

# Zerstörungsfreie Prüfung von modernen Werkstoffen mit dynamischen Shearografie-Verfahren

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.-Ing. Philipp Menner  
aus Ludwigsburg

Hauptberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. G. Busse

Mitberichter: Prof. Dr. habil. G. Mook

Tag der mündlichen Prüfung: 27. März 2013

Institut für Kunststofftechnik (IKT)  
der Universität Stuttgart

2013



# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kunststofftechnik (IKT) der Universität Stuttgart.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. Gerd Busse für die Betreuung dieser Arbeit. Die offene Arbeitsatmosphäre, die Freiheit der Forschung und nicht zuletzt die Möglichkeit zum Erfahrungsaustausch auf internationalen Konferenzen sind nicht selbstverständlich und werden mir in guter Erinnerung bleiben.

Herrn Prof. Dr. Gerhard Mook danke ich für die freundliche Übernahme des Mitberichts.

Meinen Kollegen danke ich für ihre Unterstützung, sei es hinsichtlich Laborausstattung, Vergleichsmessungen, Diskussionen, Anregungen und besonders auch im zwischenmenschlichen Sinne. Mein Dank geht an Prof. Dr. Igor Solodov, Dr. Andreas Gleiter, Dr. Daniel Döring, Dr. Christian Spiessberger, Niels Holtmann, Martin Rheinfurth, Markus Rahammer und Peter Fey. Dr. Henry Gerhard danke ich sehr für die große Unterstützung bei der Programmierung.

Zu erwähnen sind auch die hochmotivierten DiplomandInnen bzw. Hiwis Tatjana Bubeck, Katia Artzt, Dorothee Sauer, Patrick Schmitz, Heiko Schindler, Felix Patzke, Tobias Hahn, Florian Breyer, Andreas Nissler und Wolfgang Adebahr, die sehr zum Gelingen dieser Forschungsarbeit beigetragen haben.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) danke ich für die mehrjährige Finanzierung eines Projektes, innerhalb dessen viele der gezeigten Ergebnisse entstanden sind.

Für die Bereitstellung von Halbzeug, Modellproben und Realbauteilen danke ich dem Renn-team Uni Stuttgart e.V., dem Institut für Flugzeugbau der Universität Stuttgart (IFB), der akademischen Fliegergruppe der Universität Stuttgart (Akaflieg), Herrn Harnisch von der Flugsportgruppe Waiblingen, Lee Gunning (Momentive), Jakov Sekelja (FACC) sowie Roman Hofer, Martin Hauf und Reinhold Oster (Eurocopter).

Schließlich gilt auch meiner Familie und meinem privaten Umfeld großer Dank, die über die Jahre durch Zuspruch und sanften Druck die Fertigstellung dieser Arbeit voranbrachten.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>9</b>
<b>Formelzeichenverzeichnis</b>	<b>11</b>
<b>Zusammenfassung</b>	<b>13</b>
<b>Abstract</b>	<b>15</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>17</b>
1.1 Stand der Technik . . . . .	17
1.1.1 Holografie und Speckle-Interferometrie . . . . .	17
1.1.2 Andere ZfP-Verfahren . . . . .	19
1.2 Motivation und Zielsetzung . . . . .	24
<b>2 Messprinzip</b>	<b>27</b>
2.1 Messprinzip der Shearografie . . . . .	27
2.1.1 Interferenz . . . . .	27
2.1.2 Speckle-Effekt . . . . .	29
2.1.3 Shearografie . . . . .	31
2.1.4 Bildverarbeitung . . . . .	34
2.2 Anregungsarten . . . . .	42
2.2.1 Optische Anregung . . . . .	42
2.2.2 Induktive Anregung . . . . .	43
2.2.3 Hydrostatische Anregung . . . . .	45
2.3 Transienten-Shearografie . . . . .	46
2.4 Dual-Burst-Shearografie . . . . .	47
2.5 Lockin-Shearografie . . . . .	49
2.5.1 Varianten der Lockin-Shearografie . . . . .	49
2.5.2 Auswertung im Zeitbereich . . . . .	51
2.5.3 Ausbreitungsverhalten thermischer Wellen . . . . .	53
2.5.4 Interferenz thermischer Wellen . . . . .	55
2.5.5 Verformung unter modulierter Last . . . . .	61

<b>3</b>	<b>Messsystem</b>	<b>79</b>
3.1	Sensor . . . . .	79
3.2	Kohärente Beleuchtung . . . . .	80
3.2.1	Laserdiodenarray . . . . .	80
3.2.2	Festkörperlaser . . . . .	85
3.3	Anregung . . . . .	86
3.3.1	Optische Anregung . . . . .	86
3.3.2	Induktive Anregung . . . . .	93
3.3.3	Hydrostatische Anregung . . . . .	97
3.4	Ventilatoren . . . . .	100
3.5	Peripherie . . . . .	101
3.6	Software . . . . .	103
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>107</b>
4.1	Optisch angeregte Lockin-Shearografie (OLS) . . . . .	107
4.1.1	Signal-/Rausch-Verhältnis . . . . .	107
4.1.2	Defektselektivität . . . . .	114
4.1.3	Defektgröße . . . . .	118
4.1.4	Defekttiefe . . . . .	125
4.1.5	Multifrequenzanregung . . . . .	127
4.2	Induktionsangeregte Lockin-Shearografie (ILS) . . . . .	128
4.2.1	Signal-/Rausch-Verhältnis . . . . .	128
4.2.2	Defektselektivität . . . . .	129
4.2.3	Defekttiefe . . . . .	130
4.3	Hydrostatische angeregte Lockin-Shearografie (HLS) . . . . .	133
4.3.1	Signal-/Rausch-Verhältnis . . . . .	134
4.3.2	Defektselektivität . . . . .	135
4.3.3	Defekttiefe . . . . .	137
<b>5</b>	<b>Verfahrensvergleiche</b>	<b>139</b>
5.1	CFK-Platte mit Aluminium-, Teflon- und Schaum-Inlays . . . . .	139
5.2	CFK-Platte mit Aluminium- und Teflon-Inlays und Kupfernetz . . . . .	142
5.3	CFK-Wabenplatte mit Inlays und harzgefüllten Waben . . . . .	144
5.4	CFK-Platten mit Schlagschäden („Impact“) . . . . .	146
5.5	GFK-/Nomex-Waben mit Delaminationen und Füllungen . . . . .	151
<b>6</b>	<b>Anwendungsbeispiele</b>	<b>155</b>
6.1	Formula Student Rennwagen 0711-3 . . . . .	155
6.2	Alphajet . . . . .	156
6.3	Airbus A330 . . . . .	159

6.4	Dornier Do 328 . . . . .	160
6.5	Ultraleichtflugzeug Fascination . . . . .	161
6.6	Schleppflugzeug FS 35 . . . . .	162
6.7	Motorsegler e-Genius . . . . .	165
<b>7</b>	<b>Diskussion und Ausblick</b>	<b>169</b>
<b>8</b>	<b>Anhang</b>	<b>173</b>
8.1	Proben . . . . .	173
8.1.1	Proben aus unverstärktem Kunststoff . . . . .	173
8.1.2	Proben aus faserverstärktem Kunststoff . . . . .	175
8.2	Simulation . . . . .	180
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>183</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>191</b>



# Abkürzungsverzeichnis

ZfP	Zerstörungsfreie Prüfung
ESPI	Electronic Speckle Pattern Interferometry
ESPSI	Electronic Speckle Pattern Shearing Interferometry
OLT	Optisch angeregte Lockin-Thermografie
OLS	Optisch angeregte Lockin-Shearografie
ILS	Induktiv angeregte Lockin-Shearografie
HLS	Hydrostatisch angeregte Lockin-Shearografie
LUS	luftgekoppelter Ultraschall
FEM	Finite-Elemente-Methode
CPU	Central Processing Unit
GPU	Graphics Processing Unit
CCD	Charged Coupled Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
FEM	Finite-Elemente-Methode
PMMA	Polymethylmetacrylat
CFK	Kohlenstofffaserverstärkter Kunststoff
GFK	Glasfaserverstärkter Kunststoff
MAG	Multiaxialgelege
Nd:YAG	Neodym-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat
SNR	Signal-/Rausch-Verhältnis (engl. „signal-/noise-ratio“)
DFT	Diskrete Fourier-Transformation
ROI	Auszulesender Bereich des Kameradetektors (engl. „region of interest“)
fps	Anzahl der Bilder pro Sekunde(engl. „frames per second“)



# Formelzeichenverzeichnis

$\lambda$	Wellenlänge [ $m$ ]
$T$	Temperatur [ $K$ ]
$\alpha$	Linearer thermischer Ausdehnungskoeffizient [ $1/K$ ]
$\lambda_{th}$	Wärmeleitfähigkeit [ $W/m K$ ]
$\alpha_{th}$	Temperaturleitfähigkeit [ $m^2/s$ ]
$c_p$	Spezifische Wärmekapazität [ $kJ/kg K$ ]
$\rho$	Dichte [ $kg/m^3$ ]
$\omega$	Modulationsfrequenz [ $rad/s$ ]
$\rho$	Dichte [ $kg/m^3$ ]
$c$	spezifische Wärmekapazität [ $J/g K$ ]
$f$	Brennweite [ $m$ ]
$\varphi, \phi$	Phasenwinkel [ $rad$ ]
$\Delta\varphi, \Delta\phi$	Phasenwinkeldifferenz [ $rad$ ]
$A, a$	Amplitude [ $\sqrt{W}/m$ ]
$I$	Intensität [ $W/m^2$ ]
$I_0$	Hintergrundintensität [ $W/m^2$ ]
$\gamma$	Kontrast [-]
$\vec{k}$	Wellenvektor, Sensitivitätsvektor [ $1/m$ ]
$\Delta\vec{s}$	Abstandsvektor [ $m$ ]
$\Delta x$	Scherbetrag [ $m$ ]
$\Delta\vec{d}$	Verschiebungsdifferenzvektor [ $m$ ]
$\sigma_m$	Spannung [ $MPa$ ]
$\epsilon$	Dehnung [-]
$V$	Vergrößerung [-]
$d$	Blendendurchmesser [ $m$ ]
$F$	Blendenzahl [-]
$h$	Planck'sches Wirkungsquantum [ $6,626 \times 10^{-34} J s$ ]
$c$	Lichtgeschwindigkeit [ $299792458 m/s$ ]
$k$	Boltzmann-Konstante [ $1,381 \times 10^{-23} J/K$ ]
$\dot{Q}$	Wärmestromdichte [ $W/m^2$ ]
$\sigma_{SB}$	Stefan-Boltzmann-Konstante [ $5,670 \times 10^{-8} W/m^2 K^4$ ]
$\vec{H}$	magnetische Feldstärke [ $A/m$ ]

$\vec{E}$	elektrische Feldstärke [V/m]
$\vec{B}$	magnetische Flussdichte [T/m <sup>2</sup> ]
$\vec{D}$	elektrische Flussdichte [A s/m <sup>2</sup> ]
$\vec{J}$	elektrische Stromdichte [A/m <sup>2</sup> ]
$\omega_w$	Wirbelstromfrequenz [rad/s]
$\mu_0$	Permeabilitätskonstante [12,566 × 10 <sup>-7</sup> N/A <sup>2</sup> ]
$\mu_r$	relative Permeabilität [N/A <sup>2</sup> ]
$\sigma_{el}$	elektrische Leitfähigkeit [S]
$\nu$	Poissonzahl [-]

# Zusammenfassung

Die Herausforderungen an die zerstörungsfreie Prüfung steigen mit der zunehmenden Verbreitung moderner Werkstoffe. Die ZfP-Methoden sollten nicht nur schnell und kontaktfrei arbeiten, sondern auch die in diesen Werkstoffen auftretenden neuen Defektarten zuverlässig erfassen.

Elektronische Speckle-Pattern-Interferometrie (ESPI) kann unter Verwendung zeitabhängiger Anregungs- und Auswerte-Methoden viele dieser Anforderungen erfüllen, sie ist jedoch für industrielle Anwendungen nicht robust genug. Shearografie wiederum ist hinreichend robust, wird jedoch nur mit statischen Belastungsarten eingesetzt. Die vorliegende Arbeit kombiniert Shearografie mit verschiedenen dynamischen Belastungs- und Auswerte-Techniken.

Dazu wurde ein für dynamische Messungen geeignetes Shearografiesystem entwickelt. Besonderes Augenmerk wurde dabei auf die Modulierbarkeit der Anregungstechniken gelegt, also auf die optische und hydrostatische Anregung sowie die erstmals mit Shearografie kombinierte induktive Anregung.

Die verschiedenen Varianten der dynamischen Shearografie unterscheiden sich in ihrem Kontrastmechanismus. Daher ist z.B. bei der auf thermischen Wellen basierenden optisch bzw. induktiv angeregten Lockin-Shearografie eine Phasenauswertung der modulierten Objektverformung vorteilhaft, während bei der hydrostatisch angeregten Lockin-Shearografie die Amplitudenauswertung besser geeignet ist. Diese neuen zeitabhängigen Shearografie-Verfahren wurden hinsichtlich Tiefenreichweite, Signal/-Rausch-Verhältnis, Auflösungsgrenzen etc. untersucht und die Ergebnisse mit denen der statisch anregenden Verfahren verglichen.

Für diese Untersuchungen wurden überwiegend selbst gefertigte Modellproben verwendet; zunächst einfache Proben aus homogenem Epoxidharz, später auch faserverstärkte Kunststoffverbunde und Wabenstrukturen. Um die Leistungsfähigkeit der verschiedenen Anregungs- und Auswerte-Varianten der Shearografie einschätzen zu können, erfolgte außerdem ein Vergleich mit etablierten ZfP-Methoden sowie der Einsatz an überwiegend aus dem Luftfahrtbereich stammenden Realbauteilen. Dabei zeigte sich deutlich das große Potential der dynamischen Shearografie-Verfahren nicht nur bei Messungen unter Laborbedingungen, sondern auch im industriellen Umfeld.



# Abstract

The challenges for non-destructive testing increase with the spreading of modern materials. The NDT methods should not only operate in a fast and remote way, but should also be able to detect the new kinds of defects of these materials reliably.

Electronic Speckle Pattern Interferometry (ESPI) can comply with many of these requirements when using time-dependent excitation and evaluation techniques, but it is not robust enough for industrial applications. Shearography, on the other hand, exhibits sufficient insensitivity, but is only used with static loading techniques. This thesis deals with the combination of shearography with dynamic excitation and evaluation techniques.

For this purpose, a shearography system was developed that can perform dynamic measurements. Attention was particularly paid to the modulation capability of the excitation techniques, which are optic and hydrostatic excitation, as well as the first time use of shearography with inductive excitation.

The different dynamic shearography methods differ in their contrast mechanisms. For instance, an evaluation of the phase of the modulated object displacement is well-suited for the thermal wave based optically and inductive excited Lockin Shearography, while for the hydrostatically excited Lockin Shearography, an amplitude evaluation is beneficial. These new time-dependent shearography methods have been analysed with regard to depth range, signal/-noise-ratio, resolution etc. and the results have been compared with those of statically exciting methods.

For these analyses, mostly self manufactured specimens were used; initially simple specimens made from casted epoxy resin, and subsequently fibre-plastic composite and honeycomb structures as well. In order to assess the performance of the different excitation and evaluation shearography methods, comparative measurements with established non-destructive testing methods and measurements of aviation components have been performed. These tests revealed the great potential of the dynamic shearography methods not only under laboratory conditions, but also in an industrial environment.



# 1 Einleitung

Moderne Werkstoffe und Herstellungsprozesse ermöglichen erhebliche Gewichtseinsparungen, erfordern aber gleichzeitig einen erhöhten Aufwand in Bezug auf die Qualitätssicherung. In Faserkunststoffverbunden treten im Vergleich zu Metallen andere Fehlerarten auf, bei denen die klassischen zerstörungsfreien Prüfverfahren oft an ihre Grenzen stoßen. Außerdem tragen die Kosten für die Qualitätskontrolle einen bedeutenden Anteil zu den Bauteil-Gesamtkosten bei. Es besteht also ein steigender Bedarf an schnellen, für die Prüfung moderner Werkstoffe geeigneten Prüfmethoden.

Die Speckle-Interferometrie ist ein solches Verfahren. Sie kann kontaktfrei und großflächig Informationen über das mechanische Verhalten von Bauteilen unter Last zu liefern. Allerdings ist sie mit mehreren Nachteilen behaftet, deren Beseitigung bzw. Verringerung sich diese Arbeit widmet. Im Folgenden wird eine kurze Überblick über die Entwicklung der Speckle-Interferometrie bis zum aktuellen Stand der Technik gegeben. Im Anschluss daran werden die Messprinzipien weiterer sowohl klassischer als auch modernerer zerstörungsfreier Prüfverfahren erläutert.

## 1.1 Stand der Technik

### 1.1.1 Holografie und Speckle-Interferometrie

Das Prinzip der Holografie als Verfahren zur Rekonstruktion von Wellenfronten wurde 1949 von Gabor entwickelt, als er an der Verbesserung der Elektronenmikroskopie arbeitete [1], [2]. Die Entwicklung des Lasers durch Maiman 1960 [3] und die Optimierung des Strahlengangs durch Leith und Upatnieks 1962 [4] verbesserten die Holografie deutlich. Die dabei auftretenden störenden Speckle waren bereits von Exner 1877 experimentell beobachtet und durch von Laue 1914 theoretisch beschrieben worden [5, 6]. Mit dem Aufkommen der Laser als monochromatische, kohärente Lichtquellen wurden Laser-Speckle ab den 1960er Jahren eingehend untersucht [7], eine fundierte statistische Beschreibung lieferte Goodman 1975 [8]. Leendertz und Butters schlugen 1970 als Erste vor, die störenden Speckle zu nutzen, um Verformungen zwischen zwei verschiedenen Lastzuständen eines Objektes zu messen [9, 10]. Die speckle-interferometrischen Messverfahren waren jedoch ähnlich anfällig für Vibrationen wie die holografische Interferometrie. Durch Modifizierung eines Michelson-Interferometers

gelang es ihnen 1973, ein deutlich robusteres Verfahren zu entwickeln: die Shearografie [11]. Durch die Selbstreferenzierung ist die Shearografie vielen Störungen gegenüber unanfällig, so dass sie zu einem industriell einsetzbaren zerstörungsfreien Prüfverfahren weiterentwickelt werden konnte [12]. Ein wichtiger Schritt war dabei der Einsatz der Phasenschiebung, mit der der Kontrast deutlich erhöht und auch das Vorzeichen der Verformung bzw. deren Gradienten bestimmbar wurde [13, 14, 15]. Der Übergang von der Nassfilm-Technik zur digitalen Shearografie machte das Verfahren deutlich schneller und einfacher handhabbar [16].

Schon früh wurden bei der holografischen Interferometrie verschiedenste Anregungsarten wie z.B. Druckvariationen in einer Kammer bzw. im Prüfobjekt selbst sowie thermische Anregung und mechanische Belastung erprobt [17]. Neben diesen statischen Belastungsarten wurden zur Schwingungsanalyse auch Zeitmittelungsverfahren mit Vibrationsanregung entwickelt [18, 19] und auch zur Defekterkennung mittels Shearografie angewandt [20]. Diese dynamische Anregung erfolgte stets bei recht hohen Frequenzen und in einem stationären Schwingungszustand. Erst später wurde versucht, die Dynamik der Wärmeausbreitung zu nutzen.

Die physikalischen Gesetze der Wärmeausbreitung wurden bereits 1819 von Fourier formuliert [21]. Er entwickelte die nach ihm benannten Fourierreihen, um die Eindringtiefe thermischer Wellen zu bestimmen. Angström entwickelte 1863 auf dieser theoretischen Basis ein Messverfahren zur Bestimmung von Temperaturleitfähigkeiten unter Verwendung thermischer Wellen [22]. Der 1881 von Bell entdeckte photoakustische Effekt [23] wurde wenig später auch von Röntgen und Rayleigh untersucht [24, 25], jedoch erst ab Mitte der 1970er Jahre auf thermische Wellen zurückgeführt [26]. Der physikalische Nachweis thermischer Wellen durch Messung der Infrarotemission unter Verwendung eines Lockin-Verstärkers konnte schon bald als scannendes berührungsloses ZFP-Verfahren eingesetzt werden [27, 28]. Dabei zeigte Busse, dass die Phase der thermischen Wellen unabhängig von der Oberflächenstruktur und inhomogener Beleuchtung ist und eine höhere Tiefenreichweite besitzt als die Amplitude [29]. Mit dem Erscheinen von Infrarotkameras entwickelten mehrere Arbeitsgruppen die optisch angeregte Lockin-Thermografie [30, 31, 32]. Parallel zu dieser Entwicklung im Bereich Thermografie wurde auch am interferometrischen Nachweis thermischer Wellen gearbeitet [33, 34, 35]. In diesem Zusammenhang zeigte Opsal 1982, dass die elastische Ausdehnung empfindlicher auf interne Wärmeänderungen reagieren sollte als die Oberflächentemperatur [36]. Basierend auf eindimensionalen Wärmediffusionsmodellen führte Sodnik mit verschiedenen punktuell messenden Interferometrie-Verfahren mit lokaler Anregung auch quantitative Untersuchungen von Materialparametern durch, wie z.B. die Vermessung der Dotierung von Halbleitern [37].

1987 konnte Kaufmann thermische Wellen erstmals flächig mittels holografischer Interferometrie nachweisen [38]. Busse patentierte 1992 das Verfahren, mittels ESPI thermische Wellen nicht nur nachzuweisen, sondern über eine diskrete Fouriertransformation entsprechend der Lockin-Thermografie auch Phase und Amplitude der modulierten Objektverformung zu erfassen [39].

Erste Versuche, die Zeitabhängigkeit der Verformung bei quasi-statischer thermischer Anregung zu nutzen, erfolgten 1995 durch Champion und Spicer [40]. Dieser veröffentlichte 2001 auch verschiedene dynamische thermische Anregungstechniken. Im selben Jahr zeigte Spicer darauf aufbauend die Unterscheidung von Defekten hinsichtlich der Tiefenlage über den zeitlichen Verlauf von Shearogrammen [41, 42]. 2002 kombinierte Kaufmann thermische Wellen mit ESPI, womit sich die Defekterkennung durch die Verringerung der Ganzkörperverformung verbesserte [43]. Ein Jahr später gelang schliesslich Gerhard die Umsetzung von Busse's Patent: die Erfassung thermischer Wellen mittels ESPI und anschließender Fouriertransformation zur flächigen Bestimmung von Phase und Amplitude [44]. Erste Schritte in Richtung Shearografie mit thermischen Wellen erfolgten ab 2007 [45, 46].

## 1.1.2 Andere ZfP-Verfahren

### Radiografie

Die Radiografie wird seit langer Zeit als Prüfverfahren sowohl im technischen als auch im medizinischen Bereich eingesetzt. Grundlage des Verfahrens ist die Durchstrahlung des zu prüfenden Objektes mit Röntgenstrahlung und die Messung der Intensität hinter dem Prüfobjekt (Abbildung 1.1).

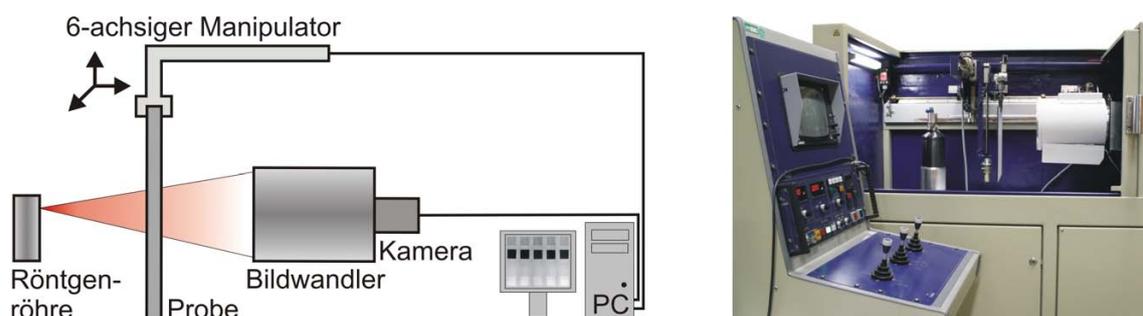


Abbildung 1.1: Prinzip der Röntgendurchstrahlung (links) und Messsystem (rechts).

Die Röntgenstrahlung wird auf dem Weg durch das Objekt sowohl teilweise absorbiert als auch gestreut, wodurch die Ausgangsintensität  $I_0$  proportional zur durchstrahlten Dicke  $D$  und zum Schwächungskoeffizienten  $\mu$  sinkt:

$$\begin{aligned} I &= I_0 e^{-\mu D} \\ &= I_0 e^{-\tau D} e^{-\sigma D}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Dabei überwiegt bei niedrigen Energien die Absorption (beschrieben durch den Absorptionskoeffizienten  $\tau$ ), bei hohen Energien dagegen die Streuung (beschrieben durch den Streukoeffizienten  $\sigma$ ). Der Massenabsorptionskoeffizient  $\tau/\rho$  ist proportional zu

$$\tau/\rho \sim \lambda^3 Z^3. \quad (1.2)$$

Dabei sind  $\lambda$  die Wellenlänge der Röntgenstrahlung,  $\rho$  die Dichte und  $Z$  die Ordnungszahl des Werkstoffs [47].

In den Vergleichsmessungen betrug die Beschleunigungsspannung ca.  $40\text{ kV}$  bei einem Anodenstrom von  $0,05\text{ mA}$ . Die Messdauer liegt im Bereich von Sekunden, aufgrund des apparativ begrenzten Messfeldes waren jedoch meistens einige Einzelmessungen nötig.

### Ultraschall

Das Ultraschall-Impuls-Echo-Verfahren ist seit vielen Jahren eine Standardmethode in der zerstörungsfreien Prüfung. Sie kommt mit einseitigem Zugang aus und kann Defekte tiefenaufgelöst erfassen [48]. Allerdings handelt es sich um eine rasternde Methode, wodurch die Messzeit je nach Bauteilgröße im Bereich von Stunden liegen kann. Außerdem benötigt sie zur Verringerung der Unterschiede der akustischen Impedanz ein Koppelmedium, um genug Energie vom Ultraschall-Prüfkopf ins Bauteil einzubringen. Dazu dient z.B. ein auf den Prüfkopf aufgetragenes Gel oder ein durch eine permanente Spülung erzeugter Wasserfilm. Alternativ können sich auch Prüfobjekt und Prüfkopf in einem Wasserbecken befinden, was den Vorteil hat, dass kein direkter Kontakt zwischen Prüfkopf und Prüfobjekt notwendig ist. Diese „Tauchtechnik“ kam bei den Vergleichsmessungen für diese Arbeit zum Einsatz. Abbildung 1.2 zeigt das Prinzip dieser Methode und eine entsprechende Messanlage.

Sie basiert auf der Laufzeitmessung von Ultraschallpulsen, üblicherweise im  $MHz$ -Frequenzbereich (je nach Werkstoff). Dazu sendet der Prüfkopf an jedem Messpunkt einen Puls aus und schaltet anschließend sofort auf Empfangsmodus um. Der Schallimpuls wird an Grenzflächen aufgrund des Impedanzunterschiedes reflektiert, so dass der Prüfkopf nacheinander Eintrittsecho („EE“), etwaiges Fehlerecho („FE“) sowie Rückwandecho („RWE“) registriert. Der Reflexionskoeffizient  $R_{12}$  an den Grenzflächen zwischen zwei Medien 1 und 2 mit den entsprechenden Dichten  $\rho$  und den Schallgeschwindigkeiten  $v$  ist [49]

$$R_{12} = \frac{\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1}{\rho_2 v_2 + \rho_1 v_1}. \quad (1.3)$$

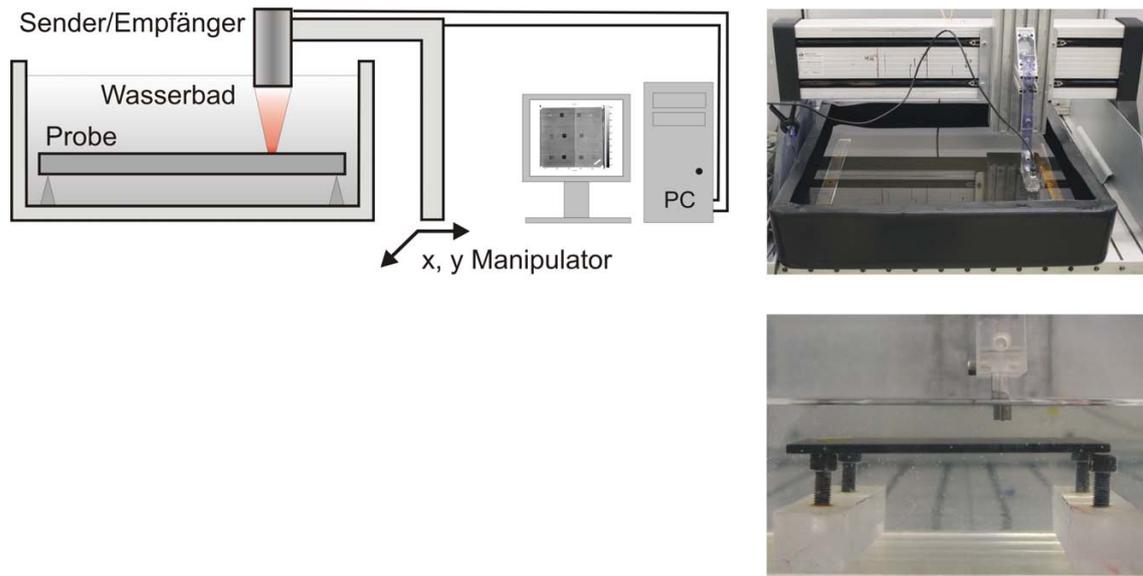


Abbildung 1.2: Prinzip der Ultraschall-Impuls-Echo-Prüfung in Tauchtechnik (links oben). Messsystem mit x-y-Scanner und PVC-Wanne für große Probekörper (rechts oben), Seitenansicht von eingetauchtem Prüfkopf und CFK-Platte in Plexiglas-Wasserbad während einer Messung (rechts unten). Beispiel-Ergebnisse dargestellt in Abbildung 1.3.

Die Amplitude des Echos hängt jedoch nicht nur von den akustischen Impedanzen der Werkstoffe ab, sondern auch von der Dämpfung im Werkstoff sowie von der Orientierung der Grenzflächen. Über die Laufzeit können Defekte tiefenaufgelöst detektiert werden:

$$d = \frac{vt}{2} \quad (1.4)$$

Abbildung 1.3 zeigt das Ergebnis der Ultraschallprüfung einer CFK-Platte mit in verschiedenen Tiefen eingelegten Folien. Das Signal des Prüfkopfes an einem einzigen Punkt ist ein „A-Scan“, er gibt nur den zeitlichen Verlauf der Amplitude wieder. Ein „B-Scan“ zeigt eine Aneinanderreihung von A-Scans, wobei die Signalamplitude farbkodiert in Abhängigkeit von der Laufzeit und einer Proben dimension dargestellt wird. Ein „C-Scan“ zeigt die farbkodierte Signalamplitude in Abhängigkeit zweier Probenkoordinaten zu einer Laufzeit, die dem Rückwandecho entspricht.

Die Vergleichsmessungen mit diesem Verfahren erfolgten mit Prüfköpfen, die bei  $10\text{ MHz}$  arbeiten, nur die Wabenstruktur wurde mit einer deutlich niedrigeren Frequenz von  $72\text{ kHz}$  geprüft. Der Abstand der einzelnen A-Scans betrug  $1\text{ mm}$ , die Auflösung ist aufgrund des größeren Durchmessers des Schallfeldes geringer. Die Prüfdauer lag je nach Probengröße zwischen  $35\text{ min}$  und  $6\text{ h}$ . Mit industriellen Anlagen sind auch höhere Prüfgeschwindigkeiten zu erreichen, trotzdem liegt die Prüfdauer deutlich oberhalb dessen, was mit bildgebenden Verfahren machbar ist.

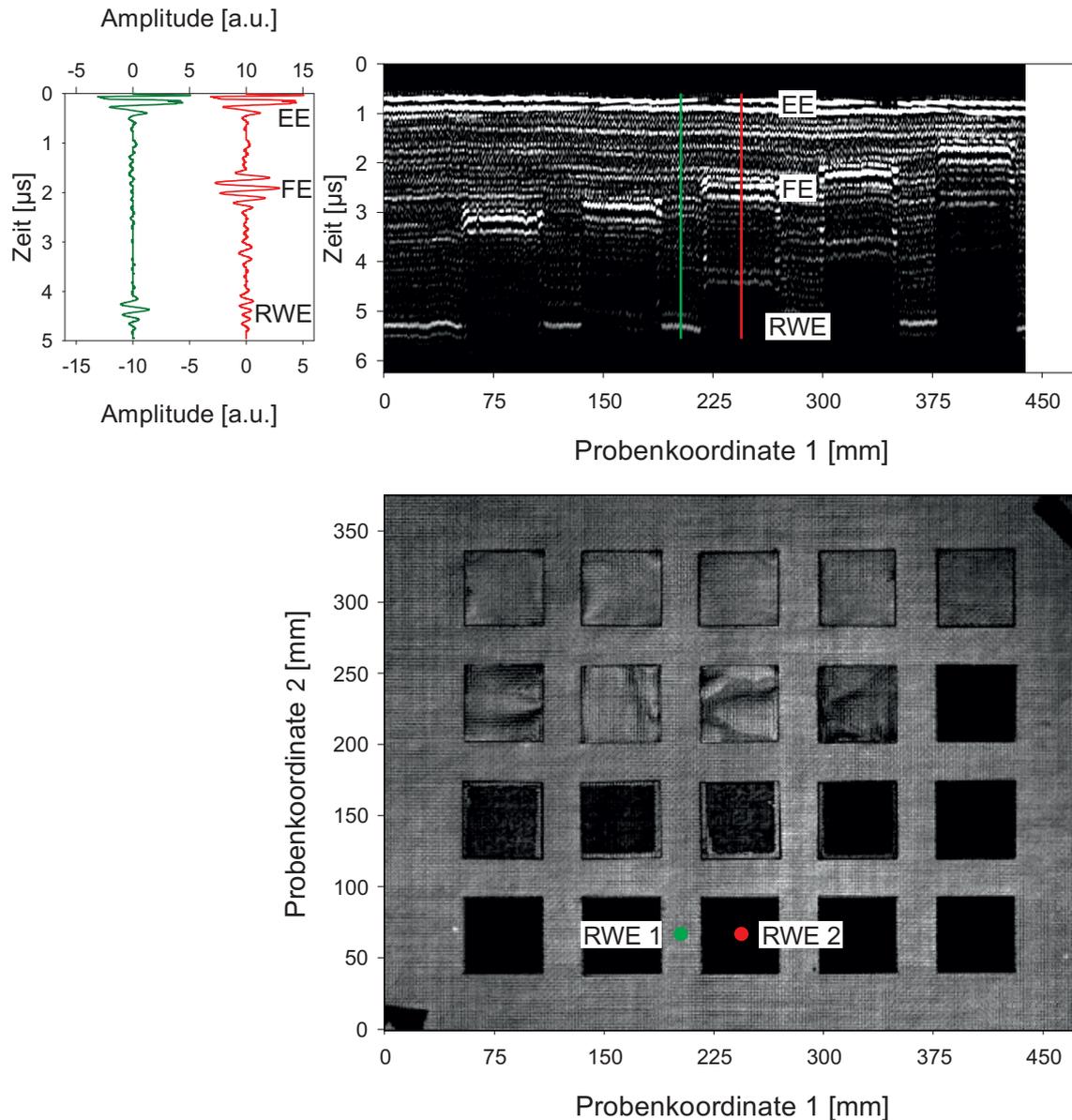


Abbildung 1.3: A-Scan ohne und mit Fehlerecho (oben links), B-Scan (oben rechts) und C-Scan (unten) am Beispiel einer CFK-Platte mit eingelegten Folien.

### Luftgekoppelter Ultraschall

Trotz der sehr hohen Impedanzunterschiede wurden in den letzten Jahren Ultraschallprüfungen auch ohne Koppelmittel durchführbar [50]. Neuartige Composite-Prüfköpfe mit veringertem akustischer Impedanz ermöglichen eine Prüfung empfindlicher Objekte wie z.B. „nasse“ Lackoberflächen oder trockene Fasergelege. Außerdem reduzieren sich die Prüfkosten, der Aufwand für die Einkopplung entfällt. Am verbreitetsten ist die Prüfung in Transmission unter einem Einschallwinkel von  $0^\circ$  (Abbildung 1.4). Wie bei der Durchschallung in Kontakttechnik ist auch hier eine Tiefenbestimmung von Defekten nicht möglich.

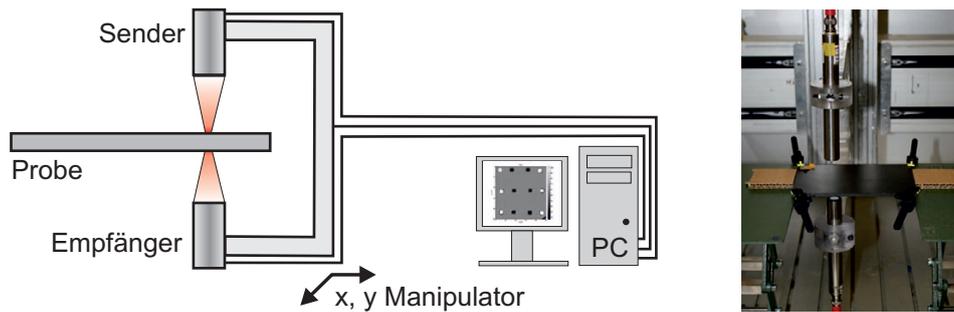


Abbildung 1.4: Prinzip des luftgekoppelten Ultraschall in Normal-Durchschallung (links) und Messsystem (rechts).

Die Darstellung erfolgt üblicherweise in Form eines C-Scans. Die Prüffrequenz betrug  $200\text{ kHz}$ , die Messdauer lag zwischen  $15\text{ min}$  und  $5\text{ h}$ .

### Optisch angeregte Lockin-Thermografie

Die optisch angeregte Lockin-Thermografie ist ein schnelles kontaktfreies und robustes Verfahren, das zunehmend in der Industrie Anwendung findet. Im Gegensatz zur einfachen Thermografie, die z.B. zur Prüfung der Isolation von Gebäuden verwendet wird, macht sich die OLT thermische Wellen zu Nutze [36]. Das Messprinzip ist in Abbildung 1.5 dargestellt: Mit intensitätsmodulierten Halogenstrahlern wird die Bauteiloberfläche periodisch erwärmt. Die absorbierte elektromagnetische Energie wandert als thermische Welle ins Bauteil. Trifft sie auf eine Grenzfläche wie z.B. eine Delamination, wird sie teilweise reflektiert und überlagert sich an der Oberfläche mit der einlaufenden Welle [51]. Eine Thermografiekamera nimmt das resultierende periodische Temperaturfeld kontinuierlich auf.

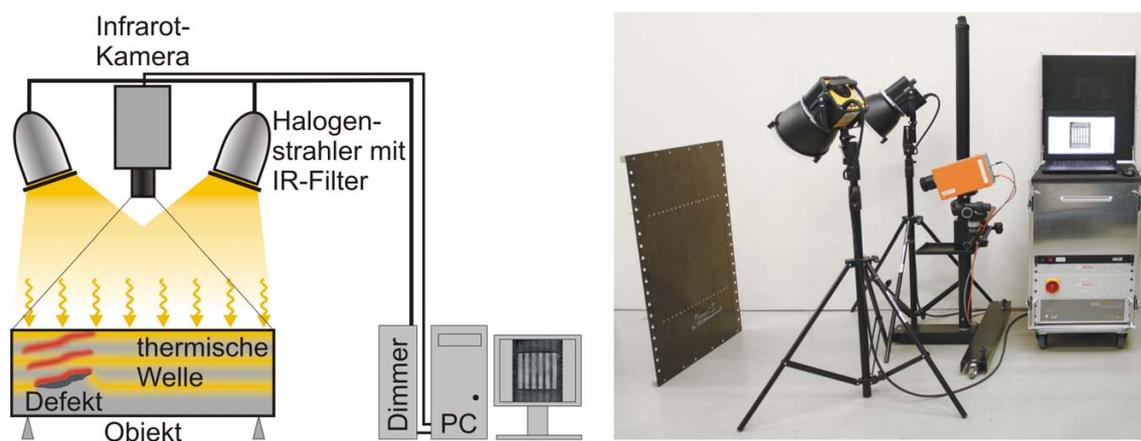


Abbildung 1.5: Prinzip der optisch angeregten Lockin-Thermografie (links) und Messsystem (rechts).

Durch eine diskrete Fouriertransformation bei der Anregungsfrequenz  $\omega$  werden pixelweise die lokale Phase und Amplitude des Temperaturfeldes extrahiert und gleichzeitig nicht effekt-kodierte Einflüsse wie z.B. der Gleichanteil der Erwärmung rechnerisch eliminiert (Gleichung 1.5) [52].

$$F_{(\omega)} = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \approx \sum_n f(t) e^{-i\omega t} = \sum_n f(t) (\cos(\omega t) - i \sin(\omega t)). \quad (1.5)$$

Phasen- und Amplitudenbild ergeben sich aus lokalem Imaginär- (Im) und Realteil (Re) [52]

$$\varphi_{\omega} = \arctan\left(\frac{\text{Im } F_{\omega}}{\text{Re } F_{\omega}}\right). \quad (1.6)$$

$$A_{\omega} = \sqrt{(\text{Re } F_{\omega})^2 + (\text{Im } F_{\omega})^2}. \quad (1.7)$$

Da die Anregungsfrequenz und die Zeitschritte bereits vor der Messung bekannt sind, erfolgen die Berechnungen bereits während der Messung, so dass die einzelnen Thermogramme nicht separat abgespeichert zu werden brauchen.

Insbesondere das Phasenbild ist vorteilhaft, da durch die Quotientenbildung bei der Phasenberechnung die Einflüsse sowohl inhomogener Anregung und als auch ungleichmässiger Emissionskoeffizienten unterdrückt werden. Als Kamera kam eine IRCAM Equus 327k Pro mit einem NETD von  $< 20 \text{ mK}$  und einer Bildwiederholrate von  $50 \text{ Hz}$  bei einer Auflösung von  $640 \times 512$  Pixel zum Einsatz.

## 1.2 Motivation und Zielsetzung

Die Shearografie basiert auf der Messung des Antwortverhaltens der Objektoberfläche auf eine Last. Aus Anomalien im Verformungsfeld wird auf Defekte geschlossen. In vielen Fällen ist die Tiefenlage der Defekte dafür maßgebend, ob ein Bauteil noch verwendet werden kann oder Ausschuss ist. Die Bestimmung dieser Tiefenlage ist mit konventioneller Shearografie jedoch leider nicht möglich. Ein weiterer Nachteil ist die Ganzkörperverformung, die kleinere Defekte überlagern und deren Detektion damit nahezu unmöglich machen kann.

Die optischen Komponenten und die grundlegenden Bildoperationen der Shearografie sind seit vielen Jahren bekannt und optimiert. Allerdings beruhen die bisherigen Arbeiten meistens auf einer statischen Last. Diese Arbeit befasst sich mit der Anregungsseite sowie der zeitlichen Auswertung von Shearografieaufnahmen. Konkret sind die Ziele dieser Arbeit:

- Konzeption und Aufbau eines flexiblen Shearografiesystems, mit dem unterschiedliche Anregungsarten realisierbar sind und das ausreichend schnelle Bildwiederholraten bietet, um zeitliche Änderungen des Verformungsfeldes zu untersuchen.
- Ausloten der Möglichkeiten und Grenzen der Verfahren bzgl. Defektgröße und -Tiefe in modernen Werkstoffen, sowohl in Modellsystemen als auch an Realbauteilen.
- Vergleich mit klassischen und modernen zerstörungsfreien Prüfverfahren sowohl hinsichtlich Defektdetektierbarkeit als auch Messdauer und -Aufwand.



## 2 Messprinzip

Nach einer kurzen Darlegung der Grundlagen der Interferometrie und der Bildverarbeitung werden die verschiedenen Anregungsarten sowie die statischen und dynamischen Shearografie-Messmethoden erläutert.

### 2.1 Messprinzip der Shearografie

#### 2.1.1 Interferenz

Die komplexe Amplitude zweier von den Punkten  $P_1(x,y)$  und  $P_2(x+\delta x,y)$  gestreuten elektromagnetischen Wellen ist mathematisch darstellbar durch [53]

$$A_{(x,y)} = A_1 = a_1 e^{i\phi(x,y,z)} = a_1 e^{i\phi_1} \quad (2.1)$$

und

$$A_{(x+\delta x,y)} = A_2 = a_2 e^{i\phi(x+\delta x,y)} = a_2 e^{i\phi_2}. \quad (2.2)$$

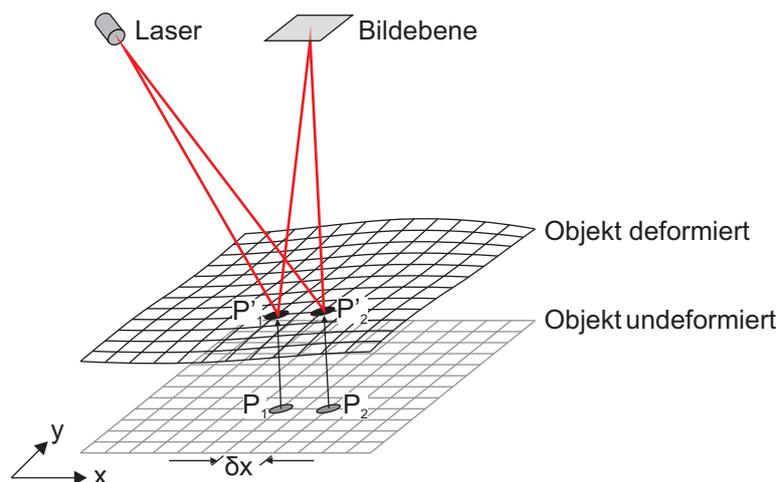


Abbildung 2.1: Interferenz zweier benachbarter Punkte, jeweils im undeformierten und im deformierten Zustand.

Aus einer Superposition beider Wellen resultiert die Gesamtamplitude

$$A_{tot} = A_{(x,y)} + A_{(x+\delta x,y)} = A_1 + A_2 = a_1 e^{i\phi_1} + a_2 e^{i\phi_2}. \quad (2.3)$$

Dabei ergibt sich die Intensität  $I$  zu

$$\begin{aligned} I &= A_{tot} A_{tot}^* = (a_1 e^{i\phi_1} + a_2 e^{i\phi_2})(a_1 e^{-i\phi_1} + a_2 e^{-i\phi_2}) \\ &= (a_1^2 + a_2^2) + a_1 a_2 (e^{i(\phi_1 - \phi_2)} + e^{-i(\phi_1 - \phi_2)}) \end{aligned} \quad (2.4)$$

wobei  $\varphi = \phi_{(x,y)} - \phi_{(x+\delta x,y)} = \phi_1 - \phi_2$  die Phasendifferenz zwischen beiden Punkten darstellt.

Da  $\phi_1$  und  $\phi_2$  zufällige Phasenwerte sind, ist  $\varphi$  ebenfalls zufällig.  $A_{tot}^*$  ist die konjugiert-Komplexe von  $A_{tot}$ .

Mit der Euler-Gleichung

$$e^{i\phi} + e^{-i\phi} = 2\cos\varphi \quad (2.5)$$

wird Gleichung 2.4 umgeformt zu

$$I = (a_1^2 + a_2^2) + 2a_1 a_2 \cos\varphi = 2I_0(1 + \gamma \cos\varphi) \quad (2.6)$$

mit der Hintergrundhelligkeit

$$I_0 = \frac{a_1^2 + a_2^2}{2}, \quad (2.7)$$

der Modulation des Interferenzterms (Kontrast)

$$\gamma = \frac{2a_1 a_2}{a_1^2 + a_2^2} \quad (2.8)$$

und der zufälligen Phasendifferenz

$$\varphi = \phi_1 - \phi_2. \quad (2.9)$$

Verformt sich bei Objektbelastung die Oberfläche, erfolgt dadurch eine Änderung der optischen Phasendifferenz  $\Delta\varphi$ . Dadurch wird Gleichung 2.6 zu

$$I' = 2I_0(1 + \gamma \cos\varphi') = 2I_0(1 + \gamma \cos(\varphi + \Delta\varphi)). \quad (2.10)$$

Dabei sind  $I'$  die Intensität nach Verformung und  $\Delta\varphi$  die Änderung der Phasendifferenz zwischen zwei Punkten aufgrund der relativen Bewegung der Punkte  $P_{1(x,y)}$  und  $P_{2(x+\delta x,y)}$ .

Diese kann geschrieben werden als:

$$\Delta\varphi = \varphi' - \varphi \quad (2.11)$$

mit der zufälligen Phasendifferenz nach Belastung

$$\varphi' = \phi'_1 - \phi'_2. \quad (2.12)$$

$\phi'_1$  und  $\phi'_2$  sind die Phasenbeziehungen der Lichtwellen ausgehend von den Punkten  $P'_1$  und  $P'_2$ .

Die Änderung der Phasendifferenz  $\Delta\varphi$  ist auch darstellbar durch

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \varphi' - \varphi = (\phi'_1 - \phi'_2) - (\phi_1 - \phi_2) \\ &= (\phi'_1 - \phi_1) - (\phi'_2 - \phi_2). \end{aligned} \quad (2.13)$$

Gleichung 2.14 lässt sich umformen zu

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(\delta_1 - \delta_2). \quad (2.14)$$

Hier sind  $\delta_1$  und  $\delta_2$  die Phasenänderungen in den beiden Lichtstrahlen ausgehend von  $P_1$  und  $P_2$ , die durch die Verformung erzeugt wurden.  $\Delta\varphi$  ist also eine relative Phasenänderung zwischen zwei Punkten, verursacht durch eine Punktverschiebung aufgrund einer Belastung.

### 2.1.2 Speckle-Effekt

Wird kohärentes Licht an optisch rauen Oberflächen gestreut, kommt es durch Superposition der von den einzelnen Streuzentren ausgehenden Lichtwellen zur Bildung eines Musters aus Flecken unterschiedlicher Intensität („Speckle“, „Granulation“). Entsteht das Muster direkt auf einem Schirm, handelt es sich um objektive Speckle, während bei Verwendung eines Abbildungssystems subjektive Speckle entstehen (Abbildung 2.2). Abbildung 2.3 zeigt dasselbe Objekt unter inkohärenter bzw. kohärenter Beleuchtung.

Die Größe  $d_S$  der entstehenden Speckle entspricht

$$d_S = 2,44(1 + M)\lambda\frac{f}{d} \quad (2.15)$$

mit der Vergrößerung  $M$ , der Wellenlänge  $\lambda$ , der Brennweite  $f$  und dem Aperturdurchmesser  $d$ . Die Specklegröße kann bei gegebenem Messfeld mit dem Blendendurchmesser verändert werden. Bei gegebenem Messfeld ist die Specklegröße also über den Blendendurchmesser variierbar, wie Abbildung 2.4 zeigt.

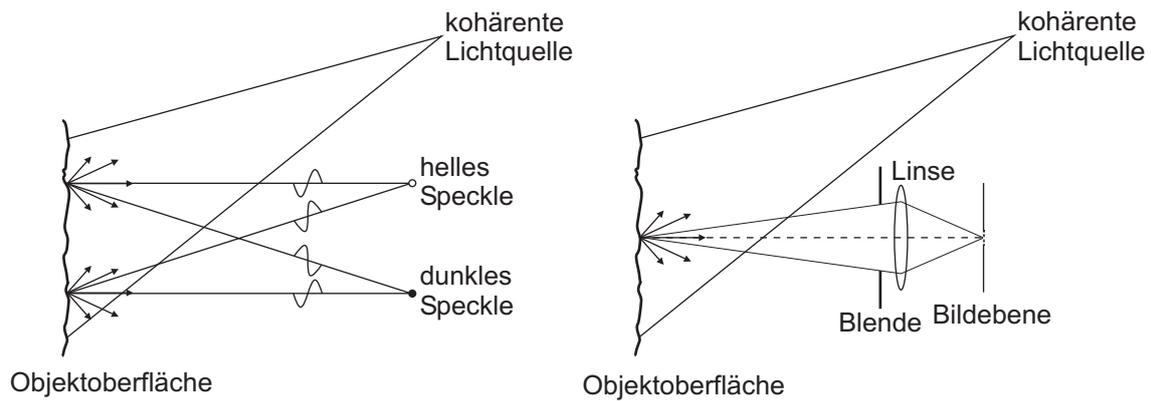


Abbildung 2.2: Entstehung objektiver Speckle (links) bzw. subjektiver Speckle (rechts) [53].



Abbildung 2.3: Schachfigur unter inkohärenter (links) und kohärenter Beleuchtung (rechts).

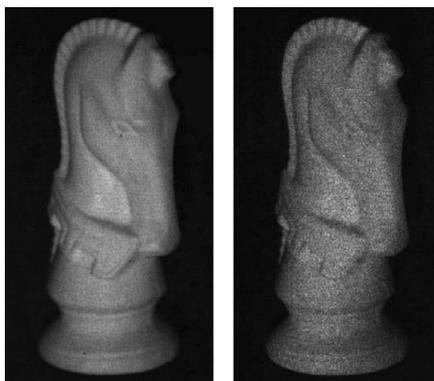


Abbildung 2.4: Speckle-Effekt mit großem Blendendurchmesser (links) und kleinem Blendendurchmesser (rechts).

Mit statistischen Methoden ist ableitbar, dass Intensität  $I$  und Phase  $\varphi$  eines Specklemusters einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion folgen [54]

$$p(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(\frac{-I}{\langle I \rangle}\right) \quad (2.16)$$

$$p(\varphi) = \frac{1}{2\pi}. \quad (2.17)$$

Die Gleichungen zeigen, dass die Phase gleichverteilt ist (also rein zufällige Werte annimmt), während die Intensität negativ exponentiell verteilt ist (d.h. viele Punkte besitzen eine geringe Intensität).

Die Korrelation der Specklemuster verschiedener Belastungszustände erfordert eine konstante Phase und Amplitude der einzelnen Speckle. Ist diese nicht gegeben, kommt es zur Dekorrelation, die verschiedene Ursachen wie z.B. Wellenlängenveränderungen des Lasers oder Phasenveränderungen innerhalb der einzelnen Speckle aufgrund zu hoher Streifendichte haben kann. Meistens ist die Ursache jedoch eine zu große Objektverformung bzw. Ganzkörperbewegung (translatorisch oder rotatorisch), die eine Änderung der zufälligen Phase und Amplitude des Specklemusters in der Bildebene hervorrufen [55]. Durch einen kleinen Blendendurchmesser und eine geringe Vergrößerung lässt sich der Effekt verringern.

### 2.1.3 Shearografie

Ein Shearografiesensor besteht mindestens aus einer Abbildungsoptik, einem Scherelement und einer Kamera. Es gibt eine Vielzahl verschiedener Scherelemente [56]. Aufgrund der hohen Flexibilität und der Möglichkeit zur Phasenschiebung beschränkt sich diese Beschreibung auf einen modifizierten Michelson-Aufbau, wie er in Abbildung 2.5 dargestellt ist.

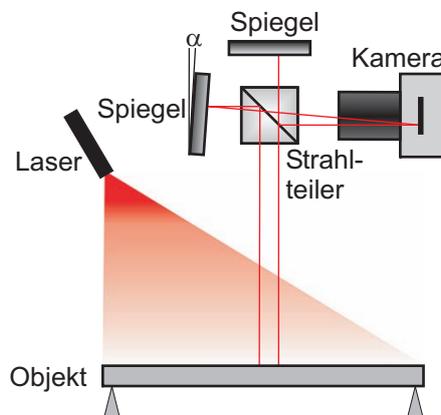


Abbildung 2.5: Strahlengang eines Shearografiesensors.

Das Scherelement bewirkt durch die Verkipfung eines Spiegels um den sog. Scherwinkel eine Bildverdoppelung (Abbildung 2.6). Die beiden Teilbilder sind dabei abhängig vom Scherwinkel um einen bestimmten Betrag und in einer bestimmten Richtung (um den „Schervektor“) gegeneinander verschoben. Der Schervektor legt fest, welche Objektpunkte sich auf einem einzelnen Pixel überlagern und hat damit direkten Einfluss auf die Sensitivität des Messsystems.

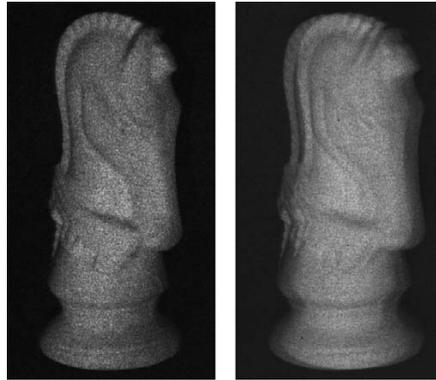


Abbildung 2.6: Schachfigur, ungeschert (links) und horizontal geschert (rechts).

Abbildung 2.7 zeigt schematisch ein Shearografie-Messsystem.

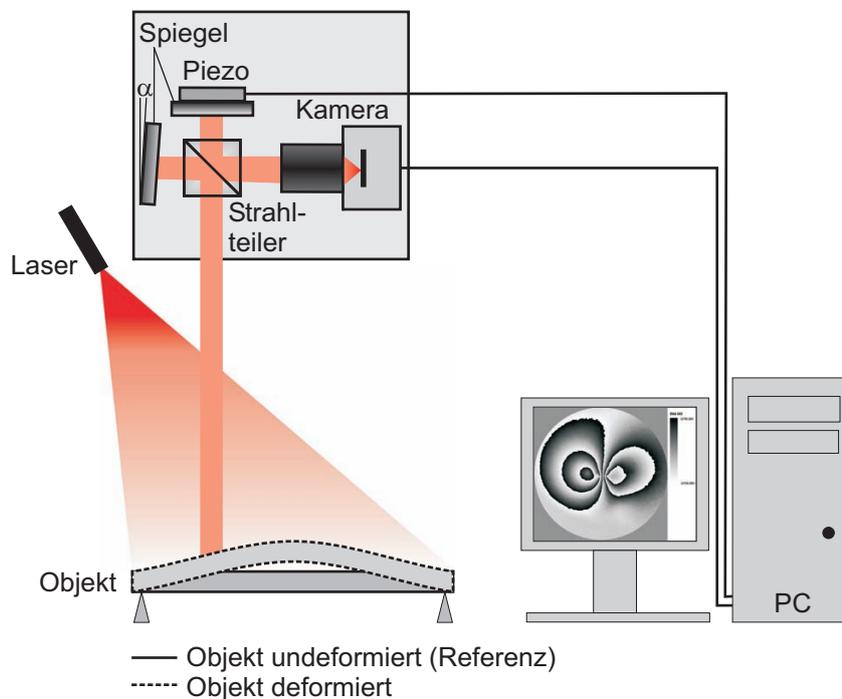


Abbildung 2.7: Strahlengang eines Shearografie-sensors.

Die Weglängenänderung  $\delta$  ist gegeben durch

$$\delta = \vec{k}_S \vec{d} = k_S (u \vec{e}_x + v \vec{e}_y + w \vec{e}_z) = u k_S \vec{e}_x + v k_S \vec{e}_y + w k_S \vec{e}_z \quad (2.18)$$

mit dem Verformungsvektor  $\vec{d}$ , seinen Komponenten  $u$ ,  $v$ ,  $w$  und dem Sensitivitätsvektor  $\vec{k}_S$  an diesem Oberflächenpunkt [55, 53].  $\vec{e}_x$ ,  $\vec{e}_y$  und  $\vec{e}_z$  sind die Einheitsvektoren in den Richtungen  $x$ ,  $y$  und  $z$ . Der Sensitivitätsvektor gibt dabei die Richtung an, in der das Messsystem Wegänderungen erfasst. Er entspricht der Winkelhalbierenden zwischen Beobachtungs- und Beleuchtungsrichtung und wird für das gesamte Messfeld als konstant angenommen (dies gilt, wenn der Abstand Laser - Kamera klein und der Abstand Kamera - Objekt groß ist). Abbildung 2.8 verdeutlicht den Zusammenhang.

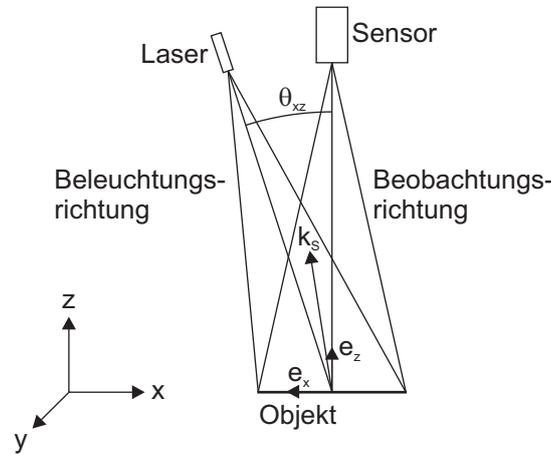


Abbildung 2.8: Sensitivitätsvektor.

Für den Betrag des Vektors gilt

$$|\vec{k}_S| = \frac{4\pi}{\lambda} \cos\left(\frac{\Theta_{x,z}}{2}\right) \quad (2.19)$$

mit Laserwellenlänge  $\lambda$  und Beleuchtungswinkel  $\theta_{x,z}$  in der  $x, z$ -Ebene.

Einsetzen von Gleichung 2.18 in Gleichung 2.13 führt zu

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \vec{k}_S \vec{d}_1 - \vec{k}_S \vec{d}_2 \\ &= \vec{k}_S (u_1 \vec{e}_x + v_1 \vec{e}_y + w_1 \vec{e}_z) - \vec{k}_S (u_2 \vec{e}_x + v_2 \vec{e}_y + w_2 \vec{e}_z) \\ &= \delta u \vec{k}_S \vec{e}_x + \delta v \vec{k}_S \vec{e}_y + \delta w \vec{k}_S \vec{e}_z. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Für Scherung in x-Richtung ergibt sich damit

$$\Delta\varphi_x = \delta x \left( \frac{\delta u}{\delta x} \vec{k}_S \vec{e}_x + \frac{\delta v}{\delta x} \vec{k}_S \vec{e}_y + \frac{\delta w}{\delta x} \vec{k}_S \vec{e}_z \right). \quad (2.21)$$

Analog gilt bei Scherung in y-Richtung

$$\Delta\varphi_y = \delta y \left( \frac{\delta u}{\delta y} \vec{k}_S \vec{e}_x + \frac{\delta v}{\delta y} \vec{k}_S \vec{e}_y + \frac{\delta w}{\delta y} \vec{k}_S \vec{e}_z \right). \quad (2.22)$$

Für kleine Scherbeträge  $\delta x$  und  $\delta y$  können die Gleichungen 2.23 und 2.24 auch geschrieben werden als

$$\Delta\varphi_x = \delta x \left( \frac{\partial u}{\partial x} \vec{k}_S \vec{e}_x + \frac{\partial v}{\partial x} \vec{k}_S \vec{e}_y + \frac{\partial w}{\partial x} \vec{k}_S \vec{e}_z \right) \quad (2.23)$$

bzw.

$$\Delta\varphi_y = \delta y \left( \frac{\partial u}{\partial y} \vec{k}_S \vec{e}_x + \frac{\partial v}{\partial y} \vec{k}_S \vec{e}_y + \frac{\partial w}{\partial y} \vec{k}_S \vec{e}_z \right). \quad (2.24)$$

Erfolgen Beleuchtung und Beobachtung genau normal zur Objektoberfläche, vereinfacht sich Gleichung 2.24 unter Zuhilfenahme von Gleichung 2.19 zu

$$\Delta\varphi_x = \frac{4\pi\delta x}{\lambda} \frac{\partial w}{\partial x} \quad (2.25)$$

bzw.

$$\Delta\varphi_y = \frac{4\pi\delta y}{\lambda} \frac{\partial w}{\partial y}. \quad (2.26)$$

## 2.1.4 Bildverarbeitung

Nach Gleichung 2.6 und 2.10 ergibt sich für einfache digitale Shearografie die Intensitätsverteilung gemäß

$$|I_S| = |I - I'| = \left| 4I_0\gamma \left( \sin \left( \varphi + \frac{\Delta\varphi}{2} \right) \sin \frac{\Delta\varphi}{2} \right) \right|. \quad (2.27)$$

Abbildung 2.9 zeigt die Specklebilder verschiedener Objektzustände und das gemäß Gleichung 2.27 entstehende Shearogramm mit den Korrelationsstreifen.

Das Shearogramm der einfachen digitalen Shearografie ist sehr verrauscht und liefert keine Information über das Vorzeichen des Verformungsgradienten. Die digitale phasenschiebende Shearografie ist bei korrekter Kalibrierung des Phasenschiebe-Piezoelementes („Piezo“) in der Lage, deutlich kontrastreichere Shearogramme zu erzeugen, die über die Richtung der entstehenden Graukeilmuster auch das Vorzeichen des Verformungsgradienten darstellen. Abbildung 2.10 zeigt eine solche Kalibrierung.

Die Intensität hängt gemäß Gleichung 2.6 von der Hintergrundhelligkeit  $I_0$ , der Modulation  $\gamma$  und der Phase  $\varphi$  ab. Zur Bestimmung der Phase aus der Intensität sind also mindestens drei unabhängige Messungen erforderlich. Bei Verwendung von vier Messungen ist die Phasenbestimmung deutlich robuster hinsichtlich Phasenschiebefehlern, und der Rechenaufwand der Phasenbestimmung ist stark reduzierbar [57]. Bei dieser Art der zeitlichen Phasenschiebung

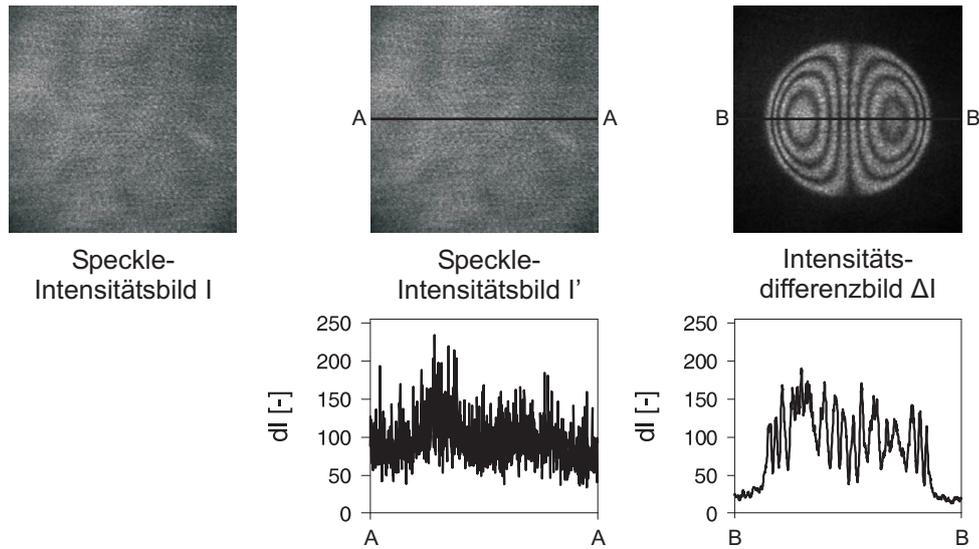


Abbildung 2.9: Entstehung von Shearogrammen.

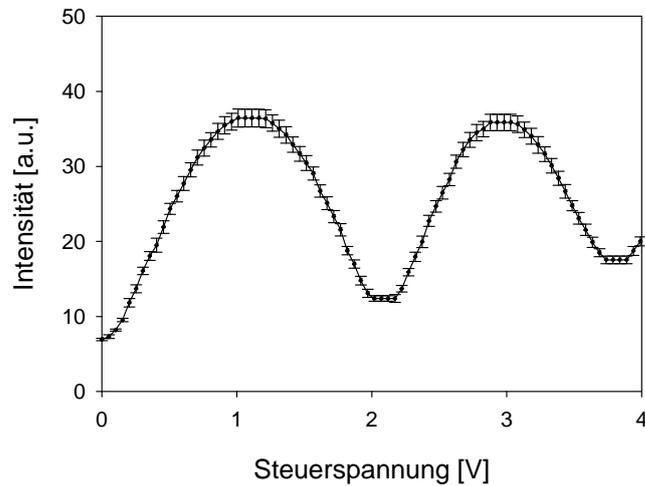


Abbildung 2.10: Piezokalibrierung.

werden vier Specklebilder aufgenommen, zwischen denen ein Piezo jeweils einen definierten Phasenversatz von Vielfachen von  $\pi/2$  erzeugt. Die Intensität der Specklebilder folgt also

$$\begin{aligned}
 I_1 &= 2I_0 (1 + \gamma \cos \varphi) \\
 I_2 &= 2I_0 (1 + \gamma \cos (\varphi + \frac{\pi}{2})) \\
 I_3 &= 2I_0 (1 + \gamma \cos (\varphi + \pi)) \\
 I_4 &= 2I_0 (1 + \gamma \cos (\varphi + \frac{3\pi}{2})).
 \end{aligned} \tag{2.28}$$

Nach dem Four-Bucket-Algorithmus [58] berechnet sich die Phase nun zu

$$\varphi = \arctan \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}. \tag{2.29}$$

Abbildung 2.11 zeigt den Ablauf der Bestimmung der Phasenverteilung eines Specklemusters.

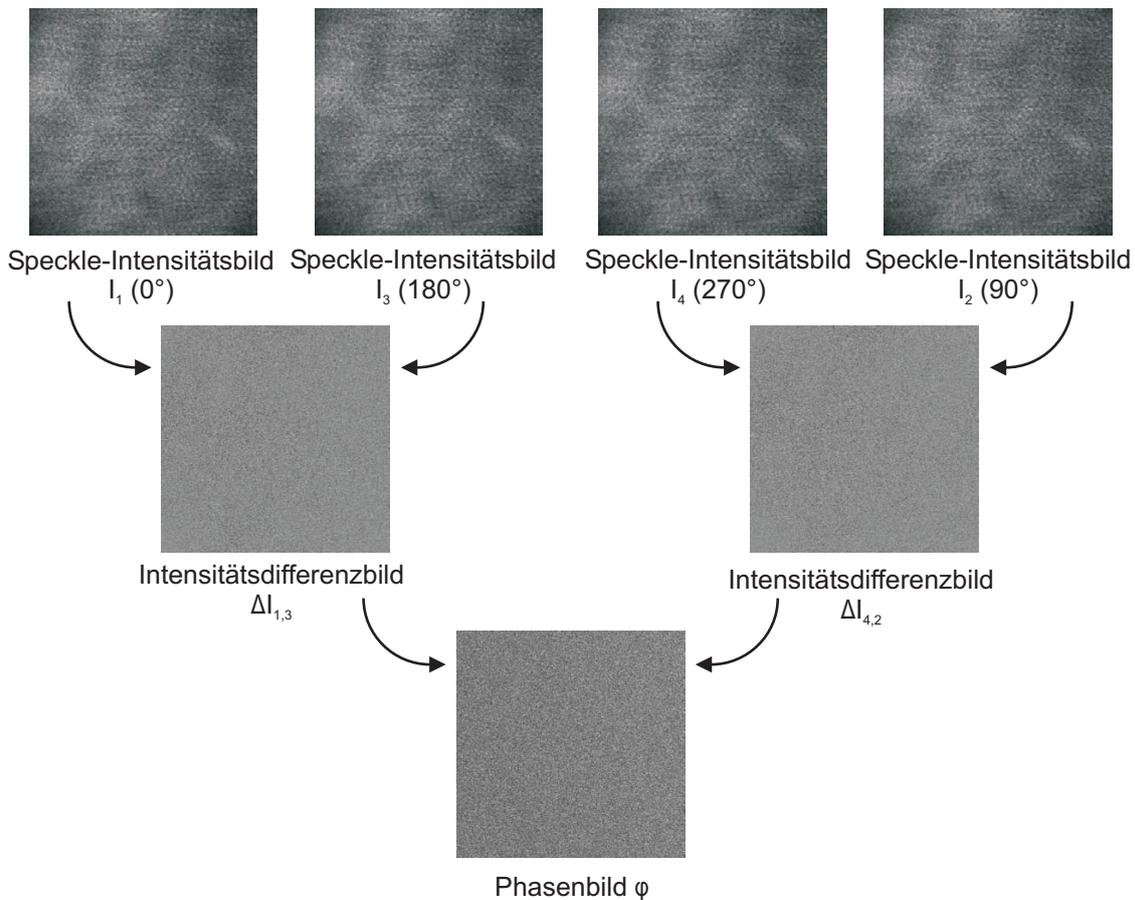


Abbildung 2.11: Bestimmung der Phasenverteilung („Stammbaum“ des Phasenbildes).

Dieser Vorgang erfolgt bei verschiedenen Lastzuständen. Für den belasteten Zustand gilt analog

$$\varphi' = \arctan \frac{I_4' - I_2'}{I_1' - I_3'}. \quad (2.30)$$

Damit ist nach Gleichung 2.11 die Phasendifferenz  $\Delta\varphi$  ermittelbar (Abbildung 2.12). Da ein Graukeil nur für positive Werte von  $\Delta\varphi$  definiert ist, durch die Subtraktion aber auch negative Werte auftreten können, ist dies durch die Addition von  $2\pi$  zu berücksichtigen:

$$\Delta\varphi = \begin{cases} \varphi' - \varphi & \text{für } \varphi' \geq \varphi \\ \varphi' - \varphi + 2\pi & \text{für } \varphi' < \varphi \end{cases} \quad (2.31)$$

Da die Mehrzahl der Speckle nur eine geringe Intensität aufweist, ist die Phasenberechnung mit einem hohen Rauschen behaftet. Vor der weiteren Auswertung der Phasenbilder ist daher eine Filterung erforderlich. Diese kann auf verschiedene Weise erfolgen.

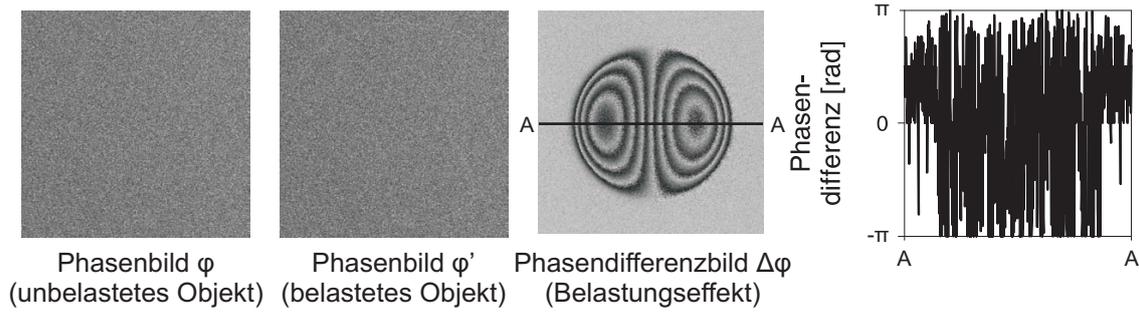


Abbildung 2.12: Bestimmung der Phasendifferenz.

Ein Mittelwertfilter ist definiert durch Gleichung 2.32 [53, 59]

$$\bar{G} = \frac{1}{S} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n K(i, j)g(i, j) \tag{2.32}$$

mit dem gemittelten Grauwert  $\bar{G}$ , dem Graulevel der einzelnen Pixel  $g(i, j)$  und der Summe  $S$  der Koeffizienten  $K_{i,j}$  der  $n \times n$  Filtermatrix. Die Bildränder werden als 0 definiert. Abbildung 2.13 stellt den Filtervorgang dar.

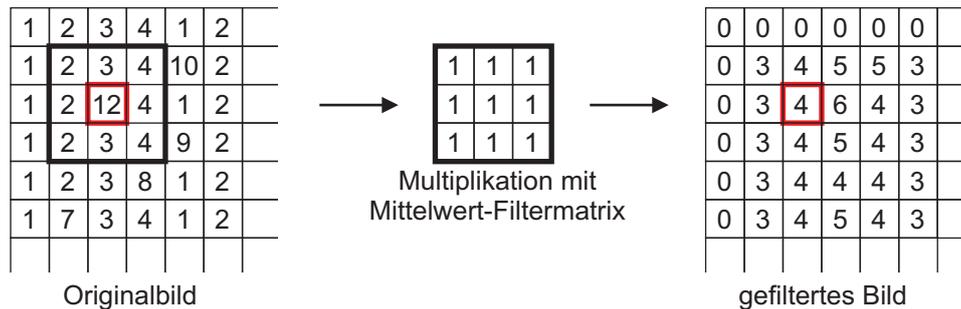


Abbildung 2.13: Funktion eines Mittelwertfilters am Beispiel eines 3x3-Kernels [53].

Während eine Mittelwertfilterung die laterale Auflösung deutlich verringert, sind mit einem Medianfilter einzelne lokale Messausreißer ohne Auflösungsverlust entfernbar. Die Funktionsweise ist in Abbildung 2.14 dargestellt.

Die Filterung von Phasenbildern stellt aufgrund des Sägezahnverlaufs eine besondere Herausforderung an die Filter-Algorithmen dar. Die unmittelbare Anwendung insbesondere des Mittelwertfilters führt zu einem Verlust von Phaseninformation (Abbildung 2.15). Das Problem ist umgehbar, indem Phasenbilder in ihre Sinus- und Cosinusteile zerlegt und beide Teilbilder separat mit einem Mittelwertfilter gefiltert werden. Durch diese Phasenfilterung sind sehr rauscharme Phasenbilder erzielbar.

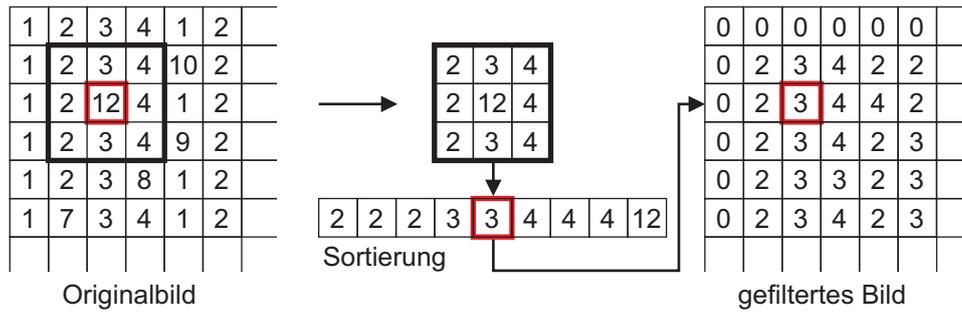


Abbildung 2.14: Funktion eines Medianfilters am Beispiel eines 3x3-Kernels [53].

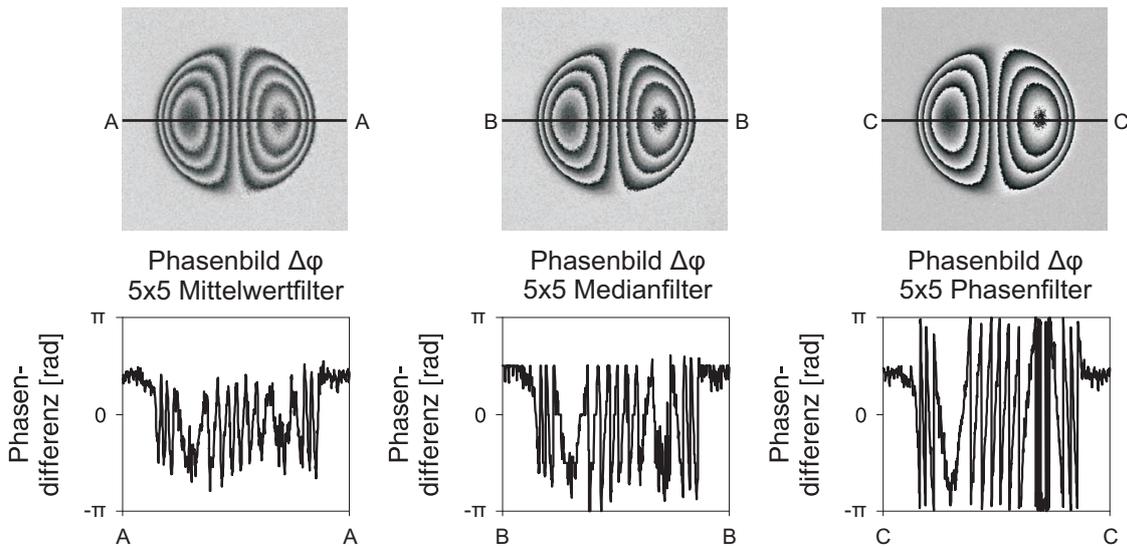


Abbildung 2.15: Vergleich verschiedener Filtertypen.

Der Einfluss der Größe des Filterkerns ist in Abbildung 2.16 dargestellt.

Die Shearogramme liegen nach der Phasenberechnung modulo  $2\pi$  vor. Die Rekonstruktion des Phasenverlaufs aus einem Shearogramm entsprechend Abbildung 2.17 hat viele Bezeichnungen (Demodulation, Entfaltung, Unwrapping) und kann auf verschiedene Weise erreicht werden. Im Lauf der letzten Jahrzehnte wurde dazu eine Vielzahl an Algorithmen entwickelt. In dieser Arbeit wurden eine zweidimensionale Demodulation sowie eine zeitliche Demodulation verwendet. Bei der zweidimensionalen Entfaltung erfolgt die Demodulation innerhalb einer Ebene (eines Shearogramms), ausgehend von einem Punkt P entlang eines Pfades (Abbildung 2.18 links [53]). Der Algorithmus sucht die Phasensprünge sowie die Richtung des Phasenverlaufs in deren Umgebung und addiert bzw. subtrahiert an den Sprungstellen  $2\pi$ . Dieser Vorgang reagiert sehr empfindlich auf Störungen durch Rauschen, Unstetigkeiten im Phasenfeld (z.B. Risse), objektbedingte Diskontinuitäten (z.B. Löcher) etc. [59]. Das Problem kann durch vorherige Lokalisation solcher Inkonsistenz-Stellen („Residuen“) reduziert werden:

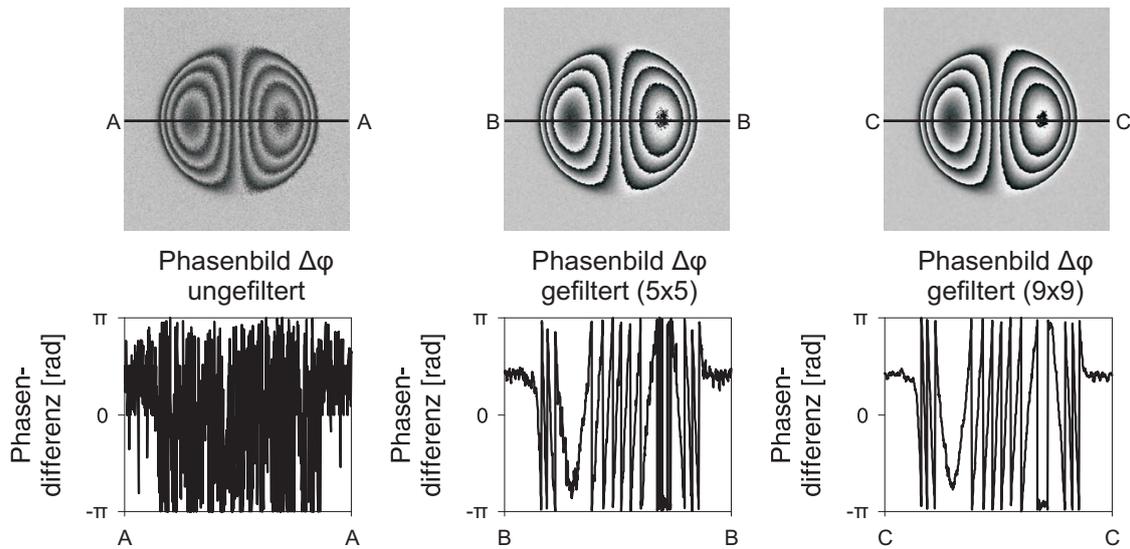


Abbildung 2.16: Vergleich verschiedener Kernelgrößen (ohne Filter, 5x5-Kernel, 9x9-Kernel) anhand eines Phasenfilters.

Ist die Summe entlang des  $2 \times 2$ -Fensterumfangs ungleich null, liegt ein Residuum mit einem bestimmten Vorzeichen vor (Abbildung 2.18 rechts [60]). Nach der Lokalisierung aller Residuen werden jeweils zwei mit unterschiedlichem Vorzeichen durch eine Linie miteinander verknüpft, wobei die Gesamtlänge aller Linien minimiert wird [61]. Bei der anschließenden Demodulation folgt der Algorithmus einem Pfad, der diese Linien nicht schneidet. Der Vorteil dieses Algorithmus ist seine Robustheit gegenüber zeitlich kurzen Störungen während einer Messung. Fehlerhaft entfaltete Bereiche bleiben dabei auf ein einzelnes Shearogramm begrenzt. Allerdings ist der Algorithmus sehr rechenintensiv und daher langsam; für ein  $1 MP$  großes Bild benötigt das mit einem leistungsfähigen PC ausgerüstete Messsystem  $325 ms$ , was bei mehreren hundert Bildern pro Messung einen erheblichen Zeitaufwand bedeutet.

Die zeitliche Demodulation ist erheblich einfacher und dadurch schneller. Hier wird der zeitliche Verlauf des Phasenwertes eines Pixels auf Sprungstellen untersucht und wiederum je nach Tendenz des Graukeils  $2\pi$  addiert oder subtrahiert. Neben der Geschwindigkeit ( $55 ms$  pro  $1 MP$ -Bild) hat diese Art der Demodulation den Vorteil, dass sich Störungen von Nachbarpixeln prinzipiell nicht auswirken. Außerdem ist damit die absolute Verformung bestimmbar, während dies bei zweidimensionalen Algorithmen weiterer Korrekturen bedarf. Nachteilig ist die Empfindlichkeit entlang der Zeitachse. Auch kurze Störungen während einer Messsequenz bleiben für das jeweilige Pixel prinzipbedingt erhalten, was besonders bei sehr niedrigen Anregungsfrequenzen und damit langer Messdauer problematisch werden kann. Außerdem muss die Aufnahme der Shearogramme so schnell erfolgen, dass jeder Streifen mindestens einmal erfasst wird. Das Problem wird in Abbildung 2.19 verdeutlicht.

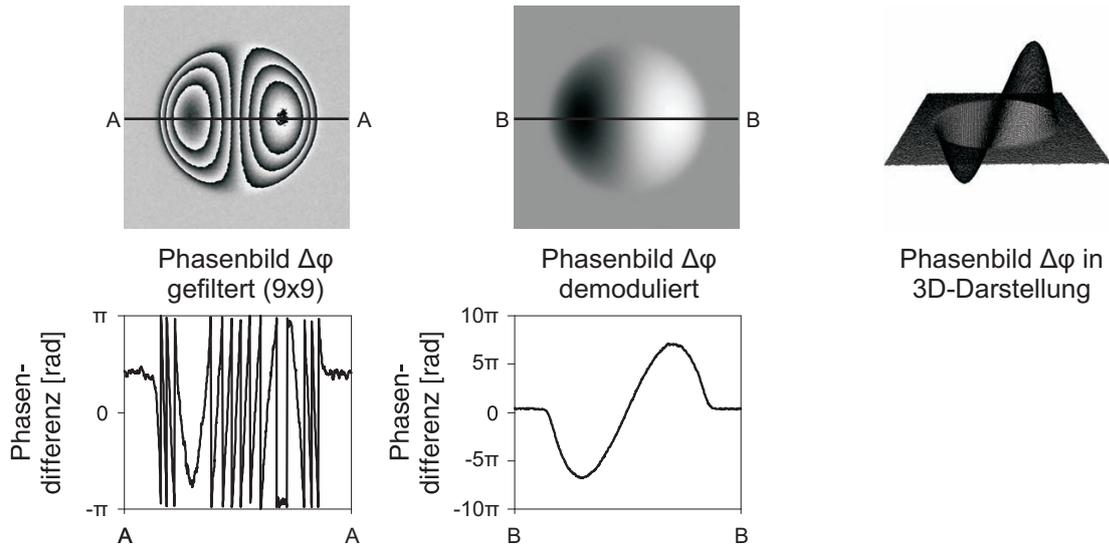


Abbildung 2.17: Demodulation eines Shearogramms.

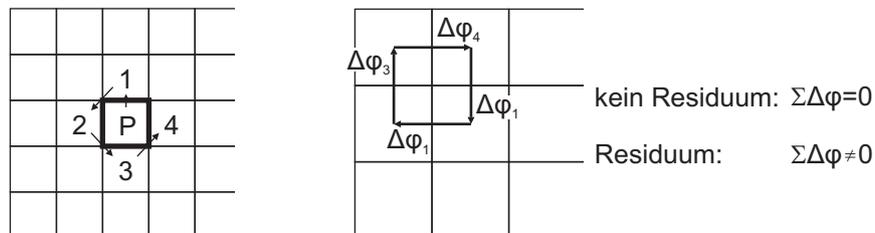


Abbildung 2.18: Links: Zweidimensionale Demodulation ausgehend von einem Punkt P. Rechts: Lokalisation von Residuen.

Im oberen Teil der Abbildung ist links eine Messsequenz einer statischen Unterdruckanregung mit hoher Verformungsrate dargestellt (ein kleiner Hohlraum wurde innerhalb von ca. 1 s von 1 bar auf ca. 0,5 bar evakuiert), das Diagramm rechts zeigt den zeitlichen Verlauf des Pixels mit maximalem Verformungsgradienten. Die zweidimensionale Demodulation mittels Goldstein-Algorithmus zeigt einen größeren Verformungsgradienten an als die zeitliche Demodulation. Im unteren Teil von Abbildung 2.19 sind v.l.n.r. das gefaltete Shearogramm vom Ende der Messsequenz, das zeitlich demodulierte Shearogramm, das mittels Goldstein-Algorithmus demodulierte Shearogramm sowie ein Diagramm mit Schnitten durch die drei Bilder dargestellt. Es ist erkennbar, dass die zweidimensionale Demodulation durch die schrittweise Entfaltung alle Streifenordnungen berücksichtigt und daher den korrekten Verformungsgradienten darstellt, während die zeitliche Demodulation zwei Streifen „verpasst“. Dieser Fehler bleibt bis zum Ende der Sequenz erhalten.

Abbildung 2.20 zeigt dasselbe Objekt bei einer moderateren Verformungsrate (derselbe Hohlraum wurde nun in 30 s mit konstanter Geschwindigkeit von 1 bar auf ca. 0,6 bar evakuiert).

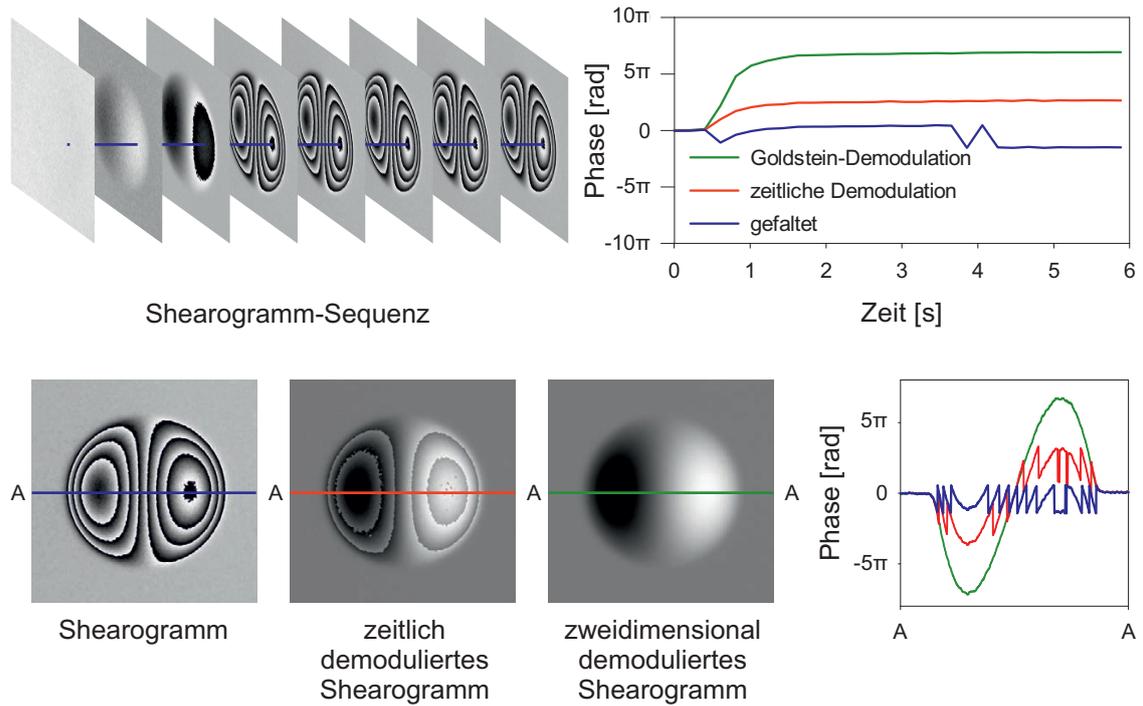


Abbildung 2.19: Demodulation bei statischer Anregung mit hoher Verformungsrate.

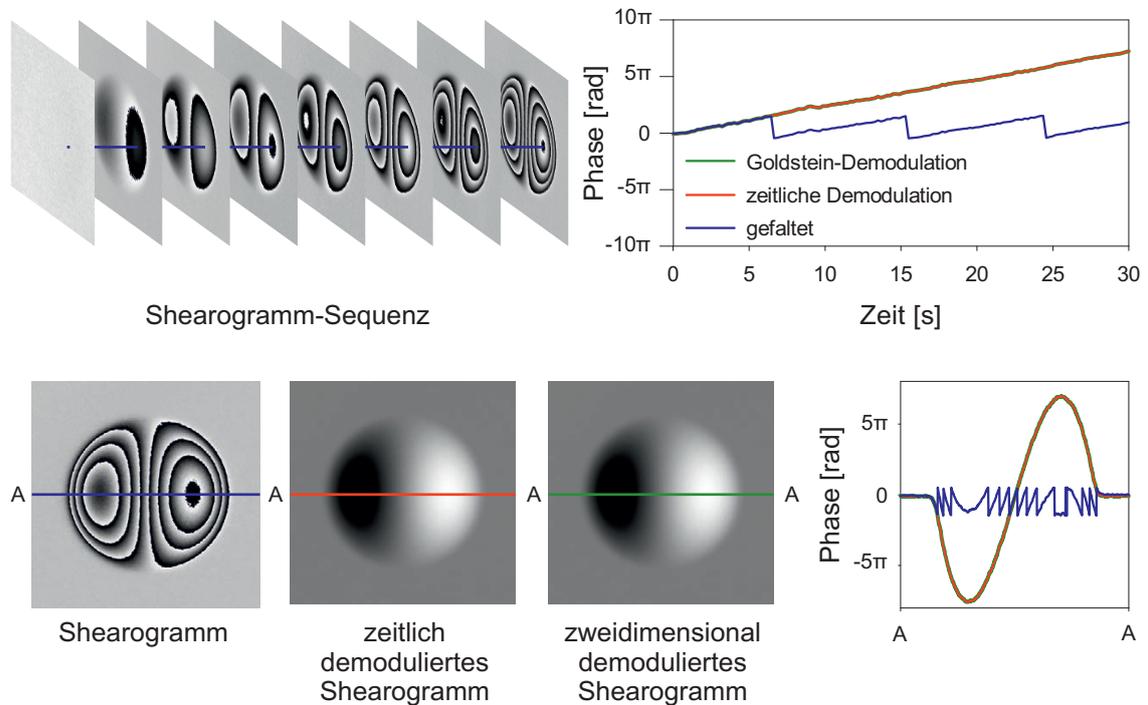


Abbildung 2.20: Demodulation bei statischer Anregung mit moderater Verformungsrate.

Der Vergleich zeigt, dass nun beide Demodulationsverfahren gleiche Ergebnisse liefern. Soll der Geschwindigkeitsvorteil der zeitlichen Demodulation genutzt werden, ist also auf eine möglichst schnelle Bildaufnahme und eine nicht zu hohe Belastungsgeschwindigkeit zu achten.

## 2.2 Anregungsarten

### 2.2.1 Optische Anregung

Die optische Anregung beruht auf der Absorption elektromagnetischer Strahlung an der Objektoberfläche. Die von Temperaturstrahlern wie Halogenlampen bei der Temperatur  $T$  emittierte spezifische Strahlungsdichte  $M(\lambda, T)$  folgt in guter Näherung dem Planck'schen Strahlungsgesetz [62]

$$M(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right)} - 1} \quad (2.33)$$

mit dem Planck'schen Wirkungsquantum  $h$ , der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und der Boltzmann-Konstante  $k$ .

Dabei ist das Maximum der spektralen Wärmeausstrahlung gemäß dem Wien'schen Verschiebungsgesetz [63] wellenlängenabhängig:

$$\lambda_{max}T = const = 2897,8 \mu mK. \quad (2.34)$$

Für die gesamte abgegebene Strahlungsleistung gilt das Stefan-Boltzmann-Gesetz: [64, 65]

$$W = \int_0^\infty M(\lambda, t) d\lambda = \epsilon \sigma_{SB} T^4 \quad (2.35)$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstanten  $\sigma_{SB}$ .

Abbildung 2.21 zeigt diese drei Gesetzmäßigkeiten (Planck'sches Strahlungsgesetz, Wien'sches Verschiebungsgesetz und Stefan-Boltzmann-Gesetz) in einem Diagramm.

Die Wirksamkeit der optischen Anregung hängt bei gegebener Leistung vom Absorptionskoeffizienten  $\epsilon$  ab. Gemäß dem Kirchhoff'schen Strahlungsgesetz entsprechen sich im thermischen Gleichgewicht der spektrale Emissionsgrad und der spektrale Absorptionsgrad. Diese liegen bei Dielektrika wie Kunststoffen und Lacken über 0,8, bei Metallen meistens deutlich unter 0,2 [66]. Der Emissionskoeffizient von Metallen hängt außerdem stark von Temperatur, Einfallrichtung des Lichts und Oberflächenrauigkeit ab. Durch eine dünne homogene Lackschicht kann die Absorption gegebenenfalls erhöht werden. Die notwendige Temperaturerhöhung hängt stark vom Bauteil ab, meistens genügen ca. 10 – 20 K. Sollen Anregung

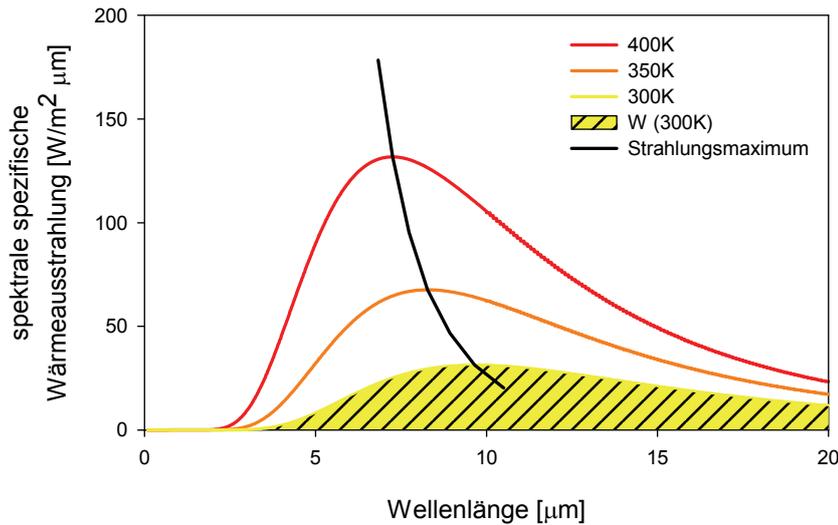


Abbildung 2.21: Strahlungs-Gesetzmäßigkeiten eines schwarzen Körpers: Planck'sches Strahlungsgesetz (Wellenlängen- und Temperaturabhängigkeit der emittierten spezifischen Strahlungsdichte), Wien'sches Verschiebungsgesetz (Verschiebung des Kurvenmaximums) und Stefan-Boltzmann-Gesetz (Strahlungsleistung entspricht der Fläche unter der Kurve).

und Messung simultan erfolgen, sind Filter nötig, um die Wellenlänge des verwendeten Laserlichtes aus dem Spektrum der Anregungsquelle möglichst schmalbandig herauszuschneiden, damit die Messung nicht von inkohärentem Licht gestört wird.

Der Vorteil der optischen Anregung liegt in der Möglichkeit, das Messobjekt großflächig und kontaktfrei zu belasten. Allerdings erzeugt die Heizung der Oberfläche einen starken Temperaturgradienten und dadurch eine große Ganzkörperverformung. Außerdem gibt das Messobjekt einen Teil der Wärme an die Umgebungsluft ab, was durch den temperaturabhängigen Brechungsindex von Luft das Messergebnis beeinflusst.

### 2.2.2 Induktive Anregung

Die weitverbreitete Wirbelstromprüfung basiert darauf, dass Defekte die lokale Leitfähigkeit ändern. Die von einer Erregerspule erzeugten Wirbelströme führen zu einem phasenverschobenen Magnetfeld (Abbildung 2.22), das von einer zweiten Spule detektiert wird. Defekte verändern das resultierende Magnetfeld in Phase und Amplitude und können so lokalisiert werden. Die thermische Anregung von Bauteilen benötigt sehr viel stärkere Magnetfelder und wird meistens zur Materialbehandlung wie z.B. Oberflächenhärten verwendet [67]. Eine für die Shearografie ausreichende thermische Anregung liegt zwischen diesen beiden Anwendungsfeldern.

Die 1. Maxwell'sche Gleichung - auch erweitertes Durchflutungsgesetz genannt - besagt, dass ein sich änderndes elektrisches Feld ein dazu proportionales magnetisches Feld zur Folge hat [68]:

$$\operatorname{rot} \vec{H}(x, t) = \vec{J}(x, t) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(x, t) \quad (2.36)$$

mit der magnetischen Feldstärke  $\vec{H}$ , der elektrischen Stromdichte  $\vec{J}$  und der elektrischen Flussdichte  $\vec{D}$ .

Umgekehrt erzeugt eine Änderung des Magnetfeldes in leitfähigen Materialien eine Änderung des elektrischen Feldes, wie in der 2. Maxwell'schen Gleichung (auch Faraday'sches Induktionsgesetz genannt) formuliert [68]:

$$\operatorname{rot} \vec{E}(x, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(x, t) \quad (2.37)$$

mit der elektrischen Feldstärke  $\vec{E}$  und der magnetischen Flussdichte  $\vec{B}$ .

Die Wirbelstromeindringtiefe  $\delta_w$  („Skin-Tiefe“) beträgt [67]

$$\delta_w = \sqrt{\frac{2}{\omega_w \mu_0 \mu_r \sigma_{el}}} \quad (2.38)$$

mit der Wirbelstromfrequenz  $\omega_w$ , der Permeabilitätskonstanten  $\mu_0$ , der relativen Permeabilität  $\mu_r$  und der Leitfähigkeit  $\sigma_{el}$ .

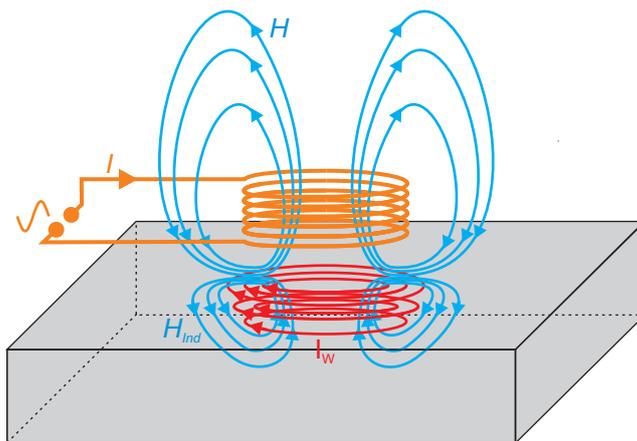


Abbildung 2.22: Erzeugung von Wirbelströmen in leitfähigen Materialien.

Die Ausbildung von Wirbelströmen in CFK basiert auf auf Ringspannungen, die zu Leitungs- und Verschiebungsströmen führen. Bei den relativ niedrigen Prüffrequenzen von maximal

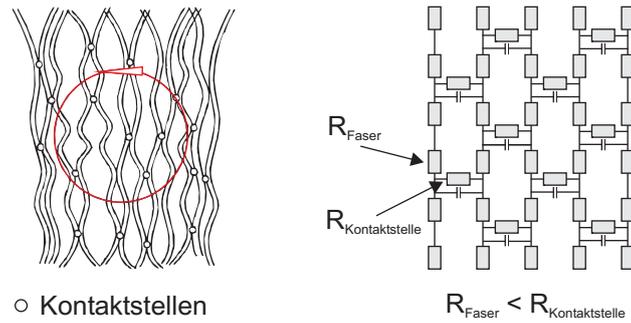


Abbildung 2.23: Ausbildung von Wirbelströmen in CFK über Faserkontaktstellen (links), entsprechendes Modell aus Widerständen und Kondensatoren [69].

300 kHz überwiegen die an die Fasern gebundenen Leitungsströme, die als kapazitiver Effekt wirkenden Verschiebungsströme in der dielektrischen Matrix spielen nur eine untergeordnete Rolle [69]. Die Anzahl an Kontaktstellen benachbart liegender Fasern hängt vom Faservolumengehalt, von der Faserwelligkeit und von der Anzahl nicht exakt ausgerichteter Fasern ab [70]. Diese Kontaktstellen besitzen einen vergleichsweise hohen Widerstand und besitzen daher ebenfalls einen kapazitiven Anteil (Abbildung 2.23). Bei der konventionellen hochfrequenten Prüfung mit Wirbelstromsonden haben diese kapazitiven Komponenten großen Einfluss auf das komplexe Messsignal, für die Erwärmung von CFK bei niedrigen Wirbelstromfrequenzen spielen jedoch die ohmschen Komponenten eine größere Rolle.

Die Induktionsanregung kann als Oberflächen- oder als Volumenheizung wirken, je nach Frequenz des magnetischen Wechselfeldes und Werkstoff. Diese Art der Anregung ist ebenfalls kontaktfrei, sie erfolgt jedoch sehr inhomogen. Durch die Spulengröße ist außerdem die Messfeldgröße begrenzt. Des Weiteren sollte die Spulengeometrie stets an die Bauteilgeometrie angepasst werden [71].

### 2.2.3 Hydrostatische Anregung

Die hydrostatische Anregung ist eine der am längsten verwendeten Methoden zur Bauteilbelastung. Sie bietet sich besonders für Bauteile an, die in ihrem späteren Einsatz ähnlich belastet werden, z.B. Reifen, Drucktanks etc. Es kann jedoch nicht nur der Innendruck, sondern auch der Außendruck variiert werden, z.B. indem das Bauteil in einer Druckkammer einem reduzierten Umgebungsdruck ausgesetzt wird oder durch Integration von Sensor und Belastungseinheit in eine Unterdruckhaube, die auf ausreichend ebene Bauteile aufgesetzt wird.

Meistens sind geringe Druckunterschiede von z.B. 0,1 bar ausreichend, je nach Bauteil. Sind die Druckdifferenzen größer, spielen auch thermische Effekte eine Rolle. Nach Gay-Lussac

sind Druck und absolute Temperatur bei konstantem Volumen und konstanter Stoffmenge proportional [72], was leicht an der Zustandsgleichung idealer Gase nachzuvollziehen ist:

$$pV = nRT. \quad (2.39)$$

Dabei sind  $p$  der Druck,  $V$  das Volumen,  $n$  die Stoffmenge,  $T$  die Temperatur und  $R$  die allgemeine Gaskonstante.

Bei größeren Druckdifferenzen ist die gleichzeitig auftretende thermische Anregung nicht mehr vernachlässigbar. Im Gegensatz zur thermischen Anregung mittels Lampen bewirkt eine thermische Anregung durch Unterdruckerzeugung in einer Kammer jedoch keine Ganzkörperverformung der Probe, da die Temperaturänderung nicht einseitig erfolgt.

### 2.3 Transienten-Shearografie

Shearografie wird nahezu ausschließlich mit statischer Anregung eingesetzt, d.h. es erfolgt ein Vergleich zwischen den Specklemustern eines Bauteils mit und ohne Last. Stellvertretend für alle Shearografie-Messungen mit statischer Anregung ist in Abbildung 2.24 der Ablauf einer Shearografie-Prüfung mit optischer Anregung schematisch dargestellt. In diesem Fall dient die erwärmte - also thermisch verformte - Probe als Referenz. Während des Abkühlvorganges nimmt die Probe wieder ihre ursprüngliche Form an, wodurch die Streifenanzahl zunächst schnell zunimmt und schließlich ein konstantes Niveau erreicht (denkbar ist natürlich auch eine Messung mit dem nicht angeregten Zustand als Referenzzustand - dieser Fall erfordert jedoch Filter vor Lampe und Sensor, um während des Aufheizprozesses messen zu können).

Der Kontrastmechanismus dieser „statischen“ Shearografie beruht auf zwei Effekten. Durch eine defektbedingt verringerte lokale Steifigkeit kann eine erhöhte Verformung während der Belastung erfolgen. Diese erscheint simultan zur Belastung und verschwindet mit dieser auch wieder vollständig. Typisch ist ein solches Verhalten für Prüfobjekte mit Rissen. Der zweite Effekt beruht auf einer lokal inhomogenen Belastung. Auch wenn die Objektoberfläche überall dieselbe Menge an optischer Strahlung absorbiert, kann die Temperaturverteilung im Bauteilinneren aufgrund einer von Defekten gestörten Wärmeabfuhr variieren. An solchen Stellen tritt dann lokal eine höhere Erwärmung auf, die mit einer lokal erhöhten thermischen Ausdehnung einher geht. Da dies erst während der Wärmeabfuhr geschieht, tritt der Effekt verzögert auf, die Defekte erscheinen also erst nach einer gewissen Zeit und bleiben auch nach Anregungsende eine Zeit lang sichtbar. Insbesondere an Faserkunststoffverbunden mit Impactschäden ist ein solches Verhalten zu beobachten.

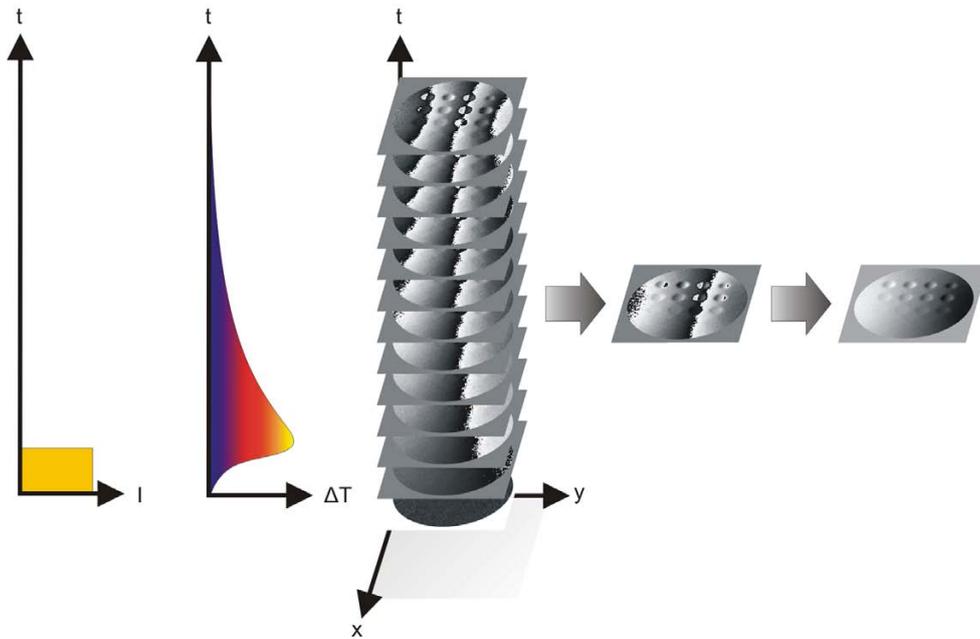


Abbildung 2.24: Prinzip der optisch angeregten Shearografie: Aufnahme einer Shearogrammsequenz während der Abkühlung nach einer kurzen, statischen Anregung und anschließende Auswahl und Demodulation des Shearogramms mit dem höchsten Kontrast.

Der zweite Effekt ist der Grund dafür, dass bei Messungen mit optischer Anregung nicht nur die Zustände ohne Last/mit Last verglichen werden, sondern der ganze Abkühlvorgang shearografisch verfolgt wird. Allerdings erfolgt keine Analyse dieses zeitlichen Verhaltens, es wird nur das Shearogramm mit dem maximalen Kontrast gesucht und zur weiteren Auswertung herangezogen. Der Großteil der Information wird also verworfen. Außerdem ist auch das beste Shearogramm noch mit Problemen behaftet: Neben der nicht bestimmbaren Tiefenlage der Defekte ist insbesondere die Ganzkörperverformung kritisch, da sie die lokal veränderte Verformung an Defektstellen überdecken kann.

## 2.4 Dual-Burst-Shearografie

Der Ablauf einer Dual-Burst-Shearografie-Messung (DBS) ist in Abbildung 2.25 dargestellt. Wie bei der statischen Shearografie wird eine Sequenz von Shearogrammen aufgenommen. Allerdings erfolgt zu Beginn eine sehr viel stärkere Anregung, bei der der eigentliche Messbereich verlassen wird und es zur Dekorrelation kommt. Gegen Ende dieses starken ersten Anregungsbursts wird der Referenzzustand gewählt. Der Probe wird nun Gelegenheit gegeben, überall eine annähernd homogene Temperatur anzunehmen. Dabei kommt es zu einer entsprechend starken Rückverformung, was wiederum zu einer hohen Streifenzahl bis hin zu Dekorrelation führt. Nun erfolgt ein zweiter Anregungsburst auf etwas niedrigerem Niveau,

aber mit längerer Dauer. Dabei kommt es zu einer erneuten Verformung, die Streifenanzahl sinkt. Nach einiger Zeit stellt sich ein nahezu konstanter Wärmestrom ins Bauteil ein, die Verformung stabilisiert sich auf einem hohen Niveau. Da der Referenzzustand jedoch ebenfalls während einer starken Anregung gesetzt wurde, ist die shearografisch erfasste Ganzkörperverformung minimal.

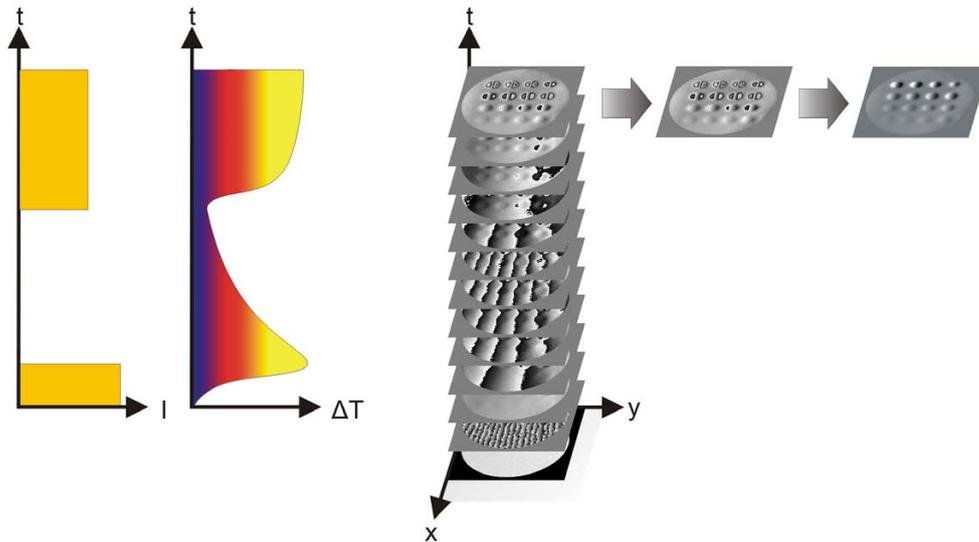


Abbildung 2.25: Prinzip der Dual-Burst-Shearografie: Der Referenzzustand ist ein Nichtgleichgewichtszustand während einer ersten sehr starken Aufheizung, der verformte Zustand dagegen ein Gleichgewichtszustand während einer zweiten deutlich längeren und schwächeren Anregung.

Der Kontrastmechanismus ist nun etwas anders als bei der statischen Shearografie: Während bei dieser meistens die Differenz zwischen zwei statischen Zuständen (belastet - nicht belastet) untersucht wird, erfolgt bei der Dual-Burst-Shearografie ein Vergleich zwischen einem Nicht-Gleichgewichtszustand (während des ersten, starken Aufheizens) und eines näherungsweise Gleichgewichtszustands (konstante Verformung auf hohem Niveau während des zweiten, niedrigeren Anregungsbursts). Voraussetzung für diese Messmethode sind neben einer leistungsfähigen Anregungsquelle eine schnelle Bildaufnahme, um den dynamischen Prozess erfassen zu können (mindestens  $10\text{ Hz}$ , besser z.B.  $25\text{ Hz}$ ). Auf diese Weise ist ein sehr hoher Defektkontrast mit minimaler erfasster Ganzkörperverformung erzielbar. Insbesondere für Untersuchungen von Bauteilen mit deutlichen Wanddickenunterschieden ist dieses Verfahren gut geeignet. Das Defektsignal hängt direkt mit dem Zeitpunkt des Referenzzustandes zusammen und wird auch von der Tiefenlage des Defekts beeinflusst. Eine quantitative Abschätzung der Defekttiefe ist jedoch wie bei der statischen Shearografie nicht möglich.

## 2.5 Lockin-Shearografie

Die Lockin-Shearografie basiert auf der Modulation der Objektanregung und der zeitlichen Analyse der resultierenden modulierten Objektverformung mittels Fouriertransformation. Im Folgenden werden zunächst verschiedene Anregungsarten schematisch gezeigt und der Messablauf erläutert, im Anschluss erfolgt eine eingehende theoretische Analyse.

### 2.5.1 Varianten der Lockin-Shearografie

Die optisch angeregte Lockin-Shearografie (OLS) ist in Abbildung 2.26 dargestellt. Wie bei der DBS sind Sensor und Lampen mit Filtern ausgestattet, so dass simultan angeregt und gemessen werden kann. Die Intensität der Lampen wird mit der Lockin-Frequenz moduliert, wodurch sich die Oberflächentemperatur periodisch ändert. Dies setzt sich in Form einer stark gedämpften thermischen Welle ins Bauteil fort. Trifft die Welle auf einen Defekt, wird sie reflektiert, überlagert sich an der Bauteiloberfläche mit der ankommenden Welle und verändert diese dadurch in Phase und Amplitude. Die Messgröße ist bei der OLS nicht wie bei der OLT die Oberflächentemperatur, sondern die durch die thermischen Wellen erzeugte modulierte Objektverformung.

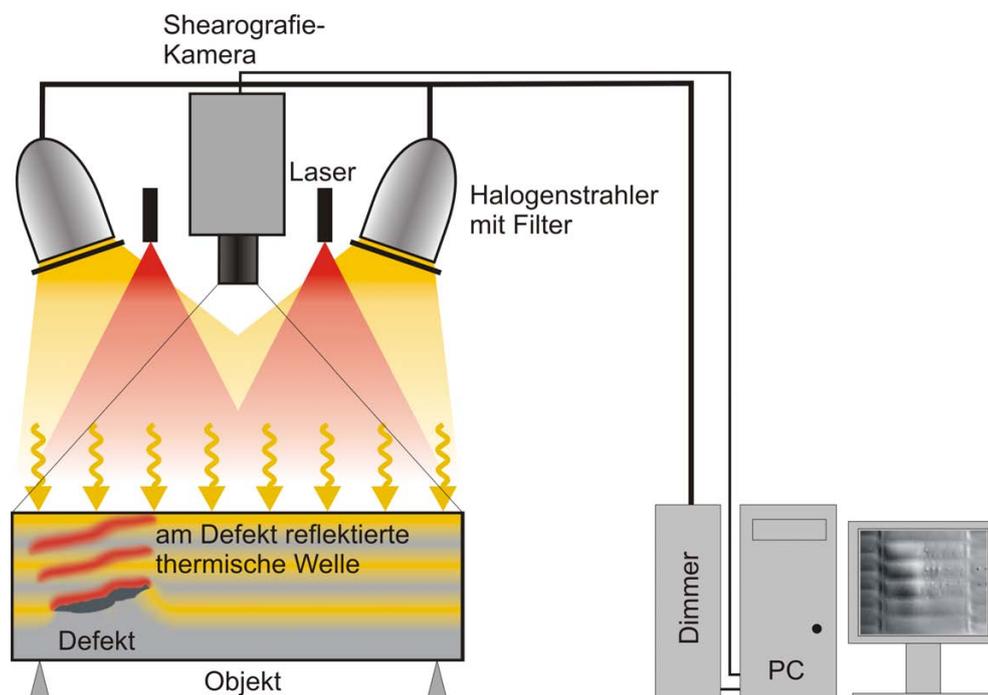


Abbildung 2.26: Prinzip der optisch angeregten Lockin-Shearografie: Erzeugung einer modulierten Objektverformung durch intensitätsmodulierte Lampen, simultane shearografische Erfassung des Verformungsgradienten.

Abbildung 2.27 zeigt das Prinzip der induktiv angeregten Lockin-Shearografie (ILS). Eine Spule erzeugt ein magnetisches Wechselfeld, wodurch in leitfähigen Materialien Wirbelströme induziert werden. Durch elektrische Verluste entsteht dabei wiederum Wärme und dadurch eine Objektverformung. Da die Wirbelstrom-Amplitude sinusförmig moduliert wird, handelt es sich auch hier um monofrequente thermische Wellen und als Folge um eine modulierte Objektverformung. Je nach Material und Induktionsfrequenz erfolgt die Anregung oberflächennah oder im ganzen Bauteilvolumen.

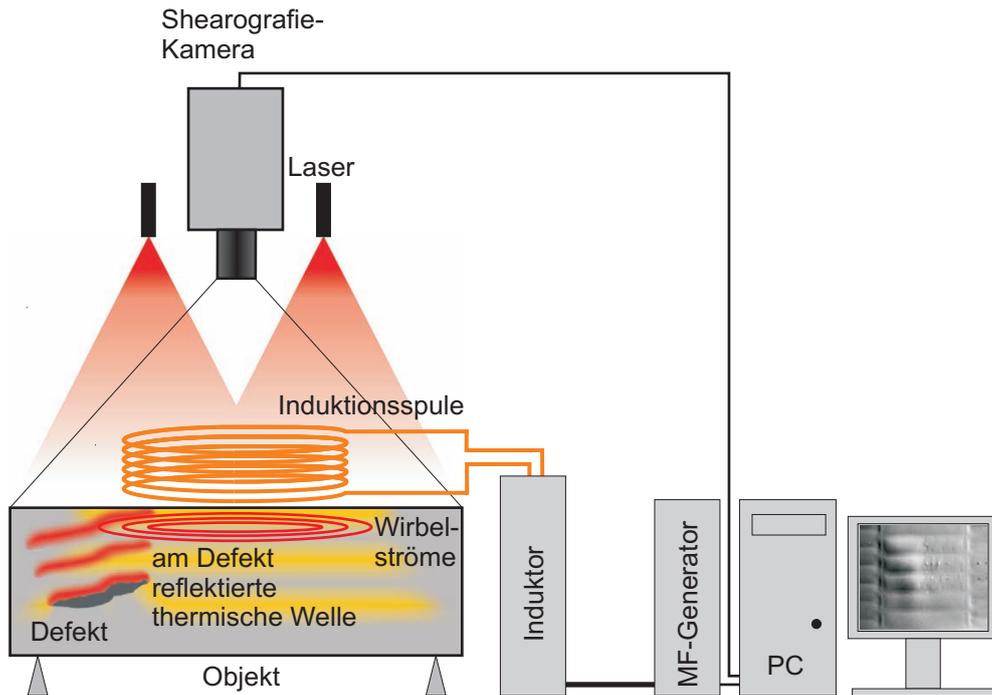


Abbildung 2.27: Prinzip der induktiv angeregten Lockin-Shearografie: Erzeugung einer modulierten Objektverformung durch induzierte amplitudenmodulierte Wirbelströme, simultane shearografische Erfassung des Verformungsgradienten.

In Abbildung 2.28 ist die hydrostatisch angeregte Lockin-Shearografie (HLS) dargestellt. Die Anregung erfolgt dabei durch Über- bzw. Unterdruck, entweder im Bauteil selbst oder in dessen Umgebung (in einer Kammer bzw. Haube). Der Betrag der Druckveränderung wird sinusförmig moduliert. Daraus folgt eine entsprechend modulierte Verformung, die überwiegend auf die mechanische Belastung zurückzuführen ist. Defekte schwächen die Struktur und führen zu einer lokal erhöhten Verformung. Bei Messungen in einer Kammer überlagert sich die durch die Druckänderungen erzeugte mechanische Anregung noch mit einer simultanen thermischen Anregung aufgrund der Temperaturänderungen der Luft.

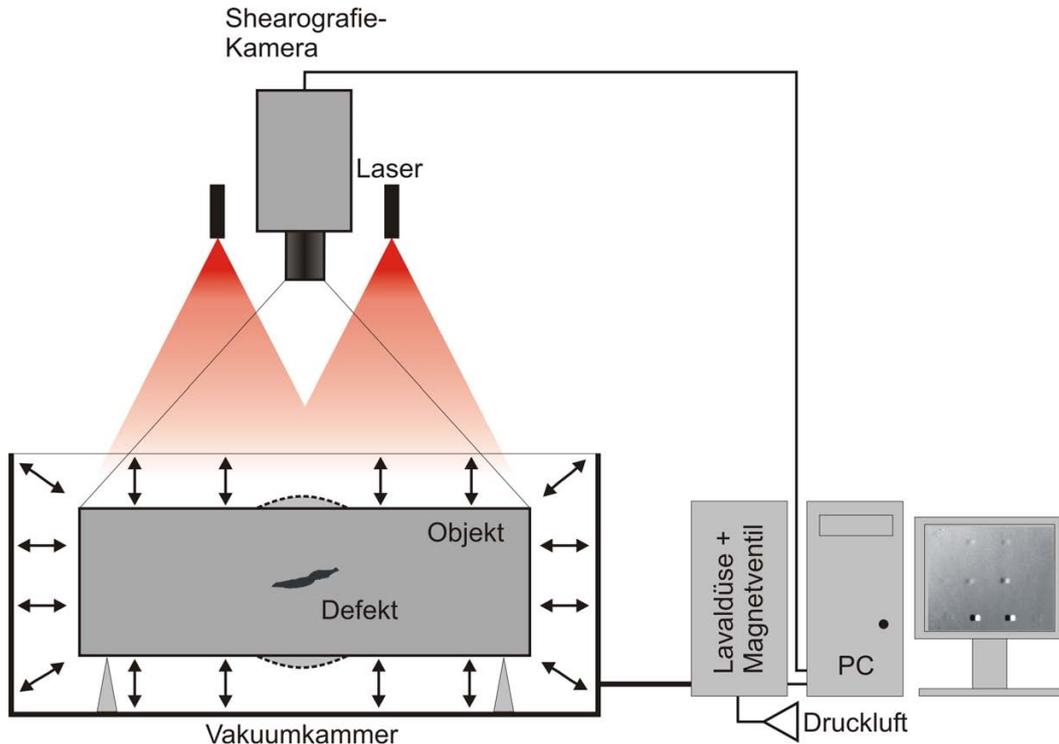


Abbildung 2.28: Prinzip der hydrostatisch angeregten Lockin-Shearografie: Erzeugung einer modulierten Objektverformung durch Modulation des Innen- bzw. Umgebungsdrucks, simultane shearografische Erfassung des Verformungsgradienten.

### 2.5.2 Auswertung im Zeitbereich

Allen Lockin-Shearografie-Verfahren gemeinsam ist die Modulation der Bauteil-Belastung und die Analyse des resultierenden Bilderstapels hinsichtlich Phase und Amplitude mittels Fouriertransformation. Abbildung 2.29 zeigt schematisch den Messablauf.

Während der modulierten Anregung erfasst der Shearografiesensor kontinuierlich den Verformungsgradienten des Prüfobjekts. Nach der Messung erfolgt zunächst die Demodulation aller Shearogramme. Anschließend extrahiert eine diskrete Fouriertransformation pixelweise die lokale Phase und Amplitude aus dem zeitlichen Verlauf des Signals  $f(t)$  des Verformungsgradienten:

$$F_{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega_0 t} dt. \quad (2.40)$$

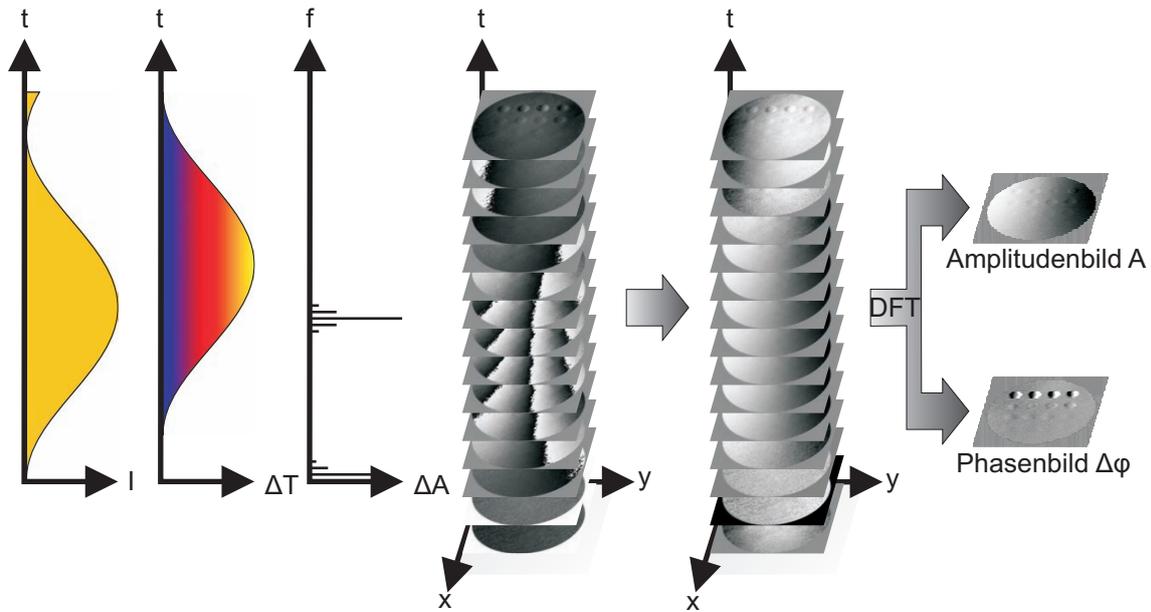


Abbildung 2.29: Prinzip der Lockin-Shearografie: Aufnahme eines Bilderstapels während einer modulierten Anregung, anschließend pixelweise Demodulation und Fouriertransformation zur Extraktion von lokaler Phase und Amplitude des modulierten Verformungsgradienten.

Da es sich um diskrete Einzelbilder mit einem definierten zeitlichen Abstand handelt, ist das Integral als Summe darstellbar:

$$\begin{aligned}
 F_{\omega_0} &= \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N f(t_n) (\cos(\omega_0 t_n) + i \sin(\omega_0 t_n)) \\
 &= \text{Re} F_{\omega_0}^2 + i \text{Im} F_{\omega_0}^2.
 \end{aligned}
 \tag{2.41}$$

Die Berechnung des Phasenbildes erfolgt nach

$$\varphi = \arctan \frac{\text{Im}(F_{\omega_0})}{\text{Re}(F_{\omega_0})}.
 \tag{2.42}$$

Das Amplitudenbild berechnet sich nach

$$A = \sqrt{\text{Re}(F_{\omega_0})^2 + \text{Im}(F_{\omega_0})^2}.
 \tag{2.43}$$

### 2.5.3 Ausbreitungsverhalten thermischer Wellen

Das Ausbreitungsverhalten thermischer Wellen folgt der Fourier'schen Differentialgleichung, einer partiellen parabolischen Differentialgleichung 2. Ordnung:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (2.44)$$

mit der Temperaturleitfähigkeit  $\alpha$ . Diese setzt sich zusammen aus

$$\alpha = \frac{\lambda_{th}}{\rho c_p} \quad (2.45)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{th}$ , der Dichte  $\rho$  und der spezifischen Wärmekapazität  $c$ .

Zur Lösung der Differentialgleichung eignet sich der Ansatz

$$T(z, t) = T_0 e^{i(\omega t - kz)}. \quad (2.46)$$

Die Ableitungen nach  $z$  und  $t$  lauten

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = (ik)^2 T_0 e^{i(\omega t - kz)} \text{ und} \quad (2.47)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = i\omega T_0 e^{i(\omega t - kz)}. \quad (2.48)$$

Durch Einsetzen in die Differentialgleichung ergibt sich

$$(ik)^2 - \frac{1}{\alpha} i\omega = 0 \quad (2.49)$$

$$k^2 = -\frac{i\omega}{\alpha} \quad (2.50)$$

$$k = (1 + i) \frac{i}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega}{\alpha}}. \quad (2.51)$$

Mit der Definition der thermischen Eindringtiefe  $\mu$

$$\mu = \sqrt{\frac{2\lambda_{th}}{\omega \rho c_p}} = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega}} \quad (2.52)$$

lautet die Lösung der Differentialgleichung

$$T(z, t) = T_0 e^{-\frac{z}{\mu}} e^{i(\omega t - \frac{z}{\mu})}. \quad (2.53)$$

Dabei gilt

$$\omega = 2\pi f. \quad (2.54)$$

Die Wellenlänge  $\lambda$  einer thermischen Welle ist

$$\lambda = 2\pi\mu. \quad (2.55)$$

Nach einer Periode beträgt die Amplitude nur noch 0,2% des anfänglichen Wertes. Thermische Wellen sind also außerordentlich stark gedämpft. Ihre Phasengeschwindigkeit ist

$$v_{Ph} = \omega\mu = \sqrt{2\alpha\omega}. \quad (2.56)$$

Dies zeigt, dass thermische Wellen dispersiv sind.

Zur Vereinfachung wird die komplexe Wellenzahl  $\sigma$  definiert als

$$\sigma = (1 + i)\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}. \quad (2.57)$$

Damit lautet die Gleichung der thermischen Welle

$$T(z, t) = T_0 e^{-\sigma z} e^{i\omega t}. \quad (2.58)$$

Treffen thermische Wellen auf eine Grenzfläche, werden sie in Abhängigkeit von den thermischen Eigenschaften der beteiligten Materialien unterschiedlich stark reflektiert. Ein Maß für die Reflexion ist der Reflexionskoeffizient. In der allgemeinsten Form gilt

$$R = \frac{\text{Amplitude der reflektierten Welle}}{\text{Amplitude der einlaufenden Welle}}. \quad (2.59)$$

An einer Grenzfläche der Medien 1 und 2 ist der Reflexionskoeffizient  $R_{12}$

$$R_{12} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (2.60)$$

mit der Impedanz  $Z$ . Im Fall von thermischen Wellen ist die Impedanz

$$Z = \frac{T}{-\lambda \frac{\partial T}{\partial z}} = \frac{\mu}{(1 + i)\lambda} = \frac{1}{\lambda\sigma}. \quad (2.61)$$

### 2.5.4 Interferenz thermischer Wellen

Im Folgenden soll die resultierende Oberflächentemperatur für den Fall einer Schicht der Dicke  $d$  auf einem halbumendlichen Substrat bei einer modulierten Anregung der Oberfläche analytisch bestimmt werden. Dazu wird ein eindimensionaler Wärmefluss angenommen. Die modulierte Erwärmung der Oberfläche erzeugt eine thermische Welle, die ins Bauteil wandert und an der Rückseite der Schicht reflektiert wird, so dass sie wieder in Richtung Oberfläche läuft. Dort erfolgt wiederum eine Reflexion. Abbildung 2.30 verdeutlicht diesen Vorgang für eine unterschiedliche Zahl von Reflexionen. Trotz der hohen Dämpfung können solche Mehrfachreflexionen bei geringen Schichtdicken auftreten.

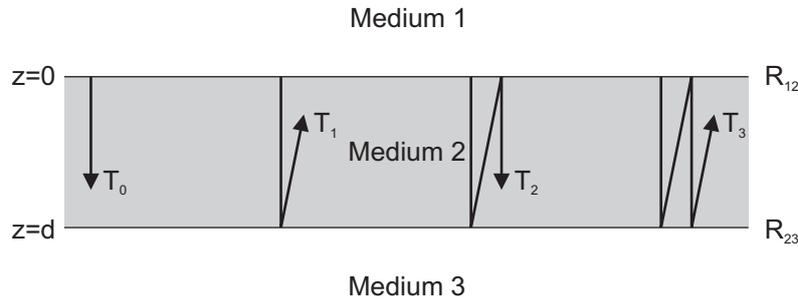


Abbildung 2.30: Mehrfachreflexionen thermischer Wellen.

Die verschiedenen sich überlagernden Anteile lassen sich in Abhängigkeit von der Dicke  $d$ , der Zeit  $t$  und der Reflexionskoeffizienten  $R_{12}$  und  $R_{23}$  darstellen als

$$T_0(z, t) = T_0 e^{i\omega t} \quad (2.62)$$

$$T_1(z, t) = T_0 R_{23} e^{-\sigma(2d-z)} e^{i\omega t} \quad (2.63)$$

$$T_2(z, t) = T_0 R_{12} R_{23} e^{-\sigma(2d+z)} e^{i\omega t} \quad (2.64)$$

$$T_3(z, t) = T_0 R_{12} R_{23}^2 e^{-\sigma(4d-z)} e^{i\omega t}. \quad (2.65)$$

Im Fall der OLT sind ausschließlich die Anteile bei  $z = 0$  von Interesse:

$$T_0(0, t) = T_0 e^{i\omega t} \quad (2.66)$$

$$T_1(0, t) = T_0 R_{23} e^{-\sigma(2d)} e^{i\omega t} \quad (2.67)$$

$$T_2(0, t) = T_0 R_{12} R_{23} e^{-\sigma(2d)} e^{i\omega t} \quad (2.68)$$

$$T_3(0, t) = T_0 R_{12} R_{23}^2 e^{-\sigma(4d)} e^{i\omega t}. \quad (2.69)$$

Wie von Bennett und Patty gezeigt, sind durch diese Vereinfachung die in z-Richtung bzw. entgegen der z-Richtung laufenden thermischen Wellen jeweils als geometrische Reihen darstellbar [28]:

$$T_{+z}(0, t) = T_0 e^{i\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} R_{12}^n R_{23}^n e^{-2n\sigma d} \quad (2.70)$$

$$T_{-z}(0, t) = T_0 e^{i\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} R_{12}^n R_{23}^{n+1} e^{-2(n+1)\sigma d}. \quad (2.71)$$

Die Summe dieser beiden Ausdrücke ist

$$T_R(0, t) = T_0 e^{i\omega t} (1 + R_{23} e^{-2\sigma d}) \sum_{n=0}^{\infty} R_{12}^n R_{23}^n e^{-2\sigma d}. \quad (2.72)$$

Daraus folgt mit dem Grenzwert der geometrischen Reihe

$$\sum_{n=0}^{\infty} q^n = \frac{1}{1 - q} \quad (2.73)$$

für die resultierende komplexe Oberflächentemperatur

$$T_R(0, t) = T_0 e^{i\omega t} \left( \frac{1 + R_{23} e^{-2\sigma d}}{1 - R_{12} R_{23} e^{-2\sigma d}} \right). \quad (2.74)$$

Anhand Gleichung 2.74 ist das Verhalten von Phase und Amplitude der komplexen Oberflächentemperatur untersuchbar. Zur Analyse der komplexen Oberflächenverformung ist eine Integration über die Bauteildicke nötig, so dass eine allgemeinere Gleichung für die Beschreibung der komplexen Temperatur im ganzen Objektvolumen erforderlich ist. Nach Mandelis [73] ist diese gegeben durch

$$T_R(z, t) = \frac{\dot{Q}(1 + R_{12})}{4\lambda\sigma} \left( \frac{e^{-\sigma z} + R_{23} e^{-\sigma(2d-z)}}{1 - R_{12} R_{23} e^{-2\sigma d}} \right) \quad (2.75)$$

mit

$$\dot{Q} = \frac{1}{2} \dot{Q}_0 (1 + e^{i\omega t}). \quad (2.76)$$

Für die Oberfläche ergibt sich wiederum

$$T_R(0, t) = \frac{\dot{Q}(1 + R_{12})}{4\lambda\sigma} \left( \frac{1 + R_{23} e^{-2\sigma d}}{1 - R_{12} R_{23} e^{-2\sigma d}} \right). \quad (2.77)$$

Abbildung 2.31 zeigt den Phasenverlauf der Oberflächentemperatur in Abhängigkeit von der normierten Dicke  $d/\mu$  für verschiedene Reflexionskoeffizienten  $R_{23}$ . Dabei wurde  $R_{12}$  gleich 0,9 gesetzt, was eine gute Näherung für eine Grenzfläche zu Luft einschließlich der auftretenden Verluste durch Konvektion und Strahlung darstellt (der Wärmeübergangskoeffizient  $h$  wurde durch FEM-Parameterstudien zu  $50 \text{ W/m K}$  bestimmt; mit  $h$  und weiteren Materialkennwerten ließ sich anschließend  $R_{12}$  ermitteln, mit akzeptabler Übereinstimmung zu den von Spießberger ermittelten Werten [74]).

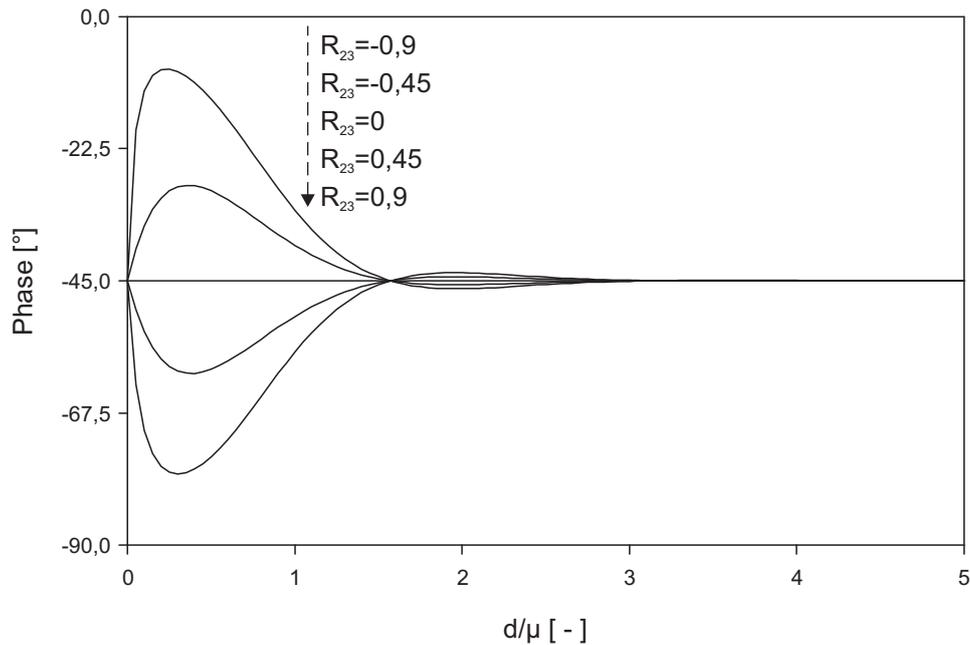


Abbildung 2.31: Phase der Oberflächentemperatur bei verschiedenen Reflexionskoeffizienten.

Die Phase ist näherungsweise symmetrisch zu einer Geraden bei  $-45^\circ$  und hängt sehr stark vom Reflexionskoeffizienten  $R_{23}$  ab. Je größer der Betrag von  $R_{23}$ , desto deutlicher ist das Signal und desto besser können Defekte detektiert werden. Deutlich ist auch der Effekt der „blind frequency“ und die Phasenumkehr erkennbar. Bei einer normierten Dicke von ca. 1,6 liegt der Phasenwert ebenso wie bei einer thermisch unendlichen Dicke bei  $-45^\circ$ . Defekte, die in einer normierten Tiefe von 1,6 liegen, sind in einer thermisch unendlich dicken Probe bei dieser Frequenz nicht erkennbar. Diese Uneindeutigkeit der Phase stellt ein großes Hindernis für quantitative Aussagen über Defekte dar, kann jedoch durch mehreren Messungen bei verschiedenen Anregungsfrequenzen umgangen werden. In Abbildung 2.31 ebenfalls gut erkennbar ist die „Phasenumkehr“: Vor dem konstanten Hintergrund einer thermisch unendlich dicken Probe führen oberflächennahe Defekte zu einer positiven Signaländerung, während Defekte, die tiefer als 1,6 liegen, eine negative Signaländerung hervorrufen.

Der entsprechende Verlauf der Amplitude ist in Abbildung 2.32 dargestellt.

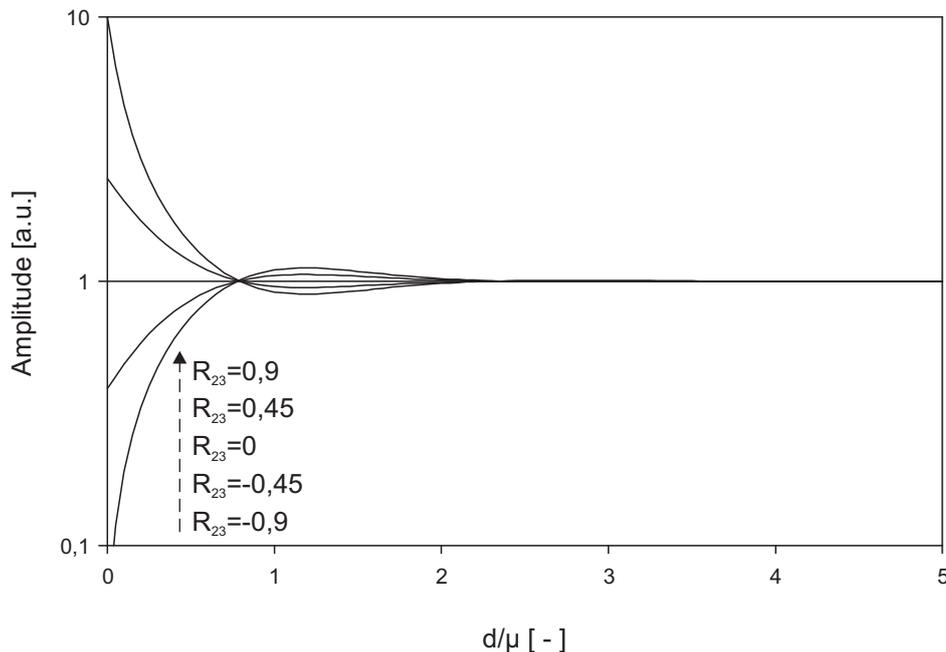


Abbildung 2.32: Amplitude der Oberflächentemperatur bei verschiedenen Reflexionskoeffizienten.

Während der der Signalverlauf der Phase symmetrisch zu einer Geraden bei  $-45^\circ$  parallel zur x-Achse ist, liegt bei der Amplitude keine derartige Symmetrie vor. Auch hier zeigt sich die Uneindeutigkeit des Signals hinsichtlich der normierten Dicke. Die Signalumkehr tritt bereits bei einer normierten Dicke von ca. 0,8 auf. Die Tiefenreichweite der Phase ist also deutlich größer als die der Amplitude.

Die gezeigten Lösungen gelten für einen eindimensionalen Wärmefluss. In realen Strukturen kommt es jedoch z.B. aufgrund der Bauteilgeometrie oder durch inhomogene Beleuchtung auch zu lateralen Wärmeflüssen, die die Phase und die Amplitude verändern können. Um diesen Einfluss zu untersuchen, wurden das zeitliche thermische Verhalten für die Reflexionskoeffizienten  $R_{23} = -0,9$  und  $R_{23} = 0,9$  mittels Finite-Elemente-Methode simuliert. Dabei wurde noch unterschieden zwischen eindimensionalem und dreidimensionalem Wärmefluss. Die Abbildungen 2.43 und 2.44 zeigen den Phasen- und den Amplitudenverlauf sowohl der analytischen Lösung als auch der beiden mittels FEM berechneten Signalverläufe für einen Reflexionskoeffizienten von  $R_{23} = -0,9$ .

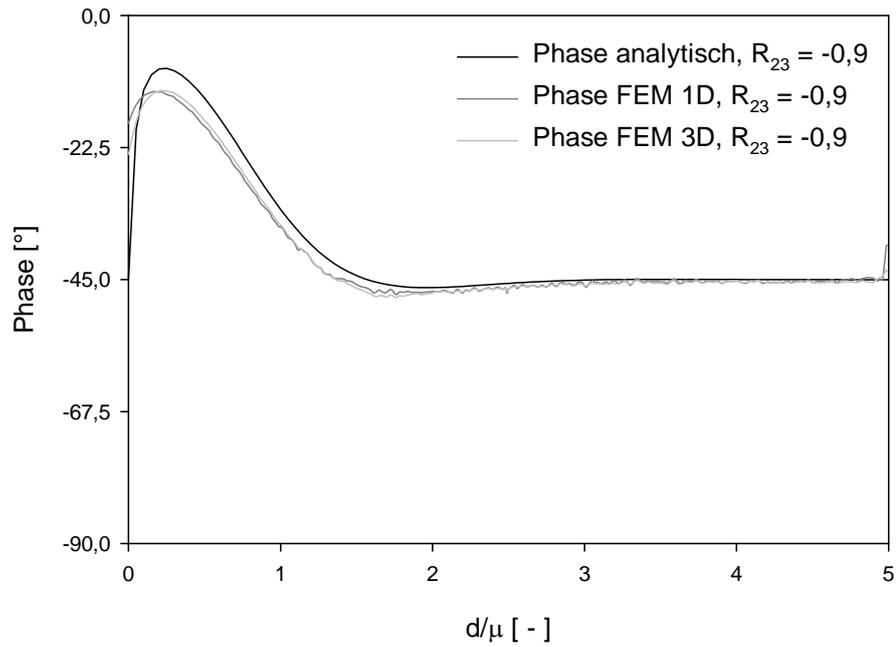


Abbildung 2.33: OLT-Phasensignal einer keilförmigen Probe für einen Reflexionskoeffizienten von  $-0,9$ , analytisch ermittelt sowie mittels FEM simuliert.

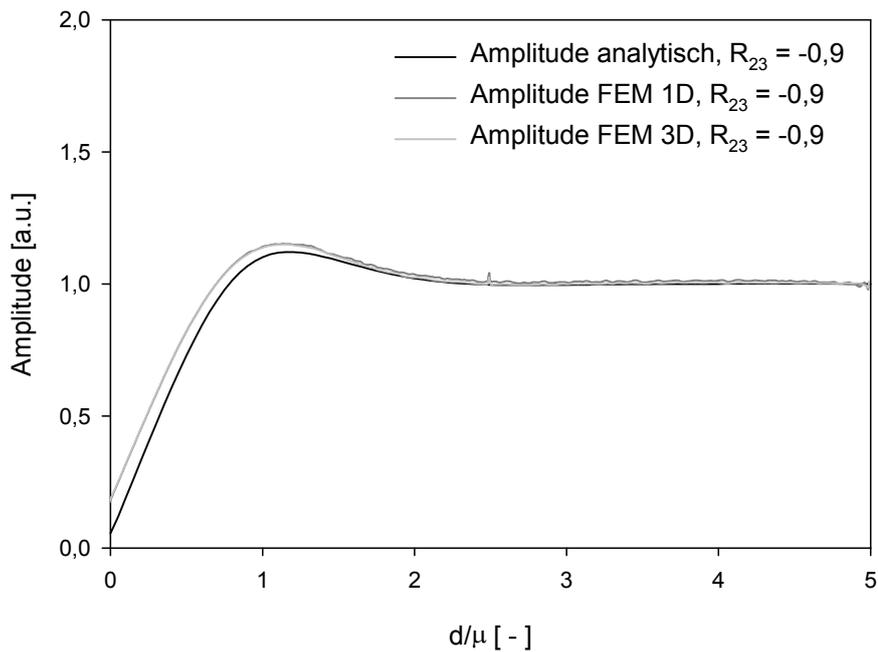


Abbildung 2.34: OLT-Amplitudensignal einer keilförmigen Probe für einen Reflexionskoeffizienten von  $-0,9$ , analytisch ermittelt sowie mittels FEM simuliert.

Entsprechend ist in den Abbildungen 2.43 und 2.44 der Phasen- und der Amplitudenverlauf sowohl der analytischen Lösung als auch der beiden mittels FEM berechneten Signale für einen Reflexionskoeffizienten von  $R_{23} = 0,9$  dargestellt.

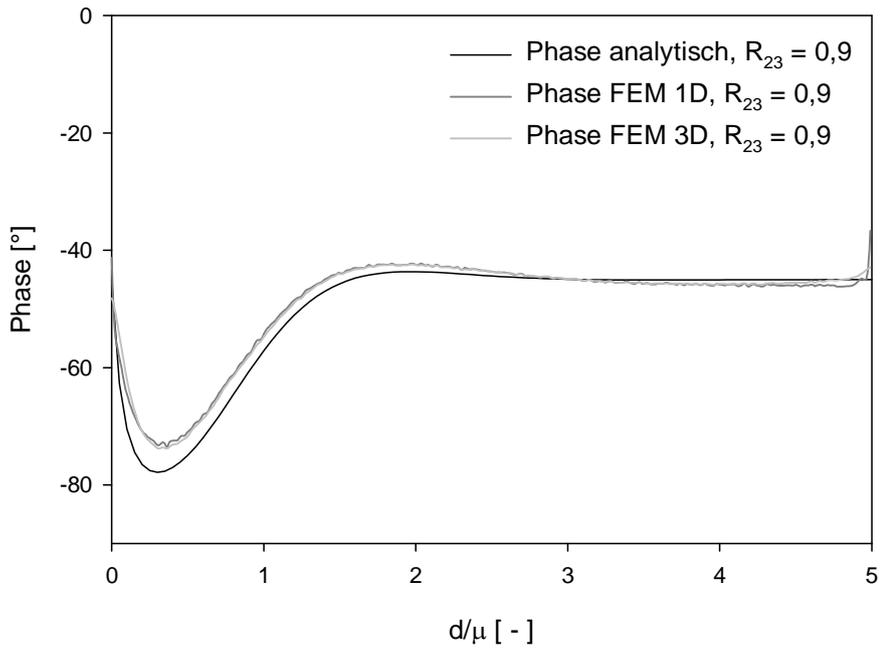


Abbildung 2.35: OLT-Phasensignal einer keilförmigen Probe für einen Reflexionskoeffizienten von 0,9, analytisch ermittelt sowie mittels FEM simuliert.

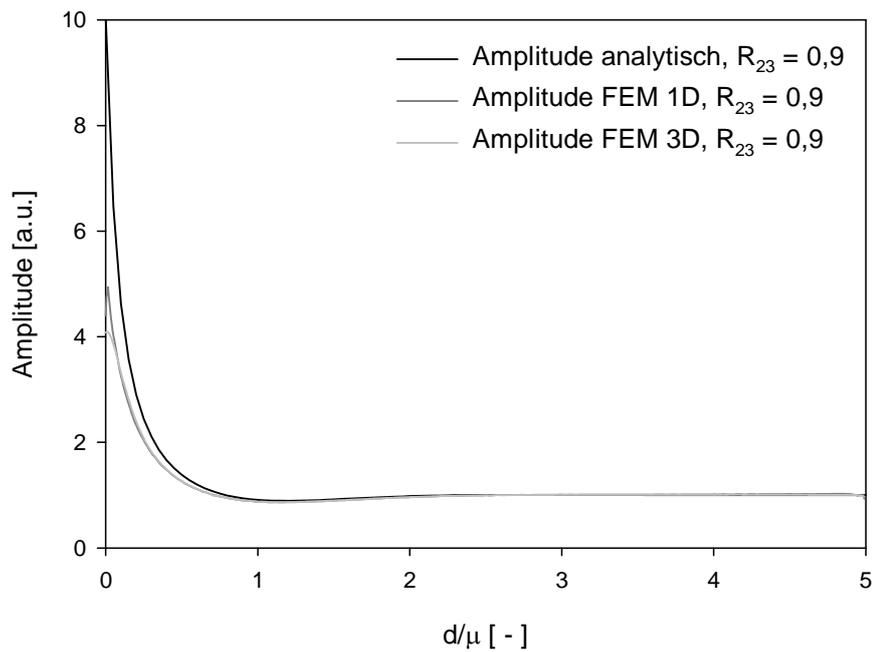


Abbildung 2.36: OLT-Amplitudensignal einer keilförmigen Probe für einen Reflexionskoeffizienten von 0,9, analytisch ermittelt sowie mittels FEM simuliert.

Die Kurven zeigen eine gute Übereinstimmung. Die geringen Differenzen können durch Abweichungen von  $R_{12}$  vom Wert 0,9 stammen. Die FEM bildet die Vorgänge also ausreichend genau ab und ist damit zur Analyse der Verformung bzw. deren Gradienten verwendbar.

### 2.5.5 Verformung unter modulierter Last

Die komplexe Verformung der Objektoberfläche setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: Der out-of-plane-Komponente der thermischen Ausdehnung und der durch die in-plane-Komponente der thermischen Ausdehnung verursachten Biegung. Der erste Effekt tritt immer auf und wurde von Gerhard eingehend untersucht [45]; er wird im Folgenden kurz zusammenfassend betrachtet. Der Biegungsanteil dagegen hängt stark von den Randbedingungen wie z.B. Einspannung, Steifigkeit des Substrates etc. ab (bereits Opsal erkannte die Bedeutung der Randbedingungen für das thermoelastische Antwortsignal bei modulierter Anregung [36]). Bei relativ hochfrequenten punktweise messenden interferometrischen Verfahren war der Biegungsanteil begrenzt, bei den modernen flächig messenden Verfahren (wie der Lockin-ESPI bzw. Lockin-Shearografie) ist er jedoch oft sogar die dominierende Komponente. Daher wurde in der vorliegenden Arbeit versucht, beide Effekte mathematisch zu erfassen und die Ergebnisse durch Messungen zu untermauern.

Die thermische Ausdehnung in out-of-plane-Richtung lässt sich für den Fall eindimensionaler Wärmeleitung und Verformung durch Integration von Gleichung 2.75 über die Schichtdicke  $d$  und Multiplikation mit dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  berechnen [45]:

$$\begin{aligned}
 w_{th}(z, t) &= \alpha_{th} T(z, t) \\
 &= \frac{\alpha_{th} \dot{Q} (1 + R_{12})}{4\lambda\sigma} \int_0^d \frac{e^{-\sigma z} + R_{23} e^{-\sigma(2d-z)}}{1 - R_{12} R_{23} e^{-2\sigma d}} dz \\
 &= \frac{\alpha_{th} \dot{Q} (1 + R_{12})}{4\lambda\sigma^2} \left( \frac{(1 - e^{-\sigma d})(1 + R_{23} e^{-\sigma d})}{1 - R_{12} R_{23} e^{-2\sigma d}} \right). \tag{2.78}
 \end{aligned}$$

Abbildung 2.37 zeigt den Phasenverlauf der out-of-plane-Verformung durch thermische Ausdehnung in Abhängigkeit von der normierten Dicke  $d/\mu$  für verschiedene Reflexionskoeffizienten  $R_{23}$ . Wiederum wurde  $R_{12}$  gleich 0,9 gesetzt.

Der Phasenoffset für thermisch unendlich dicke Körper liegt nun bei  $-90^\circ$ ; anders als bei der OLT, deren Phasenkurven bei wechselnden Vorzeichen von  $R_{23}$  symmetrisch zur  $-45^\circ$ -Linie sind, liegt bei der Phase der Verformung keine Symmetrie mehr vor. Der Dynamikumfang ist größer als bei der OLT. Insbesondere für einen Reflexionskoeffizienten von  $R_{23}$  von  $-0,9$  ergeben sich starke Signaländerungen. Auch hier tritt wieder eine Phasenumkehr auf, allerdings erst bei einer größeren normierten Dicke von ca. 3,2. In diesem Fall liegt also eine deutlich höhere Tiefenreichweite vor als bei der OLT. Bei positiven Reflexionskoeffizienten kommt es nicht zur Phasenumkehr, das Signal ist ab einer normierten Dicke von etwa 2 konstant.

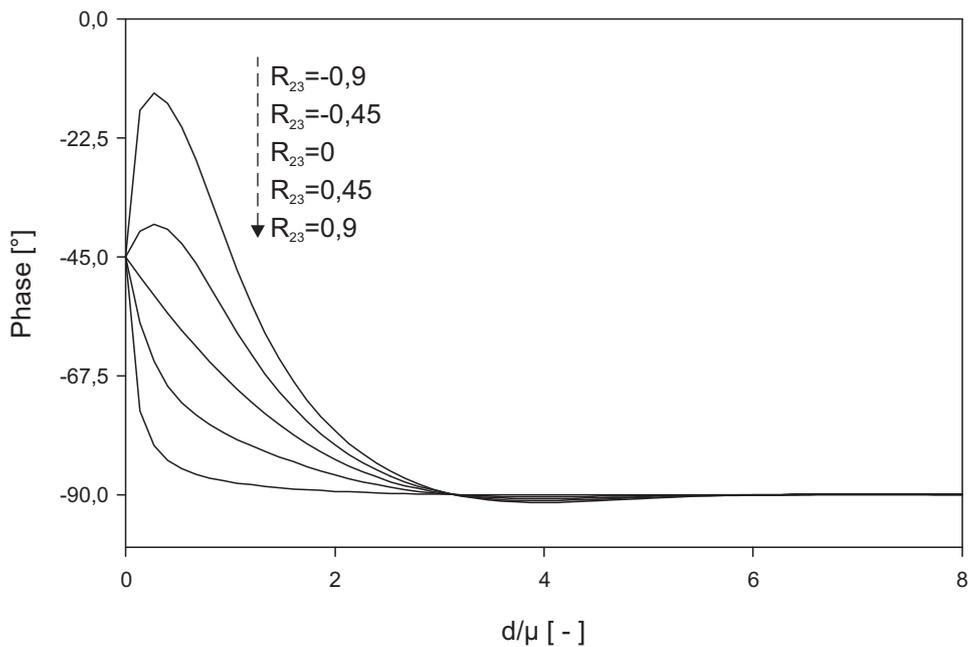


Abbildung 2.37: Phase der thermischen out-of-plane-Ausdehnung bei verschiedenen Reflexionskoeffizienten.

Der Amplitudenverlauf ist in Abbildung 2.38 dargestellt.

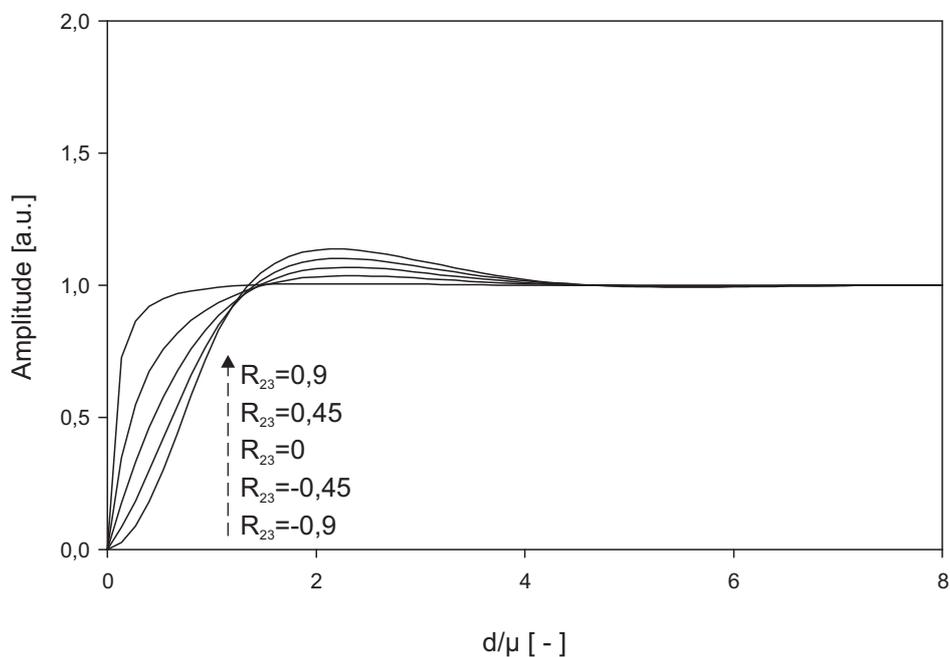


Abbildung 2.38: Amplitude der thermischen out-of-plane-Ausdehnung bei verschiedenen Reflexionskoeffizienten.

Auch hier kommt es bei negativem Reflexionskoeffizient zu einer Signalumkehr, allerdings bereits bei einer normierten Dicke von ca. 1,3. Der Amplitudenverlauf erscheint jedoch ausgeprägter als die Phase, erst ab einer normierten Dicke von über 4 ist die Amplitude konstant.

Der gezeigten thermischen Ausdehnung in out-of-plane-Richtung ist die thermoelastische Biegung der ganzen Probe überlagert. Im Fall einer nicht eingespannten Platte ist die in-plane-Dehnung  $\epsilon$  gegeben durch [75]

$$\epsilon = \frac{z + z_0}{R} \quad (2.79)$$

mit dem Radius  $R$  der neutralen Ebene  $N_{te}$  und dem Abstand  $z_0$  der neutralen Ebenen  $N$  und  $N_{te}$ . Man beachte das Auftreten zweier verschiedener neutraler Ebenen:  $N$  bei rein mechanischer Biegung und  $N_{te}$  bei thermoelastischer Biegung. Der Unterschied ist auch aus Abbildung 2.39 ersichtlich.

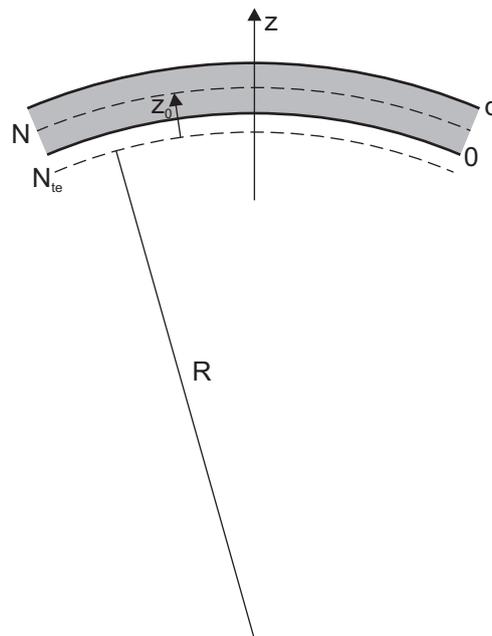


Abbildung 2.39: Thermoelastische Biegung einer dünnen Platte [75].

Der Zusammenhang zwischen Dehnung und Spannung lautet bei Vernachlässigung der Spannung in  $z$ -Richtung

$$\epsilon = \frac{\sigma(1 - \nu)}{E} + \alpha_{th}T(z) \quad (2.80)$$

mit der Dehnung  $\epsilon$ , der Spannung  $\sigma$ , der Querkontraktionszahl  $\nu$ , dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha_{th}$  und der Temperaturverteilung  $T(z)$ .

Mit

$$E' = \frac{E}{1 - \nu} \quad (2.81)$$

folgt daraus für die Spannung

$$\sigma = \alpha_{th} E' T(z, t) + E' \frac{z + z_0}{R}. \quad (2.82)$$

Bei der Berechnung der Plattenbiegung wird bei der Formulierung der Randbedingungen oft angenommen, dass die resultierende Spannung und das resultierende Moment an der Plattenoberfläche verschwinden:

$$\int_0^d \sigma dz = 0 \quad (2.83)$$

$$\int_0^d \sigma z dz = 0. \quad (2.84)$$

Die thermoelastische Spannung  $N_T(z, t)$  und das thermoelastische Biegemoment  $M_T(z, t)$  sind

$$N_T(z, t) = -\alpha_{th} E' \int_0^d T(z, t) dz \quad (2.85)$$

$$M_T(z, t) = -\alpha_{th} E' \int_0^d T(z, t) z dz. \quad (2.86)$$

Unter Verwendung von Gleichung 2.82 ergeben sich die Randbedingungen mit den Gleichungen 2.85 und 2.86 zu

$$N_T(z, t) + \frac{1}{R} \left( \frac{1}{2} E' d^2 + z_0 E' d \right) = 0 \quad (2.87)$$

$$M_T(z, t) + \frac{1}{R} \left( \frac{1}{3} E' d^3 + \frac{1}{2} z_0 E' d^2 \right) = 0. \quad (2.88)$$

Durch Umformen ergeben sich der inverse Biegeradius und der Abstand der beiden neutralen Ebenen  $N$  und  $N_{te}$  zu

$$\frac{1}{R(t)} = -12M_T(z, t) \frac{E'd}{4E'd^3E'd - 3(E'd^2)^2} \quad (2.89)$$

$$R(t) = -E' \frac{d^3}{12M_T(z, t)}. \quad (2.90)$$

Einsetzen der Temperaturverteilung nach Gleichung 2.75 in Gleichung 2.86 ergibt

$$\begin{aligned} M_T(z, t) &= -\alpha_{th}E' \int_0^d T_R(z, t) z dz \\ &= -\frac{\alpha_{th}E'\dot{Q}(1+R_{12})}{4\lambda\sigma} \int_0^d \frac{e^{-\sigma z} + R_{23}e^{-\sigma(2d-z)}}{1 - R_{12}R_{23}e^{-2\sigma d}} z dz \\ &= -\frac{\alpha_{th}E'\dot{Q}(1+R_{12})}{4\lambda\sigma^3} \left( \frac{(1+\sigma d)e^{-\sigma d} - 1 + R_{23}e^{-2\sigma d}((1-\sigma d)e^{\sigma d} - 1)}{1 - R_{12}R_{23}e^{-2\sigma d}} \right). \end{aligned} \quad (2.91)$$

Bei bekanntem  $R(t)$  ist die Durchbiegung einer Platte der Breite  $x = b$  mit einem Sinus-Verlauf annäherbar (Abbildung 2.40).

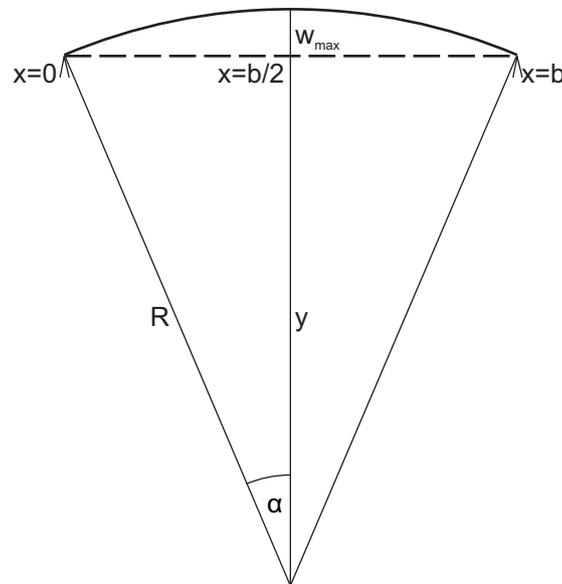


Abbildung 2.40: Out-of-plane-Komponente der Biegung einer dünnen Platte.

Mit den Randbedingungen

$$w(x=0) = 0 \quad (2.92)$$

$$w(x=b) = 0 \quad (2.93)$$

$$\left. \frac{\partial w}{\partial x} \right|_{x=b/2} = 0 \quad (2.94)$$

ergibt sich

$$w(x) = w_{max} \sin \frac{x\pi}{b}. \quad (2.95)$$

Für Polarkoordinaten gilt

$$y = R \cos \alpha \quad (2.96)$$

$$x = R \sin \alpha. \quad (2.97)$$

mit  $x = \frac{b}{2}$  folgt

$$\sin \alpha = \frac{b}{2R}. \quad (2.98)$$

Umformung von Gleichung 2.98 führt zu

$$\cos \alpha = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{2R}\right)^2}. \quad (2.99)$$

Damit ergibt sich

$$w_{max} = R - y = R - R \cos \alpha \quad (2.100)$$

$$= R \left( 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{b}{2R}\right)^2} \right). \quad (2.101)$$

Damit ist die Verformung aufgrund von Biegung im Fall einer dünnen Platte

$$w_B(x, t) = \left( R \left( 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{b}{2R}\right)^2} \right) \right) \sin \frac{x\pi}{b}. \quad (2.102)$$

Abbildung 2.41 zeigt den Verlauf von Phase und Amplitude der out-of-plane-Verformung aufgrund von Biegung in Abhängigkeit von der normierten Dicke  $d/\mu$  und einer Probenkoordinate  $x$  für die Reflexionskoeffizienten  $R_{23} = 0,9$  und  $R_{23} = -0,9$  bei verschiedenen Anregungsamplituden.

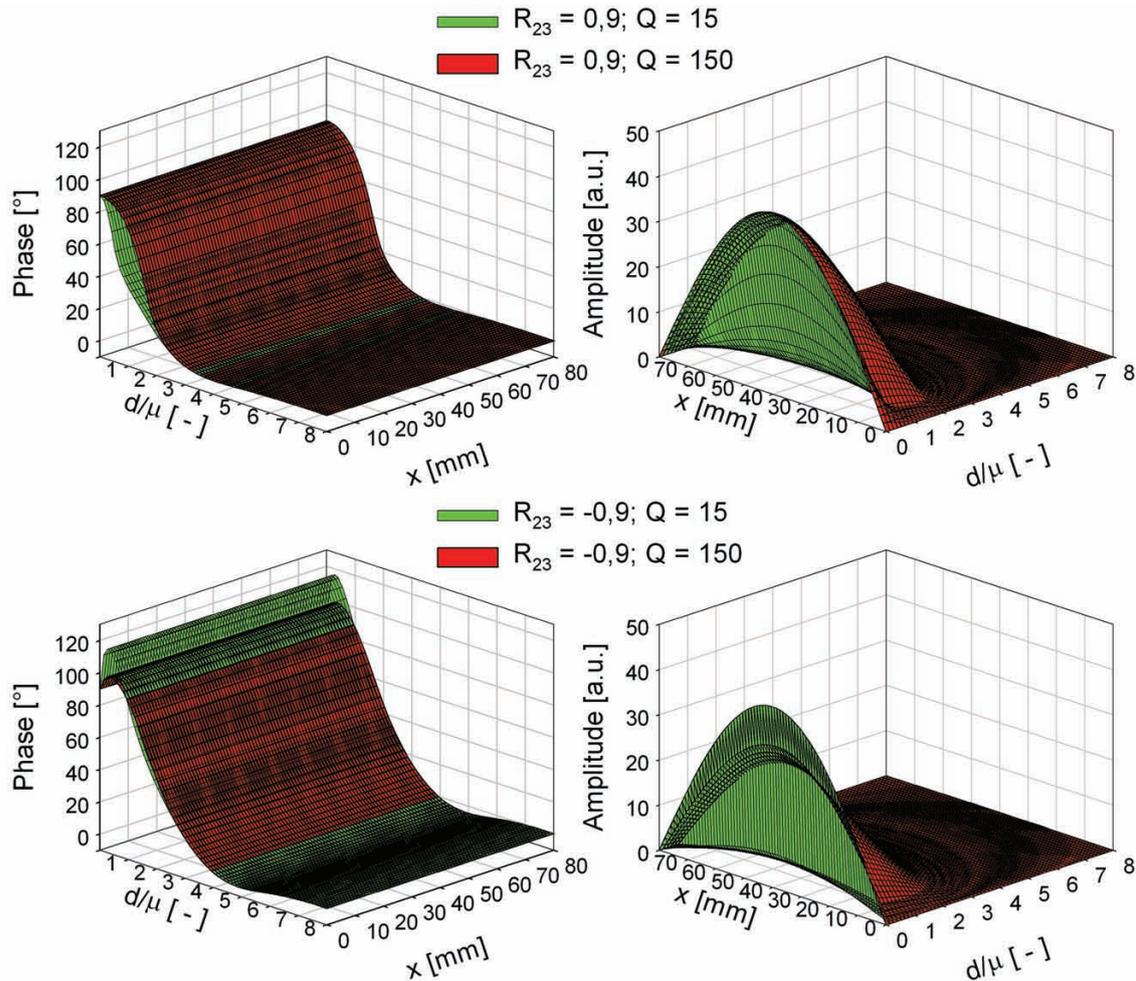


Abbildung 2.41: Phase und Amplitude (links bzw. rechts) der out-of-plane-Komponente der Biegung einer Platte bei einem Reflexionskoeffizienten  $R_{23}$  von 0,9 (oben) und  $-0,9$  (unten).

Die Amplitude ist für thermisch dicke Platten jeweils sehr gering. Die Phase beginnt bei  $R_{23} = 0,9$  bei sehr geringen Dicken bei  $90^\circ$ , hat bei einer normierten Dicke von ca. 4 ein leicht negatives Minimum und erreicht ab einer normierten Dicke von ca. 6 einen konstanten Wert von  $0^\circ$ . Für  $R_{23} = -0,9$  steigt die Phase zunächst an, fällt bis auf  $-5^\circ$  bei einer normierten Dicke von 5 und wird ab einer normierten Dicke von 7 konstant  $0^\circ$ . Im Gegensatz zur Phase der thermischen Ausdehnung ist die Phase der thermoelastischen Biegung amplitudenabhängig.

Die Gesamtverformung ergibt sich aus den beiden Anteilen zu

$$w(x, z, t) = w_{th}(z, t) + w_B(x, t). \quad (2.103)$$

Abbildung 2.42 zeigt Phase und Amplitude der komplexen Überlagerung von thermischer out-of-plane-Ausdehnung und thermoelastischer Biegung in Abhängigkeit von der normierten Dicke  $d/\mu$  und einer Probenkoordinate  $x$  für die Reflexionskoeffizienten  $R_{23} = 0,9$  und  $R_{23} = -0,9$  bei verschiedenen Anregungsamplituden.

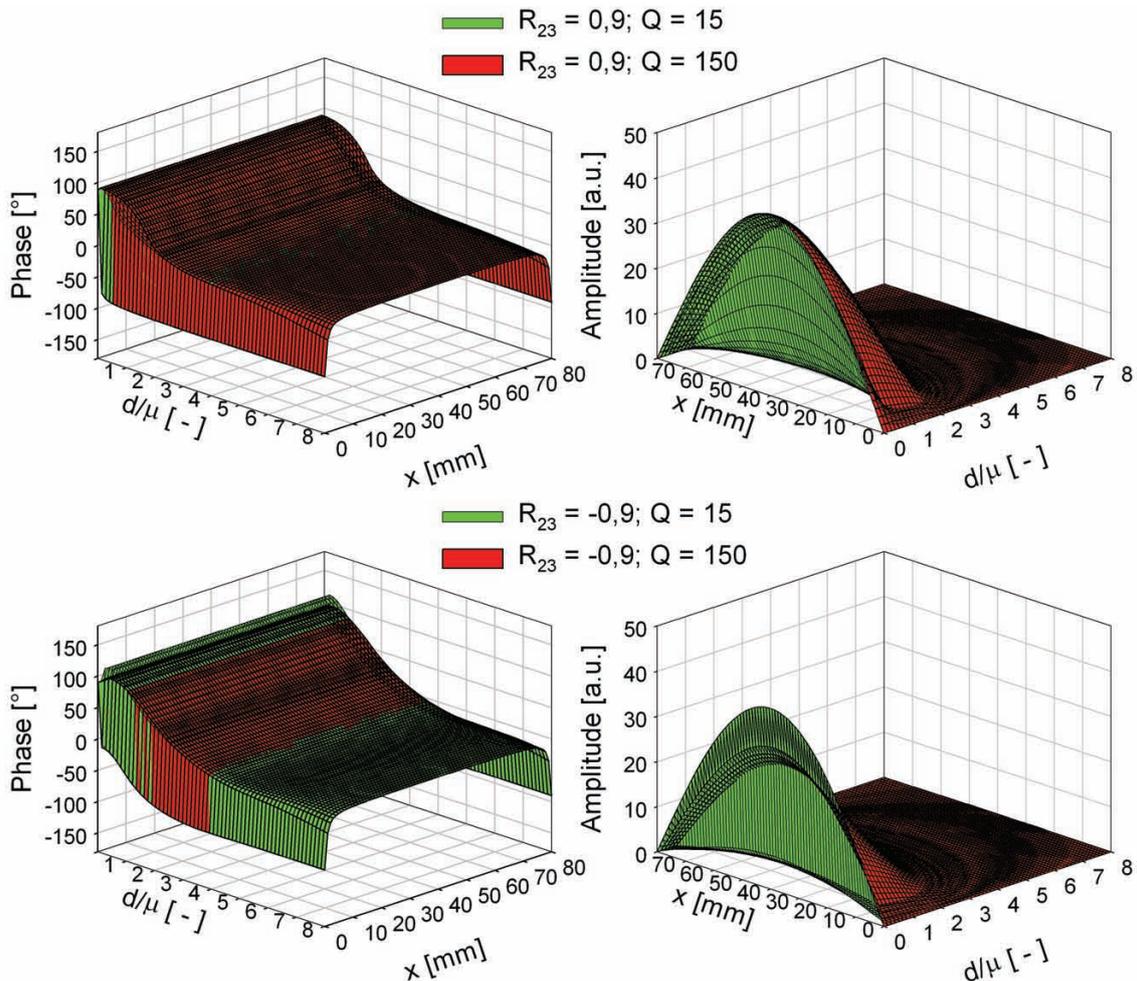


Abbildung 2.42: Phase und Amplitude (links bzw. rechts) der out-of-plane-Komponente der Gesamtverformung einer Platte bei einem Reflexionskoeffizienten  $R_{23}$  von 0,9 (oben) und  $-0,9$  (unten).

Auch hier zeigt sich die Amplitudenabhängigkeit der Phase. An den Probenrändern kommt es zu einer Phasendifferenz von  $90^\circ$ , da die Biegung hier gleich null wird. Wiederum erscheinen die Signaländerungen bei einem negativen Reflexionskoeffizienten ausgeprägter als bei einem positiven Reflexionskoeffizienten.

Nach Gleichung 2.25 misst die Shearografie den Gradienten der out-of-plane-Verformung in Scherrichtung, z.B.  $x$ :

$$\begin{aligned}\Delta\varphi_x &= \frac{4\pi\delta x}{\lambda} \frac{\partial w}{\partial x} \approx \frac{4\pi\delta x}{\lambda} \frac{\delta w}{\delta x} \\ &= \frac{4\pi\delta x}{\lambda} \frac{w_{x_2} - w_{x_1}}{x_2 - x_1}.\end{aligned}\quad (2.104)$$

Die Gradientenbildung der in Abbildung 2.42 gezeigten Gesamtverformung liefert für einen Reflexionskoeffizienten  $R_{23} = -0,9$  die in den Abbildungen 2.43 und 2.44 dargestellten Phasen- bzw. Amplitudenverläufe. Zum Vergleich sind auch die Ergebnisse der FEM-Simulation mit eindimensionalem und dreidimensionalem Wärmefluss dargestellt.

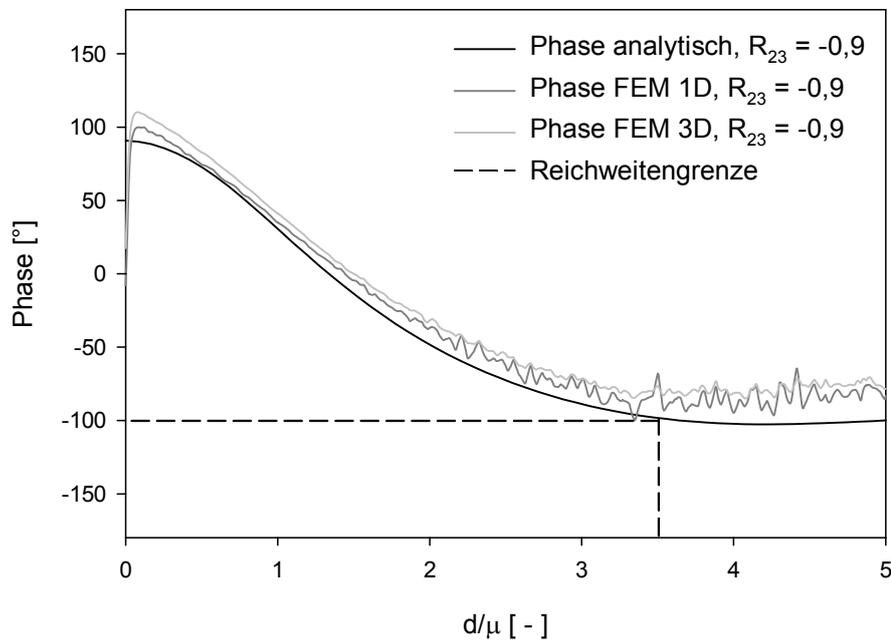


Abbildung 2.43: OLS-Phasensignal einer keilförmigen Probe für einen Reflexionskoeffizienten von  $-0,9$ , analytisch ermittelt sowie mittels FEM simuliert.

Die Phasenkurven stimmen sehr gut überein. Die Phase verläuft insgesamt über  $180^\circ$ . In der Simulation ist der Verlauf ab einer normierten Dicke von ca. 2 mit einer Art Rauschen behaftet. Ab diesem Bereich ist der Verformungsgradient im Zeitverlauf nahezu null, die Phase nähme dann zufällige Werte an. Um dies zu verhindern, wurde zusätzlich eine minimale Modulation überlagert. Die Phase ist ab einer normierten Dicke von ca. 3,5 konstant.

Der Amplitudenverlauf zeigt deutliche Unterschiede, die vermutlich auf die erwähnte geringe überlagerte Modulation zurückzuführen sind. Die Tiefenreichweite der Amplitude entspricht in etwa der der Phase. Dies bestätigt die Ergebnisse von Gerhard [45], der die Tiefenreichweite

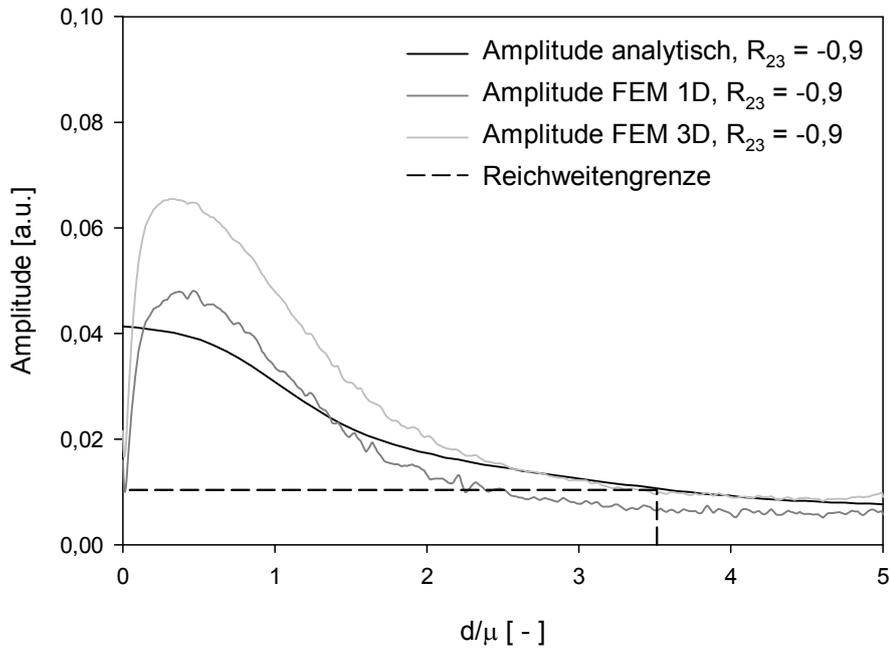


Abbildung 2.44: OLS-Amplitudensignal einer keilförmigen Probe für einen Reflexionskoeffizienten von  $-0,9$ , analytisch ermittelt sowie mittels FEM simuliert.

der Amplitude auf innere thermisch induzierte Spannungen zurückführte, die von Geometrie und Steifigkeit des Objektes abhängen (bei Punktmessungen an sehr steifen Objekten ist die Tiefenreichweite der Amplitude deutlich geringer als die der Phase [36, 76]).

Die Abbildungen 2.43 und 2.44 zeigen die entsprechenden Phasen- und Amplitudenverläufe für  $R_{23} = 0,9$ .

Die Übereinstimmung der Phasenkurven ist bei geringen Dicken sehr gut. Ab einer normierten Dicke zwischen  $1 - 2$  kommt es jedoch zu deutlichen Abweichungen. Die Tiefenreichweite ist auf eine normierte Dicke von maximal  $2$  begrenzt.

Die Amplitudenverläufe stimmen in etwa überein, wobei die Simulation bei sehr geringen Dicken geringere Amplituden zeigt als die analytische Lösung, und auch bei großen Dicken liegen die Kurven der Simulation unterhalb der analytischen Lösung. Hier zeigt sich wieder der Einfluss von Geometrie und Steifigkeit des Prüfobjektes auf die Amplitude.

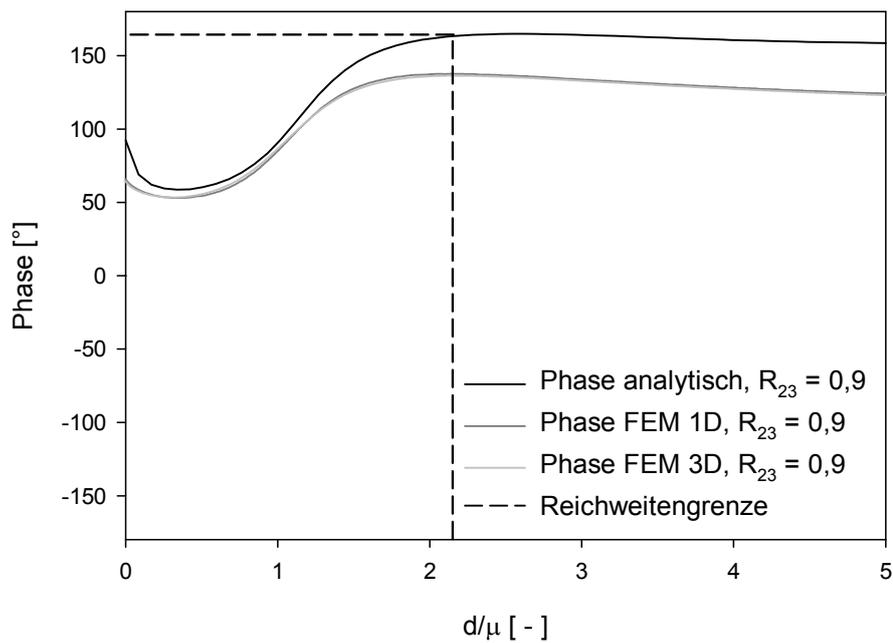


Abbildung 2.45: OLS-Phasensignal einer keilförmigen Probe für einen Reflexionskoeffizienten von 0,9, analytisch ermittelt sowie mittels FEM simuliert.

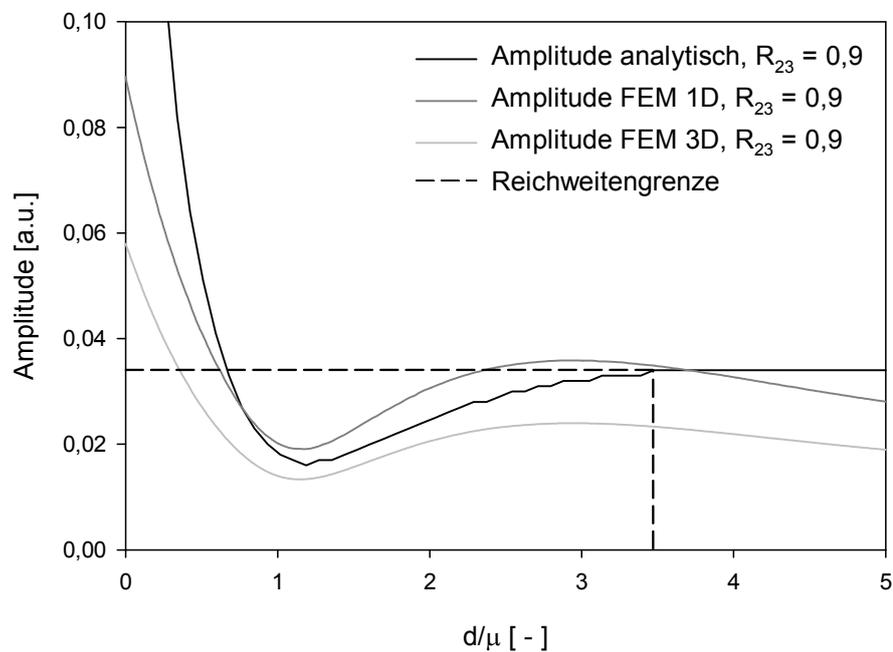


Abbildung 2.46: OLS-Amplitudensignal einer keilförmigen Probe für einen Reflexionskoeffizienten von 0,9, analytisch ermittelt sowie mittels FEM simuliert.

Zur Überprüfung der berechneten Signale wurden Messungen an zwei verschiedenen Proben durchgeführt. Für den Fall eines Reflexionskoeffizienten  $R_{23} = -0,9$  wurde ein Epoxidkeil auf einem Aluminiumsubstrat gegossen und mit OLT und OLS jeweils bei einer Anregungsfrequenz von  $0,1\text{ Hz}$  untersucht. Die Phasen- und Amplitudenbilder sind in Abbildung 2.47 dargestellt. Die Abbildungen 2.48 und 2.49 zeigen die Phasen- und Amplitudenverläufe der OLT bzw. der OLS entlang der in Abbildung 2.47 gezeigten Linien.

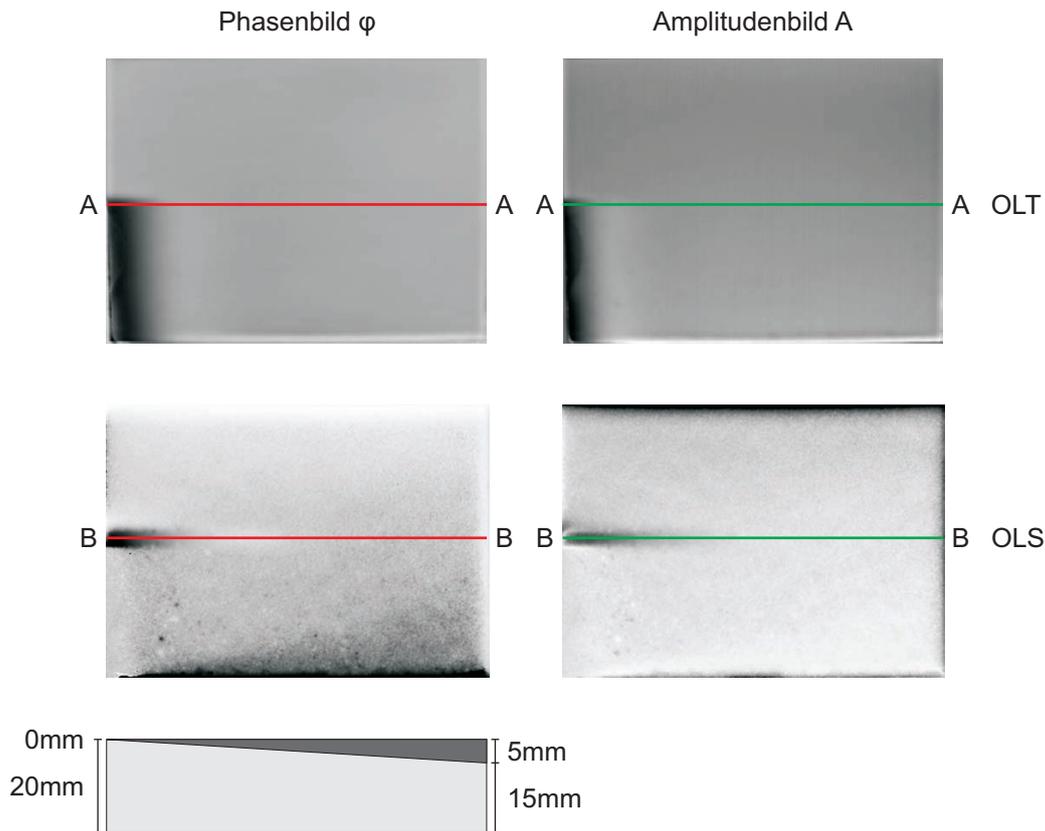


Abbildung 2.47: Vergleich von OLT (oben) und OLS (unten) an einem Epoxidkeil auf Aluminiumsubstrat bei einer Lockin-Frequenz von  $0,1\text{ Hz}$ : links Phase, rechts Amplitude.

In den OLT-Bildern ist deutlich die größere Tiefenreichweite der Phase im Vergleich zur Amplitude erkennbar. Auch die höhere Tiefenreichweite der OLS gegenüber der OLT wird deutlich. Phase und Amplitude der OLS haben bei diesem Reflexionskoeffizienten eine sehr ähnliche Tiefenreichweite. Die Verläufe zeigen eine gute Übereinstimmung mit den analytisch bzw. mittels FEM berechneten Kurven.

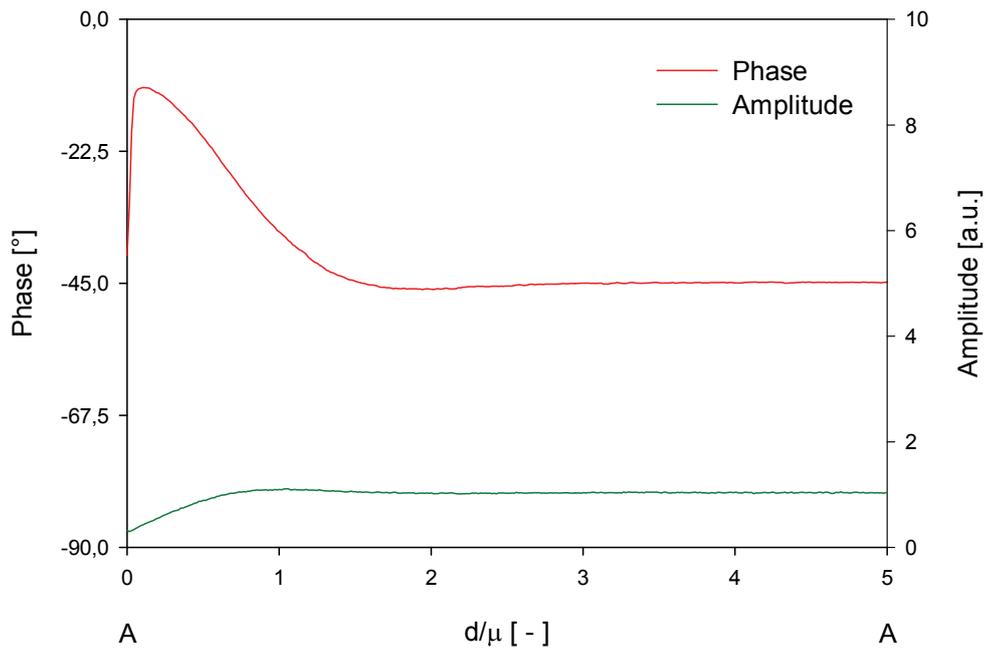


Abbildung 2.48: Phasen- und Amplitudenverlauf einer OLT-Messung an einem Epoxidkeil mit Aluminiumsubstrat.

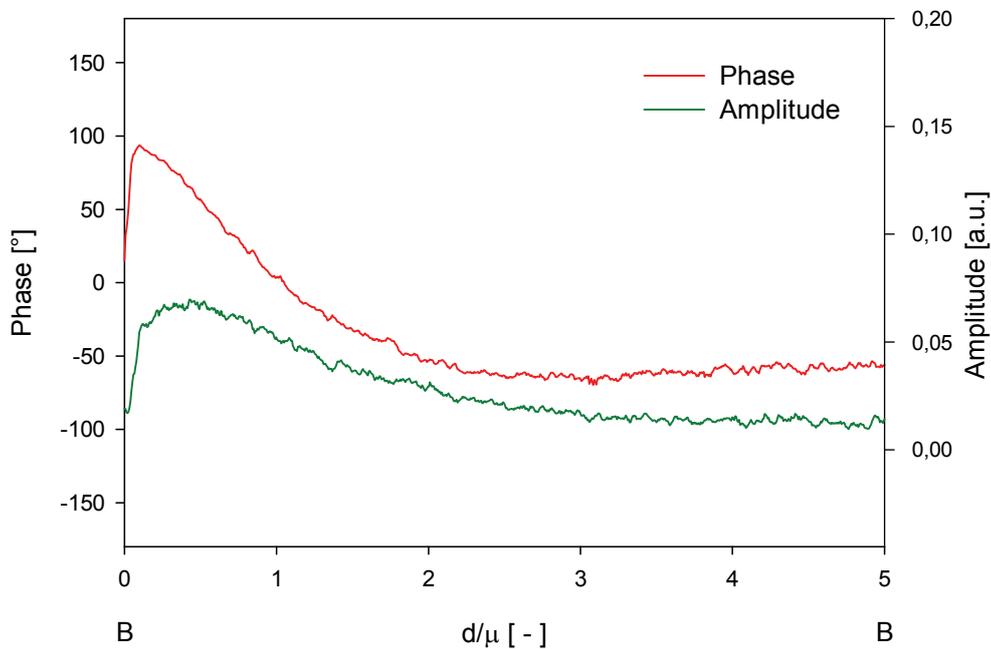


Abbildung 2.49: Phasen- und Amplitudenverlauf einer OLS-Messung an einem Epoxidkeil mit Aluminiumsubstrat.

Die Überprüfung der Daten im Fall eines Reflexionskoeffizienten von  $R_{23} = 0,9$  erfolgt anhand eines Epoxidkeils ohne Substrat. Die Phasen- und Amplitudenbilder der OLT- und OLS-Messungen sind in Abbildung 2.50 dargestellt. Die Phasen- und Amplitudenverläufe entlang der Linien sind in den Abbildungen 2.51 und 2.52 gezeigt.

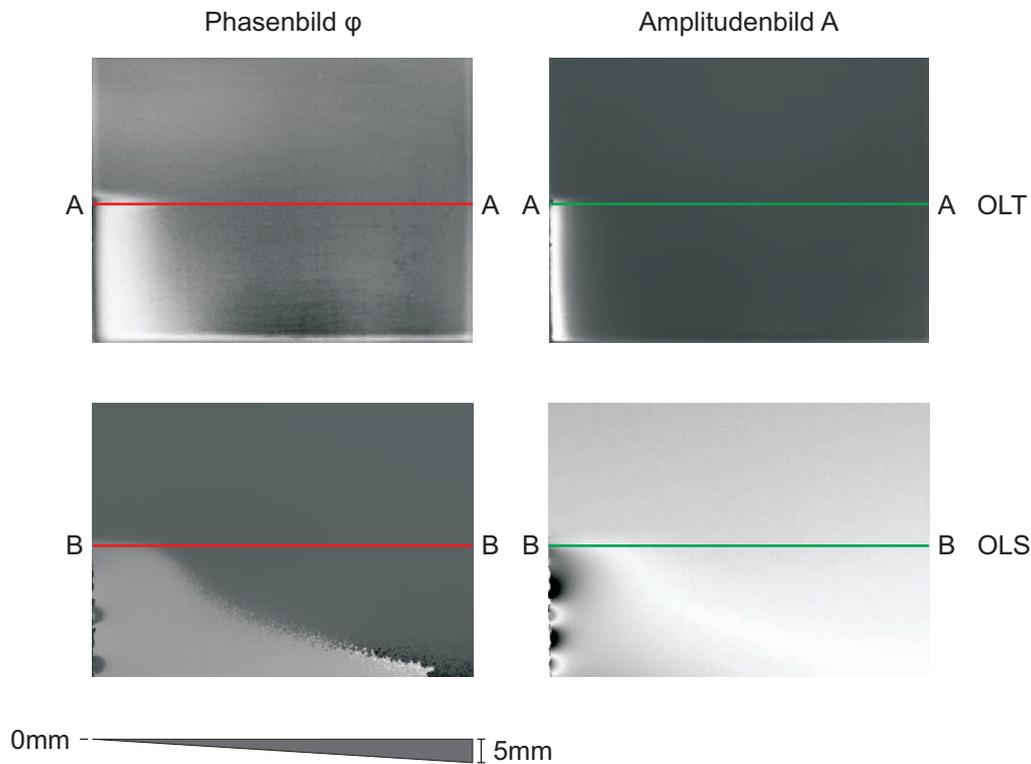


Abbildung 2.50: Vergleich von OLT (oben) und OLS (unten) an einem Epoxidkeil ohne Substrat bei einer Lockin-Frequenz von  $0,1 \text{ Hz}$ : links Phase, rechts Amplitude.

Wiederum zeigt sich bei der OLT die höhere Tiefenreichweite der Phase gegenüber der Amplitude. Die OLS weist bzgl. der Phase keine größere Tiefenreichweite auf, die Amplitude dagegen schon: Während die Phase nur bis zu einer normierten Dicke von ca.  $1,5$  eine Änderung erfährt, ist die Amplitude erst ab ca.  $2,5$  konstant.

Anhand der oben gezeigten dünnen Epoxidprobe zeigt sich ein Problem, das bei fast allen Lockin-Shearografie-Messungen auftritt. Bei beidseitig eingespannten Prüfobjekten ist ebenso wie bei auf mehreren Punkten gelagerten Proben der durch die Biegung erzeugte Verformungsgradient in einer Hälfte der Probe positiv, in der anderen Hälfte dagegen negativ, wie in der Skizze in Abbildung 2.53 dargestellt (nur im Fall von einseitig eingespannten Proben erzeugt die Biegung keine gegenphasige Verformung).

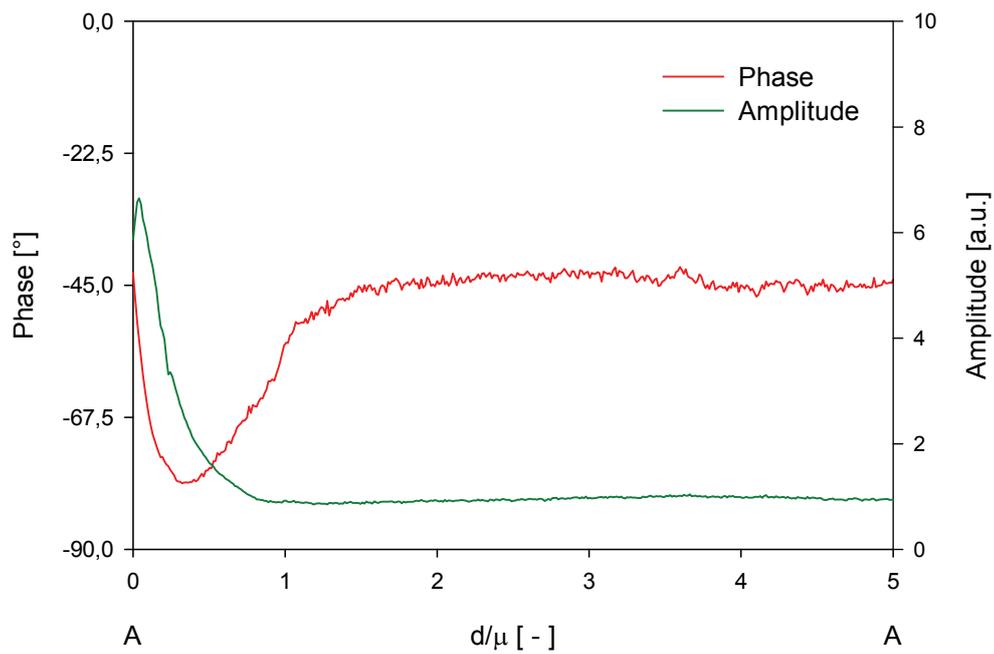


Abbildung 2.51: Phasen- und Amplitudenverlauf einer OLT-Messung an einem Epoxidkeil ohne Substrat.

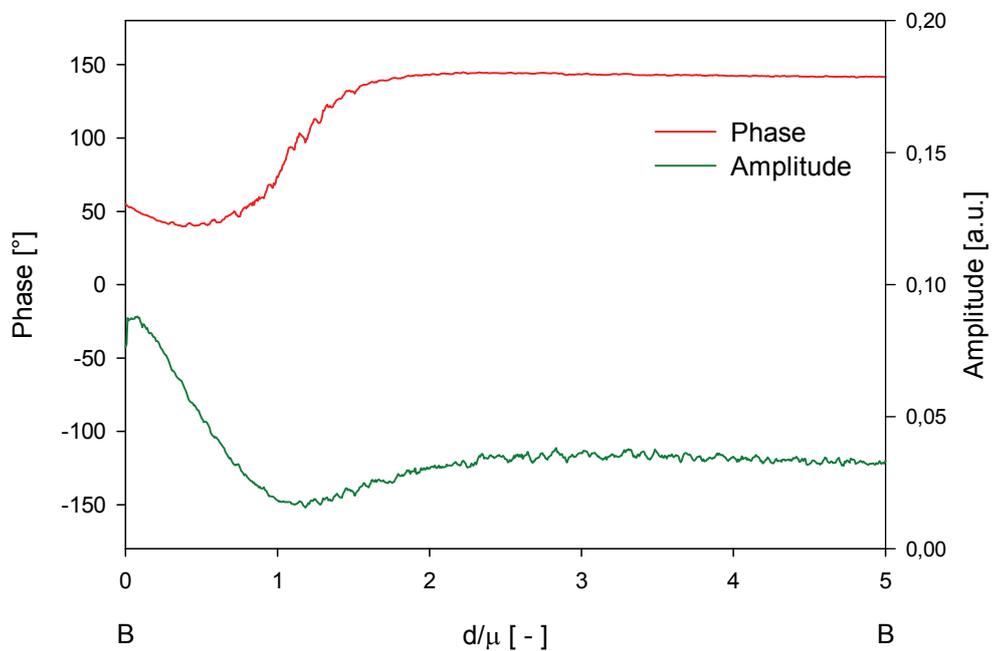


Abbildung 2.52: Phasen- und Amplitudenverlauf einer OLS-Messung an einem Epoxidkeil ohne Substrat.

Bei einer modulierten Anregung führt dies zu einer Phasenverschiebung um  $180^\circ$  zwischen beiden Bereichen und zu einer Linie mit Amplitude null (Abbildung 2.53 oben). Durch diesen nicht demodulierbaren Phasensprung sind die durch Defekte verursachten Phasenänderungen nicht mehr erkennbar.

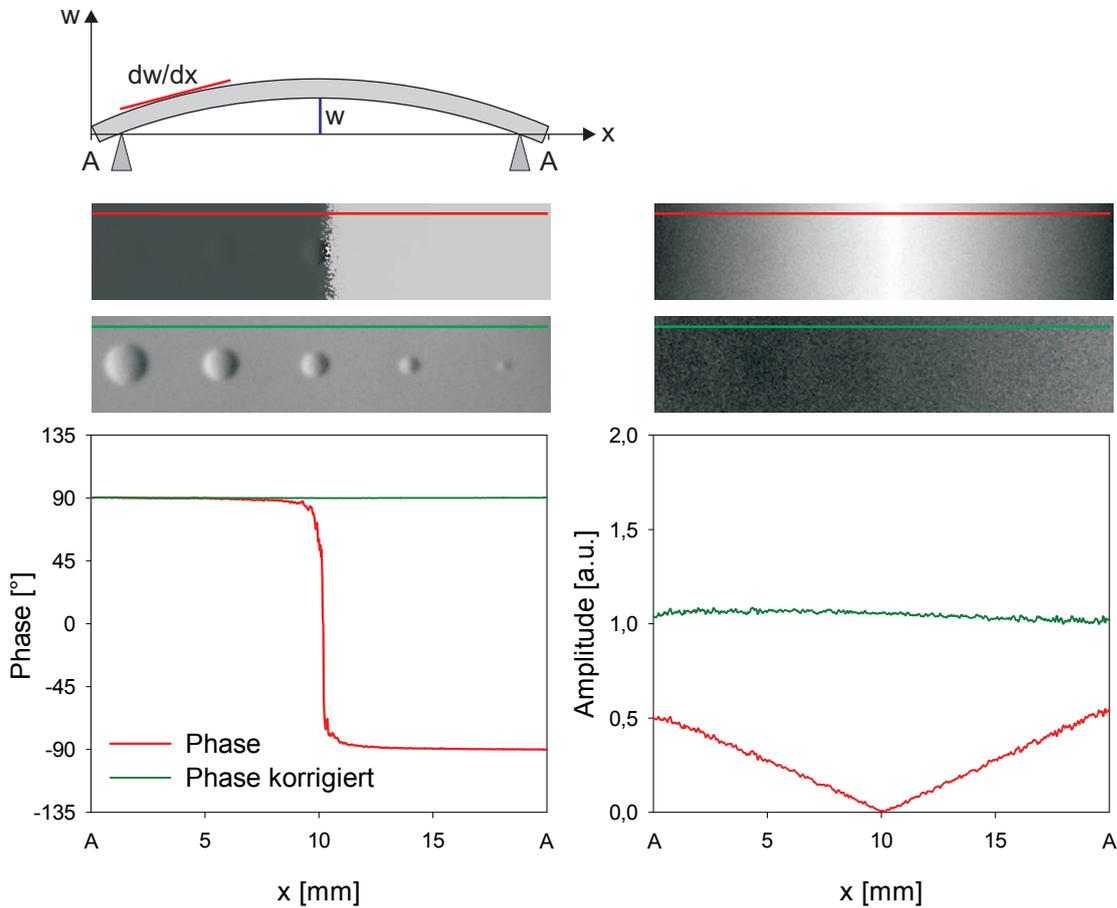


Abbildung 2.53: Eingeschränkter Dynamikbereich durch Phasensprung (oben); erhöhter Defekt-  
kontrast durch komplexe Überlagerung mit gegenphasigem Verformungsgradienten  
(unten).

Dieser nicht demodulierbare Phasensprung könnte durch eine Art Hintergrundsubtraktion vermieden werden. Allerdings hätte dies den Effekt, dass die Amplitude in den intakten Bereichen der Probe null würde, wodurch die Phase zufällige Werte annähme. Stattdessen erfolgt in Anlehnung an die Arbeit von Gerhard [45] eine Addition: Auf den komplexen Verformungsgradienten  $dw/dx$  (in Abbildung 2.54 rot dargestellt) wird ein gegenphasiger, virtueller Verformungsgradient  $dw/dx_{virtuell}$  addiert. Auf diese Weise liegt überall eine gleichmäßige, hohe Modulation vor (grün dargestellter Verformungsgradient in Abbildung 2.54). Im Phasenbild treten dann keine gegenphasigen Bereiche mehr auf. Allerdings sind nach dieser Korrektur keine quantitativen Aussagen über die Phasenwinkel mehr möglich. Im Ge-

gensatz zu der Gerhard'schen komplexen Überlagerung mit einer konstant hohen Modulation ist der bei der Lockin-Shearografie überlagerte virtuelle Verformungsgradient jedoch nicht konstant, sondern in Scherrichtung linear steigend bzw. fallend.

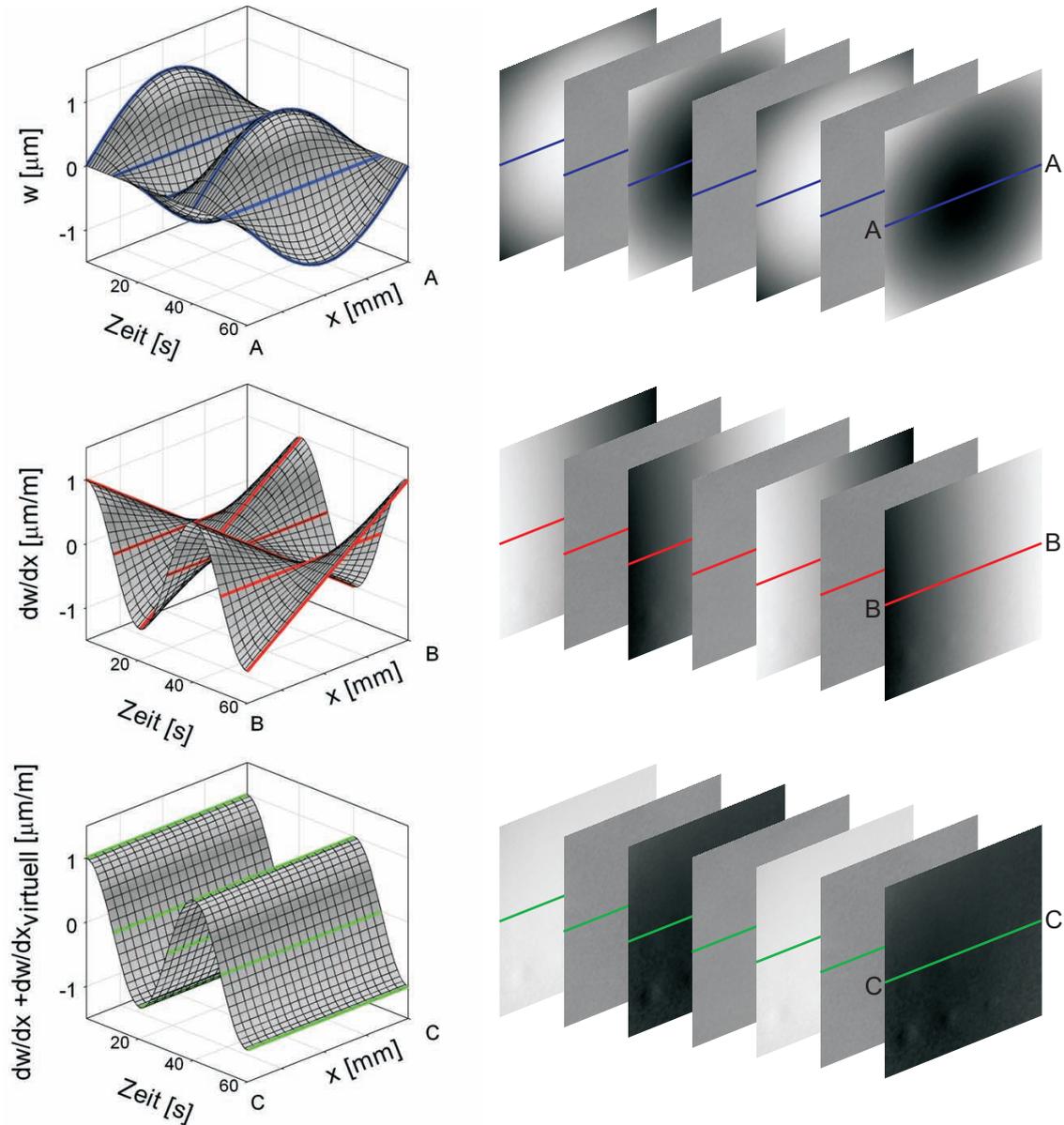


Abbildung 2.54: Oben: zeitlicher Verlauf der out-of-plane-Verformung  $w$  (blau) bei modulierter Anregung (links), extrahiert aus dem ESPI-Bilderstapel (rechts). Mitte: entsprechender Verlauf des Verformungsgradienten  $dw/dx$  (rot) bei gleicher Anregung, gewonnen aus Shearografie-Bilderstapel (rechts). Unten: Zeitlicher Verlauf des Verformungsgradienten  $dw/dx$  nach komplexer Überlagerung mit  $dw/dx_{virtuell}$ , ermittelt aus neu berechnetem Shearografie-Bilderstapel mit gleichmäßig hoher Modulation (rechts).



# 3 Messsystem

Dieses Kapitel beschreibt die Komponenten des Messsystems.

## 3.1 Sensor

Der optische Aufbau des Shearografiesensors basiert auf den Arbeiten von Pfister [77]. Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau.

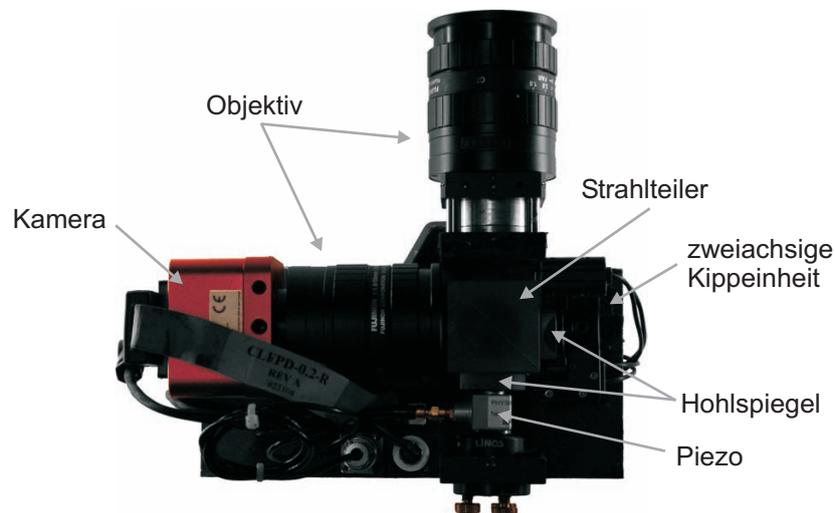


Abbildung 3.1: Shearografie-Sensor mit modifiziertem Michelson-Aufbau.

Es handelt sich um einen modifizierten Michelson-Aufbau, mit dem durch Verkippung eines der beiden Hohlspiegel die Scherung flexibel einstellbar ist. Die Phasenschiebung erfolgt durch Translation des zweiten Hohlspiegels mittels eines Piezos. Es kommen Megapixel-Messobjektive der HF- bzw. CF-Reihe von Fujinon sowie sphärische Hohlspiegel zum Einsatz. Eine Photonfocus CMOS-Kamera MV-D1024E-160-CL12 mit 12 bit Dynamik, bis zu 1 Megapixel Auflösung und CameraLink-Schnittstelle dient als Detektor. Da Anregung und Messung bei den dynamischen Shearografieverfahren simultan erfolgen müssen, ist ein auf die jeweils verwendete Laserwellenlänge abgestimmter Interferenzfilter erforderlich, der das zur optischen Anregung verwendete Licht sowie das Umgebungslicht filtert.

## 3.2 Kohärente Beleuchtung

Für die Messungen standen zwei Laserquellen zur Verfügung: Ein Array aus mehreren Laserdiodenmodulen und ein Festkörperlaser.

### 3.2.1 Laserdiodenarray

Aufgrund der geringen Wegdifferenz zwischen den interferierenden Wellenfeldern ist für die Shearografie keine große Kohärenzlänge erforderlich. Daher eignen sich zur Beleuchtung auch vergleichsweise einfache und daher günstige Laserdioden. Für größere Messfelder können mehrere Laserdioden kombiniert werden, wie von [53] gezeigt. Dabei überlappen sich die von verschiedenen Dioden ausgeleuchteten Bereiche.

Die für diese Arbeit gebauten Laserdiodenmodule (Abbildung 3.2) basieren auf der Hitachi HL6535MG AlGaInP Laserdiode mit  $90\text{ mW}$  elektrischer Leistung bei  $658\text{ nm}$  Wellenlänge [78]. Als Konstantstromquelle dienen Roithner EU-37 Treiber. Die Stromversorgung erfolgt über RJ45-Kabel und -Buchsen. Aufgrund der hohen Empfindlichkeit gegenüber statischer Aufladung sind die Dioden elektrisch vom Gehäuse isoliert, ein thermisch guter Kontakt wird über eine Wärmeleitfolie erreicht.

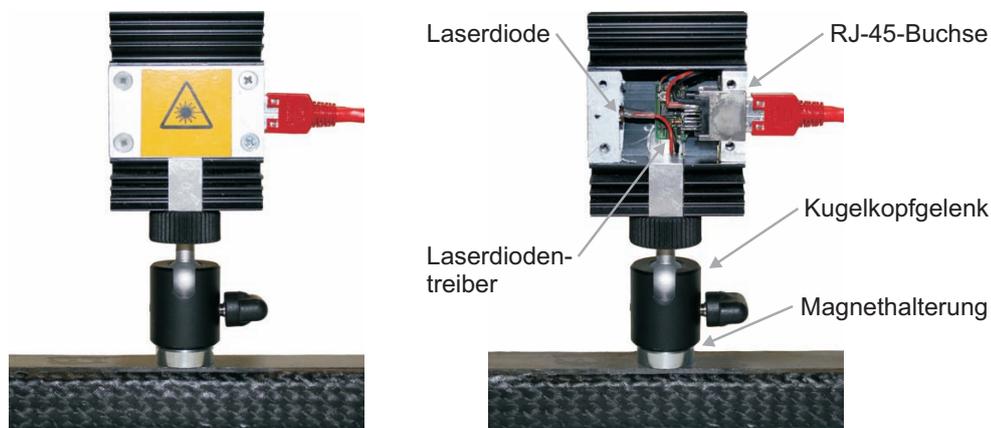


Abbildung 3.2: Laserdiodenmodul mit eingebautem Treiber, Kugelpfingergelenk und magnetischer Halterung.

Jedes Modul besitzt ein Kugelpfingergelenk mit einem Magneten. So können bis zu 16 Module sehr flexibel an den geflochtenen CFK-Auslegern mit Airex-Schaumkern und eingelegten Eisenbändern befestigt werden, wodurch das Array schnell und einfach an verschiedene Messsituationen angepasst werden kann (Abbildung 3.3). So ist eine homogene Ausleuchtung mit konstantem Sensitivitätsvektor möglich. Das ganze Array ist um  $45^\circ$  drehbar. Dadurch kann das System für Messungen auf einem Stativ in einer Kreuzanordnung positioniert werden,

wodurch eine homogene optische Anregung nahe an der optischen Achse möglich ist, ohne die Diodenmodule direkt zu erwärmen. Für eine Verwendung auf dem Messtisch ist aus geometrischen Gründen eine X-Anordnung vorteilhafter. Das Diodenarray kann schnell vom Sensor abgebaut und samt Diodenmodulen im Flightcase geschützt verstaut werden.

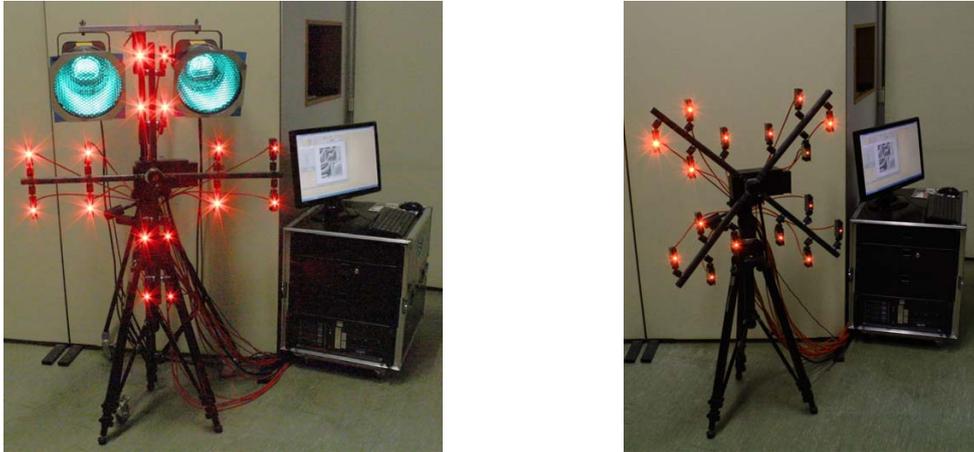


Abbildung 3.3: Laserdiodenarray in verschiedenen Positionen.

### Strahlhomogenisierung

Laserdioden besitzen ein gaussförmiges Strahlprofil, was insbesondere bei „nichtkooperativen“ (d.h. glänzenden/spiegelnden) Oberflächen eine sehr inhomogene Ausleuchtung zur Folge hat. Zur Strahlhomogenisierung wurden verschiedene optische Elemente getestet, wobei eine kostengünstige Lösung angestrebt wurde. Abbildung 3.4 zeigt den verwendeten Aufbau.

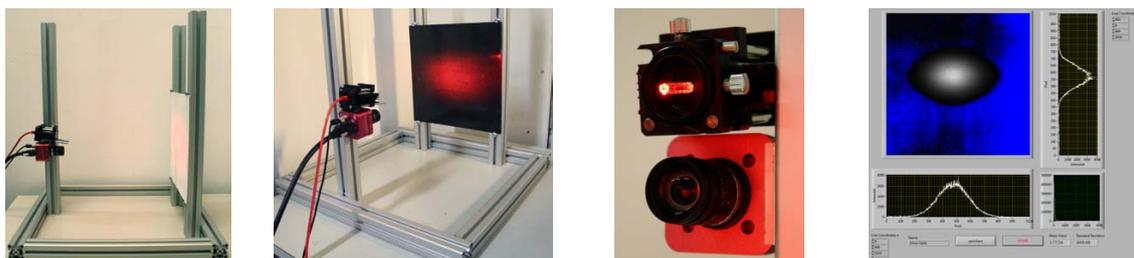


Abbildung 3.4: Aufbau und Auswertesoftware zur Untersuchung der Auswirkungen verschiedener optischer Elemente auf das Strahlprofil.

Untersucht wurden folgende optische Elemente: Streuscheiben der Körnung 120, 220, 600 und 1500; Hexagonal Light Pipes mit 2 und 4 mm Durchmesser und jeweils 25 mm Länge; Microlensarrays: Fly's Eye Condenser 5 x 5 mm, 250  $\mu\text{m}$  Pitch, 750  $\mu\text{m}$  ROC, 5° Divergenz;

Fly's Eye Condenser  $5 \times 5 \text{ mm}$ ,  $354 \mu\text{m}$  Pitch,  $370 \mu\text{m}$  ROC,  $14^\circ$  Divergenz; Microlens Array  $5 \times 5 \text{ mm}$ ,  $250 \mu\text{m}$  Pitch,  $177 \mu\text{m}$  ROC,  $18^\circ$  Divergenz. Insgesamt wurden 63 Konfigurationen untersucht, wobei die verschiedenen Elemente in mehreren Abständen, mit und ohne kurzbrennweitige Linse, in verschiedenen Orientierungen (horizontal, vertikal oder beides simultan) sowie in diversen Kombinationen jeweils an einer sehr diffus streuenden Oberfläche (mit weißem Kreidespray behandelt) und an einer stark glänzenden CFK-Oberfläche getestet wurden. Abbildung 3.5 zeigt exemplarisch die wichtigsten Ergebnisse.

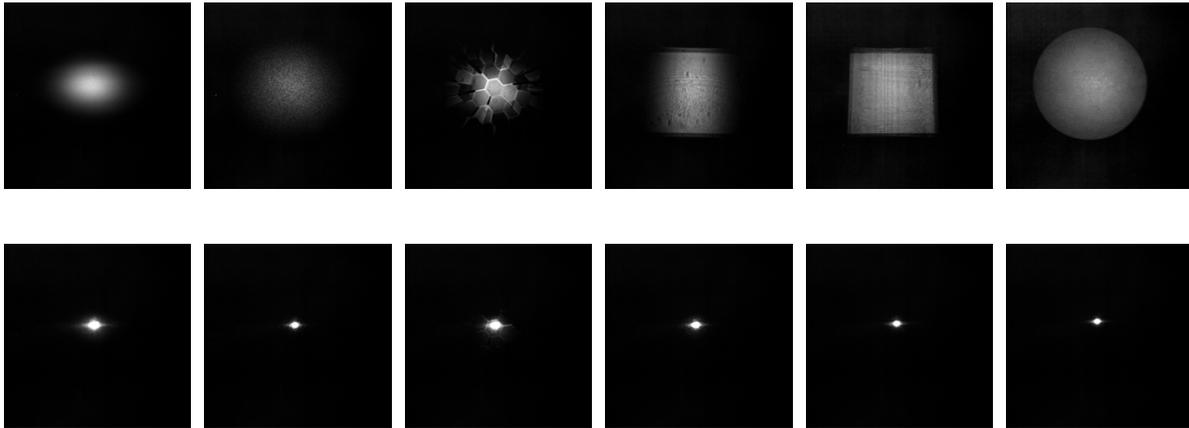


Abbildung 3.5: Strahlprofil der Laserdiodenmodule mit verschiedenen optischen Elementen, gemessen auf einer gut streuenden Oberfläche (oben) und auf glänzendem CFK (unten). V.l.n.r.: ohne Optik; Streuscheibe Körnung 120; Hexagonal Light Pipe  $2 \text{ mm}$ ; Fly's Eye Condenser  $14^\circ$  horizontal; 2x Fly's Eye Condenser  $14^\circ$ , gekreuzt; Microlensarray.

Das Strahlprofil eines Laserdiodenmoduls mit verschiedenen optischen Elementen jeweils für eine gut streuende Oberfläche und für glänzendes CFK ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

Bei der gut streuenden Oberfläche erscheint ohne Optik die für Laserdioden typische gaussförmige Intensitätsverteilung. Das überlagerte „Rauschen“ stammt von dem Specklemuster. Streuscheiben sorgen zwar für eine gewisse Homogenisierung, allerdings geht dabei viel Intensität verloren. Mit einem Fly's Eye Condenser kann die Energie entlang einer Achse gleichmäßig verteilt werden, so dass sich nahezu ein Flattop-Profil ergibt. Mit einem zweiten, orthogonal liegenden Fly's Eye Condenser lässt sich ein solches Flattop in einem quadratischen Bereich erzeugen. Ein Microlensarray mit einem hexagonalen Muster von Linsen mit runder Apertur erzeugt ein kreisförmiges Flattop. Durch die Umverteilung der Energie wird ein Überlaufen des Detektors vermieden und eine homogene Ausleuchtung gewährleistet. Für maximale Transmission muss der Divergenzwinkel der Fly's Eye Condenser bzw. Microlensarrays mindestens der maximalen Divergenz der Laserdiode entsprechen.

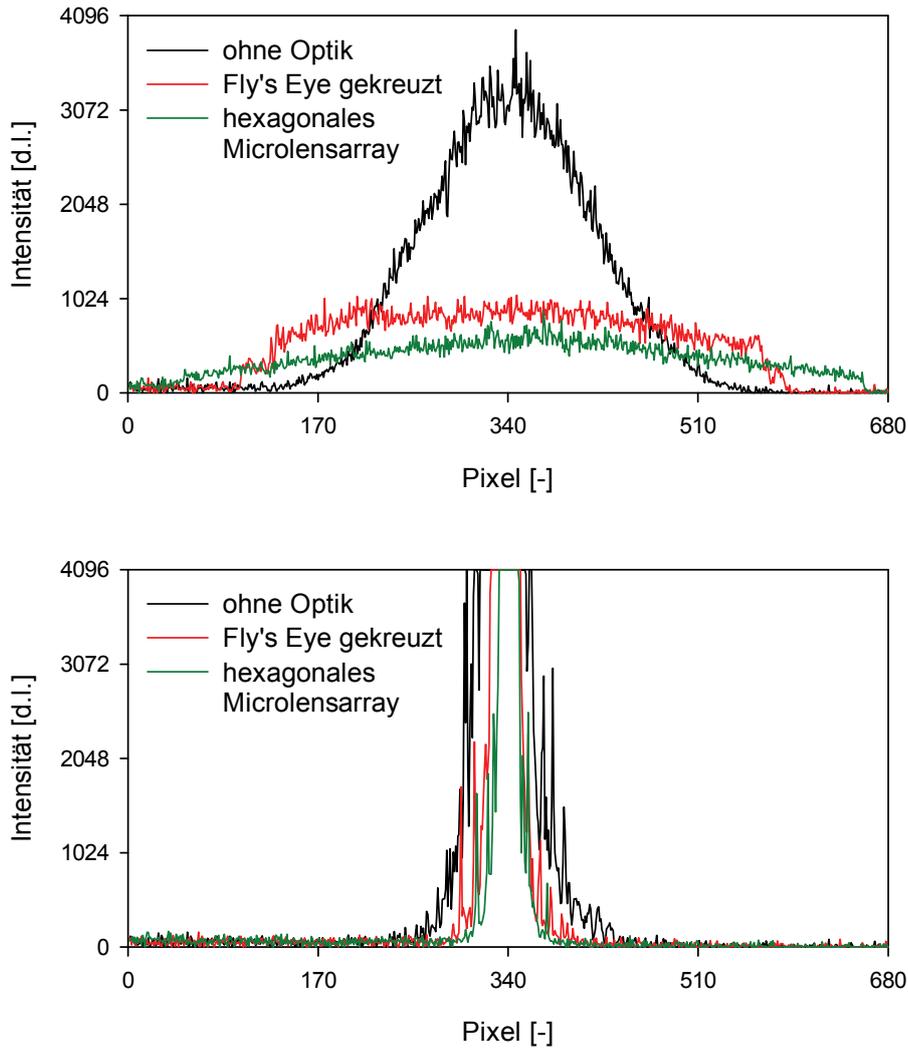


Abbildung 3.6: Schnitte durch das Strahlprofil mit verschiedenen optischen Elementen bei einer gut streuenden Oberfläche (oben) und glänzendem CFK (unten).

Bei der glänzenden CFK-Oberfläche kommt es trotz der Homogenisierung noch immer zum Überlaufen des Detektors.

### Temperaturregelung

Durch Temperaturänderungen hervorgerufene Laser-Wellenlängenänderungen erfolgen bei Laserdioden sprunghaft. Solche Sprünge dürfen bei Lockin-Messungen während der gesamten Messdauer nicht auftreten, was insbesondere bei Untersuchungen innerhalb der Messkammer oder außerhalb geschlossener Räume nur mit einer Temperaturregelung erreichbar ist. Zur Untersuchung der Temperaturstabilität verschiedener Konfigurationen wurde ein geeigneter Aufbau realisiert (Abbildung 3.7).

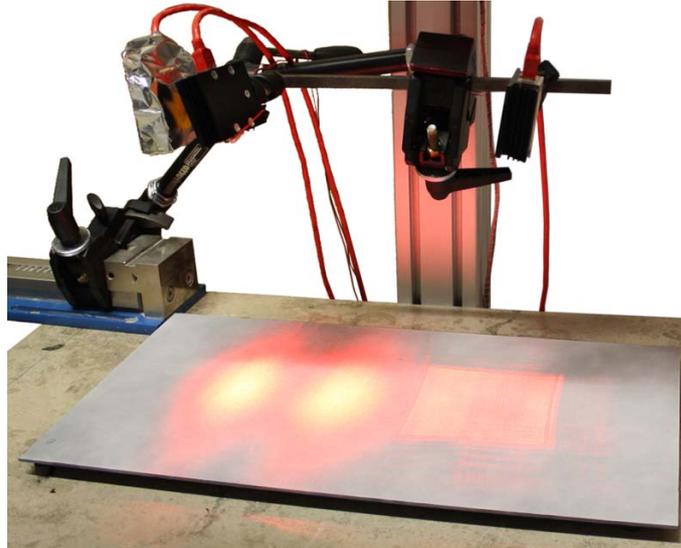


Abbildung 3.7: Messaufbau zur Untersuchung der Temperaturregelung.

In diesem Aufbau befinden sich links und in der Mitte Laserdiodenmodule ohne Temperaturregelung, wobei das linke Modul noch zusätzlich mit Aluminiumfolie vor Streulicht der Anregungslampen geschützt wurde. Rechts ist ein Laserdiodenmodul mit einer thermoelektrischen Temperaturregelung. Außerdem ist dieses Modul mit einem der im letzten Abschnitt vorgestellten Microlensarrays ausgerüstet, wodurch ein quadratischer Bereich mit homogener Ausleuchtung erzeugt wird.

In Abbildung 3.8 sind in der oberen Reihe Shearogramme einer Lockin-Sequenz bei  $0,025\text{ Hz}$  zu verschiedenen Zeiten dargestellt, darunter die entsprechenden Shearogramme nach einer zeitlichen Demodulation.

Das Messobjekt ist eine CFK-Platte mit gleichmäßiger Dicke, so dass stets ein gleichmäßiges Streifenmuster ohne Streifenversatz o.ä. zu erwarten ist. Dies ist jedoch nur zu Beginn der Messung der Fall. Bereits nach kurzer Zeit ( $90\text{ s}$ ) ändert sich die Wellenlänge der mittleren Diode, wodurch ein Streifenversatz auftritt, der eine lokal niedrigere Verformung vortäuscht. Etwas später (nach  $150\text{ s}$ ) tritt auch bei der vor Streulicht geschützten Diode eine sprunghafte Änderung auf, was kurz darauf (nach  $170\text{ s}$ ) zu einem sehr ähnlichen Streifenverlauf wie bei der mittleren Diode führt. Das Streifenmuster der temperaturgeregelten Diode auf der rechten Seite bleibt dagegen unverändert. Wie aus der mittleren Zeile von Abbildung 3.8 ersichtlich zeigt die demodulierten Bilder dieser Sequenz. Durch die sprunghaften Phasenänderungen kommt es zu Fehlern bei der Demodulation (Abbildung 3.8, mittlere Reihe). Diese Fehler sind auch im Lockin-Phasenbild sichtbar (Abbildung 3.8 unten).

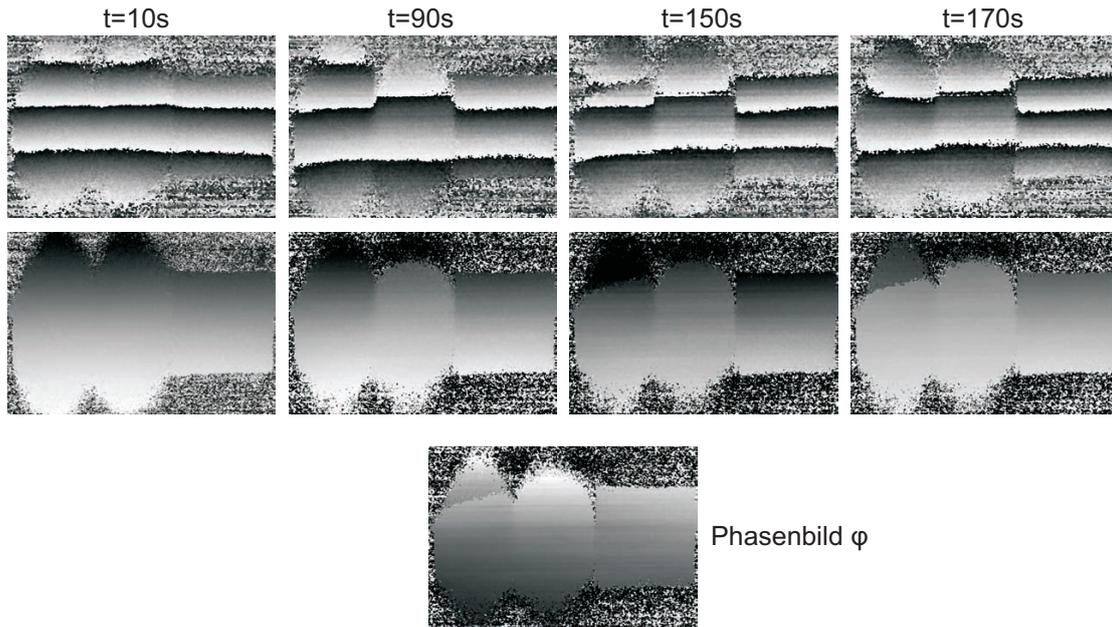


Abbildung 3.8: Vergleich mehrerer Laserdiodenmodule mit und ohne Temperaturregelung: Shearogramme aus einer  $0,025\text{ Hz}$ -Lockinsequenz zu verschiedenen Zeitpunkten (oben), demodulierte Shearogramme derselben Zeitpunkte (Mitte), Lockin-Phasenbild (unten).

### 3.2.2 Festkörperlaser

Für die Untersuchung zeitlich schneller Veränderungen des Messobjektes, wie sie etwa bei Puls-Shearografie auftreten, ist eine hohe Bildwiederholrate erforderlich, was wiederum eine hohe Laserintensität bedingt. Die Laserquelle sollte außerdem sehr stabil sein, also z.B. nicht von einer Blitzlampe zu Modensprüngen angeregt werden. Aus diesem Grund wurde ein Festkörperlaser Coherent Verdi V5 mit  $5\text{ W}$  optischer Leistung und  $532\text{ nm}$  Wellenlänge in die Messkammer integriert. Der Laserstrahl wird in einem Aluminiumrohr gekapselt über mehrere Umlenkspiegel in die Mitte des Messtisches gelenkt, dort mittels eines Mikroskopobjektives aufgeweitet und exakt senkrecht auf die Probe gestrahlt (Abbildung 3.9). Die hohe Laserleistung des Verdi V5 ermöglicht Bildwiederholraten von bis zu  $200\text{ Hz}$  (entsprechend  $50\text{ Hz}$  Phasenbildrate), erfordert jedoch entsprechende Laserschutzmaßnahmen und schränkt die Mobilität des Systems ein.

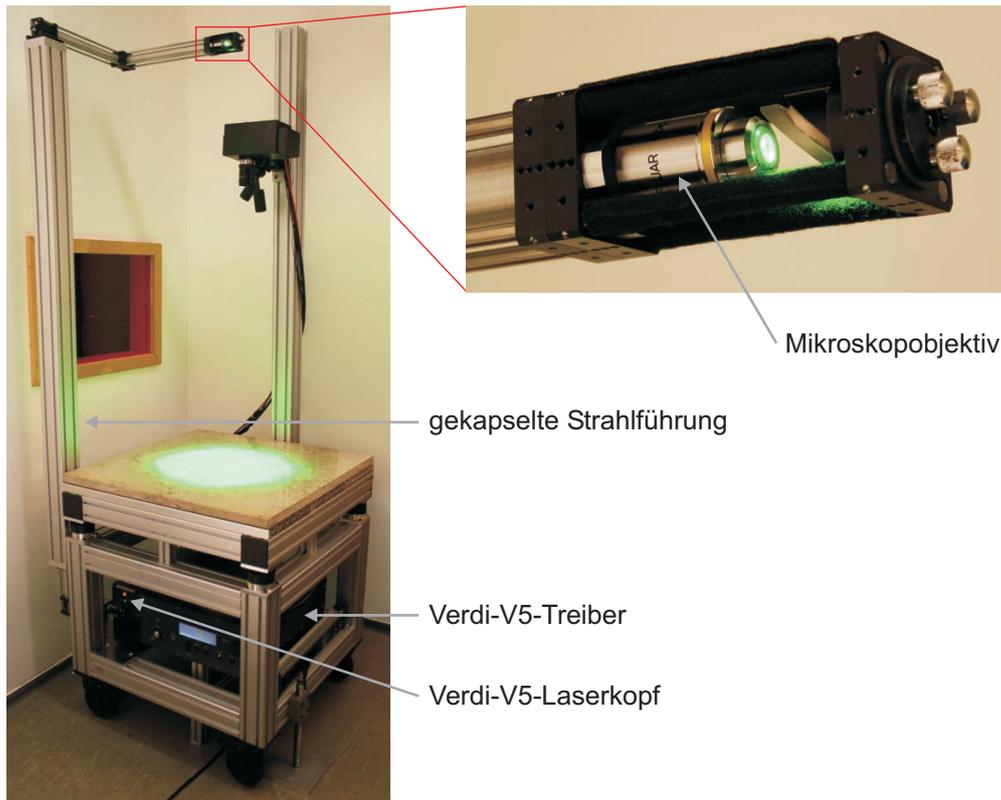


Abbildung 3.9: Messaufbau mit Festkörperlaser Verdi V5 (unter Messtisch) und gekapseltem kollimiertem Strahl (links), Strahlaufweitung oberhalb des Probenisches mittels Mikroskopobjektiv (vergrößerter Ausschnitt rechts).

### 3.3 Anregung

Im Folgenden werden verschiedene Arten der Bauteilanregung vorgestellt und ihre Vor- und Nachteile erörtert.

#### 3.3.1 Optische Anregung

##### Halogenstrahler

Die ursprünglichen PAR-64-Halogenstrahler mit 500W erzeugen eine für Shearografie zu schwache, inhomogene Beleuchtung. Ein stärkerer Bühnenstrahler Quadro-2000 mit 2 kW elektrischer Leistung, Fresnellinse und Blendensystem verbesserte die Beleuchtung hinsichtlich Leistung und Homogenität der Ausleuchtung. Allerdings ist die thermische Trägheit der Glühwendel zu groß, um zeitliche Vorgänge zu untersuchen. Als optimal erwiesen sich die Hedler HT19s Strahler mit drei 650 W Leuchtmitteln (Abbildung 3.10). Eine homogenere Ausleuchtung ist mit MaxiSun 240 Reflektoren möglich.



Abbildung 3.10: V.l.n.r.: Halogenstrahler PAR-64, Quadro-2000, Hedler HT19s mit Reflektor MaxiSun 240 und Streulichtfilter, jeweils mit Lee-Filter.

Um eine Erwärmung der Laserdioden durch Streulicht zu reduzieren, kommen Honeycomb Profilux Streulichtfilter zum Einsatz (Abbildung 3.11).



Abbildung 3.11: Ausleuchtung ohne (links) und mit Streulichtfilter (rechts).

Die Lampen werden je nach verwendeter Laserwellenlänge mit den Lee-Filtern HT141 (bright blue) für  $658\text{ nm}$  (Laserdiodenmodule Hitachi HL6535MG) bzw. 135 deep golden amber für  $532\text{ nm}$  (Coherent Verdi V5) ausgestattet (Spektrum siehe Abbildung 3.12).



Abbildung 3.12: Spektrum einer Wolframglühwendel bei  $3300\text{ K}$  (links, berechnet) sowie Transmissionspektren der Lee-Filter HT141 und 135 (Mitte und rechts, [79]).

Da diese Filter auf Absorption beruhen, kommt es nach einiger Zeit zu Alterung. Dichroitische Glasfilter wären langlebiger, haben sich jedoch nicht bewährt, da die transmittierte Wellenlänge vom Einstrahlwinkel abhängt, der durch die große räumliche Ausdehnung der drei Leuchtmittel deutlich variiert.

Die HT19s besitzen Lüfter, die den Leuchtmitteln von der Rückseite aus Kühlluft zuführen. Die warme Abluft würde bei dieser Konfiguration die Probe ungleichmäßig erwärmen und

zum Schwingen anregen sowie die optische Weglänge verfälschen. Daher wird die Kühlluft nun von vorne angesaugt, was jedoch Lüfter mit erheblich größerem Luftdurchsatz erfordert. Je nach Innentemperatur werden Pabst Lüfter 3212 JH4 - 92 mm mit einem Luftdurchsatz von  $280 \text{ m}^3/\text{h}$  durch den Original-Temperaturfühler in Kombination mit einem Halbleiter-Lastrelais CMX60D10 zu- bzw. abgeschaltet.

Die thermische Trägheit der Glühwendeln ist am Einschwingverhalten deutlich erkennbar. Abbildung 3.13 zeigt dies am Beispiel eines PAR 64-Strahlers.

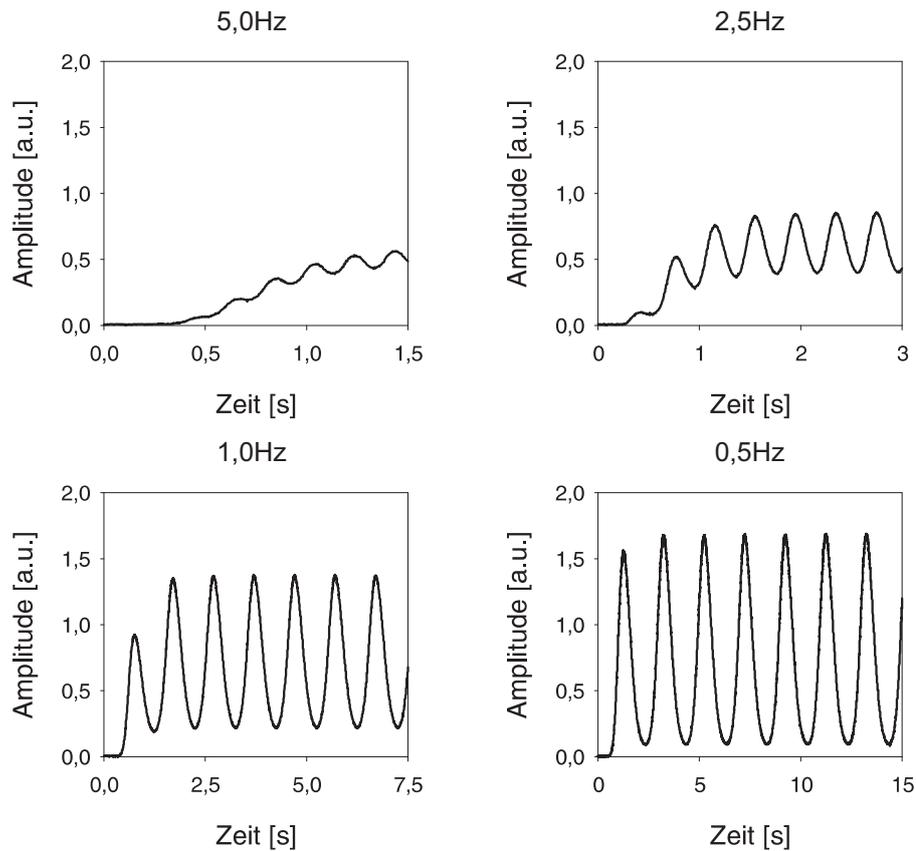


Abbildung 3.13: Einschwingverhalten von Halogenstrahlern.

Bei der hohen Frequenz von  $5 \text{ Hz}$  benötigt die Glühwendel 15 Perioden, bis der Mittelwert der Intensität konstant bleibt. Je niedriger die Frequenz, desto geringer ist der Effekt. Dieses für jeden Halogenstrahler charakteristische Tiefpassverhalten [74] folgt der Übertragungsfunktion

$$H_\omega = \frac{1}{1 + i\omega\tau} \quad (3.1)$$

mit der Frequenz  $\omega$  und der Zeitkonstanten  $\tau$ .

Für die Analyse der Phase einer thermischen Welle muss die Phase der Anregungsquelle bekannt sein. Diese hängt von Anregungs-Frequenz und -Amplitude ab. Für die verschiedenen Halogenstrahlertypen wurde bei sieben Frequenzen und jeweils fünf Amplituden die durch die Glühwendelträgheit erzeugte Phasenverzögerung bestimmt, indem aus dem modulierten Signal einer Photodiode mittels Fouriertransformation die Phase extrahiert wurde. Die Abbildungen 3.14, 3.15 und 3.16 zeigen die Ergebnisse.

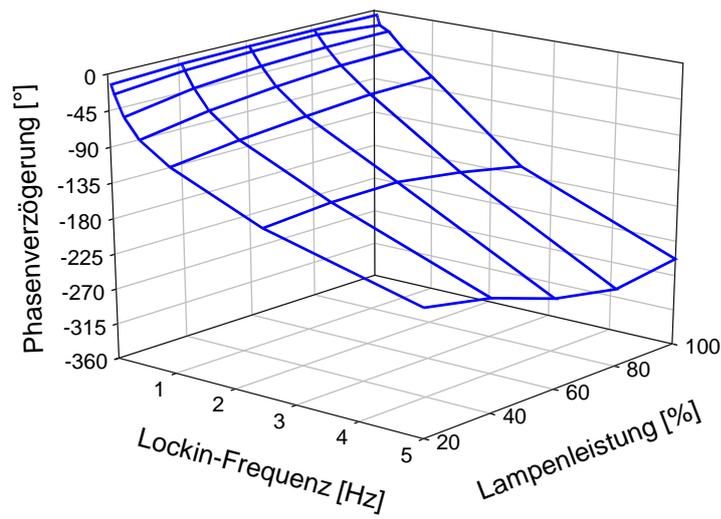


Abbildung 3.14: Phasenverzögerung der PAR64 500W in Abhängigkeit von Modulationsfrequenz und -Amplitude.

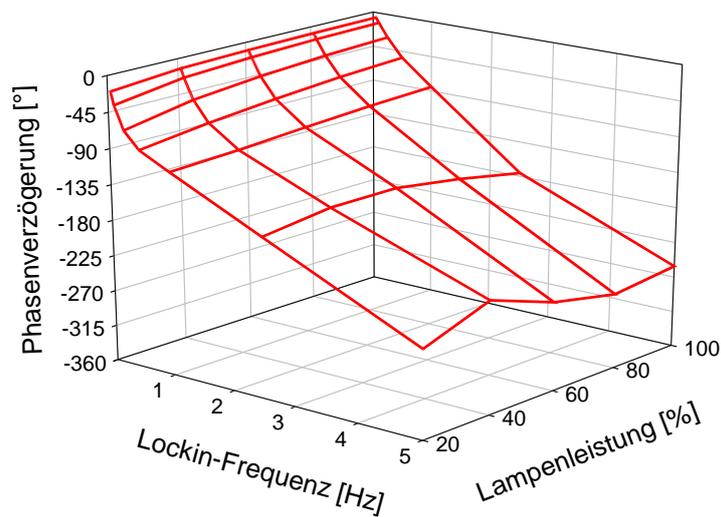


Abbildung 3.15: Phasenverzögerung des Quadro-2000 in Abhängigkeit von Modulationsfrequenz und -Amplitude.

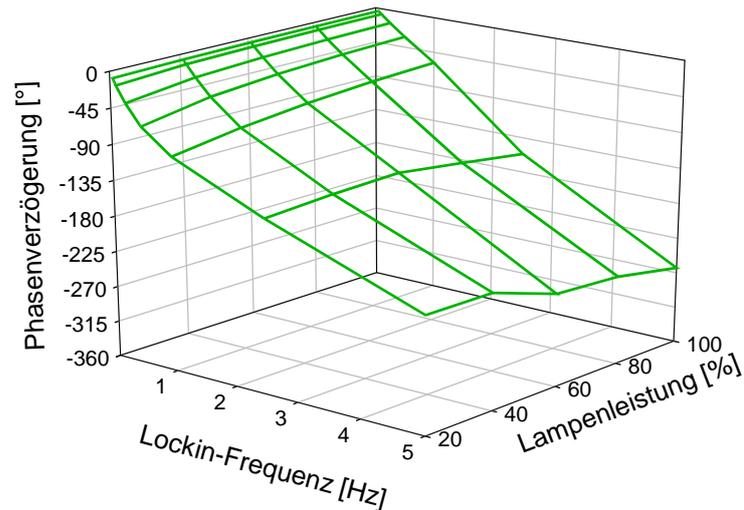


Abbildung 3.16: Phasenverzögerung der Hedler HT19s in Abhängigkeit von Modulationsfrequenz und -Amplitude.

Erwartungsgemäß ist die Phasenverzögerung bei hohen Frequenzen und großen Amplituden am größten. Allerdings kann die Phasenverzögerung nicht nur durch die thermische Trägheit der Glühwendel entstehen, da ein einziger Tiefpass nur zu einer maximalen Phasenverschiebung um  $90^\circ$  führen kann. Die Messungen zeigen jedoch erheblich größere Phasenverschiebungen. Diese hängen mit den anderen Komponenten des Anregungssystems zusammen, insbesondere mit dem Dimmer (im Fall der Halogenstrahler ein Phasenanschnittdimmer). Für die Praxis ist eine Unterscheidung der Beiträge der verschiedenen Tiefpassquellen nicht erforderlich, nur die resultierende Phasenverzögerung des ganzen Anregungssystems ist relevant.

### Leuchtdiodenarray

Leuchtdioden besitzen im Vergleich zu Halogenstrahlern einige Vorteile. Da es sich nicht um thermische Strahler, sondern um Halbleiter handelt, lassen sich Leuchtdioden sehr hochfrequent modulieren. Außerdem besitzen sie ein schmalbandiges Spektrum, wodurch keine Filter benötigt werden (Abbildung 3.17).

Allerdings ist die Leistung trotz des vergleichsweise hohen Wirkungsgrades gering, und die Kosten sind hoch. Außerdem ist eine ausreichende Kühlung zu gewährleisten, da sonst die Lebensdauer deutlich sinkt.

Das LED-Array wurde so ebenfalls auf seine Phasenverzögerung hin überprüft (Abbildung 3.18).



Abbildung 3.17: Leuchtdiodenarraymodul HPR40E-44K100Y (links) und Spektrum der emittierten Strahlung (rechts) [80].

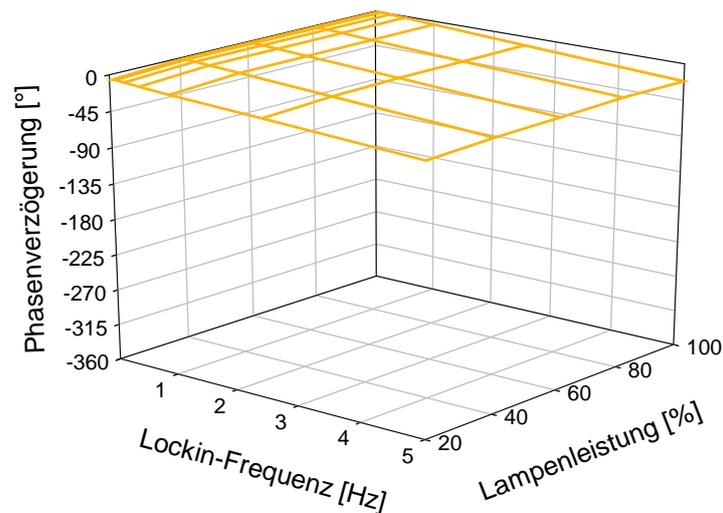


Abbildung 3.18: Phasenverzögerung der LED in Abhängigkeit von Modulationsfrequenz und -Amplitude.

Die Phasenverzögerung des LED-Arrays ist sehr gering und praktisch nicht von der Amplitude abhängig. Die geringe, jedoch vorhandene Frequenzabhängigkeit stammt nicht aus den LED selbst, sondern vom LED-Dimmer. Bei einem Betrieb ohne Dimmer ergibt sich erwartungsgemäß eine Phasenverzögerung von null; ohne Dimmer ist jedoch kein sinusförmiger Intensitätsverlauf möglich, sondern nur ein Rechtecksignal.

In Abbildung 3.19 ist die Phasenverzögerung der verschiedenen optischen Anregungsquellen bei voller Amplitude dargestellt. Die Halogenstrahler bewegen sich alle in einem ähnlichen Bereich, mit dem Quadro-2000 am unteren und dem Hedler-HT19s am oberen Ende, während das LED-Array den bereits erwähnten fast konstanten Phasenverlauf zeigt.

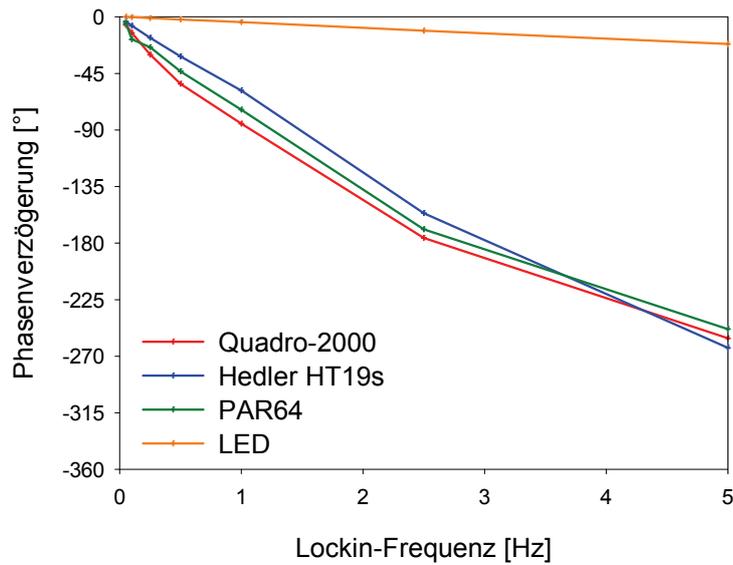


Abbildung 3.19: Phasenverzögerung verschiedener Lichtquellen in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz bei 100% Amplitude.

Aus dem modulierten Signal der Photodiode wurde neben der Phase auch die Amplitude extrahiert, um zu ermitteln, bis zu welcher Frequenz die Strahler noch sinnvoll einsetzbar sind (Abbildung 3.20).

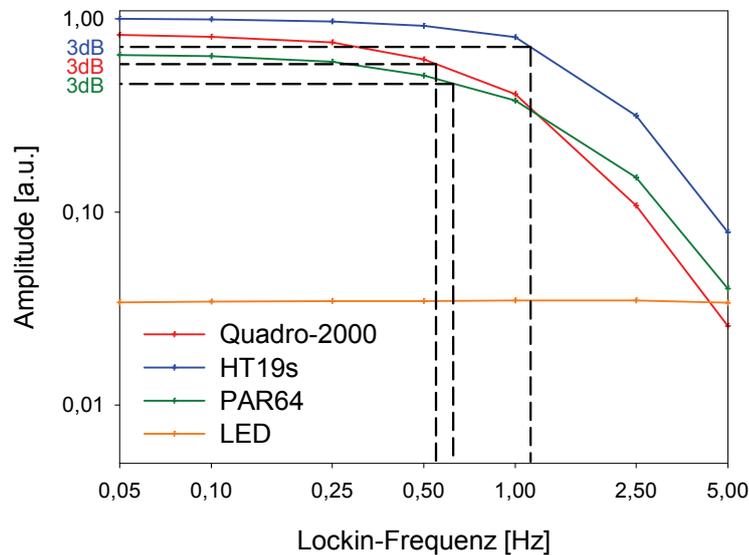


Abbildung 3.20: Amplitude verschiedener Lichtquellen in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz.

Die Amplitude des Hedler-HT19s-Strahlers ist sehr hoch (auf diese sind im Folgenden die Amplituden der anderen Lichtquellen normiert). Die Grenzfrequenz, bei der die Modulation

um  $3dB$  abgefallen ist, liegt bei über  $1,1 Hz$ . Beides ist mit der Aufteilung der Gesamtleistung auf drei kleinere Leuchtmittel zurückführbar. Beim Quadro-2000 ist die Grenzfrequenz bereits bei  $0,6 Hz$  erreicht, da sein Leuchtmittel groß und damit thermisch träge ist. Seine Amplitude ist trotz vergleichbarer elektrischer Leistung nicht ganz so hoch wie die des Hedler HT19s. Die Ursache hierfür ist die unterschiedliche Größe der von den Strahlern ausgeleuchteten Fläche. Die Grenzfrequenz des PAR 64 beträgt ca.  $0,7 Hz$ . Seine Amplitude fällt also nicht so stark ab wie die des Quadro-2000, sie liegt jedoch aufgrund des kleinen Leuchtmittels auf einem relativ niedrigen Niveau. Die Amplitude der LED ist zwar nicht frequenzabhängig, aber sehr niedrig, so dass sie für die üblichen Messaufgaben nicht einsetzbar ist.

### 3.3.2 Induktive Anregung

Die hier eingesetzte Hüttinger-Anlage setzt sich aus einem Mittelfrequenzgenerator und einem wassergekühlten Oszillator zusammen (Abbildung 3.21).



Abbildung 3.21: Induktionsanlage, bestehend aus MF-Generator (links) und Oszillator (Mitte und rechts).

Der MF-Generator TIG 1,5/300 besitzt eine Ausgangsleistung von maximal  $1,5 kW$  im Frequenzbereich zwischen  $30 kHz$  und  $300 kHz$ . Der Oszillator enthält neben mehreren variablen Kondensatoren eine Vorspule, mit der die Induktivität in gewissen Grenzen einstellbar ist. Zusammen mit den in Abbildung 3.23 und Tabelle 3.1 gezeigten Spulen definieren diese Elemente die Frequenz des Schwingkreises und damit die Eindringtiefe der Wirbelströme bei gegebenem Material.

Abbildung 3.22 zeigt schematisch den Schwingkreis mit den verschiedenen Kondensatoren, der Vorspule und der Induktionsspule [81].

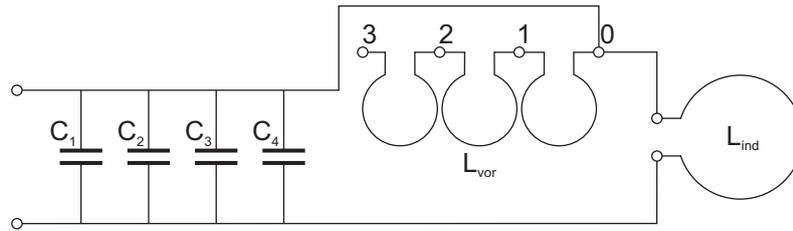


Abbildung 3.22: Schwingkreis [81].

Die Resonanzfrequenz  $f_R$  des Schwingkreises ergibt sich nach

$$f_R = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{ges}C_{ges}}} \quad (3.2)$$

mit der Gesamtkapazität  $C_{ges}$  und der Gesamtinduktivität  $L_{ges}$ . Diese setzen sich zusammen aus den einzelnen Kondensatoren

$$C_{ges} = C_1 + C_2 + C_3 + C_4. \quad (3.3)$$

sowie aus der Induktivität der Vorspulen  $L_{vor}$  und der Induktionsspule  $L_{ind}$

$$L_{ges} = L_{vor} + L_{ind}. \quad (3.4)$$

Zur Einkopplung einer möglichst hohen Leistung  $P$  ist die Impedanz  $Z_r$  des Schwingkreises durch eine geeignete Wahl von  $L_{ges}$  und  $C_{ges}$  unter Berücksichtigung des Spulen-Realwiderstandes  $R_L$  zu minimieren.

$$Z_R = \frac{L_{ges}}{R_L C_{ges}} \quad (3.5)$$

Tabelle 3.1 gibt eine Übersicht der Parameter der verwendeten Spulen, die Spulen selbst sind in Abbildung 3.23 dargestellt.

Tabelle 3.1: Übersicht der verwendeten Spulen [82].

Spule	D [mm]	l [mm]	N [-]	$C_{ges}$ [ $\mu F$ ]	$L_{ges}$ [ $\mu H$ ]	$f_R$ [kHz]	P [W]	$R_L$ [m $\Omega$ ]	$Z_R$ [ $\Omega$ ]
klein	70	250	6	1,98	1,20	103	1000	15	40
				0,33	1,18	255	1000	15	240
groß	200	320	10	1,98	14,2	30	600	25	290
				0,10	12,2	144	100	25	4900

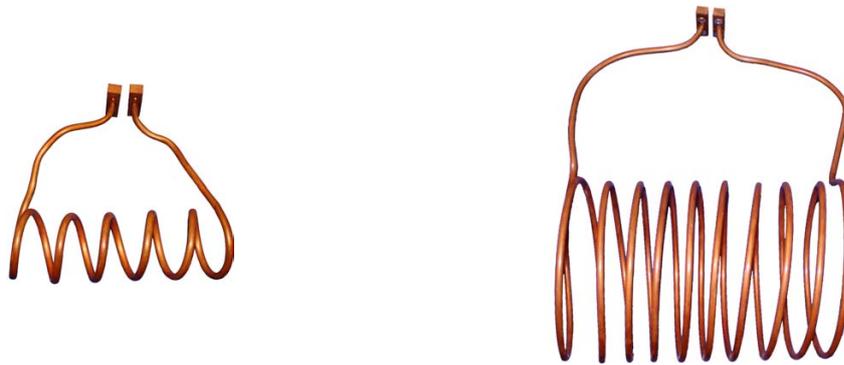


Abbildung 3.23: Kleine Spule (links) und große Spule (rechts) [82].

Da es sich näherungsweise um lange Zylinderspulen handelt, wurde zur Auslegung Gleichung [68]

$$L = \frac{\mu_0 \mu_r^2 \pi}{N} D^2 l \quad (3.6)$$

mit der Permeabilitätskonstanten  $\mu_0$ , der magnetischen Permeabilität  $\mu_r$ , der Windungszahl  $N$  und dem Durchmesser  $D$  herangezogen.

Die Homogenität der Anregung wurde mittels Thermografie für verschiedene Materialien in unterschiedlicher Orientierung zur Spule untersucht (Abbildung 3.24).

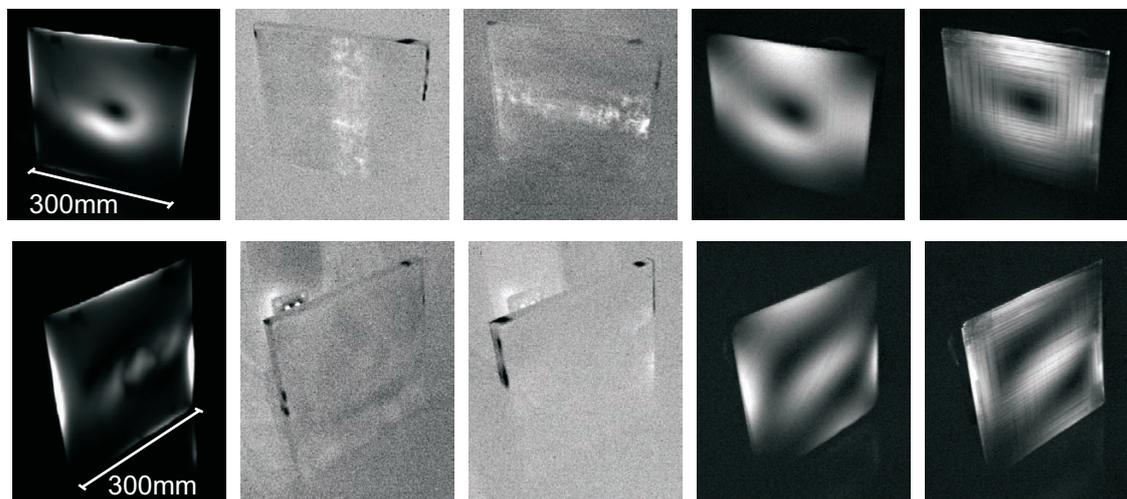


Abbildung 3.24: Infrarotaufnahmen zur Untersuchung der Anregung verschiedener Materialien mittels kleiner Spule. Oben: Spulenchse normal zur Probenoberfläche. Unten: Spulenchse längs zur Probenoberfläche. Jeweils v.l.n.r. Aluminiumfolie, CFK UD (vertikal), CFK UD (horizontal), CFK Gewebe und CFK 0/90 Gelege [82].

Dabei wurde die kleine Spule bei ca.  $247\text{ kHz}$  für mehrere Sekunden betrieben, der Abstand zu den Proben betrug jeweils  $2 - 4\text{ cm}$ . Als Proben dienten Aluminiumfolie, unidirektionales CFK, CFK-Gewebe und CFK 0/90-Gelege (alle CFK-Proben bestanden aus zwei Lagen). Unmittelbar vor Anregungsbeginn erfolgte eine Hintergrundsubtraktion, so dass die Aufnahmen nur Temperaturänderungen darstellen.

Die Thermogramme zeigen einerseits eine ausgeprägte Inhomogenität der Anregung (sowohl bei Orientierung normal als auch längs zur Spulenchse) und andererseits einen deutlich variierenden Betrag der Temperaturänderung. Die einkoppelbare Leistung ist bei der sehr leitfähigen Aluminiumfolie am höchsten. Unidirektionales CFK lässt sich dagegen nur gering erwärmen, da sich hier aufgrund der geringen Zahl von Faser/Faser-Kontakten keine Wirbelströme ausbilden können, sondern nur deren Komponenten in Faserrichtung innerhalb einzelner Faserbündel. In CFK-Gewebe und in CFK-0/90-Gelege ist die Zahl der Faser/Faser-Kontakte groß genug, dass sich Wirbelströme ausbilden, wodurch eine ausreichende Anregung gewährleistet ist.

Zum Vergleich sind in Abbildung 3.25 mit einer im Vergleich zur Anregungsspule kleinen Wirbelstromsonde scannend erzeugte Aufnahmen von unidirektionalem CFK (links) und Multiaxialgelegte (rechts) dargestellt, die die Normalkomponente des durch die Wirbelströme aufgebauten Magnetfeldes zeigen [83].

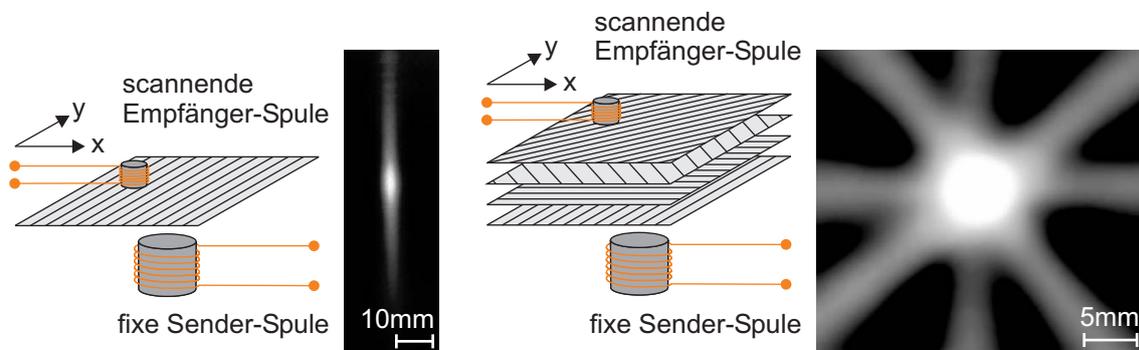


Abbildung 3.25: Untersuchung des resultierenden Magnetfeldes von unidirektionalem CFK (links) und Multiaxialgelegte (rechts) [83].

Da die Leitungsströme an die Fasern und deren Kontakte gebunden sind, ergibt sich für unidirektionales CFK ein stark verzerrtes Magnetfeld (Abbildung 3.25 links). Bei Multiaxialgelegte tritt derselbe Effekt in den verschiedenen Lagenrichtungen auf; außerdem kommt es durch die stark erhöhte Zahl an Faser/Faser-Kontakten zu Kopplungen zwischen den verschiedenen Lagen. Im Vergleich zu der für die thermische Anregung verwendeten Spule war die hier eingesetzte Anregungsspule deutlich kleiner, wodurch sich ein stark lokalisiertes Zen-

trum mit einer hohen magnetischen Flussdichte ergibt. Bei der thermischen Anregung mit einer sehr großen Spule liegt die höchste magnetische Flussdichte in einem Ring vor, das Zentrum wird nur sehr schwach angeregt.

### 3.3.3 Hydrostatische Anregung

Hydrostatische Anregung ist bei Hohlkörpern (z.B. Reifen, Tanks oder Rohre) durch direkte Beaufschlagung mit Über- oder Unterdruck realisierbar. Bei anderen Strukturen mit ebenen oder moderat gekrümmten Oberflächen kommt eine aufsetzbare Unterdruckhaube (Abbildung 3.26) zum Einsatz.



Abbildung 3.26: Unterdruckhaube [84].

Um störende Reflexionen an der Glasoberfläche zu vermeiden, ist die Oberflächennormale von der optischen Achse weg geneigt. Das Messfeld hat eine Größe von maximal  $50 \times 50 \text{ cm}^2$ . Für kleine Proben bis ca.  $5 \text{ cm}$  Höhe ist die Haube auch als Unterdruckkammer verwendbar. Der Unterdruck wird mittels einer mit  $3,5 \text{ bar}$  Pressluft versorgten Lavaldüse erzeugt, wobei der Luftstrom vor der Düse von einem Magnetventil kontrolliert wird.

Nach Gleichung 2.39 ist eine rein hydrostatische Anregung kaum möglich, da eine Druckänderung immer eine Temperaturänderung zur Folge hat. Dieser Effekt ist in Abbildung 3.27 für den Fall einer statischen Druckänderung dargestellt.

Durch das große Volumen der Kammer dauert es einige Sekunden, bis ein konstanter Unterdruck von  $0,84 \text{ bar}$  erreicht wird. Die Temperatur fällt dabei gleichzeitig um  $4 \text{ K}$ . Während der Unterdruck konstant bleibt, steigt die Temperatur in der Kammer aufgrund von Wärmetransport in die Kammer wieder auf Umgebungstemperatur an.

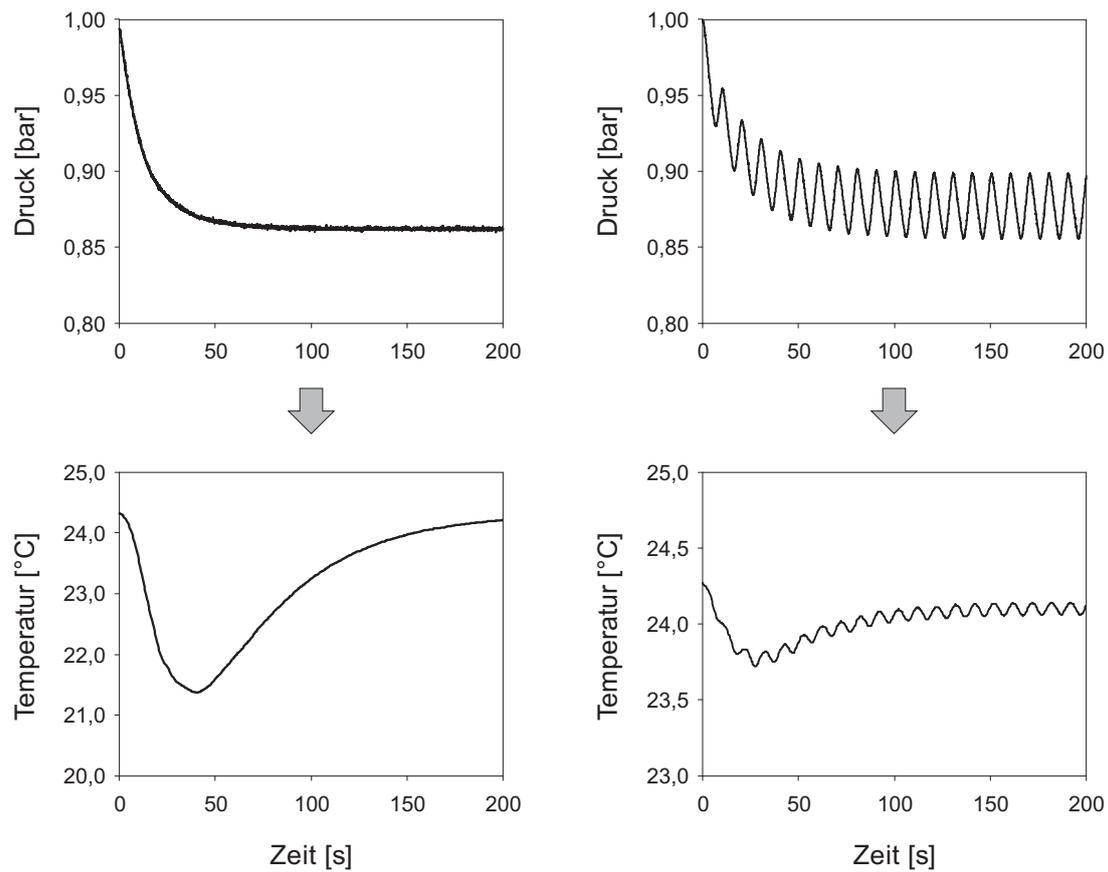


Abbildung 3.27: Ursache und Wirkung: Druck- und Temperaturverläufe bei konstanter Saugleistung (links) und modulierter Saugleistung (rechts, bei  $0,1\text{ Hz}$ ).

Bei einer modulierten Saugleistung mit  $0,1\text{ Hz}$  verhält sich der Mittelwert von Druck und Temperatur gleich. Die Modulation ist bei beiden Verläufen gut erkennbar, wobei die Temperaturmodulation bei dieser Frequenz moderat ausfällt. Ein Vergleich der Druckverläufe bei verschiedenen Anregungsfrequenzen ist in Abbildung 3.28 dargestellt. Bei  $0,5\text{ Hz}$ ,  $0,1\text{ Hz}$  und  $0,05\text{ Hz}$  lag die an das Magnetventil angelegte Steuer-Amplitude jeweils bei  $100\%$ , bei  $0,01\text{ Hz}$  war eine sinusförmige Modulation nur mit einer geringeren Amplitude möglich. Der Druck stabilisiert sich erst nach ca.  $90\text{ s}$ , dem System ist also auch bei der hydrostatischen Anregung eine „Einschwingzeit“ zuzugestehen.

Durch das große Kammervolumen liegt wie bei der optischen Anregung ein Tiefpassverhalten vor. Die Grenzfrequenz, bei der die Amplitude um  $3\text{ dB}$  abgefallen ist, beträgt ca.  $0,04\text{ Hz}$  (Abbildung 3.29).

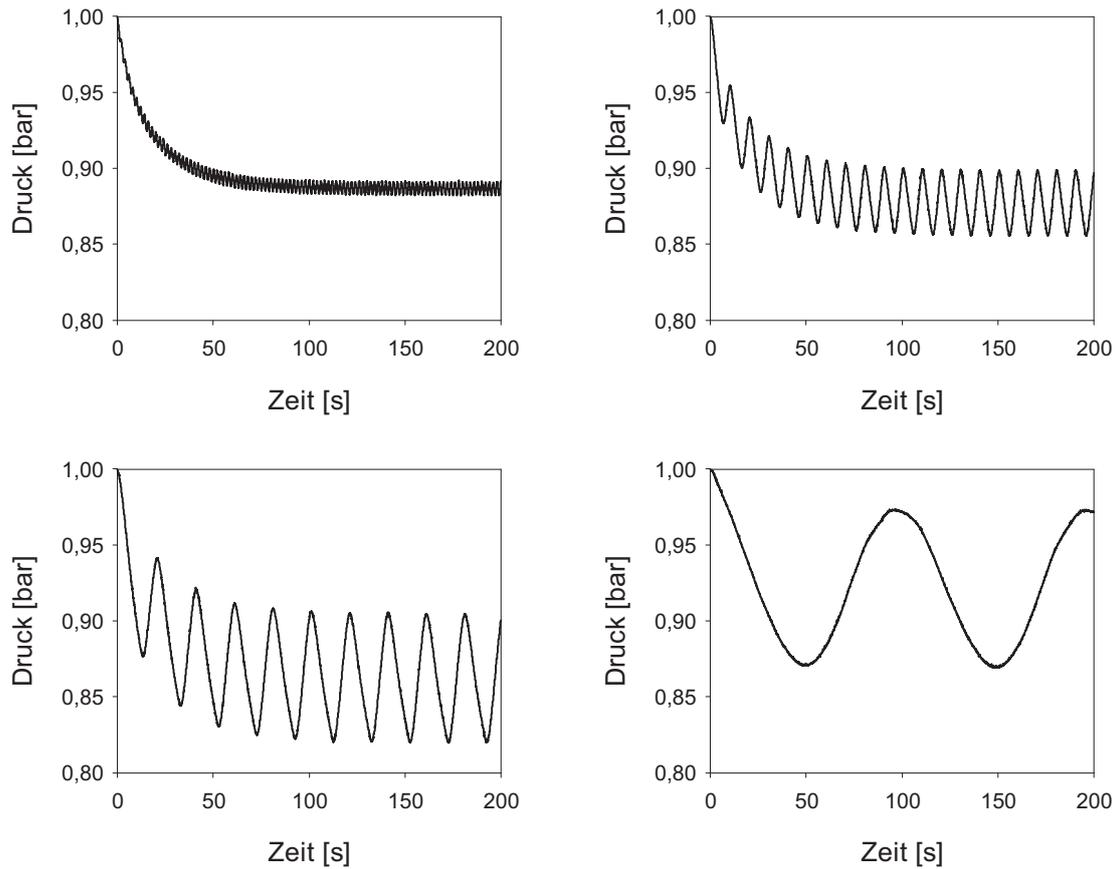


Abbildung 3.28: Druckverläufe bei modulierter Anregung mit  $0,5\text{ Hz}$  (oben links),  $0,1\text{ Hz}$  (oben rechts),  $0,05\text{ Hz}$  (unten links) und  $0,01\text{ Hz}$  (unten rechts) [84].

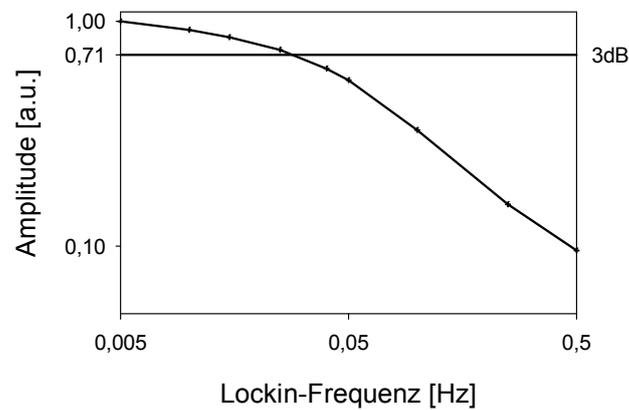


Abbildung 3.29: Tiefpassverhalten der Kammer: Durch die begrenzte Saugleistung und das große Kammervolumen sind bei hohen Frequenzen keine ausreichenden Amplituden erzielbar.

## 3.4 Ventilatoren

Bei einer optischen Anregung erwärmt sich die Probe aufgrund von Absorption. Die Probe gibt einen Teil dieser Energie an die sie umgebende Luft ab. Da deren Brechungsindex temperaturabhängig ist, wird die speckle-interferometrische Messung der Weglängenänderung verfälscht (Abbildung 3.30).

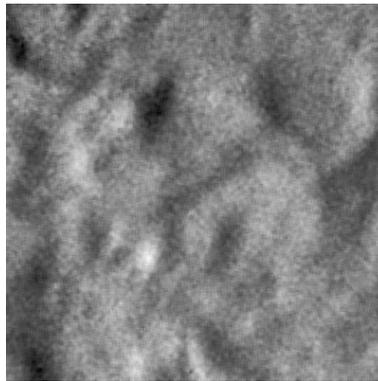


Abbildung 3.30: Konvektionseffekte.

Wird dieser Konvektions-Effekt zu groß, können bei der Phasenbildberechnung Phasenfehler auftreten, die bei Verwendung zeitlicher Demodulationsalgorithmen auch in den Lockin-Phasenbildern enthalten sind. Der Effekt kann verringert werden, indem die Anordnung von Probe und Sensor nicht vertikal, sondern horizontal erfolgt. Am effektivsten ist jedoch die kontrollierte Abführung der unterschiedlich warmen Luftmassen aus dem Messfeld. Hierzu wurden verschiedene Ventilatoren getestet.

Ein konventioneller Ventilator auf niedriger Stufe verringert den Effekt, allerdings ist die Luftströmung im Phasenbild erkennbar. Auf hoher Stufe regen die von den einzelnen Blättern verursachten Druckstöße die Probe jedoch zum Schwingen an (Abbildung 3.31).

Der Dyson AM01 Air Multiplier besitzt im Sockel ein Gebläse, das einen Luftstrom in einen profilierten Ring bläst; durch diese Strömung wird eine 10- bis 15-fache Menge Luft zusätzlich mitgenommen. Durch das kleine, hochtourige Gebläse entstehen keine Druckstöße, allerdings ist die Strömungsgeschwindigkeit nicht über den gesamten Querschnitt konstant, wodurch die Probe ungleichmäßig gekühlt wird. Auf niedriger Stufe ist noch Konvektion zu beobachten, auf hoher Stufe nicht mehr (Abbildung 3.32). Die Vibrationen sind dann jedoch so stark, dass der Air Multiplier vom Messtisch entkoppelt sein muss.

Ein Array aus vier Lüftern mit 92 mm Durchmesser in linearer Anordnung wurde mit mehreren hundert Röhren versehen, um die Strömung weniger turbulent zu machen. Dieses Array

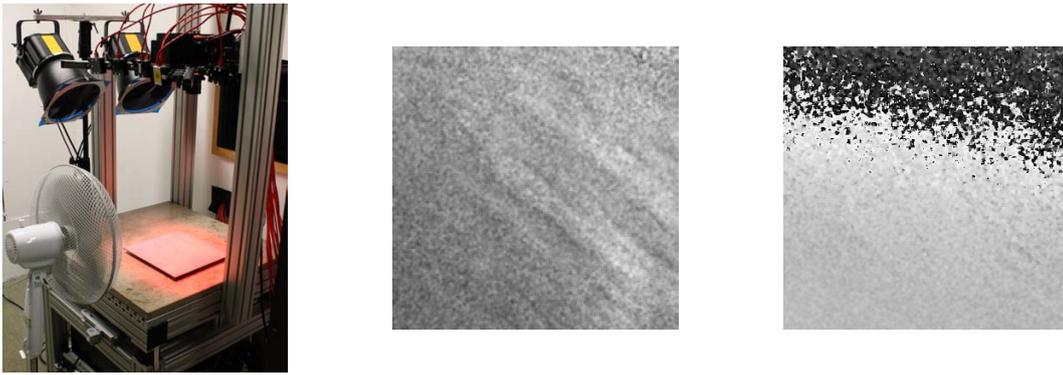


Abbildung 3.31: Ventilator (links), reduzierte Konvektion bei niedriger Drehzahl (Mitte) und Erzeugung von Schwingungen bei hoher Drehzahl.

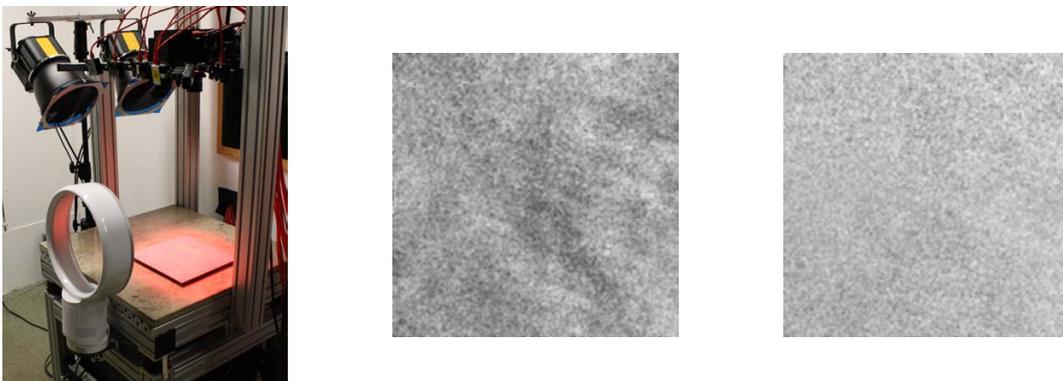


Abbildung 3.32: Dyson AM01 Air Multiplier (links), reduzierte Konvektion bei niedriger Drehzahl (Mitte) und eliminierte Konvektion bei hoher Drehzahl (rechts).

erzeugt einen relativ gleichmäßigen Luftstrom über die ganze Array-Breite bei vernachlässigbaren Vibrationen. Lediglich an den Übergängen von einem Lüfter zum nächsten sind leichte Verwirbelungen zu erkennen; dieser Effekt kann durch eine parallele Ausrichtung von Scher- und Strömungsrichtung jedoch gut minimiert werden. Bei 5 V Versorgungsspannung sind noch leichte Konvektionsströmungen erkennbar, die bei 10 V jedoch nahezu verschwinden (Abbildung 3.33).

## 3.5 Peripherie

Zur besseren Transportierbarkeit wurde das gesamte Messsystem in ein 19“-Flightcase integriert (Abbildung 3.34). Es ist mit einem leistungsfähigen PC ausgestattet, der einen Intel Core i7 mit vier Kernen à 2,80 GHz Prozessor und 8 Gb Arbeitsspeicher enthält und Windows 7 64 bit als Betriebssystem verwendet. Die Steuerung erfolgt über eine Meilhaus ME-4680-Karte, die Bildaufnahme per NI PCIe1430-Framegrabber. Die Phasenbildberechnung

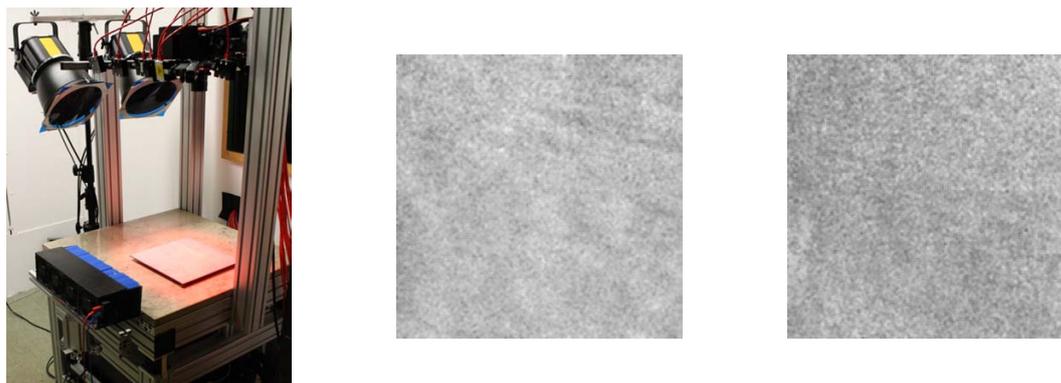


Abbildung 3.33: Lüfterarray (links), reduzierte Konvektion bei niedriger Drehzahl (Mitte) und nahezu eliminierte Konvektion bei hoher Drehzahl (rechts).

wird auf dem Grafikprozessor einer nVidia GeForce GTX 285 durchgeführt. Eine Relaiskarte Quancom USBREL8 dient zur Kontrolle der Laserdiodenmodule. Ein Piezoverstärker von Piezomechanik versorgt den Phasenschiebepiezo mit bis zu 500 V, die Spiegelsteuerung erfolgt mittels Newport Agilis Piezoschrittmotoren. Zwei Phasenanschnittdimmer SDK-AN-13 versorgen die Lampen mit zusammen maximal 6 kW.

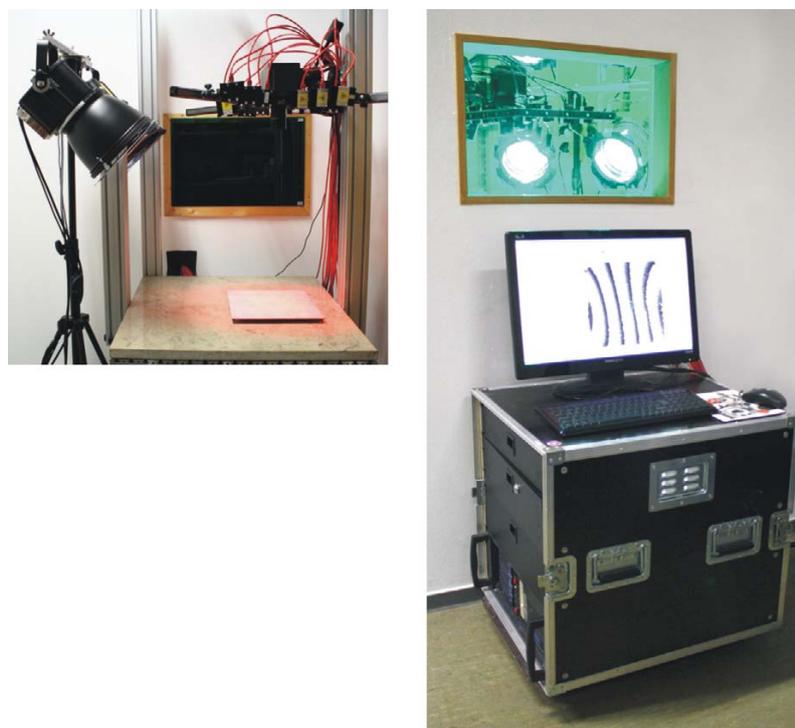


Abbildung 3.34: Shearografie-Sensor mit Laserdiodenarray und Halogenlampen (links), Ansteuerung- und Messsystem in 19“-Flightcase (rechts).

## 3.6 Software

Die Messungen wurden mit der am IKT entwickelten Software Fringe Imaging durchgeführt [85]. Sie steuert die einzelnen Komponenten des Messsystems, d.h. Kamera, Piezoverstärker des Phasenschiebepiezos, Laserquelle (Verdi V5 bzw. eine Relaiskarte, die die Laserdiodenmodule kontrolliert), zweiachsigen Piezospiegelhalter zur Einstellung des Scherwinkels und Anregungsquelle (Lampen-Dimmer, Magnetventil oder Mittelfrequenzgenerator). Abbildung 3.35 zeigt die Benutzeroberfläche des Programms.

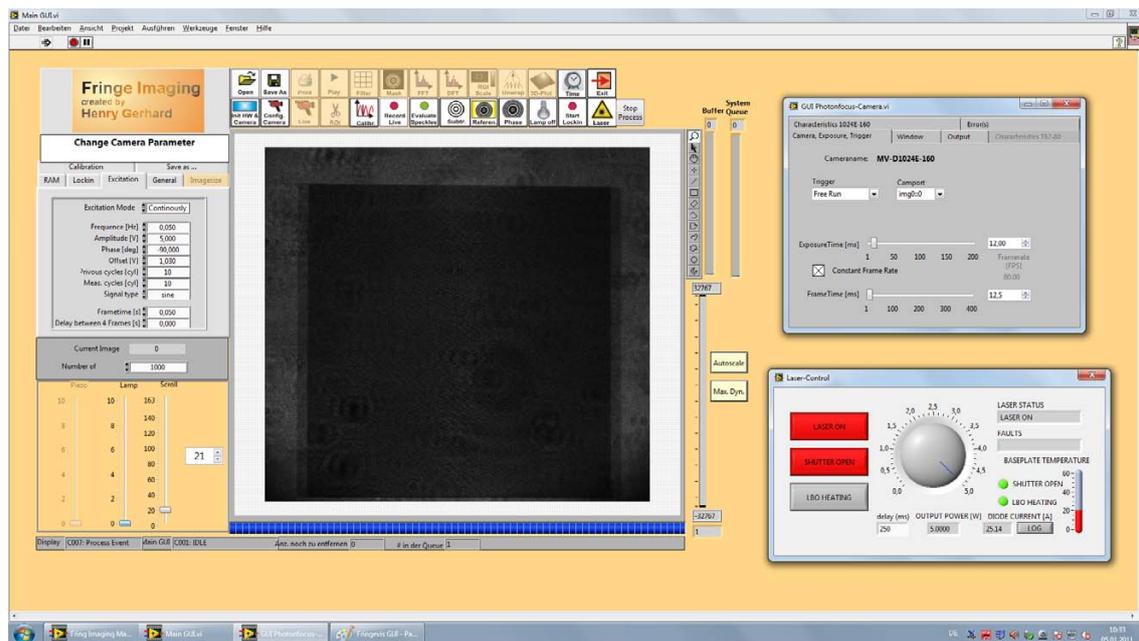


Abbildung 3.35: Benutzeroberfläche der Steuer- und Aufnahme-Software Fringe Imaging.

Das Programm ist in verschiedene Module gegliedert (Abbildung 3.36). Ein Mastermodul koordiniert die anderen Module und ermöglicht eine Ablaufsteuerung, mit der Messsequenzen mit verschiedenen Parametern aufgenommen und abgespeichert werden können. Das GUI-Modul ist für die Eingabemaske und die Darstellung zuständig. Das Hardware-Modul beinhaltet die Ansteuerung der verschiedenen Hardware-Komponenten, während das Lamp-Modul die Signalerzeugung für die Anregungsquelle übernimmt. Die eigentlich Bildverarbeitung läuft im Calculation-Modul ab. Dieses nutzt die Leistungsfähigkeit moderner Grafikkarten aus, um Phasenbilder in Echtzeit zu berechnen und darzustellen.

Der modulare Aufbau erlaubt die Implementierung einer Ablaufsteuerung, mit der verschiedenste Anregungs- und Aufnahmesequenzen automatisch ablaufen können und abgespeichert werden. Damit können über relativ einfach gehaltene Kommandos Parameterstudien angelegt und durchgeführt werden (Abbildung 3.37).



Es bietet umfangreiche Möglichkeiten bzgl. Filterung, Phasenbildberechnung, Phasenfaltung und Lockin-Auswertung mittels diskreter Fouriertransformation. Da bei einer Messung der komplette Satz an Phasendifferenzbildern bzw. sogar an phasengeschobenen Speckle-Intensitätsbildern gespeichert wird, ist es möglich, anhand eines definierten Datensatzes verschiedene Auswertarten zu vergleichen.

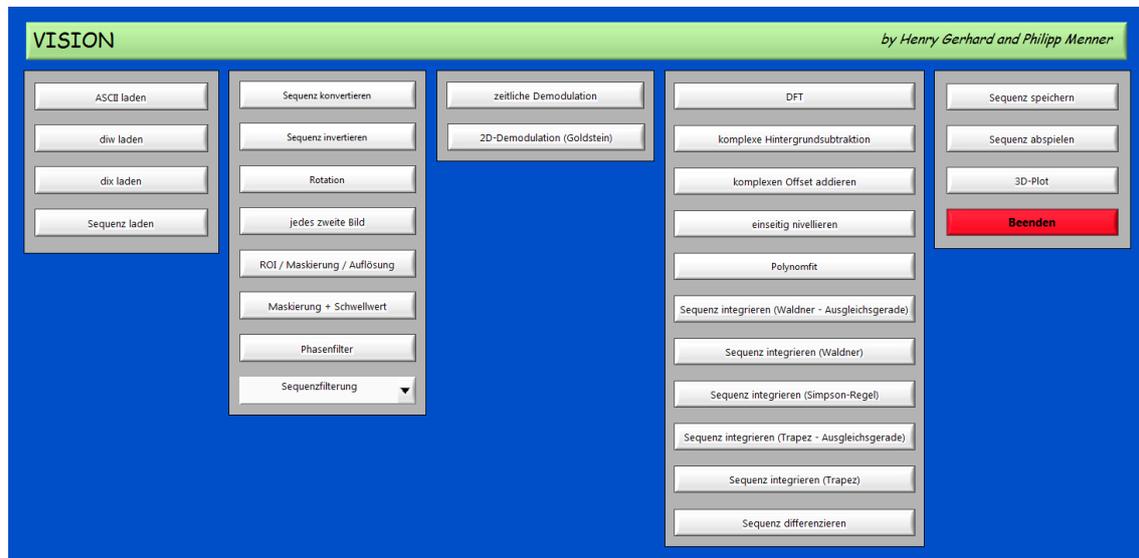


Abbildung 3.38: Auswerte-Software Vision.



# 4 Ergebnisse

Dieses Kapitel zeigt anhand von Modellproben, deren Aufbau detailliert im Anhang erläutert wird, die Möglichkeiten und Grenzen der verschiedenen Verfahren auf.

## 4.1 Optisch angeregte Lockin-Shearografie (OLS)

### 4.1.1 Signal-/Rausch-Verhältnis

Shearogramme stellen den Gradienten einer Oberflächenverformung als optische Phasenwinkeländerung dar. Lockin-Phasenbilder zeigen dagegen den zeitlichen Versatz zwischen Anregung und Bauteilantwort, also eine zeitliche Phasenwinkeländerung. Obwohl beides in derselben Einheit angegeben werden kann, sind beide Bildarten nicht ohne Weiteres quantitativ miteinander vergleichbar, weshalb auf eine Darstellung von Signalverläufen verschiedener Bildtypen in einem einzigen Diagramm verzichtet wird. Stattdessen erfolgt die Bewertung der Qualität der verschiedenen Bilder über das Signal-/Rausch-Verhältnis. Im Bereich der Bildverarbeitung ist das Signal-/Rausch-Verhältnis definiert als

$$SNR = \frac{A}{\sigma} \tag{4.1}$$

mit der Signalamplitude  $A$  und der Standardabweichung  $\sigma$ .

Die Bestimmung des Signal-/Rausch-Verhältnisses erfolgte entsprechend Abbildung 4.1.

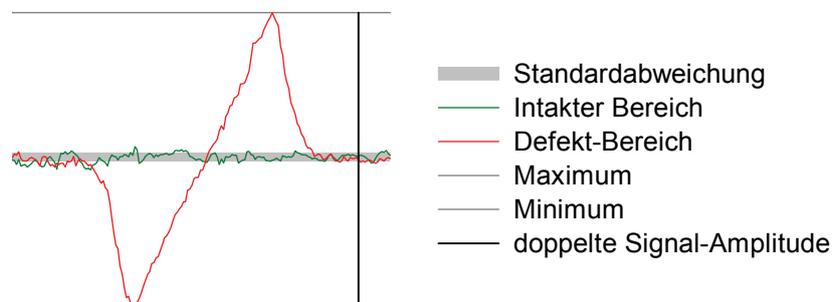


Abbildung 4.1: Bestimmung des Signal-/Rausch-Verhältnisses.

Das Signal-/Rausch-Verhältnis wurde aus dem Quotienten der halben Differenz zwischen Kurven-Maximum und -Minimum einer Defektstelle (aufgrund der für Shearografie typischen Gradientendarstellung) und der Standardabweichung eines Signalverlaufs gleicher Länge an einem intakten Bereich der Probe ermittelt.

Die Untersuchungen erfolgten an einer Acrylglasplatte mit mehreren Reihen rückseitiger Sacklochbohrungen (Abbildung 4.2). Dabei variieren der laterale Abstand der Sacklöcher sowie die verbleibende Wanddicke (links  $0,7\text{ mm}$ , rechts  $1,4\text{ mm}$ ).

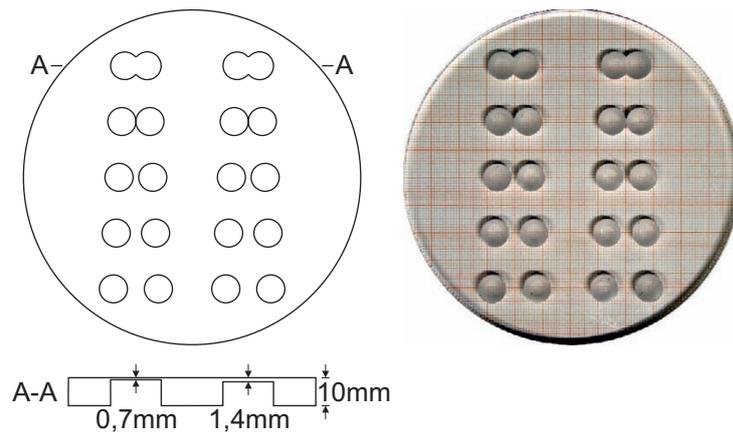


Abbildung 4.2: Acrylglasplatte mit rückseitigen Sacklochbohrungen.

Abbildung 4.3 zeigt den Vergleich eines Einzelbildes mit dem Ergebnis einer Dual-Burst-Messung.

Die Dual-Burst-Methode erlaubt eine sehr viel stärkere Anregung unter Vermeidung von Dekorrelation als bei einer Messung mit statischer Anregung. Aufgrund dieser stärkeren Anregung ist das Signal-/Rausch-Verhältnis des Dual-Burst-Shearogramms mit einem Wert von 16 mehr als dreimal so hoch wie das des Einzelbildes. Wäre eine konventionelle Shearografie-Messung mit einer ebenso starken Anregung möglich, könnte vermutlich ein ähnlich hohes Signal-/Rausch-Verhältnis erreicht werden, da die Anzahl der verwendeten Bild gleich ist. Aufgrund der Dekorrelation ist eine derart starke Anregung jedoch unmöglich. Die Dual-Burst-Methode ist dagegen in ihrer Anregungsstärke nicht von der Dekorrelation begrenzt, sondern nur von den mit steigender Temperatur zunehmenden Störungen durch Konvektion.

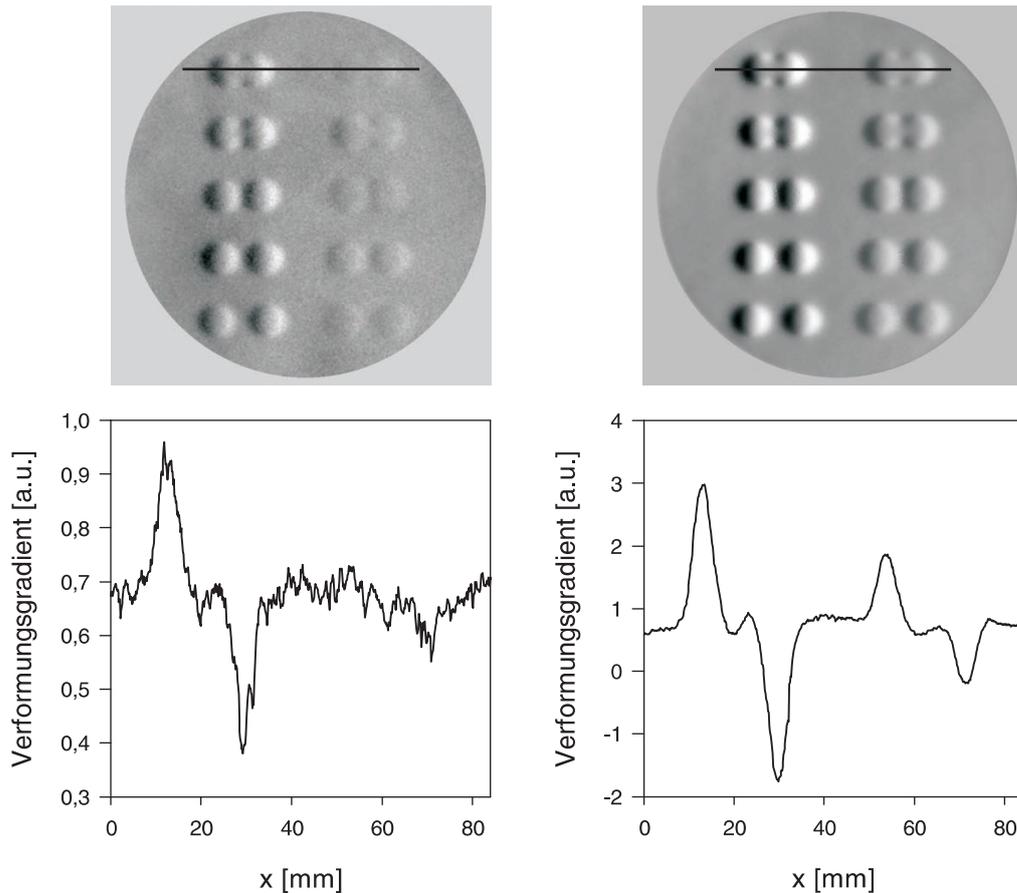


Abbildung 4.3: Vergleich von Einzelbild und Dual-Burst-Bild.

Das Signal-/Rausch-Verhältnis statischer bildgebender Verfahren wie z.B. der Radiografie ist in vielen Fällen durch eine arithmetische Mittelung über  $N$  Bilder um den Faktor  $\sqrt{N}$  verbesserbar. Für die Untersuchung dynamischer Vorgänge ist diese Methode jedoch ungeeignet. Bei der Lockin-Technik erfolgt die Verringerung des Rauschens ebenfalls durch Verwendung vieler Bilder, allerdings nicht über eine einfache arithmetische Mittelung. Stattdessen erfolgt eine gewichtete Mittelung, indem die Messgröße sinusförmig moduliert wird und nach der Messung eine diskrete Fouriertransformation aus dem Zeitverlauf Phase und Amplitude der modulierten Messgröße bei der bekannten Frequenz extrahiert. Abbildung 4.4 zeigt einen Vergleich zwischen dem kontrastreichsten Einzelbild einer Lockin-Sequenz (was einem konventionell erzeugten Shearogramm entspricht) und dem Lockin-Phasenbild.

Während im Einzelbild die tiefer liegenden Sacklochbohrungen nur schwach ausgeprägt erscheinen, sind sie im Lockin-Phasenbild aufgrund des erhöhten Signal-/Rausch-Verhältnisses erheblich besser erkennbar. Das Signal-/Rausch-Verhältnis im Bereich der sich überlappenden oberflächennahen Sacklochbohrungen beträgt beim Einzelbild ca. 5, während es beim Lockin-Phasenbild bei 38 liegt, was einer Verbesserung um mehr als den Faktor 7 entspricht.

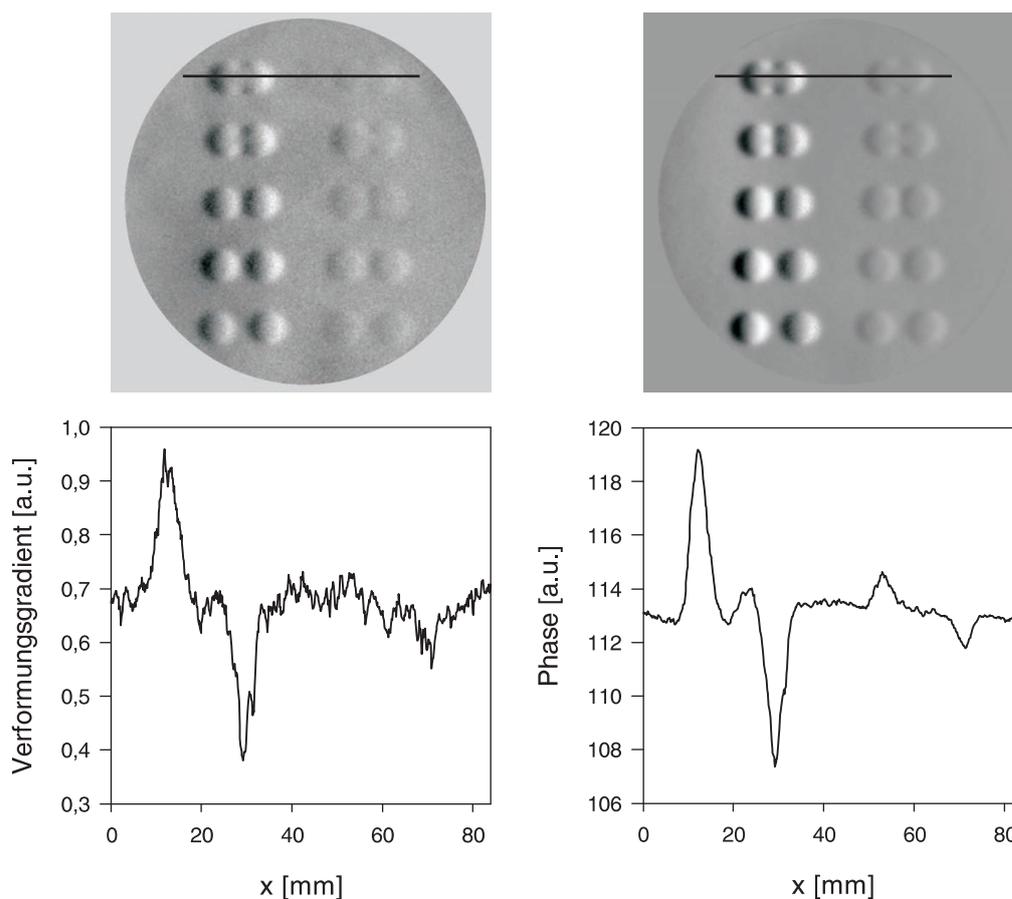


Abbildung 4.4: Vergleich von Einzelbild und Lockin-Phasenbild.

In Abbildung 4.5 erfolgt eine Gegenüberstellung des Lockin-Phasenbildes mit dem Lockin-Amplitudenbild.

Das Amplitudenbild zeigt bei der optischen Anregung stets einen starken Gradienten, da die Messgröße der Verformungsgradient ist. Die Modulation der Anregung ist daher in der Probenmitte null und an den in Scherrichtung liegenden Probenrändern maximal, mit gleichem Betrag, aber entgegengesetztem Vorzeichen. Der Gradient ist zwar durch einen linearen Fit - also die Subtraktion einer Ausgleichsebene - reduzierbar, der Defektkontrast bleibt aber gering. Das Signal-/Rausch-Verhältnis ist noch geringer als das des Einzelbildes.

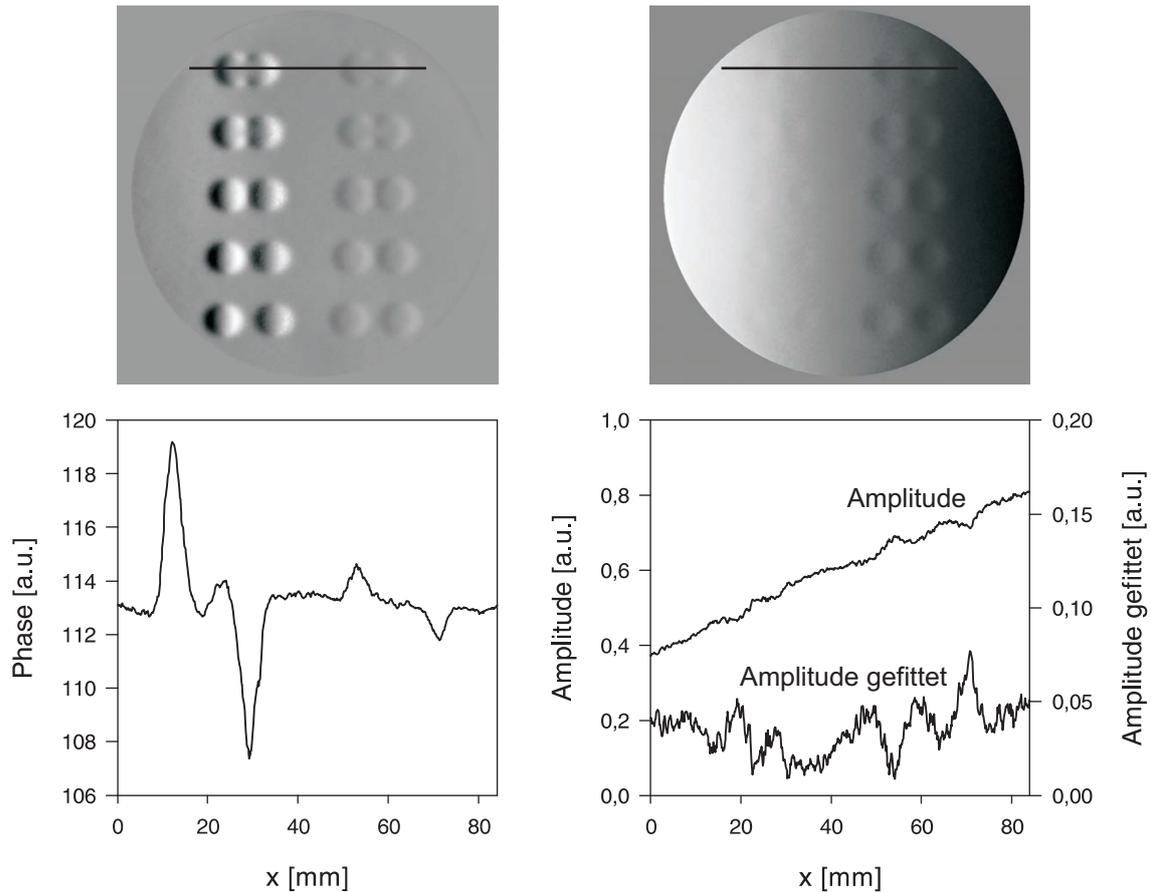


Abbildung 4.5: Vergleich von Lockin-Phasenbild und -Amplitudenbild anhand des Signalverlaufs entlang eines Schnittes durch die oberste Sacklochreihe: links Phasenverlauf, rechts Amplitudenverlauf sowie Amplitudenverlauf mit linearem Fit (Subtraktion einer Ausgleichgeraden).

Die Verbesserung des Signal-/Rausch-Verhältnisses hängt direkt von der Bildanzahl ab. Unter Beachtung des Abtasttheorems wurde die Bildanzahl einer Lockin-Sequenz schrittweise von 1000 auf 20 reduziert und jeweils mittels einer Fouriertransformation ausgewertet (Abbildung 4.6).

Für jedes Bild wurde das Signal-/Rausch-Verhältnis im Bereich der sich überlappenden oberflächennahen Sacklochbohrungen ermittelt und in Abbildung 4.7 doppelt logarithmisch aufgetragen.

Im Bereich zwischen 20 und 200 Bildern zeigt sich eine näherungsweise lineare Erhöhung des Signal-/Rausch-Verhältnisses, die Regressionsgeradensteigung liegt bei 0,51, folgt also  $\sqrt{N}$ . Darüber ist das Signal-/Rausch-Verhältnis nahezu konstant. Abbildung 4.8 zeigt dies exemplarisch am Signal eines intakten Bereichs nach einer Fouriertransformation von 20, 100 und 1000 Bildern. Der Phasenverlauf bei 100 und bei 1000 Bildern ist nahezu gleich.

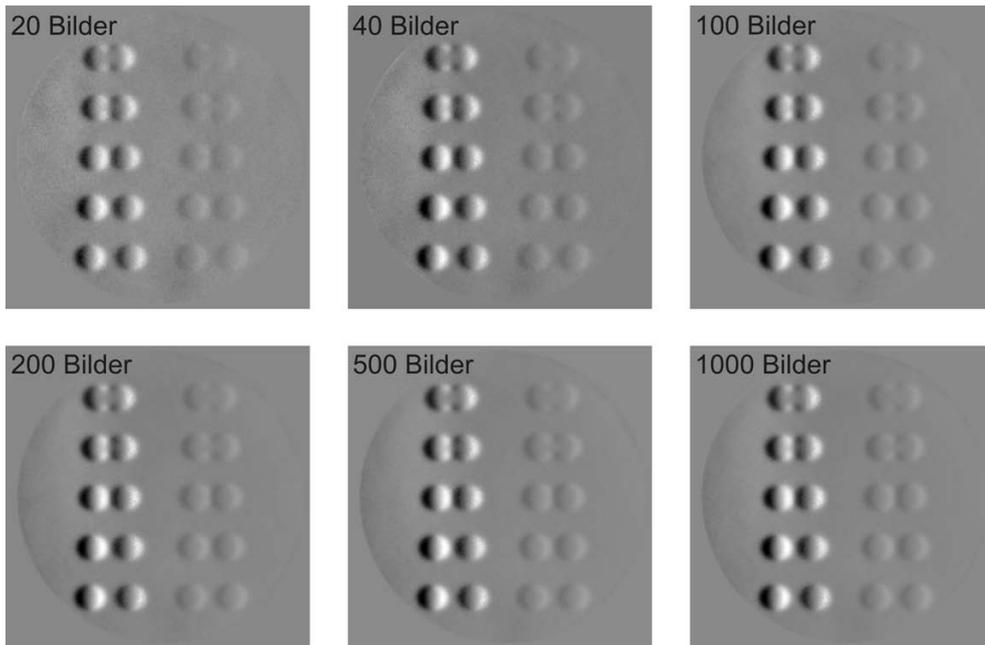


Abbildung 4.6: Lockin-Phasenbilder, erzeugt durch Fouriertransformation unterschiedlich vieler Bilder.

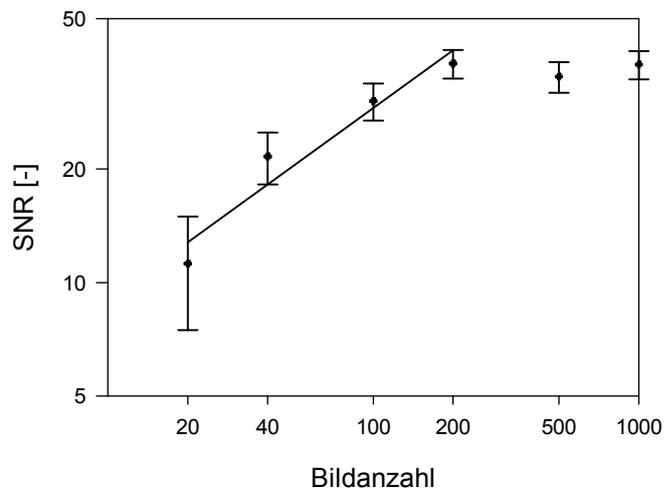


Abbildung 4.7: Abhängigkeit des Signal-/Rausch-Verhältnisses von der Bildanzahl.

Das Rauschen in Shearogrammen und Lockin-Bildern setzt sich aus verschiedenen Quellen wie z.B. thermischem Dunkelstromrauschen des Detektors, Rauschen der Laserquelle, Quantisierungsrauschen der A/D-Wandlerelektronik etc. zusammen. Offensichtlich sind jedoch nicht alle Rauschquellen statistischer Natur, sonst wäre in Abbildung 4.7 ein rein linearer Verlauf mit Steigung 0,5 zu erwarten. Eine systematische Rauschquelle könnte der in-plane-Anteil der Specklemuster-Verschiebung sein. Da dieser Effekt ebenfalls mit der Anregungsfrequenz moduliert ist, kann er durch die Fouriertransformation nicht eliminiert werden.

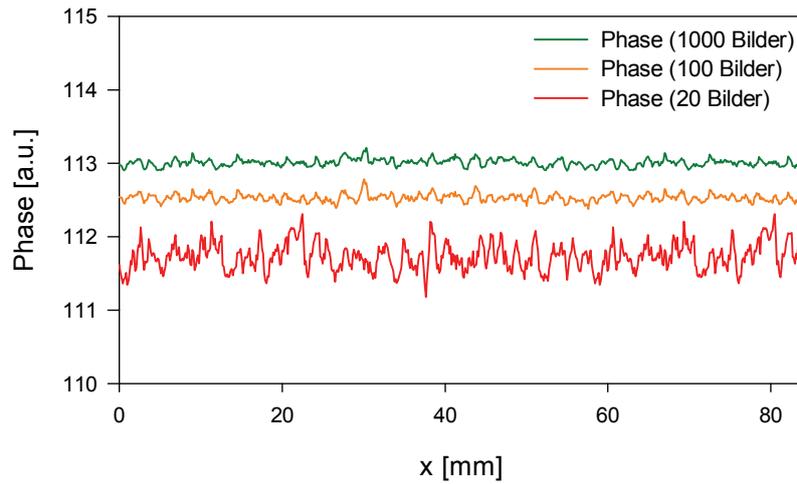


Abbildung 4.8: Phasensignal in intaktem Bereich nach Fourier-Transformation von 20, 100 und 1000 Bildern.

Eine Abhängigkeit von der Periodenzahl liegt nicht vor (Abbildung 4.9). Für das Signal-/Rausch-Verhältnis ist es unerheblich, ob z.B. 4 Perioden mit jeweils 250 Bildern pro Periode aufgenommen werden oder nur eine Periode mit 1000 Bildern (Abbildung 4.10). Nur die Gesamtzahl der Bilder ist entscheidend.

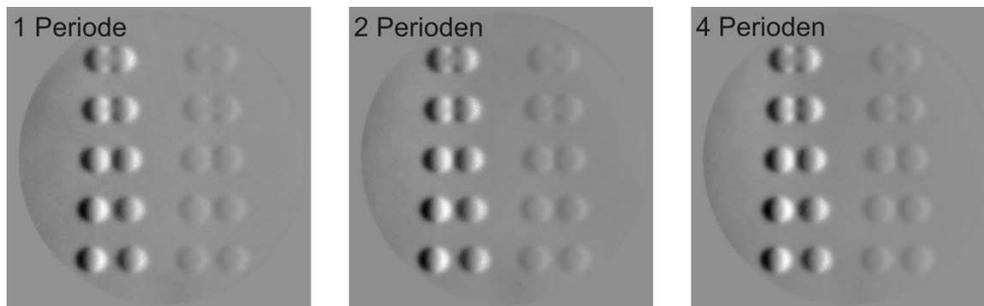


Abbildung 4.9: Abhängigkeit des Signal-/Rausch-Verhältnisses von der Periodenanzahl.

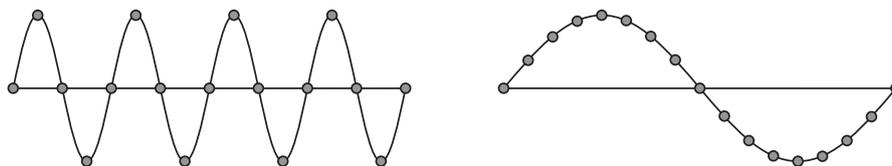


Abbildung 4.10: Das Signal-/Rausch-Verhältnis hängt nur von der Gesamtzahl der Bilder ab, nicht von deren Verteilung auf unterschiedlich viele Perioden.

### 4.1.2 Defektselektivität

Bei Messungen mit statischer Anregung zeigt das Shearogramm in der Regel nicht nur den Defekt, sondern enthält auch weitere Anzeigen wie z.B. den Gradienten der Ganzkörperverformung. Diese Verformung des gesamten Prüfobjektes kann so ausgeprägt sein, dass er die Auswertung stark erschwert bzw. die Defektdetektion sogar unmöglich macht.

Die Untersuchungen zur Ganzkörperverformung bei optischer Anregung erfolgten an einer Acrylglascheibe mit einer Matrix rückseitiger Sacklochbohrungen (Abbildung 4.11). Die verbleibende Wanddicke variiert zwischen  $0,6\text{ mm}$  und  $3,6\text{ mm}$  in Schritten von  $0,2\text{ mm}$ .

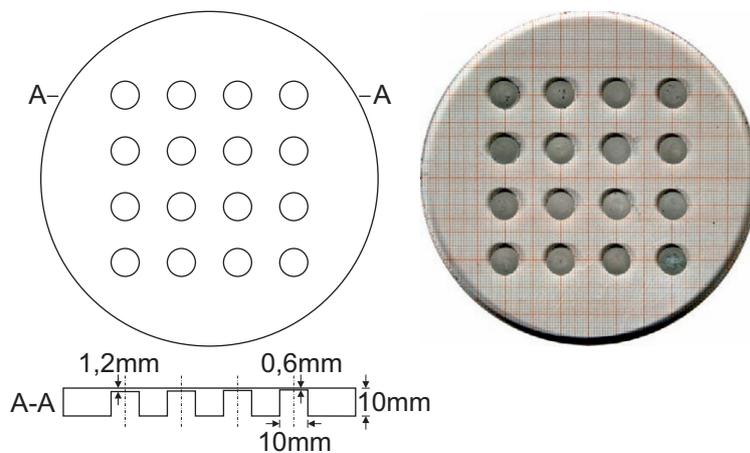


Abbildung 4.11: Acrylglascheibe mit rückseitigen Sacklochbohrungen.

In Abbildung 4.12 ist das Ergebnis einer konventionellen Messung dargestellt.

Das Shearogramm zeigt bereits einzelne simulierte Defekte, ist jedoch vom Gradienten der Ganzkörperverformung dominiert, was an der Vielzahl von Streifen erkennbar ist. Im demodulierten Shearogramm ist der Verformungsgradient deutlich sichtbar. Mit einfachen Bildverarbeitungsalgorithmen kann dieser Gradient eingeebnet werden, was jedoch nur eine automatisierte Auswertung erleichtert. Die Detektierbarkeit selbst steigt dadurch nicht.

Eine Verringerung der Nachweisgrenze erfordert eine stärkere Bauteilanregung, die bei statischen Messungen durch Dekorrelationseffekte begrenzt ist. Diese können mit der Dual-Burst-Shearografie umgangen werden. Abbildung 4.13 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung.

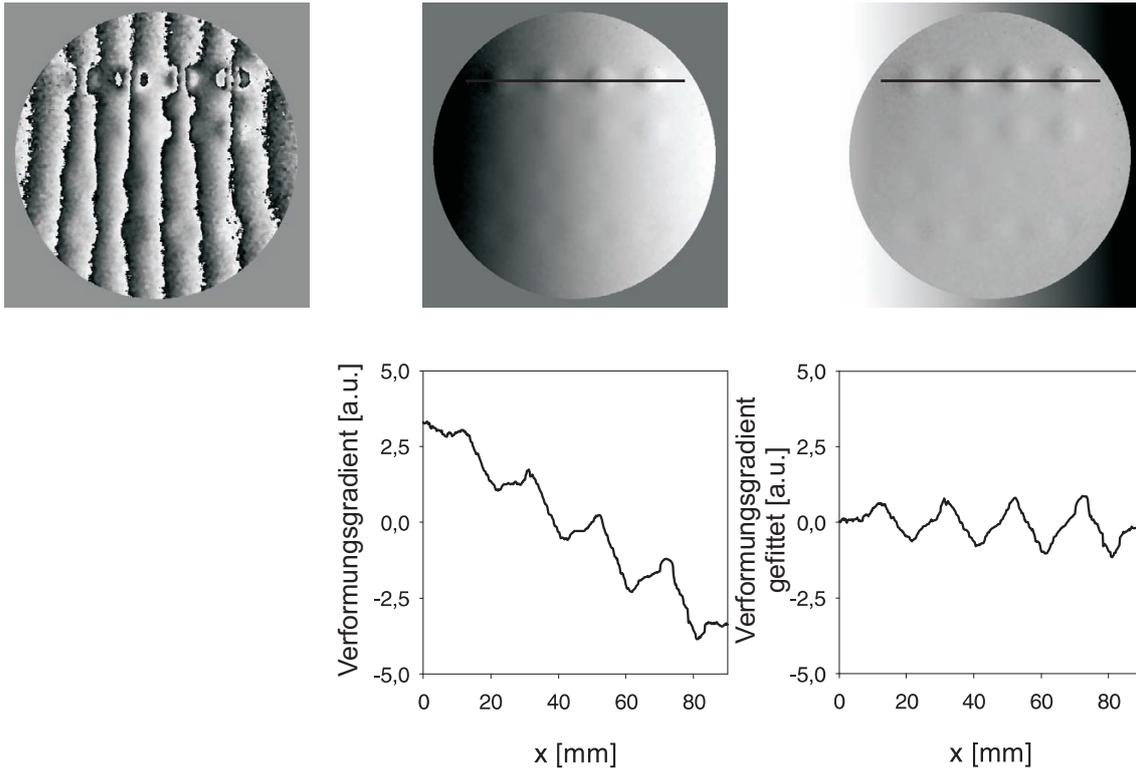


Abbildung 4.12: Ganzkörperverformung bei konventioneller Messung: Shearogramm (links), demoduliertes Shearogramm (Mitte), demoduliertes Shearogramm mit linearem Fit (rechts).

Ein Shearogramm am Ende des ersten Anregungs-Bursts zeigt sehr viele Streifen und ausgeprägte Dekorrelation. Nach der erneuten Referenzbildaufnahme in diesem dynamischen Zustand, einer Abkühlphase und einem zweiten Anregungsburst stellt sich ein Zustand ein, der die Differenz zwischen Nichtgleichgewichts-Zustand und Gleichgewichtszustand zeigt. Dadurch zeigt das Shearogramm keine Ganzkörperverformung, die simulierten Defekte sind durch die intensive Anregung sehr stark ausgeprägt.

Bei der Lockin-Shearografie wird ebenfalls viel Energie eingebracht, jedoch über einen vergleichsweise langen Zeitraum. Da das Prüfobjekt periodisch erwärmt, aber in der Regel nicht aktiv gekühlt wird, erfolgt über die Messung hinweg eine Aufheizung. Die dadurch erzeugte Ganzkörperverformung wird bei dieser Technik nicht vermieden, sondern nach der Messung durch die Fouriertransformation rechnerisch eliminiert. Abbildung 4.14 zeigt das Zeitsignal bzw. das Spektrum eines einzelnen Pixels während einer Lockin-Messung.

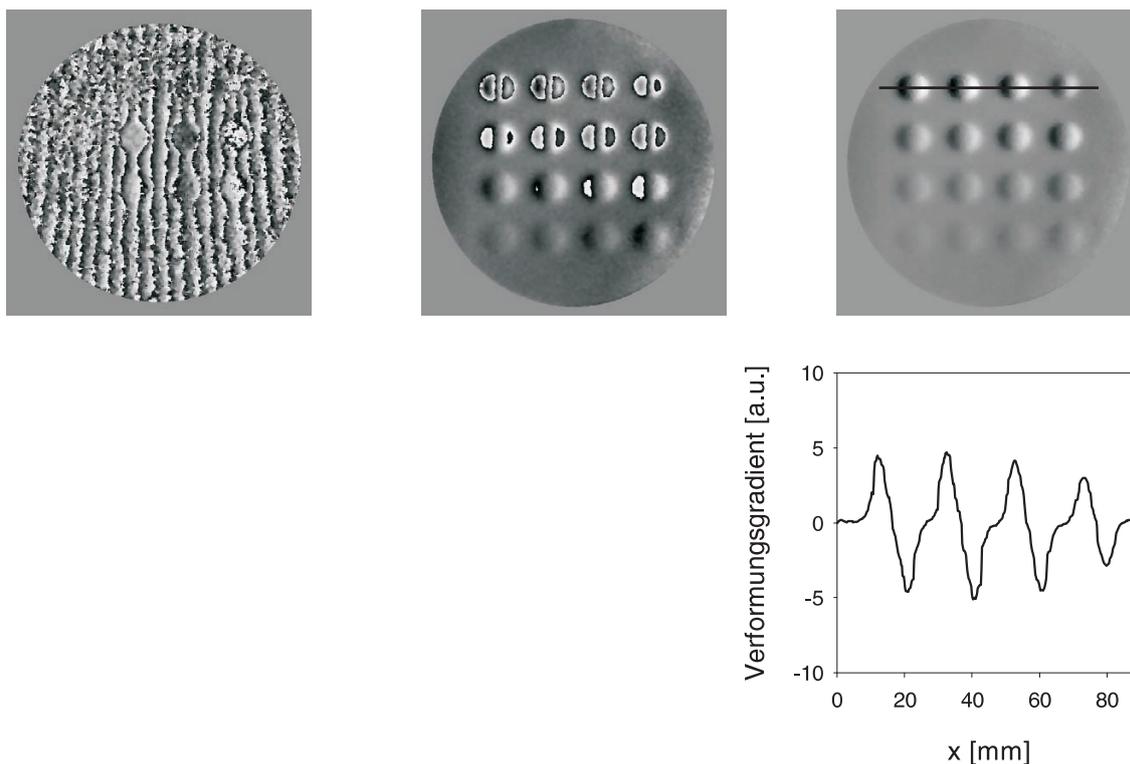


Abbildung 4.13: Ganzkörperverformung bei Dual-Burst-Messung: Shearogramm gegen Ende des ersten Anregungs-Bursts (links), Shearogramm während des zweiten Anregungs-Bursts (Mitte), demoduliertes Shearogramm (rechts).

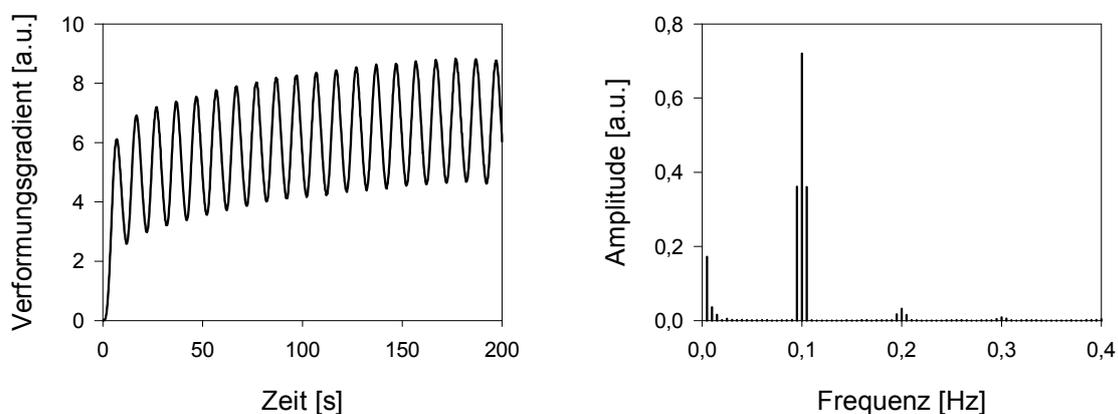


Abbildung 4.14: Zeitsignal (links) und Spektrum (rechts) eines Pixels bei modulierter Anregung.

Die nicht-modulierte Erwärmung („Gleichanteil“) ist zu Beginn der Messung sehr groß und nähert sich mit zunehmender Zahl von Perioden asymptotisch einem Grenzwert. Da die Fouriertransformation nur für den stationären Fall korrekte Phasenwinkelwerte liefert, erfolgen vor der eigentlichen Messung stets einige Einschwingperioden, so dass die nicht-modulierte Erwärmung bereits auf einem näherungsweise konstanten Niveau liegt. Im Spektrum ist ne-

ben der Lockin-Frequenz (in diesem Fall bei  $0,1\text{ Hz}$ ) bei der tiefsten Frequenz ( $0\text{ Hz}$ ) der Gleichanteil sichtbar. Abbildung 4.15 zeigt die Ergebnisse der Fouriertransformation einer solchen Messung.

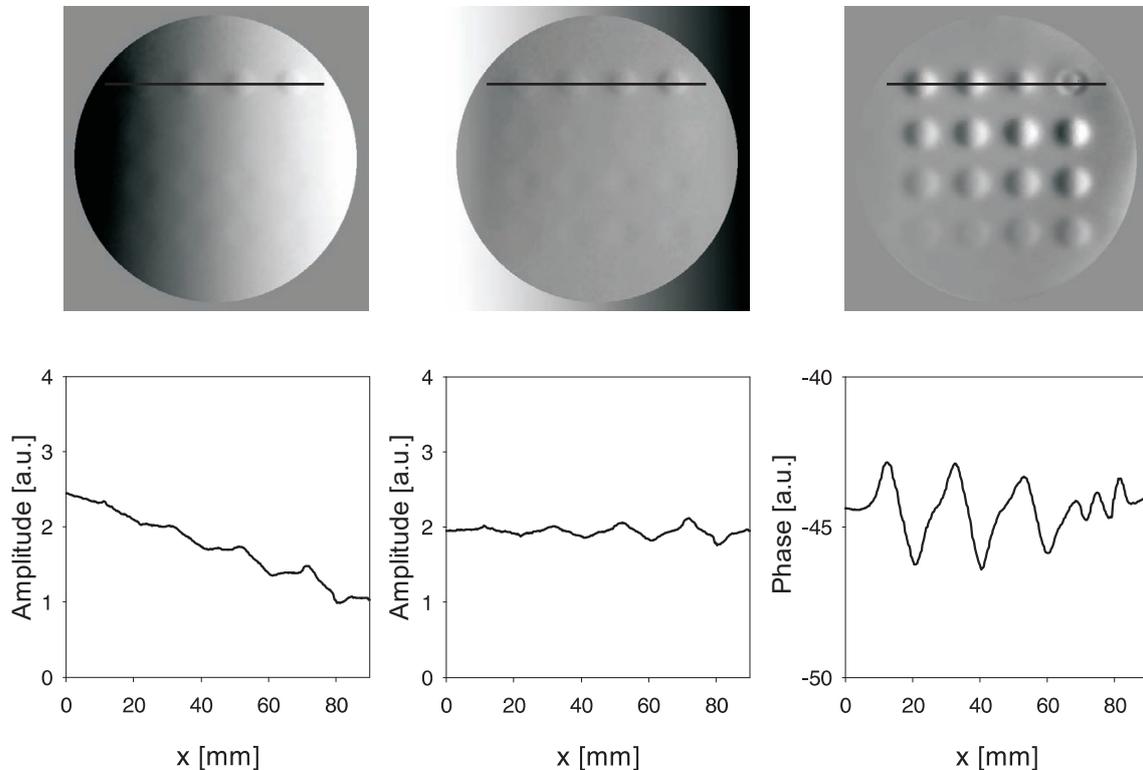


Abbildung 4.15: Ganzkörperverformung bei Lockin-Messung: Amplitudenbild (links), Amplitudenbild mit Ausgleichsebenen-Subtraktion (Mitte), Phasenbild (rechts).

Der Gleichanteil trägt bei der diskreten Fouriertransformation nicht zum Lockin-Phasenbild und Lockin-Amplitudenbild bei. Das Amplitudenbild zeigt den bereits erwähnten Gradienten, da die Modulation in der Probenmitte null und an den Probenrändern gleichmäßig hoch ist, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen. Die Subtraktion einer Ausgleichsebene kann den Gradienten eliminieren, führt jedoch nicht zu einer höheren Defektdetektierbarkeit. Das Lockin-Phasenbild zeigt den zeitlichen Versatz zwischen dem modulierten lokalen Verformungsgradienten und einem bekannten Referenzsignal (dem sinusförmigen Steuersignal der Lampen). Dieser Phasenversatz ist in allen Bereichen, die dieselbe Dicke aufweisen, konstant. Daher zeigt das Phasenbild keinen Gradienten über die gesamte Probe, sondern nur lokal deutliche Anzeigen der simulierten Defekte (teilweise mit der auf 57 erläuterten Phasenumkehr). Bei Prüfobjekten mit homogenem Material und konstanter Dicke ist das Lockin-Phasenbild also defektselektiv.

### 4.1.3 Defektgröße

Die angezeigte Größe eines Defekts hängt neben der tatsächlichen Defektgröße auch von weiteren Einflussfaktoren wie z.B. Defekttiefe, Werkstoff, Anregungsart bzw. -Frequenz ab. Die genannten Parameter werden im Folgenden anhand von Sacklochbohrungen unterschiedlicher Größe und Tiefe in Platten aus gegossenem rußgefüllten Epoxid sowie CFK in Prepreg-Bauweise (Abbildung 4.16) untersucht und mit dem verwandten Verfahren OLT verglichen. Weitere Untersuchungen an realen Defekten (Impactschäden) finden sich im Kapitel 5 Verfahrensvergleiche.

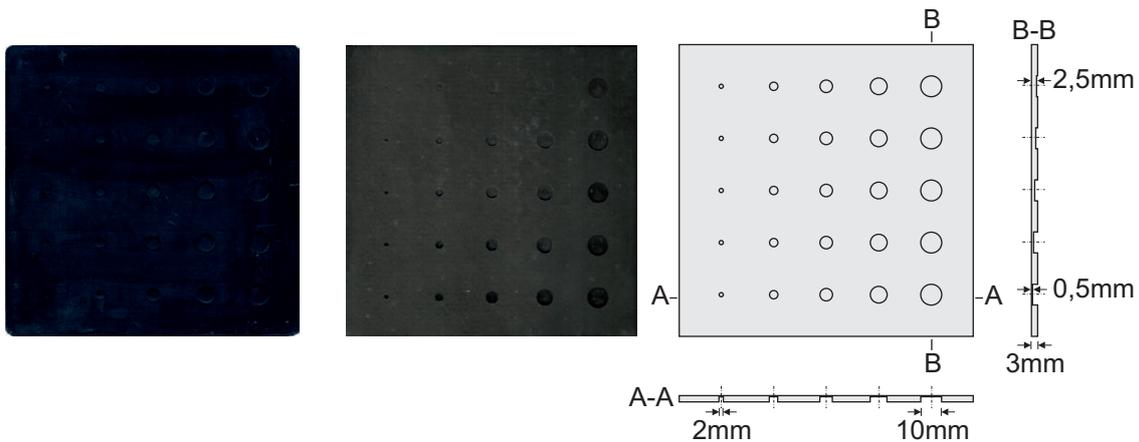


Abbildung 4.16: Epoxidplatte (links) und CFK-Platte (Mitte) mit rückseitigen Sacklöchern: Entlang A-A ändert sich der Durchmesser der Sacklöcher, entlang B-B deren Tiefenlage, entsprechend der Skizze (rechts). Hier ist die Rückansicht dargestellt; da die Proben von der Vorderseite gemessen wurden, erscheinen die folgenden Messergebnisse entsprechen spiegelverkehrt.

Abbildung 4.17 zeigt die Ergebnisse der konventionellen Shearografie, der Dual-Burst-Shearografie sowie der Lockin-Shearografie.

Bei statischer Anregung zeigt das Shearogramm neben den Defekten auch die Ganzkörperverformung, was die Defektdetektierbarkeit erschwert. Durch den Gradienten sind  $4\text{ mm}$  große Defekte noch bis zu  $1\text{ mm}$  Tiefe nachweisbar. Mit der Dual-Burst-Anregung können diese auch noch in  $2\text{ mm}$  Tiefe nachgewiesen werden, auch nur  $2\text{ mm}$  große Sacklochbohrungen sind erkennbar (bis in  $1,5\text{ mm}$  Tiefe. Mit der Lockin-Technik sind  $4\text{ mm}$  große Defekte je nach Frequenz auch noch in  $2,5\text{ mm}$  Tiefe erkennbar,  $2\text{ mm}$  große Defekte sind in bis zu  $1\text{ mm}$  Tiefe nachweisbar.

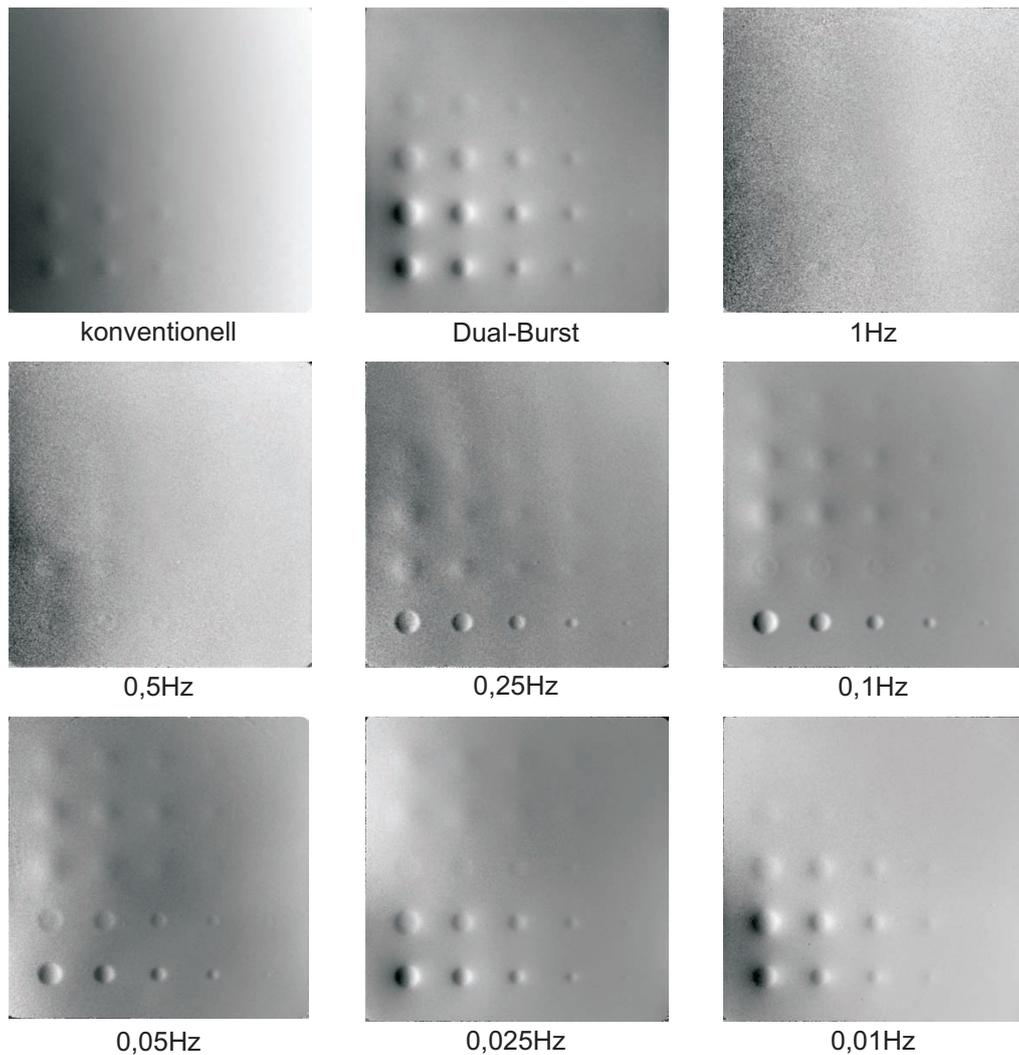


Abbildung 4.17: Epoxidplatte, gemessen mit konventioneller Shearografie (oben links), Dual-Burst-Shearografie (oben Mitte) und Lockin-Shearografie im Frequenzbereich zwischen  $1\text{ Hz}$  (oben rechts) und  $0,01\text{ Hz}$  (unten rechts).

Zum Vergleich sind in Abbildung 4.18 die Ergebnisse der OLT-Messungen dargestellt.

Die OLT kann auch in  $1,5\text{ mm}$  Tiefe noch  $2\text{ mm}$  große Sacklochbohrungen detektieren. Bei kleinen relativ oberflächennahen Defekten ist die OLT also im Vorteil. In  $2,5\text{ mm}$  Tiefe kann sie jedoch keine Defekte nachweisen. Hier zeigt sich wieder die im Vergleich zur OLT erhöhte Tiefenreichweite der Lockin-Shearografie.

Anhand der  $10\text{ mm}$  großen Defekte in  $0,5\text{ mm}$  und  $1\text{ mm}$  Tiefe erfolgt ein Vergleich der durch Lockin-Shearografie bzw. Lockin-Thermografie angezeigten Defektgröße (Abbildung 4.19); zur besseren Vergleichbarkeit wurden die OLT-Signale differenziert.

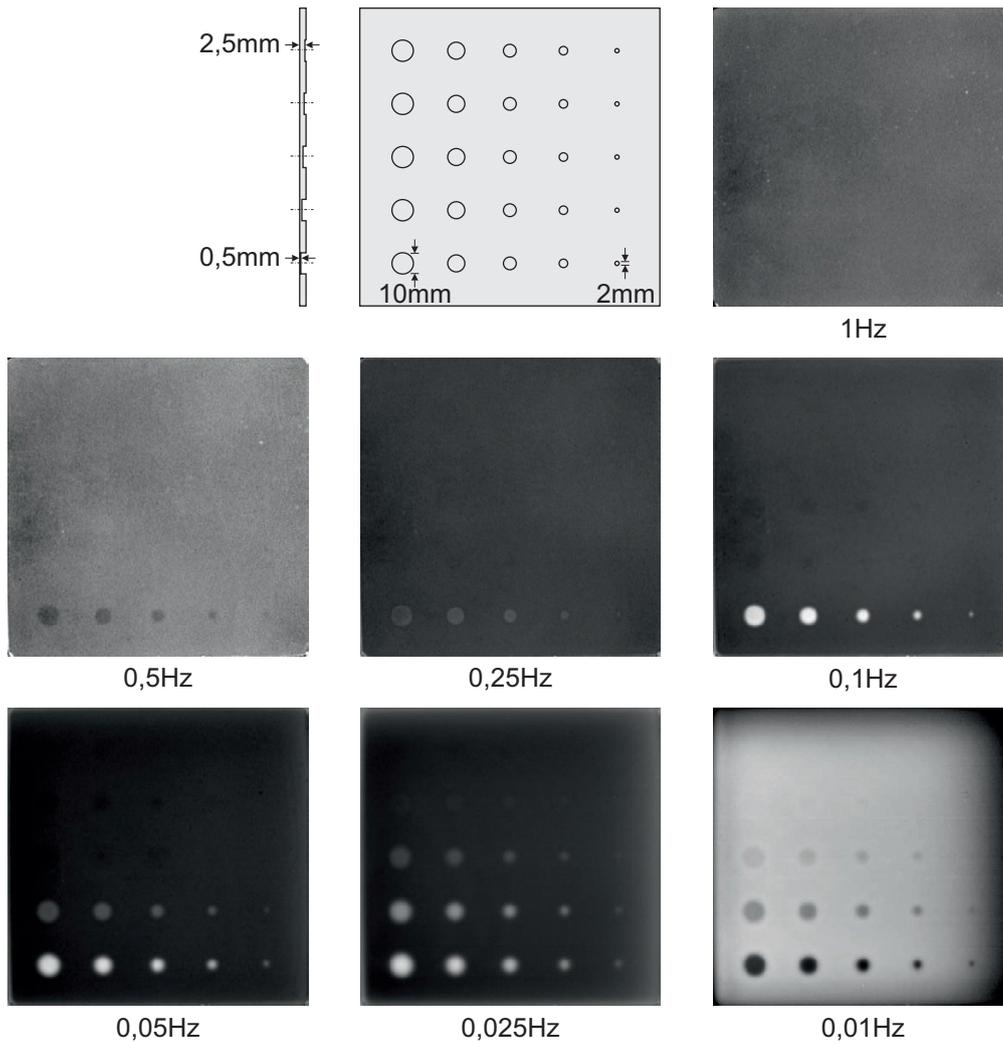


Abbildung 4.18: Epoxidplatte, gemessen mit optisch angeregter Lockin-Thermografie im Frequenzbereich zwischen  $1\text{ Hz}$  (oben rechts) und  $0,01\text{ Hz}$  (unten rechts).

Bei beiden Verfahren wird die Defektgröße der oberflächennahen Sacklochbohrungen bis einschließlich  $0,25\text{ Hz}$  gut wiedergegeben. Bei tieferen Frequenzen erscheinen die Defekte sowohl bei Lockin-Shearografie als auch bei OLT zunehmend verwaschen. Dieser Effekt ist bei größerer Tiefenlage noch verstärkt. Ursache ist die Faltung der Defektstruktur mit der point-spread-function der thermischen Welle bei dieser Frequenz. Der Scherbetrag von  $2\text{ mm}$  (entsprechend der kleinsten gesuchten Defektgröße) ist bei quantitativen Auswertungen selbstverständlich zu berücksichtigen. Der bereits beschriebene Effekt der Phasenumkehr und die damit zusammenhängende „blind frequency“ (siehe Seite 57) sind deutlich am umgekehrten Grauwertverlauf zu beobachten. Dies tritt bei der Shearografie besonders deutlich bei  $0,1\text{ Hz}$  für eine Tiefe von  $1\text{ mm}$  auf, bei der OLT aufgrund der geringeren thermischen Eindringtiefe bei etwas geringeren Tiefen bzw. höheren Frequenzen. Bei OLT ist der Kontrast der Sacklöcher sowohl für eine Tiefe von  $0,5\text{ mm}$  als auch für  $1\text{ mm}$  Tiefe bei  $0,025\text{ Hz}$  maximal. Bei

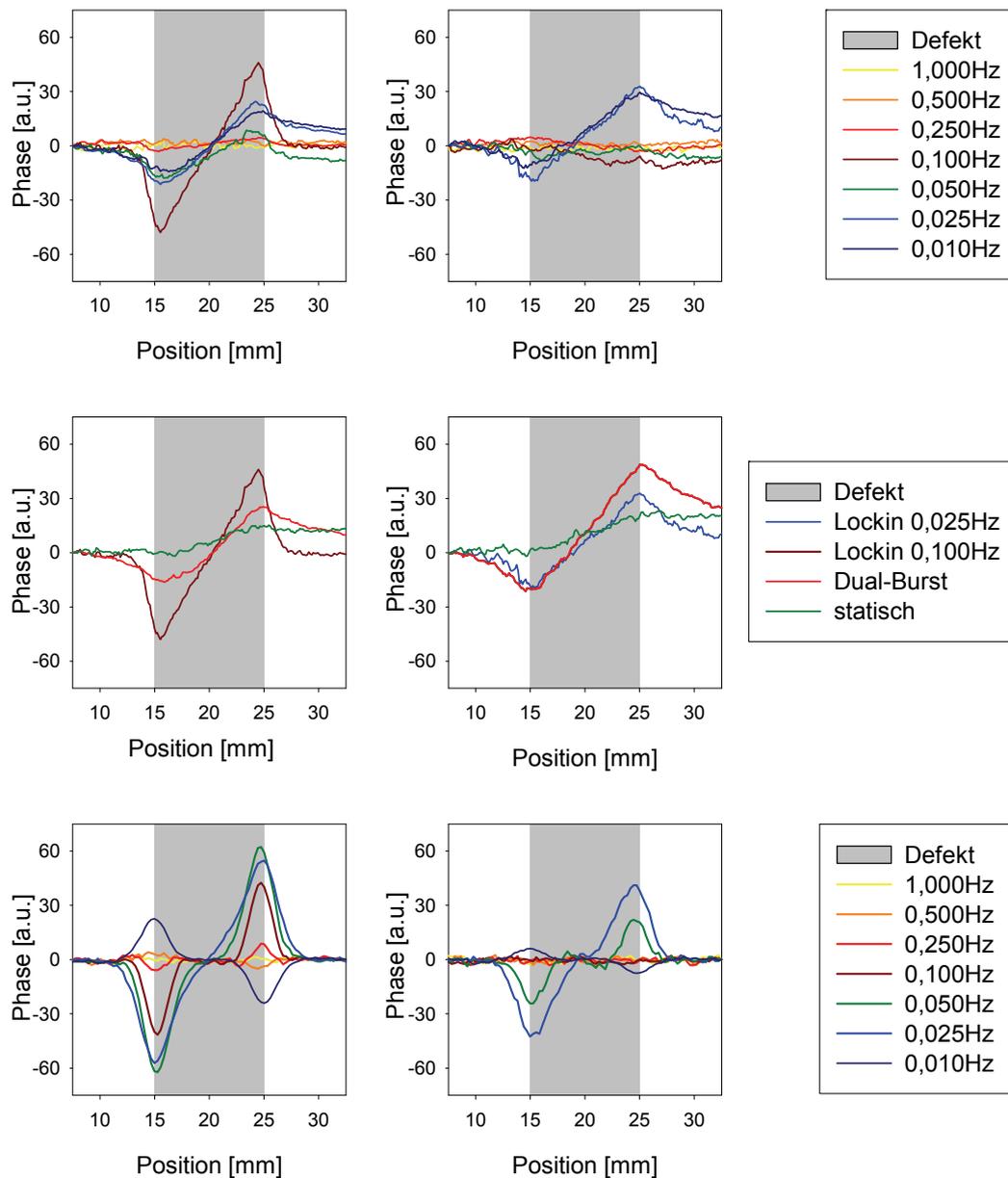


Abbildung 4.19: Angezeigte Defektgrößen von Sacklochbohrungen in Epoxid mit 10 mm Durchmesser in einer Tiefe von 0,5 mm bzw. 1 mm Tiefe (links bzw. rechts), gemessen mit Shearografie (oben und Mitte) und Lockin-Thermografie (unten, differenziert).

Lockin-Shearografie liegt der optimale Kontrast dagegen bei 0,1 Hz für 0,5 mm Tiefe bzw. bei 0,025 Hz für 1 mm Tiefe vor.

Dieselbe Untersuchung erfolgte an einer CFK-Platte mit unidirektionaler Faserorientierung und gleicher Größe, Dicke und Anordnung verdeckter Sacklochbohrungen. Die Lockin-Shearografie-Resultate sind in Abbildung 4.20 dargestellt.

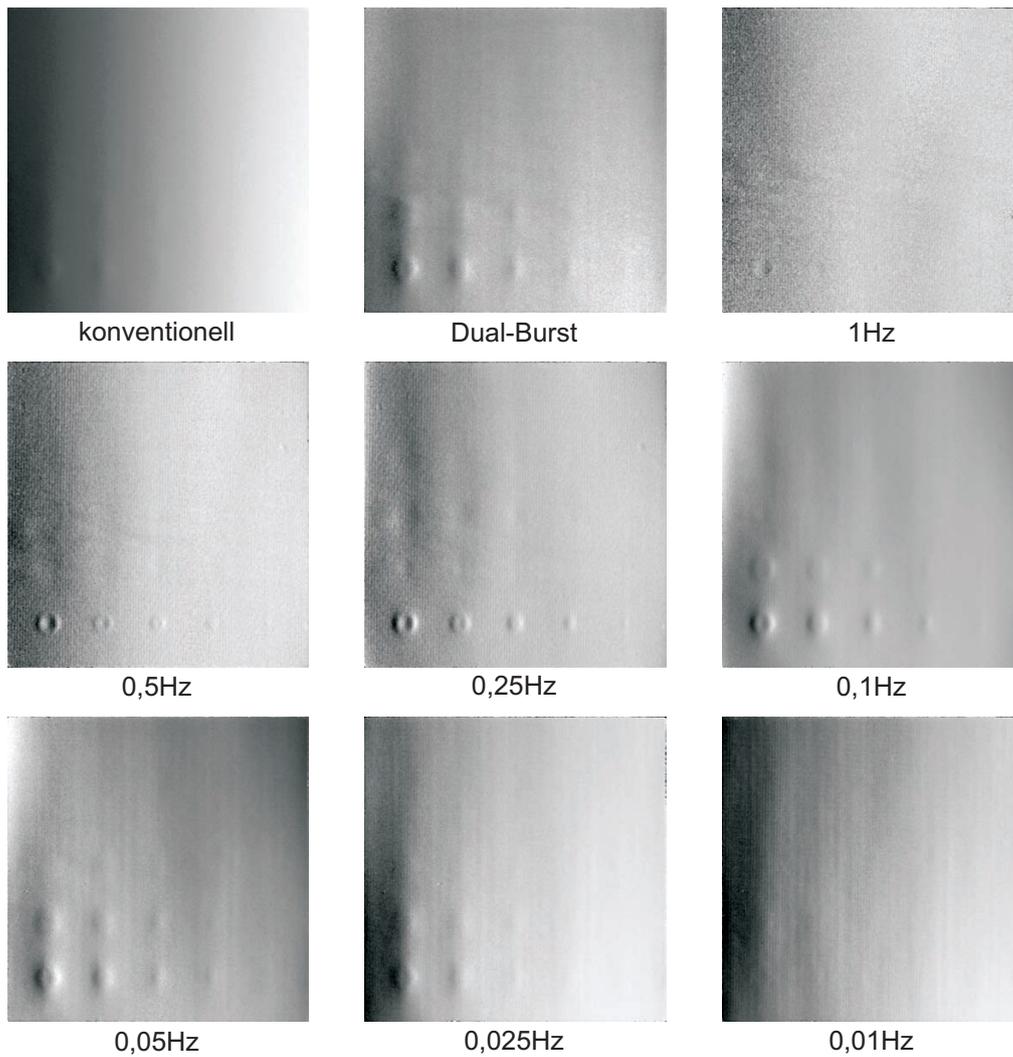


Abbildung 4.20: CFK-Platte mit unidirektionaler Faserorientierung (in dieser Ansicht von oben nach unten) und gleicher Größe, Dicke und Anordnung verdeckter Sacklochbohrungen wie die Epoxidplatte in Abbildung 4.17, gemessen mit konventioneller Shearografie (oben links), Dual-Burst-Shearografie (oben Mitte) und Lockin-Shearografie im Frequenzbereich zwischen  $1\text{ Hz}$  (oben rechts) und  $0,01\text{ Hz}$  (unten rechts).

CFK unterscheidet sich von reiner Matrix durch die stark erhöhte anisotrope Steifigkeit sowie durch eine höhere, ebenfalls sehr anisotrope Wärmeleitfähigkeit. Sowohl mit statisch angeregter Shearografie als auch mit Dual-Burst-Shearografie sind deutlich weniger Sacklochbohrungen detektierbar. Außerdem erscheinen die Defekte aufgrund lateraler Wärmeflüsse in Faserrichtung elliptisch. Die  $4\text{ mm}$  großen Sacklöcher sind mit statischer Anregung nicht nachweisbar, mit Dual-Burst-Anregung nur bis zu einer Tiefe von  $1\text{ mm}$ . In einer Tiefe von  $1,5\text{ mm}$  können mit Dual-Burst-Anregung immerhin noch die  $10\text{ mm}$  und  $8\text{ mm}$  großen Defekte erkannt werden, während mit statischer Shearografie in dieser Tiefe keine Defekte detektierbar sind. Die erhöhte Wärmeleitfähigkeit und die geringere Wärmekapazität verur-

sachen eine höhere thermische Diffusionslänge im Vergleich zu reinem Epoxid. Daher sind mit Lockin-Shearografie schon bei  $1\text{ Hz}$  oberflächennahe Sacklöcher nachweisbar, während dies bei reinem Epoxid erst bei  $0,5\text{ Hz}$  der Fall ist. Die Sacklöcher mit  $2\text{ mm}$  Durchmesser sind nur bei hohen Frequenzen und nur bis zu einer Tiefe von  $1\text{ mm}$  erkennbar. Mit zunehmender Tiefe nimmt die Defektdetektierbarkeit stark ab, auch die  $10\text{ mm}$  großen Sacklöcher sind in  $2\text{ mm}$  Tiefe nur bei  $0,25\text{ Hz}$  und bei  $0,1\text{ Hz}$  erkennbar. Die Sacklöcher in  $2,5\text{ mm}$  Tiefe sind nicht detektierbar.

Abbildung 4.21 zeigt analog zu Abbildung 4.18 die Ergebnisse der OLT-Untersuchungen an der CFK-Platte.

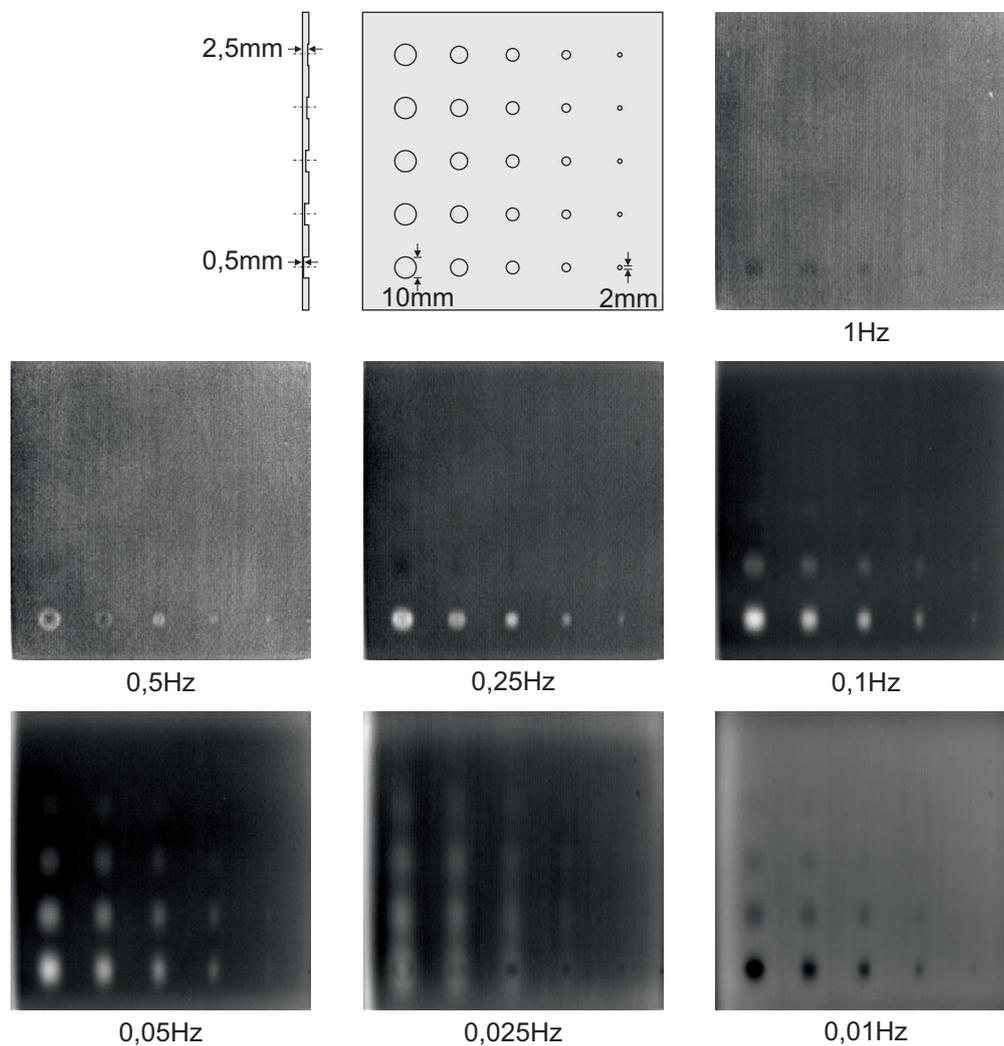


Abbildung 4.21: Messergebnisse an CFK-Platte aus Abbildung 4.20 mit optisch angeregter Lockin-Thermografie im Frequenzbereich zwischen  $1\text{ Hz}$  (oben rechts) und  $0,01\text{ Hz}$  (unten rechts).

Auch hier ist die oberflächennahe Defektreihe aufgrund der höheren thermischen Diffusionslänge bereits bei  $1\text{ Hz}$  erkennbar. Auffallend ist die stark zunehmende Verwaschung der Defektanzeigen in Faserrichtung bei Frequenzen unterhalb von  $0,25\text{ Hz}$ . Trotzdem sind mit OLT auch kleine Sacklöcher von  $2\text{ mm}$  Größe bis in Tiefen von  $1,5\text{ mm}$  nachweisbar, größere Defekte werden auch noch in  $2\text{ mm}$  Tiefe sicher erkannt. Durch die hohe Steifigkeit erscheinen Sacklöcher bei der Lockin-Shearografie nicht so ausgeprägt wie in OLT-Phasenbildern, im Fall von monolithischem CFK ist die OLT also im Vorteil.

Wie oben in Abbildung 4.19 erfolgt auch hier anhand der  $10\text{ mm}$  großen Defekte in  $0,5\text{ mm}$  und  $1\text{ mm}$  Tiefe ein Vergleich der durch Lockin-Shearografie bzw. Lockin-Thermografie angezeigten Defektgröße (Abbildung 4.22); die OLT-Signale wurden wieder seitlich (quer zur Faserrichtung) differenziert.

Bei beiden Verfahren wird die Defektgröße der oberflächennahen Sacklochbohrungen wiederum bis einschließlich  $0,25\text{ Hz}$  gut wiedergegeben. Dies gilt jedoch nur quer zur Orientierung der Fasern. In Längsrichtung erscheinen die Sacklöcher bei tieferen Frequenzen und größeren Tiefenlagen sowohl bei Lockin-Shearografie als auch bei OLT deutlich größer, da die lateralen Wärmeflüsse durch die sehr hohe Wärmeleitfähigkeit der Kohlenstofffaser sehr ausgeprägt sind. Die Phasenumkehr tritt erwartungsgemäß für gegebene Tiefen bereits bei höheren Frequenzen auf, bei der Lockin-Shearografie für eine Tiefe von  $1\text{ mm}$  bereits bei  $0,25\text{ Hz}$ . Der Kontrast ist bei beiden Verfahren nur etwa halb so hoch wie bei reinem Epoxid. Bei dem in  $0,5\text{ mm}$  Tiefe befindlichen Sackloch ist er bei OLT nun bei  $0,1\text{ Hz}$  maximal, für eine Tiefe von  $1\text{ mm}$  bei  $0,05\text{ Hz}$ . Bei Lockin-Shearografie tritt der optimale Kontrast für eine Tiefe von  $0,5\text{ mm}$  ebenfalls bei  $0,1\text{ Hz}$  und für  $1\text{ mm}$  tief gelegene Sacklöcher bei  $0,05\text{ Hz}$  auf.

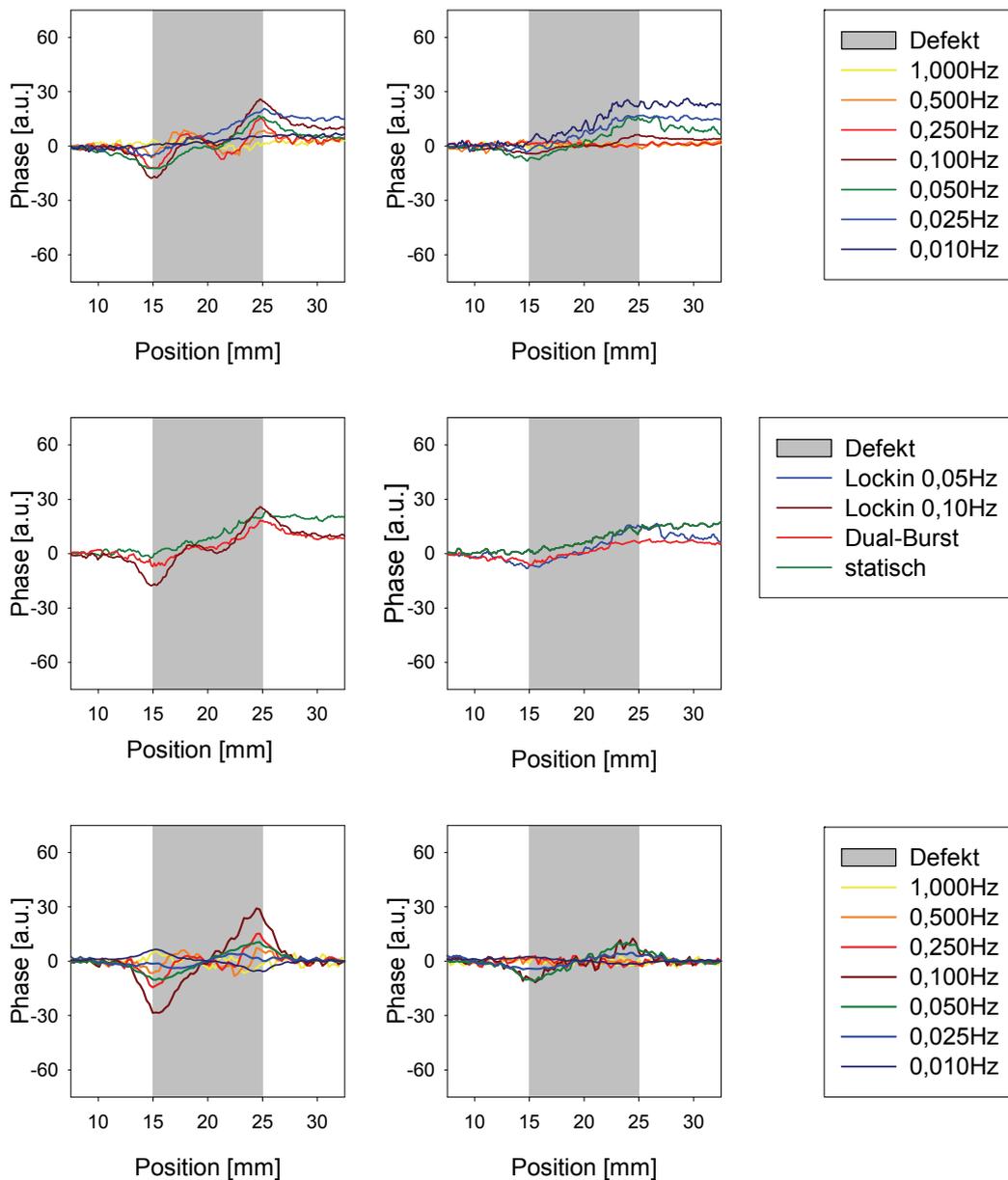


Abbildung 4.22: Angezeigte Defektgrößen von Sacklochbohrungen in CFK mit 10 mm Durchmesser in einer Tiefe von 0,5 mm bzw. 1 mm Tiefe (links bzw. rechts), gemessen mit Shearografie (oben und Mitte) und Lockin-Thermografie (unten, differenziert). Verläufe quer zur Faserorientierung.

#### 4.1.4 Defekttiefe

Die maximale Tiefenlage, bis zu der Defekte mit Shearografie noch detektierbar sind, hängt nicht nur von Defektgröße und Werkstoff ab, sondern auch von der Bauteilgeometrie. Die Tiefenreichweite des Lockin-Amplitudenbildes ist dadurch ebenfalls von der Bauteilgeometrie abhängig. Das Amplitudenbild ist bei der optischen Anregung meistens nicht relevant, da es oft einen starken Gradienten aufweist. Wie im Kapitel 2 Messprinzip dargelegt, hängt die

Tiefenreichweite des Lockin-Phasenbildes von der Eindringtiefe der thermischen Welle und damit neben den Werkstoffeigenschaften vor allem von der Anregungsfrequenz ab. Anhand einer CFK-Platte mit Teflon-Inlays in unterschiedlichen Tiefen wird diese Frequenzabhängigkeit nochmals demonstriert (Abbildung 4.23).

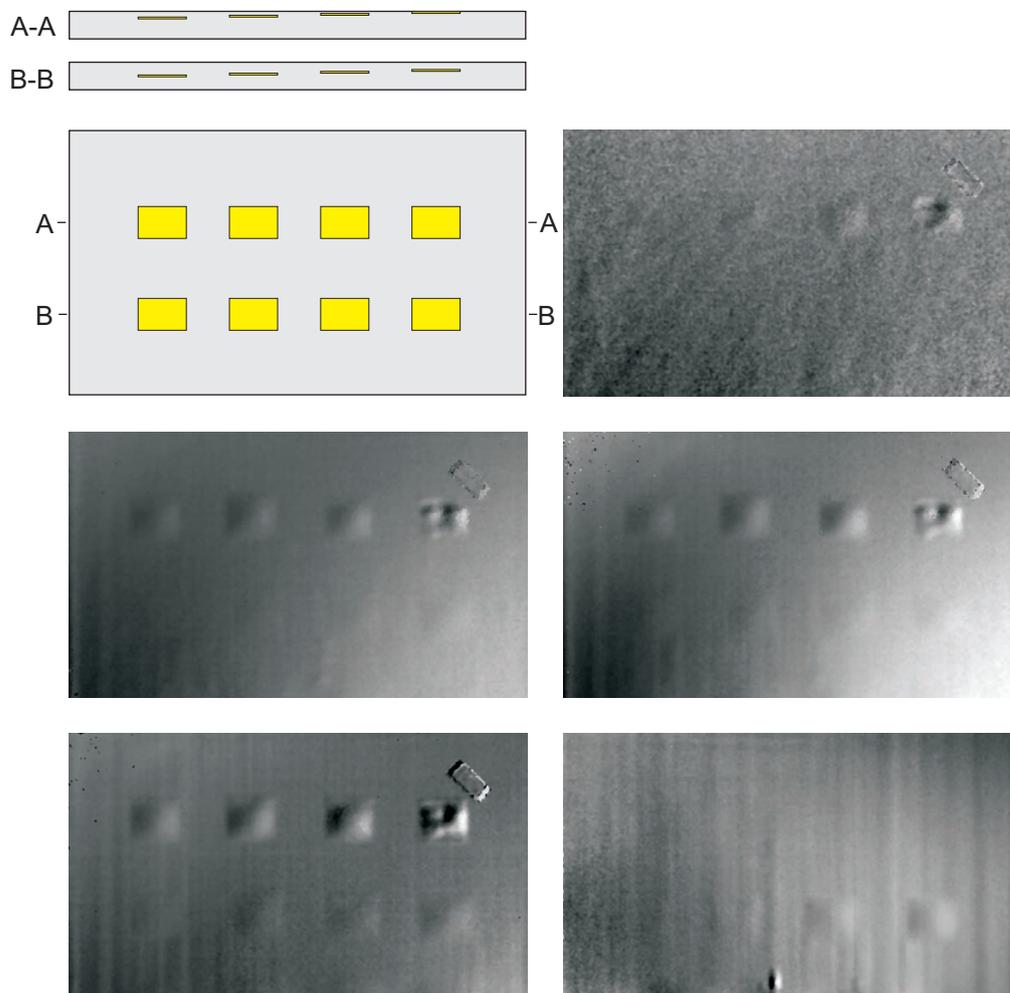


Abbildung 4.23: Lockin-Phasenbilder der optisch angeregten Lockin-Shearografie bei  $0,5\text{ Hz}$  (oben rechts),  $0,1\text{ Hz}$  (Mitte links),  $0,05\text{ Hz}$  (Mitte rechts),  $0,01\text{ Hz}$  (unten links) sowie bei  $0,01\text{ Hz}$  gemessen von der Rückseite (unten rechts).

Deutlich ist die mit sinkender Anregungsfrequenz zunehmende Tiefenreichweite des Phasenbildes erkennbar. Die Teflon-Inlays sind bei einer Frequenz von  $0,01\text{ Hz}$  bis zu einer Tiefe von  $3,1\text{ mm}$  detektierbar.

### 4.1.5 Multifrequenzanregung

Bei Untersuchungen zur Tiefenlage von Defekten sind Lockin-Messungen bei verschiedenen Anregungsfrequenzen erforderlich. Da die Fouriertransformation die Phaseninformation jeweils nur in Bezug auf eine Referenzschwingung mit einer bestimmten Frequenz ermittelt, ist es möglich, eine simultane Anregung mit mehreren einander überlagerten Frequenzen durchzuführen und die Messsequenz im Nachhinein bei verschiedenen Frequenzen auszuwerten [45]. Abbildung 4.24 zeigt das Zeitsignal und das Spektrum einer solchen Multifrequenzanregung sowie das den zeitlichen Verlauf des Verformungsgradienten und dessen Spektrum am Beispiel des Epoxid-/Aluminiumkeils.

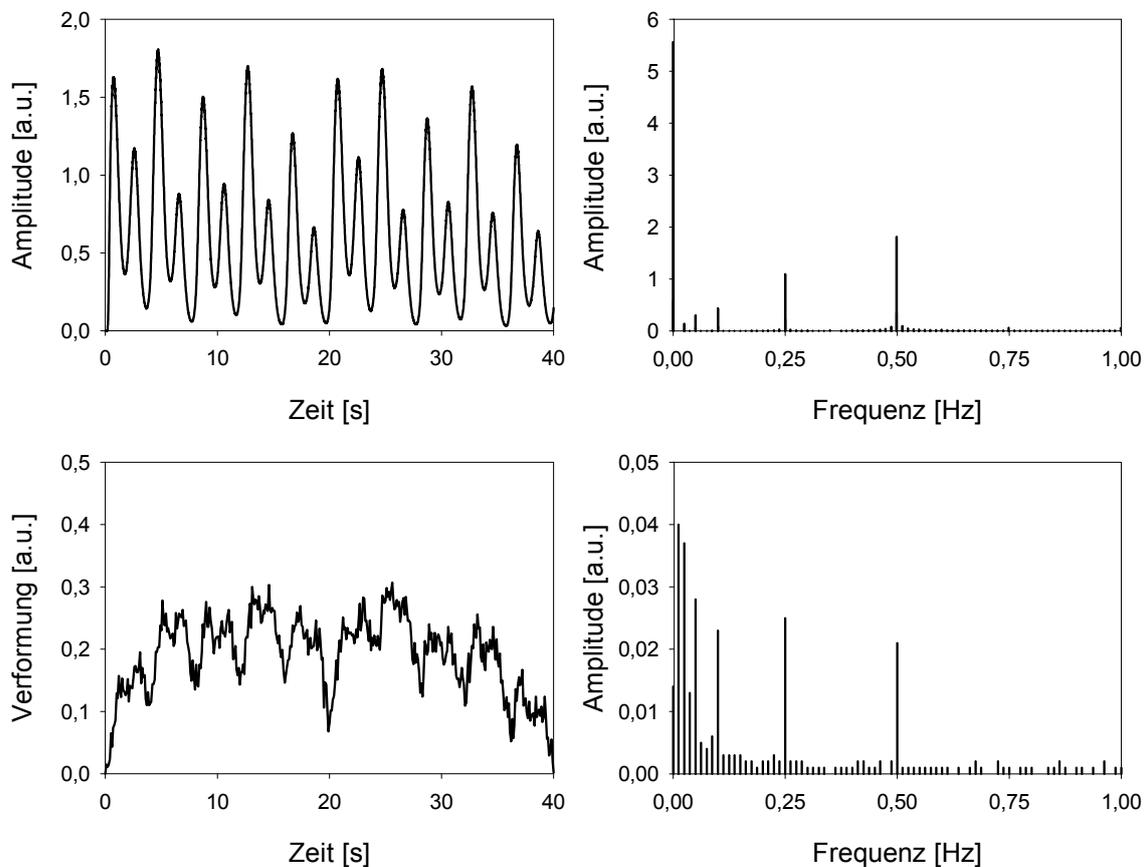


Abbildung 4.24: Zeitsignal und Spektrum (oben links bzw. rechts) der Multifrequenzanregung und Zeitsignal und Spektrum des Verformungsgradienten (unten links bzw. rechts).

Die Anregungsamplituden müssen bei hohen Frequenzen deutlich größer sein müssen als bei niedrigen Frequenzen, damit die Amplitude des Verformungsgradienten bei den verschiedenen Frequenzen auf einem konstanten Niveau bleibt (siehe Spektren in Abbildung 4.24).

Die frequenzabhängige Tiefenreichweite des Verfahrens ist sehr gut in Abbildung 4.25 erkennbar. Die Ergebnisse entsprechen denen einer seriellen Messreihe, jedoch mit sehr viel geringerem Zeitaufwand.

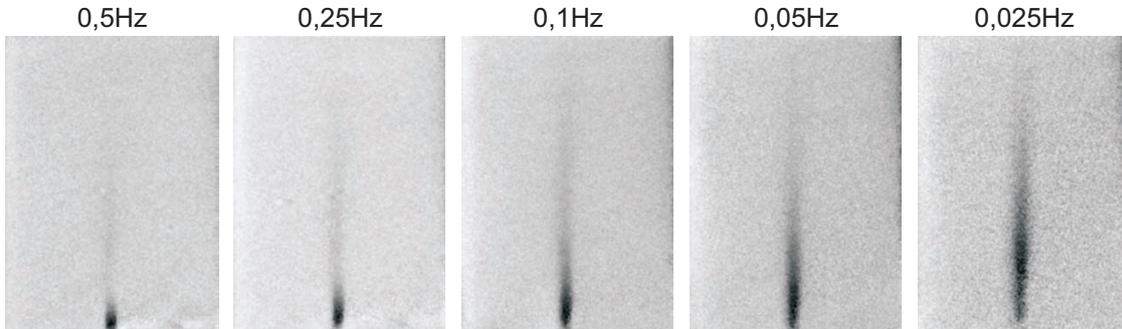


Abbildung 4.25: Lockin-Shearografie-Phasenbilder, erhalten durch Fouriertransformation desselben Bilderstapels bei Frequenzen zwischen  $0,5\text{ Hz}$  (links) und  $0,025\text{ Hz}$  (rechts).

## 4.2 Induktionsangeregte Lockin-Shearografie (ILS)

Die induktionsangeregte Lockin-Shearografie (ILS) basiert auf denselben Grundlagen wie die optisch angeregte Lockin-Shearografie, beruht jedoch auf einem anderen Kontrastmechanismus. Im Folgenden werden analog zur OLS die Möglichkeiten und Grenzen der ILS dargestellt.

### 4.2.1 Signal-/Rausch-Verhältnis

Abbildung 4.26 zeigt Messergebnisse an einem CFK-Rohr mit einem  $15\text{ J}$ -Impactschaden, gemessen mit induktiv angeregter Lockin-Shearografie bei einer Schwingkreisfrequenz von  $30\text{ kHz}$  und einer Lockin-Frequenz von  $0,05\text{ Hz}$ .

Das kontrastreichste Einzelbild der Lockin-Sequenz besitzt ein Signal-/Rausch-Verhältnis von ca. 4. Durch Fouriertransformation aller 500 Sequenzbilder erhöht sich das Signal-/Rausch-Verhältnis auf ca. 13. Dadurch sind wesentlich mehr Details des Schadens erkennbar. Das Phasenbild zeigt nicht nur eine Beschädigung an der Impactstelle selbst, sondern auch eine von dort ausgehende Delamination.

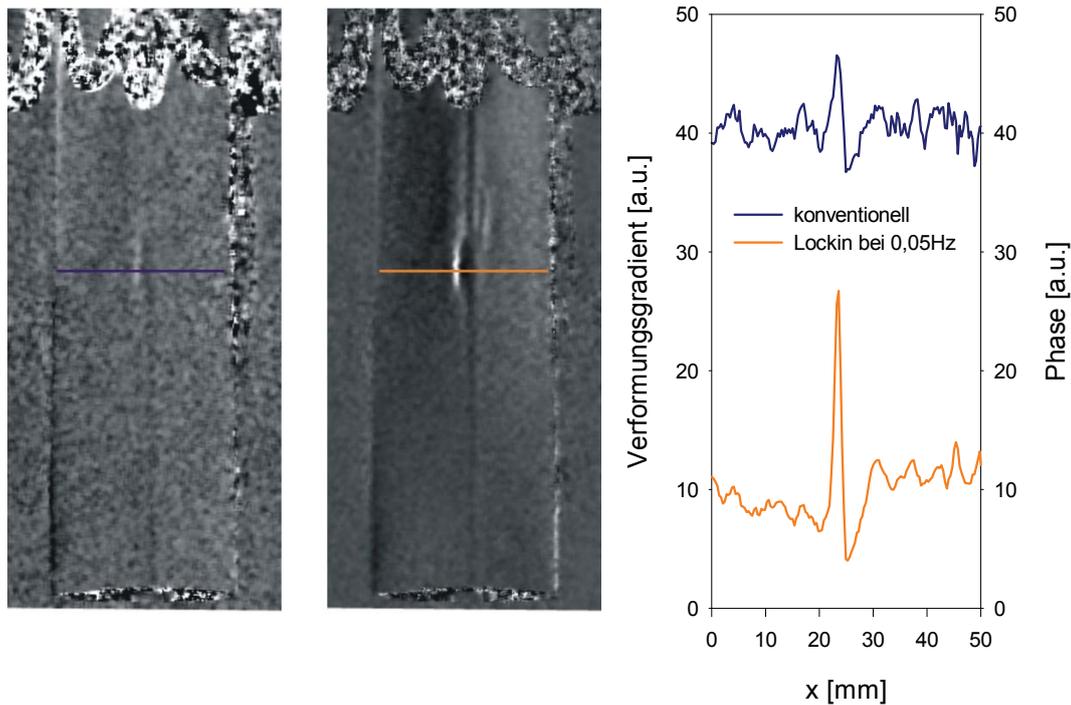


Abbildung 4.26: Konventionelle induktionsangeregte Shearografie (links) und induktionsangeregte Lockin-Shearografie (bei  $30\text{ kHz}$  Schwingkreisfrequenz und  $0,05\text{ Hz}$  Lockin-Frequenz, Mitte) an einem CFK-Rohr mit Impactschaden, Verformungsgradient bzw. Phasenverlauf in Umfangsrichtung an der Defektstelle (rechts) [82].

### 4.2.2 Defektselektivität

Eine induktive Erwärmung von CFK bei Magnetfeldfrequenzen von  $250\text{ kHz}$  und der gegebenen Probendicke von  $4,5\text{ mm}$  sollte als Volumenheizung wirken und daher erheblich weniger Ganzkörperverformung verursachen als eine optische Oberflächenerwärmung. Die in Abbildung 4.27 dargestellten Messergebnisse an der Probe aus Abbildung 8.7 bestätigen dies.

Das Shearogramm zeigt eine sehr geringe Ganzkörperverformung. Lediglich an den Kanten der Probe kommt es durch die sehr inhomogene Anregung zu einer lokal erhöhten Verformung. Da diese moduliert ist, ist sie im Amplitudenbild ebenfalls erkennbar. Im Phasenbild ist der Effekt reduziert, jedoch nicht vollkommen eliminiert. Daher kann die Methode nur als bedingt defektselektiv bezeichnet werden. Die spulennahe Defektreihe ist in allen Bildern erkennbar, am ausgeprägtesten sind die Anzeigen im Phasenbild. Die Faserstruktur ist nur in den Lockin-Bildern sichtbar, durch sie ist die laterale Reichweite der Anregung abschätzbar: Nur dort, wo die Faserstruktur erkennbar ist (in der oberen Hälfte der Bilder sowie an den kantennahen Probenbereichen), erfolgt eine ausreichend starke Anregung. Die spulenerne Defektreihe wird dagegen aufgrund der dort bereits sehr geringen Anregung nur unvollständig detektiert.

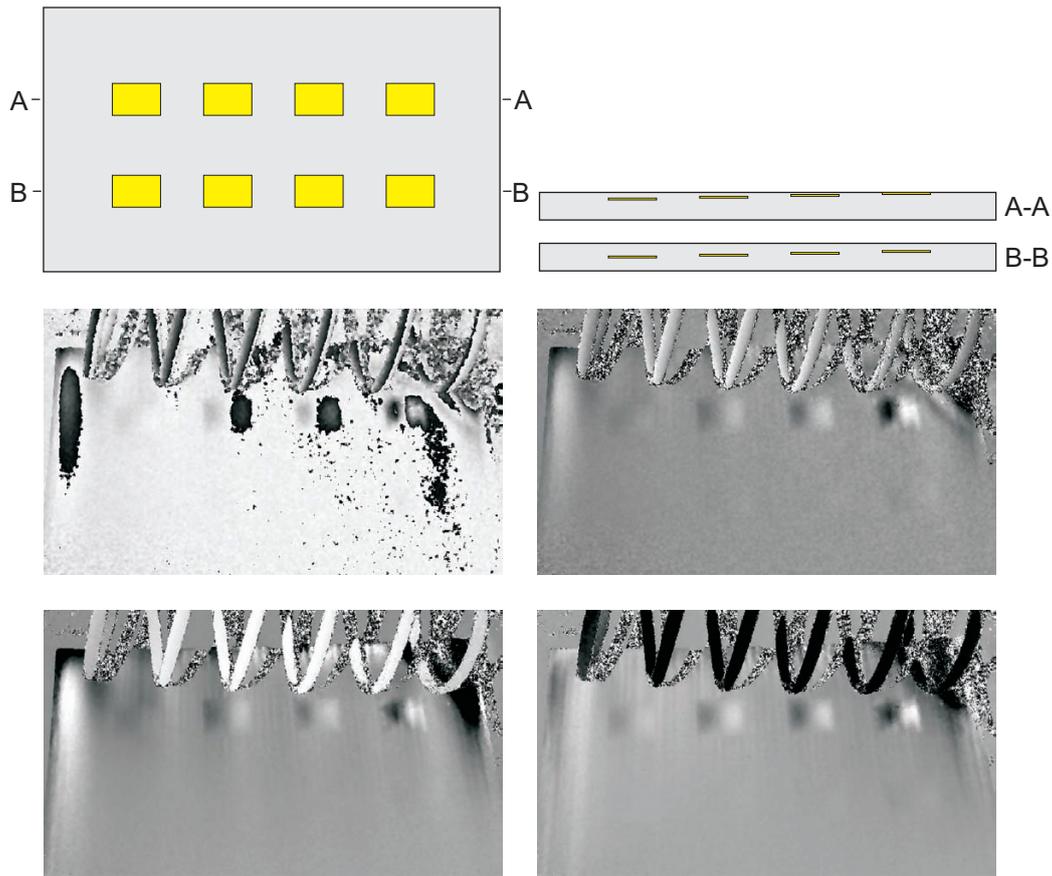


Abbildung 4.27: Konventionelles Shearogramm (Mitte links) und demoduliertes Bild (Mitte rechts) sowie Lockin-Amplituden - und Phasenbild bei  $0,01\text{ Hz}$  Lockin-Frequenz und  $250\text{ kHz}$  Schwingkreisfrequenz (unten links bzw. rechts). Probe aus Abbildung 8.7.

### 4.2.3 Defekttiefe

Mit den entwickelten Spulen und den vorliegenden Kondensatoren standen als effiziente Anregungsfrequenzen  $101\text{ kHz}$  und  $253\text{ kHz}$  zur Verfügung. Abbildung 4.28 zeigt demodulierte Shearogramme, die sich nur durch die für die Anregung verwendete Schwingkreisfrequenz unterscheiden.

Die Shearogramme sind einander sehr ähnlich. Die mit dem vorliegenden Aufbau nutzbaren Frequenzen unterscheiden sich zu wenig, um auf diese Art und Weise eine Tiefenlagendifferenzierung von Defekten zu ermöglichen. Hierzu wären deutlich höhere Frequenzen im  $\text{MHz}$ -Bereich nötig.

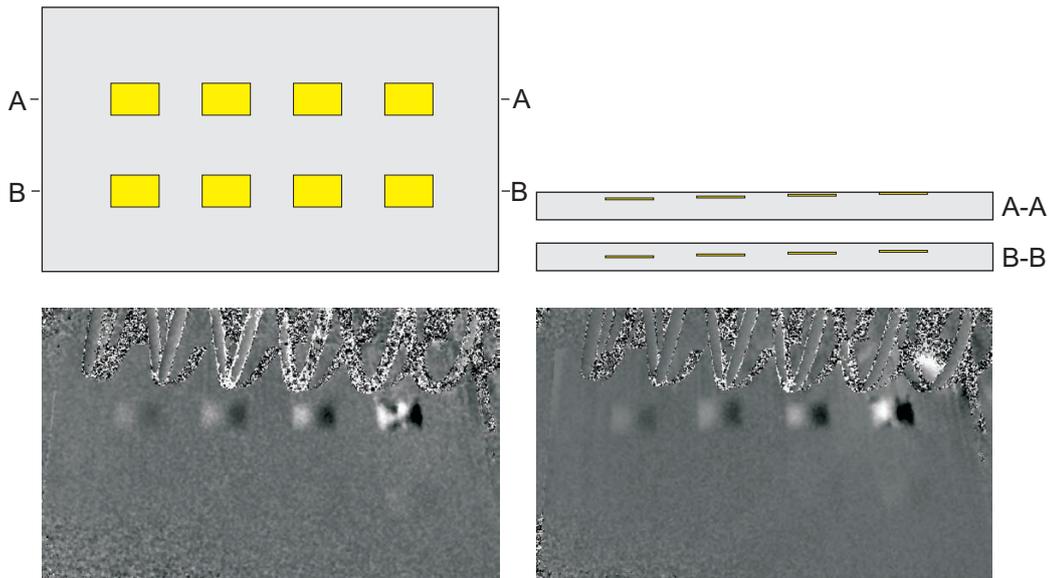


Abbildung 4.28: Optische Phasenbilder der induktionsangeregten Shearografie bei einer Schwingkreisfrequenz von  $101\text{ kHz}$  (unten links) und  $253\text{ kHz}$  (unten rechts) [82].

Anhand derselben Probe wird der Einfluss der Modulationsfrequenz untersucht (Abbildung 4.29).

Schon bei einer hohen Anregungsfrequenz von  $0,5\text{ Hz}$  sind alle Teflonfolien der spulennahen Defektreihe nachweisbar. Bei den niedrigeren Frequenzen ist das Rauschen etwas geringer, da eine längere Integrationszeit des CMOS-Sensors gewählt werden konnte. Ansonsten gleichen sich die Bilder, eine höhere Tiefenreichweite bei niedrigerer Frequenz ist im Gegensatz zur optischen Anregung (Abbildung 4.23) nicht beobachtbar. Ursache dafür ist der Kontrastmechanismus. Die mittels Teflonfolie simulierten Defekte sind tatsächlich Ablösungen. Bei einer Anregung mittels induktiver Heizung wird das gesamte Bauteilvolumen erwärmt, außer an der Stelle der Teflonfolien. Diese unterbinden die zur Ausbildung von Wirbelströmen notwendige Kopplung zwischen verschiedenen Faserlagen. Durch die Volumenheizung im Bereich über den Folien und die Ablösung verformen sich diese Stellen lokal, obwohl keine thermische Welle an den eigentlichen Defekten erzeugt wird. Da sich in derselben Probe gleich dimensionierte und positionierte Aluminium-Inlays befinden, ist dieser Effekt durch eine weitere Messung bei veränderter Probenorientierung belegbar (Abbildung 4.30): Das links oben dargestellte Amplitudenbild zeigt, dass der Bereich um die Teflon-Inlays in Spulennähe gut angeregt wird, die spulenerne Defektreihe aber nicht. Außerdem ist erkennbar, dass die Teflon-Inlays tatsächlich abgelöst sind, die Aluminium-Inlays dagegen nicht. Im oben links dargestellten Amplitudenbild in Abbildung 4.30 erscheinen über den Inlays ausgedehnte Gradienten, während im oben rechts dargestellten Amplitudenbild nur lokale Gradienten im Bereich der Inlaykanten erkennbar sind. Dies ist ein klares Indiz dafür, dass

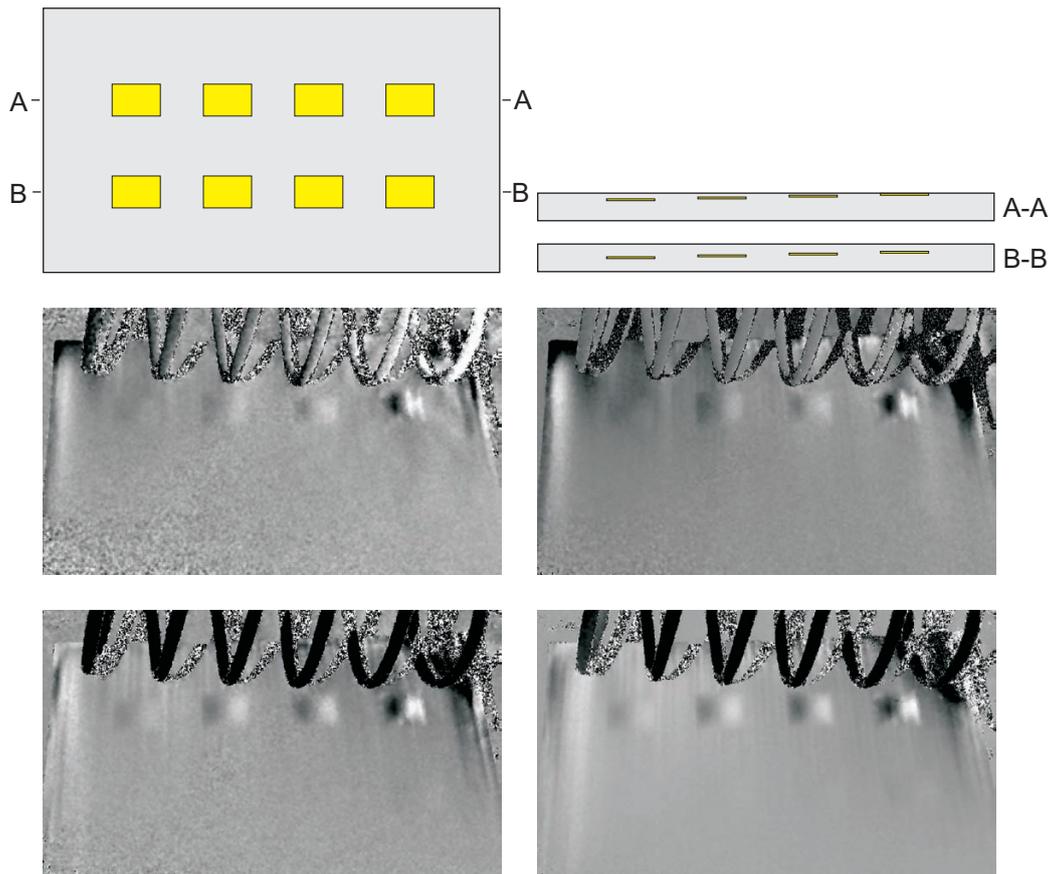


Abbildung 4.29: Lockin-Phasenbilder der induktionsangeregten Lockin-Shearografie bei  $0,5\text{ Hz}$  (Mitte links),  $0,1\text{ Hz}$  (Mitte rechts),  $0,05\text{ Hz}$  (unten links) und  $0,01\text{ Hz}$  (unten rechts).

die Aluminium-Inlays im Gegensatz zu den Teflon-Inlays nicht abgelöst sind. Außerdem sind auch zumindest die oberen beiden spulenernen Aluminium-Inlays erkennbar. Für eine deutliche Anregung des CFK ist bei diesem Spulenabstand die Magnetfeldstärke zu gering, für die Anregung der sehr gut leitfähigen Aluminium-Inlays jedoch noch ausreichend. Im Phasenbild der Aluminium-Inlays sind diese durch die noch bestehende Haftung zwar nur schwach erkennbar, bei den Aluminium-Inlays wird jedoch im Gegensatz zu den Teflon-Folien direkt an den Inlays eine thermische Welle erzeugt, wodurch auch die spulenernen Defekte noch nachweisbar sind.

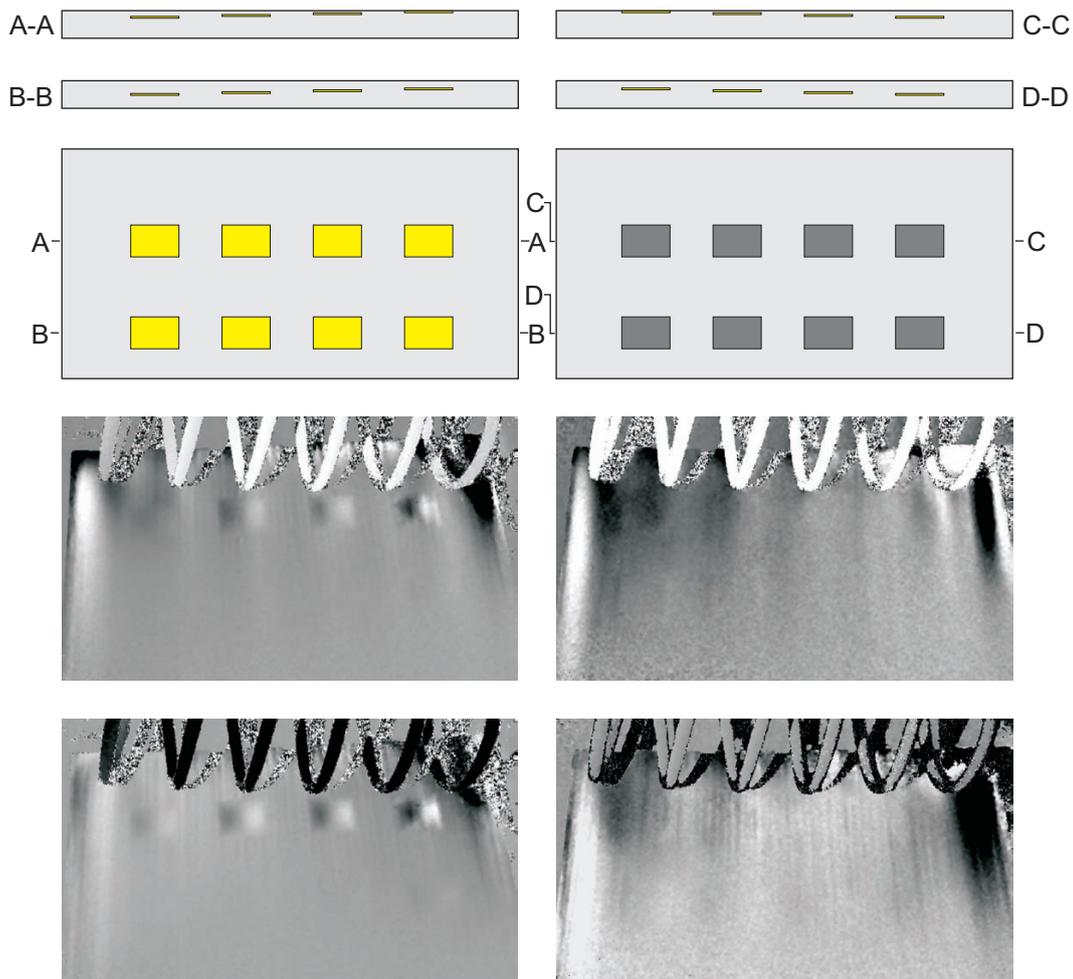


Abbildung 4.30: Lockin-Amplitudenbilder (Mitte) und -Phasenbilder (unten) einer unterschiedlich orientierten CFK-Platte: links in  $0^\circ$ -Position, so dass nahe der Spule Teflon-Inlays liegen, und rechts in  $180^\circ$ -Position mit Aluminium-Inlays in Spulennähe.

### 4.3 Hydrostatische angeregte Lockin-Shearografie (HLS)

Auch die hydrostatisch angeregte Lockin-Shearografie (HLS) beruht auf einem ihr eigenen Kontrastmechanismus: Während OLS und ILS auf verschiedene Weise eine dynamische Temperaturänderung als Belastungsart nutzen, verwendet die HLS durch die Druckvariation eine dynamisch mechanische Belastung des Bauteils. Die daraus folgenden Möglichkeiten und Grenzen der Methode sind Inhalt der folgenden Abschnitte.

### 4.3.1 Signal-/Rausch-Verhältnis

Abbildung 4.31 zeigt ein Shearogramm sowie die Lockin-Bilder einer Lockin-Messung an einer CFK-Platte mit Teflon-Inlays (gelb), Aluminium-Inlays (grau) und einem Kupfernetz (orange schraffiert), das in der Praxis oft als Blitzschutz eingesetzt wird.

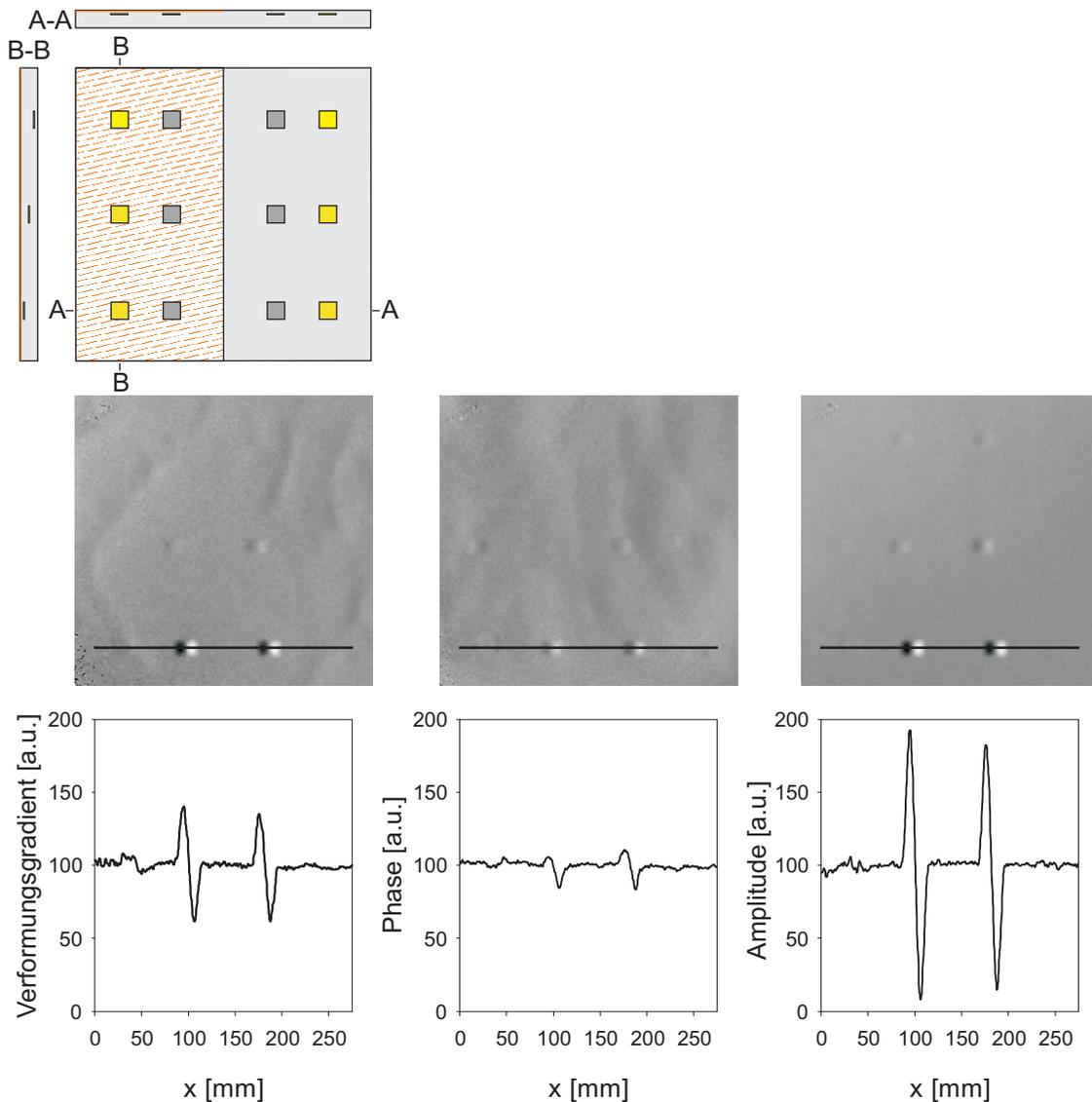


Abbildung 4.31: Einzelbild aus Lockin-Sequenz (links), Lockin-Phasenbild (Mitte) und Lockin-Amplitudenbild (rechts) bei  $0,05\text{ Hz}$  sowie die jeweiligen Signalverläufe entlang A-A. Der orange schraffierte Bereich markiert das Kupfernetz.

Im Shearogramm sind neben Inlays in geringer und mittlerer Tiefe einige durch Konvektion erzeugte Schlieren erkennbar. Dies tritt besonders bei niedrigen Lockin-Frequenzen, hohen Amplituden und lateral ausgedehnten Prüfobjekten auf. Das zur Blitzableitung verwendete oberflächliche Kupfernetz ist nicht erkennbar. Unerwarteterweise sind die Aluminium-Inlays

abgelöst, während die Teflonfolie am CFK haftet (der korrekte Probenaufbau wurde mittels Radiografie verifiziert). Das Signal-/Rausch-Verhältnis liegt bei ca. 27. Im Phasenwinkelbild erscheinen die Aluminium-Inlays weniger ausgeprägt, dafür sind jedoch mehrere Teflon-Inlays erkennbar. Allgemein sollten Defekte im Phasenbild kaum erscheinen, da sie auf jede mechanische Belastung ohne zeitliche Verzögerung reagieren. Da mit einer Druckänderung jedoch stets auch eine Temperaturänderung einhergeht, wird immer auch eine thermische Welle an der Bauteiloberfläche erzeugt. Durch diesen Effekt erscheinen die Inlays auch im Phasenbild, allerdings ist das Signal-/Rausch-Verhältnis mit einem Wert von ca. 12 deutlich geringer als das des Shearogramms. Im Amplitudenbild sind auch die tiefliegenden Aluminium-Inlays deutlich erkennbar, das Signal-/Rausch-Verhältnis liegt bei 55. Die Teflon-Inlays sind durch die fehlende Ablösung kaum erkennbar.

### 4.3.2 Defektselektivität

Befindet sich das Prüfobjekt in einer es vollständig umschließenden Kammer, erfolgen die hydrostatische Belastung und die sie begleitende thermische Anregung völlig homogen. Es sollte also keine nennenswerte Ganzkörperverformung auftreten. In Abbildung 4.32 sind die Ergebnisse einer entsprechenden Untersuchung an der Probe aus Abbildung 8.7 dargestellt.

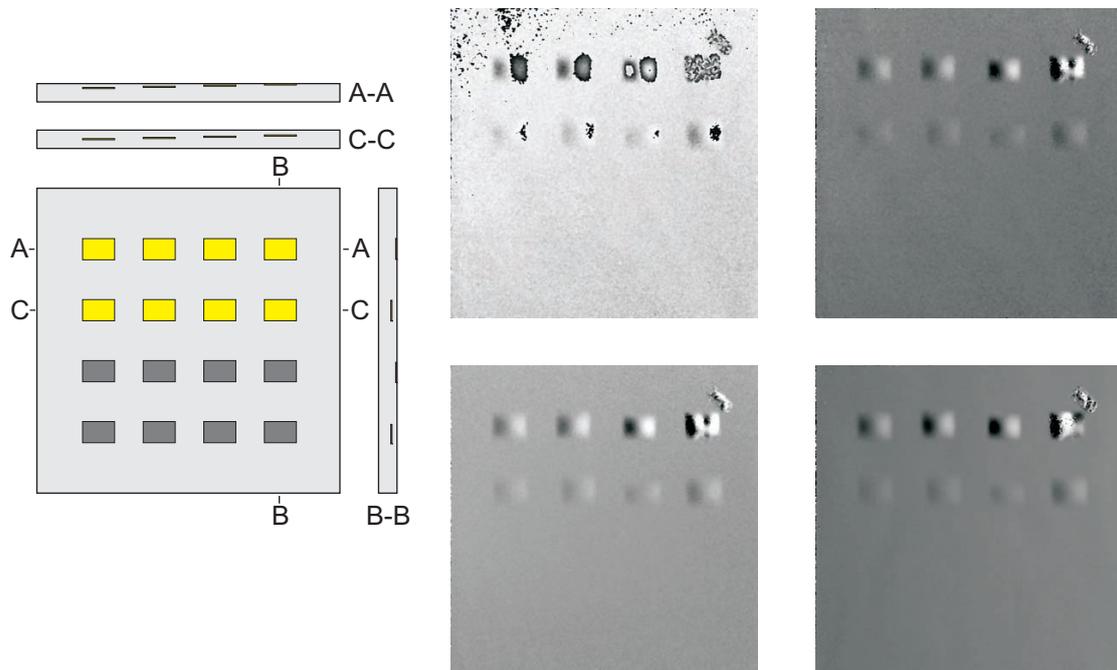


Abbildung 4.32: Ganzkörperverformung einer CFK-Platte mit Inlays (oben links), gemessen mit druckangeregter Lockin-Shearografie: Einzelbild aus Sequenz (oben Mitte), demoduliertes Einzelbild (oben rechts), Amplituden- und Phasenbild bei  $0,01\text{ Hz}$  (unten links bzw. rechts).

Wie erwartet zeigt das Shearogramm praktisch keine Ganzkörperverformung. Bei einer etwas geringeren Druckamplitude wäre keine Demodulation erforderlich. Die Lockin-Phasen- und Amplitudenbilder zeigen entsprechend ebenfalls keinen über die ganze Bauteilgröße ausgedehnten Gradienten. Im Fall von monolithischen Bauteilen und einer sie umgebenden Kammer ist das Verfahren völlig defektselektiv. Zum Vergleich zeigt Abbildung 4.33 dieselbe Probe, gemessen mit optisch angeregter Lockin-Shearografie.

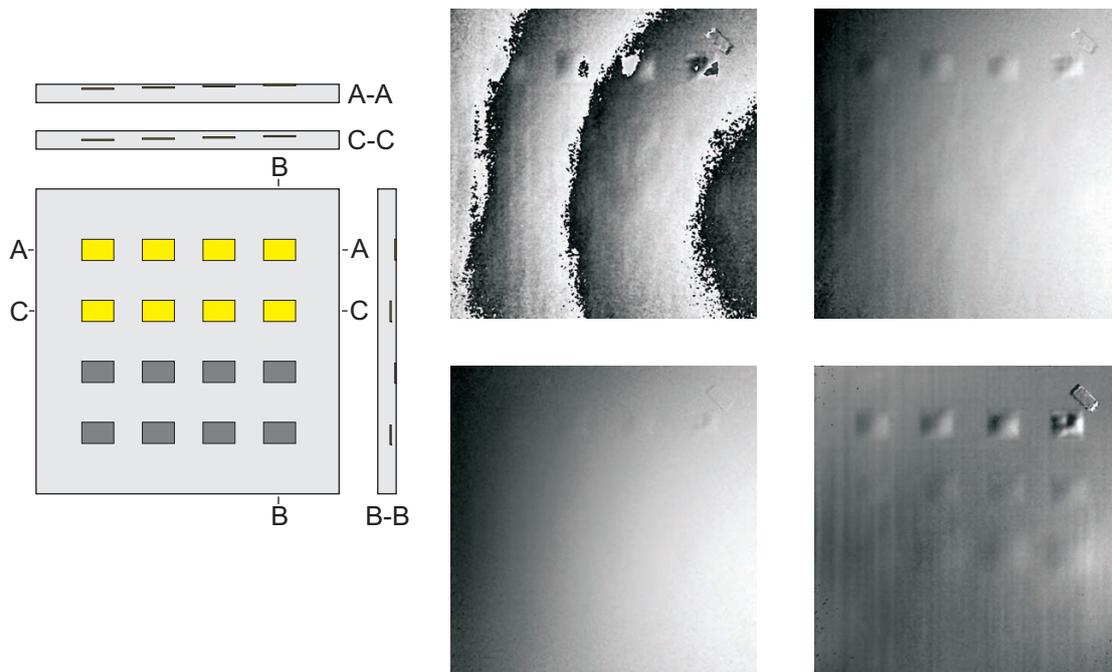


Abbildung 4.33: Ganzkörperverformung einer CFK-Platte mit Inlays (oben links), gemessen mit optisch angeregter Lockin-Shearografie: Einzelbild aus Sequenz (oben Mitte), demoduliertes Einzelbild (oben rechts), Amplituden- und Phasenbild bei  $0,01\text{ Hz}$  (unten links bzw. rechts).

Das Amplitudenbild zeigt ebenso wie das Shearogramm vor und nach Demodulation einen über das ganze Bauteil reichenden Gradienten, nur das Phasenbild zeigt keine Ganzkörperverformung. Wie im folgenden Kapitel Verfahrensvergleiche dargestellt, kann bei Sandwichbauteilen die Defektselektivität verringert sein, ebenso bei Messungen mit einer auf das Objekt aufgesetzten Haube bzw. mit innerer Druckerregung von Hohlkörpern.

### 4.3.3 Defekttiefe

Da bei der hydrostatisch angeregten Lockin-Shearografie thermische Wellen nur als Nebeneffekt auftreten, sollte die Tiefenreichweite keine stark ausgeprägte Frequenzabhängigkeit aufweisen. Entsprechend der in Abbildung 4.23 gezeigten Ergebnisse der OLS wurde dieselbe Probe mit HLS untersucht (Abbildung 4.34).

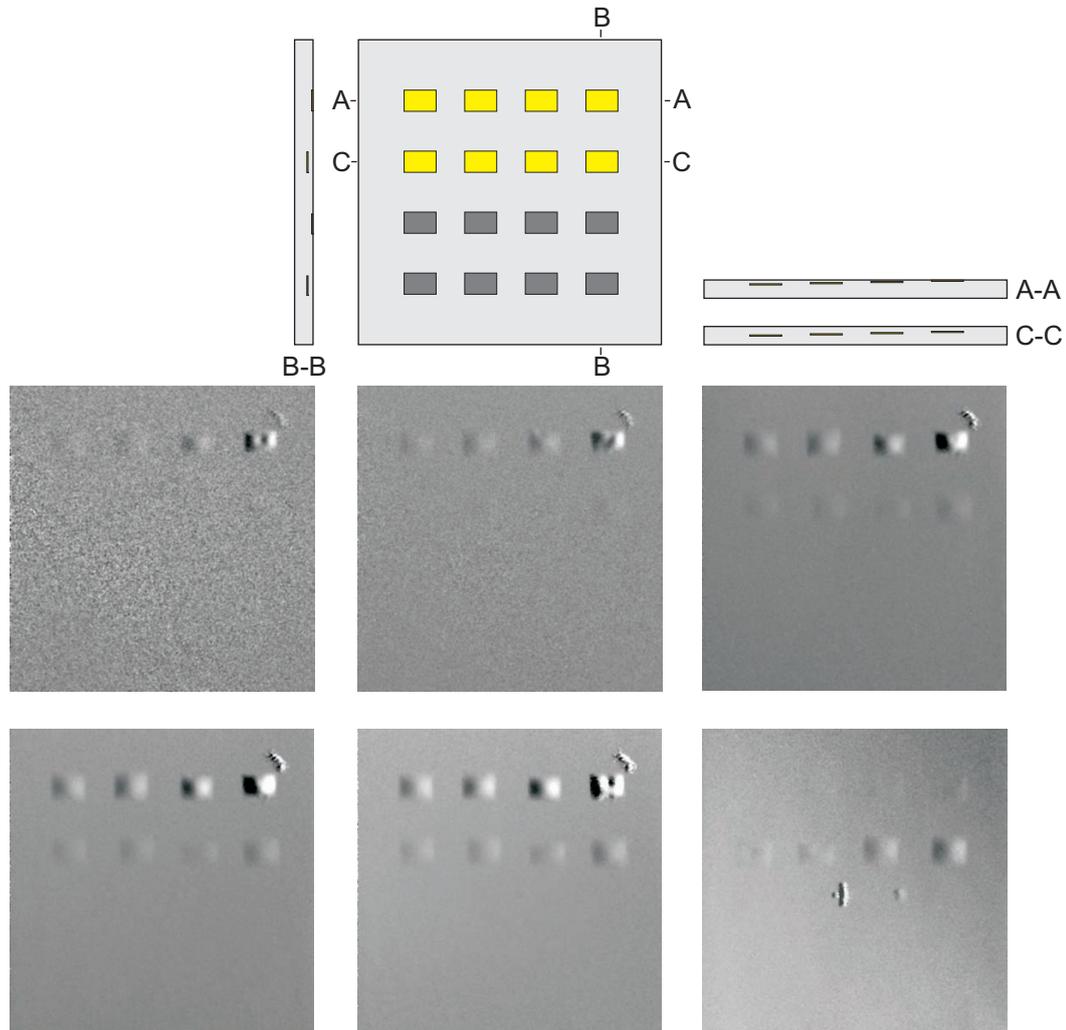


Abbildung 4.34: Lockin-Amplitudenbilder einer CFK-Platte mit Inlays (oben) bei  $1\text{ Hz}$ ,  $0,5\text{ Hz}$ ,  $0,1\text{ Hz}$  (Mitte v.l.n.r.) und bei  $0,05\text{ Hz}$  und  $0,01\text{ Hz}$  (unten links und Mitte) sowie bei  $0,01\text{ Hz}$  gemessen von der Rückseite (unten rechts).

Bei hohen Frequenzen wie  $1\text{ Hz}$  und  $0,5\text{ Hz}$  ist eine Frequenzabhängigkeit zu beobachten, es sind nur oberflächennahe Teflon-Inlays nachweisbar. Der Grund dafür ist die bei so hohen Frequenzen begrenzte Modulation des Drucks innerhalb der Kammer (wie aus Abbildung 3.28 ersichtlich). Bei  $0,1\text{ Hz}$  wird eine ausreichend hohe Modulation erreicht, wodurch alle Teflon-Inlays nachweisbar sind. Bei der optischen Anregung ist dies erst bei  $0,05\text{ Hz}$  möglich.

Bei der Messung derselben Probe von der Rückseite sind neben zwei zentral gelegenen unerwünschten Defekten sieben der acht Teflon-Inlays erkennbar, die Tiefenreichweite beträgt demnach  $4,2\text{ mm}$ , während mit optischer Anregung nur drei der acht Defekte erkennbar sind. HLS besitzt gegenüber der OLS also eine deutlich erhöhte Tiefenreichweite, die Tiefenlage von Defekten ist jedoch nicht bestimmbar.

# 5 Verfahrensvergleiche

Zur Einschätzung der Leistungsfähigkeit der Shearografie erfolgt ein Vergleich mit anderen zerstörungsfreien Prüfverfahren. Impuls-Echo-Ultraschall in Tauchtechnik dient als Referenz, da sich diese Methode seit vielen Jahren in der Industrie bewährt hat. Auch Radioskopie ist seit langer Zeit etabliert und kommt bei mehreren Proben zur Anwendung. Modernere Verfahren wie luftgekoppelter Ultraschall und optisch angeregte Lockin-Thermografie arbeiten wie Shearografie berührungslos und erlangen zunehmend Akzeptanz, weshalb auch ein Vergleich mit diesen Verfahren lohnenswert ist. Die Prüfparameter der verschiedenen Methoden sind bei der jeweiligen Verfahrensbeschreibung (ab Seite 19) aufgeführt.

Die Untersuchungen wurden an realitätsnahen Modellproben durchgeführt, deren Aufbau detailliert im Anhang beschrieben ist. Es handelt sich um Teile aus faserverstärktem Kunststoff, teilweise in Schaum- bzw. Waben-Sandwichbauweise, mit simulierten Defekten. Einige Proben wurden zur Orientierungbestimmung an den Ecken mit Markierungen versehen.

## 5.1 CFK-Platte mit Aluminium-, Teflon- und Schaum-Inlays

Die Probe aus monolithischem CFK mit [0/90]-Faserorientierung enthält Inlays aus Aluminium verschiedener Dicke, Teflonfolie und Schaum in variierender Tiefenlage (Abbildung 8.8).

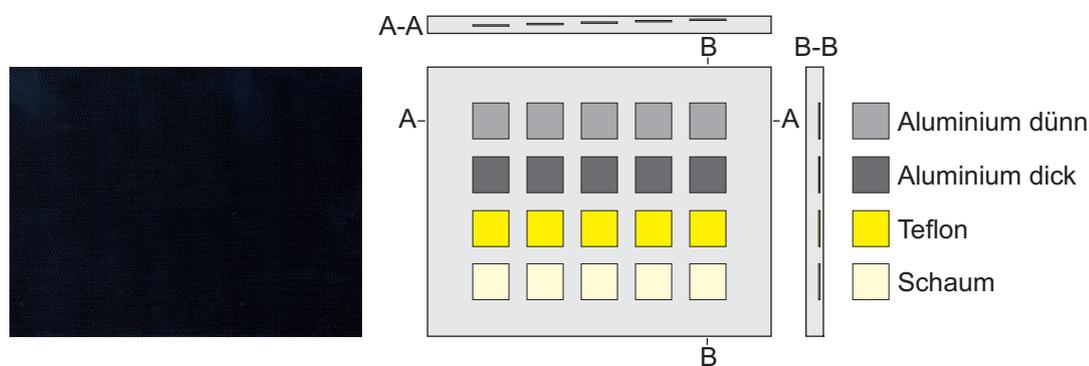


Abbildung 5.1: CFK-Platte mit Inlays: Entlang A-A ändert sich die Tiefenlage der Inlays, entlang B-B das verwendete Material (dicke bzw. dünne Aluminiumfolie, Teflon und Schaum).

Abbildung 5.2 zeigt die Ergebnisse, Abbildung 5.3 das Signal entlang einer Linie auf Höhe der unteren (Schaum-) Inlayreihe.

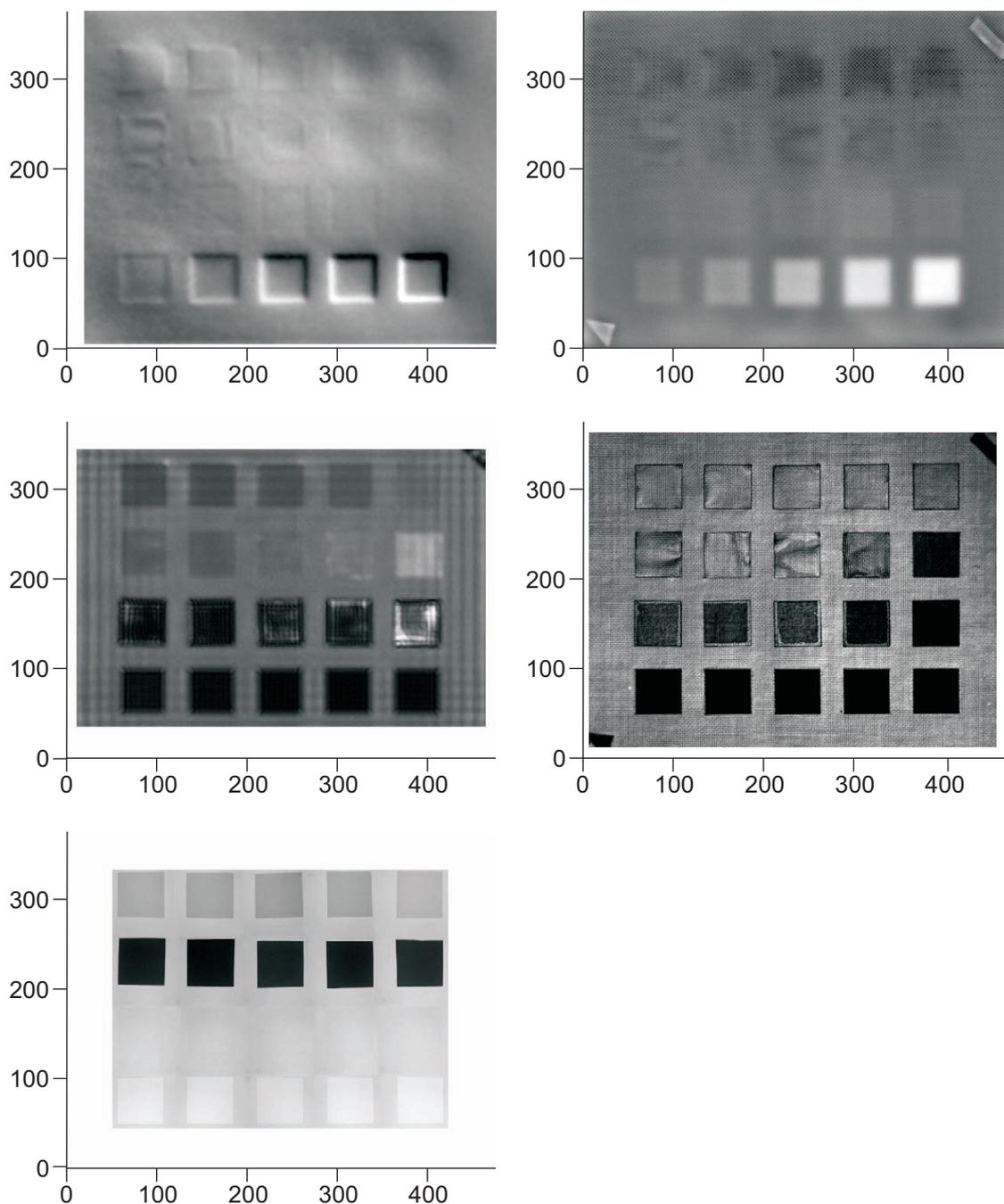


Abbildung 5.2: Lockin-Shearografie-Phasenbild bei  $0,03125\text{ Hz}$  (oben links), Lockin-Thermografie-Phasenbild bei  $0,025\text{ Hz}$  (oben rechts), Luft-Ultraschall-Bild (Mitte links), C-Scan des Tauchtechnik-Ultraschalls (Mitte rechts) und Radiografiebild (unten links).

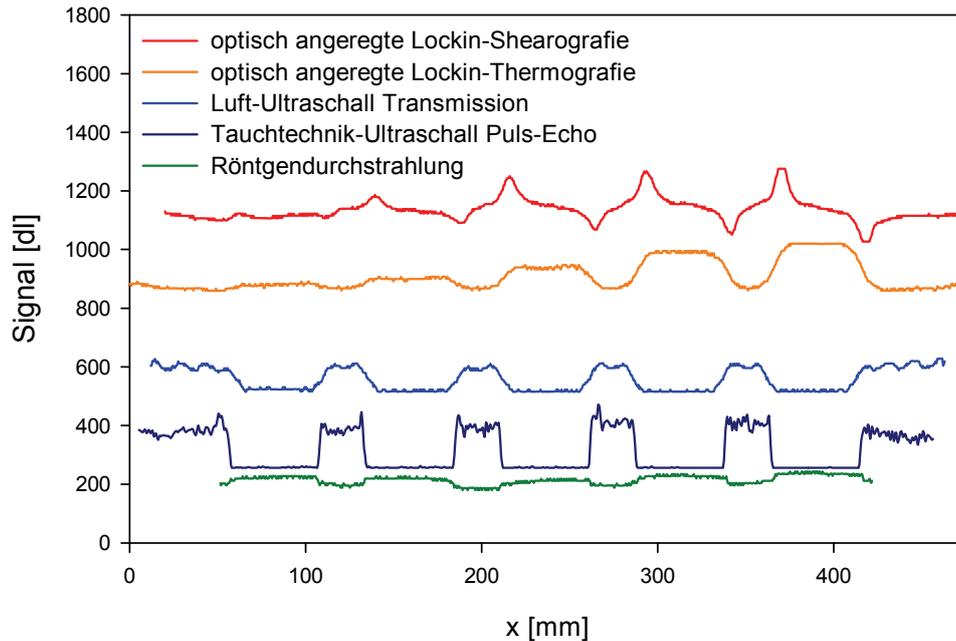


Abbildung 5.3: Signal entlang der untersten (Schaum-) Inlay-Reihe.

Die optisch angeregte Lockin-Shearografie spricht besonders auf die Schaum-Inlays in der unteren Reihe sehr gut an. Auch die metallischen Inlays in den oberen beiden Reihen sind sicher detektierbar. Die Teflon-Inlays erscheinen nur schwach ausgeprägt. Bei fast allen Inlays werden nur die Kanten detektiert, die Inlay-Bereiche selbst liefern ähnliche Werte wie die intakten Bereiche. Dies spricht dafür, dass die Inlays eher einen Insert-Charakter haben, also nicht enthaftet sind. Deutlich ist die Veränderung des Signals mit der Tiefenlage der Inlays erkennbar.

Die optisch angeregte Lockin-Thermografie liefert ähnliche Ergebnisse. Wiederum sind die Metall- und Schaum-Inlays gut detektierbar, der Kontrast der Teflon-Inlays ist dagegen gering. Der thermische Reflexionskoeffizient ist beim Übergang von CFK zu Metall deutlich negativ (im Bereich von  $-1$ ), bei Schaum deutlich positiv. Bei nicht abgelöstem Teflon hingegen liegt er nahe null, was die Detektierbarkeit stark einschränkt. Besonders bei den Schaum-Inlays ist die unterschiedliche Tiefenlage erkennbar.

Luft-Ultraschall in Transmission zeigt erwartungsgemäß sehr deutlich die Schaum-Inlays, da hier einerseits aufgrund der hohen akustischen Impedanz eine starke Reflexion stattfindet und andererseits das transmittierte Signal im Schaum stark gedämpft wird. Die Teflon-Inlays erscheinen ebenfalls sehr ausgeprägt. Dämpfung spielt hier wegen der geringen Schichtdicken keine Rolle, die Ursache muss eine starke Reflexion aufgrund einer hohen akustischen Impedanz sein. Die Aluminium-Inlays in den größeren Tiefenlagen sind deutlich erkennbar, die oberflächennahen Inlays zeigen dagegen eine Abhängigkeit von der Tiefenlage. Das Signal ist

bei mehreren Inlays kaum geringer als in den intakten Bereichen, in einem Fall tritt sogar eine Signalüberhöhung auf. Bei bestimmten Tiefen sorgen die Inlays für eine Veränderung der Schallausbreitung in Richtung einer Dickenresonanz [86]; bei welchen Tiefen dieser Effekt auftritt, hängt von der Prüfkopffrequenz, der gegebenen Schallgeschwindigkeit in CFK und der Plattendicke ab. Im Randbereich treten außerdem Stehwellen auf.

Die Puls-Echo-Messung in Tauchtechnik liefert für alle Inlays eindeutige Anzeigen und erwartungsgemäß im C-Scan keine Tiefenabhängigkeit. Mit einer Auswertung der B-Scans wäre eine tiefenaufgelöste Darstellung möglich. Die Radioskopie detektiert die Schaum- und die Metall-Inlays und kann dabei aufgrund der Absorption gut zwischen dicken und dünnen Aluminium-Inlays differenzieren. Die dünne Teflonfolie erzeugt dagegen beinahe keinen Kontrast. Die kachelartige Struktur des Ergebnisbildes kommt durch die aufgrund der eingeschränkten Messfeldgröße notwendige Kombination von 20 Einzelmessungen zustande.

## 5.2 CFK-Platte mit Aluminium- und Teflon-Inlays und Kupfernetz

Strukturen aus Faser-Kunststoff-Verbunden werden oft mit einer Lage Kupfernetz versehen, da die nicht leitfähigen Strukturen im Fall eines Blitzschlags sonst stark beschädigt würden. Zur Untersuchung des Einflusses des Kupfernetzes auf die verschiedenen ZFP-Verfahren wurde eine 3,6 mm dicke CFK-Platte mit [0/90]-Faserorientierung mit spiegelbildlich angeordneten Teflon- und Aluminium-Inlays (gelb bzw. grau) in verschiedenen Tiefen gefertigt und eine Hälfte mit Kupfernetz versehen (Abbildung 8.9). Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.5 dargestellt.

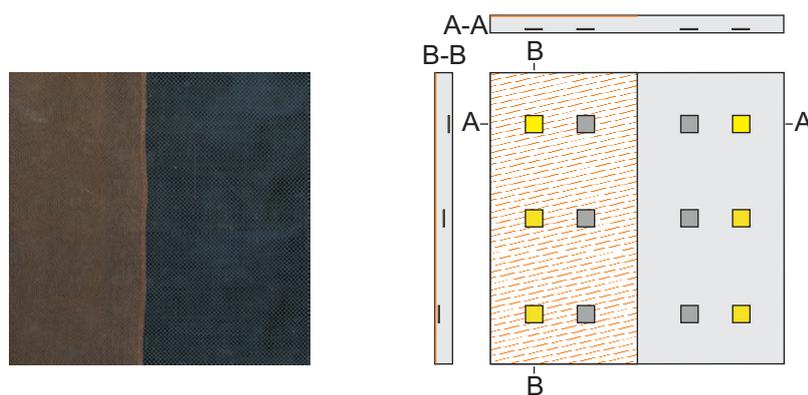


Abbildung 5.4: CFK-Platte mit Inlays und halbseitigem Kupfernetz: Entlang A-A ändert sich die Oberflächenlage (mit/ohne Kupfernetz) sowie das Material der Inlays (Teflon bzw. Aluminiumfolie), entlang B-B deren Tiefenlage.

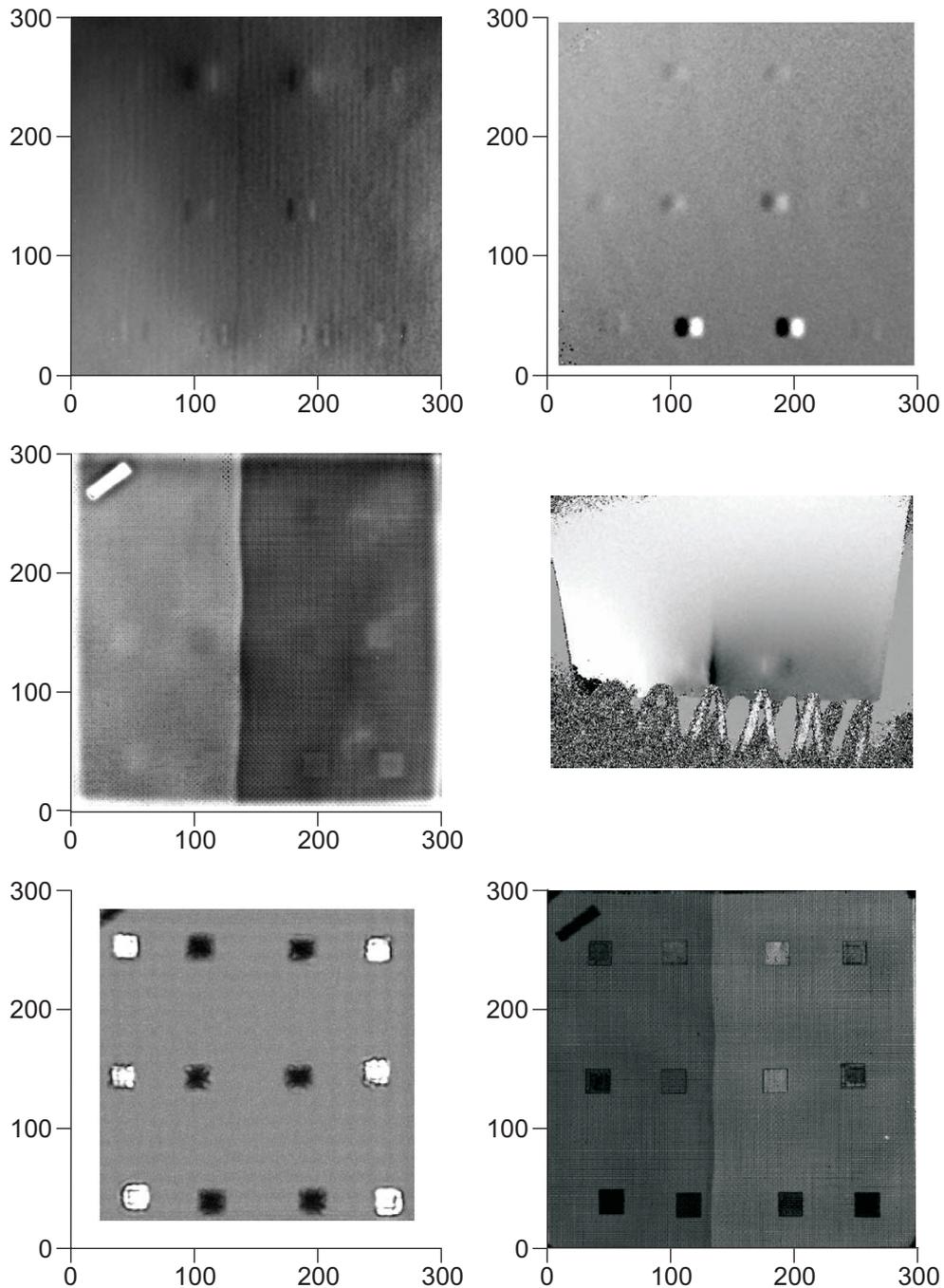


Abbildung 5.5: Optisch angeregtes Lockin-Shearografie-Phasenbild bei  $0,005\text{ Hz}$  (oben links), hydrostatisch angeregtes Lockin-Shearografie-Amplitudenbild bei  $0,01\text{ Hz}$  (oben rechts), Lockin-Thermografie-Phasenbild bei  $0,05\text{ Hz}$  (Mitte links), induktiv angeregtes Lockin-Shearografie-Phasenbild bei  $0,05\text{ Hz}$  (Mitte rechts), Luft-Ultraschall-Bild (unten links) und C-Scan des Tauchtechnik-Ultraschalls (unten rechts).

Mit optisch angeregter Lockin-Shearografie lassen sich nahezu alle simulierten Defekte finden, nur die Teflon-Inlays, die exakt in der halben Tiefe liegen, sind bei der gezeigten niedrigen Frequenz nur schwer erkennbar. Das Kupfernetz hat auf das Ergebnis keinen Einfluss, der einzig sichtbare Effekt ist die Netzkante. Dies ist auf laterale Wärmeflüsse zurückzuführen. Im Amplitudenbild der hydrostatisch angeregten Lockin-Shearografie ist diese Kante nicht detektierbar, das Kupfernetz hat auch hier keinen Einfluss auf die Detektierbarkeit. In diesem Fall sind die tiefstgelegenen Teflon-Inlays nicht mehr erkennbar. Die Aluminium-Inlays zeigen sich dagegen besonders nahe der Oberfläche sehr deutlich, offenbar liegt hier tatsächlich eine Ablösung vor. Mit OLT sind ebenfalls alle Inlays außer den tief gelegenen Teflon-Inlays detektierbar. Das Kupfernetz ist sehr deutlich sichtbar, die darunter liegenden Inlays wirken aufgrund lateraler Wärmeflüsse alle verschwommen. Lockin-Shearografie mit induktiver Anregung zeigt nur die oberflächennahen Aluminium-Inlays sowie die Kante des Kupfernetzes. Die Anregung ist sehr inhomogen und nur im unmittelbaren Spulenumfeld wirksam. Bei Luft-Ultraschall und Tauchtechnik-Ultraschall erscheinen alle Inlays in deutlicher Ausprägung. Das Kupfernetz wird im Luft-Ultraschallbild nicht angezeigt, in Tauchtechnik dagegen schon. Es hat jedoch keine negativen Auswirkungen auf die Detektierbarkeit.

### 5.3 CFK-Wabenplatte mit Inlays und harzgefüllten Waben

Leichtbaustrukturen mit Wabenkern können durch Produktion und Betrieb typische Defekte aufweisen, die in dieser Probe durch Teflon-Inlays in der Schale bzw. zwischen Kern und Schale sowie durch harzgefüllte Bereiche unterschiedlicher Größe simuliert werden (Abbildung 8.10). Die Resultate sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

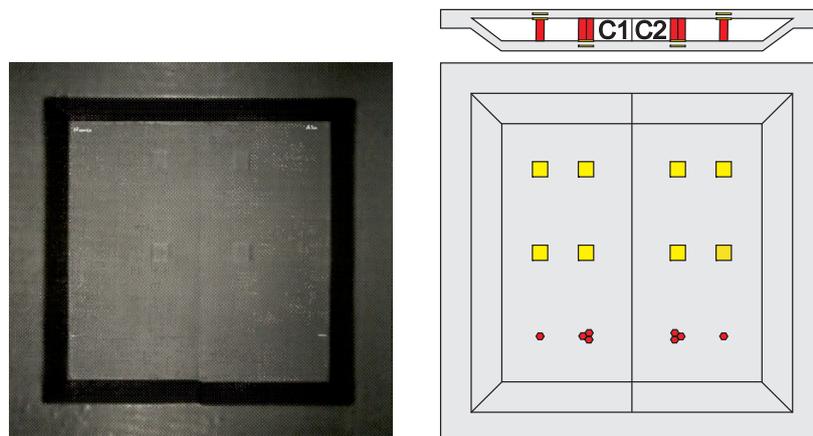


Abbildung 5.6: Wabenplatte mit Inlays und harzgefüllten Waben. Die linke Seite besteht aus einem Aluminiumwabenkern (C1), die rechte Seite aus einem Nomexwabenkern (C2).

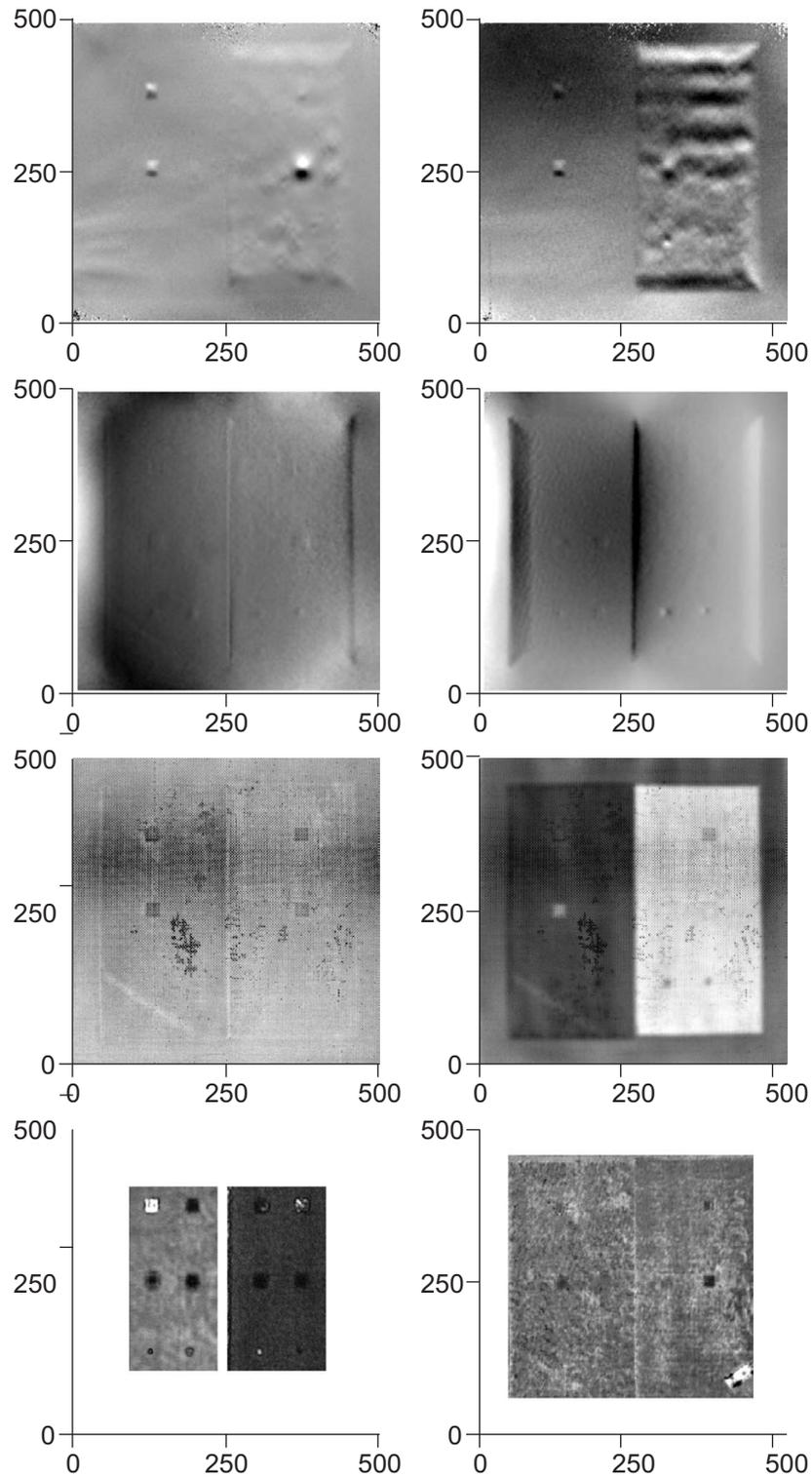


Abbildung 5.7: V.o.n.u.: Unterdruck-angeregte Lockin-Shearografie bei  $0,05\text{ Hz}$  (links Phase, rechts Amplitude), optische angeregte Lockin-Shearografie Phasenbilder bei  $0,03125\text{ Hz}$  (links) und bei  $0,0125\text{ Hz}$  (rechts), Lockin-Thermografie-Phasenbilder bei  $1,0\text{ Hz}$  (links) und bei  $0,025\text{ Hz}$  (rechts), Luft-Ultraschall-Bild (links) und C-Scan des Tauchtechnik-Ultraschalls (rechts).

Das Phasenbild der hydrostatisch angeregten Lockin-Shearografie zeigt sowohl die Teflon-Inlays in der oberen Schale als auch die zwischen der oberen Schale und dem Wabenkern. Außerdem zeichnet sich der Nomexkern leicht ab. Die harzgefüllten Waben sind nicht erkennbar, vermutlich ist die Schale ausreichend steif, um diese Bereiche zu überdecken. Der Aluminiumkern und die rückseitigen Inlays sind nicht detektierbar. Im Amplitudenbild sind die frontseitigen Inlays im Aluminiumkern sichtbar, der ganze Bereich des Nomexkerns liefert eine starke inhomogene Anzeige, wodurch die Inlays überdeckt werden. Ein zwischen dem Nomex-Kern und der hinteren Schale befindliches Inlay sowie die harzgefüllten Waben sind erkennbar. Mit optisch angeregter Lockin-Shearografie sind bei zwei verschiedenen Frequenzen nahezu alle simulierten Defekte detektierbar. So zeigen sich alle harzgefüllten Waben und die frontseitigen Inlays schon bei der höheren Anregungsfrequenz. Bei der tieferen Frequenz wird im Bereich des Aluminiumkerns die Wabenstruktur sichtbar, außerdem zeichnet sich das Teflon-Inlay zwischen Aluminiumkern und rückseitiger Schale ab. Dafür sind die frontseitigen Inlays nicht mehr so gut erkennbar. Optisch angeregte Lockin-Thermografie zeigt bei  $1\text{ Hz}$  alle frontseitigen Inlays. Außerdem ist deutlich die oberflächliche Porosität erkennbar. Bei  $0,025\text{ Hz}$  heben sich die verschiedenen Wabenmaterialien deutlich voneinander ab. Alle harzgefüllten Bereiche sind detektierbar. Die rückseitigen Inlays bleiben verborgen. Mit Luft-Ultraschall in Transmission sind alle Defekte sicher auffindbar, mit Tauchtechnik-Ultraschall dagegen nur die frontseitigen Inlays. Das Inlay zwischen Nomex-Kern und rückseitiger Schale, das auch mit hydrostatisch angeregter Lockin-Shearografie erkennbar war, erzeugt einen schwachen Kontrast, die anderen simulierten Defekte sind nicht detektierbar.

## 5.4 CFK-Platten mit Schlagschäden („Impact“)

Schlagschäden, auch Impacts genannt, sind typische Defekte in Faserkunststoffverbunden. Aufgrund des Schädigungsmechanismus ist die Oberfläche meistens unversehrt, während mit zunehmender Tiefe Delaminationen und Risse immer ausgeprägter werden (Abbildung 5.8).

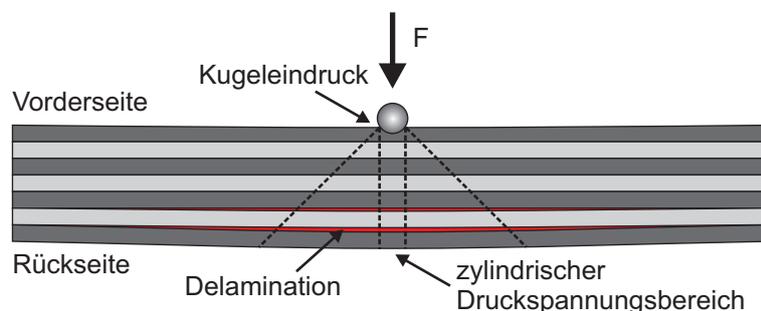


Abbildung 5.8: Impactschaden in Faser-Kunststoff-Verbund.

Zehn CFK-Coupons (Abbildung 5.9 und 8.11) wurden mit verschiedenen Energien geimpactet und anschließend mit mehreren Verfahren untersucht.

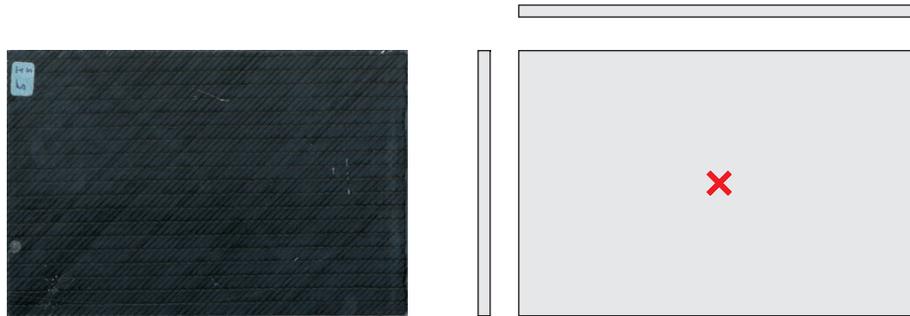


Abbildung 5.9: MAG-CFK-Platte mit Impactschaden (Ort des Impacts mit x markiert).

Die Abbildungen 5.10 und 5.11 zeigen die Ergebnisse.

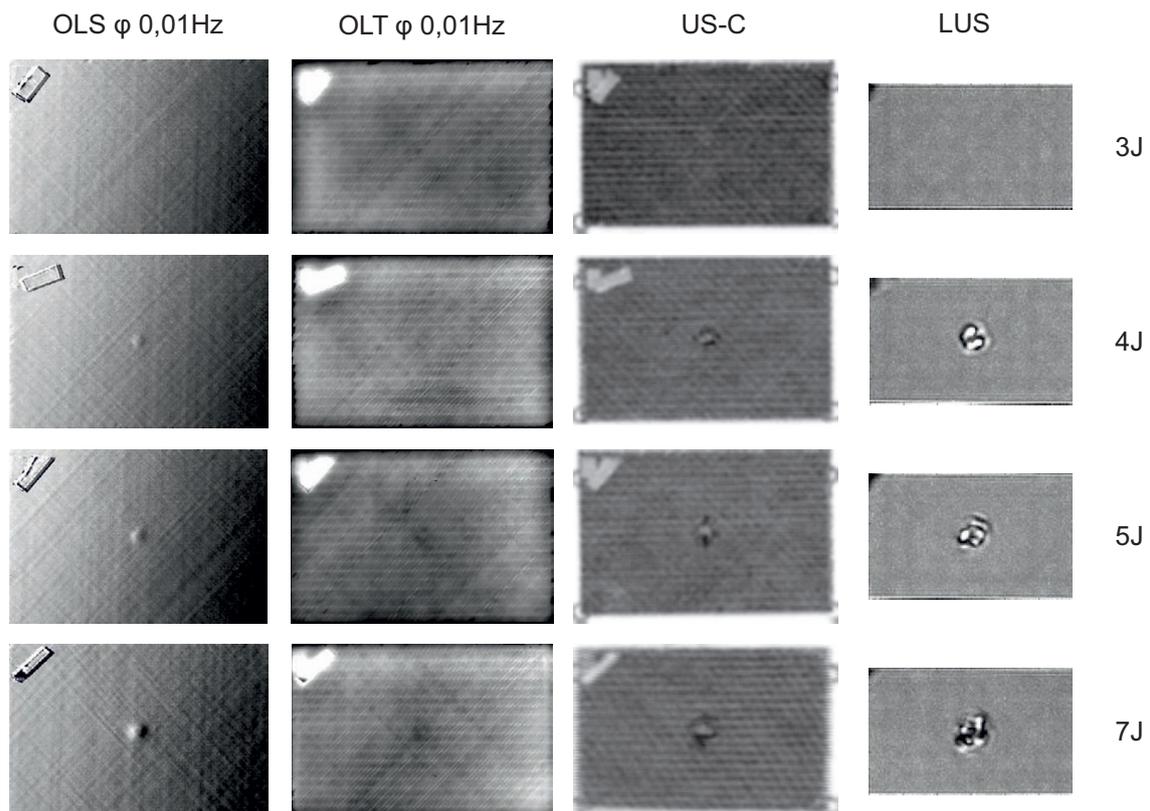


Abbildung 5.10: Lockin-Shearografie-Phasenbilder bei 0,01 Hz, Lockin-Thermografie-Phasenbilder bei 0,01 Hz, C-Scans des Tauchtechnik-Ultraschalls und Luft-Ultraschall-Bilder von CFK-Platten mit Schlagschäden. Impactenergie zwischen 3 J und 7 J.

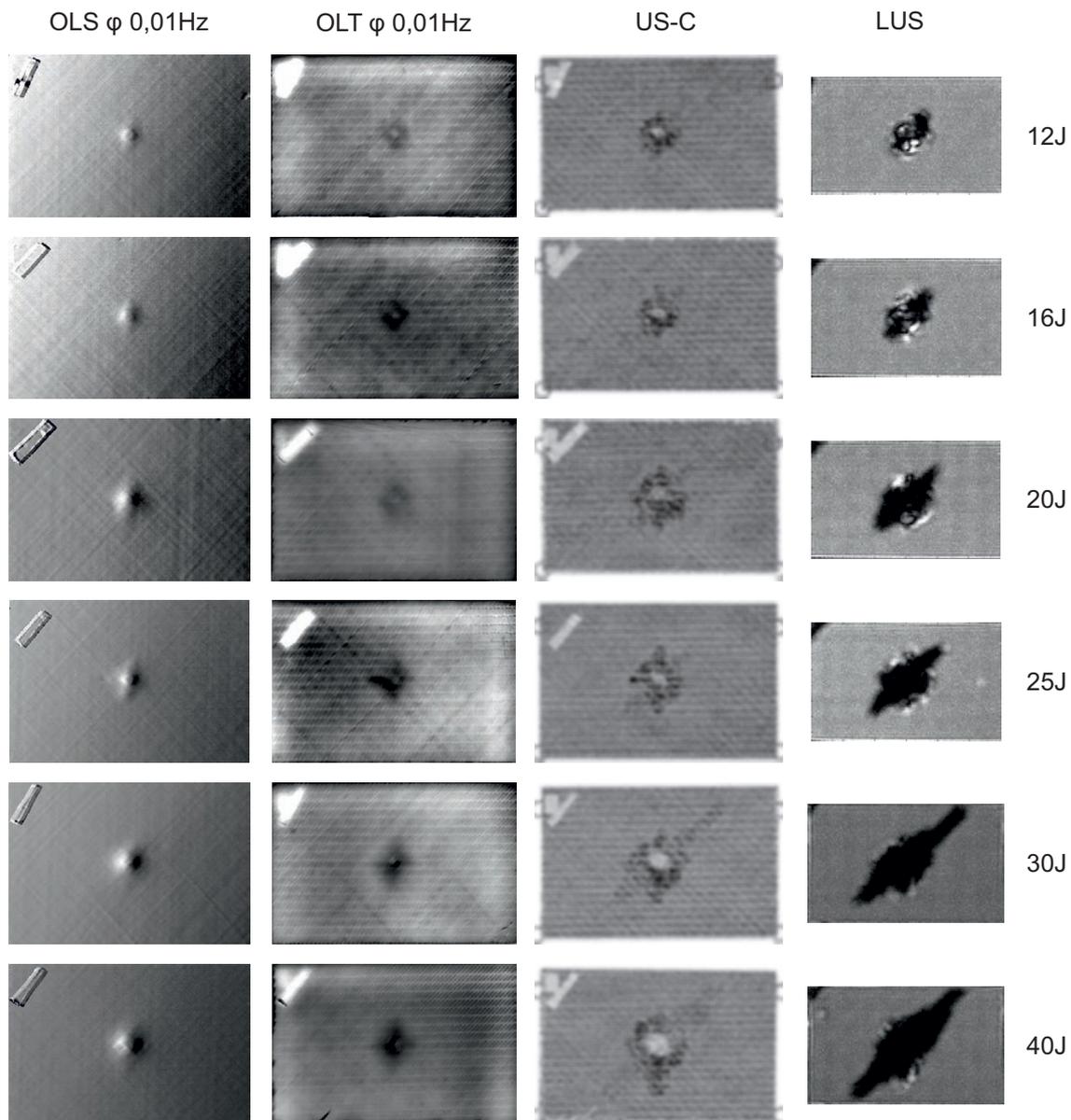


Abbildung 5.11: Lockin-Shearografie-Phasenbilder bei 0,01 Hz, Lockin-Thermografie-Phasenbilder bei 0,01 Hz, C-Scans des Tauchtechnik-Ultraschalls und Luft-Ultraschall-Bilder von CFK-Platten mit Schlagschäden. Impactenergie zwischen 12 J und 40 J.

Bei 3 J zeigt kein Verfahren einen Defekt, die Energie des Impacts war noch zu gering, um Schäden zu verursachen. Bei 4 J liefern optisch angeregte Lockin-Shearografie, Luft-Ultraschall und Tauchtechnik-Ultraschall eine Defektanzeige, während mit optisch angeregter Lockin-Thermografie nur andeutungsweise eine Auffälligkeit erkennbar ist. Ab 7 J ist der Schlagschaden mit allen Verfahren detektierbar, jedoch in deutlich unterschiedlicher Ausprägung.

OLS und OLT liefern bei der Auswertung der angezeigten Schadensfläche ähnliche Ergebnisse, wobei Shearografie tendenziell sensitiver ist und meistens etwas größere Schadensflächen darstellt. Diese liegen jedoch generell deutlich unterhalb der Schadensfläche, die von den Ultraschall-Verfahren angezeigt werden (Abbildung 5.12). Die flächig arbeitenden Verfahren finden Impactschäden also zuverlässig, die Bewertung der Schäden sollte jedoch mit einem auf elastischen Wellen basierenden Verfahren erfolgen.

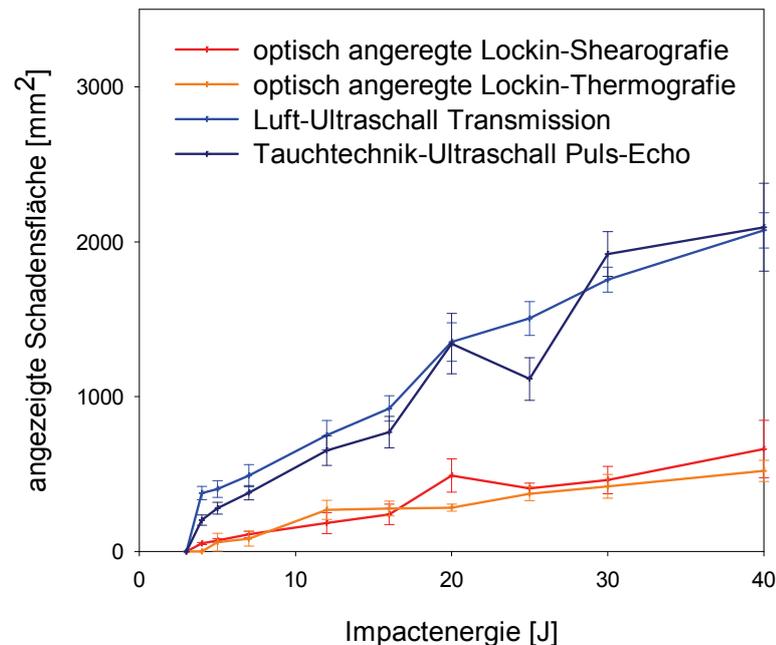


Abbildung 5.12: Vergleich der durch verschiedene Verfahren angezeigten Schadensfläche (siehe Abbildungen 5.10 und 5.11) in Abhängigkeit von der Impactenergie.

Ein Vergleich zwischen optisch und hydrostatisch angeregter Lockin-Shearografie zeigt, dass die hydrostatische Anregung für die Detektion von Impactschäden ungeeignet ist. Abbildung 5.13 stellt die Ergebnisse der beiden Methoden einander gegenüber.

Bei der hydrostatischen Anregung erfolgt gleichzeitig eine geringe, sehr homogene Temperaturerregung, die im Amplitudenbild den 40 J-Impact schwach sichtbar macht. Das Phasenbild zeigt den Impact etwas deutlicher, da die Phase eine höhere Tiefenreichweite besitzt. Im Amplitudenbild ist der Defekt bei optischer Anregung sehr viel deutlicher erkennbar. Überlagert sind jedoch die Faserstruktur und die Gesamtkörperverformung, die als Gradienten über das ganze Messfeld sichtbar ist. Im Phasenbild ist diese Ganzkörperverformung rechnerisch eliminiert, der Schaden wird deswegen vor dem konstanten Hintergrund noch deutlicher angezeigt.

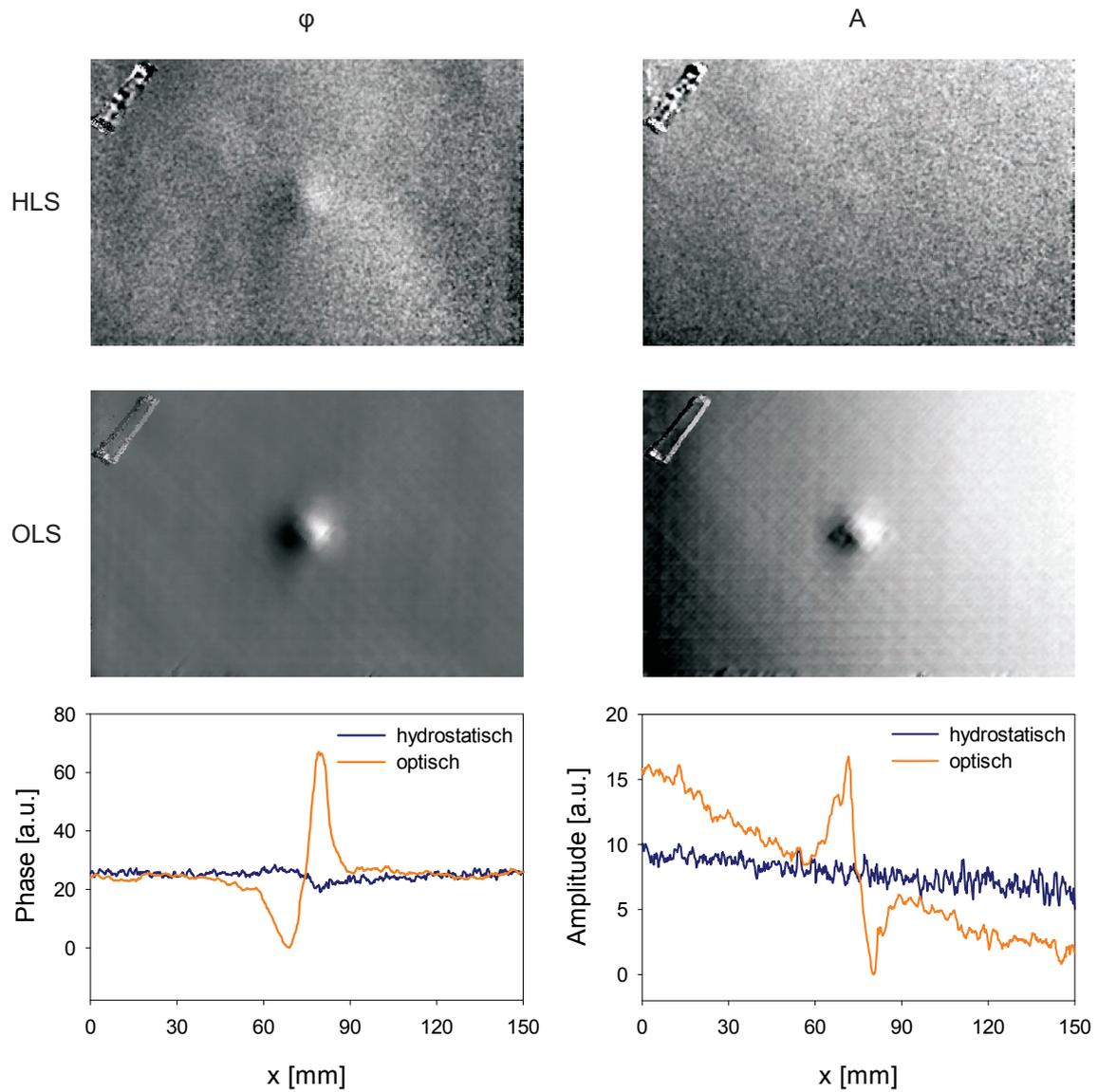


Abbildung 5.13: Lockin-Phasenbilder (links) und Lockin-Amplitudenbilder (rechts) einer CFK-Platte ( $150 \times 100 \times 4 \text{ mm}^3$ ) mit  $40 \text{ J}$ -Impactschaden, gemessen mit hydrostatischer Anregung (oben) und optischer Anregung (Mitte) [84]; Phasen- und Amplitudenverläufe bei hydrostatischer und optischer Anregung (unten links bzw. rechts).

## 5.5 GFK-/Nomex-Waben mit Delaminationen und Füllungen

In Wabenstrukturen mit Nomex-Kern und GFK-Deckschichten wurden verschiedene Arten von gefüllten Waben bzw. Ablösungen simuliert (Abbildung 5.14). Die Shearografiemessungen erfolgten zunächst mit statischer Anregung (Abbildung 5.15).

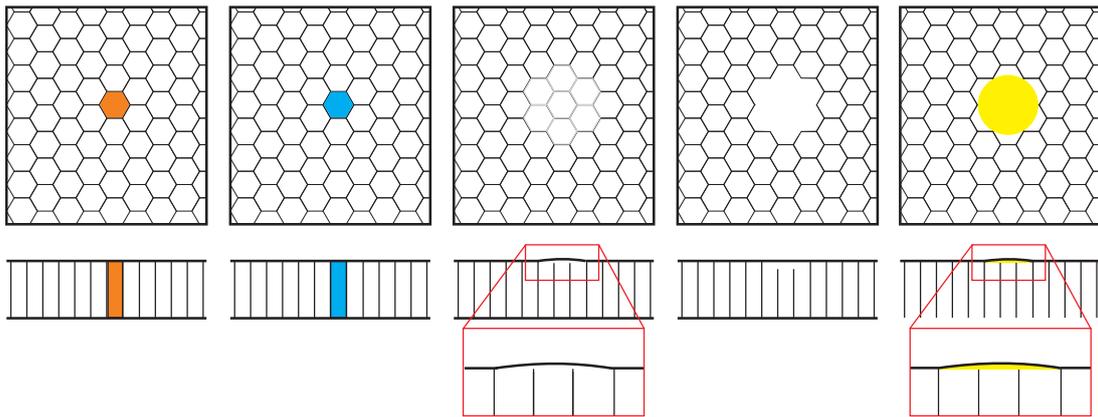


Abbildung 5.14: Waben mit verschiedenen simulierten Defekten. V.l.n.r.: Harzgefüllte Wabe, wassergefüllte Wabe, mechanisch erzeugte Delamination, abgefräste Wabenstege, Teflon zwischen Wabe und Deckschicht.

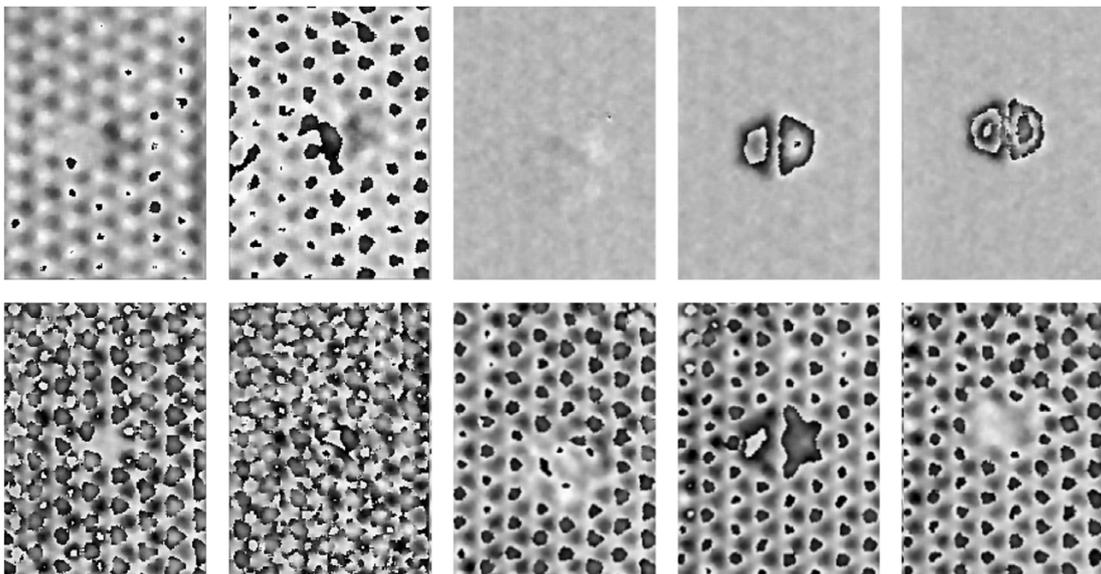


Abbildung 5.15: Waben mit verschiedenen simulierten Defekten (siehe Abbildung 5.14), gemessen mit hydrostatisch angeregter Shearografie (oben) und optisch angeregter Shearografie (unten).

Bei hydrostatisch angeregter Shearografie ist die Deckschicht an den Wabenstegen fixiert, während sich die dazwischen liegenden Bereiche wie eine Membran nach außen wölben können. Bei einer harzgefüllten Wabe ist diese Verformung nicht möglich, wie Abbildung 5.15 in der Probe oben links zeigt. Wassergefüllte Waben sind ebenfalls nachweisbar, jedoch nicht so lokalisiert wie die harzgefüllten Waben. Eine mechanisch erzeugte, realistische Ablösung zeigt sich mit hydrostatisch angeregter Shearografie nur schwach, während abgefräste Wabenstege und zwischen Wabe und Deckschicht eingebrachtes Teflon zu sehr deutlichen Anzeigen mit minimaler Ganzkörperverformung führen. Eine optische Anregung erzeugt bei allen Proben eine deutliche Ganzkörperverformung, auf der die Defekte nicht mehr so stark hervortreten (Abbildung 5.15 unten).

Die Ergebnisse der hydrostatisch bzw. optisch angeregten Lockin-Shearografie sind einfacher interpretierbar (Abbildung 5.16).

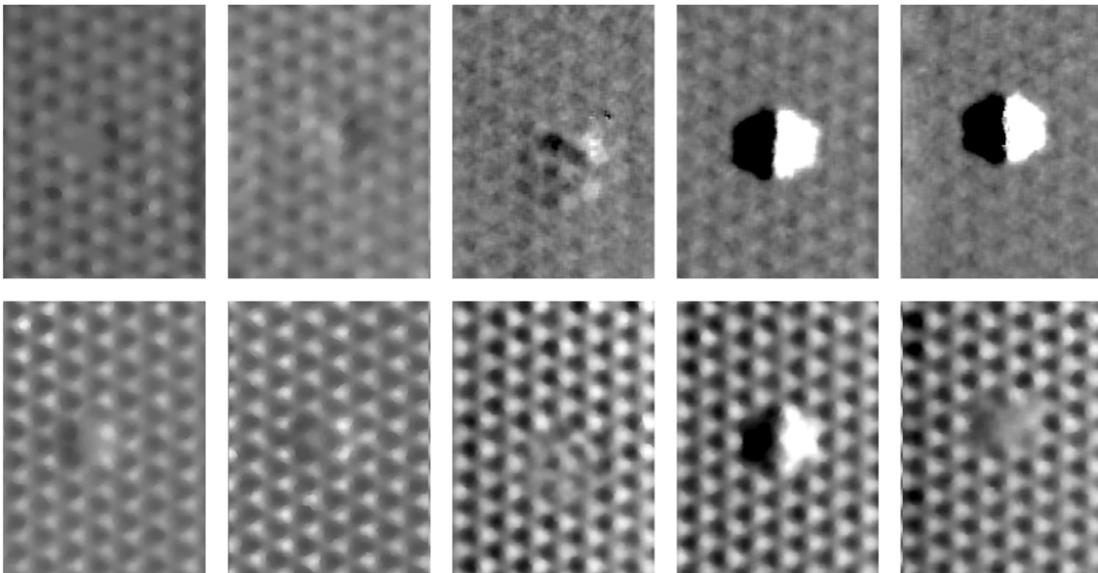


Abbildung 5.16: Dieselben Waben mit verschiedenen simulierten Defekten wie in Abbildung 5.15, gemessen mit hydrostatisch angeregter Lockin-Shearografie (oben, Amplitudenbilder) und optisch angeregter Lockin-Shearografie (unten, Phasenbilder).

Durch das verbesserte Signal-/Rausch-Verhältnis treten alle Defekte deutlich hervor, insbesondere die mittels Abfräsungen bzw. eingelegtem Teflon simulierten Delaminationen zeigen einen sehr hohen Kontrast. Wiederum ist die hydrostatische Anregung im Vorteil, da sich die Ganzkörperverformung in engen Grenzen hält, was die Detektion auf einem relativ konstanten Hintergrund sehr erleichtert.

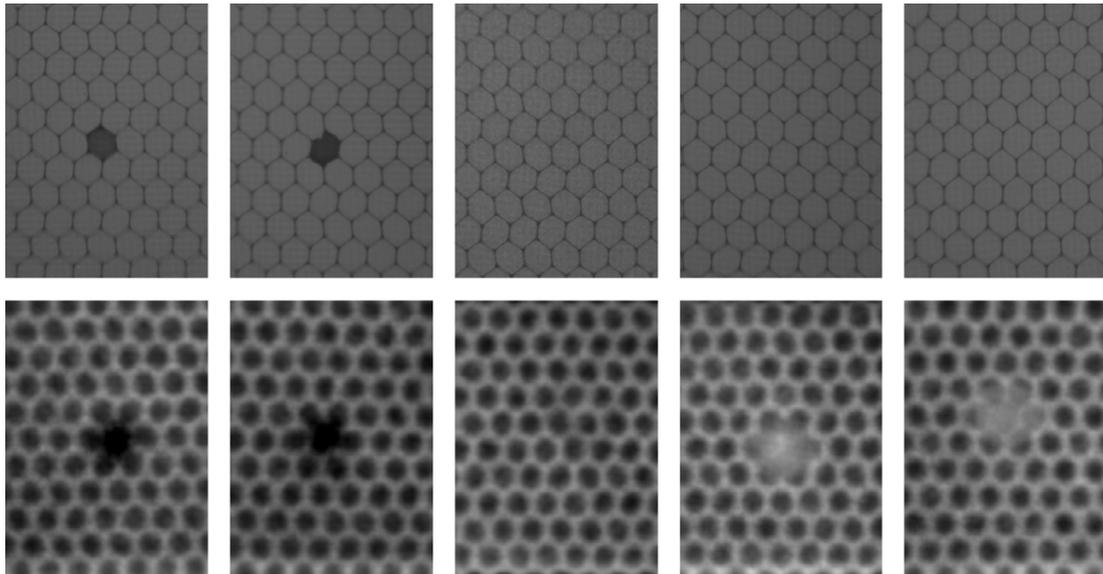


Abbildung 5.17: Waben mit verschiedenen simulierten Defekten, gemessen mit Radiografie (oben) und optisch angeregter Lockin-Thermografie (unten). V.l.n.r.: Harzgefüllte Wabe, wassergefüllte Wabe, mechanisch erzeugte Delamination, abgefräste Wabenstege, Teflon zwischen Wabe und Deckschicht.

Die Radioskopie zeigt die Waben sowie in geringem Maße die Glasfaserrovings. Erwartungsgemäß sind die harz- und die wassergefüllten Waben deutlich zu erkennen, während die simulierten Delaminationen nicht detektierbar sind. Mit OLT sind die beiden gefüllten sehr gut erkennbar. Die mechanisch erzeugte Ablösung ist nur sehr schwach zu sehen, die beiden anderen simulierten Delaminationen liefern dagegen deutliche Anzeigen. Sie sind sogar deutlich voneinander zu unterscheiden. Die abgefrästen Wabenstege sind nicht sichtbar, während sich die eingelegte Teflonfolie sowie die darunter liegenden Wabenstege deutlich detektieren lassen.



# 6 Anwendungsbeispiele

Dieses Kapitel zeigt anhand mehrerer Realbauteile aus dem Luftfahrt- und Automobilbereich die Praxistauglichkeit der dynamischen Shearografie-Verfahren.

## 6.1 Formula Student Rennwagen 0711-3

Die Formula Student ist ein internationaler industriegeförderter Wettbewerb, in der Studenten den Prototypen eines einsitzigen Rennwagens konstruieren, bauen und damit gegen andere Teams antreten [87]. Das Rennteam der Universität Stuttgart setzt bei seinem Rennwagen seit der Reihe 0711-3 statt Aluminiumfelgen CFK-/Schaum-Felgen ein, wodurch das Gewicht pro Felge von  $4,5\text{ kg}$  auf  $2,5\text{ kg}$  sinkt (Abbildung 6.1 links und Mitte). Die erste Baureihe dieser Felgen hielt den Bedingungen jedoch nicht stand. Nach dem Versagen einer Felge erfolgte eine Prüfung weiterer Felgen derselben Bauart mittels Lockin-Shearografie (Abbildung 6.1 rechts).



Abbildung 6.1: Formula Student Rennwagen 0711-3 (links), Innenansicht der Felgen (Mitte), Shearografiemessungen an den Composite-Felgen (rechts).

Mit konventioneller Shearografie sind zwei Defekte an den Speichen auf der Innenseite der Felgen erkennbar (Abbildung 6.2). Hierfür ist allerdings eine so starke optische Anregung notwendig, dass in großen Bereichen Dekorrelation auftritt, wodurch diese Bereiche nicht prüfbar sind. Bei der Lockin-Shearografie-Messung genügen niedrigere Anregungsamplituden. Durch das erhöhte Signal-/Rausch-Verhältnis der Lockin-Phasenbilder können in jeder Speiche Risse nachgewiesen werden bei gleichzeitiger Vermeidung von Dekorrelation. Die Risse sind bei einer relativ hohen Anregungsfrequenz von  $0,125\text{ Hz}$  deutlicher zu sehen als

bei  $0,025\text{ Hz}$ , hier zeigt sich dafür ein tiefer liegender Defekt in der rechten Speiche kontrastreicher.



Abbildung 6.2: Beschädigte Felge, gemessen mit konventioneller Shearografie (links) und mit Lockin-Shearografie bei  $0,125\text{ Hz}$  (Mitte) und bei  $0,025\text{ Hz}$  (rechts).

Zum Vergleich zeigt Abbildung 6.3 die entsprechenden Phasenbilder einer intakten Felge.



Abbildung 6.3: Intakte Felge, gemessen mit Lockin-Shearografie bei  $0,125\text{ Hz}$  (links) und bei  $0,025\text{ Hz}$  (rechts).

## 6.2 Alphajet

Der Alphajet wurde in den siebziger Jahren von Dornier und Dassault als Schulflugzeug und leichter Jagdbomber entwickelt und gebaut. Das Seitenleitwerk besteht hauptsächlich aus einem Aluminiumwabenkern mit CFK-Deckschicht. Das in Abbildung 6.4 dargestellte Stück eines Seitenruders wurde zu Testzwecken geschädigt. Im Bereich der Endrippe (links) befindet sich eine Kerbe, und im Bereich der Endleiste (oben) ist die Wabenstruktur eingedrückt. Außerdem sind einige Waben im rechten Teil der Probe angebohrt.



Abbildung 6.4: Alpha-Jet (links, mit freundlicher Genehmigung von Adrian Pingstone), Stück eines Seitenruders (rechts).

Bei optischer Anregung ist der Wabenaufbau andeutungsweise erkennbar (Abbildung 6.5). Die Endrippe erscheint recht deutlich, die Kerbe in der Deckschicht ist detektierbar. Auch ein Aufkleber in der rechten oberen Ecke ist zu sehen. Die eingedrückten Waben liefern kein Signal, auch die Anbindung der Waben zum Holm (unten) ist unauffällig. Besonders im Phasenbild bei  $0,1\text{ Hz}$  erscheinen deutliche Konvektionseffekte.

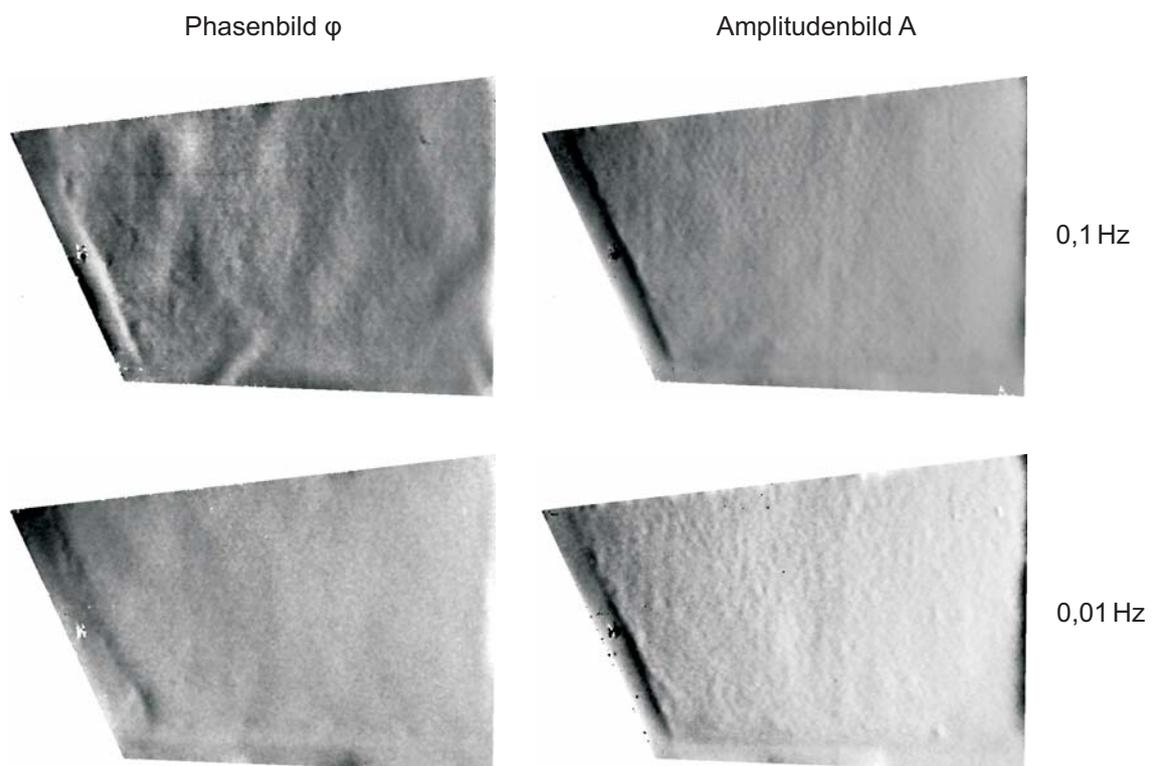


Abbildung 6.5: Ergebnisse der Shearografie-Messungen mit optischer Anregung [84].

Bei hydrostatischer Anregung in der Unterdruckkammer (Abbildung 3.26) sind in den Phasenbildern wahrscheinlich aufgrund von Temperatureffekten die eingekerbte Deckschicht an der Endrippe und der Aufkleber detektierbar (Abbildung 6.6). Konvektionseffekte sind nicht erkennbar, so dass im Phasenbild bei  $0,1\text{ Hz}$  sogar die beschädigte Wabenstruktur an der Endleiste ansatzweise sichtbar wird. Das Phasenbild bei  $0,01\text{ Hz}$  zeigt außerdem noch einen Defekt nahe des Holms. Die Amplitudenbilder bei verschiedenen Frequenzen unterscheiden sich kaum und zeigen sehr deutlich die Wabenstruktur, die Schäden nahe der Endleiste, die eingekerbte Deckschicht und die angebohrten Waben auf der rechten Seite. Nahe des Holms treten weitere Anzeigen auf, die Endrippe selbst ist dagegen kaum erkennbar. Außerdem erscheint im Zentrum eine deutliche Anzeige, möglicherweise handelt es sich um eine Delamination der Deckschicht vom Wabenkern.

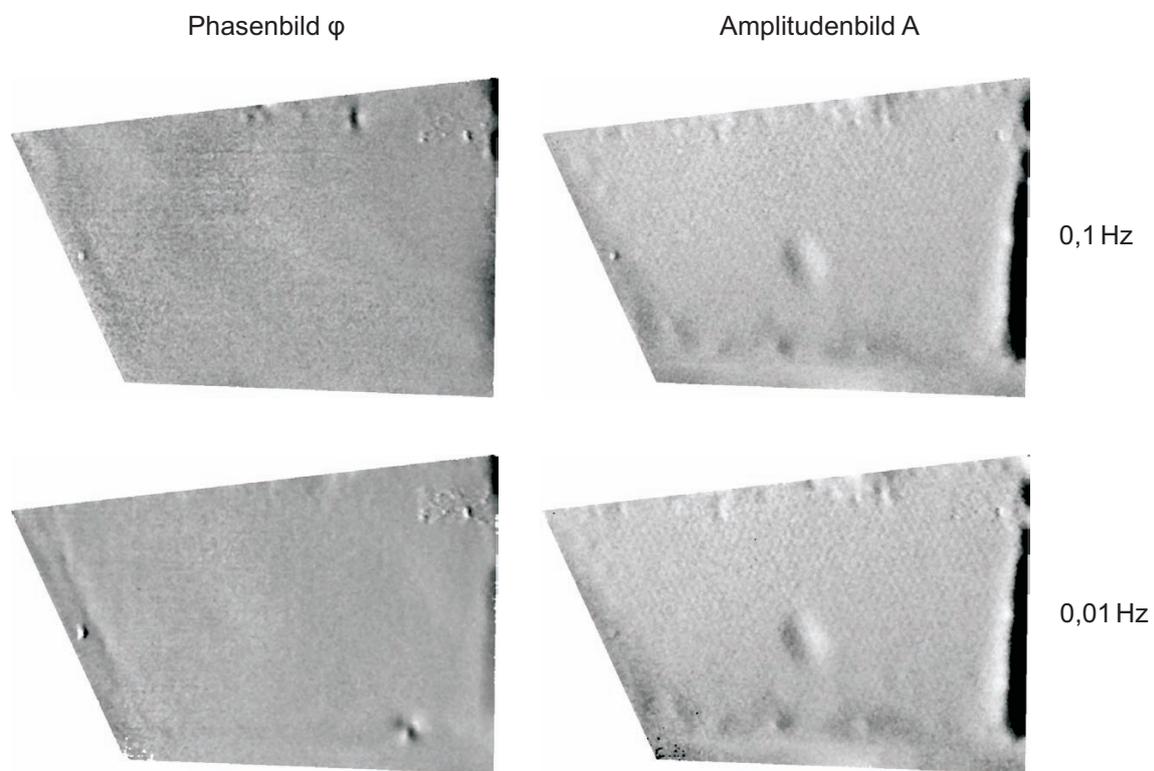


Abbildung 6.6: Ergebnisse der Shearografie-Messungen mit hydrostatischer Anregung [84].

## 6.3 Airbus A330

Der Airbus A330, ein seit Anfang der neunziger Jahre gebautes zweistrahliges Passagierflugzeug, besitzt Landeklappen aus CFK. Das in Abbildung 6.7 gezeigte  $900 \times 240 \text{ mm}$  große und  $2 \text{ mm}$  bzw.  $3,5 \text{ mm}$  dicke Teil einer solchen Landeklappe weist rückseitig einen Stringerbruch auf. Dieses wurde von der Vorderseite sowohl mit optisch als auch mit induktiv angeregter Lockin-Shearografie untersucht.

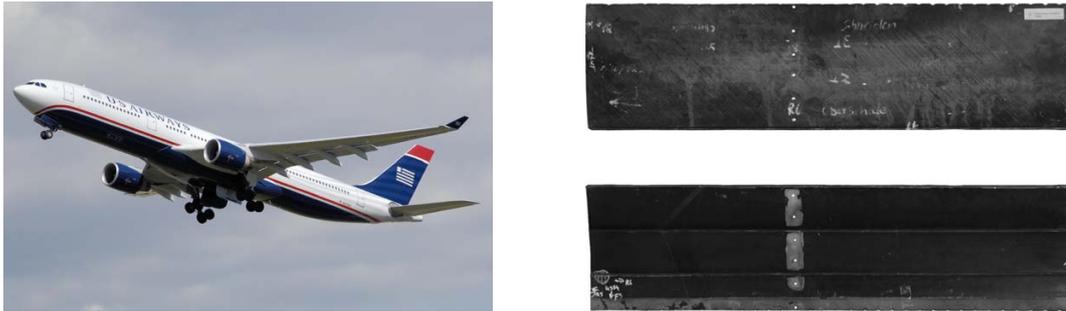


Abbildung 6.7: Airbus A330 (links, mit freundlicher Genehmigung von Adrian Pingstone), Stück einer CFK-Landeklappe mit Stringerbruch (Vorderseite rechts oben, Rückseite rechts unten).

Durch das verbesserte Signal-/Rausch-Verhältnis ist der Bruch im unteren Stringer mit beiden Verfahren sicher detektierbar (Abbildung 6.8). Die optische Anregung erfolgt sehr homogen, die induktive Heizung mittels Wirbelströmen gagegen nur im spulennahen Bereich (linke Seite).

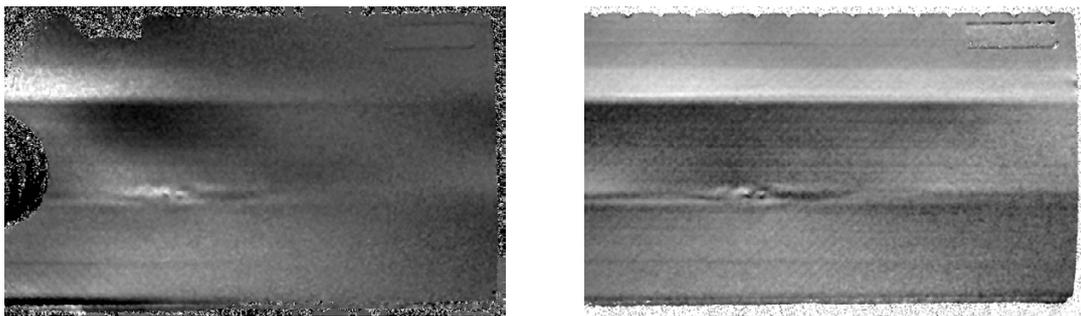


Abbildung 6.8: Phasenbild bei  $0,01 \text{ Hz}$ , gemessen mit induktiver Anregung (links) [82] und optischer Anregung (rechts).

## 6.4 Dornier Do 328

Ende der 1980er Jahre entwickelte Dornier die zweimotorige Do 328 (Abbildung 6.9 links), wobei Heck und Leitwerk in CFK-Bauweise konstruiert wurden. Im Rahmen dieser Entwicklung erfolgte ein Beulversuch an einem  $1070 \times 700 \times 3,5 \text{ mm}^3$  großen stringerverstärkten monolithischen CFK-Panel mit GFK-Aufdickungen im Einspannbereich. Abbildung 6.9 zeigt Vorder-, Rück- und Seiten-Ansicht der Struktur, Abbildung 6.10 die Ergebnisse der Shearografie-Prüfung.



Abbildung 6.9: Dornier Do 328 (links, mit freundlicher Genehmigung von Gerry Stegmaier), CFK-Panel mit GFK-Aufdickung aus Beulversuch: Vorder-, Rück- und Seiten-Ansicht (rechts).

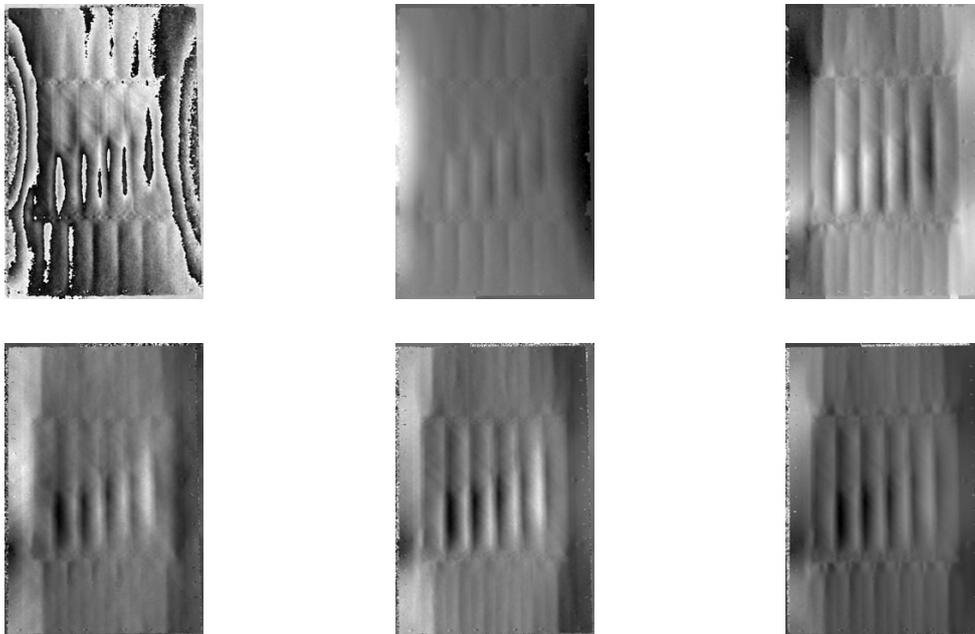


Abbildung 6.10: Shearografiebild (oben links), demoduliertes Shearografiebild (oben Mitte), Dual-Burst-Shearografiebild (oben rechts), Lockin-Shearografie-Phasenbilder bei  $0, 10 \text{ Hz}$ ,  $0,05 \text{ Hz}$  und  $0,01 \text{ Hz}$  (unten, v.l.n.r.).

Mit konventioneller Shearografie sind die Stringer nur schwach erkennbar, die beim Beulversuch abgelösten Stringer zeigen sich im Streifenbild wegen der dort stärkeren Verformung. Aufgrund der überlagerten Ganzkörperverformung sind sie jedoch nach der Demodulation nur schwer zu detektieren. Dual-Burst-Shearografie ermöglicht eine starke Anregung bei gleichzeitiger Unterdrückung der Ganzkörperverformung, wodurch die abgelösten Bereiche deutlicher hervortreten. Lockin-Shearografie eliminiert die Ganzkörperverformung ebenfalls. Wiederum zeichnen sich die abgelösten Bereiche auf dem relativ konstantem Hintergrund deutlich ab, wobei der optimale Kontrast bei  $0,05\text{ Hz}$  vorliegt. Bei noch tieferen Frequenzen dringt die thermische Welle auch bis in die mit GFK verstärkten Bereiche ober- und unterhalb des Stringerfeldes ein, der Kontrast der abgelösten Stringer verbessert sich jedoch nicht mehr.

## 6.5 Ultraleichtflugzeug Fascination

Die Tragflächen des Ultraleichtflugzeugs Fascination bestehen aus einem GFK/Schaum-Sandwichmaterial. Ober- und Unterschale werden in zwei getrennten Formen gefertigt, wobei Holm und Rippen in die Oberschale eingeklebt werden (Abbildung 6.11 links und Mitte). Die anschließende Blindverklebung der beiden Schalen ist zu prüfen, was bislang durch eine Sichtprüfung mittels Endoskopie erfolgt [88]. Dazu muss jedoch in jedes Rippenfeld ein Loch gebohrt werden, wodurch die Struktur nach der Prüfung geschwächt ist. Die Anbindung der Rippen an die Schale lässt sich jedoch auch zerstörungsfrei mit Shearografie prüfen (Abbildung 6.11 rechts).



Abbildung 6.11: Ultraleichtflugzeug Fascination (links, mit freundlicher Genehmigung von René Mühlmeier), Fertigung der Tragfläche (Mitte), Prüfung der Blindverklebung (rechts).

Abbildung 6.12 zeigt die Resultate. Das konventionelle Shearografie-Streifenbild ist nicht eindeutig. Nach der Demodulation ist ein Problem mit der oberen mittleren Rippe erkennbar, diese zeichnet sich nicht so ab wie die anderen Rippen in dem ca.  $1\text{ m}^2$  großen Messfeld. Aufgrund der wegen des großen Messfeldes begrenzten Laserleistung und der spiegelnden

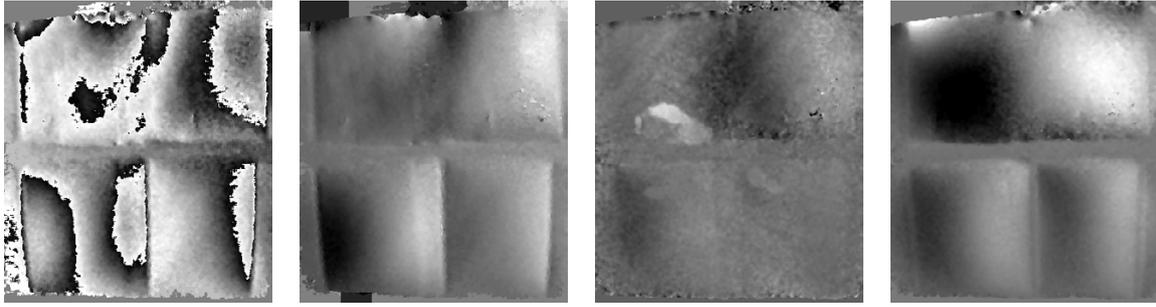


Abbildung 6.12: V.l.n.r.: Shearografiebild, demoduliertes Shearografiebild, Lockin-Phasenbild bei  $0,25\text{ Hz}$  und Lockin-Amplitudenbild bei  $0,25\text{ Hz}$ .

Lackoberfläche zeigen sich ein relativ starkes Rauschen sowie Reflexionen. Des weiteren sind einige Demodulationsfehler erkennbar. Diese Probleme können durch Lockin-Shearografie bis zu einem gewissen Grad verringert werden. Die thermische Welle erreicht wegen der starken Dämpfung nicht die Rückseite der Sandwichstruktur, wodurch das Phasenbild keinerlei Struktur zeigt, sondern nur mehrere Bereiche, in denen der Sensor durch direkte Reflexion des Laserlichts übergelaufen ist. In diesem Fall ist das Amplitudenbild von Vorteil. In ihm zeigt sich innerhalb jedes Rippenfeldes ein Gradient, da die Schale als Membran angesehen werden kann, die von Holm, Nasen- bzw. Endleiste und den Rippen eingespannt wird. Eine nicht verklebte Rippe äußert sich im Amplitudenbild durch einen Gradienten mit höherer Amplitude, der sich über zwei Rippenfelder erstreckt. Durch die Fouriertransformation ist außerdem das Rauschen reduziert. Dadurch kann die nicht verklebte Rippe im oberen Teil des Messfeldes eindeutig detektiert werden. Diese Art der Prüfung wurde vom Luftsportgerätebüro als ZFP-Ergänzung der oben genannten Prüfanweisung aufgenommen [89].

## 6.6 Schleppflugzeug FS 35

Die akademische Fliegergruppe der Universität Stuttgart (akafflieg) entwickelt das Schleppflugzeug FS 35, das entsprechend seines Einsatzzwecks auf optimales Steigen und schnelles Absteigen ausgelegt ist. Bei  $17\text{ m}$  Spannweite soll das maximale Abfluggewicht bei  $850\text{ kg}$  liegen. Für die Struktur kommt überwiegend Sandwichmaterial aus Schaum und GFK bzw. CFK zum Einsatz. Ein probeweise gebautes Höhenleitwerk mit Fertigungsproblem, bei dem Flosse und Ruder noch nicht getrennt worden waren, wurde freundlicherweise dem IKT für Messungen zur Verfügung gestellt (Abbildung 6.13 rechts).

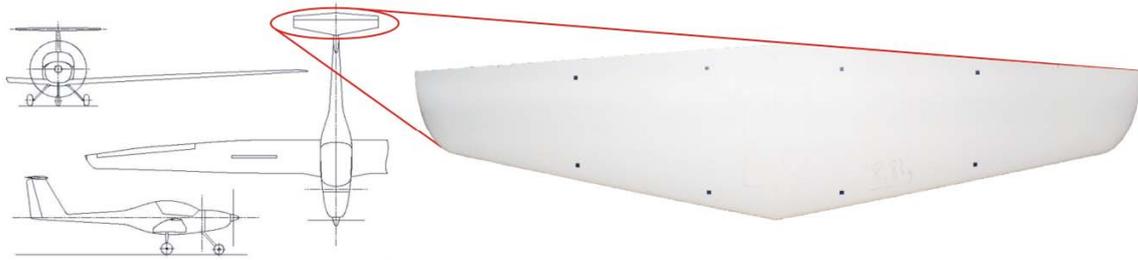


Abbildung 6.13: Zeichnung der FS35 (links), Höhenleitwerk (rechts).

Das Höhenleitwerk wurde abgedichtet, mit einem Anschluss für Druckluft versehen und sowohl mit optisch als auch mit hydrostatisch angeregter Lockin-Shearografie untersucht. Für die ca.  $3,5 \times 0,8 \text{ m}$  große Struktur waren fünf Messfelder erforderlich, die anschließend über die angebrachten Markierungen kombiniert werden konnten (Abbildung 6.14)[84].

Im Shearogramm sind nach einer kurzen statischen optischen Anregung einige oberflächliche Beschädigungen der Oberschale sowie bereits innere Strukturen wie z.B. Holm, Verstärkungen für das Höhenruder und Verklebung der Nasenleiste erkennbar. Im Phasenbild bei  $0,1 \text{ Hz}$  ist der Holm unter der dünnen Oberschale zu sehen, durch das erhöhte Signal-/Rausch-Verhältnis zeigen sich an mehreren Stellen Einschnürungen der Blindverklebung (siehe Pfeile). Bei  $0,01 \text{ Hz}$  erscheinen auch im Phasenbild die Unregelmäßigkeiten in der Nasenleistenverklebung; der Holm und andere innere Strukturen wie z.B. Gurte auf den Innenrippen sind deutlich erkennbar. Auch eine unregelmäßige Klebung der Endleiste ist zu sehen.

Während einer kurzen hydrostatischen Anregung (die besonders auf die Steifigkeit gegen Ausbeulen anspricht) sind die Anzeigen an Nasen- und Endleiste noch deutlicher ausgeprägt. Der Holm erscheint dagegen weniger deutlich als bei optischer Anregung. Das Amplitudenbild einer hydrostatisch angeregten Lockin-Shearografie-Messung zeigt durch das erhöhte Signal-/Rausch-Verhältnis den Holm wiederum deutlich, die Anzeigen der Nasen- und Endleiste werden noch ausgeprägter. Oberflächlich Inhomogenitäten fallen bei der hydrostatischen Anregung praktisch nicht auf. Da die Druckdifferenzen bei diesem großvolumigen, dünnwandigen Bauteil nur wenige mbar zu betragen brauchen, treten keine thermischen Effekte auf, so dass es auch nicht zu Beeinträchtigungen durch Konvektion kommt.



Abbildung 6.14: Ergebnisse der Shearografie-Messungen, v.o.n.u.: Shearografiebild, Lockin-Phasenbild bei  $0,1\text{ Hz}$  und Lockin-Phasenbild bei  $0,01\text{ Hz}$ , jeweils mit optischer Anregung, sowie Shearografiebild und Lockin-Amplitudenbild bei  $0,1\text{ Hz}$  mit hydrostatischer Anregung [84].

## 6.7 Motorsegler e-Genius

Das Wettbewerbs-Flugzeug e-Genius wurde am Institut für Flugzeugbau an der Universität Stuttgart für die NASA/CAFE „Green Flight Challenge“ konstruiert und gebaut [90] (Abbildung 6.15). Als Basis diente der am selben Institut entwickelte Hydrogenius. Ergänzend zu den Belastungstests wurden die Höhenleitwerksflosse und ein Außenflügel vor dem Erstflug mit Lockin-Shearografie untersucht.

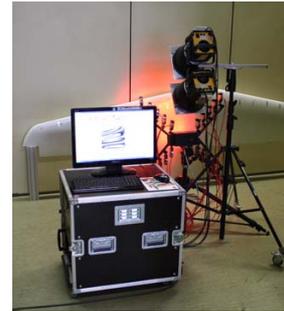


Abbildung 6.15: Elektromotorsegler e-Genius (links, mit freundlicher Genehmigung des IFB), Messung der Höhenleitwerksflosse (rechts).

Abbildung 6.16 zeigt die Mess-Ergebnisse der Höhenleitwerksflosse.

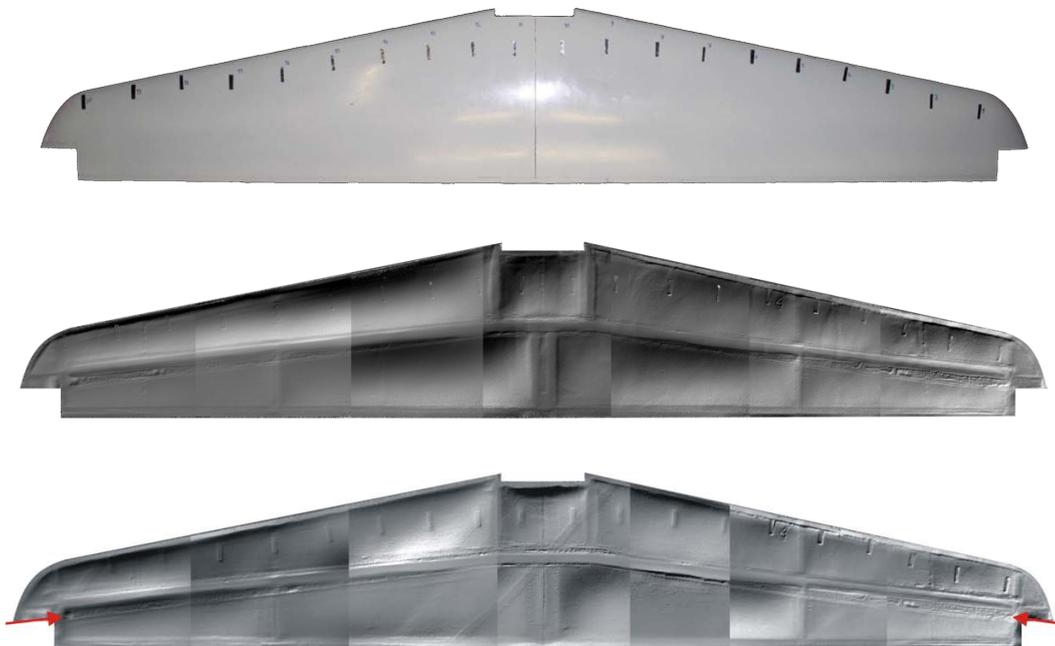


Abbildung 6.16: e-Genius-Leitwerk (oben), konventionelles Shearografiebild (Mitte), Lockin-Phasenbild bei  $0,01 \text{ Hz}$  (unten).

Beim Bau wurde eine Korrektur der Lage des Holms notwendig. Die ursprüngliche Lage ist noch gut erkennbar, denn die Wabenstruktur wurde an diesen Stellen mit Schaum aufgefüllt (siehe Pfeil). Neben dem Holm sind auch die Rippen sichtbar, ebenso überlappende Fasermatten und einige harzgefüllte Waben. Die außen angebrachten, vertikal orientierten Streifen dienten als Marker für das Zusammenfügen der Einzelbilder. Der Holmgurt selbst verjüngt sich nach außen hin, was gut mit den Bauplänen übereinstimmt. Die Lockin-Shearografie bietet im Vergleich zur konventionellen Shearografie ein verbessertes Signal-/Rausch-Verhältnis, wodurch die relevanten Details zuverlässiger erkennbar werden.

Die Ergebnisse der Prüfung des Außenflügels sind in Abbildung 6.17 dargestellt.

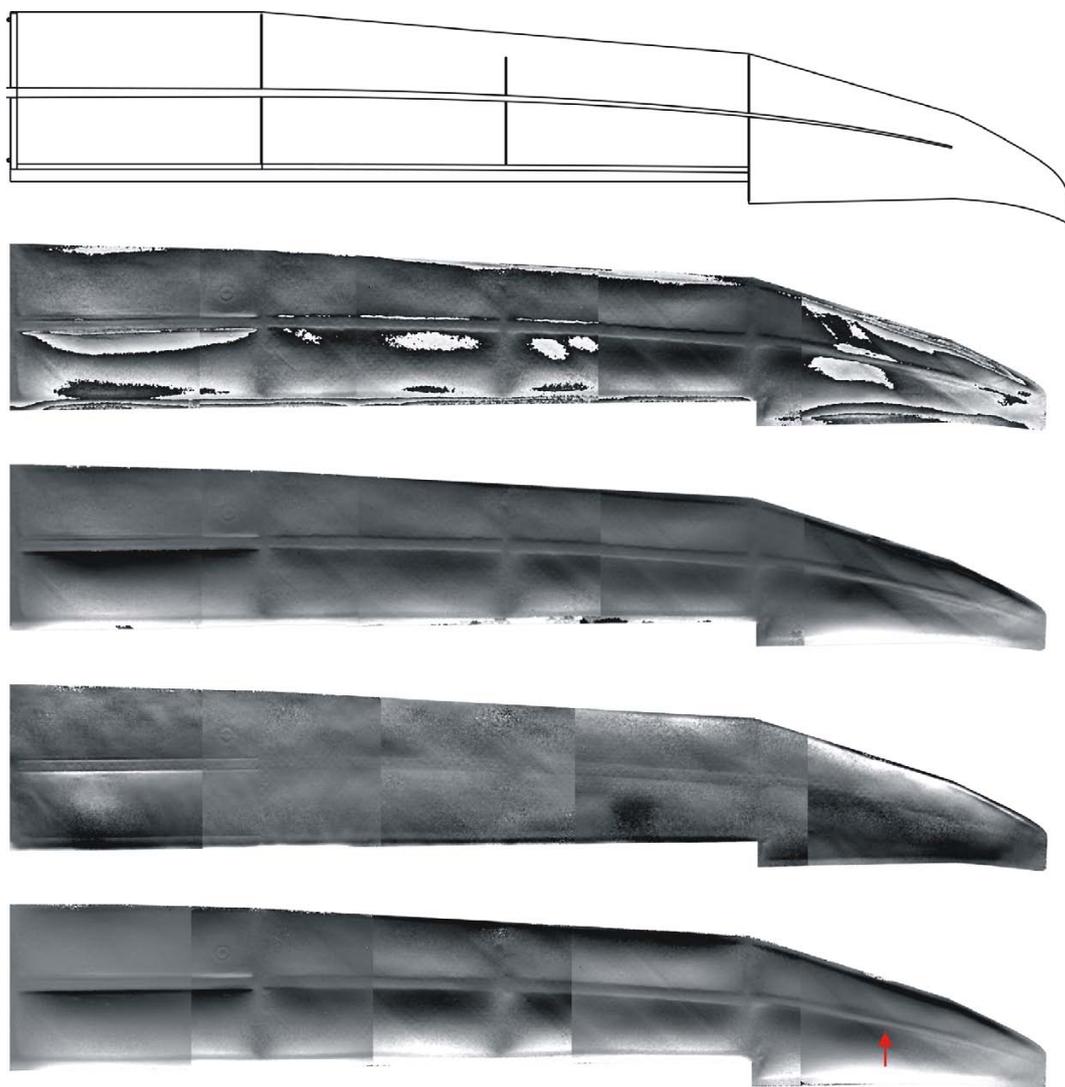


Abbildung 6.17: e-Genius-Außenflügel, v.o.n.u.: Konstruktionsskizze, Shearografiebild, demoduliertes Shearografiebild, Lockin-Phasenbild bei  $0,05\text{ Hz}$ , Lockin-Amplitudenbild bei  $0,05\text{ Hz}$ .

Im Gegensatz zum Höhenleitwerk bestehen die Außenflügel nicht aus einer Wabenstruktur, sondern einem Schaum-Sandwich. Wie bei der Fascination wird die thermische Welle im Schaum stark gedämpft, wodurch das Lockin-Phasenbild keine zusätzlichen Informationen liefern kann. Der Holm ist sogar schwieriger zu detektieren. Auf dem konstanten Hintergrund ist eine regelmäßige Punktstruktur erkennbar, die von kleinen harzgefüllten Vertiefungen im Schaum verursacht wird. An zwei Stellen sind große Flecken zu erkennen, an denen während der Lockin-Messung eine Laserdiode Modensprünge durchlief. Da die Scherrichtung parallel zu den Rippen ausgerichtet war, sind diese in allen Bildern kaum erkennbar. Das Lockin-Amplitudenbild ist dem konventionellen Shearogramm hinsichtlich des dargestellten Effektes recht ähnlich, jedoch durch die gewichtete Mittelung über den Bilderstapel erheblich rauschärmer. Eine Auffälligkeit ist ein unregelmäßiger Verlauf im Bereich des Holms, zwischen letzter Rippe und Randbogen (siehe Pfeil). Ursache und Auswirkungen dieser Inhomogenität sind noch nicht abschließend geklärt.



## 7 Diskussion und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein mobiles flexibles out-of-plane-empfindliches Shearografie-System entwickelt und erprobt. Mit dem System sind sowohl statische als auch dynamische Messungen mit optischer, hydrostatischer und erstmals auch induktiver Anregung möglich.

Die optisch angeregte Lockin-Shearografie (OLS) erwies sich dabei als besonders effektiv. Im Vergleich zur statischen Anregung ist ein erheblich größeres Signal-/Rausch-Verhältnis erzielbar, da bei voller Detektorauflösung bis zu 600 effektcodierte Shearogramme ausgewertet werden, was die Fehlerauffindwahrscheinlichkeit erhöht. Außerdem ist durch die Frequenzabhängigkeit der thermischen Eindringtiefe eine relative Tiefenlagenunterscheidung von Defekten möglich. Die Multifrequenzanregung ermöglicht diese Tiefenlagenunterscheidung wie bei der Lockin-ESPI bei deutlich reduzierter Messzeit, indem mit verschiedenen Lockin-Frequenzen simultan angeregt und die Messung mittels DFT bei verschiedenen Frequenzen ausgewertet wird. Besonders gut geeignet sind hierzu LED-Quellen, deren Leistung jedoch insgesamt noch auf einem niedrigen Niveau liegt.

Die induktionsangeregte Lockin-Shearografie konnte erfolgreich auch an CFK eingesetzt werden. Aufgrund der Volumenheizung ist die störende Ganzkörperverformung deutlich geringer als bei der OLS. Das Signal-/Rausch-Verhältnis ist im Vergleich zu einer konventionellen Messung wiederum deutlich erhöht. Allerdings war die Anregung gerätebedingt auf einem relativ niedrigen Niveau. Durch eine leistungsstärkere Induktionsanlage mit höherer Frequenz und automatischer Impedanzanpassung wäre eine deutliche Verbesserung erzielbar. Die sehr inhomogene Anregung und das relativ kleine nutzbare Messfeld schränken die Praxistauglichkeit des Verfahrens jedoch leider ein. Für einige Fälle ist es jedoch von großen Nutzen, da beispielsweise bei Verklebungen von Kunststoffen bzw. FKV mit Metall eine direkte Anregung der Grenzfläche möglich ist.

Die hydrostatisch angeregte Lockin-Shearografie ist besonders für geschlossene Prüfkörper gut geeignet. Da Schwachstellen im Bauteil einer Druckänderung sofort nachgeben, ist eine Phasenauswertung nicht vorteilhaft. Durch eine Amplitudenauswertung ist das Signal-/Rausch-Verhältnis jedoch deutlich verbesserbar. Für kleine Proben ist der apparative Aufwand wegen der notwendigen Kammer zu berücksichtigen. Für große, geschlossenen Kompo-

nenten wie z.B. Tanks ist das Verfahren hervorragend geeignet, da damit eine völlig homogene Anregung möglich ist und (im Gegensatz zur optischen Anregung) keine Konvektionseffekte auftreten. Im Fall von Flugzeugtragflächen oder Leitwerken ist bei einer Erhöhung des Innendrucks die Blindverklebung von Deckschicht und Holm bzw. Rippen durch die nach außen gerichtete Kraft eindeutig prüfbar.

Die bei allen thermisch anregenden Verfahren verwendbare Dual-Burst-Methode ist sehr vielversprechend: Durch die Einbringung von sehr viel Energie unter Vermeidung von Dekorrelation ist ein stark erhöhtes Signal-/Rausch-Verhältnis bei gleichzeitig minimierter Ganzkörperverformung erzielbar. Außerdem ist die Messdauer nur geringfügig größer als bei Messungen mit statischer Anregung. Durch systematische Parameterstudien (zeitliche Variation des Nicht-Gleichgewichts-Referenzzustandes) könnte unter Ausnutzung des „blind frequency“-Effektes eine Tiefenlagenabschätzung von Defekten möglich sein. Allerdings muss die Methode auf Material und Dicke der Probe abgestimmt sein.

Die Messdauer der vorgestellten Lockin-Shearografie-Verfahren beträgt meistens mehrere Minuten, je nach Frequenz. Da die Lockin-Shearografie aufgrund des durch Dekorrelation begrenzten interferometrischen Messbereichs im Vergleich zur OLT länger einschwingen muss und eine komplexere Auswertung erfordert, ist die Messdauer etwas höher als bei der OLT. Als bildgebendes Verfahren ist sie jedoch deutlich schneller als die scannenden Ultraschallverfahren. Die lateralen Defektgrößenanzeigen von OLS und OLT sind einander sehr ähnlich, allerdings besitzen Shearografiekameras sehr viel mehr Detektorelemente als Thermografiekameras und dadurch (bei gleichem Messfeld) auch eine höhere laterale Auflösung. Impactschäden sind mit OLS bereits bei geringerer Impactenergie detektierbar als mit OLT. Beide Verfahren liefern jedoch deutlich kleinere Anzeigen als die Ultraschall-Verfahren. Die optimale Vorgehensweise ist daher die großflächige Suche nach Impactschäden mit shearografischen Verfahren und im Fall einer Anzeige die Defektcharakterisierung mittels lokaler Ultraschall-Prüfung.

Die theoretischen Betrachtungen zeigen, dass der Kontrast bei Verwendung thermischer Wellen bei einem Reflexionskoeffizient von  $-1$  optimal ist (also z.B. Kunststoff oder FKV auf Metall). Bei einem Reflexionskoeffizienten von  $1$  ist der Dynamikbereich deutlich geringer. Beide Fälle konnten mit FEM-Simulationen nachvollzogen und experimentell bestätigt werden. Die Tiefenreichweite der OLS ist größer als bei der OLT. Anders als bei der OLT ist bei der OLS jedoch der Phasenwinkel amplitudenabhängig, was durch die Einbeziehung der thermoelastischen Biegung in die Herleitung der zeitabhängigen out-of-plane-Verformung auch theoretisch nachgewiesen wurde. Das Lockin-Shearografie-Phasenbild ist bezüglich inhomogener Anregung also nicht so robust wie das Lockin-Thermografie-Phasenbild, was sich vor allem bei der Induktionsanregung störend bemerkbar macht. Der Phasenwinkel ist prinzipi-

---

ell nicht direkt quantitativ zugänglich, da Defektsignale von der thermoelastischen Biegung komplex überlagert werden. Der durch die Biegung verursachte gegenphasige Verformungsgradient ist durch geeignete Bildverarbeitungstechniken kompensierbar, allerdings gehen dabei Offset und Spreizung des Phasenwinkelsignals verloren. Die resultierenden rauscharmen Lockin-Phasenbilder sind sehr gut zur Detektion von Defekten geeignet; quantitative Aussagen z.B. über Defekttiefenlagen sind jedoch nicht mehr möglich.

Bei einer defektselektiven Anregung käme es zu keiner Biegung des Prüfobjektes, wodurch quantitative Phasenwinkelbestimmungen machbar sein könnten. Eine solche Anregungsart ist die Ultraschallanregung: Leistungs-Ultraschall erzeugt an Grenzflächen durch Rissuferreibung Wärme und in der Folge thermische Ausdehnung. Erste Versuche mit Ultraschall-Burst-Shearografie (UBS) waren vielversprechend. Impactschäden und Stringerbrüche in CFK-Modellproben und Realbauteilen waren defektselektiv nachweisbar. Möglich wird dies durch die Selbstreferenzierung der Shearografie, was sie sehr viel unempfindlicher macht als die ES-PI. Diese zeigte bei entsprechenden Untersuchungen zwar die prinzipielle Machbarkeit. Sie war jedoch aufgrund der Empfindlichkeit gegenüber Ganzkörperbewegungen nur begrenzt praxistauglich und wurde daher nicht weiterverfolgt. Als nächster Schritt ist bei ausreichend hoher Bildaufnahmefrequenz die Burst-Phasen-Shearografie denkbar. Eine Ultraschall-Lockin-Shearografie mit gleichzeitiger Leistungs-Ultraschall-Anregung und shearografischer Messung ist aufgrund der hohen Amplituden nicht ohne Weiteres möglich. Ein intermittierender Anregungs- und Mess-Prozess gelang jedoch bereits und sollte unbedingt weiterverfolgt werden, weil damit defektselektive quantitativ verwertbare Lockin-Phasenbilder erzielbar sein könnten.

Eine höhere Aufnahmefrequenz ist wünschenswert, um noch schnellere zeitliche Änderungen erfassen zu können. Damit wären auch Strukturen aus Werkstoffen mit höherer Wärmeleitfähigkeit (z.B. Leichtmetalllegierungen) messbar. Da dies gleichzeitig zu einer größeren Bildanzahl führt, stößt die derzeitige Rechner- und Software-Architektur an ihre Grenzen. Sobald alle verwendeten Softwaremodule nativ 64bit-fähig sind, werden die verbauten 8 GB Arbeitsspeicher voll nutzbar sein. Die beste Lösung wäre sicherlich der Umstieg auf eine sofortige Phasen- und Amplitudenberechnung ohne Umweg über einen abgespeicherten Bilderstapel unter Verwendung eines Ringbuffers, so wie bei der weniger komplexen OLT bereits seit einiger Zeit. Dazu wäre jedoch eine Demodulation der Shearogramme in Echtzeit nötig.

Alle gezeigten Untersuchungen erfolgten mit einem out-of-plane-empfindlichen Shearografie-Sensor. Ein in-plane-Sensor könnte für manche Defektarten (z.B. Ondulationen) besser geeignet sein. Dieser wäre mit einer mechanischen Probenprüfung im Zugversuch kombinierbar; bei zyklischen Belastungen, wie sie in Ermüdungsversuchen verwendet werden, könnte auch die Lockin-Technik zum Einsatz kommen.

Die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit haben die Machbarkeit dieses innovativen berührungslosen ZfP-Verfahrens aufgewiesen, das mechanisch relevante Fehler nicht auf dem Umweg über sekundäre Messeffekte, sondern unmittelbar aufgrund ihrer Auswirkungen auf das mechanische Verhalten einer Struktur zeigt.

# 8 Anhang

## 8.1 Proben

Die vorgestellten Epoxid-Proben bestehen aus dem Harzsystem MGS LR 285 von Hexion (inzw. Momentive), mit einem einprozentigen Anteil von Monarch 280 CABOT Farbruß. Die CFK-Proben wurden aus dem Prepreg-Material HexPlyM18/1 UD hergestellt.

### 8.1.1 Proben aus unverstärktem Kunststoff

#### Acrylglasscheibe mit Sacklöchern in verschiedenen Tiefenlagen

Eine Probe aus Acrylglas (Polymethylmethacrylat) mit einem Durchmesser von  $120\text{ mm}$  und einer Dicke von  $10\text{ mm}$  wurde mit einer Matrix aus 16 Sacklöchern versehen (Abbildung 8.1). Die an diesen Stellen verbliebene Restwanddicke variiert von  $0,6\text{ mm}$  bis  $3,6\text{ mm}$  in Schritten von  $0,2\text{ mm}$ . Vor der Messung wurde die Oberfläche mit Graphitspray geschwärzt.

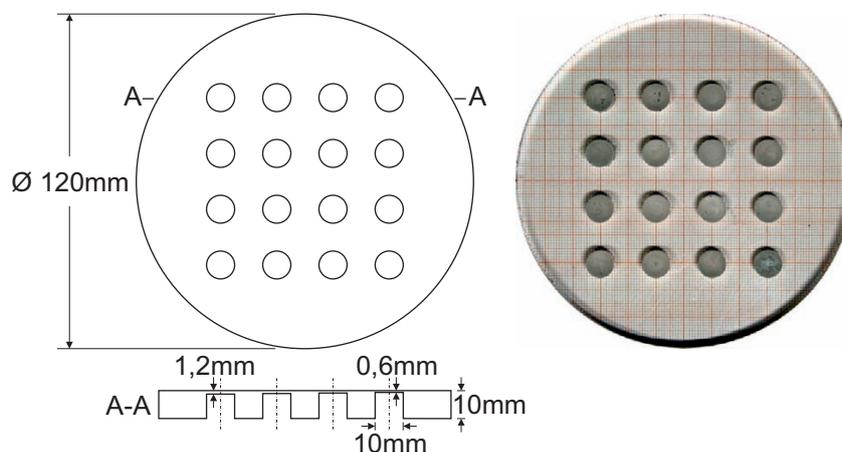


Abbildung 8.1: Acrylglasscheibe mit Sacklöchern in verschiedenen Tiefenlagen.

#### Acrylglasscheibe mit Sacklöchern in verschiedenem Abstand

Eine weitere Probe aus Acrylglas mit den gleichen Maßen wurde mit insgesamt 20 Sacklöchern in vier Reihen versehen (Abbildung 8.2). Bei jeweils zwei Reihen ändert sich der

laterale Abstand der Sacklöcher von  $6\text{ mm}$  bis auf  $-2\text{ mm}$  in Schritten von  $2\text{ mm}$ . Dadurch überlappen die Sacklöcher in der oberen Reihe, und in der zweiten Reihe berühren sich die Löcher. Die Restwanddicke beträgt bei den beiden Lochreihen auf der linken Seite  $1,4\text{ mm}$  und auf der rechten Seite  $0,7\text{ mm}$ . Auch diese Probe wurde vor der Messung mit Graphit-spray geschwärzt.

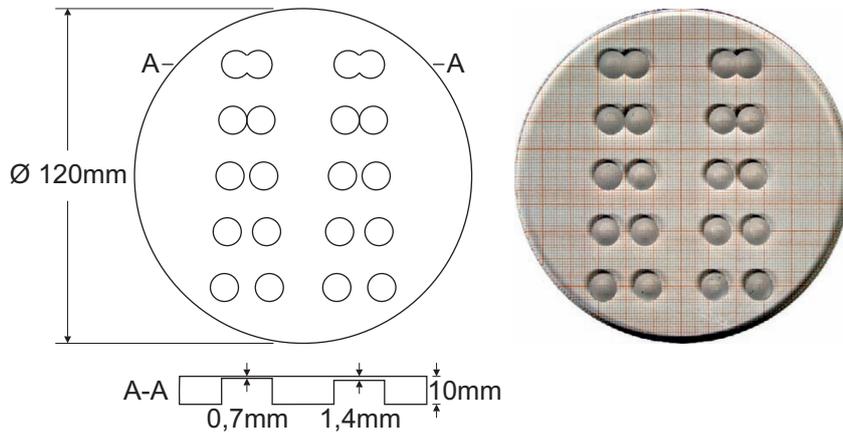


Abbildung 8.2: Acrylglasplatte mit Sacklöchern in verschiedenem Abstand.

### Epoxidkeil

Diese Probe ist  $80 \times 60\text{ mm}^2$  groß und weist auf einer Hälfte eine konstante Dicke von  $5\text{ mm}$  und auf der anderen Hälfte einen Dickenverlauf von  $5\text{ mm}$  auf  $0\text{ mm}$  auf (Abbildung 8.3). Sie wurde auf einem entsprechend gefrästen Aluminiumteil gegossen.

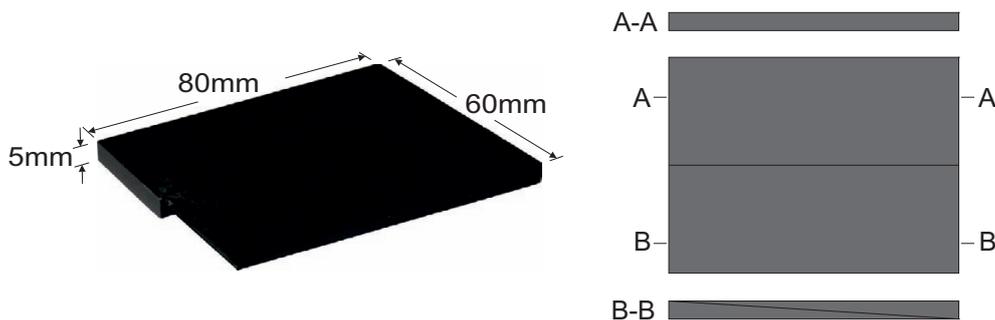


Abbildung 8.3: Epoxidkeil: Entlang A-A ändert sich die Probendicke.

### Epoxid/Aluminium-Keil

Diese Probe ist der vorigen bzgl. Geometrie und Herstellung sehr ähnlich. Nach dem Aushärten und Tempern des Epoxidstücks wurde es auf ein entsprechend gefrästes zwischen  $20\text{ mm}$  und  $25\text{ mm}$  dickes Stück Aluminium geklebt, so dass die Probe in ihrer Außengeometrie quaderförmig ist (Abbildung 8.4). Das Aluminium wurde zuvor mit konzentrierter Kaliumhydroxidlösung angeätzt, wodurch eine deutlich bessere Haftung des Epoxid auf Aluminium erzielt wird. Dadurch neigt die fertige Probe nicht mehr zum Delaminieren.

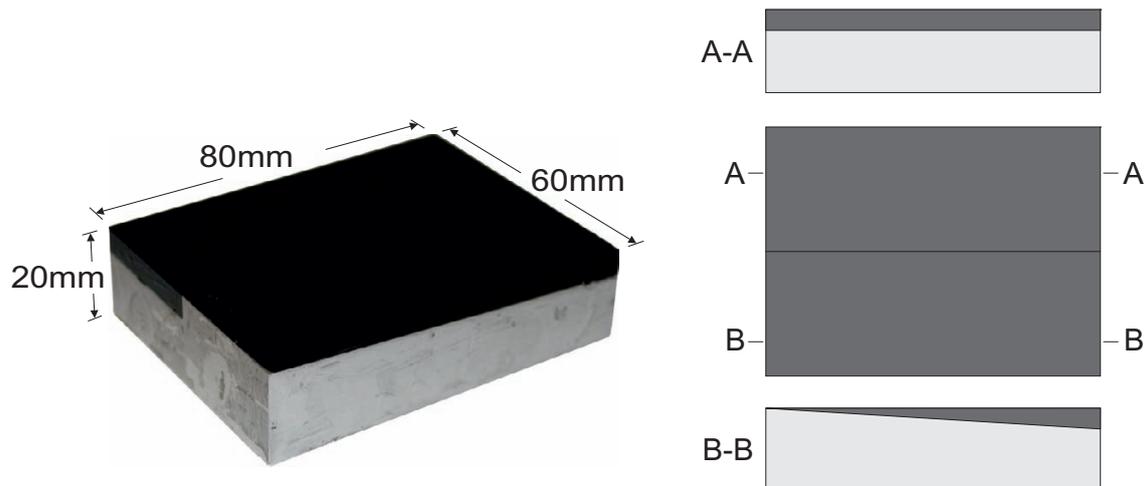


Abbildung 8.4: Epoxid-/Aluminiumkeil: Entlang A-A ändert sich die Dicke der Epoxidschicht.

### Epoxid-Platte mit rückseitigen Sacklöchern

Die Probe ist  $140 \times 140 \times 3\text{ mm}^3$  groß (Abbildung 8.5). Für höchste Maßhaltigkeit wurde sie in einer CNC-gefrästen Aluminiumform gegossen. Der Durchmesser der simulierten Sacklöcher steigt von  $2\text{ mm}$  auf  $10\text{ mm}$  in Schritten von  $2\text{ mm}$ . Die Restwanddicke variiert von  $0,5\text{ mm}$  bis  $2,5\text{ mm}$  in Schritten von  $0,5\text{ mm}$ .

## 8.1.2 Proben aus faserverstärktem Kunststoff

### CFK-Platte mit rückseitigen Sacklöchern

Diese Probe hat die gleiche Geometrie wie die vorherigen Probe, sie besteht jedoch nicht aus reinem Epoxid, sondern aus einem rein unidirektional aufgebauten CFK-Laminat, also  $[0]_{12}$  (Abbildung 8.6). Die simulierten Defekte wurden mittels CNC-Fräse eingebracht.

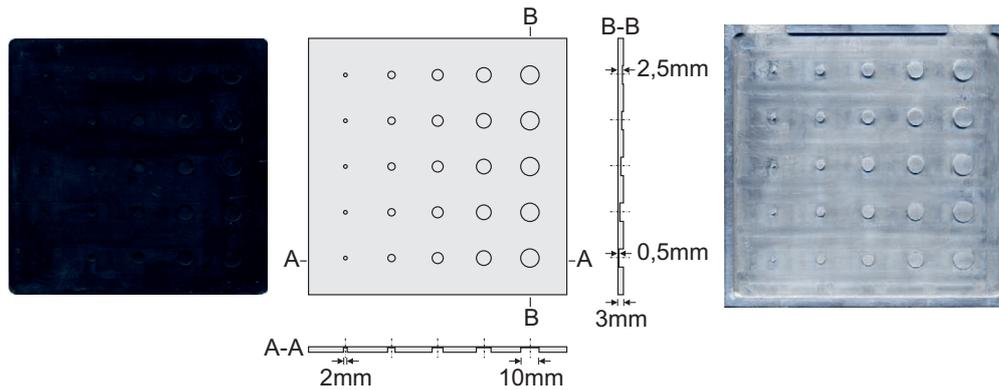


Abbildung 8.5: Epoxid-Platte mit rückseitigen Sacklöchern: Entlang A-A ändert sich der Durchmesser der Sacklöcher von  $10\text{ mm}$  bis  $2\text{ mm}$ , entlang B-B deren Tiefenlage von  $0,5\text{ mm}$  bis  $2,5\text{ mm}$ .

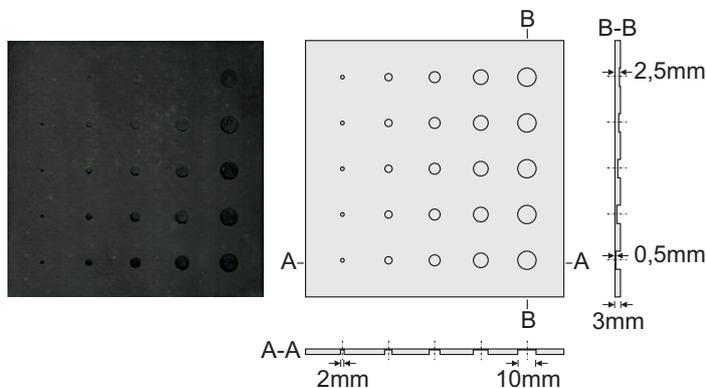


Abbildung 8.6: CFK-Platte (Laminat  $[0]_{12}$ ) mit rückseitigen Sacklöchern: Entlang A-A ändert sich der Durchmesser der Sacklöcher, entlang B-B deren Tiefenlage.

### CFK-Platte mit Aluminium- und Teflon-Inlays

In diese aus Kohlenstofffasergewebe mit Leinwandbindung gefertigte Probe mit dem Aufbau  $[0/90]_{4S}$  und der Größe  $284 \times 286 \times 4,5\text{ mm}^3$  wurden insgesamt 16  $20 \times 30\text{ mm}^2$  große,  $80\text{ }\mu\text{m}$  dicke Aluminium- und Teflon-Inlays eingelegt (Abbildung 8.7). Die Tiefe variiert dabei von  $0,28\text{ mm}$  bis  $2,24\text{ mm}$  in Schritten von  $0,28\text{ mm}$ .

### CFK-Platte mit Aluminium-, Teflon- und Schaum-Inlays

Diese freundlicherweise von FACC aus Kohlenstofffasergewebe mit Körperbindung gefertigte  $475 \times 375 \times 6,0\text{ mm}^3$  große CFK-Platte besitzt den Aufbau  $[0/90]_{6S}$ . Die Probe weist  $20 \times 50\text{ mm}^2$  große Inlays aus dicker und dünner Aluminiumfolie sowie aus Teflon und Schaum auf (Abbildung 8.8). Die Tiefenlage variiert von  $1,0\text{ mm}$  bis  $3,0\text{ mm}$  in Schritten von  $0,5\text{ mm}$ .

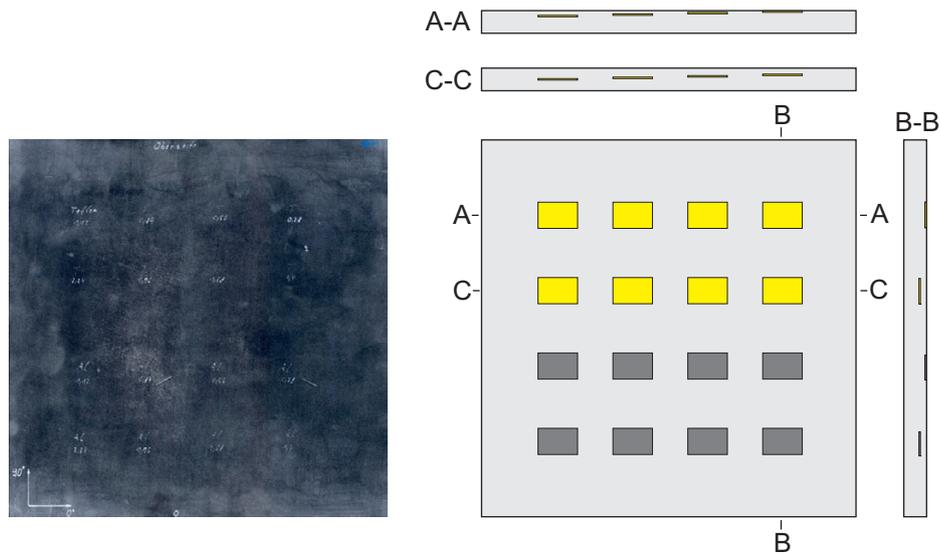


Abbildung 8.7: CFK-Platte (Laminat  $[0/90]_{4S}$ ) mit Inlays: Entlang A-A ändert sich die Tiefenlage der eingebrachten Inlays, entlang B-B das verwendete Material (Teflon bzw. Aluminiumfolie).

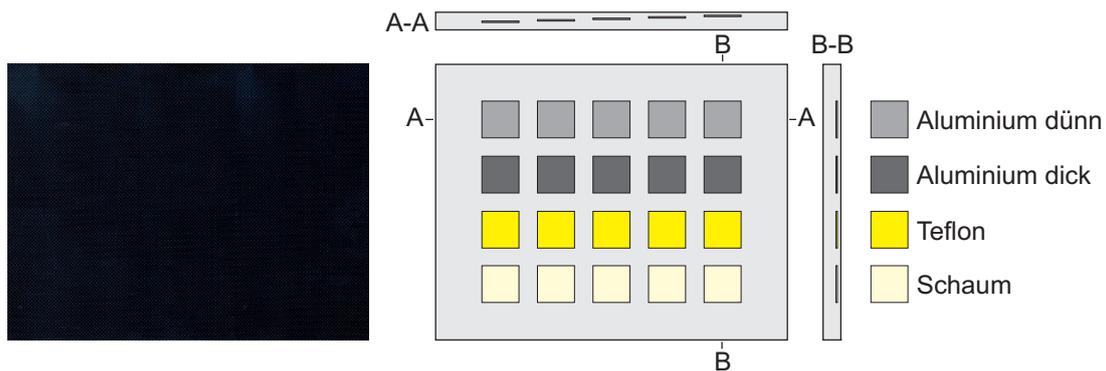


Abbildung 8.8: CFK-Platte (Laminat  $[0/90]_{6S}$ ) mit Inlays: Entlang A-A ändert sich die Tiefenlage der eingebrachten Inlays, entlang B-B das verwendete Material (dicke bzw. dünne Aluminiumfolie, Teflon und Schaum).

### CFK-Platte mit Aluminium- und Teflon-Inlays sowie Kupfernetz

Eine weitere von FACC aus Kohlenstofffasergewebe mit Körperbindung gefertigte CFK-Platte mit dem Aufbau  $[0/90]_{3S}$  und der Größe  $300 \times 300 \times 3,6 \text{ mm}^3$  besitzt 12  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  große Inlays aus Aluminium und Teflon in Tiefen von  $0,9 \text{ mm}$ ,  $1,8 \text{ mm}$  und  $2,7 \text{ mm}$  (Abbildung 8.9). Die Probe ist symmetrisch aufgebaut, wobei auf einer Hälfte zusätzlich noch ein Kupfernetz als oberste Schicht eingebaut wurde.

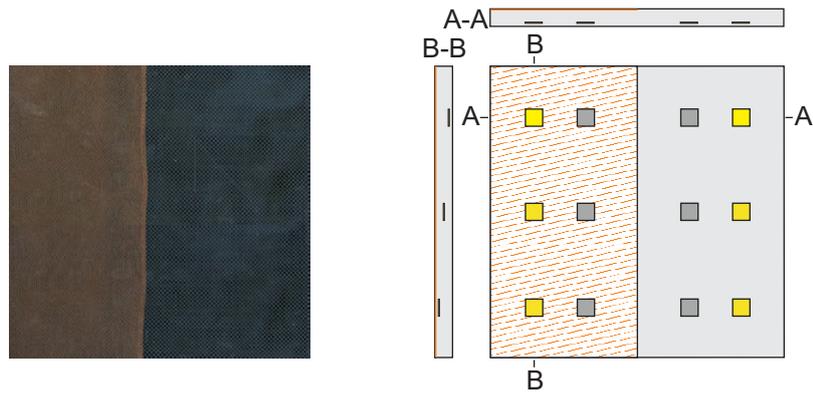


Abbildung 8.9: CFK-Platte (Laminat  $[0/90]_{3S}$ ) mit Inlays und halbseitigem Kupfernetz: Entlang A-A ändert sich die Oberflächenlage (mit/ohne Kupfernetz) sowie das Material der Inlays (Teflon bzw. Aluminiumfolie), entlang B-B deren Tiefenlage.

### CFK-Wabenplatte mit Inlays und harzgefüllten Waben

Diese ebenfalls von FACC aus Kohlenstofffasergewebe mit Köperbindung gebaute  $500 \times 500 \times 13,3 \text{ mm}^3$  große Probe besitzt CFK-Deckschichten mit dem Aufbau  $[0/90]_{2S}$  sowie einen Wabenkern, wobei sowohl Aluminiumwaben (C1) als auch Nomexwaben (C2) zum Einsatz kommen (Abbildung 8.10). Die Deckschichten sind jeweils  $1,25 \text{ mm}$  dick, die Waben  $11 \text{ mm}$ ; der Bereich der Waben umfasst die inneren  $340 \times 340 \text{ mm}^2$ . Die simulierten Defekte aus Teflon sind  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  groß und liegen mittig in den Deckschichten und an der Grenze Deckschicht/Wabenkern, jeweils auf Vorder- und Rückseite. Des Weiteren sind in beiden Kernen jeweils eine bzw. drei harzgefüllte Waben enthalten.

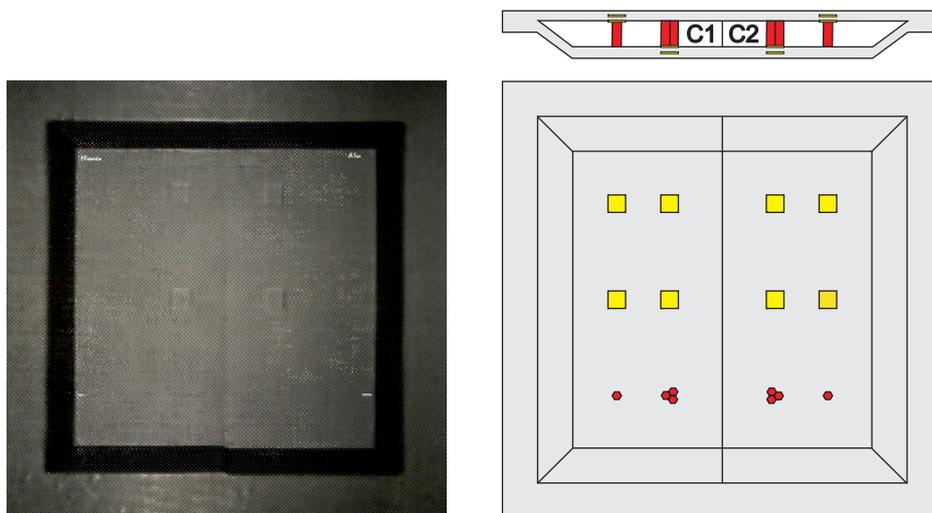


Abbildung 8.10: Wabenplatte (Laminat  $[0/90]_{2S}$ ) mit Inlays und harzgefüllten Waben.

### CFK-Platten mit Schlagschaden („Impact“)

Diese CFK-Platten der Größe  $150 \times 100 \times 4,3 \text{ mm}^3$  bestehen aus RTM6-Harz und Saertex-Multiaxialgewebe mit einem Faservolumengehalt zwischen 58 % und 59 % und einem  $[\pm 45, 0/90]_{2S}$ -Aufbau (Abbildung 8.11). Die Proben wurden Impact-Energien von  $0 \text{ J}$ ,  $3 \text{ J}$ ,  $4 \text{ J}$ ,  $5 \text{ J}$ ,  $7 \text{ J}$ ,  $12 \text{ J}$ ,  $16 \text{ J}$ ,  $20 \text{ J}$ ,  $25 \text{ J}$ ,  $30 \text{ J}$  und  $40 \text{ J}$  ausgesetzt (je eine Probe pro Impact).

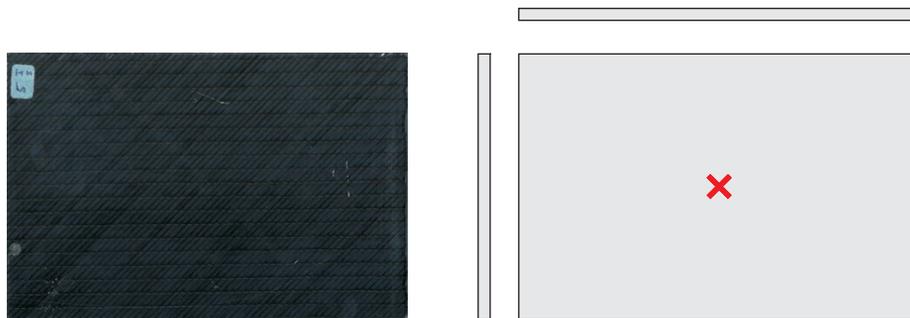


Abbildung 8.11: MAG-CFK-Platte (Laminat  $[\pm 45, 0/90]_{2S}$ ) mit Impactschaden (Ort des Impacts mit x markiert).

### CFK-Rohr mit Schlagschaden („Impact“)

Das CFK-Rohr ist  $217 \text{ mm}$  lang, besitzt einen Außendurchmesser von  $51 \text{ mm}$  und eine Wanddicke von  $3 \text{ mm}$ . Es wurde im Prepreg-Verfahren gefertigt, wobei die Stoßstellen der einzelnen Prepreg-Lamine zueinander versetzt sind (Abbildung 8.12). Das Rohr wurde mit einem Impact mit einer Energie von  $15 \text{ J}$  an einer der unter der Probenoberfläche liegenden Stoßstellen versehen.

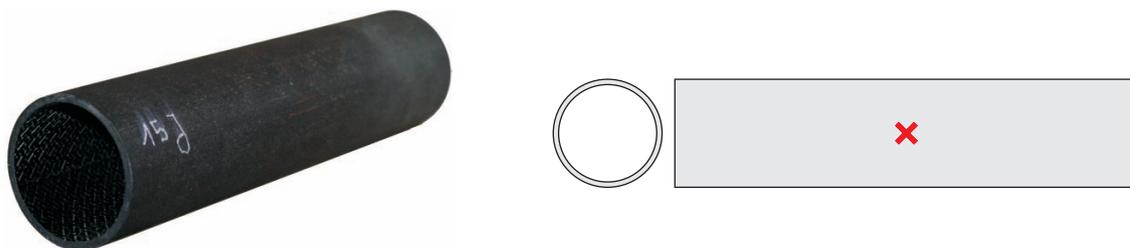


Abbildung 8.12: CFK-Rohr (Ort des Impacts mit x markiert).

### GFK-/Nomex-Waben

Diese fünf Wabenproben sind ca.  $32 \times 32 \times 19 \text{ mm}^3$  groß und bestehen aus einem Nomex-Kern und jeweils  $0,4 \text{ mm}$  dicken Deckschichten Glasfasergewebe mit Leinwandbindung und

dem Aufbau  $[0^\circ]_2$  (Abbildung 8.13). Durch einen zweistufigen Fertigungsprozess wurde mechanisch eine echte Ablösung der Deckschicht vom Wabenkern erzeugt, außerdem wurde zwischen Deckschicht und Wabenkern Teflonfolie eingelegt sowie mehrere Stege der Waben abgefräst. Des Weiteren wurde jeweils eine Wabe mit Harz bzw. Wasser gefüllt.

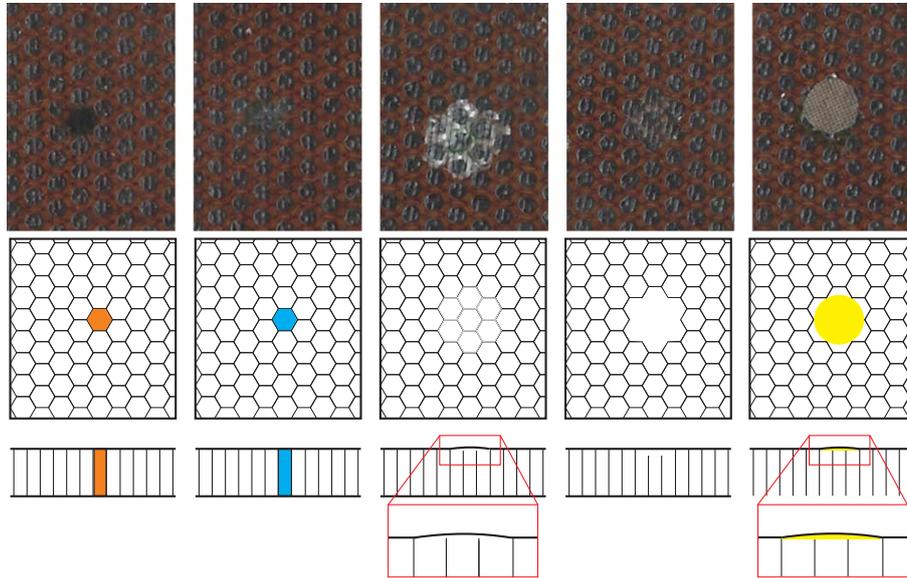


Abbildung 8.13: Waben mit verschiedenen simulierten Defekten.

## 8.2 Simulation

Die FEM-Simulationen wurden mit Comsol Multiphysics auf einer Workstation mit 12 Kernen à  $3,3\text{ GHz}$  und  $96\text{ Gb}$  Arbeitsspeicher durchgeführt. Eine den Proben entsprechende Geometrie wurde mit einem Netz aus bis zu 572059 Elementen versehen (Abbildung 8.14). Die verwendeten Materialkennwerte sind in Tabelle 8.1 dargestellt.

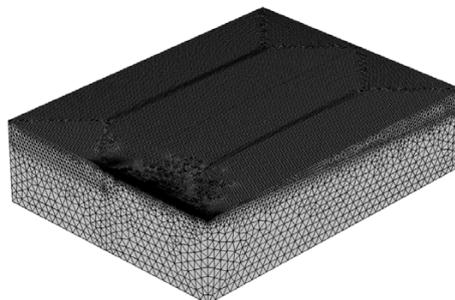


Abbildung 8.14: Netz mit bis zu 572059 Elementen.

Tabelle 8.1: Materialkennwerte [91, 92].

<b>Eigenschaft</b>	<b>Epoxidharz</b>	<b>Aluminium</b>
Elastizitätsmodul $E$ [GPa]	3,2	70
Poissonzahl $\nu$ [-]	0,4	0,33
Dichte $\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1150	2700
thermischer Ausdehnungskoeffizient $\alpha$ [1/K]	$65 \times 10^{-6}$	$24 \times 10^{-6}$
Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{th}$ [W/m K]	0,215	237
spezifische Wärmekapazität $c_p$ [J/kg K]	1335	900

Die eingebrachte Leistung hängt nicht linear mit der Lampenansteuerung zusammen und wurde daher für verschiedene Anregungsniveaus experimentell bestimmt [93]. Dazu wurde eine materialwissenschaftlich exakt charakterisierte Probe verschiedenen, definierten Anregungsniveaus ausgesetzt. Anschließend konnte mit der gemessenen Temperaturerhöhung die eingebrachte Leistung  $P_e$  quantitativ ermittelt werden nach

$$P_e = \frac{c_p m \frac{\Delta T}{\Delta t}}{S} \quad (8.1)$$

mit der spezifischen Wärmekapazität  $c_p$ , der Masse  $m$ , der Fläche  $S$  und der linearen Temperaturänderung  $\frac{\Delta T}{\Delta t}$  der Probe bei der gegebenen Lampenansteuerung. Dabei wurde folgender Zusammenhang festgestellt und für die Simulation verwendet:

$$P_e = 0,0906L_a^2 + 6,7452L_a \quad (8.2)$$

mit der Lampenansteuerung  $L_a$  in %.

Der Offset betrug konstant 10,3%. Als maximale Leistung wurde  $1580 \text{ W/m}^2$  verwendet, bei der höchsten Frequenz von 1 Hz erfolgten 120 Einschwingperioden und 60 Messperioden. Bei tieferen Frequenzen wurden diese Parameter entsprechend reduziert. Der Wärmeübergangskoeffizient  $h$  beschreibt die Wärmeverluste durch Konvektion, er wurde auf  $50 \text{ W/m}^2 \text{ K}$  gesetzt. Die Umgebungstemperatur wurde auf  $303,15 \text{ K}$  festgelegt, die Zeitschritte der Simulation lagen bei  $0,1 \text{ s}$ . Die Probenaufgabe wurde als Rolle definiert, so dass es zu keinen Einspannungs-Effekten kommen konnte.



# Literaturverzeichnis

- [1] GABOR, D.: Microscopy by Reconstructed Wave-Fronts. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 197 (1949), Nr. 1051, S. 454–487
- [2] GABOR, D.: Microscopy by Reconstructed Wave-Fronts: II. In: *The Proceedings of the Physical Society* 64 (Pt. 6) No. 378 B (1951), S. 449–469
- [3] MAIMAN, Theodore H.: Stimulated optical radiation in ruby. In: *Nature* 187 (1960), S. 493–494
- [4] LEITH, Emmett N. ; UPATNIEKS, Juris: Reconstructed Wavefronts and Communication Theory. In: *Journal of the Optical Society of America* 52 (1962), S. 1123–1130
- [5] EXNER, K.: Über die Fraunhofer'schen Ringe, die Quetelet'schen Streifen und verwandte Erscheinungen. In: *Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften Wien Abt. II* Vol 76 (1877), S. 522–550
- [6] LAUE, M. von: Die Beugungserscheinungen an vielen unregelmäßig verteilten Teilchen. In: *Sitzungsberichte der preussischen Akademie der Wissenschaften* Vol. 47 (1914), S. 1144–1163
- [7] LANGMUIR, Robert V.: Scattering of Laser Light. In: *Applied Physics Letters* 2 (1963), Nr. 2, S. 29–30
- [8] GOODMAN, J. W.: Statistical properties of laser speckle patterns. In: DAINTY, J.C. (Hrsg.): *Laser Speckle and Related Phenomena*. Springer-Verlag, 1975, S. 9–75
- [9] LEENDERTZ, J.A.: Interferometric displacement measurements on scattering surfaces utilizing speckle effect. In: *Journal of Physics E: Scientific Instruments* 3 (1970), S. 214–218
- [10] BUTTERS, J.N. ; LEENDERTZ, J.A.: Speckle pattern and holographic techniques in engineering metrology. In: *Optics and Laser Technology* 3 (1971), Nr. 1, S. 26 – 30
- [11] LEENDERTZ, J. A. ; BUTTERS, J. N.: An image-shearing speckle-pattern interferometer for measuring bending moments. In: *Journal of Physics E: Scientific Instrument* 6 (1973), S. 1107–1110

- [12] HUNG, Y. Y.: Shearography: A new optical method for strain measurement and non-destructive testing. In: *Optical engineering* 21 (1982), S. 391–395
- [13] CARRÉ, P.: Installation et utilisation du comparateur photoélectrique et interférentiel du Bureau International des Poids et Mesures. In: *Metrologia* 2 (1966), S. 13–23
- [14] BRUNING, J. H. ; HERRIOTT, D. R. ; GALLAGHER, J. E. ; ROSENFELD, D. P. ; WHITE, A. D. ; BRANGACCIO, D. J.: Digital Wavefront Measuring Interferometer for Testing Optical Surfaces and Lenses. In: *Applied Optics* 13 (1974), Nr. 11, S. 2693–2703
- [15] CREATH, K.: Phase-shifting speckle interferometry. In: *Applied Optics* 24 (1985), Nr. 18, S. 3053–3058
- [16] HUNG, Y. Y.: Shearography: A novel and practical approach for nondestructive inspection. In: *Journal of Nondestructive Evaluation* 8 (1989), S. 55–67
- [17] KERSCH, L. A.: Laminate structure inspection (via holographic interferometry). In: *Holographic nondestructive testing* (1974), S. 303–322
- [18] POWELL, R. L. ; STETSON, K. A.: Interferometric vibration analysis by wavefront reconstruction. In: *Journal of the Optical Society of America* 55, 12 (1965), S. 1593–1598
- [19] ARCHBOLD, E. ; ENNOS, A. E.: Observation of Surface Vibration Modes by Stroboscopic Hologram Interferometry. In: *Nature* 217 (1968), S. 942 – 943
- [20] TOH, S.L. ; SHANG, H.M. ; CHAU, F.S. ; TAY, C.J.: Flaw detection in composites using time-average shearography. In: *Optics and Laser Technology* 23 (1991), Nr. 1, S. 25 – 30
- [21] FOURIER, J.B.J.: Théorie du mouvement de la chaleur dans les corps solides. In: *Mémoires de l'Académie des Sciences* 4 1 (1824), S. 185–555
- [22] ANGSTRÖM, A. J.: XVII. New method of determining the thermal conductivity of bodies. In: *Philosophical Magazine Series* 4 25 (1863), Nr. 166, S. 130–142
- [23] BELL, A.G.: On the production and reproduction of sound by light. In: *Am. J. Sci* 20 (1880), S. 305–324
- [24] RÖNTGEN, W.C.: On tones produced by the intermittent irradiation of a gas. In: *Philosophical Magazine Series* 5. 11 (1881), S. 308–311
- [25] RAYLEIGH, Lord: The Photophone. In: *Nature* 23 (1881), S. 274–275
- [26] ROSENCWAIG, A. ; GERSHO, A.: Theory of the photo-acoustic effect with solids. In: *Journal of Applied Physics* 47 (1976), S. 64–69

- 
- [27] NORDAL, P.E. ; KANSTAD, S.O.: Photothermal Radiometry. In: *Physica Scripta* 20 (1979), Nr. 5-6, S. 659–662
- [28] BENNETT, C.A. ; PATTY, R.R.: Thermal wave interferometry: a potential application of the photoacoustic effect. In: *Applied Optics* 21 (1982), S. 49–54
- [29] BUSSE, G.: Optoacoustic phase angle measurement for probing a metal. In: *Applied Physics Letters* 35 (1979), nov, Nr. 10, S. 759 –760
- [30] BEAUDOIN, J. L. ; MARIENNE, 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* Bd. SPIE 590, 1986, S. 285–292
- [31] KUO, P.K. ; FENG, Z. J. ; AHMED, T. ; FAVRO, L. D. ; THOMAS, R. L. ; HARTIKAINEN, J.: Parallel thermal wave imaging using a vector lock-in video technique. In: HESS, P. (Hrsg.) ; PELZL, J. (Hrsg.): *Photoacoustic and Photothermal Phenomena*, Heidelberg: Springer-Verlag, 1987, S. 415– 418
- [32] BUSSE, G. ; WU, D. ; KARPEN, W.: Thermal wave imaging with phase sensitive modulated thermography. In: *Journal of Applied Physics* 71 (1992), apr, Nr. 8, S. 3962 –3965
- [33] WICKRAMASINGHE, H. K. ; BRAY, R. C. ; JIPSON, V. ; QUATE, C. F. ; SALCEDO, J. R.: Photoacoustics on a microscopic scale. In: *Applied Physics Letters* 33 (1978), S. 923
- [34] AMERI, S. ; ASH, E. A. ; NEUMAN, V. ; PETTS, C. R.: Photodisplacement imaging. In: *Electronic Letters* 17 (1981), S. 337–338
- [35] SODNIK, Z. ; TIZIANI, H.-J.: Photothermal interferometry for nondestructive subsurface defect detection. In: *Optics Communications* 58 (1986), S. 295–299
- [36] OPSAL, J. ; ROSENCWAIG, A.: Thermal-wave depth profiling: Theory. In: *Journal of Applied Physics* 53 (1982), S. 4240–4246
- [37] SODNIK, Z.: *Photothermische Interferometrie*, Universität Stuttgart, Dissertation, 1990
- [38] KAUFMANN, Guillermo H. ; VEST, Charles M.: Thermal waves visualized by holographic interferometry. In: *Applied Optics* 26 (1987), Jul, Nr. 14, S. 2799–2803
- [39] BUSSE, G.: *Verfahren zur phasenempfindlichen Darstellung eines effektmodulierten Gegenstandes*. Patent DE 4203272- C2, 1992

- [40] CHAMPION, J. L. ; SPICER, J. B. ; OSIANDER, R. ; SPICER, J. W. M.: Analysis of thermal stressing techniques for flaw detection with shearography. In: THOMPSON, D. O. (Hrsg.) ; CHIMENTI, D. E. (Hrsg.): *Review of Progress in Quantitative NDE* Bd. 14, Plenum Press, New York, 1995, S. 250
- [41] CHAMPION, J. L. ; SPICER, J. B. ; OSIANDER, R. ; SPICER, J. W. M.: Shearographic Monitoring of Time-Dependent Thermoelastic Deformations. In: *Research in Nondestructive Evaluation* Bd. 13, Springer-Verlag New York Inc., 2001, S. 173–187
- [42] SPICER, Jane W. ; CHAMPION, John L. ; OSIANDER, Robert ; SPICER, James B.: Thermal stressing techniques for flaw characterization with shearography. In: CORDELL, T. M. (Hrsg.) ; REMPT, R.D. (Hrsg.): *Nondestructive Evaluation of Aging Aircraft, Airports, Aerospace Hardware, and Materials*, 2001
- [43] KAUFMANN, Guillermo H.: Nondestructive testing with thermal waves using phase-shifted temporal speckle pattern interferometry. In: *Optical Engineering* 42 (2002), S. 2010–2014
- [44] GERHARD, H. ; BUSSE, G.: Use of ultrasound excitation and optical-lockin method for speckle interferometry deformation-measurements. In: *Nondestructive Characterisation of Materials XI*. Berlin : Springer-Verlag, 2003, S. 525–534
- [45] GERHARD, H. ; MENNER, P. ; BUSSE, G.: Neue Möglichkeiten und Anwendungen der Lockin-Speckle-Interferometrie für die zerstörungsfreie Prüfung an Kunststoffen. In: *20. Stuttgarter Kunststoff-Kolloquium*, 2007
- [46] GERHARD, H.: *Entwicklung und Erprobung neuer dynamischer Speckle-Verfahren für die zerstörungsfreie Werkstoff- und Bauteilprüfung*, Universität Stuttgart, Dissertation, 2007
- [47] GLOCKER, R.: *Materialprüfung mit Röntgenstrahlen*. Bd. 5. Springer-Verlag, 1985
- [48] KRAUTKRÄMER, Josef ; KRAUTKRÄMER, Herbert: *Werkstoffprüfung mit Ultraschall*. Bd. 4. Springer-V, 1980
- [49] SCHOCH, Arnold: *Schallreflexion, Schallbrechung und Schallbeugung*. Springer Berlin / Heidelberg, 1950
- [50] STOESSEL, R. ; KROHN, N. ; PFLEIDERER, K. ; BUSSE, G.: Air-coupled ultrasound as a tool for new NDE-applications. In: THOMPSON, D. O. (Hrsg.) ; CHIMENTI, D. E. (Hrsg.): *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 20, 2000
- [51] CARLOMAGNO, G.M. ; BERARDI, P.G.: Unsteady thermography in nondestructive testing. In: WARREN, C. (Hrsg.): *Proceedings of the 3rd Biannual Information Exchange*. St. Louis/USA, 1976, S. 33–39

- 
- [52] MALLAT, S.: *A Wavelet Tour of Signal Processing*. London : Academic Press, 1999
- [53] STEINCHEN, W. ; YANG, L.: *Digital Shearography: Theory and Application of Digital Speckle Pattern Shearing Interferometry*. Bellingham, Wash. : SPIE Optical Engineering Press, 2003
- [54] GOODMAN, J.W.: Some fundamental properties of speckle. In: *Journal of the Optical Society of America* 66 (1976), S. 1145–1150
- [55] JONES, R. ; WYKES, C.: Holographic Interferometry. In: *Holographic and Speckle Interferometry*. Cambridge University Press, 1989, Kapitel 2
- [56] SCHUTH, M.: *Aufbau und Anwendung der Shearografie als praxisgerechtes, optisches Prüf- und Messverfahren zur Dehnungsanalyse, Qualitätssicherung und Bauteiloptimierung*, Universität Gesamthochschule Kassel, Dissertation, 1996
- [57] CHENG, Y.Y. ; WYANT, J.C.: Phase shifter calibration in phase-shifting interferometry. In: *Appl. Opt.* 24 (1985), Sep, Nr. 18, S. 3049–3052
- [58] CREATH, K.: Phase-Measurement Interferometry Techniques. In: *Prog. Opt.* 26 (1988), S. 349–393
- [59] OSTEN, W.: *Digitale Verarbeitung und Auswertung von Interferenzbildern*. Berlin : Akademie Verlag, 1991
- [60] GHIGLIA, Dennis C. ; MASTIN, Gary A. ; ROMERO, Louis A.: Cellular-automata method for phase unwrapping. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 4 (1987), Jan, Nr. 1, S. 267–280
- [61] GOLDSTEIN, Richard M. ; ZEBKER, Howard A. ; WERNER, Charles L.: Satellite radar interferometry: Two-dimensional phase unwrapping. In: *Radio Science* 23, 4 (1988), S. 713–720
- [62] PLANCK, M.: Über eine Verbesserung der Wienschen Spektralgleichung. In: *Verhandlungen der Deutschen physikalischen Gesellschaft* 2 Nr. 13 (1900), S. 202 – 204
- [63] WIEN, W.: Über die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers. In: *Annalen der Physik* Band 294, Nr. 8 (1896), S. S. 662–669
- [64] STEFAN, M.J.: Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur. In: *Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften* LXXIX. Band II. Abteilung (1879), S. 391 – 428
- [65] BOLTZMANN, L.: Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie. In: *Annalen der Physik* 22 (1884), S. 291 – 294
-

- [66] BAEHR, Hans D. ; STEPHAN, Karl: *Wärme- und Stoffübertragung*. Bd. 7. Berlin; Heidelberg: Springer, 2010
- [67] BENKOWSKY, Günter: *Induktionserwärmung: Härten, Glühen, Schmelzen, Löten, Schweissen; Grundlagen und praktische Anleitungen für Induktionserwärmungsverfahren, insbesondere auf dem Gebiet der Hochfrequenz erwärmung*. Bd. 5. Berlin : Verl. Technik, 1990
- [68] LEHNER, Günther: *Elektromagnetische Feldtheorie*. Bd. 7. Springer-Verlag, Berlin, 2010
- [69] MOOK, G. ; LANGE, R.: Wirbelstromprüfung von Kohlefaser-Kompositen. Neue Sonden und Messverfahren. In: *Materialprüfung* 36 (9) (1994), S. 345–349
- [70] SCHÜLER, R. ; JOSHI, S. ; SCHULTE, K.: Damage detection in CFRP by electrical conductivity mapping. In: *Composite Science and Technology* 61 (2001), S. 921–930
- [71] ZINN, S. ; SEMIATIN, S. L.: Coil design and fabrication: basic design and modifications. In: *Heat treating* 12, No.3 (1998), S. 32–38
- [72] GAY-LUSSAC, Joseph L.: Mémoire sur la combinaison des substances gazeuses. In: *Mémoires de la Société d'Arcueil* 2 (1809), S. 207
- [73] MANDELIS, Andreas: *Diffusion-Wave Fields: Mathematical Methods and Green Functions*. New York : Springer, 2001
- [74] SPIESSBERGER, Christian: *Merkmalsanalyse mit thermischen Wellen in der zerstörungsfreien Werkstoff- und Bauteilprüfung*, Universität Stuttgart, Dissertation, 2011
- [75] HANE, Kazuhiro ; HATTORI, Shuzo: Photothermal bending of a layered sample in plate form. In: *Appl. Opt.* 29 (1990), Jan, Nr. 1, S. 145–150
- [76] BUSSE, G. ; ROSENCWAIG, A.: Thermal wave piezoelectric and microphone detection: a comparison. In: *J. Photoacoustics* 1 (1983), S. 365–369
- [77] PFISTER, K.: *Beobachtung von Prüflingsoberflächen nach dem Speckle-Shearing-Verfahren*. Patent DE 4206151 - C2, 1992
- [78] OPNEXT JAPAN, Inc.: *Datasheet HL6512MG Visible High Power Laser Diode for Recordable DVD*. Japan, 2005
- [79] LEE FILTERS: *Art of Light brochure*. Central Way, Walworth Industrial Estate, Andover Hampshire, SP10 5AN, UK, 2011
- [80] HUEY JANN ELECTRONICS INDUSTRY CO., Ltd: *Visible light products specification HPR40E-4xK100x*, 10 2010

- [81] HÜTTINGER: *Betriebsanleitung TIG 1,5...5 MF-Generatoren*. Freiburg, 2003
- [82] SCHMITZ, P.: *Induktionsangeregte Lockin Shearografie: Aufbau und Erprobung*, Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2010
- [83] MOOK, G. ; LANGE, R. ; KOESER, O.: Non-destructive characterisation of carbon-fibre-reinforced plastics by means of eddy-currents. In: *Composites Science and Technology* 61 (2001), S. 865–873
- [84] BUBECK, T.: *Druckangeregte Lockin-Speckle-Interferometrie für die zerstörungsfreie Werkstoffprüfung*, Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2012
- [85] GERHARD, H. ; MARKOVIC, O.: Entwicklung der Lockin-Speckle-Interferometrie für die zerstörungsfreie Prüfung mit Hilfe von virtuellen Instrumenten. In: *Virtuelle Instrumente in der Praxis*, Jamal, R. and Jaschinski, H., 2007
- [86] DÖRING, D.: *Luftgekoppelter Ultraschall und geführte Wellen für die Anwendung in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung*, Universität Stuttgart, Dissertation, 2011
- [87] RENNTEAM UNI STUTTGART E.V.: *Homepage Media*. <http://rennteam-stuttgart.de/index.php>, April 2011
- [88] LUFTSPORTGERÄTE-BÜRO: Prüfanweisung Nr. D4BK.2007.1 / Deutscher Aero Club e.V. 2007. – Forschungsbericht
- [89] LUFTSPORTGERÄTE-BÜRO: Prüfanweisung Nr. D4BK.2008.4 / Deutscher Aero Club e.V. 2008. – Forschungsbericht
- [90] IFB, UNIVERSITÄT STUTTGART: *Homepage Mediathek e-Genius*. <http://www.ifb.uni-stuttgart.de/index.php/forschung/flugzeugentwurf/hydrogenius/galerie>, April 2011
- [91] HEXION: *Datenblatt EPIKOTE TM Resin MGS® LR 285*, 3 2010
- [92] COMSOL: *Multiphysik Datenbank*. 2010
- [93] SCHINDLER, H.: *Simulation thermischer Wellen für die zerstörungsfreie Prüfung mittels Shearografie*, Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2010



# Lebenslauf

Name: Philipp Menner  
Geburtstag/-Ort: 01.02.1980 in Ludwigsburg

## Schulischer und beruflicher Werdegang

1987 - 1991 Grundsule in Erdmannhausen  
1991 - 2000 Friedrich-Schiller-Gymnasium in Marbach a.N., Abschluss mit der all-  
gemeinen Hochschulreife (Notenschnitt 1,7)  
2000 - 2001 Zivildienst in der Pathologie der Kliniken Ludwigsburg-Bietigheim  
2001 - 2007 Studium der Werkstoffwissenschaften an der Universität Stuttgart,  
Abschluss Diplomingenieur (Note 1,4)  
2007 - 2013 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Kunststofftechnik der  
Universität Stuttgart  
seit 05/2013 Projektmanager im Bereich aktive Thermografie und Shearografie,  
edevis GmbH

## Praktika

10/2005 - 03/2006 Praktikum bei Eurocopter Deutschland, Ottobrunn

## Preise und Auszeichnungen

2000 Chemiepreis des Friedrich-Schiller-Gymnasiums Marbach a.N.  
2008 Wilfried-Ensinger-Preis der Wilfried-Ensinger-Stiftung  
2009 Schiebold-Gedenkmünze der Deutschen Gesellschaft für zerstorungs-  
freie Prüfung (DGZfP)