahren, die in Kapitel 4 vorgestellt werden, ermöglichen allerdings die Bestimmung der Tiefenlage innerer Grenzflächen. Damit kann die PSF zur Bildschärfung einer ausgewählten Schichttiefe verwendet werden.

7. Diskussion und Ausblick

Die vorliegende Arbeit behandelt die Weiterentwicklung dynamischer Thermografie-Verfahren im Hinblick auf Erhöhung des Defektkontrasts, Steigerung der Zuverlässigkeit von ultraschallangeregten Thermografie-Messungen sowie quantitative Auswertemethoden. Daraus entstanden die Ultraschall-Sweep-Thermografie (UST), thermische Point Spread Function (PSF) und die Berechnungsmethode für Schichtdicken und Reflexionskoeffizienten. Im Folgenden werden die Schwierigkeiten bei den entsprechenden Entwicklungen und auch die sich daraus ergebenden neuen Möglichkeiten des Verfahrens diskutiert sowie weiterer Forschungsbedarf und Anwendungspotential aufgezeigt.

Quantitative Messungen: Schichtdicke, Reflexionskoeffizient und Temperaturleitfähigkeit

Um reproduzierbar absolute Phasen und Amplitudenwerte messen zu können, musste zunächst die Wirkung der Störeffekte minimiert werden. Das gemessene thermischen Wellenfeld sollte ausschließlich von Probeneigenschaften abhängen. Unter Verwendung eines leistungsstarken Beamers (Mitsubishi XL5980U) für die modulierte optische Anregung konnten die entsprechenden Voraussetzungen erfüllt werden: Die Ausleuchtung ist extrem homogen. Es wurde gezeigt, dass für Modellproben Schichtdicke und Reflexionskoeffizient mit nur einer Lockin-Messung bestimmt werden können.

Zur Porositätsbestimmung wird zunächst die Temperaturleitfähigkeit gemessen. In Transmission entspricht das dem Ängström-Versuch mit zusätzlichen Überlagerungen mehrfach reflektierter thermischen Wellen. Auch hier sind die Randbedingungen wie stationärer Zustand und minimale Störeffekte wichtig. Problematisch war allerdings die Messung poröser CFK-Proben. Um die Temperaturleitfähigkeit einer bestimmten Porosität zuzuordnen, muss das theoretische Modell von Poren in anisotropen Werkstoffen erweitert werden. Beispielsweise stellt die ungleiche Verteilung der Poren im Probenquerschnitt für die α -Messung ein Problem dar. Zusätzlich wirken sich unterschiedliche Arten von Poren (Schlauchporen entlang der Rovings, Matrixporen, Poren an der Oberfläche) unterschiedlich auf den Wärmefluss aus.

Liegen die Poren in oberflächennahen Schichten und sind deren Durchmesser über mehrere Größenordnungen verteilt, so lässt sich ein Ansatz aus der fraktalen Geometrie anwen-

den. Hier wurde gezeigt, dass die Temperaturleitfähigkeit von der Modulationsfrequenz abhängt. Über diesen Frequenzgang kann die fraktale Dimension des Prüfobjekts bestimmt werden. Erste Messungen zeigen einen eindeutigen Trend.

Verbesserte Zuverlässigkeit der ultraschallangeregten Thermografie

Bei der akustischen Anregung von Bauteilen kommt es häufig zu Eigenschwingungsmoden, in deren Knotenlinien keine Rissuferreibung stattfinden kann. Das monofrequente ULT-Verfahren ist an diesen Stellen blind. Eine ausreichend breitbandige Frequenzmodulation während einer Lockin-Messung kann leider nicht mit ausreichender Ultraschallamplitude durchgeführt werden, da der Generator dies nicht leisten kann. Stattdessen nimmt man während eines einminütigen Frequenzsweeps des unmodulierten Ultraschalls über die gesamte Bandbreite einen IR-Film auf. Der Zeitverlauf der Temperatur an jedem Pixel ist ein akusto-thermisches Spektrum. Peaks in den Spektren deuten auf eine defektrelevante Frequenz hin. Man hat nun die Möglichkeit, ULT-Messungen bei den relevanten Frequenzen durchzuführen, oder eine Peak-Auswertung der Spektren vorzunehmen. Zum letzteren wurde die zeitliche Ableitung der Spektren betrachtet. Der neue bildgebende Parameter ist die maximale Flankensteigung des akusto-thermischen Spektrums des jeweiligen Pixel. Die Aussagesicherheit akustisch angeregter Thermografie-Messungen konnte durch diese Ultraschall-Sweep-Thermografie (UST) deutlich verbessert werden. Denkbar ist auch, dass neben dem Bild der maximalen Flankensteigung eine Karte der relevanten Frequenzen ausgegeben wird, die die Orte dieser sprunghaften Erwärmung mit der Angabe der Anregungsfrequenz versieht.

Ergebnisbildverbesserung

Methoden aus der Bildverarbeitung sind nützlich, um die Trennschärfe in Ergebnisbildern von Thermografie-Messungen zu erhöhen. Vielversprechend ist der Ansatz, die Verschmierung, die aus der Wärmediffusion folgt, durch Rückfaltung mit einer geeigneten PSF zu minimieren. Es ist gelungen, für innere Defekte einer bekannten Tiefenlage die passende PSF zur ILT-Messung zu berechnen und erfolgreich anzuwenden. Für andere Anregungsmethoden steht dieser Weg ebenfalls offen.

Literaturverzeichnis

- [1] FOURIER, J.: Théorie du mouvement de la chaleur dans les corps solides. In: *Mémoires de l'Académie royale des sciences de l'Institut de France* 5 (1824), S. 185–555
- [2] ÅNGSTRÖM, A. J.: New method of determining the thermal conductivity of bodies. In: *Phil. Mag.* 25 (1863), S. 130–142
- [3] PLANCK, M.: Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum. In: *Verhandlungen der Deutschen physikalischen Gesellschaft* 17 (1900), S. 245
- [4] STEFAN, J.: Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur. In: *Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften* 79 (1879), S. 391–428
- [5] BOLTZMANN, L.: Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie. In: *Annalen der Physik und Chemie* 22 (1884), S. 291–294
- [6] GOLAY, M. J. E.: Theoretical consideration in heat and infra-red detection, with particular reference to the pneumatic detector. In: *Rev. Sci. Inst.* 18 (1947), S. 374
- [7] HOLST, Gerald C.: *Testing and evaluation of infrared imaging systems*. JCD Publishing and SPIE, 1998
- [8] BELL, A. G.: Upon the production of sound by radiant energy. In: *Philos. Mag.* 11 (1881), S. 510–528
- [9] ROSENCWAIG, A. ; GERSHO, A.: Theory of the photoacoustic effect with solids. In: *J. Appl. Physics* 47 (1976), S. 64–69
- [10] PAO, Y.-H.: *Optoacoustic Spectroscopy and Detection*. Academic Press, 1977
- [11] WHITE, R. M.: Generation of elastic waves by transient surface heating. In: *J. Appl. Phys.* 34 (1963), S. 3559–3567

- [12] ROSENCWAIG, A. ; BUSSE, G.: High resolution photoacoustic thermal wave microscopy. In: *Appl. Phys. Lett.* 36 (1980), S. 725–727
- [13] NORDAL, P. E. ; KANSTAD, S. O.: Photothermal radiometry. In: *Physica Scripta* 20 (1979), S. 659–662
- [14] CARLOMAGNO, G. M. ; BERARDI, P. G.: Unsteady thermography in nondestructive testing. In: *Proceedings of the 3rd Biannual Infrared Information Exchange*, 1976, S. 33–39
- [15] BUSSE, G.: Optoacoustic phase angle measurement for probing a metal. In: *Appl. Phys. Lett.* Vol. 35 (1979), S. 759–760
- [16] BUSSE, G. ; ROSENCWAIG, A.: Subsurface imaging with photoacoustics. In: *Appl. Phys. Lett.* 36(10) (1980), S. 815–816
- [17] BEAUDOIN, J. L. ; MERIENNE, E. ; DANJOUX, R. ; EGEE, M.: Numerical system for infrared scanners and application to the subsurface control of materials by photothermal radiometry. In: *Infrared Technology and Applications* 590 (1985), S. 287
- [18] KUO, P. K. ; FENG, Z. J. ; AHMED, T. ; FAVRO, L. D. ; THOMAS, R. L. ; HARTIKAINEN, J.: Parallel thermal wave imaging using a vector lockin video technique. In: HESS, P. (Hrsg.) ; PELZL, J. (Hrsg.): *Photoacoustic and Photothermal Phenomena*, Springer-Verlag, Heidelberg, 1988, S. 415–418
- [19] BUSSE, G. ; WU, D. ; KARPEN, W.: Thermal wave imaging with phase sensitive modulated thermography. In: *J. Appl. Phys.* 71 (1992), S. 3962–3965
- [20] BUSSE, G. ; WU, D.: *Patent (DE) 4203272 C2*. 1992
- [21] LUUKKALA, M. ; LEHTO, A. ; JAARINEN, J. ; JOKINEN, M.: Photothermal imaging and thermal surface waves as NDT tool for coatings. In: *Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, 1982, S. 227 – 230
- [22] RAMSPECK, K. ; BOTHE, K. ; BRENDDEL, R.: Ortsaufgelöste Solarzellencharakterisierung mittels Lockin-Thermografie. In: *Thermografiekolloquium Stuttgart*, 2007
- [23] BREITENSTEIN, O. ; RAKOTONIAINA, J. P. ; RIFAI, M. H. A.: Quantitative evaluation of shunts in solar cells by lock-in thermography. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* Bd. 11, 2003, S. 515526
- [24] MALDAGUE, X.: *Nondestructive evaluation of materials by infrared thermography*. Springer-Verlag, 1993

- [25] SHEPARD, S.M.: Advances in pulsed thermography. In: ROZLOSNIK, A. E. (Hrsg.) ; DINWIDDIE, R. B. (Hrsg.): *Proc. SPIE Thermosense XXIII, Vol. 4360*, SPIE, 2001, S. 511–515
- [26] SHEPARD, S. M.: TSR: origins and observations. In: *Quantitative Infrared Thermography, QIRT*, 2010, S. 909
- [27] PARKER, W. J. ; JENKINS, R. J. ; BUTLER, C. P. ; ABBOTT, G. L.: Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity, and thermal conductivity. In: *Journal of Applied Physics* 32, Number 9 (1961), S. 1679–1684
- [28] MALDAGUE, X. ; MARINETTI, S.: Pulse phase infrared thermography. In: *Journal of Applied Physics* 79 (1996), Nr. 5, 2694-2698. <http://dx.doi.org/10.1063/1.362662>. – DOI 10.1063/1.362662
- [29] COOLEY, J.W. ; TUKEY, J.W.: An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series. In: *Math. Comput.* 19 (1965), S. 297–301
- [30] DEGENHARDT, R. ; KLING, A. ; KLEIN, H. ; HILLGER, W. ; GOETTING, H. C. ; ZIMMERMAN, R. ; ROHWER, K. ; GLEITER, A.: Experiments on buckling and postbuckling of thin-walled CFRP structures using advanced measurement systems. In: *Int. J. of Structural Stability and Dynamics* 7 (2007), S. 337–358
- [31] RIEGERT, G. ; KEILIG, T. ; AOKI, R. ; DRECHSLER, K. ; BUSSE, G.: Schädigungscharakterisierung an NCF-Laminaten mittels Lockin-Thermografie und Bestimmung der CAI-Restfestigkeiten. In: *Stuttgarter Kunststoffkolloquium*, 2005, S. 5/V2
- [32] AAMODT, L.C. ; MURPHY, J.C.: Effect of 3-D heat flow near edges in photothermal measurements. In: *Appl. Opt.* 21 (1982), S. 111 – 115
- [33] GUSEV, V. ; MANDELIS, A. ; BLEISS, R.: Theory of second harmonic thermal-wave generation: One-dimensional geometry. In: *Int. Journal of Thermophysics* 14 (1993), S. 321–337
- [34] HENNEKE, E.G. ; REIFSNIDER, K. L. ; STINCHCOMB, W. W.: Thermography. An NDI method for damage detection. In: *J. of Metals* 31 (1979), S. 11–15
- [35] MIGNOGNA, R.B. ; GREEN, R.E. ; HENNEKE, Duke E. ; REIFSNIDER, K.L.: Thermographic Investigations of High-Power Ultrasonic Heating in Materials. In: *Ultrasonics* 7 (1981), S. 159–163

- [36] RANTALA, J. ; WU, D. ; BUSSE, G.: Amplitude modulated lock-in vibrothermography for NDE of polymers and composites. In: *Research in Nondestructive Evaluation 7* (1996), S. 215–218
- [37] SALERNO, A. ; A.DILLENZ ; WU, D. ; RANTALA, J. ; BUSSE, G.: Progress in ultrasound lockin thermography. In: *Quantitative Infrared Thermography, QIRT*, 1998, S. 154–160
- [38] HAN, X. ; ISLAM, M. ; NEWAZ, G. ; FAVRO, L.D. ; THOMAS, R.L.: Mechanical model for the generation of acoustic chaos in sonic infrared. In: *Journal Applied Physics* 98 (2004), S. 014907–1 – 014907–3
- [39] ZWESCHPER, Th. ; DILLENZ, A. ; BUSSE, G.: Ultrasound Lockin Thermography - a defect selective NDT method for the inspection of aerospace components. In: *Insight* 43 (2001), S. 173–179
- [40] DILLENZ, A. ; ZWESCHPER, Th. ; BUSSE, G.: Elastic wave burst thermography for NDE of subsurface features. In: *Insight* 42 Nr. 12 (2000), S. 815–817
- [41] DILLENZ, A.: Ultraschall Burst Phasen Thermografie. In: *Materialprüfung* 43 (2001), S. 30–34
- [42] KUTTRUFF, H.: *Physik und Technik des Ultraschalls*. S. Hirzel Verlag Stuttgart, 1988
- [43] LEHFELDT, W.: *Ultraschall*. Vogel-Verlag, 1973
- [44] KRAUTKRÄMER, J. ; KRAUTKRÄMER, H.: *Werkstoffprüfung mit Ultraschall*. Springer-Verlag, 1986
- [45] HOOKE, R.: *Lectiones Cutlerianae*. Royal Society, Oxford, 1679
- [46] ARZT, E.: *Vorlesungsskript Mechanische Eigenschaften der Werkstoffe*. Max-Planck-Institut für Metallforschung, Universität Stuttgart : Universität Stuttgart, 2003
- [47] CREMER, L. ; HECKL, M.: *Körperschall*. Springer-Verlag, 1995. – Seite 220ff.
- [48] STÄRK, F.: Temperature Measurements on Cyclically Loaded Materials. In: *Werkstofftechnik* 13 (1982), S. 333–338
- [49] SOLODOV, I.: Ultrasonics of nonlinear contacts: propagation, reflection, and applications. In: *Ultrasonics* 36 (1998), S. 383
- [50] NYE, J. F.: *Physical Properties of Crystals*. Oxford University Press, 1957

- [51] BORCHARDT-OTT, W.: *Kristallographie*. Springer-Verlag, 1990. – Seite 128
- [52] BUSSE, G.: *Vorlesungsskript Keramische Werkstoffe*. Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde, Universität Stuttgart, 2004. – Seite 71ff.
- [53] WOLYNSKI, A. ; HALOUI, H. ; MUCHA, P. ; GLEITER, A. ; FRENCH, P. ; WEBER, R. ; GRAF, T.: Effect of process strategies on thermal load during CFRP manufacturing using picosecond laser pulses. In: *Proceedings of ICALEO, Temecular, USA*, 2010, S. 723–730
- [54] ZWESCHPER, Th. ; DILLENZ, A. ; RIEGERT, G. ; SCHERLING, D. ; BUSSE, G.: Ultrasound excited thermography using frequency modulated elastic waves. In: *Insight* 45 (2003), März, S. 178–182
- [55] BUSSE, G.: *Rasterbildverfahren mit optisch erzeugten Wärmewellen in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung*. – Universität Stuttgart, Habil., 1984
- [56] SALAZAR, A.: Energy propagation of thermal waves. In: *European Journal of Physics* 27 (2006), S. 1349–1355
- [57] MOORE, R. K.: *Wave and Diffusion Analogies*. McGraw-Hill Book Company, 1964
- [58] JOOS, G.: *Lehrbuch der theoretischen Physik*. Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt am Main, 1989
- [59] GREEN, G.: An essay on the application of mathematical analysis to the theories of electricity and magnetism. Introductory notices. In: *Journ. f. reine u. angew. Math.* 39 (1850), S. 73–89
- [60] POLIFKE, W. ; KOPTIZ, J.: *Wärmeübertragung: Grundlagen, analytische und numerische Methoden*. Pearson Studium, 2005
- [61] CARSLAW, H. S. ; JAEGER, J. C.: *Conduction of Heat in Solids*. Oxford University Press, 1959
- [62] MANDELIS, A.: *Diffusion-Wave Fields: mathematical methods and Green functions*. Springer, 2001
- [63] COURANT, R. ; HILBERT, D.: *Methoden der mathematischen Physik*. Springer-Verlag, 1993
- [64] RETZMANN, S.: *Dynamische Methode zur Ermittlung der Wärmeleitfähigkeit von Faserverbundlaminate*, Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2009

- [65] BATZ & BURGEL GMBH & CO.KG (Hrsg.): *Werkstoffdatenblätter Aluminium*. Metallhandel und Metallbearbeitung Egerländerstrasse 14 86316 Friedberg: Batz & Burgel GmbH & Co.KG, 2004
- [66] BENNETT, C. A. J. ; PATTY, R. R.: Thermal wave interferometry: a potential application of the photoacoustic effect. In: *Applied Optics* 21 (1982), S. 49–54
- [67] GLEITER, A. ; MAYR, G.: Thermal wave interference. In: *Infrared Physics & Technology* 53 (2010), S. 288–291. – ISSN 1350–4495
- [68] GLEITER, A. ; SPIESSBERGER, C. ; BUSSE, G.: Phase angle thermography for depth resolved defect characterization. In: *35th Annual Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation* AIP Conference Proceedings 1096 (2008), S. 526–532
- [69] MALDAGUE, X. (Hrsg.) ; MOORE, R. O. (Hrsg.): *Nondestructive Testing Handbook*. American Society for Nondestructive Testing, 2001
- [70] WU, Datong: *Lockin-Thermografie für die zerstörungsfreie Werkstoffprüfung und Werkstoffcharakterisierung*, Universität Stuttgart, Diss., 1996
- [71] SCHULZ, B.: Temperaturleitfähigkeit von Na_3UO_4 bis 600°C . In: *Journal of Nuclear Materials* 114 (1983), S. 208–212
- [72] MANDELBROT, B.: How Long Is the Coast of Britain? Statistical Self-Similarity and Fractional Dimension. In: *Science* 156 (1967), S. 636–638
- [73] KATZ, A. J. ; THOMPSON, A. H.: Fractal sandstone pores: Implications for conductivity and pore formation. In: *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985), S. 1325–1328
- [74] OSIANDER, R.: *Ausbreitung von Diffusionswellen in dünnen Filmen und ungeordneten Materialien*, Technische Universität München, Diss., 1991
- [75] ALMOND, D. P. ; LAU, S. K.: Defect sizing by transient thermography I: An analytical treatment. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 27 (1994), S. 1063–1069
- [76] GLEITER, A. ; SPIESSBERGER, C. ; BUSSE, G.: Decay time analysis in pulse thermography. In: *The European Physical Journal, Special Topics* 153 (2008), S. 377–381
- [77] SPIESSBERGER, Christian: *Frequenzabhängigkeit bei der akustischen Anregung von Materialfehlern in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung*, Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2006
- [78] GLEITER, A. ; SPIESSBERGER, C. ; ZWESCHPER, T. ; BUSSE, G.: Improved ultrasound activated thermography using frequency analysis. In: *QIRT-Journal* 4 N° 2 (2007), S. 155–164

- [79] SOLODOV, I. Y. ; KORSHAK, B. A.: Instability, chaos, and memory in acoustic wave-crack interaction. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (1) (2002), S. 14303–1 – 14303–3
- [80] REINHARD, E. ; WARD, G. ; PATTANAİK, S. ; DEBEVEC, P.: *High Dynamic Range Imaging*. Elsevier, 2006
- [81] RUSS, J. C.: *The Image Processing Handbook*. CRC Press, 2007
- [82] DIMRI, V.: *Deconvolution and inverse theory*. Elsevier, 1992
- [83] HANISCH, R. J. ; WHITE, R. L.: The Restoration of HST Images and Spectra-II, 1994
- [84] FRIEDRICH, K. ; HAUPT, K. ; SEIDEL, U. ; WALTHER, H. G.: Definition, resolution, and contrast in photothermal imaging. In: *Journal of Applied Physics* 72 (1992), oct., Nr. 8, S. 3759 –3764. <http://dx.doi.org/10.1063/1.352270>. – DOI 10.1063/1.352270. – ISSN 0021–8979
- [85] RICHARDSON, W. H.: Bayesian-based iterative method of image restoration. In: *J. Opt. Soc. Am.* 62 (1972), S. 5559
- [86] LUCY, L.: An iterative technique for the rectification of observed distributions. In: *Astron. J.* 79 (1974), S. 745–754
- [87] HAHN, Manfred: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen thermischer Wellen in Faserverbundwerkstoffen mit zerstörungsfreien Prüfmethode*n, Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2008

A. Laservibrometrie

A.1. Prinzip und Aufbau

In vielen Anwendungen will man das Schwingungsverhalten eines Körpers orts aufgelöst messen. Die Verwendung von Kontaktsensoren hat den Nachteil, dass die zusätzliche Masse des Sensors das Schwingungsverhalten beeinflusst. Ein weiterer Nachteil ist, dass weiche, zerklüftete oder heiße Proben nicht gemessen werden können. Der Einsatz eines Laservibrometers bietet die Möglichkeit, diese Probleme zu umgehen.

Das Prinzip der Schwingungsanalyse mittels Laservibrometrie beruht auf der Ausnutzung des Doppler-Effekts. Ein kohärenter Laserstrahl, der von einer sich bewegenden Oberfläche reflektiert bzw. gestreut wird, erfährt eine kleine Frequenzverschiebung aufgrund des Doppler-Effekts. Wenn man den Messstrahl mit einem Referenzstrahl überlagert, der die ursprüngliche Frequenz hat, resultiert eine für die Geschwindigkeit der Oberfläche typische Schwebungsfrequenz (Dopplerfrequenz f_0), die proportional zur Geschwindigkeit der Oberfläche v ist:

$$f_0 = \frac{2 \cdot v}{\lambda} . \tag{A.1}$$

Dabei ist λ die Wellenlänge des verwendeten Lasers. Wichtig ist, dass nur die Geschwindigkeitskomponente in Strahlrichtung gemessen werden kann. Für die dreidimensionale Erfassung der Schwingung sind drei einzelne Laser notwendig.

Die apparative Umsetzung dieses Prinzips ist in Abbildung A.1 veranschaulicht. Ein kohärenter Laserstrahl wird von einem Strahlenteiler in einen Mess- und einen Referenzstrahl zerlegt. Der Messstrahl wird vom Objekt, der Referenzstrahl von einem Spiegel wieder zurück auf den Strahlenteiler reflektiert. Beide Strahlen interferieren auf dem Detektor, der die modulierte Lichtintensität misst. Das Messsignal wird in die Oberflächengeschwindigkeit umgerechnet und fouriertransformiert, um ein Frequenzspektrum der Schwingung zu erhalten.

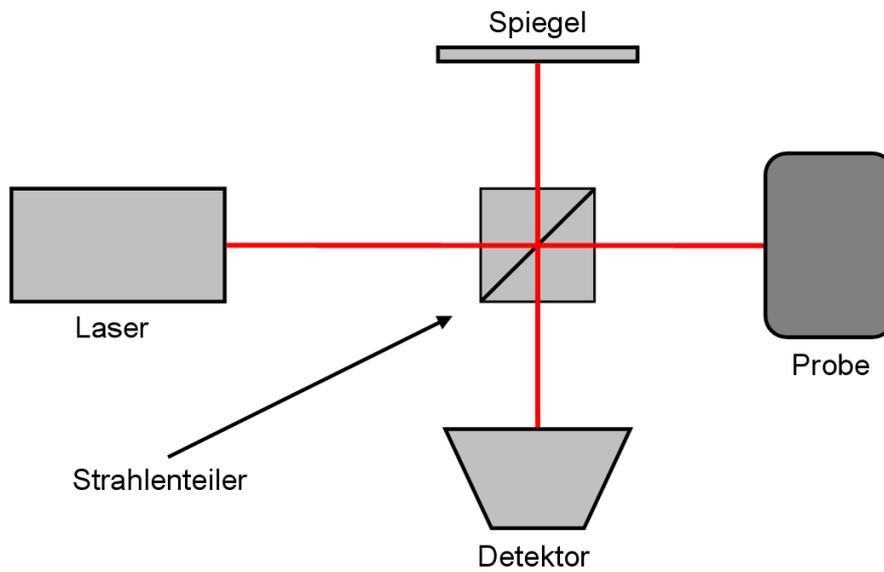


Abbildung A.1.: Prinzip der Laser-Doppler-Interferometrie.

A.2. Nichtlineare Vibrometrie

Risse und Delaminationen können aufgrund eines mechanischen Gleichrichtereffekts eine anliegende Sinusschwingung verzerren oder abkappen. Dadurch entstehen Oberschwingungen, deren Summe in der Elektrotechnik durch den Klirrfaktor charakterisiert wird. Bei der nichtlinearen Vibrometrie wird die zu untersuchende Fläche mit dem Vibrometer abgescannt und für jeden Scanpunkt mit Hilfe einer Fouriertransformation ein Frequenzspektrum berechnet. Da im Defektbereich verstärkt Oberschwingungen auftreten, kann man die Schwingungsamplitude bei der Frequenz einer Höherharmonischen als bildgebenden Parameter einsetzen. Defekte Bereiche weisen hohe, intakte Bereiche geringe Amplituden der Höherharmonischen auf.

B. Simulation mit Comsol

Zur Verifikation neuer Methoden wurde an mehreren Stellen der Arbeit FEM-Simulationen durchgeführt.

B.1. FEM-Modell poröser Proben

Die Modellparameter sowie die physikalischen Einstellungen für die Simulation aus Abschnitt 4.3.1 werden im Folgenden kurz beschrieben.

Mit Hilfe eines Matlabprogramms wurde eine zufällige und homogene Porenverteilung für insgesamt 9 unterschiedliche Porositätsproben berechnet und als Geometrieobjekte in Comsol importiert. Die Netzgitterdarstellung dreier auf diese Weise erstellter Porositätsprobenmodelle ist in Abbildung B.1 dargestellt.

B.1.1. Probengeometrie

2D-Epoxidharzprobe

Länge 5cm

Tiefe 2mm

Porendurchmesser 0,1 mm

Mindestabstand zweier Porenmittelpunkte 0,1 mm

Mindestabstand der Porenmittelpunkte zur Oberfläche 0,075 mm

B.1.2. Subdomain settings

Physikalische Eigenschaften von Epoxidharz (Matrixmaterial)

$k = 0,2 \text{ W/(m K)}$

$\rho = 1300 \text{ kg/m}^3$

$C_p = 1700 \text{ J/(kg K)}$

Physikalische Eigenschaften der in den Poren eingeschlossenen Luft stammt aus der Materialbibliothek von Comsol.

B.1.3. Boundary Settings

links und rechts der Probe: Isolation/ Symmetrie

Probenoberseite: Wärmefluss wird vorgegeben:

inward heat flux: $1e3 \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot t \cdot 0.1)$ W/m²

heat transfer coefficient 0 W/(m² K)

External temperature: 273,15 K

Probenunterseite: Wärmefluss

inward heat flux: 0 W/m²

heat transfer coefficient 0 W/(m² K)

External temperature: 273,15 K

Übergang Poren/Epoxy: Kontinuität

B.1.4. Solver Settings

general: range(0,0.025,100) s

time steps taken by solver: strict

relative Tolerance: 0.01

absolute Tolerance: 0.001

Betriebsmodus	
Modul	Heat Transfer Module
Standardelementtyp	Lagrange quadratisch
Analysis Type	Transient
Geometrie	
Anzahl der Netzpunkte	55461
Anzahl der Elemente	109917

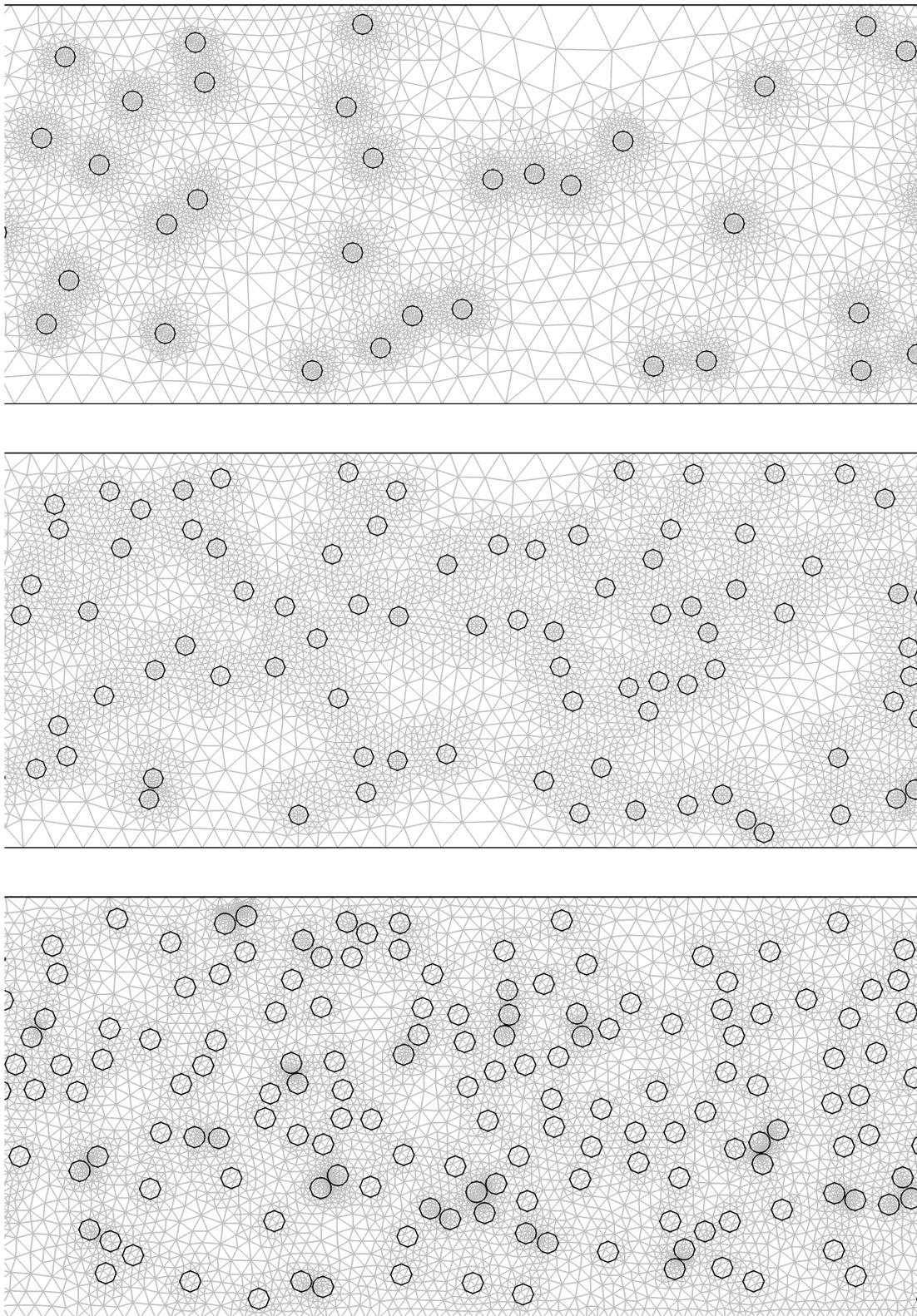


Abbildung B.1.: Netzgitterdarstellung der Modelle für die Simulation. Die dargestellten Ausschnitte sind 2 mm dick, die Porendurchmesser betragen 0,1 mm. Oben: 3 %, mitte: 7 %, unten: 15 % Porosität.

Lebenslauf

Name: Andreas Gleiter
Geburtstag/-Ort: 3.7.1975 in Künzelsau

Schulischer und beruflicher Werdegang

1987 – 1995	Deutschorden-Gymnasium Bad Mergentheim
06/1995	Allgemeine Hochschulreife
07/1995 – 06/1996	Zivildienst
1996 – 2003	Studium der Physik und Mathematik an der Universität Stuttgart
	Diplomarbeit: "Raumzeitgeometrie in Stern- und kosmologischen Modellen"
09/2002	Erstes Staatsexamen in Mathematik und Physik
03/2003	Diplom in Mathematik
09/2003 – 07/2004	Referendariat am Seminar Stuttgart
08/2004 – 01/2005	Nachhilfelehrer
seit 02/2005	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Kunststofftechnik der Universität Stuttgart