

Beiträge aus der Elektrotechnik

**Thomas Windisch**

**Laser-akustische Messtechnik in der  
Materialcharakterisierung**

Numerische Schallfeldberechnung und praxisgerechte  
Auslegung für die kontaktlose Volumenprüfung

 VOGT

Dresden 2016

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek  
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der  
Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im  
Internet über <http://dnb.dnb.de> abrufbar.

Bibliographic Information published by the Deutsche Nationalbibliothek  
The Deutsche Nationalbibliothek lists this publication in the Deutsche  
Nationalbibliografie; detailed bibliographic data are available on the  
Internet at <http://dnb.dnb.de>.

Zugl.: Dresden, Techn. Univ., Diss., 2016

Die vorliegende Arbeit stimmt mit dem Original der Dissertation  
„Laser-akustische Messtechnik in der Materialcharakterisierung -  
Numerische Schallfeldberechnung und praxisgerechte Auslegung für die  
kontaktlose Volumenprüfung“ von Thomas Windisch überein.

© Jörg Vogt Verlag 2016  
Alle Rechte vorbehalten. All rights reserved.

Gesetzt vom Autor

ISBN 978-3-95947-004-9

Jörg Vogt Verlag  
Niederwaldstr. 36  
01277 Dresden  
Germany

Phone: +49-(0)351-31403921  
Telefax: +49-(0)351-31403918  
e-mail: [info@vogtverlag.de](mailto:info@vogtverlag.de)  
Internet : [www.vogtverlag.de](http://www.vogtverlag.de)

Technische Universität Dresden

**Laser-akustische Messtechnik in der  
Materialcharakterisierung**

—

**Numerische Schallfeldberechnung und praxisgerechte  
Auslegung für die kontaktlose Volumenprüfung**

**Thomas Windisch**

der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen  
Universität Dresden

zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktoringenieur**

(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

Vorsitzender: Jun.-Prof. Dr.-Ing. Peter Birkholz

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Norbert Meyendorf

Prof. Dr.-Ing. habil. Gerald Gerlach

Priv.-Doz. DI Dr. Peter Burgholzer

Tag der Einreichung: 19.08.2015

Tag der Verteidigung: 24.02.2016



# Abstract

Testing equipment based on the propagation of elastic waves are commonly used for measuring specific material properties. As a prerequisite for accurate measurements a reliable acoustic coupling of probe and specimen is highly important. Therefore, high-resolution testing equipment is using fluids as couplant. In certain conditions, only non-contacting methods can be considered. This is the case for example, if particular high or low temperatures are present, if topographic features impede the use of ultrasonic probes, diffusion or solubility processes exist, measurements at vacuum are addressed and if high purity requirements need to be fulfilled. Hence, subject of this work is a method which offers to handle these constraints.

With the emergence of modern laser systems the scientific basics for a non-contacting, laser-acoustic excitation of ultrasound were discovered. The tremendous development of commercially available laser systems during the last decade was taken as reason to investigate, to which extent former scientifically designed laboratory setups can now be merged into one single application oriented measuring system. All considerations are based on the thermoelastic excitation of ultrasound in combination with a likewise laser-based detection. By this, a self-contained measuring chain is built which combines the attributes non-destructive, non-contacting and application oriented within one ultrasonic measurement system for the first time.

Thermal calculations lead to more precise equations which predict a laser-induced, local temperature rise of about 100 K. The examination of sound field simulations, as a prerequisite for the design of ultrasonic systems, identified an additional complex of problems. Although existing calculation approaches presuppose laser intensity profiles what can be described in analytical terms, real-world laser sources exhibit a complex shaped spatial distribution of laser energy. Based on a preceding CEFIT simulation, the developed CPSS method enables the calculation of the time resolved, 3D wave propagation of arbitrary shaped sources. A comparison to measured data successfully validated the results of simulation.

By presenting selected scenario of measurements, the practical suitability of this non-contacting method is demonstrated. Using a transmission setup enables the characterization of open-pore ceramic coatings as well as the deduction of longitudinal and transversal speeds of sound. Equally, the imaging and estimation of the depth position of artificial defects with 0.7 mm in diameter is shown. Measurements based on a reflection setup provided evidence of a resolution limit of at least  $FBH = 1$  mm in 4.5 mm depth. Additional examples demonstrate the ability to detect close-surface defects, the analysis of the challenging lamb waves zero-group-velocity  $S_1$  mode as well as the utilization of buried laser-acoustic sources.



# Kurzfassung

Prüfsysteme, welche die Ausbreitungseigenschaften elastischer Wellen zur Ableitung spezifischer Messgrößen nutzen, sind etablierte Messverfahren. Voraussetzung für zuverlässige Ergebnisse ist stets die sichere akustische Kopplung zwischen Sensor und Material. Daher arbeiten hochauflösende Prüfsysteme mit Fluiden als Koppelmedium. Unter bestimmten Bedingungen scheiden kontaktierende Ultraschallsysteme allerdings ersatzlos aus. Dies ist beispielsweise der Fall, wenn die Probe eine besonders niedrige oder hohe Temperatur besitzt, topografische Eigenschaften ein sicheres Ankoppeln der Kontaktprüfköpfe erschweren, Diffusionsvorgänge oder Löslichkeiten zu beachten sind, in Vakuum zu arbeiten ist oder erhöhte Reinheitsanforderungen vorliegen. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist eine Technik welche hilft, diese Einschränkungen zu umgehen.

Mit dem Aufkommen der ersten Laserquellen entstanden die wissenschaftlichen Grundlagen zur kontaktlosen Anregung und Detektion von Ultraschall. Die rasante Entwicklung kommerziell verfügbarer Lasersysteme der vergangenen Dekade wurde zum Anlass genommen zu untersuchen, in wie weit sich die einst wissenschaftlich orientierte Laboraufbauten zu einem anwendungsnahen Messsystem zusammenführen lassen. Basis der Arbeiten ist die thermoelastische Anregung von Ultraschall in Kombination mit einer ebenfalls kontaktlosen Detektion. Damit entsteht eine geschlossene Messkette welche erstmals die Eigenschaften zerstörungsfrei, kontaktlos und anwendungsorientiert in einem Ultraschallmesssystem vereint.

Ausgangspunkt stellt die thermische Simulation der Anregung dar. Mit Hilfe präzisierter Gleichungen wird eine lokale Erwärmung von lediglich 100 K vorausgesagt. Für die zur Auslegung eines akustischen Messsystems notwendige Schallfeldsimulation wurde eine weitere Problematik identifiziert. Während bekannte Rechenansätze stets analytisch beschreibbare Strahlprofile des Lasers voraussetzen, zeigen reale Laserquellen kompliziert gestaltete räumliche Intensitätsverteilungen. Auf Basis einer vorangestellten CEFIT-Simulation ist mit der entwickelten CPSS-Methode eine zeitdiskrete Berechnung der 3D-Wellenausbreitung beliebiger Quellgeometrien möglich. Vergleiche mit realen Messdaten bestätigen die Simulationsrechnungen.

Anhand ausgewählter Messszenarien wird die Praxistauglichkeit der kontaktlosen Arbeitsweise demonstriert. Neben der Charakterisierung einer offenporigen keramischen Beschichtung erlauben Transmissionsmessungen die Berechnung der longitudinalen und transversalen Schallgeschwindigkeiten. Ebenso ist die Abbildung wie auch die Beurteilung der Tiefenlage von Referenzfehlern mit lediglich 0,7 mm Durchmesser möglich. In Reflexionsmessungen wurde eine Auflösungsgrenze von mindestens  $KSR = 1$  mm in 4,5 mm Tiefe nachgewiesen. Weitere Beispiele zeigen die Sensitivität hinsichtlich oberflächennaher Fehler, die Auswertung der anspruchsvollen „Zero Group Velocity“ S1-Mode der Lambwelle wie auch die Nutzung eingebetteter Quellen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abstract</b>	<b>I</b>
<b>Kurzfassung</b>	<b>III</b>
<b>Inhalt</b>	<b>V</b>
<b>Symbole und Schreibweisen</b>	<b>VII</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>IX</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>XI</b>
<b>1. Aufgabenstellung und Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen der laser-akustischen Messtechnik</b>	<b>5</b>
2.1. Allgemeine Betrachtungen und Abgrenzungen . . . . .	5
2.1.1. Laser zur Anregung hochfrequenter Schallwellen . . . . .	5
2.1.2. Beschreibung der Leistungsparameter des Anregungslasers . . . . .	6
2.1.3. Leistungsbezogene Grenzwerte der Anregung . . . . .	7
2.1.4. Signaltheoretische Beschreibung des Anregungslasers . . . . .	9
2.1.5. Räumliche Beschreibung des Strahlprofils des Anregungslasers . . . . .	10
2.2. Betrachtung des klassischen einstufigen Temperaturmodells . . . . .	10
2.2.1. Differentialgleichung der Wärmeleitung im isotropen Festkörper . . . . .	11
2.2.2. 1-D Modell des thermischen Feldes bei Pulsanregung . . . . .	13
2.2.2.1. Berechnung der Absorptionszone . . . . .	13
2.2.2.2. Reflexion und Absorption . . . . .	14
2.2.2.3. Das thermische Feld . . . . .	16
2.2.3. 2-D Modell des thermischen Feldes bei Pulsanregung . . . . .	20
2.3. Thermo-elastisches Spannungsfeld der laser-akustischen Anregung . . . . .	23
2.3.1. Eindimensionale Betrachtung der thermischen Volumenquelle . . . . .	23
2.3.2. Das Problem der Eindringtiefe . . . . .	24
2.3.3. CTE-Modell der thermoelastische Quelle . . . . .	25
2.3.4. GTE-Modell der thermoelastische Quelle . . . . .	27
2.3.5. Richtdiagramme der GTE und Vergleich zur CTE . . . . .	30
2.3.6. Numerischer Ansatz mittels CEFIT . . . . .	30
2.3.7. Vergleich der Modelle untereinander . . . . .	33
2.4. Laser-optische Messung akustischer Felder . . . . .	35
2.4.1. Grundlagen der Laser-Doppler-Interferometrie . . . . .	35
2.4.2. Messung bei schrägen Schalleinfall . . . . .	37

2.4.3.	Prinzip der Off-Axis Messung . . . . .	40
2.4.4.	Vergleich zu anderen Wandlern als US-Empfänger . . . . .	43
<b>3.</b>	<b>Schallfelder komplexer Quellverteilungen</b>	<b>45</b>
3.1.	Punktquellensynthese PSS . . . . .	46
3.2.	Hybride Punktquellensynthese HPSS . . . . .	47
3.2.1.	Zeitlicher Verlauf der akustischen Anregung . . . . .	47
3.2.2.	Räumliche Gestalt der Quellzone . . . . .	48
3.2.3.	Prinzip der Schallfeldberechnung . . . . .	49
3.2.4.	Grenzen der HPSS und Anwendung auf eine gaußförmige Quellverteilung	52
3.3.	CEFIT-Punktquellensynthese - CPSS . . . . .	57
3.3.1.	Prinzip der CPSS . . . . .	57
3.3.2.	2D-CPSS . . . . .	59
3.3.3.	3D-CPSS . . . . .	62
3.4.	Vergleich zwischen HPSS und der CPSS . . . . .	65
3.5.	Experimentelle Validierung der Simulationsergebnisse . . . . .	68
3.5.1.	Transmissionsmessungen am Halbzylinder . . . . .	70
3.5.1.1.	Messtechnische Bestimmung der Amplitudenverteilung . . . . .	70
3.5.1.2.	Simulation mit Hilfe der CPSS . . . . .	73
3.5.1.3.	Koordinatenbeziehungen, Signalverarbeitung und Vergleichbarkeit von Simulation und Messung . . . . .	74
3.5.1.4.	Auswertung und Vergleich von Simulation und Messung . . . . .	77
3.5.2.	Transmissionsmessung an der Parallelprobe . . . . .	78
3.5.2.1.	Messdurchführung und -ergebnisse . . . . .	79
3.5.2.2.	Simulation der transmittierten Wellenfronten . . . . .	80
3.5.2.3.	Vergleich zwischen Simulation und Messung . . . . .	82
<b>4.</b>	<b>Aufbau eines laser-akustischen Messplatzes</b>	<b>89</b>
4.1.	Beschreibung des Gesamtsystems . . . . .	89
4.2.	Beschreibung der Laserquelle . . . . .	92
4.3.	Strahlformung unter laser-akustischen Gesichtspunkten . . . . .	94
4.3.1.	Strahlformung über ein zwischengeschaltetes Gauß-Profil . . . . .	95
4.3.1.1.	Gaußstrahlformung unter Verwendung eines Pinholes . . . . .	95
4.3.1.2.	Gaußstrahlformung unter Verwendung eines Raumfilters . . . . .	95
4.3.1.3.	Gaußstrahlformung unter Verwendung einer Singlemode-Faser (SMF) . . . . .	96
4.3.2.	Direkte Strahlformung in einen Flat-Top . . . . .	97
4.3.2.1.	Strahlhomogenisierung mittels Mikrolinsenarrays . . . . .	97
4.3.2.2.	Strahlformung mit Hilfe einer Multimode Faser (MMF) . . . . .	99
4.4.	Ultraschallmesstechnik . . . . .	100
4.4.1.	Laser-Doppler-Vibrometer . . . . .	100
4.4.2.	Die Messkarte . . . . .	101
4.5.	Positionierung und automatisierter Scan der Probe . . . . .	101
<b>5.</b>	<b>Anwendungen laser-akustischer Messtechnik</b>	<b>103</b>
5.1.	Abbildung durch Transmissionsmessung - beidseitiger Zugang zum Testvolumen	103
5.1.1.	Messung der Tiefenlage von Querbohrungen . . . . .	103

---

5.1.2. Charakterisierung dünner Funktionslamine	106
5.2. Abbildung durch Reflexionsmessung - einseitiger Zugang zum Testvolumen	112
5.2.1. Abbildung der Tiefenlage von Streuzentren	112
5.2.2. Laterale und vertikale Abbildung von Ersatzreflektoren	116
5.3. Besondere Ansätze und Messmethoden	122
5.3.1. Dickenmessung auf Basis lokaler Schwingungsmoden	122
5.3.2. Messung der Dispersionseigenschaften der Lambwellenmoden	127
5.3.3. Abbildung der Fehlstellen einer Waferklebung	130
<b>6. Zusammenfassung und Schlussbetrachtungen</b>	<b>135</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>139</b>
A.1. Parameterstudie zur 3D-CPSS	139
A.2. Material und Messung der Schallgeschwindigkeiten	140
A.3. Konstruktionszeichnung PK-FBH	141
A.4. C-Scans Waferklebung	142
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>146</b>



# Liste der Symbole und Schreibweisen

Liste häufig verwendeter Symbole, Zeichen und Schreibweisen. Bei mehrfacher Verwendung gilt die Definition im jeweiligen Kapitel.

## Symbole & Abkürzungen

$a$	Amplitude (allg.)
$c$	Licht-, Schallgeschwindigkeit
$d$	Strahlbreite ( $1/e$ )
$e$	Eulersche Zahl
$f$	Frequenz, Flusddichte der Wärme
$h$	Höhe, Dicke
$k$	Wellenzahl, Schallgeschwindigkeitsverhältnis
$r$	radiale Ortskoordinate, Abstand
$t$	Zeit
$t_p$	Pulslänge
$u, v$	Schnelle
$x, y, z$	kartesische Ortskoordinaten
$A$	Absorptionsgrad, Fläche, Faktor, Analyseebene
$C$	spezifische Wärmekapazität
$E$	Energie, Extinktion
$I$	Leistungsdichte, Intensität
$K$	thermische Leitfähigkeit
KSR	Ersatzreflektorengröße, Kreisscheibenreflektor
$N$	Anzahl arithmetischer Mittelungen
$P$	Leistung, Punkt im Raum
$Q$	Quellort
$R$	Reflektivität, Ort
$S$	Schwellwert, Samplerate
SNR	Rauschabstand
$T$	Temperaturfeld
$V$	Fläche der Isotherme

**Symbole & Abkürzungen (fortgeführt)**

$\alpha$	linear-thermischer Expansionskoeffizient
$\delta$	Eindringtiefe elektro-magnetischer Wellen
$\kappa$	Wärme-Diffusivität
$\eta$	Verhältnis, Wirkungsgrad
$\lambda$	Wellenlänge
$\mu_0, \mu_r$	magnetische Feldkonstante, Permeabilität
$\nu$	Temperatur
$\xi$	Parameter
$\pi$	Kreiszahl
$\rho$	Dichte
$\sigma$	elektrische Leitfähigkeit, mechanische Spannung
$\tau$	Pulsdauer, Relaxationszeit
$\omega$	Kreisfrequenz
$\Delta\tau$	zeitlicher Korrekturparameter
$\Gamma$	Korrekturfunktion

**Schreibweisen**

$f(\bullet)$	Funktion von $\bullet$
$\Delta(\bullet)$	Differenz von $(\bullet)$
$\hat{(\bullet)}$	Maximalwert von $(\bullet)$
$\tilde{(\bullet)}$	Summe von $(\bullet)$

**Indizes**

0	Ausgangswert
a	akustisch wirksam
c	Kosinus-Korrektur
m	Mittelwert, gemessen
n	Normalenrichtung
s	Simulation
x,y,z,r	Komponenten der x,y,z,r-Richtung
A	Fläche
B	vektorieller Betrag
Abs.	Betrag
L	longitudinal
N	normiert
P	Einzelpuls
R	Repetition
T	thermisch, transversal

# Abbildungsverzeichnis

2.1.	1-D Modell der thermoelastischen Anregung akustischer Wellen an einer Festkörpergrenzschicht bei Bestrahlung mit einem Nahinfrarot-Laser (NIR) . . . . .	13
2.2.	Eindringtiefe in Abhängigkeit der Wellenlänge, gerechnet für Aluminium (AL) und Kupfer (Cu) . . . . .	14
2.3.	Vergleich der Temperaturerhöhung an der Oberfläche ( $z=0$ ) unter Verwendung von Gleichung 5.25 und der Abbildung 5.5 in [Scruby and Drain, 1990] (Abk. SD) für eine Pulslänge von $\tau=20$ ns . . . . .	17
2.4.	Zeitlicher Verlauf des Energieeintrages nach Gleichung 2.31 mit Verschiebeoperator $\Delta\tau/\tau = 0$ und $\Delta\tau/\tau = 2$ . . . . .	18
2.5.	Verhältnis zwischen teilweiser und vollständiger Integration bei Variation des Verschiebeparameters $\Delta\tau$ gemäß Gleichung 2.32 . . . . .	19
2.6.	$\Delta\tau$ -korrigierter Temperaturverlauf unter Berücksichtigung von $\Delta\tau_I = 2$ nach Gleichung 2.33 . . . . .	19
2.7.	$\Delta\tau$ -korrigierter Temperaturverlauf nach Gleichung 2.33 in verschiedenen Tiefen $z$ . . . . .	20
2.8.	$\Delta\tau$ -korrigierte Temperaturprofile über der Tiefe $z$ nach Gleichung 2.33 zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Laserpuls . . . . .	20
2.9.	Modelle der Leistungsdichteverteilung über der Oberfläche; a) gleichmäßige und b) ungleichmäßige Leistungsdichten . . . . .	21
2.10.	Temperaturverlauf nach Gleichungen 2.34 bis 2.36 an der Oberfläche ( $z = 0$ ) in verschiedenen Abständen vom Strahlmittelpunkt, Strahlbreite 1 mm . . . . .	21
2.11.	Temperaturverteilung nach Gleichung 2.34-2.36 an der Oberfläche ( $z = 0$ ) zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Laserpuls, Strahlbreite 1 mm . . . . .	22
2.12.	Tiefenprofil der Temperaturerhöhung aus Kombinationen der Parameter Zeitverzögerung nach dem Puls und radialem Abstand zum Strahlmittelpunkt, Strahlbreite 1 mm . . . . .	22
2.13.	Richtcharakteristiken der Fernfeldabstrahlung der Longitudinalwelle a) und der Transversalwelle b) nach Gleichungen 2.46 und 2.47 der CTE . . . . .	26
2.14.	Modell der epizentralen Schallauslenkung an einem Körper endlicher Höhe $h$ in a) und prinzipieller Signalverlauf nach GTE in b) . . . . .	27
2.15.	Verhältnis der Summanden $p_2$ zu $p_1$ der Gleichung 2.55 unter Variation des Quelldurchmessers $D$ . . . . .	29
2.16.	Richtdiagramme der Schallabstrahlung von L- und T-Wellen einer Quelle mit 1 mm Durchmesser bei Variation der Frequenz und Vergleich zur CTE . . . . .	30
2.17.	Beispiel der Schnellekomponenten des CEFIT-Datensatz als Einzelbilder der Wellenausbreitung nach $2,8 \mu\text{s}$ . . . . .	31
2.18.	Richtdiagramme einer Punktquelle nach der CEFIT-Methode der L- und T-Welle sowie Unterteilung in die jeweiligen Bewegungskomponenten . . . . .	32

2.19. Vergleich der Richtdiagramme einer Punktquelle nach den Modellen CTE, Punktquellennäherung der GTE sowie Betrag der CEFIT-Lösung . . . . .	33
2.20. Schema des Strahlengangs eines modifizierten Mach-Zehnder Interferometer nach [Polytec OFV505, 2014] . . . . .	36
2.21. Modenkonzersion bei schrägem Schalleinfall einer Longitudinalwelle (links) und einer Transversalwelle (rechts) . . . . .	39
2.22. Empfindlichkeit der oberflächennormalen Messung unter Variation des Einfallswinkels einer ebenen akustischen Wellenfront sowie Parameter $k = c_L/c_T$ für longitudinale Wellen (oben) und Transversalwellen (unten) in Polarkoordinaten (links) und kartesischer Darstellung (rechts) . . . . .	39
2.23. Winkelbeziehungen bei Transmissionsmessungen zwischen dem Punkt der Anregung durch Nah-Infrarot-Laser (NIR) und dem Messpunkt des Vibrometers (VIB) . . . . .	41
2.24. Verlauf des Erfassungswinkels $\alpha$ in Abhängigkeit der Lateralverschiebung $x$ bei verschiedenen Probenhöhen $h$ . . . . .	42
2.25. Verlauf der Winkelauflösung $\Delta\alpha$ in Abhängigkeit der Lateralverschiebung $x$ bei verschiedenen Probenhöhen $h$ und einer Lateralschrittweite von $\Delta x = 200 \mu\text{m}$ . . . . .	42
3.1. Zeitlicher Verlauf der gemessenen Normalenauslenkung im Anregungspunkt als Rohdaten und nach Bandbreitenbegrenzung auf 5 - 10 MHz . . . . .	48
3.2. Beispiel der räumlichen Intensitätsverteilung des Anregungslasers auf der Probenoberfläche; für die Darstellung unterteilt in 10 Helligkeitsstufen . . . . .	49
3.3. Koordinaten- und Winkelbeziehungen der HPSS . . . . .	50
3.4. Schritte der Vektortransformation $\vec{r} \rightarrow \vec{e}_T$ . . . . .	51
3.5. Zeitverlauf und Spektrum des Eingangssignals der HPSS . . . . .	52
3.6. Synthetische Intensitätsverteilung als Eingangsgröße der HPSS in voller Auflösung (a) mit 43625, (b) nach Reduktion um Faktor 10 und $S = 5\%$ auf 287 Quellen sowie (c) nach Reduktion um Faktor 15 und $S = 10\%$ auf 96 Quellen und Kennzeichnung des Mittelpunktes als Koordinatenursprung der Simulation . . . . .	53
3.7. Schnappschüsse der simulierten Wellenausbreitung der Longitudinalwelle . . . . .	54
3.8. Schnappschüsse der simulierten Wellenausbreitung der Transversalwelle . . . . .	54
3.9. Komponentendarstellung und vektorieller Betrag der longitudinalen Amplitudenverteilung nach HPSS-Simulation einer gaußförmigen Intensitätsverteilung mit $d = 1\text{mm}$ . . . . .	55
3.10. Komponentendarstellung und vektorieller Betrag der transversalen Amplitudenverteilung nach HPSS-Simulation einer gaußförmigen Intensitätsverteilung mit $d = 1\text{mm}$ . . . . .	56
3.11. Koordinatenbeziehungen der CPSS . . . . .	58
3.12. Vergleich der Rechenergebnisse der 2D-CPSS mit den Lösungen der GTE bei 5 MHz und 10 MHz für eine Gaußquelle mit $d = 1$ ; a) Longitudinalwelle, b) Transversalwelle . . . . .	59
3.13. 2D-Simulation der lokalen normierten Schnelleverteilung bei Vorgabe der Intensitätsverteilung in Form einer Gauß-Kurve (links) sowie bei gleichmäßiger (mitte) und ansteigender Intensität über eine Quellbreite von 1 mm, unterteilt nach $u_r$ -Komponente (oben), $u_z$ -Komponente (mitte) und Betrag (unten). Die Breite der Intensitätsverteilungen ist um Faktor 10 gestreckt. . . . .	61

3.14. Vergleich der Komponenten zwischen 2D- und 3D-CPSS bei Simulation einer Gaussquelle mit $d = 1$ mm . . . . .	63
3.15. 3D-Simulation einer Gaussquelle mit $d = 1$ mm unter Verschiebung der Analyseebene in $y$ -Richtung um 0 mm (oben), 1 mm (mitte) und 5 mm (unten) . . .	64
3.16. Vergleich der Fernfeldabstrahlung der L-welle (links) und der T-Welle (rechts) anhand der normierten Schnellektoren $u_x$ , $u_z$ und $u_B$ nach Simulation einer gaußförmigen Quelle mit 1 mm Durchmesser . . . . .	66
3.17. Vergleich der Fernfeldabstrahlung der L-Welle (oben) und der T-Welle (unten) anhand der normierten Schnellektoren $u_x$ , $u_z$ und $u_B$ nach Simulation einer gaußförmigen Quelle mit 1 mm Durchmesser . . . . .	66
3.18. Vergleich der Fernfeldabstrahlung der L-Welle (oben) und der T-Welle (unten) anhand des normierten Schnellebetrags nach Simulation einer gaußförmigen Quelle mit 1 mm Durchmesser mit Hilfe der HPSS, der CPSS und nach der GTE für 5 MHz und 10 MHz . . . . .	68
3.19. Gemessene Intensitätsverteilung des Strahls der Laseranregung in voller Auflösung mit 8.604 Pixel (links) und als Eingangsgröße der Simulation nach Pixelreduktion durch lokal-disjunkte Mittelung und Schwellertbildung mit 544 Pixel (rechts) . . . . .	69
3.20. Aufbau der Transmissionsmessung am Halbzylinder mit $d = 10$ mm . . . . .	71
3.21. Schema der Schalllaufwege am Halbzylinder; Longitudinalwelle (L), Transversalwelle (T), Kopfwelle (K) und Rayleighwelle (R) . . . . .	72
3.22. $\theta$ - $t$ -Darstellung der Messung am Halbzylinder mit $r = 5$ mm (links) und $r = 10$ mm (rechts) sowie Kennzeichnung der Longitudinalwelle (L), Transversalwelle (T), Kopfwelle (K) und Rayleighwelle (R) . . . . .	73
3.23. Lokale Schnelleverteilung einer Flat-Top Quelle mit 500 $\mu$ m Durchmesser nach Simulation mit Hilfe der CPSS, unterteilt in $x$ -Komponente (links), $z$ -Komponente (mitte) und Betrag (rechts) nach 0,8 $\mu$ s (oben), 1,2 $\mu$ s (mitte) und 1,6 $\mu$ s (unten) . . . . .	74
3.24. Lage und Orientierung der Vektoren der Umrechnung von kartesisch zu polar beschriebenen Schnellekomponenten . . . . .	75
3.25. Vergleich zwischen der radialen Schnellekomponente der Simulation $v_r$ und der gemessenen Normalkomponente $M$ , jeweils für einen Schallweg vor 5 mm (oben) und 10 mm (unten). Zusätzlich eingetragen sind die gerechneten Verläufe der $x$ -, $z$ - und $\theta$ -Komponente. . . . .	78
3.26. Skizze der Off-Axis Methode zur messtechnischen Bestimmung des Schallfeldes	79
3.27. Ergebnis der Off-Axis Messung dargestellt als maximalamplitudennormiertes B-Bild (links) und als Reihe einzelner A-Bilder (rechts) . . . . .	80
3.28. Ergebnis der Off-Axis Simulationsrechnung mittels CPSS dargestellt als normiertes B-Bild (links) und anhand einzelner A-Bilder (rechts) . . . . .	81
3.29. Gegenüberstellung der A-Bilder der Simulation (links) und der bandbegrenzten Messdaten (rechts) . . . . .	82
3.30. Gegenüberstellung der B-Bilder der Simulation (links) und der bandbegrenzten Messdaten (rechts) . . . . .	83
3.31. Vergleich der Messwerte der Transversalwelle mit den ( $\Gamma$ -korrigierten) Werten der Simulation . . . . .	84

3.32. Vergleich der Messwerte der Longitudinalwelle mit den Werten der Simulation; $\Gamma$ -Korrektur der Simulation (oben) und $1/\Gamma$ -Korrektur der Messwerte (unten) . . . . .	85
3.33. Vergleich der Off-Axis Messwerte der Longitudinalwelle (M) und deren empfangswinkel-korrigierten Amplitudenwerte ( $M/\Gamma$ ) mit den kosinus-korrigierten Simulationsergebnissen der 3D-CPSS ( $v_{B,z}^c$ ) . . . . .	86
4.1. Strahlengang in schematischer Darstellung; PL Puls laser, LPD Laser-Photodiode, LDV Laser-Doppler-Vibrometer, LS Laser-Shutter, S Spiegel, HS Halbspiegel, PD Photodiode, ND Neutralfilter, O Objektivlinse, SF Schutzfilter . . . . .	90
4.2. Foto des laser-akustischen Messsystems in Labormaßstab . . . . .	91
4.3. Strahlprofil nach 250 mm freier Ausbreitung . . . . .	93
4.4. Resultierende Temperaturerhöhung des Zielmaterials eines Pulses des verwendeten Lasers in Tiefenlagen von 0 bis 1 mm . . . . .	94
4.5. Hochleistungsblende mit ursprünglich 50 $\mu\text{m}$ Durchmesser nach Überlastung im Raumfilter . . . . .	96
4.6. Strahlprofil nach der Homogenisierung mittels MLAs . . . . .	97
4.7. Strahlprofil nach der Formung durch MMF-Kopplung . . . . .	99
5.1. Skizze der Transmissionsmessung zur Feststellung der Tiefenlage von Materialinhomogenitäten . . . . .	104
5.2. B-Bild der Transmissionsmessung zur Feststellung der Tiefenlage von Materialinhomogenitäten im Frequenzbereich von 2 MHz bis 20 MHz . . . . .	104
5.3. Zeichnung des Probenhalters links und die selbe Materialprobe vor und nach der Analyse im SAM . . . . .	107
5.4. Signalausschnitt der Reflexionsmessung im SAM . . . . .	108
5.5. Vergleich der Messwerte von Transmissions- und Reflexionsmessung. Mittelwert und Standardabweichung über der Porosität des Funktionsmaterials . . . . .	108
5.6. Zeitlicher Verlauf der Normalauslenkung bei laser-akustischer Messung an Funktionslaminaten; Probenserie 1 oben, Probenserie 2 unten . . . . .	110
5.7. Amplitude der Maximalausschläge in Abhängigkeit der Porosität des Funktionsmaterials . . . . .	111
5.8. B-Scan-Darstellung der Rohsignale nach Korrektur der Offset- und Amplitudenschwankungen . . . . .	113
5.9. Normierte Normalauslenkung an zwei unterschiedlichen Messpositionen . . . . .	114
5.10. B-Bild nach Bandpassfilterung auf 2 MHz bis 20 MHz . . . . .	115
5.11. Modellansicht der Rückseite des Prüfkörpers der Flachbodenbohrungen . . . . .	116
5.12. B-Bilder der Messung rückseitiger Flachbodenbohrungen mit KSR = 3 mm und einer Schrittweite $\Delta x = 250 \mu\text{m}$ . . . . .	117
5.13. B-Bilder der Messung rückseitiger Flachbodenbohrungen, mit der Referenzmessung ohne Fehlstellen in a) sowie an den Positionen mit KSR = 1 mm in b), KSR = 2 mm in c) und KSR = 3 mm in d); Schrittweite $\Delta x = 500 \mu\text{m}$ . . . . .	119
5.14. C-Bild durch Auswertung der Nachschwingungen (Reverberationen) . . . . .	120
5.15. C-Bild durch Auswertung der Stirnseitenreflexionen . . . . .	120
5.16. C-Bild durch Auswertung der Rückseitenreflexion . . . . .	121
5.17. Schematische Zeichnung der Stufenprobe der Dickenmessung . . . . .	122
5.18. B-Bild der Stufenprobe . . . . .	123

---

5.19. Zeitsignal bei einer Materialdicke von 1,6 mm . . . . .	123
5.20. Summenamplitudenspektrum der Messung an der Stufenprobe . . . . .	124
5.21. Amplitudenspektrum der einzelnen Messpositionen . . . . .	125
5.22. Ableitung der zugrunde liegenden Schallgeschwindigkeit aus den Messdaten . .	125
5.23. x-t-Diagramme der Dispersionsmessung an einer Stahlplatte; a) Darstellung der Rohdaten, b) Messdaten nach Filterung auf 200 kHz bis 4 MHz und Spreizung der Zeitachse . . . . .	128
5.24. Dispersionsdiagramm der Phasengeschwindigkeit; a) im k-f-Raum in und b) im f-c-Raum . . . . .	129
5.25. Akustische Mikroskopie der Waferprobe: a) B-Bild, b) C-Bild des Interface mit Markierungen der B-Linien (weiß) und Scanfenster der laser-akustischen Abbildung (schwarz) . . . . .	131
5.26. B-Bilder der laser-akustischen Mikroskopie . . . . .	132
5.27. C-Bild der laser-akustischen Mikroskopie des Zeitfensters 500 bis 550 ns . . . .	133



# Tabellenverzeichnis

2.1.	Leistungsparameter bei Variation der Pulsenergie und dem Quelldurchmesser . . .	8
2.2.	Liste verwendeter Rechenparameter für Aluminium . . . . .	17
2.3.	Vergleich der Modelle hinsichtlich ihrer Eigenschaften und Anwendbarkeit . . .	34
2.4.	Vergleich der Schallgeschwindigkeiten, des Schallgeschwindigkeitsverhältnisses und des kritischen Winkels verschiedener Materialien . . . . .	38
2.5.	Grenzwerte der Lateralverschiebung für die Messdurchführung und entsprechende Winkelauflösung bei einer Lateralschrittweite von 200 $\mu\text{m}$ . . . . .	43
2.6.	Rauschamplituden des Vibrometers OFV2570 der Oberflächenauslenkung und der korrespondierenden Signalspannung bei verschiedenen Bandbreiten bei Messung an Retroreflexfolie und spiegelnder Oberfläche . . . . .	43
3.1.	Parameter der Messung am Halbzylinder . . . . .	72
3.2.	Parameter der Messung nach dem Off-Axis Prinzip . . . . .	81
4.1.	Leistungsparameter des Anregungslaser laut Servicesoftware . . . . .	92
4.2.	Berechnung der Größen $h_{FT}$ und FN des Flat-Top-Profiles verschiedener MLA-Typen	98
4.3.	Messbereiche und Spezifikationen des Vibrometer-Controllers OFV2570 . . . . .	101
4.4.	Messbereiche und Spezifikationen der ADC Messkarte . . . . .	101
5.1.	Parameter der Transmissionsmessung am Probekörper der Querbohrungen . . .	106
5.2.	Parameter der Transmissionsmessung zur Charakterisierung dünner Funktionslamine . . . . .	109
5.3.	Parameter der Reflexionsmessung . . . . .	112
5.4.	Parameter der Messung am Prüfkörper der Flachbodenbohrungen . . . . .	117
5.5.	Aus den Messdaten extrahierte Zeiten des Eintreffens der Wellenfronten . . . . .	124
5.6.	Messparameter der Restdickenbestimmung der Stufenprobe . . . . .	126
5.7.	Messparameter der Dispersionsmessung von Lambwellen . . . . .	127
5.8.	Messparameter der laser-akustischen Mikroskopie eines Waferbondings . . . . .	130



# 1. Aufgabenstellung und Motivation

Seit der Entdeckung des piezoelektrischen Effekts Ende des 19. Jahrhunderts und der damit einsetzenden messtechnischen Anwendung hochfrequenter akustischer Wellen, sind Ultraschallmesssysteme heutzutage vielerorts anzutreffen. Beispielsweise nutzen Echolote und Sonarsysteme bei der Tiefenmessung und Meeresbodenerkundung, Abstandsmesser in Parkassistenzsystemen oder Sonografie- und Echokardiografiegeräte in der klinischen Diagnose die Ausbreitungs- und Reflektionseigenschaften der Ultraschallwellen zur Ableitung spezifischer Messgrößen. Darüber hinaus sind hochspezialisierte Messmittel in der Produktionsüberwachung anzutreffen und liefern wichtige Informationen für die Qualitätssicherung im produzierenden Gewerbe. Auch die Forschung, insbesondere im Bereich der Materialwissenschaften, zeigt einen stetigen Bedarf an der Charakterisierung neu entwickelter Verbund- und Funktionswerkstoffe.

Im Unterschied zu alternativen Methoden, wie der Radiografie oder der optischen Mikroskopie, nutzen hochfrequente akustische Messsysteme Wechselwirkungen auf Basis elastischer Materialunterschiede zur Bildgebung. Damit dies realisiert werden kann, ist allerdings eine gute Anbindung zwischen Sensor und Material sicherzustellen. In der Regel werden dazu spezielle Koppelgele oder dünnflüssige Fluide verwendet. Bei der mikroskopischen Bildgebung in Immersionstechnik wird sogar die gesamte Probe in ein Wasserbad getaucht. Aus den Erfahrungen zahlreicher Auftragsmessungen ist diese Koppelung nicht immer unproblematisch. So sind beispielsweise Verschmutzungen der Proben durch Kontakt mit anderen Stoffen unzulässig, Löslichkeiten vorliegend oder Messungen unter erhöhten Temperaturen durchzuführen. Motivation einer alternativen Messmethode ist demnach, die Vorteile der akustischen Messtechnik weiter zu verwenden und gleichzeitig von der Limitierung der Kontaktgebundenheit zu befreien.

Parallel dazu entwickelten sich in den vergangenen fünf Jahrzehnten die Erforschung und Nutzung verschiedenster Lasertechnologien. Angefangen mit einer lediglich schwachen Leuchtwirkung waren bereits Ende der 80er Jahre Lasermodule im Labormaßstab verfügbar, mit denen eine akustische Wirkung nachgewiesen und erforscht werden konnte. Die Anregung akustischer Wellen mit Hilfe moduliertem Lichtes geht auf einen Vorschlag von Alexander Graham Bell bereits im Jahr 1881 zurück. Diese Idee führte knapp 100 Jahre später zu dem von Kleinmann und Nelson entwickelten Photophone, einem Telefon, dessen Tonausgabe durch moduliertes Licht hervorgerufen wird. Parallel dazu entwickelten sich diverse Ideen um akustische Wellen kontaktlos zu generieren. So wurden Elektronenstrahlen zeitlich moduliert, Pulspakete von Röntgenstrahlen verwendet oder ferromagnetische Resonanzen durch Mikrowellenstrahlung angeregt. Etwa in dieser Zeit entstanden auch die ersten Untersuchungen zur laser-optischen Anregung und Messung hochfrequenter akustischer Wellen. Seither wurden allerdings meist Laser mit hohen Leistungen verwendet, welche in der Regel die akustische Wirkung unter einer oberflächlichen Beschädigung herbeiführen. Die Entwicklung und Kommerzialisierung der diodengepumpten Festkörperlaser (DPSS) der letzten fünf Jahre gibt dem Ingenieur nun einen

Laser an die Hand, welcher kompakt, preiswert und zuverlässig ist sowie ausreichend hohe Pulsenergien mit kurzen Regenerationszeiten bietet. In gleicher Art entwickelte sich die Laser-messtechnik rasant und bietet als kommerziell erhältliches Komplettsystem Frequenzbandbreiten bis in den GHz-Bereich.

Fasst man die Herausforderungen der akustischen Messtechnik mit den Weiterentwicklungen der Lasersysteme zusammen, so stellt sich die Frage, ob eine praxistaugliche Kombination der laser-akustischen Anregung und Messung für eine kontaktlose und zerstörungsfreie Materialcharakterisierung für das Volumen einer Probe realisierbar ist. Um diese Frage zu beantworten, sind die physikalischen Wirkprinzipien herauszustellen und deren Grenzen zu identifizieren. Für eine ingenieurtechnische Auslegung ist insbesondere von Interesse, welche akustische Quellwirkung der Laser hervorruft und in welcher Art das Probenvolumen akustisch „ausgeleuchtet“ werden kann. Aus Anwendersicht ist von besonderem Interesse, welche Größen sich konkret erfassen lassen und mit welchen Messparametern und Anforderungen an die Messdurchführung selbst gerechnet werden kann.

Die Arbeit gliedert sich in vier wesentliche Teile. Im Kapitel der ALLGEMEINEN GRUNDLAGEN wird an die bestehende Fachliteratur angeknüpft und das physikalische Wirkprinzip erörtert. Dabei wird auf eine bestehende Ungenauigkeit der Formeln eingegangen und deren Korrektur diskutiert. Es erfolgt die Ableitung der Temperaturfelder und deren Kopplung mit den thermischen Spannungsfeldern. Anschließend führt die Suche nach einem geeigneten Modell für die Simulationsrechnungen auf drei potentielle Methoden der Schallfeldberechnung. Neben dem Ansatz der „gekoppelten Gleichungen der klassischen Thermoelastizität“, werden eine weitere analytische Methode der „verallgemeinerten Thermoelastizität“ und die numerische Berechnung unter Verwendung der „CEFIT-Modellierung“ untersucht und verglichen. Im weiteren Verlauf des Kapitels wird sich der laser-optischen Messung akustischer Felder zugewandt und eine Einordnung zu alternativen Messmethoden vorgenommen.

Das Kapitel der SCHALLFELDBERECHNUNG KOMPLEXER QUELLVERTEILUNGEN widmet sich der Vorhersage der Schallfelder nahezu beliebig gestalteter Quellgebiete. Darin stellt die räumliche Intensitätsverteilung des Anregungslasers auf der Probenoberfläche einen wesentlichen Ausgangspunkt für die darauf aufbauende Punktquellensynthese des akustischen Feldes dar. Diskutiert werden zwei unterschiedliche Ansätze, welche im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und getestet wurden. Die Methode der Hybriden Punktquellensynthese (HPSS) kombiniert die analytisch bestimmte Quellfunktion mit der gemessenen Oberflächenauslenkung zum Zeitpunkt der Laseranregung. Die CEFIT-Punktquellensynthese (CPSS) nutzt dagegen eine vorangestellte Punktquellensimulation auf Basis der Zylindersymmetrischen Elastodynamischen Finiten Integrationstechnik. Abschließend werden die Simulationsergebnisse mit experimentell bestimmten Schallverteilungen verglichen und hinsichtlich ihrer Eignung bewertet.

Wie ein Messsystem konkret gestaltet sein kann wird im Kapitel über den AUFBAU EINES LASER-AKUSTISCHEN MESSPLATZES erläutert. Darin werden die verwendeten Geräte genau spezifiziert sowie Probleme angesprochen, welche bei einer Realisierung eines laser-akustischen Messsystems auftreten können. In gleicher Weise werden verschiedene Lösungsstrategien vorgestellt und hinsichtlich ihrer Vor- und Nachteile diskutiert.

Unter der Kapitelüberschrift ANWENDUNG LASER-AKUSTISCHER MESSTECHNIK werden jeweils zwei Beispiele einer Messung nach dem Transmissions- und Reflektionsprinzip vorgestellt. Darin wird unter anderem auf die erfassten Signalformen und der daraus ableitbaren Messinformation eingegangen. Insbesondere in den Reflektionsmessung, den Beispielen die am häufigsten in der Messtechnik anzutreffen sind, wird auf die vertikalen und lateralen Auflösungen eingegangen sowie der Bezug zur Bewertung anhand der Ersatzreflektoren in Form der Kreisscheibenreflektoren (KSR) hergestellt. Abgeschlossen wird das Kapitel mit drei weiteren Beispielen unter der Überschrift „Besondere Ansätze und Methoden“. Hier werden jeweils in kurzer Form laser-akustische Messergebnisse vorgestellt und anschließend auf die in der wissenschaftlichen Literatur bestehenden Arbeiten über die Weiterverarbeitung der Daten hingewiesen. Wertvoll sind diese Messungen für eine umfassenden Bewertung der Anwendbarkeit des laser-akustischen Messplatzes, insbesondere vor dem Hintergrund, dass diese Daten ohne weitere Modifikationen mit erfasst werden können.

Der letzte Teil der Arbeit fasst die wesentlichen Aussagen in einer gesamtheitlichen Betrachtung nochmals zusammen, gefolgt von einer kritischen Auseinandersetzung mit der laser-akustischen Messtechnik. Es werden allgemeine Herausforderungen und Einschränkungen besprochen sowie Lösungsansätze aus wissenschaftlich-theoretischer und anwendungsorientierter Sicht diskutiert und bewertet.



## **2. Grundlagen der laser-akustischen Messtechnik**

### **2.1. Allgemeine Betrachtungen und Abgrenzungen**

Grundprinzip der Anregung akustischer Wellen unter Zuhilfenahme von Laserquellen ist die durch Absorption verbundene Umwandlung von elektromechanischer (Strahlungs-) Energie in mechanische Energie. Neben zahlreichen wissenschaftlichen Artikeln sei hier das Buch von C.B. Scruby und L.E. Drain mit dem Titel „Laser Ultrasonics“ als Standardwerk genannt [Scruby and Drain, 1990]. Die darin eingeführten Notationen sollen in den folgenden Ausführungen weiter verwendet werden. Trifft nun eine elektromagnetische Wellenfront auf die Oberfläche eines Festkörpers, so können in Abhängigkeit der auftretenden Leistungsdichte verschiedene Effekte eintreten. Dabei kommt es angefangen bei einer reinen Materialerwärmung über elektrische Leitungseffekte bis zum Erzeugen mechanischer Spannungsfelder. Übersteigt die Leistungsdichte eine im Wesentlichen durch das Material definierte Grenze, so kommt es neben Aufschmelzungen und plastischen Verformungen zur Bildung einer Plasmawolke und dem damit einhergehenden explosionsartigen Verlagern des Materials. Die im Weiteren betrachteten Arbeiten beschränken sich jedoch auf das zerstörungsfreie und gleichzeitig reversible Erzeugen thermo-mechanischer Spannungsfelder, die damit die Grundlage für die sogenannte „thermo-elastische Anregung“ akustischer Wellen bilden. Gleichzeitig steht um Unterschied zu einer Vielzahl wissenschaftlicher Arbeiten zum Thema der Nutzung laserinduzierter Oberflächenwellen die Analyse der Schallausbreitung ins Volumen im Fokus.

#### **2.1.1. Laser zur Anregung hochfrequenter Schallwellen**

Betrachtet man die Wechselwirkungen zwischen optischer Strahlung und den akustischen Wellen etwas genauer, so lässt sich eine Unterscheidung dahingehend führen, ob es bei der Anregung zu einem Wechsel des Aggregatzustandes des Zielmaterials kommt, oder ob dieser beibehalten wird. Bleibt das Material in seinem Ausgangszustand, so sind als wesentliche Wechselwirkungseffekte der optische Strahlungsdruck, die Elektrostriktion, die Brillouin-Streuung sowie die unter normalen Bedingungen meist dominierende, thermische Expansion bekannt. Der Vorteil der Laserstrahlen besteht bekanntlich in der Eigenschaft, sich sehr gut lenken und bündeln zu lassen. Man kann die Wirkung damit sehr gut auf ein kleines, begrenztes Volumen konzentrieren. Werden dabei jedoch gewisse Grenzwerte überschritten, treten die Effekte der Gruppe des Wechsels des Aggregatzustands zusätzlich ein. Beginnend bei einem Schmelzen der als Festkörper vorliegender Materialien, kommt es bei weiterer Energiekonzentration zum Verdampfen und schließlich zur

Plasmabildung. Zwar erzeugen hohe Leistungsdichten deutlich stärkere akustische Felder, doch widerspricht die damit einhergehende Materialveränderung dem Ansatz einer zerstörungsfreien Prüfung und muss zwangsläufig vermieden werden. Problematisch ist darin weiterhin, dass durch die Verlagerung oberflächigen Materials die Reproduzierbarkeit der Messung eingeschränkt wird, sodass die Wechselwirkungseffekte auf Grundlage einer Veränderung des Aggregatzustandes im Weiteren ausgeschlossen werden.

Prinzipiell ist eine Anregung elastischer Wellen in Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern möglich. Während in ersten beiden Fällen der longitudinale Wellentyp dominiert, ist die Ausbreitung transversaler Schwingungen auf Festkörper und hochviskose Fluide beschränkt. Insbesondere bei der Betrachtung von räumlich begrenzten Festkörpern müssen zusätzlich die oberflächennah geführte Rayleighwelle und unter Hinzunahme einer zweiten freien Oberfläche, z. B. bei Platten, die Effekte der Mehrfachreflexionen, der Modenwandlung von Volumenwellen sowie der Ausbreitung der verschiedenen Erscheinungsformen der Lambwellen berücksichtigt werden. Wegen dieser Vielzahl an Wellenarten ist es für eine sichere Messaussage unerlässlich, die jeweiligen Wellenmoden zu identifizieren und den entsprechenden Messeffekten zuzuordnen. Des Weiteren soll ausschließlich die laser-akustische Quelle an der freien Oberfläche betrachtet werden. Neben der bereits genannten ablativen Anregung werden ebenso Techniken der Signalamplitudenerhöhung durch Präparieren der Oberfläche mit Flüssigkeitsfilmen oder einer transparenten Festkörperschicht ausgeschlossen.

Nach einer Unterscheidung der Wechselwirkungen und Wellentypen ist weiterhin eine Abgrenzung hinsichtlich zeitlicher Vorgänge angebracht. Da es sich bei der akustischen Messtechnik im Wesentlichen um zwei unterschiedliche Ansätze, der Laufzeitauswertung einer kurzen Einzelstörung sowie die phasenbezogene Auswertung einer kontinuierlichen Störungsschwankung („Lock-In“) handelt, übertragen sich diese zwei Methoden in gleicher Weise auf die Technik der Laseranregung. Zwar gibt es die Möglichkeit, laser-akustische Lock-In-Messsysteme aufzubauen, jedoch sind diese besonders unter den geforderten Leistungsparametern recht aufwändig gestaltet und zum aktuellen Zeitpunkt eher von akademischer Natur, sodass sich den weit verbreiteten PulsLasern zugewendet wird. Deren wichtigste Eigenschaften sollen im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

### 2.1.2. Beschreibung der Leistungsparameter des Anregungslasers

Eine erste Charakterisierung eines Lasers zur Anregung akustischer Wellen soll zunächst aus energetischer Sicht erfolgen. Die Leistung verfügbarer Lasermodule erstreckt sich angefangen von wenigen  $\mu\text{W}$  (Mikrowatt), typischerweise anzutreffen in Halbleiterlaserdioden, bis zu einigen  $\text{PW}$  (Petawatt) wie bei dem Fusionsreaktor des Lawrence Livermore National Laboratory im Bundesstaat Kalifornien der USA. Offensichtlich kann es sich durch das Übersteichen von 7 Größenordnungen nicht um direkt vergleichbare Größen handeln. Während bei dem Ersten der zeitliche Mittelwert der Leistung eines Dauerstrichlasers (cw-Laser) angegeben ist, handelt es sich bei dem Zweiten um die Spitzenleistung eines PulsLasers. Diese Unterscheidung führt regelmäßig zu Verwechslungen und ist in den folgenden Ausarbeitungen stets vor Augen zu halten, sodass an dieser Stelle eine kurze Definition der Energiegrößen erfolgen soll. Eingeführt werden die Pulsenergie  $E_P$ , die Pulsdauer  $t_P$ , die Spitzenleistung  $P_P$ , die mittlere Leistung  $P_m$ ,

die Repetitions- oder Pulswiederholrate  $f_R$ , die Energiedichte  $E_A$  sowie die Leistungsdichte  $I_A$ . Es ist die Pulsenergie eines Einzelpulses definiert als das Integral über dem zeitlichen Intensitätsverlauf

$$E_P = \int I(t) dt. \quad (2.1)$$

Bezieht man diese Pulsenergie auf die Pulsdauer  $t_P$ , so folgt die Spitzenleistung mit

$$P_P = \frac{E_P}{t_P}. \quad (2.2)$$

Die mittlere Leistung  $P_m$  ergibt sich dagegen aus der Summe aller Energiebeiträge der Einzelpulse pro Zeiteinheit. Unter der Annahme zeitlich unabhängiger Pulsenergien gilt

$$P_m = E_P \cdot f_R. \quad (2.3)$$

Die Energie- sowie (Spitzen-)Leistungsdichten erhält man als wichtige Designgröße über die Normierung auf die betrachtete Fläche  $A$  zu

$$E_A = \frac{E_P}{A} \quad (2.4)$$

bzw.

$$I_A = \frac{P_P}{A}. \quad (2.5)$$

Damit stehen die wichtigsten Formeln zur Verfügung, um die große Bandbreite verfügbarer Laserquellen auf die Eignung zur laser-akustischen Anregung hin einzugrenzen. Typisch sind Pulsenergien im unteren mJ-Bereich, Repetitionsraten kleiner 10 kHz sowie mittlere Leistungen bis zu 1 W; die Spitzenleistungen liegen dagegen bei einigen MW und darüber.

### 2.1.3. Leistungsbezogene Grenzwerte der Anregung

Ein wesentliches Merkmal der laser-akustischen Anregung ist die Tatsache, dass eine zeitlich gesehen hohe Energiekonzentration stattfindet. Auf der einen Seite ermöglicht dies überhaupt erst die Anregung akustischer Wellen signifikanter Amplituden, führt jedoch auf der anderen Seite zu der Gefahr der Überlastung des Materials. Aus diesem Grund sollen nun einige Abschätzungen zu den Arbeitsbereichen und Grenzwerten erfolgen.

Durch die hohe zeitliche Konzentration der Energie eines Laserpulses lässt sich die lokale Erwärmung als verlustfrei betrachten. Grund dafür ist, dass Verluste durch Strahlung oder thermische Diffusion in wesentlich größeren Zeitskalen ablaufen und somit zum Zeitpunkt des Eintreffens der Laserpulses vorerst vernachlässigt werden können. Damit genügt es, die Grenzwertabschätzung auf den Energieeintrag eines einzelnen Pulses zu beschränken [Scruby and Drain, 1990]. Diskutiert sei dies an dem später verwendeten Laser, welcher mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 1064$  nm, einer Pulsenergie von 2 mJ und einer Pulsdauer von 2 ns gekennzeichnet ist. Bündelt man nun den Laserstrahl auf eine Kreisfläche mit 1 mm Durchmesser, so ergibt sich darin eine Gesamtpulsleistung von 1 MW bei einer Pulsleistungsdichte von  $1,27 \cdot 10^{12}$  W/m<sup>2</sup>. Dies erscheint zunächst ein sehr hoher Wert zu sein, ist jedoch ohne eine exakte Einordnung

schwer zu beurteilen. Hierzu hält die Fachliteratur hilfreiche Angaben bereit [Ready, 1971; Scruby and Drain, 1990]. Für Metalle ist darin ein Schwellwertbereich von  $10^{10} - 10^{11} \text{ W/m}^2$  genannt, ab dem das Material zu schmelzen beginnt. Bei einer weiteren Intensitätssteigerung folgt ein Verdampfen des Materials. Damit wäre der zuvor genannte Laser in der Lage, das Material signifikant zu beschädigen. Dies soll natürlich vermieden werden, sodass für die thermoelastische Anregung ein Leistungsdichtebereich von  $10^8 - 10^{10} \text{ W/m}^2$  empfohlen wird.

Wie später gezeigt wird, dringt nicht die gesamte Laserenergie in das Material ein. Im Schnitt werden 95% der Energie reflektiert, sodass nur ein Bruchteil von 5% tatsächlich zur Erwärmung beiträgt. Mit weiteren Verlusten der Strahlführung, kann die Effektivität des optischen Energietransports bis auf 1% sinken. Berücksichtigt man dies in der deponierten Pulsleistungsdichte, so ergibt sich ein Wert exakt an der oberen Grenze der thermo-elastischen Anregung mit  $1,27 \cdot 10^{10} \text{ W/m}^2$ . Skaliert wird diese Leistungsdichte im Wesentlichen durch den Strahldurchmesser, wie Tabelle 2.1 veranschaulicht. Es sei an dieser Stelle zusätzlich erwähnt, dass sich besonders bei Flusssichten nahe der oberen Grenze der thermo-elastischen Anregung die Reflektivität während der Einwirkungsdauer eines Laserpulses verändern kann. Im Großteil der Fälle sinkt die Reflektivität, wodurch der Temperaturzuwachs zusätzlich steigt. Dieser Vorgang wird vorerst in den Berechnungen ausgeschlossen bzw. in den Versuchen vermieden, da es schwer möglich ist, verlässliche Zahlen hierfür zu finden. Im praktischen Einsatz wirken sich vielmehr Oxid- und besonders feine Schmutzbedeckung auf die Anregung aus und bedürfen daher größerer Beachtung [Ready, 1971]. Abschließend sei auf eine wichtige Aussage zu den zu erwartenden Schallamplituden hingewiesen. Scruby widmet sich unter anderem der Frage, inwieweit die Energie des Laserpulses im Verhältnis zur Schallamplitude steht. Hierfür nennt er 2 nm Displacement eines schwingungsfähigen Teilchens pro 1 mJ Pulsenergie je 0,1 mm Quelldurchmesser. Offensichtlich beschreibt er damit die Anregung unter Aufschmelzen und Verdampfen von Materie. Hutchins nennt dagegen 1,22 pm/mJ für Longitudinalwellen und 4,67 pm/mJ für Scherwellen als Richtwerte, was sich tendenziell mit den Messergebnissen in Kapitel 3 und Kapitel 5 deckt [Hutchins, 1988].

Energie mJ	Durchmesser mm	Fläche $\text{m}^2$	Energiedichte $\text{J/cm}^2$	eff. Leistungsdichte $\text{W/m}^2$
2	0,1	$7,85 \cdot 10^{-9}$	25,46	$1,27 \cdot 10^{12}$
2	0,5	$1,96 \cdot 10^{-7}$	1,02	$5,09 \cdot 10^{10}$
2	1,0	$7,85 \cdot 10^{-7}$	0,25	$1,27 \cdot 10^{10}$
1	1,0	$7,85 \cdot 10^{-7}$	0,13	$6,4 \cdot 10^9$
1	2,0	$3,14 \cdot 10^{-6}$	0,03	$1,6 \cdot 10^9$

Tabelle 2.1.: Leistungsparameter bei Variation der Pulsenergie und dem Quelldurchmesser

### 2.1.4. Signaltheoretische Beschreibung des Anregungslasers

Signaltheoretisch gesehen lassen sich Laser für die Erzeugung akustischer Wellen in drei Gruppen unterteilen: Einzelpulsquellen, schnell getakteten Mehrpulsquellen und amplitudenmodulierten Dauerstrichquellen. Die Unterscheidung zwischen Einzel- und Mehrpulsquellen ist hierbei auf Basis typischer Signallaufzeiten akustischer Messpulse gewählt, sodass eine Überlagerung aufeinanderfolgender Schallereignisse im Wesentlichen ausgeschlossen werden kann. Dieser Festlegung zufolge werden Laserquellen bis zu einer Repetitionsrate von 100 kHz dennoch als Einzelpulsquellen bezeichnet. Auf diese Art der Quellen wird sich, wie bereits erläutert, in dieser Arbeit bezogen.

Relevant für die laser-akustische Anregung sind zudem Laserquellen mit einer Pulsdauer, welche im Bereich von einigen fs bis in den mittleren ns-Bereich zu finden ist. Kurze Pulse bieten den Vorteil, auf einfachem Weg hohe akustische Frequenzen anzuregen, doch ist die Umwandlung optischer in mechanische Energie der akustischen Welle recht ineffektiv, da nur ein äußerst kurzes Zeitfenster für die Energieumwandlung zur Verfügung steht. Lange Pulse dagegen bieten ein größeres Zeitfenster um akustische Energie umzusetzen doch besteht zunehmend die Gefahr einer thermischen Schädigung des Zielmaterials. Weiterhin sind lange Pulse nicht in der Lage, hohe akustische Frequenzen anzuregen. Einfach gesagt, lässt sich die Wahl einer günstigen Pulslänge mit „so lang wie möglich - so kurz wie nötig“ zusammenfassen. Wendet man die Fouriertransformation auf den zeitlichen Intensitätsverlauf des Lasers an, so lässt sich die Pulslänge bei Vorgabe einer oberen Frequenzgrenze mit einem tolerierten Abfall von -6 dB im Amplitudenspektrum abschätzen zu

$$t_p \approx \frac{0.1874}{f(-6 \text{ dB})} \quad (2.6)$$

[Scruby and Drain, 1990, S. 288].

Sind nun akustische Signale mit Frequenzanteilen von bis zu 100 MHz gewünscht, so folgt nach Gleichung 2.6 eine Pulsdauer von etwa 2 ns. Im weiteren wird gezeigt, dass dies lediglich eine erste Näherung an die tatsächlichen Mechanismen der laser-akustische Anregung darstellen kann. Effekte der Photonen-Elektronen-Interaktion und der Gestalt des thermischen Feldes führen zu einer zusätzlichen Tiefpasswirkung. Abschnitt 2.2 widmet sich unter anderem diesen Effekten.

Vorweggenommen sei an dieser Stelle, dass die laser-akustische Quellzone eine Tiefenausdehnung von wenigen  $\mu\text{m}$  besitzt. Eine Grundregel der Schallabstrahlung besagt, dass die Ausdehnung des Wandlers in Schallrichtung in direktem Zusammenhang zur maximal abstrahlbaren Frequenz steht. Demzufolge ist man bei der Auslegung von Kontaktprüfköpfen bemüht, möglichst dünne Piezokeramiken zu fertigen, um hohe Frequenzen anregen zu können. Dabei stellen Schichtdicken im Bereich von 100  $\mu\text{m}$  bereits einen hohen Fertigungsaufwand dar. Laser-akustische Quellen mit ihren wenigen  $\mu\text{m}$  Ausdehnung in Schallrichtung sind daher erst ab den GHz-Bereich von einer geometrischen Tiefpasswirkung durch die Quelldicke betroffen. In diesem Zusammenhang ist ebenso der Aspekt interessant, dass bei der laser-akustischen Anregung kein Schallwandler notwendig ist, da das Material selbst zum Schallwandler wird.

### 2.1.5. Räumliche Beschreibung des Strahlprofils des Anregungslasers

Neben dem zeitlichen Intensitätsverlauf ist für die Eignung zur Anregung akustischer Wellen die räumliche Intensitätsverteilung über dem Strahlquerschnitt entscheidend. Ideal zeigt sich eine gaußartige Intensitätsverteilung, da sich diese mit einfachen rotationssymmetrischen Optiken nahezu beliebig auf die Anregungszone abbilden lässt. Allerdings schränkt das Intensitätsmaximum im Strahlmittelpunkt die Effizienz der Anregung ein, sodass alternative Strahlprofile gefunden werden müssen (vgl. Kapitel 3). Asymmetrien oder lokale Extrema im Strahlprofil wie auch eine hohe Strahldivergenz reduzieren die Effizienz eines Lasermoduls. Es wird später gezeigt, dass sich insbesondere für hohe Frequenzen Asymmetrien im Strahlprofil zunehmend nachteilig auf das akustische Feld auswirken können.

Neben diesen Parametern existieren weitere Faktoren, welche die Eignung eines Lasers nur bedingt beeinflussen. Dazu gehören die optische Wellenlänge (siehe Abschnitt 2.2.2.1) sowie die Kohärenzlänge, deren Einfluss sich erst im Bereich beugungsbegrenzter Abbildungen bemerkbar macht (Kapitel 4.3). Vorteilhaft kann es sein, kurze Wellenlängen zu verwenden, wodurch die Effektivität der Anregung für bestimmte Materialien etwas steigt. Polarisation und Modenverteilung sind dagegen von untergeordneter Bedeutung oder nur in Speziallösungen zu berücksichtigen. Eine detaillierte Beschreibung des verwendeten Lasermoduls ist in Abschnitt 4.2 zu finden. Wie sich nun die optischen Parameter der Laserstrahlen in eine definierte Temperaturerhöhung und den sich daraus ausbildenden Schallfeldern überführen lassen, beschreiben die folgenden Abschnitte.

## 2.2. Betrachtung des klassischen einstufigen Temperaturmodells

Entsprechend der Ausführungen des vorangehenden Kapitels lässt sich festhalten, dass der physikalischen Größe „Temperatur“ eine besondere Bedeutung zugemessen wird. Sie ist nicht nur das wesentliche Bindeglied zwischen der elektromagnetischen und akustischen Wellenausbreitung, sondern trennt, je nach ihrer absoluten Höhe, verschiedene physikalische Effekte voneinander ab. Aus diesem Grund ist es zunächst angebracht, diese Größe genauer zu betrachten und zu beschreiben.

Besitzen zwei benachbarte Punkte nicht zwangsläufig unterschiedlicher Stoffe verschiedene Temperaturen, so erfolgt im thermodynamischen Sinn ein Wärmefluss als nicht stoffgebundener Energieausgleich. Dabei gilt stets der zweite Hauptsatz der Thermodynamik. Weiterhin lässt sich festhalten, dass es sich bei der Zustandsgröße Temperatur um einen räumlich-zeitlichen Mittelwert statistisch verteilter Einzelenergien handelt. Ein Temperaturanstieg durch Erwärmung kann somit eine Beschleunigung freier Elektronen oder eine Erhöhung der Gitterschwingungen bedeuten. Beide, Elektronen- und Gitterbewegungen, stehen stets in gegenseitiger Wechselwirkung miteinander und werden durch ihre Relaxationszeiten  $\tau$  charakterisiert. Diese wiederum ist entscheidend für die korrekte Zuordnung eines geeigneten Modells zur Beschreibung laserinduzierter Wärmeströme. Während für die Elektronenrelaxation typische Werte von  $\tau_e \approx 10^{-14} \dots 10^{-17}$  s angegeben werden, also kleiner 10 fs sind, liegt die Gitterrelaxation  $\tau_l$  im Bereich einiger 10 ps.

Trifft nun ein Laserstrahl in Form eines elektromagnetischen Pulses auf einen ihn absorbierenden Körper, so geht zunächst ein Teil der Energie an die freien Elektronen über. Diese wiederum wechselwirken mit den Gitterschwingungen, bis ein Gleichgewicht hergestellt ist [Ready, 1971]. In Zeitskalen der Laserpulse finden damit zahlreiche Kollisionen statt, sodass die Energie gleichmäßig an das Gitter verteilt wird. Dies erfolgt so schnell, dass ein sofortiger lokaler Gleichgewichtszustand eingenommen wird. Für die Anregung mit Laserpulsen der Länge 1 ns und darüber ist es dementsprechend ausreichend, allein Gittereffekte zu betrachten und somit die Betrachtung des klassischen einstufigen Temperaturmodell zulässig. [Chen et al., 2003] führt dazu den Beweis anhand vergleichender Rechnungen von drei zweistufigen und zwei einstufigen Modellen. Darin liefert er die wichtige und grundlegende Aussage, dass der lokale Temperaturanstieg bzw. die lokale Erwärmung dem absorbierten Anteil der Laserpulsenergie gleichzusetzen ist.

### 2.2.1. Differentialgleichung der Wärmeleitung im isotropen Festkörper

Betrachtet sei ein durch Konduktion<sup>1</sup> ausgebildetes, skalare Temperaturfeld  $\nu$  eines isotropen Festkörpers über den Ortskoordinaten  $x, y, z$  sowie der Zeit  $t$  nach den Gesetzen der Thermodynamik.

$$\nu = f(x, y, z, t). \quad (2.7)$$

Eine darin liegende geschlossene Fläche  $V$ , dessen Punkte die gleiche Temperatur  $\nu_{iso}$  besitzen, sei als Isotherme definiert.  $V$  trennt warme von kalten Bereichen in einer Art, in der sich innerhalb eines Körpers zwei Isothermen unterschiedlicher Temperatur nie schneiden können. Entsprechend dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik fließt über diese Grenze der Wärmestrom stets vom wärmeren zum kälteren Punkt in Richtung der Flächennormalen auf  $V$ . Gesetzt dem Fall zweier Isotherme der Temperaturen  $\nu$  und  $\nu + \delta\nu$  mit dem Abstand  $\delta x$  folgt der auf die Zeit- und Flächeneinheit normierte Wärmefluss  $f$  in Richtung positiver  $x$  zu

$$-K \frac{\delta\nu}{\delta x} \quad (2.8)$$

mit  $K$  als der Leitfähigkeit der Wärme als Materialkonstante. Damit folgt für  $\delta x \rightarrow 0$

$$f_x = -K \frac{\partial\nu}{\partial x} \quad (2.9)$$

Übertragen auf einen beliebig gelegenen Punkt  $P$  auf  $V$  lässt sich für den Fluss in Normalenrichtung  $n_{|P}$  schreiben

$$f_n = -K \frac{\partial\nu}{\partial n} \quad (2.10)$$

Da sich  $n$  stets als Linearkombination der kartesischen Koordinaten  $x, y, z$  darstellen lässt und sich dies ebenso auf die Differentialoperatoren  $\partial n$ , bzw.  $\partial x, \partial y, \partial z$  vererbt, folgt

<sup>1</sup>Konduktion ist der Wärmefluss in einem Festkörper oder ruhenden Fluid

$$\begin{pmatrix} f_x \\ f_y \\ f_z \end{pmatrix} = -K \begin{pmatrix} \partial/\partial x \\ \partial/\partial y \\ \partial/\partial z \end{pmatrix} \nu. \quad (2.11)$$

Setzt man nun  $\mathbf{f}$  als vektorielle Beschreibung des Wärmeflusses, kann die Grundgleichung des Wärmeflusses wie folgt geschrieben werden

$$\mathbf{f} = -K \operatorname{grad} \nu. \quad (2.12)$$

Darauf aufbauend soll nun die Herleitung der Differenzialgleichung der Wärmeleitung in einem isotropen Festkörper weiterhin in einer kurzen und kompakten Art erfolgen. Angenommen sei ein Volumenelement der Kantenlängen  $\delta x, \delta y, \delta z$  um den Punkt  $P$  innerhalb eines Festkörpers. Die Veränderung der Wärme dieses Elementes erfolgt durch positive oder negative Flüsse durch die Seitenflächen. Unter Verwendung der Dichte  $\rho$  sowie der spezifischen Wärmekapazität  $c$  ist diese Veränderung proportional zu

$$\rho c \frac{\partial \nu}{\partial t} dx dy dz. \quad (2.13)$$

Unter Ausschluss innerer Quellen muss die Wärmeveränderung gleich der Flüsse über dem Rand entsprechen. Gleichungen 2.12 und Ausdruck 2.13 führen damit auf

$$\rho c \frac{\partial \nu}{\partial t} + \left( \frac{\partial f_x}{\partial x} + \frac{\partial f_y}{\partial y} + \frac{\partial f_z}{\partial z} \right) = 0. \quad (2.14)$$

Nach Einführung des Materialparameters  $\kappa$  als Wärmediffusionskonstante, welche auch als Diffusivität bezeichnet wird

$$\kappa = \frac{K}{\rho C} \quad (2.15)$$

und gleichzeitiger Annahme deren Temperaturunabhängigkeit, folgt die allgemein bekannte Differenzialgleichung der Wärmeleitung

$$\frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \nu}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \nu}{\partial z^2} - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial \nu}{\partial t} = 0. \quad (2.16)$$

Gleichung 2.16 lässt sich nun für spezielle Fälle um Faktoren ergänzen oder umschreiben. Befindet sich eine Wärmequelle am Punkt  $P(x, y, z)$ , welche die volumen- und zeitnormierte Stärke  $A$  besitzt und drückt man die Summe der Ortsableitungen mit Hilfe des Laplace-Operators  $\Delta^1$  aus, so folgt

$$\Delta \nu - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial \nu}{\partial t} = -\frac{A(x, y, z, t)}{K}. \quad (2.17)$$

Damit erhält man eine besonders wichtige Gleichung für die thermoelastische Anregung akustischer Wellen, in der  $A$  die Erwärmung des Festkörpers durch den Laser repräsentiert. Darüber hinaus sowie insbesondere für das Einbeziehen der Temperaturabhängigkeit von  $\kappa, K$  und  $\rho$  sei auf die Literatur verwiesen. [Carslaw and Jaeger, 1959] zeigt zahlreiche Wege für derartige Probleme auf, fasst aber die Änderungen der thermischen Parameter als relativ gering zusammen.

<sup>1</sup>  $\Delta = \nabla^2 = \sum \partial/\partial n$

Auch wenn dafür geschlossene Lösungen existieren, sind die genauen Materialparameter bei Temperaturveränderung nur unvollständig bekannt und damit ungenau. Folglich werden oben genannte Parameter im weiteren als temperaturunabhängig betrachtet.

### 2.2.2. 1-D Modell des thermischen Feldes bei Pulsanregung

Im Folgenden sollen nun die grundlegenden Beziehungen dargestellt werden, die es ermöglichen, die Gesetze der elektromechanischen Strahlung mit der Anregung und Ausbreitung akustischer Wellen zu verknüpfen. Als Modell dient dazu ein Festkörperhalbraum wie in Abbildung 2.1 dargestellt. Es unterteilt sich in die drei jeweils übereinanderliegenden Bereiche: erstens der Absorption elektromechanischer Strahlung, welche auch als Eindringtiefe bekannt ist, zweitens dem thermischen Feld sowie drittens dem Bereich der Ausbreitung akustischer Wellen. Im Gegensatz zu dieser Form der Darstellung sind die jeweiligen Zonen nicht durch eine klare Grenze, sondern vielmehr durch abklingende Funktionen gekennzeichnet. Es hilft im Wesentlichen die Größenbeziehungen anzudeuten und die folgenden Betrachtungen entsprechend zu strukturieren.

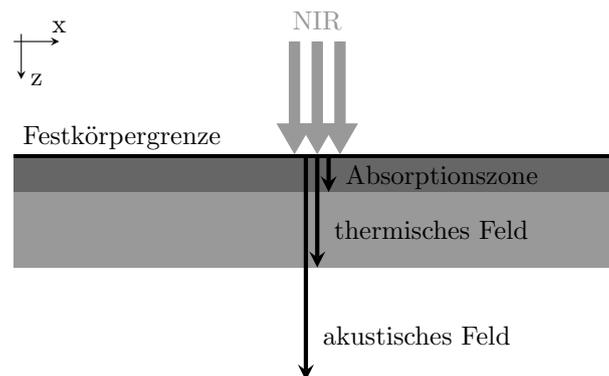


Abbildung 2.1.: 1-D Modell der thermoelastischen Anregung akustischer Wellen an einer Festkörpergrenzschicht bei Bestrahlung mit einem Nahinfrarot-Laser (NIR)

#### 2.2.2.1. Berechnung der Absorptionszone

Grundvoraussetzung für die Umwandlung von Strahlungsenergie in mechanische Energie und damit in Schallwellen ist, dass die Strahlung in Form von elektromagnetischen Wellen in die Materie eindringen kann, um dort in Wechselwirkung zu treten. Grundlage hierfür bildet das LAMBERT-BEERSche Gesetz. Unter der Voraussetzung, dass die Strahlung im infraroten Spektralbereich liegt ist mit der Leitfähigkeit  $\sigma$ , der relativen Permeabilität  $\mu_r$  als Materialkenngrößen und der Frequenz der Strahlung  $\nu$  für Metalle eine Eindringtiefe  $\delta$  definiert zu

$$\delta = \sqrt{\pi \sigma \mu_0 \mu_r \nu}. \quad (2.18)$$

Bei Wellenlängen ab dem mittleren Infrarot und darüber, kann die klassische Physik zur Berechnung der Eindringtiefe herangezogen werden. Zu kürzeren Wellenlängen hin, spielen dagegen quantenmechanische Effekte eine zunehmende Rolle, welche die Eindringtiefe zusätzlich reduzieren [Bleaney and Bleaney, 1965].

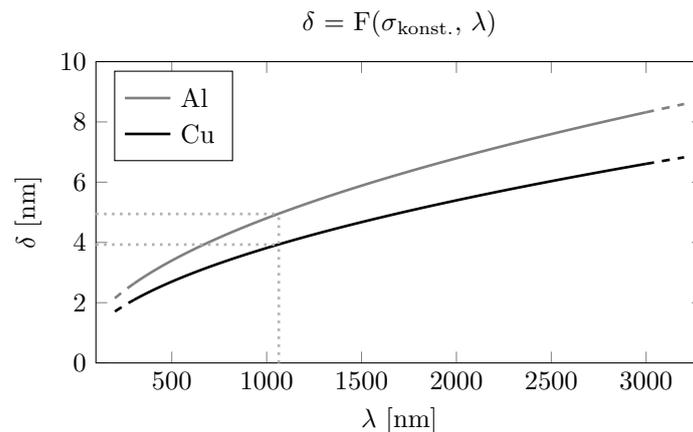


Abbildung 2.2.: Eindringtiefe in Abhängigkeit der Wellenlänge, gerechnet für Aluminium (AL) und Kupfer (Cu)

Abbildung 2.2 zeigt die Abhängigkeit der Eindringtiefe  $\delta$  von der Wellenlänge  $\lambda$ , gerechnet an den Beispielen von Aluminium und Kupfer. Wie man sieht, liegen die Werte im einstelligen nm-Bereich. Akustisch gesehen ist damit die Annäherung an eine (unendlich) dünnen Schicht zulässig, da die üblichen Größenordnungen im Ultraschall maximal bis in den  $\mu\text{m}$ -Bereich hinabreichen. Mit anderen Worten lässt sich festhalten, dass innerhalb der Eindringtiefe Effekte auf Basis von Schallausbreitungsvorgängen vernachlässigbar bzw. als unabhängig vom Ort anzusehen sind. Deutlicher wird dies, wenn die Laufzeit einer akustischen Welle über der Strecke  $\delta$  mit der Pulslänge  $t_p$  des anregenden Lasers verglichen wird. Eine longitudinale Schallwelle mit ca. 6400 m/s benötigt für eine Distanz von 5 nm etwa 0,8 ps. Der betrachtete Laserpuls mit 2 ns Pulsdauer ist damit um Faktor 2500 mal länger. Selbst für die etwa halb so schnellen Transversal- und Rayleighwellen sind alle schwingungsfähigen Teilchen innerhalb der Eindringtiefe praktisch zeit- und phasengleich von dem Laserpuls angeregt.

### 2.2.2.2. Reflexion und Absorption

Für die Berechnung der Effizienz der Anregung sowie für eine Abschätzung der thermischen Effekte muss zunächst der Anteil der einfallenden Welle bestimmt werden, welcher im Material zu Wechselwirkungen führt. Trifft eine elektromagnetische Wellenfront auf eine Materialgrenze, so dringt bekanntlicherweise nur ein Teil  $I'$  der Gesamtintensität  $I = P/A$  in das Material ein, während der andere Teil  $I''$  reflektiert wird. Offensichtlich trägt nur der erste Anteil zur Anregung akustischer Wellen  $I_a$  bei. Es kann geschrieben werden

$$I = I' + I'' = I_a + I'' \quad (2.19)$$

und führt zu der bekannten Gleichung der Reflektivität  $R$  mit

$$R = \frac{I''}{I} = 1 - \frac{I_a}{I}. \quad (2.20)$$

Damit gilt für die zur Anregung akustischer Wellen verfügbare Intensität

$$I_a = I(1 - R) \quad (2.21)$$

Nutzt man die Formeln der klassischen elektromagnetischen Theorie, so lässt sich  $R$  anhand des Parameters  $\xi$  mit

$$\xi = \mu_0 \sigma c \delta \quad (2.22)$$

als Funktion der Eindringtiefe  $\delta$  ausdrücken.

$$R = \frac{2 - 2\xi + 2\xi^2}{2 + 2\xi + 2\xi^2} \quad (2.23)$$

Für die meisten Metalle lässt sich Gleichung 2.23 in guter Näherung vereinfacht schreiben. Da für optische Frequenzen bis ins Sichtbare hinein  $\xi \gg 1$  wird, folgt daraus

$$R \approx 1 - \frac{4}{\xi}, \quad \xi \gg 1. \quad (2.24)$$

Damit wird ersichtlich, dass  $R$  stets Werte kleiner-gleich 1 annimmt, der Großteil der auftretenden Intensität reflektiert wird und schließlich nicht zur Anregung akustischer Wellenfelder zur Verfügung steht. Aus Gleichung 2.24 folgt für den Absorptionsgrad

$$A = 1 - R \approx \frac{4}{\xi}, \quad \xi \gg 1. \quad (2.25)$$

Die im Material umgesetzte Intensität beträgt demnach

$$I_a = I \cdot A \approx I \cdot \frac{4}{\xi}, \quad \xi \gg 1. \quad (2.26)$$

Wiederum am Beispiel Aluminium und einer Wellenlänge von 1064 nm gerechnet zeigt sich, dass nur etwa 5 % der Quellintensität in das Material eindringen. Darüber hinaus wird aus Abbildung 2.2 deutlich, dass die Verwendung kurzwelliger Laser, z. B. im UV, die Effektivität der Anregung erhöhen kann. Mit sinkender Eindringtiefe  $\delta$  sinkt ebenso  $\xi$  und führt durch dessen Position im Nenner von Gleichung 2.26 zu einem Anstieg der im Material deponierten Energie. Zu beachten ist jedoch, dass der Reflektionskoeffizient für unterschiedliche Metalle und Wellenlängen stark schwanken kann. Typisch sind Koeffizienten zwischen 0,2 und knapp 1 [Kaye and Laby, 1980]. Diese Überlegungen und Werte gelten jedoch nur für eine ideal ebene Materialgrenze bzw. für polierte Oberflächen. In der realen Messumgebung sind Oberflächen stets mit einer gewissen Rauigkeit behaftet und zusätzlich durch Oxide und Verunreinigungen belegt. Dies erhöht den Anteil der absorbierten Energie und steigert die Effektivität der Schallanregung zusätzlich [Scruby and Drain, 1990].

### 2.2.2.3. Das thermische Feld

Um den Einfluss der thermischen Leitfähigkeit auf die Anregung akustischer Wellen besser erfassen zu können, wird zunächst das thermische Feld im Halbraum betrachtet. Dafür wird wiederum ein metallisches Material angenommen, dessen (thermische) Materialparameter unabhängig von der Temperatur sind und der Temperaturanstieg durch instantane Absorption elektromagnetischer Strahlung resultiert sowie keine Strahlungsverluste auftreten. Ausgangspunkt sei die Differenzialgleichung des Wärmeflusses an einer Halbraumgrenze bei  $z=0$  (vgl. Gleichung 2.17 in Abschnitt 2.2.1)

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{A}{K} \quad (2.27)$$

mit dem Temperaturfeld  $T(z, t)$ , dem Wärmeeintrag  $A(z, t)$  sowie der Wärmeleitfähigkeit  $K$  und der Wärmediffusivität  $\kappa = K/\rho C$  als weitere Materialparameter. Für den nun betrachteten Fall eines Temperaturfeldes über  $t$  und  $z$  lässt sich vereinfacht schreiben

$$\frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2} - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = -\frac{A(z, t)}{K}. \quad (2.28)$$

Folgt man den Ausführungen von [Carslaw and Jaeger, 1959] und [Ready, 1971] von einer räumlichen und zeitlichen Energieverteilung, entsprechend einer zweiseitigen Stufenfunktion, hin zu einer Gaußverteilung zunächst in zeitlicher Dimension, so liefert [Scruby and Drain, 1990], unter Bezug auf die zuvor genannten Autoren für einen zeitlichen Verlauf des Energieeintrages mit

$$I(t) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{\xi t^2}{\tau^2}\right) \quad (2.29)$$

eine Gleichung, für die zeitaufgelöste Berechnung des Wärmetiefenprofils

$$T(z, t) = \frac{1}{K} \sqrt{\frac{\kappa}{\pi}} \int_0^t \frac{I(t-t') \cdot \exp(-z^2/4\kappa t')}{t'^{1/2}} dt'. \quad (2.30)$$

Damit wird ein Temperaturfeld beschrieben, dessen zeitlicher Charakter wesentlich länger als der anregende Puls ist und sich gleichzeitig dessen Tiefenausdehnung deutlich über die Eindringtiefe hinaus erstreckt. Setzt man jedoch die im Zusammenhang genannten Parameter nach Tabelle 2.2 in obige Gleichungen ein und vergleicht das Ergebnis mit Scrubys Kurvenverlauf, so zeigen zwar beide einen Anstieg auf ein Maximum, gefolgt von einem asymptotischen Abfall, doch sind die Unterschiede gravierend (siehe Abbildung 2.3).

Während Scrubys Gleichung 5.25 ihr Maximum bereits nach 9,4 ns mit 60,6 K findet, erreicht die von ihm gezeigte Kurve erst nach etwa dem 2,5 fachen der Pulslänge (ca. 50 ns) einen Höchstwert bei 100 K (vgl. Abbildung 5.5 in [Scruby and Drain, 1990]). Dies scheint sonderbar, zumal eine anhaltende Temperaturerhöhung nach Abklingen des Energieeintrags als unwahrscheinlich anzusehen ist. Angemerkt sei zudem, dass die Wahl der Parameter der hier vorgestellten Betrachtungen allein aus Gründen einer besseren Nachvollziehbarkeit gemäß denen der zitierten Literatur gewählt wurden. In später folgenden Kapiteln werden entsprechende Rechnung für das

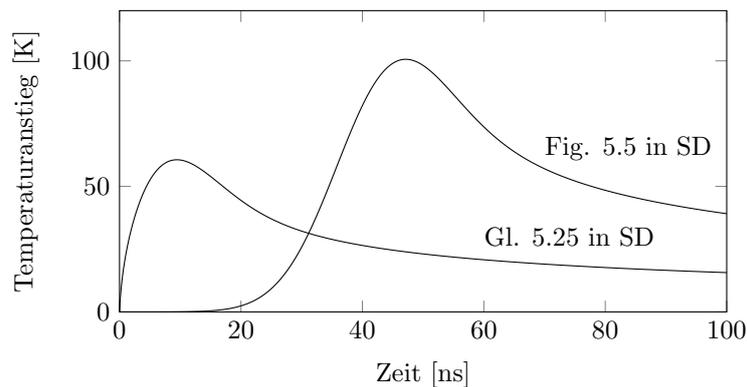


Abbildung 2.3.: Vergleich der Temperaturerhöhung an der Oberfläche ( $z=0$ ) unter Verwendung von Gleichung 5.25 und der Abbildung 5.5 in [Scruby and Drain, 1990] (Abk. SD) für eine Pulslänge von  $\tau=20$  ns

tatsächlich verwendete Lasermodul durchgeführt, was etwas geringerer Maximaltemperaturen zur Folge hat.

Ursache für die Abweichung zwischen der genannten Formel und den zugehörigen Graphen sind in der unvollständigen Integration des Gaußpulses in Gleichung. 2.30 bzw. Gleichung. 2.29 zu finden. Bei einer unteren Integrationsgrenze von  $t'=0$  und einer Definition der GAUSSschen Funktion symmetrisch zu  $t'=0$  wird nur eine Halbseite, in diesem Fall die fallende Flanke, in die Integration einbezogen (vgl. Abb. 2.4). Das Ansteigen der Intensität wird schlicht ausgelassen, was schließlich zu einer geringeren Spitzentemperatur führen muss. Diesem Problem begegnet Scruby offensichtlich durch eine zeitliche Verschiebung des Gaußpulses, ohne jedoch in Gleichungen oder textlicher Erwähnung genauer darauf einzugehen. Mit dieser Herangehensweise werden zwar die ansteigenden Anteile der GAUSSschen Funktion in die Integration einbezogen, doch ist durch deren scheinbar willkürliche Wahl keine korrekte Aussage über den Zeitpunkt des Temperaturmaximums zu treffen. Auch wenn keine Angaben über diese Verschiebung zu finden sind, wird damit das Berechnen des maximalen Temperaturanstiegs ermöglicht. Ein alternativer Ansatz wäre, bei einer Integration über nur eine Hälfte einer beidseitig symmetrischen Funktion die Werte mit Faktor 2 zu multiplizieren, um auf den vollständigen Integrationswert zu kommen. Allerdings könnte auch damit der Zeitpunkt der

Symbol	Parameter	Wert
$\Delta E$	Energie	100 mJ
$\tau$	Pulslänge	20 ns
R	Reflektionskoeffizient	0,94
C	Spezifische Wärmekapazität	$896 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$\rho$	Dichte	$2,7 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$
$\delta$	Eindringtiefe	5 nm
$K$	Wärmeleitfähigkeit	$240 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$\kappa$	Wärmediffusivität	$100 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$

Tabelle 2.2.: Liste verwendeter Rechenparameter für Aluminium

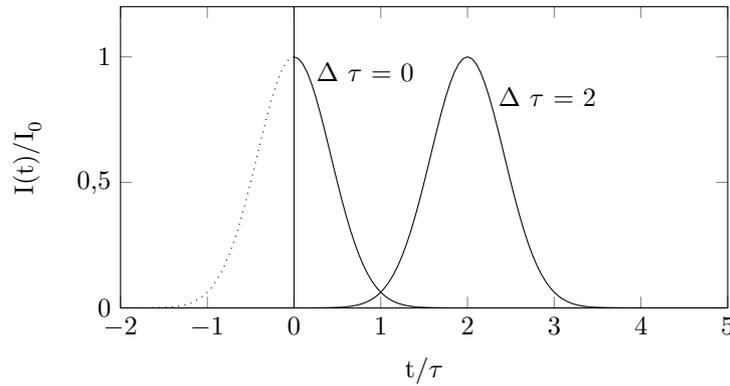


Abbildung 2.4.: Zeitlicher Verlauf des Energieeintrages nach Gleichung 2.31 mit Verschiebeoperator  $\Delta\tau/\tau = 0$  und  $\Delta\tau/\tau = 2$

Temperaturspitze nicht bestimmt werden. Gelöst werden kann dies durch die Ergänzung von Gleichung 2.29 um den Verschiebeoperator  $-\Delta\tau$  und es folgt

$$I(t) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{\xi(t - \Delta\tau)^2}{\tau^2}\right). \quad (2.31)$$

Damit wird der ursprünglich linke Teil des Intensitätsverlaufes  $I(t < 0)$  in der Integration berücksichtigt und führt auf Gleichung 2.32. Durch deren (numerisches) Lösen, lässt sich das Verhältnis  $\eta(\Delta\tau)$  zwischen der teilweisen Integration von 0 bis  $\infty$  und der vollständigen Integration für verschiedene  $\Delta\tau$  angeben.

$$\eta(\Delta\tau) = \frac{E(\Delta\tau)}{E_\infty} = \frac{\int_0^\infty I(t - \Delta\tau) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt}. \quad (2.32)$$

Unter der Vorgabe, dass 99% der Fläche unter der Funktion in die Integration eingeschlossen sind, folgt  $\Delta\tau/\tau = 1$ . Für 99,9% liegt  $\Delta\tau/\tau = 1,32$  und bei  $\Delta\tau/\tau = 2$  liegt die Abweichung bereits bei  $1,21 \cdot 10^{-6}$  (vgl. Abbildung 2.5). Folglich lässt sich für  $\Delta\tau/\tau \geq 1$  der zeitliche Temperaturverlauf in sehr guter Näherung berechnen.

$$T(z, t - \Delta\tau) \simeq \frac{1}{K} \sqrt{\frac{\kappa}{\pi}} \int_0^{t-\Delta\tau} \frac{I(t - \Delta\tau - t') \cdot \exp(-z^2/4\kappa t')}{t'^{1/2}} dt' \quad (2.33)$$

Gleichung 2.33 ermöglicht nun, die Integration mit einem vertretbar geringen Fehler durchzuführen. Für die Frage nach dem Zeitpunkt des Temperaturmaximums muss aufgrund des nicht-kausalen Charakters des Gaußpulses ein Startpunkt definiert werden, ab dem die Zeit bis zum Temperaturmaximum gemessen wird. Wählt man, um den Fehler gering zu halten, die untere Integrationsgrenze  $\Delta\tau_I = 2$  und definiert man den Startzeitpunkt des Pulses bei  $\Delta\tau_P = 1$ , so folgt der zeitkorrigierte Temperaturverlauf gemäß Abbildung 2.6. In dem nun korrigierten Zeitverlauf erscheint das Temperaturmaximum exakt nach dem Maximum der Anregung im abfallenden Teil der Kurve. Werden die Parameter aus Tabelle 2.2 weiterhin verwendet, beträgt  $t_{\max} = 27$  ns. Dabei ist  $t_{\max}$  lediglich von der Pulslänge  $\tau$  sowie der Diffusivität  $\kappa$  abhängig.

Dass das Temperatur- und Pulsmaximum zu unterschiedlichen Zeiten auftreten müssen, lässt sich mit der Überlegung erklären, dass ein Laserpuls nicht unmittelbar mit der Pulsdauer

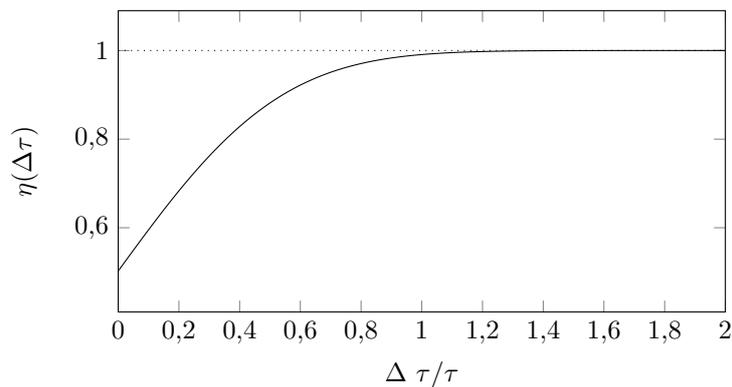


Abbildung 2.5.: Verhältnis zwischen teilweiser und vollständiger Integration bei Variation des Verschiebeparameters  $\Delta\tau$  gemäß Gleichung 2.32

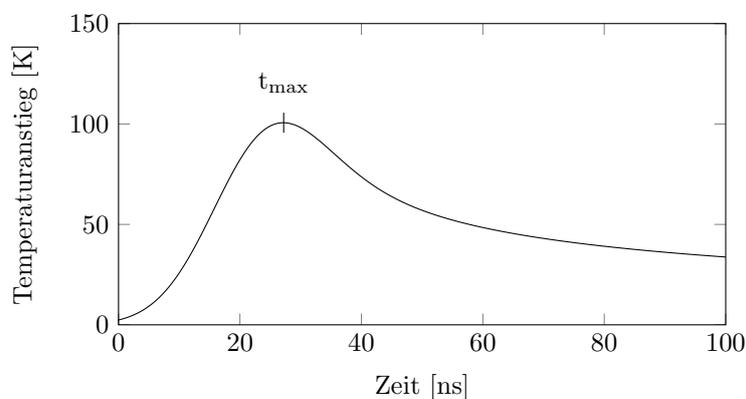


Abbildung 2.6.:  $\Delta\tau$ -korrigierter Temperaturverlauf unter Berücksichtigung von  $\Delta\tau_I = 2$  nach Gleichung 2.33

erlischt, sondern vielmehr in seiner Emission ausklingt. Somit wird die Temperatur erst dann zurückgehen, wenn die Energiebilanz negativ wird, also zu Zeiten, in denen der Energieeintrag im betrachteten Volumenelement kleiner wird als dessen Energieabfluss. Folglich kommt es zu einer zeitlichen Dehnung der Pulsform, was sich mit der empirischen Formel der Bandbreite laser-akustischer Pulse nach Gleichung 2.6 der Einleitung deckt.

Für größere Tiefen tritt dieser Zeitpunkt später ein, da eine zusätzliche Zeitverzögerung für die Wärmeausbreitung aus der wenige Nanometern dünnen Absorptionszone heraus in Erscheinung tritt (Abbildung 2.7). Zusätzlich erfolgt ein deutlicher Rückgang der Temperaturen mit zunehmender Tiefe, sodass anhand dieser Betrachtungen kein Hinweis auf die Existenz ausgeprägter Wärmewellen gefunden werden kann. Vielmehr liegt ein diffusiver Wärmetransport vor. Bestätigt wird dies durch die Tiefenprofile der Temperaturverteilung, welche für unterschiedliche Zeitpunkte stets die höchste Temperatur an der Oberfläche zeigen (Abbildung 2.8).

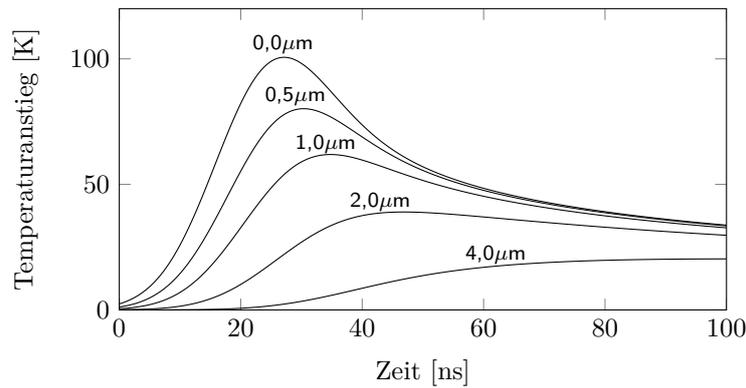


Abbildung 2.7.:  $\Delta\tau$ -korrigierter Temperaturverlauf nach Gleichung 2.33 in verschiedenen Tiefen  $z$

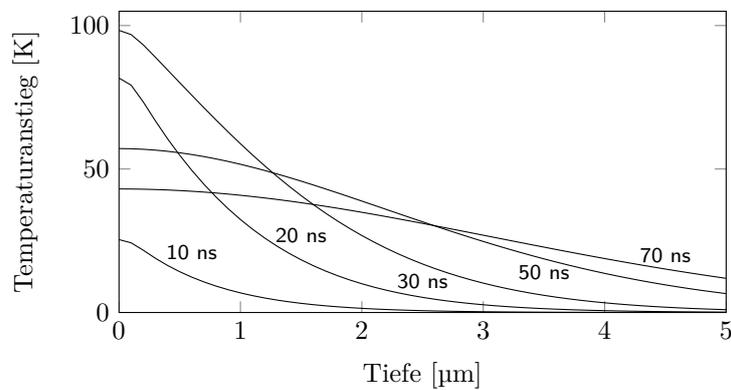


Abbildung 2.8.:  $\Delta\tau$ -korrigierte Temperaturprofile über der Tiefe  $z$  nach Gleichung 2.33 zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Laserpuls

### 2.2.3. 2-D Modell des thermischen Feldes bei Pulsanregung

Nachdem die räumlich-zeitliche Entwicklung des lokalen Temperaturanstieges für den eindimensionalen Fall beschrieben wurde, wird sich nun einer allgemeineren, zweidimensionalen Beschreibung unter Hinzunahme einer gaußförmigen räumlichen Intensitätsverteilung gemäß Abbildung 2.9, zugewendet. Für dieses, typischen Laserpulsen sehr nahe stehende Modell, gibt [Ready, 1971] eine Gleichung an, welche wiederum um  $\Delta\tau$  wie im Abschnitt zuvor korrigiert wurde. Als zusätzliche Parameter erscheinen in Gleichung 2.34 die Ortskoordinate  $r$  sowie die Strahlbreite  $d$ . Die Herleitung dieser Formel basiert auf Gleichung 2.33 unter Hinzunahme der Beobachtung, dass für Pulse bis zu einer Länge von etwa 30 ns Queranteile der Wärmeleitung vernachlässigbar sind und das Quellgebiet als instantan erwärmte Scheibe der Oberfläche angesehen werden kann. Damit erfolgt eine Wichtung in radialer Richtung vom Zentrum wegweisend gemäß dem Verlauf der Gaußkurve. Es folgt

$$T(r, z, t - \Delta\tau) = \frac{d^2}{K} \sqrt{\frac{\kappa}{\pi}} \int_0^{t-\Delta\tau} \frac{1}{\sqrt{t'}} \frac{I(t - \Delta\tau - t')}{4\kappa t' + d^2} \exp\left(\frac{-z^2}{4\kappa t'} - \frac{r^2}{4\kappa t' + d^2}\right) dt' \quad (2.34)$$

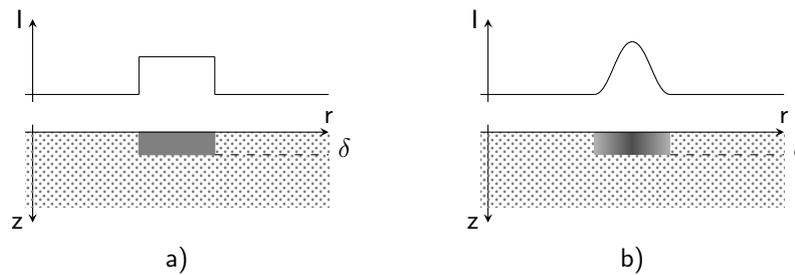


Abbildung 2.9.: Modelle der Leistungsdichteverteilung über der Oberfläche; a) gleichmäßige und b) ungleichmäßige Leistungsdichten

mit den räumlich-zeitlichen Verteilungsfunktionen

$$I(r) = I_{max} e^{-r^2/d^2} \quad (2.35)$$

sowie

$$I(t) = I_{max} e^{-\xi t^2/\tau^2} . \quad (2.36)$$

Anhand Gleichung 2.34 ist es nun möglich, den Temperaturverlauf über dem Ort oder der Zeit an verschiedenen Punkten  $(r,z)$  im Quellgebiet zu untersuchen. Abbildung 2.10 zeigt eine Parameterstudie des zeitlichen Temperaturverlaufs an der Probenoberfläche bei verschiedenen Abständen zwischen Strahlmittelpunkt und Beobachtungspunkt. Dabei tritt das Temperaturmaximum stets zum gleichen Zeitpunkt ein; mit größer werdendem Abstand jedoch mit geringerer Amplitude.

Die Temperaturverteilung über dem Abstand  $r$  ist in Abbildung 2.11 dargestellt. Als Parameter wurde der Beobachtungszeitpunkt nach Pulseintritt gewählt. In dieser Darstellung ist die gaußartige Verteilung der Intensität über dem Radius  $r$  gut erkennbar. Skaliert sind die Kurven im Wesentlichen durch das Integral über die Energiezu- und Energieabflüsse.

Einen Vergleich des Temperaturtiefenprofils bei verschiedenen Kombinationen der Parameter Zeit  $t$  und radialer Abstand  $r$  bietet Abbildung 2.12. Entsprechend der Verläufe im vorangehen-

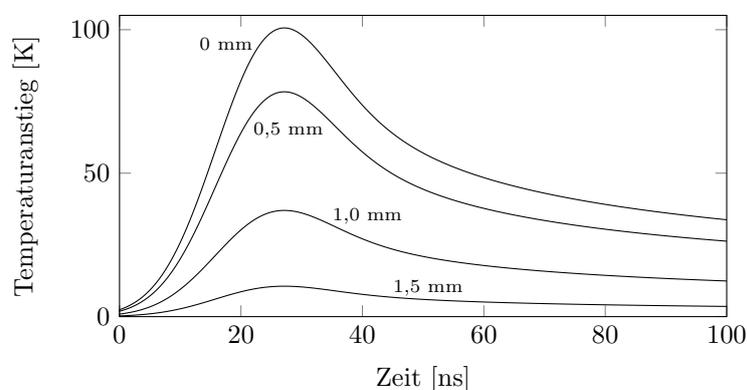


Abbildung 2.10.: Temperaturverlauf nach Gleichungen 2.34 bis 2.36 an der Oberfläche ( $z = 0$ ) in verschiedenen Abständen vom Strahlmittelpunkt, Strahlbreite 1 mm

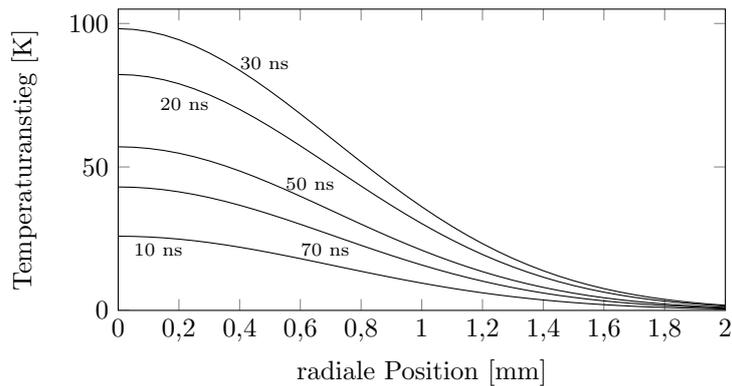


Abbildung 2.11.: Temperaturverteilung nach Gleichung 2.34-2.36 an der Oberfläche ( $z = 0$ ) zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Laserpuls, Strahlbreite 1 mm

den Kapitel befindet sich der Ort höchster Temperatur an der Oberfläche und fällt monoton über die Tiefe ab. Während der höchste Temperaturgradient zum Zeitpunkt des Maximums der Pulsintensität eintritt, folgt das absolute Temperaturmaximum einige ns später. Damit liegt das Temperaturmaximum an der Oberfläche im Punkt des Strahlmaximums. Temperaturüberhöhungen im Volumen können dagegen ausgeschlossen werden. Hier wirken steigende radiale Abstände sowie größere Tiefenlagen abschwächend und verlangsamen auf die Temperaturverläufe.

Für die Auslegung eines laser-akustischen Systems ist somit für die Betrachtung der thermischen Belastung des Materials allein das Intensitätsmaximum des Anregungslaser auf der Oberfläche relevant. Alle anderen Temperaturverläufe liegen stets unter diesem Wert. Folglich ist die Verwendung einfach erzeugbarer Gaußstrahlen nicht die ideale Wahl. Während im Strahlmittelpunkt die Gefahr der thermischen Überlastung besteht, wird in Randbereichen nicht das gesamte Potential einer effektiven Anregung akustischer Wellen ausgenutzt. Lösungen für dieses Problem werden in Kapitel 4.3 vorgestellt.

Weiter soll an dieser Stelle nicht auf die Energiewandlungsvorgänge eingegangen werden. Wichtig für die Analyse der laser-akustischen Interaktion sind die Erkenntnisse, dass erstens die

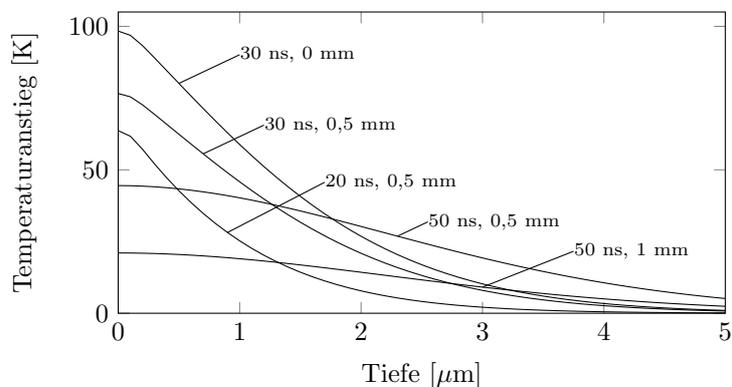


Abbildung 2.12.: Tiefenprofil der Temperaturerhöhung aus Kombinationen der Parameter Zeitverzögerung nach dem Puls und radialem Abstand zum Strahlmittelpunkt, Strahlbreite 1 mm

Laserstrahlung instantan in Wärme umgesetzt wird und zweitens die laterale Temperaturverteilung dem Intensitätsprofil des Laserstrahls folgt. Dabei tritt das Temperaturmaximum stets an der Oberfläche sowie um rund  $1/3$  der Pulsdauer  $t_p$  nach dem zeitlichen Intensitätsmaximum des Laserpulses auf. Weiterführende Informationen finden sich in [McDonald, 1990], [Ready, 1971] und [Sanderson et al., 1998]. Die hier vorgestellten Betrachtungen wurden beispielhaft für Laser mit  $t_p = 20$  ns gerechnet. Sie lassen sich in analoger Weise auf Laser mit Pulslängen von 500 ps bis 50 ns bzw. für eine akustische Anregung im Bereich von etwa 3,5 MHz bis 350 MHz übertragen. Eine thermische Betrachtung des im praktischen Teil verwendeten 2 ns - Lasers erfolgt in Kapitel 4.2.

## 2.3. Thermo-elastisches Spannungsfeld der laser-akustischen Anregung

### 2.3.1. Eindimensionale Betrachtung der thermischen Volumenquelle

Die Verbindung zwischen der lokalen Erwärmung der Oberfläche und den daraus resultierenden akustischen Effekten wird zunächst anhand einiger allgemeiner Betrachtungen geführt. Unter Annahme eines Quellgebietes, welches sich deutlich weiter über die Probe erstreckt als die längste betrachtete akustische Wellenlänge beträgt, lassen sich zunächst einige Überlegungen für ebene Wellenfronten führen. Für Laserintensitäten weitaus schwächer als für Gefügeveränderungen notwendig und unter Vernachlässigung der thermischen Diffusion folgt die elastische Spannungsamplitude im Material  $\sigma$  der Laserenergie  $E_0$ . [Wellman, 1980] und [Hutchins, 1988] nennen dazu

$$\sigma = \frac{\alpha \delta P_0}{c t_0} = \frac{\alpha \delta}{c} E_0 \quad (2.37)$$

mit dem thermischen Expansionskoeffizient  $\alpha$ , der Eindringtiefe  $\delta$ , der Pulsenergie  $E_0$  bzw. mit der Pulsdauer  $t_0$  und der Pulsleistung  $P_0$ . Alternativ lässt sich die Volumenausdehnung betrachten. Wird das Volumen gemäß  $V = A\delta$  definiert, so lässt sich schreiben

$$\Delta V = 3\alpha V \Delta T. \quad (2.38)$$

Die Temperaturerhöhung  $\Delta T$  folgt mit der spezifischen Wärmekapazität  $C$  und der Dichte  $\rho$  aus

$$\Delta T = \frac{E_0}{C \rho A \delta}. \quad (2.39)$$

Nach Substitution von  $\Delta T$  folgt

$$\Delta V = \frac{3\alpha}{C \rho} E_0. \quad (2.40)$$

Offensichtlich existiert eine Proportionalität zwischen der akustischen Anregung in Form der Volumenänderung  $\Delta V$  und der Laserenergie  $E_0$  wie anhand Gleichungen 2.40 deutlich wird. Dass es sich hierbei jedoch um eine grobe Näherung der real ablaufenden Vorgänge handeln kann, wird besonders daran deutlich, da es sich lediglich auf ebene Wellen sowie auf eine sehr einfache Modellierung des Anregungsvolumens beschränkt. Insbesondere die Vereinfachung des

thermischen Feldes auf das Produkt aus Eindringtiefe  $\delta$  und Fläche  $A$  kann die realen Vorgänge nur stark vereinfacht abbilden. Einige Überlegungen zum tatsächlichen Temperaturanstieg sollen dies in einer kurzen Betrachtung im folgenden Abschnitt verdeutlichen.

### 2.3.2. Das Problem der Eindringtiefe

Zunächst sollen die selben Bedingungen, wie eben genannt, jedoch unter Hinzunahme der räumlich ungleichförmigen Energieverteilung  $I = I_0 \cdot f(x)$  entsprechend Abbildung 2.9b) gelten. Die Eindringtiefe sei unabhängig vom Ort und damit  $\delta = const.$  Für ein Element  $dx$  der Oberfläche gelten die Energiebeziehungen gemäß [Scruby and Drain, 1990] analog

$$\int_t I_a(x, t) dx dt = C \rho \delta dx \Delta T(x), \quad (2.41)$$

was sich nun umstellen lässt zu

$$\Delta T(x) = \frac{1}{C \rho \delta} \int_t I_a(x, t) dt. \quad (2.42)$$

Damit folgen die lokalen Temperaturänderungen erneut der räumlichen Energieverteilung im Anregungspuls auf der Oberfläche, wie Unterkapitel 2.2.3 bereits zeigte. Setzt man nun die typischen Materialwerte für Aluminium ein und nimmt eine Anregungszone mit 1 mm Durchmesser an, so errechnet sich ein Temperaturanstieg um rund 10.000 K. Offensichtlich liegt dieser Wert weit über den Schmelz- und Siedetemperaturen der meisten Materialien. Für Aluminium ist damit die Zerstörschwelle deutlich überschritten und steht damit klar in Widerspruch zu rein thermischen-reversiblen Vorgängen, wie im Modell angenommen wurde. Experimente zeigen jedoch keinerlei Oberflächenbeschädigungen bei derartigen Leistungsdichten. Folglich müssen im Modell weitere Effekte eine nicht vernachlässigbare Rolle spielen und zusätzlich einbezogen werden.

Realitätsnaher wird das Rechenmodell, wenn man die Erweiterung um eine zusätzliche thermische Diffusionszone  $\delta_T$  berücksichtigt. In [Scruby and Drain, 1990] werden für Pulslängen von 10 bis 100 ns einige 1  $\mu\text{m}$  genannt, welche tendenziell zu kürzeren Pulsen hin abnehmen. Diese Diffusionszone vergrößert die Tiefenausdehnung des Quellgebietes von anfangs einigen nm der Eindringtiefe um etwa den Faktor 1000. Im Vergleich zu der lateralen Ausdehnung der Quelle  $d$ , welche typischerweise im Bereich von 100 bis 2000  $\mu\text{m}$  liegt, gilt jedoch weiterhin die Annahme einer oberflächennahen, akustisch dünnen Quellscheibe erfüllt, sofern die Ungleichung

$$10 \cdot \delta_T \ll d \quad (2.43)$$

erfüllt bleibt. Wird nun die Eindringtiefe  $\delta$  durch die thermische Eindringtiefe  $\delta_T$  ersetzt und erneut der Temperaturanstieg abgeschätzt, so folgt ein deutlich realistischerer Wert in Höhe von etwa 50 K. Folglich sind bei den weiteren Betrachtungen Wärmeleitvorgänge stärker als bisher zu berücksichtigen sowie die thermische Diffusionszone  $\delta_T$  an Stelle der Eindringtiefe  $\delta$  zu verwenden. Um weiterhin der Betrachtung einer oberflächennahen Quellschicht gerecht zu werden, wird sich im Weiteren auf Quellgebiete mit einem Durchmesser größer 10  $\mu\text{m}$

beschränkt. [White, 1963] findet für die thermische Diffusionszone  $\delta_T$  den Begriff *thermal skin depth* und definiert damit in Anlehnung an die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen die Tiefe, bei der die Temperatur auf den  $1/e$ -fachen Bruchteil der maximalen Oberflächentemperatur abgesunken ist.

### 2.3.3. CTE-Modell der thermoelastische Quelle

Für eine erste Annäherung und die analytische Beschreibung der Abstrahlung laser-akustischer Quellen sei auf das Modell der klassischen Thermoelastizität zurückgegriffen. Dieses wurde von [Scruby and Drain, 1990] und [Hutchins et al., 1981] unter der Bezeichnung „coupled equations of classical thermoelasticity“ CTE weitestgehend analysiert und ist durch die Annahme einer unendlichen thermischen Diffusionsgeschwindigkeit gekennzeichnet. Das hat zur Folge, dass Effekte auf Grundlage der endlichen Größe der Anregungszone und der darin stattfindenden zeitlich-verzögerten thermischen Ausbreitungseffekte vernachlässigt werden. Demzufolge wird die Quelle lediglich als eine Punkt-Volumendehnung in der Oberfläche repräsentiert. Drei verschiedene Ansätze der daraus resultierenden Richtdiagramme im Fernfeld der Quelle führten zu exakt demselben Ergebnis. Dabei griff [Hutchins et al., 1981] auf ältere Arbeiten zurück und modellierte die akustische Quelle aus der Überlagerung von Oberflächenspannungen in Form zweier orthogonal liegender Kraftdipole  $D_{ii}$ , die parallel zur Oberfläche ausgerichtet sind.

$$D_{xx} = D_{yy} = \left(\lambda + \frac{2}{3}\mu\right) \cdot \delta V \quad (2.44)$$

Der zweite Ansatz der Herleitung, im Wesentlichen geführt von [Rose, 1984], geht zunächst von einer reinen Volumen-Punktquelle aus. Dieses ausschließlich Longitudinalwellen abstrahlende Gebiet platziert er knapp unter der Oberfläche und berechnet die Schwingungsamplituden im Fernfeld auf Basis der an der freien Oberfläche stattfindenden Reflexions- und Modenwandlungseffekte. Miteinander verwandt sind dagegen die Methoden von [Knopoff and Gangi, 1959] und [Kino and Stearns, 1985]. Auf Basis von Reziprozitätsbeziehungen erfolgt hier die Herleitung der Richtcharakteristik eines oberflächenparallelen Spannungsfeldes mit Hilfe der GREENSchen Funktion. Unter Nutzung der reziproken Gleichung

$$G_{ij,j'}^H(x, t; x', 0) = G_{ji,j'}^H(x', t; x, 0) \quad (2.45)$$

welche besagt, dass eine Verschiebung am Ort  $x'$  zum Zeitpunkt  $t$  als Antwort auf eine Kraftstörung am Punkt  $x$  einer Verschiebung am Punkt  $x$  zur Zeit  $t$  einer Kraft am Punkt  $x'$  entspricht. Nach diesem Tausch von Ursache und Wirkung sowie der Darstellung der Quellfunktion als Heaviside-Funktion der Kraft, folgt über räumliche Differentiation der Spannungstensor im Fernfeld. Eine ähnliche Herleitung von [Kino and Stearns, 1985], jedoch unter Nutzung des GAUSSSchen Integralsatzes, führt zu gleichen Ausdrücken. Als gemeinsames Ergebnis führen alle diese, hier nur kurz angerissenen Methoden auf die folgenden Ausdrücke der longitudinalen  $u_r(\theta)$  und transversalen Richtcharakteristiken  $u_\theta(\theta)$  mit dem Parameter  $k$  als Verhältnis von longitudinaler zu transversaler Wellengeschwindigkeit

$$u_r(\theta) = \frac{\sin 2\theta \sin 2\theta_2}{\sin^2 2\theta \sin 2\theta_2 + k^2 \cos^2 2\theta_2} \quad (2.46)$$

$$u_{\theta}(\theta) = \frac{\sin 4\theta}{\sin 2\theta \sin 2\theta_2 + k^2 \cos^2 2\theta_2} \quad (2.47)$$

mit

$$k = c_L/c_T \quad (2.48)$$

$$\sin \theta_1 = k \sin \theta \quad (2.49)$$

$$\sin \theta_2 = \sin \theta_0/k \quad (2.50)$$

$$\cos \theta_1 = (1 - \sin^2 \theta_1)^{1/2} \quad (2.51)$$

$$\cos \theta_2 = (1 - \sin^2 \theta)^{1/2} \quad (2.52)$$

Der Vergleich mit experimentell bestimmten Richtcharakteristiken, durchgeführt von den genannten Autoren, zeigt tendenzielle Übereinstimmungen, jedoch nicht für alle Winkelbereiche. Deutliche Abweichungen treten in der Nähe der Nullstellen ein, also im Bereich von  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  und für die transversalen Wellen zusätzlich nahe des kritischen Winkels  $\theta_k$ . Selbst bei Spotgrößen deutlich kleiner als die akustische Wellenlänge kann das Ausbleiben der Amplituden in Normalenrichtung nicht bestätigt werden. Die Ursache dafür wird in der thermischen Diffusion diskutiert, welche eingangs der Betrachtungen als vernachlässigbar eingeschätzt wurde. Dies wird nun in den folgenden Modellen versucht zu korrigieren.

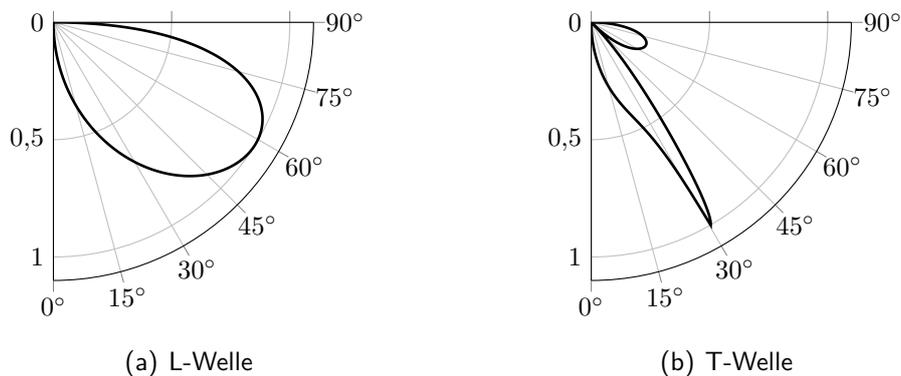


Abbildung 2.13.: Richtcharakteristiken der Fernfeldabstahlung der Longitudinalwelle a) und der Transversalwelle b) nach Gleichungen 2.46 und 2.47 der CTE

### 2.3.4. GTE-Modell der thermoelastische Quelle

Die wesentlichen Beiträge zur Entwicklung des Modells der „generalized thermoelasticity equations“ (GTE) lieferten [Rose, 1984], [Doyle, 1986], [McDonald, 1990] und [Zhang et al., 1997]. Während sich die erstgenannten Autoren auf eine möglichst genaue Beschreibung der epizentralen Schallanteile konzentrierten, entwickelte [Zhang et al., 1997] ein Modell zur Berechnung der Richtcharakteristiken unter Berücksichtigung der thermischen Leitfähigkeit. Motivation all dieser Arbeiten war die nicht zufriedenstellende Deckung zwischen den Berechnungen der CTE und den experimentell bestimmten Ergebnissen.

Eine Diskussion der Ursache der Abweichungen lässt sich mathematisch, wie auch physikalisch führen. Während in der CTE die partielle Differentialgleichung einer linearen Transportgleichung der Form  $\frac{\partial u(x,t)}{\partial x} + \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} = 0$  mit der Lösung  $u(x,t) = g(x-t)$  die Rand- und Anfangsbedingungen in parabolischer Form definiert wurden, erfolgt in der GTE eine hyperbolische Beschreibung. Neben den räumlichen Randbedingungen und zeitlichen Anfangswerten der CTE fließen in der GTE zusätzlich noch die ersten Ableitungen der Anfangswerte ein. Besonders [Zhang et al., 1997] bemängelt die fehlende experimentelle Bestätigung für wachsende Quelldurchmesser. Physikalisch gesehen ist dies leicht verständlich, wenn man sich vor Augen führt, dass in der CTE die Quelle als punktförmig beschrieben wird, auch wenn real stets eine Kreisscheibe für die Anregung verantwortlich ist. Die in der CTE angenommene unendlich große thermische Diffusionsgeschwindigkeit muss demzufolge für Abweichungen sorgen. In der GTE wird dagegen der endlichen Wärmeausbreitungsgeschwindigkeit in der Anregungszone Rechnung getragen, welche typischerweise sehr nahe der longitudinalen Schallgeschwindigkeit  $c_L$  liegt. Es wird darüber hinaus gezeigt, dass ein Gleichsetzen von  $c_L$  und der Wärmeleitgeschwindigkeit zu nachweislich vernachlässigbar geringen Abweichungen, dafür jedoch zu deutlichen Vereinfachungen in den Herleitungen führt. Als Ergebnis lässt sich festhalten, dass die GTE die momentan umfassendste analytische Beschreibung der thermoelastischen Pulsanregung darstellt, mit deren Hilfe die laser-akustischen Anregung hinsichtlich ihrer Hauptquellwirkung sowie einiger untergeordneter Effekte studiert werden kann.

Abbildung 2.14 zeigt ein klassisches Beispiel des Schalldurchgangs durch einen Körper endlicher Höhe sowie den prinzipiellen Verlauf des breitbandigen Signals der Normalenauslenkung im Epizentrum. Charakteristisch sind dabei die negative Stufe beim Eintreffen der longitudinalen

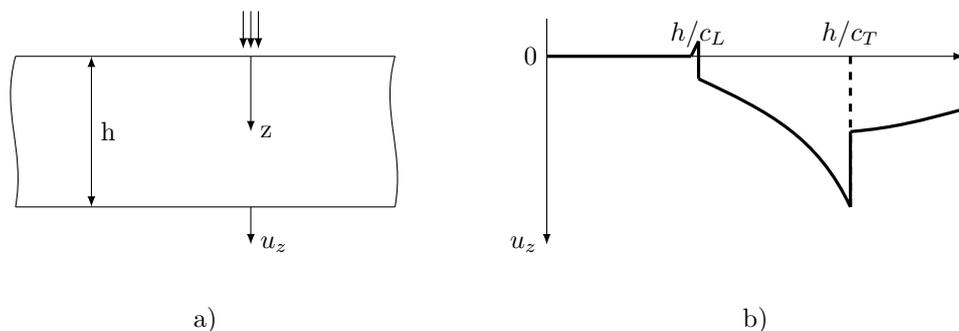


Abbildung 2.14.: Modell der epizentralen Schallauslenkung an einem Körper endlicher Höhe  $h$  in a) und prinzipieller Signalverlauf nach GTE in b)

Welle, das anhaltende Zurückweichen der Oberfläche sowie der starke positive Sprung beim Eintreffen der Transversalwelle. Besondere Aufmerksamkeit wurde dem kleinen positiven Sprung unmittelbar vor dem Einsetzen der Longitudinalwelle geschenkt. Während [Hutchins, 1988] dessen Ursache in einer Modenwandlung der thermischen Welle zu einer longitudinalen Schallwelle begründet sieht, ist [Doyle, 1986] mehr von einer Normalkraftquelle, hervorgerufen durch die thermische Diffusion in der Quellzone überzeugt. Übereinstimmung finden sie dagegen bei der Analyse der Amplitude der Sprünge der L- und T-Welle. Unabhängig voneinander wurde der Beweis geführt, dass deren Amplitudenverhältnis ausschließlich eine Funktion der Poisson-Zahl ist.

Eine weitere Gemeinsamkeit der Arbeiten zur GTE ist, dass stets ausgedehnte Quellen, z. B. durch räumliche Integration oder Verwendung der GREENSchen Funktion gerechnet wurden. Angewendet auf den epizentralen Zeitverlauf zeigt sich bei einer Vergrößerung des Quelldurchmessers ein zunehmendes Abflachen bzw. Verrunden der steilen Signalfanken. Darüber hinaus zeigt [Scala and Doyle, 1989], dass sich räumlich ausgedehnte Quellen durch eine Überlagerung bzw. Integration von Punktquellen synthetisieren lassen. Die für die Rayleigh-Welle durchgeführte experimentelle Überprüfung zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten und unterstützt gleichzeitig die in dieser Arbeit zugrundeliegende Annahme einer zulässigen Punktquellenüberlagerung für Volumenwellen.

Während sich der Großteil der genannten Autoren auf eine möglichst genaue Beschreibung des epizentralen Zeitsignals konzentrierten, führte [Zhang et al., 1997] die GTE zu einem Ausdruck über die Winkelabhängigkeit der Schallamplituden. Unter Berücksichtigung der thermischen Parameter des Materials sind die Ergebnisse zwar realitätsnaher als die der CTE, wie z. B. durch [Scruby and Drain, 1990] publiziert, jedoch erkauft man sich diese Verbesserung durch eine lediglich monofrequente Gültigkeit. Im Gegensatz zur Punktquellenbeschreibung der CTE, in der die Richtfunktion *ausschließlich* vom Verhältnis  $c_L$  zu  $c_T$  abhängig war, sind nun zusätzlich die Frequenz  $f$  und der Quelldurchmesser  $D$  Parameter der Ergebnisse. Ausgangspunkt dieser Arbeiten sind die thermische Diffusionsgleichung in der Form

$$\kappa \nabla^2 T - \rho C \frac{\partial T}{\partial t} = -Q \quad (2.53)$$

sowie die thermoelastische Verschiebungsgleichung

$$(\lambda + 2\mu) \nabla (\nabla \cdot U) - \mu \nabla \times \nabla \times U - \rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \alpha (3\lambda + 2\mu) \nabla T. \quad (2.54)$$

Nach Annahme eines axialsymmetrischen Problems (z. B. Gaußstrahl) und Anwenden der Hankeltransformation folgen die Richtcharakteristiken der L- und T-Welle  $\Psi_L$  bzw.  $\Psi_T$  in der Form einer Summe

$$\Psi_{L,T} = \Psi(\theta) = p_1(\theta) \cdot e^{i(\omega t - kR)} + p_2(\theta) \cdot e^{i(\omega t - kR)}. \quad (2.55)$$