

**Optoakustische Tomographie
mit laserinduziertem Ultraschall
in der medizinischen Diagnostik**

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover

zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Stefan Lohmann
geboren am 12.02.1969 in Bonn

1998

Referent: Prof. Dr. W. ERTMER
Korreferent: Prof. Dr. H. WELLING
Tag der Promotion: 19.06.1998

Mr. Bell, if you hear what I say,
come to the window and wave your hat !

S. TAINTER zu A.G. BELL bei der Realisierung des
"Photophones" 1880 in Washington

Zusammenfassung

Aufgrund einer Vielzahl teilweise spektakulärer Erfolge und revolutionärer Behandlungsmethoden wuchs die Akzeptanz medizinischer Laseranwendungen bei Ärzten und Patienten bislang stetig. Der minimal invasive und berührungsfreie Charakter des Laserlichts eröffnet dabei ebenso wie die einfache Durchführbarkeit endoskopischer Anwendungen mittels optischer Fasern ständig neue Möglichkeiten in der medizinischen Therapie und Diagnostik. Die räumliche Präzision und die Möglichkeit zur selektiven Bearbeitung einzelner Gewebetypen übertreffen zudem in den meisten Fällen die mit herkömmlichen Methoden erreichbaren Resultate. Ungeachtet dessen fehlt es den meisten Behandlungskonzepten bislang an zuverlässigen Kontrollmechanismen zur Überwachung der komplexen und größtenteils sehr schnell ablaufenden Prozesse, die mit Hilfe der Laserbestrahlung induziert werden. Eine Möglichkeit zur dosimetrischen Überwachung und patientenspezifischen Dosierung der applizierten Laserenergie besteht in den meisten Fällen nicht.

Mit der optoakustischen Tomographie wurde in dieser Arbeit eine Methode realisiert, die eine Beurteilung des Gewebezustandes im behandelten Areal in Echtzeit gestattet. Das Meßverfahren basiert auf der Erzeugung transientscher thermoelastischer Drücke durch eine Bestrahlung mit kurzen Laserpulsen. Durch die damit verbundene Erwärmung des bestrahlten Gewebes und dessen anschließende schnelle Expansion entstehen akustische Transienten mit Frequenzkomponenten im Ultraschallbereich bis zu einigen 100 MHz. Der zeitliche Verlauf und die spektrale Zusammensetzung dieser Drucktransienten lassen Rückschlüsse auf die optischen Eigenschaften des bestrahlten Areals zu. Substrukturen in biologischem Gewebe können lokalisiert oder gar auf der Grundlage der ermittelten optischen Eigenschaften funktionell klassifiziert werden.

Auf der Grundlage theoretischer Überlegungen konnten signalverändernde Einflüsse bei der Entstehung und Ausbreitung laserinduzierter Drucktransienten im Gewebe erkannt und berücksichtigt werden. Die sich bei der Anwendung optischer Diagnoseverfahren stets problematisch auswirkenden starken optischen Streueigenschaften biologischen Gewebes wurden darüber hinaus ebenfalls integriert.

Zur Signalaufnahme wurde ein System konzipiert und verwirklicht, welches gleichzeitig die Applikation der Laserstrahlung über eine Faseroptik und die Detektion der induzierten Drucktransiente mit Hilfe piezoelektrischer PVDF-Folien ermöglicht. Durch die Integration eines besonders rauscharmen und breitbandigen Verstärkers gelang dabei eine erhebliche Steigerung der Empfindlichkeit der Drucksensoren. So konnten Druckamplituden unter 100 mbar mit einer zeitlichen Auflösung von besser als 5 ns nachgewiesen und einer Interpretation hinsichtlich der optischen Eigenschaften des bestrahlten Mediums zugeführt werden. Das dabei erreichte axiale Auflösungsvermögen liegt für Gewebetiefen bis zu einigen Millimetern bei 20-30 μm , was der Größenordnung einzelner Zellen entspricht. Detektierbare optische Absorptionskoeffizienten liegen in einem Bereich von einigen 1 cm^{-1} bis hin zu 1000 cm^{-1} , womit ein Großteil der bei relevanten Wellenlängen auftretenden Werte für biologisches Gewebe abgedeckt wird.

Nach ersten erfolgreichen Messungen an menschlicher Haut *in vivo* kann bilanziert werden, daß sämtliche Grundlagen zum Aufbau eines "intelligenten" therapeutischen Lasersystems geschaffen wurden, mit dem eine aktive Steuerung des operativen Eingriffs in Echtzeit realisierbar ist.

Schlagwörter: laserinduzierte Drucktransienten, optische Eigenschaften, On-line-Dosimetrie

Abstract

The acceptance of medical laser applications has increased continuously in the past due to new treatment processes, some with very high rates of success. The special properties of laser radiation, i.e. minimum invasivity and non-tactile applications as well as easy use of endoscopic applications by means of optical fibres render new possibilities in medical therapy and diagnosis. In most cases, the spatial precision and possibility of a selective treatment of distinct tissue types achieves better results than regular methods. Nevertheless, most treatment concepts lack reliable control mechanisms for an observation of the complex and fast processes induced by laser irradiation. Therefore, a specified dosis of the applied laser energy for each patient is difficult.

Due to this, in this work the method of optoacoustic tomography was realized. It allows for an evaluation of the state of the treated tissue in real-time. The measurement process is based upon generation of thermoelastic pressure transients by short pulsed laser irradiation. The associated heating of the tissue, accompanied by a fast expansion, leads to the generation of acoustic transients with frequency components in the ultrasonic region up to a few 100 MHz. From the temporal development and the spectral composition of these transients, the optical properties of the irradiated area can be concluded. Substructures in biological tissues can be localized and classified functionally according to their optical properties.

Based on theoretical considerations, all distorting influences on the signal during generation and propagation of laser-induced pressure transients could be recognized and taken into account. Moreover, the strong optical scattering of biological tissues, which always cause problems in optical diagnosis processes, could also be integrated.

A signal recording system, which enables application of the laser irradiation via fibre optics and the detection of the induced pressure transient by means of piezoelectric PVDF-films simultaneously, was designed and realized. Through integration of a low-noise broadband amplifier, an appreciable increase of the sensitivity of the pressure transducers was obtained. Pressure amplitudes below 100 mbar could be detected with a temporal resolution of better than 5 ns and they could be interpreted regarding the optical properties of the irradiated medium. For tissue depths up to a few millimetres, axial resolutions of 20-30 μm , corresponding to the size of single cells, were achieved. Detectable optical absorption coefficients range from a few 1 cm^{-1} to 1000 cm^{-1} , covering the values of biological tissue for most relevant wavelengths.

After first successful characterizations of human skin *in vivo*, it can be concluded that all the fundamentals for the construction of an 'intelligent' therapeutic laser system, which allows for an active regulation of surgical operations, have been realized.

Keywords: laser-induced pressure transients, optical properties, on-line-dosimetry

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Lichtausbreitung im Gewebe	7
2.1	Strahlungstransporttheorie	8
2.2	MONTE CARLO - Simulation	17
3	Der Optoakustische Effekt	21
3.1	Historische Entwicklung und Stand der Technik	22
3.2	Entstehung laserinduzierten Ultraschalls	25
3.2.1	Der Lichtdruck	26
3.2.2	Kräfte auf ein Medium im elektromagnetischen Feld	27
3.2.3	Thermooptische Effekte	28
3.2.4	Rückstoßinduzierte Drucktransienten	31
3.2.5	Akustische Transienten im umgebenden Medium	33
3.2.6	Bewertung der diskutierten Mechanismen	34
3.3	Das räumliche und zeitliche Druckverhalten	38
3.3.1	Akustische und hydrodynamische Grundlagen	38
3.3.2	Lösung der inhomogenen Wellengleichung für Absorber: Das Konzept der Transferfunktionen	50
3.3.3	Interpretation der Lösung	56
3.3.4	Optoakustische Diffraktion	62
3.3.5	Inhomogene und streuende Medien	72
4	Experimentelle Methoden der optoakustischen Tomographie	85
4.1	Charakterisierung der Meßgrößen	86
4.2	Versuchsaufbau zur Detektion laserinduzierter Drucktransienten	87
4.3	Druckmessung mittels piezoelektrischer PVDF-Folien	89
4.3.1	Der piezoelektrische Effekt	89
4.3.2	Piezoelektrische PVDF-Folien	92
4.3.3	Elektronische Schaltungskonfigurationen	96
4.4	Das Drucksensorsystem	99
4.4.1	Drucksensoren im Transmissionsmodus	99
4.4.2	Drucksensoren im Reflexionsmodus	101
4.4.3	Empfindlichkeit und Kalibrierung der PVDF-Folien	106
4.5	Lasersysteme	111
4.5.1	XeF-Excimerlaser	111
4.5.2	Farbstofflaser	113
4.6	Gewebephantome	115
4.6.1	Gelatineproben	115
4.6.2	Silikonproben	116

5	Optoakustische Tomographie an biologischem Gewebe und gewebeähnlichen Substanzen	117
5.1	Messungen im Transmissionsmodus	118
5.1.1	Homogene Proben	118
5.1.2	Schichtsysteme	124
5.1.3	Heterogene Proben	126
5.2	Messungen im Reflexionsmodus	127
5.2.1	Homogene Proben	128
5.2.2	Schichtsysteme	128
5.2.3	Heterogene Proben	129
5.3	Messungen an biologischem Gewebe <i>in vivo</i>	133
6	Schlußfolgerungen und Ausblick	137
7	Literaturverzeichnis	141
8.	Anhang	153
A	Liste der verwandten Symbole	153
B	Akustische und hydrodynamische Phänomene	159
i	Dissipative Effekte: Schallabsorption	159
ii	Reflexion und Brechung an Grenzschichten	160
iii	Nichtlineare Effekte für endliche Schallamplituden	163
iv	Akustische Beugung	164
C	Physikalische Eigenschaften biologischen Gewebes	168
D	Tomographische Verfahren der medizinischen Diagnostik	172
E	Liste der Veröffentlichungen	177
F	Lebenslauf und Bildungsweg	179

Kapitel 1

Einleitung

Für eine Vielzahl von Anwendungen in der medizinischen Diagnostik und Therapie ist der Laser seit seiner Entwicklung vor nunmehr fast 40 Jahren zu einem unentbehrlichen Instrument geworden. Gegenüber klassischer elektromagnetischer Strahlung zeichnet sich Laserstrahlung durch geringe Divergenz, hohe Kohärenz und damit verbundene Monochromasie aus. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit zur Erzeugung zeitlich extrem kurzer Pulse. Während der Kohärenz in medizinischen Laseranwendungen oftmals eine nur sekundäre Bedeutung zukommt, lassen sich aufgrund der weiteren Eigenschaften des Laserlichts Diagnose- und Therapieformen erschließen, die mittels herkömmlicher Methoden gar nicht oder nur mit vergleichsweise unbefriedigenden Resultaten durchführbar wären.

So kann infolge der Fokussierbarkeit der Laserstrahlung biologisches Gewebe mit hoher räumlicher Präzision bearbeitet werden, wodurch eine Vielzahl komplizierter mikrochirurgischer Lasereingriffe insbesondere in der Ophthalmologie (Augenheilkunde) den Status einer Routineoperation erlangen konnten. Ebenfalls bedingt durch Fokussierbarkeit und geringe Divergenz eignet sich Laserstrahlung hervorragend zur Einkopplung in optische Fasern und eröffnet dadurch völlig neue Möglichkeiten hinsichtlich endoskopischer Anwendungen. Die spektrale Reinheit verleiht der Laserstrahlung ein hohes Maß an Selektivität bezüglich unterschiedlicher Gewebetypen, was beispielsweise bei der Entfernung von Tätowierungen, der Behandlung des Feuermals oder der Tumorsektion von großer Bedeutung ist. Lasermedizinische Eingriffe zeichnen sich demzufolge durch ihren minimal invasiven Charakter aus. In aller Regel können sie berührungslos und damit vollkommen aseptisch erfolgen.

In der Vielzahl der Einsatzmöglichkeiten ergeben sich sehr unterschiedliche Anforderungen an den jeweils verwandten Laser. Daher erstreckt sich der Raum der im Einzelfall zu wählenden Laserparameter über einen großen Wertebereich. Neben der Wellenlänge der Laserstrahlung sind dies die Einwirkzeit (Pulsdauer) und die applizierte Leistungs- bzw. Energiedichte. Basierend auf den Parametern unterscheidet man verschiedene Mechanismen der Laser-Gewebe-Wechselwirkung [Bou 86]. Diese wurden bereits in einer Vielzahl von Bibliographien und Publikationen diskutiert [Ber 89, Lub 94, Spa 96].

Sämtliche dort beschriebene Mechanismen sind therapeutischer Natur. Die Einwirkung der Laserstrahlung auf das Gewebe führt somit erwünschtermaßen zu irreversiblen Veränderungen des behandelten Areal. Applizierte Energiedichten variieren von $0,1 \text{ J/cm}^2$ bis 100 J/cm^2 . Weitaus größer ist der Wertebereich der Einwirkzeiten: Photochemische Prozesse werden mittels kontinuierlicher Strahlung im Minuten- bis Stundenbereich induziert. Auch für die Koagulation und die Vaporisation bedarf es noch quasikontinuierlicher Wechselwirkungszeiten von einigen Millisekunden bis Sekunden. Gepulste Anwendungsformen sind die Photoablation mit Laserpulsdauern von einigen ns bis $100 \mu\text{s}$ und die Photodisruption bei ps- bis ns-Pulsen.

Aus den sich ständig erweiternden medizinischen Anwendungsfeldern des Lasers ergibt sich gleichermaßen die Notwendigkeit einer dosimetrischen Überwachung. Insbesondere bei den kurzen Applikationszeiten bedarf es einer Kontrolle. Die dabei notwendigen Zeitkonstanten eines Steuer- und Regelmechanismus sind jedoch für menschliche Reaktionszeiten zu kurz, so daß die Kontrolle nicht vom behandelnden Arzt selbst durchgeführt werden kann. Vielmehr muß die Wahl der Laserparameter vor der Behandlung auf seiner Erfahrung und Einschätzung basieren. Eine Möglichkeit zur patientenspezifischen Dosimetrie oder gar zur Regelung innerhalb der Behandlungszeit besteht somit nicht, was bislang einen Großteil medizinischer Laseranwendungen noch nicht aus dem Status des "Trial and Error" herauswachsen ließ.

Aus diesen Umständen ergibt sich der dringende Bedarf einer apparativen Überwachungsmöglichkeit, die eine dosimetrische Kontrolle der Therapie in Echtzeit gestattet. Diese kulminiert in der Entwicklung eines in diesem Zusammenhang vielfach diskutierten "intelligenten Lasers". Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher die Grundlagen zur Einführung einer neuen Methode der On-line-Diagnostik erarbeitet (griech.: Diagnostik = *Fähigkeit zum Unterscheiden*).

Das Verfahren basiert auf der Erzeugung transientser Drücke durch die Einstrahlung kurzer Laserpulse. Eine Analyse des zeitlichen und spektralen Verhaltens der Drucktransiente ermöglicht Rückschlüsse auf die optischen Eigenschaften des bestrahlten Mediums. In diesem Zusammenhang wurden Untersuchungen zur Meßtechnik und theoretische Modellierungen hinsichtlich der Signalaufnahme und Rekonstruktion durchgeführt. Eine erste qualitative Beschreibung dieser optoakustischen Methode folgt noch in diesem Kapitel.

Das Ziel aller diagnostischen Anwendungen ist eine Charakterisierung des Zustandes biologischen Gewebes oder auch lediglich eine Klassifizierung des Gewebetyps. Eine präzisere Umschreibung der in dieser Arbeit behandelten Thematik kann mittels des Begriffs der "Tomographie" erfolgen, die sich als ein Teilgebiet aus dem breiten Anwendungsfeld der Diagnostik versteht. Mit Hilfe tomographischer Methoden können einzelne Körperschichten und insbesondere sagittale Schnitte des Körperinnern dargestellt werden (griech.: tomos = *Schnitt*, graph = *Bild*). Um eine Einordnung der Arbeit in den thematischen Gesamtkontext zu ermöglichen, müssen die wichtigsten tomographischen Verfahren der medizinischen Diagnostik mit dem der optoakustischen Tomographie verglichen werden. Eine vertiefende Beschreibung der Verfahren findet sich in Anhang D.

Bei einem kritischen Vergleich hinsichtlich der Einsetzbarkeit für eine Echtzeit-Dosimetriekontrolle therapeutischer Laseranwendungen stellt man fest, daß sich in letzter Konsequenz keine der etablierten Diagnosemethoden als Routineverfahren eignet. Der Nachteil ionisierender Strahlung bzw. der Invasivität und damit die Belastung umliegender Gewebeareale sprechen gegen die Verfahren der Röntgen-Computer-Tomographie und Szintigraphie bzw. Fluoreszenzdiagnostik. Hohe Kosten infolge des hohen apparativen Aufwandes hinsichtlich der Signalaufnahme und der Bildrekonstruktionsalgorithmen verbieten eine häufige Anwendung der Computer-Tomographie und der Kernspin-Resonanz. Diese gestatten aufgrund der engen Geometrie der Meßapparatur in derartigen Geräten überdies keine Anwesenheit behandelnder Ärzte.

Die neueren Methoden der optischen Tomographie und der optischen Kohärenz-Tomographie (OCT) können infolge ihrer zumeist aufwendigen Rekonstruktionsalgorithmen den zeitlichen Anforderungen einer On-line-Kontrolle nicht gerecht werden. Die im Fall der OCT notwendige exakte Justage verhindert eine Anwendung im Operationsalltag oder im ambulanten Einsatz, wo Bewegungen des Patienten und der Apparatur unvermeidbar sind.

Eine Vielzahl insbesondere endoskopischer Eingriffe und Therapien wird gegenwärtig bereits mittels der Ultraschallverfahren überwacht. Die Zielsetzung besteht dabei jedoch zumeist in der Lokalisierung eines ärztlichen Instruments. Der Zustand eines behandelten Areals ist der Ultraschallmethode in der Regel unzugänglich, da die Zielgröße der akustischen Impedanz diesbezüglich kaum Rückschlüsse zuläßt.

Um zu verdeutlichen, daß die zuvor erwähnten Nachteile auf die Methode der optoakustischen Tomographie überwiegend nicht zutreffen, bedarf es einer ersten qualitativen Beschreibung dieses Verfahrens. Es wird in Abb. 1 veranschaulicht.

A priori existieren zwei Detektionsgeometrien, die jeweils gemeinsam mit einem typischen gemessenen Drucksignalverlauf dargestellt sind. In beiden Fällen trifft gepulste Laserstrahlung auf die zu untersuchende Probe. Die Strahlung breitet sich in Abhängigkeit von deren optischen Eigenschaften aus. Falls die optische Absorption des Mediums nicht verschwindet, kommt es zu einer schnellen Erwärmung, die von einer Volumenexpansion begleitet wird. Dadurch wird eine Drucktransiente in das Medium eingekoppelt, deren zeitliches Verhalten die Lichtverteilung reproduziert. Nach einer Detektion der Drucktransiente mit anschließender Interpretation sind Rückschlüsse auf die optischen Eigenschaften der Probe möglich.

Die zeitaufgelöste Detektion erfolgt mittels piezoelektrischer Drucksensoren entweder im Transmissionsmodus (Abb. 1, links) oder im Reflexionsmodus (Abb. 1, rechts). Für letzteren bedarf es eines akustisch angekoppelten und optisch transparenten Mediums zwischen der Probe und dem Drucksensor, um eine gleichzeitige Applikation der Laserstrahlung und eine Detektion der Drucktransiente auf der dem Laser zugewandten Seite zu ermöglichen. Diese Anordnung gestattet Messungen am lebenden Gewebe (*in vivo*).

Auch eine Lokalisierung und Charakterisierung von Substrukturen und damit eine Tomographie im eigentlichen Sinn ist möglich. Voraussetzung dafür ist die ausreichende Deponierung von Lichtenergie und ein Kontrast der optischen Eigenschaften, so daß in der Substruktur ebenfalls eine detektierbare Drucktransiente induziert werden kann. Zu diesem Zweck darf die optische Dichte der oberen Gewebeschichten nicht zu groß sein.

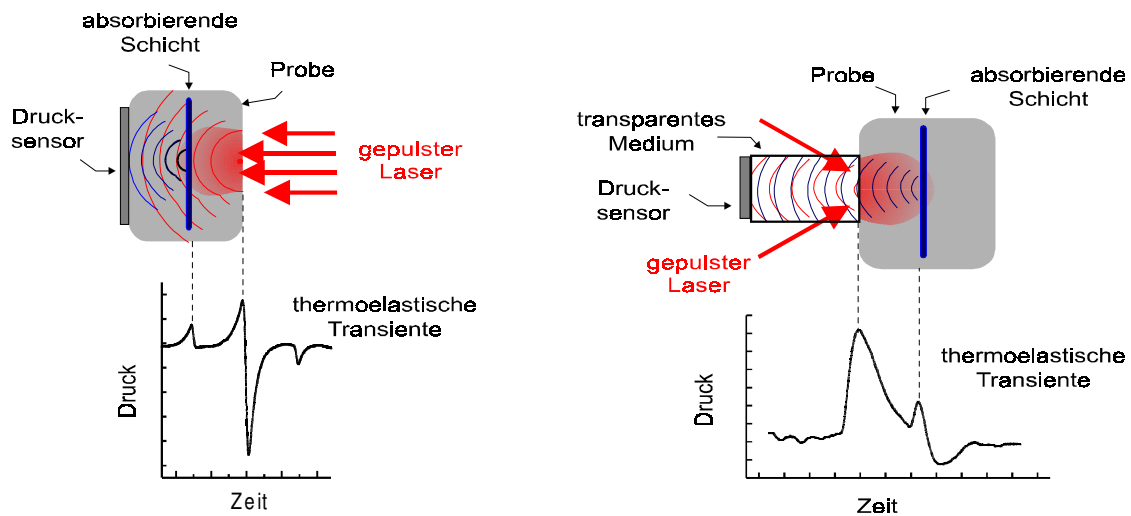


Abbildung 1: Schematische Darstellung der beiden verwandten Detektionsgeometrien und typischer gemessener Drucksignalverläufe. Die sich infolge der applizierten gepulsten Laserstrahlung in der Probe einstellende Lichtverteilung wird in dem zeitlichen Verhalten der induzierten Drucktransiente reproduziert. Dieser Umstand ermöglicht Rückschlüsse auf die optischen Eigenschaften der Probe.

Die zeitaufgelöste Detektion der Drucktransienten erfolgt mittels piezoelektrischer Drucksensoren entweder im Transmissionsmodus (links) oder im Reflexionsmodus (rechts). Für letzteren bedarf es eines akustisch angekoppelten und optisch transparenten Mediums zwischen der Probe und dem Drucksensor. In dem jeweils unten dargestellten zeitlichen Verlauf der Ausgangsspannung am Drucksensor sind die nachgewiesenen Drucktransienten durch eine gestrichelte Linie markiert.

Auch Substrukturen können lokalisiert und hinsichtlich ihrer optischen Eigenschaften klassifiziert werden, falls die optische Dichte der darüber liegenden Gewebeschichten die Deponierung eines hinreichenden Anteils der applizierten Energie ermöglicht.

Die Energiedichte der applizierten Laserstrahlung liegt im subablativen Bereich und die induzierten Erwärmungen und Druckamplituden bleiben mit wenigen Grad bzw. um 10 bar unterhalb der für eine irreversible Veränderung des bestrahlten Gewebes notwendigen Werte. Ebenso bleibt eine Belastung mit ionisierender Strahlung aus. Die Methode der optoakustischen Tomographie ist somit *vollständig zerstörungsfrei* und *nicht invasiv*.

Zudem sind die entstehenden Kosten vergleichsweise gering. Wie auch im weiteren Verlauf der Arbeit noch gezeigt wird, ist eine Integration in bestehende Applikationssysteme aufgrund der Kompaktheit und der räumlichen Variabilität der zur Meßwertaufnahme benötigten apparativen Voraussetzungen problemlos möglich. Die erreichbare räumliche Auflösung von 20-30 μm ist vergleichbar mit der in der OCT realisierten, die Meßzeit sowie der mathematische Aufwand mit der Rechenzeit der benötigten Rekonstruktionsalgorithmen sind jedoch vergleichsweise gering.

Im Gegensatz zu den Ultraschallverfahren ermöglichen die hier detektierten Drucktransienten zusätzlich zu einer Lokalisierung von Substrukturen Rückschlüsse auf die *optischen* Eigenschaften der zu untersuchenden Probe.

Darüber hinaus ist auch die Anwendungsmöglichkeit des optoakustischen Mechanismus als reine Ultraschallquelle bemerkenswert. Akustisch sehr harte Materialien wie beispielsweise

Zahnhartsubstanz bleiben konventionellen Ultraschallverfahren unzugänglich, da bereits bei der Schalleinkopplung an dem akustischen Impedanzsprung große Verluste entstehen.

Diese entfallen bei einer Erzeugung der Ultraschallwellen innerhalb der Substanz. Derartige Überlegungen verleihen den bei der Bestrahlung entstehenden Drucktransienten auch die Bezeichnung "laserinduzierter Ultraschall".

Gepulste Laseranwendungen sind stets mit der Entstehung derartiger Drucktransienten verbunden, wie sie für eine zuverlässige Charakterisierung des behandelten Areals benötigt werden. Die beschriebene Methode der optoakustischen Tomographie eignet sich daher in besonderem Maße als Routineverfahren für eine On-line-Dosimetriekontrolle bei medizinischen Lasereingriffen.

Um die hier zunächst nur kurz diskutierte Wirkungsweise der optoakustischen Methode systematisch zu erarbeiten, wird in Kapitel 2 zunächst die Ausbreitung des Laserlichts in biologischem Gewebe beschrieben. Der sich nach der Bestrahlung in absorbierenden Medien einstellende optoakustische Mechanismus, infolgedessen es zur Ausbildung transienter Drücke kommt, ist Gegenstand des Kapitels 3.

Kapitel 4 stellt die verwandten experimentellen Methoden sowie die Durchführung der Messungen dar. Deren Ergebnisse werden in Kapitel 5 vorgestellt.

Kapitel 6 beinhaltet schließlich abschließende Bewertungen und Diskussionen der erreichten Resultate. Auf diesen basiert auch der Ausblick bezüglich erster *klinischer* Anwendungen des Verfahrens der optoakustischen Tomographie.

Kapitel 2

Lichtausbreitung im Gewebe

Eine zuverlässige Anwendung der in dem einleitenden Kapitel beschriebenen Diagnoseverfahren setzt eine Kenntnis der Wirkungsweise des jeweils benutzten Mechanismus voraus. So muß für eine Interpretation der mittels Röntgenverfahren gewonnenen Aufnahmen die Absorptionscharakteristik der Strahlung im Gewebe bekannt sein. Kernspintomographie basiert auf den unterschiedlichen kernmagnetischen Relaxationszeiten einzelner Elemente. Für eine Deutung von Ultraschallsignalen ist deren Ausbreitungscharakteristik im Gewebe von entscheidender Bedeutung.

Entsprechende Aussagen gelten insbesondere auch für das Verfahren der optoakustischen Tomographie. Hierbei wird durch die Applikation elektromagnetischer Strahlung im ultravioletten bis mittelinfraroten Spektralbereich ein transientes Ultraschallsignal erzeugt. Dieses wird als Meßgröße detektiert, um daraus Rückschlüsse auf die Zielgröße der Verteilung der im folgenden als "Licht" bezeichneten Strahlung zu ermöglichen. Die Entstehung und die Ausbreitungscharakteristik derartiger laserinduzierter Drucktransienten wird ausführlich in Kapitel 3 diskutiert. Allgemeinere Betrachtungen hinsichtlich der Akustik und Hydrodynamik im Ultraschallbereich findet man im Anhang B. Die Detektion der Signale mittels piezoelektrischer Drucksensoren ist Gegenstand des Kapitels 4.

In diesem Kapitel soll gemäß der kausalen Abfolge zunächst die Entstehung der Lichtverteilung als Zielgröße besprochen werden. Diese wird bestimmt durch die optischen Eigenschaften des bestrahlten Mediums. Im einzelnen sind dies die Wahrscheinlichkeiten für einen Absorptionsvorgang und für einen Streuvorgang sowie die räumliche Richtungsverteilung gestreuter Strahlung. Die Mechanismen für die optische Absorption und Streuung werden im folgenden Abschnitt 2.1 eingehend konkretisiert. Es sei an dieser Stelle vorweggenommen, daß die Absorptionsvorgänge als solche schließlich die Ursache für die Erwärmung des bestrahlten Areal und die damit verbundene Entstehung eines transienten Drucksignals sind (vgl. Kap. 3). Hinsichtlich der Modellvorstellung für das Licht ist es in fast allen Fragestellungen der Lichtausbreitung im Gewebe zulässig, das Licht als Partikelstrom zu betrachten und somit das Teilchen- bzw. Photonenbild heranzuziehen.

Welleneigenschaften wie Kohärenz und Polarisierung und die darauf basierenden Phänomene Interferenz oder Beugung spielen nur eine sehr untergeordnete Rolle. An Stellen, wo die Wellennatur des Lichts von Interesse ist, wird ausdrücklich darauf hingewiesen. Dies ist beispielsweise in dem diagnostischen Verfahren der OCT der Fall (vgl. Kap. 1), wo dem Kohärenzaspekt eine fundamentale Bedeutung zukommt.

Inelastische Streuprozesse, wie sie in der Fluoreszenzdiagnostik betrachtet werden müssen (vgl. Kap. 1), werden im Rahmen der in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen ebenfalls vernachlässigt. Gleiches gilt für die azimutale Abhängigkeit der bereits erwähnten Richtungsverteilung der Streueignisse. Diese verschwindet für radialsymmetrische Streuzentren, was in biologischem Gewebe in guter Näherung erfüllt ist. Ausnahmen hiervon werden in Anhang C behandelt.

In Abschnitt 2.1 wird mit der Strahlungstransporttheorie zunächst ein analytischer Ansatz zur Beschreibung der Lichtausbreitung im Gewebe eingeführt.

Die darauf basierende analytische Lösung der Diffusionstheorie berücksichtigt insbesondere die starken Streueigenschaften biologischen Gewebes. Anschließend wird in Abschnitt 2.2 mit der MONTE-CARLO-Methode ein numerisches Lösungsverfahren zur Simulation einzelner Photonenwege vorgestellt. Aufgrund der Komplexität der Thematik ist eine Beschränkung auf die in der optoakustischen Tomographie essentiellen Aspekte erforderlich. Insbesondere werden jeweils die Vor- und Nachteile beider Vorgehensweisen sowie die sich daraus ergebenden Konsequenzen hinsichtlich der Berechnung von Druckprofilen in der optoakustischen Tomographie erläutert. Für eine umfassende Beschreibung der Lichtausbreitung in streuenden Medien und in biologischem Gewebe insbesondere sei auf die Vielzahl der Publikationen und Bibliographien zu diesem Thema verwiesen. Als Beispiel dafür seien an dieser Stelle [Cas 67, Ish 78, Kei 93, Ost 98, Pra 88, Spa 96, Wel 95] genannt, weitere Verweise erfolgen in den beiden kommenden Abschnitten.

2.1 Strahlungstransporttheorie

Eine umfassende analytische Beschreibung der Ausbreitung von Licht in stark streuenden Medien stellt in den meisten Fällen ein nahezu unlösbares Problem dar. Bedingt durch die komplexe Struktur der räumlichen Streucharakteristik ist eine mathematische Erfassung dieses Sachverhalts mit großen Schwierigkeiten verbunden. Diese erweisen sich als unüberwindbar, falls die Streuzentren von einer idealen Kugelsymmetrie oder zumindest der Form eines Rotationsellipsoids abweichen. Gerade dies ist in der Natur jedoch zumeist der Fall (vgl. Anhang C). Ein mathematischer Ansatz zur Handhabung derartiger Streuvorgänge wurde bereits vor der Entwicklung des Lasers im Zusammenhang mit astronomischen und meteorologischen Fragestellungen der Lichtausbreitung in Atmosphären und Wolken von CHANDRASEKHAR entwickelt [Cha 60]. Dieser manifestiert sich in der Strahlungstransporttheorie, welche unter Berücksichtigung der Strahlrichtung die zeitliche Abhängigkeit einer räumlichen Verteilung von Licht beschreibt.

Diese kann mittels der Strahlungsdichte L quantifiziert werden. Sie gibt die Strahlungsleistung P pro Raumwinkelelement $d\Omega$ an, welche durch ein Flächenelement df mit der Richtung s hindurchtritt. Dabei wird die Projektion der Strahlungsrichtung s auf den Einheitsvektor n des Flächenelements df betrachtet. Dieser wird durch $df \cos \Theta$ definiert. Abb. 2 veranschaulicht diesen Umstand. Somit kann L folgendermaßen definiert werden:

$$L := \frac{dP}{s \cdot df \, d\Omega} \quad (2.1)$$

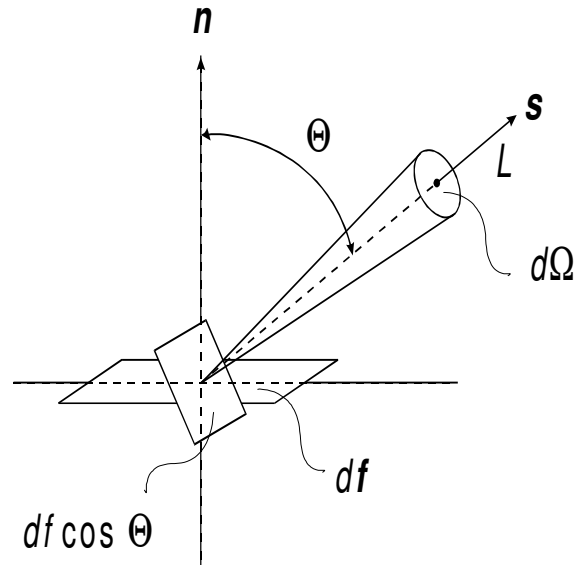


Abbildung 2: Darstellung der Strahlungsdichte L . Entscheidend ist die Projektion der Richtung s auf den Einheitsvektor n des Flächenelements df .

Demzufolge ist die Strahlungsdichte L vom Ort r , der Richtung s und der Zeit t abhängig. Eine alternative Beschreibung des Strahlungsflusses gestattet der POYNTINGSche Energiestromdichtevektor S , der im folgenden Kapitel 3 ebenfalls benutzt wird. Er beinhaltet jedoch keine Berücksichtigung des Raumwinkelelements $d\Omega$:

$$S(r, t) = E(r, t) \times H(r, t) \quad (2.2)$$

$E(r, t)$ = elektrischer Feldstärkevektor

$H(r, t)$ = magnetischer Feldstärkevektor

Die Einheit der skalaren Strahlungsdichte L ist somit $[\text{W}/\text{m}^2 \text{ sr}]$, der POYNTING-Vektor S hat die Dimension einer Intensität $[\text{W}/\text{m}^2]$. Dies gilt auch für die Bestrahlungsstärke Ψ in einem Raumpunkt r , die sich über die Strahlungsdichte L definieren läßt:

$$\Psi(r) = \int_{4\pi} L(r, s) \, d\Omega \quad (2.3)$$

Im folgenden soll nun mit dem Ziel einer Bilanz die Strahlungsdichte in einem endlichen Volumen V betrachtet werden. Innerhalb des Volumens V beschreibt folgender Term die gesamte zeitliche Änderung der Strahlungsdichte L in Richtung s :

$$\frac{1}{c} \int_V \frac{\partial L(r, s, t)}{\partial t} \, dV \quad (2.4)$$

Zu dieser Gesamtänderung tragen nun fünf Einzelterme bei. Zunächst läßt sich der Strahlungsdichteverlust durch die geschlossene Oberfläche O des Volumens V unter Verwendung des GAUßschen Satzes schreiben als:

$$- \int_O L(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t) \cdot \mathbf{s} \, df = - \int_V \nabla(L(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t) \cdot \mathbf{s}) \, dV = - \int_V \mathbf{s} \cdot \nabla L(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t) \, dV \quad (2.5)$$

Der Verlust durch die im Volumen V absorbierte Strahlungsdichte beträgt:

$$- \int_V \mu_a L(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t) \, dV \quad (2.6)$$

Der in diesem Zusammenhang eingeführte **Absorptionskoeffizient** μ_a beschreibt die Wahrscheinlichkeit für ein Absorptionsereignis pro zurückgelegter Weglänge. Seine Einheit ist [cm^{-1}]. Seine Definition erfolgt für ein rein absorbierendes Medium mittels des LAMBERT-BEERSchen Gesetzes für die Intensität I :

$$\frac{dI(z)}{dz} = - \mu_a I(z) \quad \Rightarrow \quad I(z) = I_0 e^{-\mu_a z} \quad (2.7)$$

Er ist letztlich auch ein Maß für den Energietransfer von elektromagnetischer in Wärmeenergie (vgl. Kap. 3). Der Mechanismus der Absorption elektromagnetischer Strahlung ist dabei in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Strahlung unterschiedlich: Während Licht im ultravioletten (UV-) Bereich mit Photonenenergien von einigen eV in der Lage ist, elektronische Übergänge in Molekülen anzuregen und sie überdies teilweise zu dissoziieren, reicht die Energie von Photonen des mittleren infraroten (MIR-) Spektralbereichs bestenfalls zur Anregung von Vibrations- oder lediglich Rotationsübergängen aus. Das angeregte Molekül kann nach der Anregung entweder spontan ein Photon remittieren und damit fluoreszieren oder aber über strahlungslose Übergänge relaxieren, wobei es zu einer Umsetzung der Energie in Wärme kommt. Auch die nach einem Dissoziationsprozeß überschüssige Energie, die in Bewegungsenergie der Fragmente umgesetzt wird, führt zu einer Erwärmung der bestrahlten Substanz. Da derartige Prozesse jedoch eine irreversible Veränderung der Substanz nach sich ziehen, wird die Wechselwirkung mit entsprechenden Photonenenergien im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter betrachtet. Optische Sättigungseffekte oder Multiphotonenprozesse können in der Regel vernachlässigt werden. Für beide Mechanismen wird die Wahrscheinlichkeit infolge der gegenüber atomaren Übergängen breiten Absorptions- und Emissionsbanden der Moleküle reduziert.

Analog zum Prozeß der Absorption läßt sich der im Volumen V aus der Richtung s heraus gestreute Beitrag formulieren. Ein Maß für diesen stellt der optische **Streukoeffizient** μ_s dar, der in biologischem Gewebe den Absorptionskoeffizienten μ_a zumeist um mehr als eine Größenordnung übertrifft:

$$- \int_V \mu_s L(\mathbf{r}, s, t) dV \quad (2.8)$$

Eine Definition kann für die ungestreute Intensität I_s analog zu der des Absorptionskoeffizienten erfolgen:

$$\frac{dI_s(z)}{dz} = - \mu_s I_s(z) \quad \Rightarrow \quad I_s(z) = I_0 e^{-\mu_s z} \quad (2.9)$$

Streuprozesse basieren auf partieller Reflexion, Transmission und Beugung aufgrund von Inhomogenitäten des Brechungsindex n . Diese resultieren bei biologischem Gewebe aus dessen komplexer Anatomie. Eine in diesem Zusammenhang sinnvolle Modellvorstellung ist die Annahme eines homogenen Mediums mit eingelagerten Partikeln, deren optische Eigenschaften von denen des umgebenden Mediums verschieden sind. Diese Vorstellung wird in Kapitel 3.3.5 nochmals aufgegriffen. Im Gegensatz zum Absorptionsprozeß, zu dessen Beschreibung die Angabe des Absorptionskoeffizienten μ_a ausreicht, bedarf es zu einer Beschreibung des Streuprozesses neben der Anzahl der Streueignisse pro Weglänge der Richtungsabhängigkeit der gestreuten Strahlung. Diese kann mittels der **Streuphasenfunktion** $p(s', s)$ beschrieben werden. Sie gibt für ein *einzelnes* Streueignis die Wahrscheinlichkeit für die Streuung eines aus der Richtung s' kommenden Photons in die Richtung s an. Die Größe und die Form des Streuzentrums sowie die eingestrahlte Wellenlänge sind dabei von entscheidender Bedeutung, so daß für jedes Einzelstreueignis die Angabe einer Streuphasenfunktion erforderlich ist. Um die Streucharakteristik einer großen Photonenzahl auf makroskopischer Ebene zu beschreiben, reicht jedoch die Angabe einer mittleren Streuphasenfunktion aus. Diese hängt für biologische Strukturen ohne Vorzugsrichtung mit einer zwar heterogenen, aber isotropen Anatomie im wesentlichen nur vom polaren Streuwinkel Θ zwischen s' und s ab, so daß eine azimutale Abhängigkeit vernachlässigt werden kann. Aufgrund des Wahrscheinlichkeitscharakters der Streuphasenfunktion muß somit gelten:

$$\int_{4\pi} p(\cos \theta) d\Omega = 1 \quad (2.10)$$

In diesem Zusammenhang hat sich die Benutzung der ursprünglich zur Beschreibung der Lichtausbreitung in interstellaren Nebeln entwickelte HENYEEY-GREENSTEIN-Funktion $p_{HG}(s', s)$ fest in der Gewebeoptik etabliert [Hen 41]:

$$p_{HG}(s, s') = p_{HG}(\cos \Theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \Theta)^{3/2}} \quad (2.11)$$

Sie erlaubt die Darstellung unterschiedlicher räumlicher Streucharakteristika unter Variation des Parameters g . Dieser stellt den Mittelwert des Kosinus des Streuwinkels dar und variiert somit naturgemäß zwischen -1 und 1:

$$g = \int_{4\pi} p(\cos \theta) \cos \theta d\Omega \quad (2.12)$$

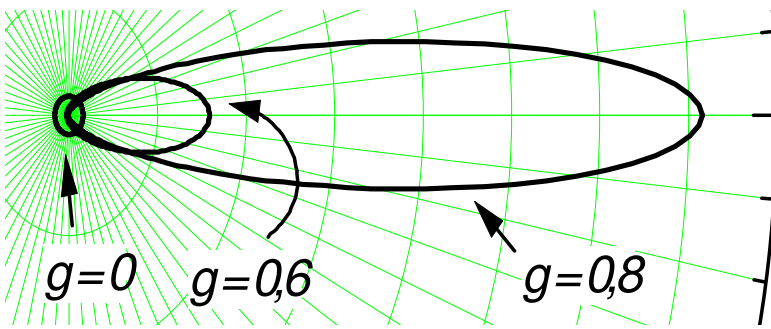


Abbildung 3: Die HENYEEY-GREENSTEIN-Funktion $p_{HG}(\cos \Theta)$ für unterschiedliche Werte des Anisotropiefaktors g in Polarkoordinaten. Der Wert an der Peripherie des Koordinatensystems entspricht 4, die azimutale Schrittweite beträgt 5° .

Eine Darstellung der HENYEEY-GREENSTEIN-Funktion für unterschiedliche Werte des Parameters g zeigt Abb. 3. Diese offenbart, daß für $g = 0$ eine *im Mittel* isotrope Streucharakteristik vorliegt. Dabei sei ausdrücklich angemerkt, daß auch anisotrope Streucharakteristika den Wert $g = 0$ aufweisen können, sofern sich dieser aus der Mittelung über den Kosinus des polaren

Streuwinkels nach (2.12) ergibt. Ein negativer Wert für g deutet auf eine dominante Rückwärtsstreuung hin, ein positiver auf dominante Vorwärtsstreuung. Diese ist in biologischem Gewebe stark ausgeprägt (vgl. Anhang C). Der Parameter g wird aus diesen Gründen auch als “Anisotropiefaktor” bezeichnet.

Hinsichtlich der Streucharakteristik sind in Abhängigkeit vom Verhältnis der Partikelgröße, charakterisiert durch ihren Radius R_p , und der Wellenlänge λ des eingestrahlt Lichts grundsätzlich zwei Arten der Streuung zu unterscheiden:

- RAYLEIGH-Streuung tritt dann auf, wenn die Ausdehnung der Partikel klein gegen die Wellenlänge ist [Ber 62, Bor 65]. In diesem Fall besitzt die gestreute Strahlung keine Vorzugsrichtung, sie verhält sich isotrop. Ihre Winkelverteilung ist demnach konstant. Der Streukoeffizient ist der Wellenlänge in vierter Potenz umgekehrt proportional.

$$R_p \ll \lambda \quad \Rightarrow \quad g = 0, \quad \mu_s \propto \lambda^{-4} \quad (2.13)$$

- Falls die Partikel größer sind als die Wellenlänge oder ihre Ausdehnung zumindest in der gleichen Größenordnung liegt, kommt es zur MIE-Streuung [Bor 65, Mie 08]. Die Charakteristik der gestreuten Strahlung besitzt in diesem Fall zumeist eine starke Vorwärtsorientierung. Der Streukoeffizient ist zwar nicht unabhängig von der Wellenlänge, eine systematische Abhängigkeit kann jedoch nicht angegeben werden.

$$R_p \geq \lambda \quad \Rightarrow \quad g \rightarrow 1 \quad (2.14)$$

Bei der Benutzung von MIE-Streuung kann das Licht zwar gemäß den eingangs dieses Kapitels erwähnten Voraussetzungen als Partikelstrom im Teilchenbild betrachtet werden, die Entwicklung der MIE-Theorie basiert allerdings auf dem Wellenbild elektromagnetischer Strahlung. Dabei werden die MAXWELL-Gleichungen unter Berücksichtigung der dielektrischen Eigenschaften des bestrahlten Mediums gelöst. Die Forderung nach einer Stetigkeit des elektromagnetischen Feldes an den Inhomogenitäten des Brechungsindex n liefert dabei die notwendigen Randbedingungen.

Additiv zur Strahlungsdichte wirken sich als weiterer Term in der Strahlungsdichtebilanz Beiträge aus, die innerhalb des Volumens V aus anderen Richtungen s' in die Richtung s gestreut werden. Sie können mittels der Streuphasenfunktion $p(s', s)$ quantifiziert werden:

$$+ \int_V \mu_s \int_{4\pi} p(s', s) L(\mathbf{r}, s, t) d\Omega' dV \quad (2.15)$$

Ebenfalls einen positiven Beitrag liefern Lichtquellen innerhalb des Volumens V . Dabei kann es sich beispielsweise um spontan emittiertes Fluoreszenzlicht oder eingestrahktes Laserlicht handeln, welches sich jeweils in einem Quellterm $\varepsilon(\mathbf{r}, s, t)$ äußert:

$$+ \int_V \varepsilon(\mathbf{r}, s, t) dV \quad (2.16)$$

Die sechs in den vorausgegangenen Betrachtungen im einzelnen diskutierten Terme lassen sich zu einer die Strahlungsdichte L bilanzierenden Gleichung zusammenfassen. Diese führt die Bezeichnung "Strahlungstransportgleichung" [Cha 60]:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial L(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)}{\partial t} = - \mathbf{s} \cdot \nabla L(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t) - \mu_a L(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t) - \mu_s L(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t) + \mu_s \int_{4\pi} p(\mathbf{s}', \mathbf{s}) L(\mathbf{r}, \mathbf{s}', t) d\Omega' + \varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t) \quad (2.17)$$

- c = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum = $3 \cdot 10^8$ m/s
- $L(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)$ = Strahlungsdichte
- \mathbf{r} = Ortsvektor
- \mathbf{s}, \mathbf{s}' = Richtungsvektoren
- μ_a = optischer Absorptionskoeffizient
- μ_s = optischer Streukoeffizient
- $p(\mathbf{s}', \mathbf{s})$ = Streuphasenfunktion
- $\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)$ = Quellterm, beispielsweise durch Fluoreszenz

Zur Lösung der Strahlungstransportgleichung kann eine vereinfachende Voraussetzung hinsichtlich der Strahlungsdichte L angenommen werden: Da die im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen benutzten Laserpulsdauern τ_L lang sind im Vergleich zu typischen Zeitdauern, während derer sich das Licht im bestrahlten Medium ausbreitet, kann die Strahlungsdichte als zeitlich konstant angenommen werden. Daraus ergibt sich die stationäre Strahlungstransportgleichung unter Verwendung des optischen Extinktionskoeffizienten $\mu_t := \mu_a + \mu_s$, der ein Maß für die mittlere freie Weglänge der Photonen darstellt:

$$\mathbf{s} \cdot \nabla L(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = - \mu_t L(\mathbf{r}, \mathbf{s}) + \mu_s \int_{4\pi} p(\mathbf{s}', \mathbf{s}) L(\mathbf{r}, \mathbf{s}', t) d\Omega' + \varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \quad (2.18)$$

Diese Vereinfachung ist zulässig, da die verwandten Laserpulsdauern die Größenordnung von 10 ns nicht unterschreiten. In 10 ns legt das Licht eine Distanz von 3 m zurück, was sehr groß ist gegen die in der Gewebeoptik betrachteten räumlichen Ausdehnungen. Wie in Kapitel 3 gezeigt wird, ist im Rahmen des Anwendungsgebietes der optoakustischen Tomographie ein Extinktionskoeffizient von $\mu_t = 1 \text{ cm}^{-1}$ als sehr gering zu betrachten. Bei diesem können innerhalb von 10 ns bereits 300 Streuvorgänge stattgefunden haben, falls das Photon bis dahin nicht absorbiert wurde, was einem Ende des Photonenweges entspricht. Der Streukoeffizient μ_s liegt zwar in biologischem Gewebe zumeist mehr als eine Größenordnung über dem Absorptionskoeffizienten μ_a , dennoch ist für die meisten Verhältnisse μ_s/μ_a eine Absorption innerhalb von 300 Ereignissen sehr wahrscheinlich, so daß die Ausbildung der Lichtverteilung als instantan angenommen werden kann.

Lösungsansätze und -methoden der stationären Strahlungstransportgleichung wurden bereits in umfangreichem Maß aufgestellt und durchgeführt. Eine Übersicht diesbezüglich findet man beispielsweise in [Cas 67, Spa 96, Wel 95].

Ein sehr etablierter Ansatz ist die Entwicklung der Strahlungsdichte $L(\mathbf{r}, s)$ und der Streuphasenfunktion $p(s, s')$ nach Kugelflächenfunktionen $Y_{lm}(\Theta, \varphi)$ [Cas 67]. Setzt man diese Entwicklung in die Strahlungstransportgleichung ein, so erhält man ein System von Differentialgleichungen erster Ordnung in den einzelnen Gliedern $Y_{lm}(\Theta, \varphi)$. Zu einer ersten Vereinfachung dieses Systems führt die Berücksichtigung der Unabhängigkeit der Streuphasenfunktion vom Azimutwinkel φ . Sie kann daher nach Legendre-Polynomen $P_l(\cos \Theta)$ entwickelt werden. In Abhängigkeit von dem Grad des Gliedes P_l , nach dem die Entwicklung abgebrochen wird, läßt sich nun eine Reihe von Näherungen einführen. Diese werden als ***Pn-Approximation*** bezeichnet. In der P0-Approximation als einfachste dieser Näherungen wird beispielsweise die Winkelverteilung der Streuung als isotrop angenommen, da $P_0(\cos \Theta) = 1 = \text{const.}$

Die nächste Stufe der P1-Approximation liefert unter der Voraussetzung eines gegenüber dem Absorptionskoeffizienten μ_a hohen reduzierten Streukoeffizienten $\mu_s' := \mu_s(1-g)$ bereits befriedigende Ergebnisse. Diese im Rahmen der sogenannten "Diffusionstheorie" angestellte Näherung, die sich für

$$\frac{\mu_a}{\mu_s} \ll 1 - g^2 \quad (2.19)$$

als sehr geeignet erweist, berücksichtigt zusätzlich in erster Ordnung die Streucharakteristik über den Term $P_1(\cos \Theta) = \cos \Theta$. Dies führt zu einer als "Diffusionsgleichung" bekannten Differentialgleichung zweiten Grades für die Bestrahlungsstärke Ψ . Sie basiert auf der Tatsache, daß das Licht in stark streuenden Medien bereits nach wenigen mittleren freien Weglängen über keinen gerichteten Anteil mehr verfügt, so daß eine Richtungsabhängigkeit von der Photonenrichtung s entfällt:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \Psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \nabla \cdot (D(\mathbf{r}) \nabla \Psi(\mathbf{r}, t)) + \mu_a \Psi(\mathbf{r}, t) + \varepsilon(\mathbf{r}, t) \quad (2.20)$$

(2.20) beinhaltet eine Diffusionskonstante D für die Photonen, die folgendermaßen definiert ist:

$$D = D(\mu_a, \mu_s, g) = \frac{1}{3(\mu_a + \mu_s(1-g))} =: \frac{1}{3(\mu_a + \mu_s')} \quad (2.21)$$

Mit Hilfe einer Faltung mit der GREENSchen Funktion der Diffusionsgleichung (2.20), welche eine Lösung für einen zeitlich und räumlich deltaförmigen Quellterm

$$\varepsilon_\delta(\mathbf{r}, t) \sim \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \cdot \delta(t - t_0) \quad (2.22)$$

darstellt, läßt sich (2.20) auch für beliebige Quellterme $\varepsilon(\mathbf{r}, t)$ lösen.

Wie bereits im Fall der Strahlungstransportgleichung (2.17) kann auch die Diffusionsgleichung (2.20) für eine instantane Lichtverteilung in ihrer stationären Form betrachtet werden. Berücksichtigt man dabei zunächst den Quellterm nicht, so ist die Lösung der stationären Diffusionsgleichung

$$\nabla \cdot (D(\mathbf{r}) \nabla \Psi(\mathbf{r})) = -\mu_a \Psi(\mathbf{r}) \quad (2.23)$$

in einer Dimension längs der Laserstrahlachse z leicht erkennbar. Sie ergibt sich in einer dem LAMBERT-BEERSchen Gesetz sehr ähnlichen Form zu:

$$\Psi(z) = \Psi_0 e^{-\mu_{eff} z} \quad (2.24)$$

Der effektive optische Schwächungskoeffizient μ_{eff} ist dabei definiert als:

$$\mu_{eff} = \sqrt{\frac{\mu_a}{D}} = \sqrt{3\mu_a(\mu_a + \mu_s(1-g))} = \sqrt{3\mu_a(\mu_a + \mu'_s)} \quad (2.25)$$

Für viele Anwendungen der Gewebeoptik stellt die in (2.24) und (2.25) dargestellte vereinfachte Lösung der Diffusionsgleichung eine Näherung dar, die durchaus zu sehr befriedigenden Ergebnissen führt. Diese Lösung entstammt der P1-Approximation der Strahlungstransportgleichung.

In der Nähe von Lichtquellen sowie von mit Unstetigkeiten des Brechungsindex verbundenen Grenzflächen weichen die mittels der Diffusionsnäherung erhaltenen Ergebnisse jedoch stark von der sich tatsächlich einstellenden Lichtverteilung ab. Auch die sich in streuenden Medien aufgrund der Rückstreuung ergebende Überhöhung des Photonенflusses unterhalb der bestrahlten Oberfläche gegenüber der eingestrahnten Energiedichte kann nicht berücksichtigt werden. Weitere Näherungen wie beispielsweise die Pn- δ -EDDINGTON-Approximation, die in Abhängigkeit von den Randbedingungen, der Einstrahlgeometrie und den dielektrischen Eigenschaften des bestrahlten Mediums realistischere Resultate liefern, werden ausführlich in [Kei 93, Wel 95] diskutiert.

Um den Gültigkeitsbereich der Diffusionsnäherung aufzuzeigen, wurde in Abb. 4 der sich aus ihr ergebende effektive optische Schwächungskoeffizient μ_{eff} gegen den Streukoeffizienten μ_s für unterschiedliche Anisotropiefaktoren g aufgetragen. Beide Achsen sind in Einheiten des Absorptionskoeffizienten μ_a dargestellt. Der Wert für μ_s , bei dessen Überschreiten die Bedingung (2.19) für die Gültigkeit der Diffusionsnäherung erfüllt ist, wurde in Abb. 4 jeweils mit einem Kreis gekennzeichnet. Der dabei angenommene Faktor zwischen beiden Seiten, um die Ungleichung (2.19) zu erfüllen, liegt bei 10.

Innerhalb ihrer dargestellten Gültigkeitsgrenzen erweist sich eine Anwendung der Diffusionsnäherung infolge des geringen Rechenaufwandes als sehr vorteilhaft. Für Betrachtungen, innerhalb derer die Diffusionsnäherung aufgrund der optischen Parameter nicht angewandt werden kann, bedarf es einer anderen Methode. Neben den bereits erwähnten höheren Approximationen der Strahlungstransportgleichung existiert ein weiteres Verfahren, welches im folgenden Abschnitt vorgestellt wird.

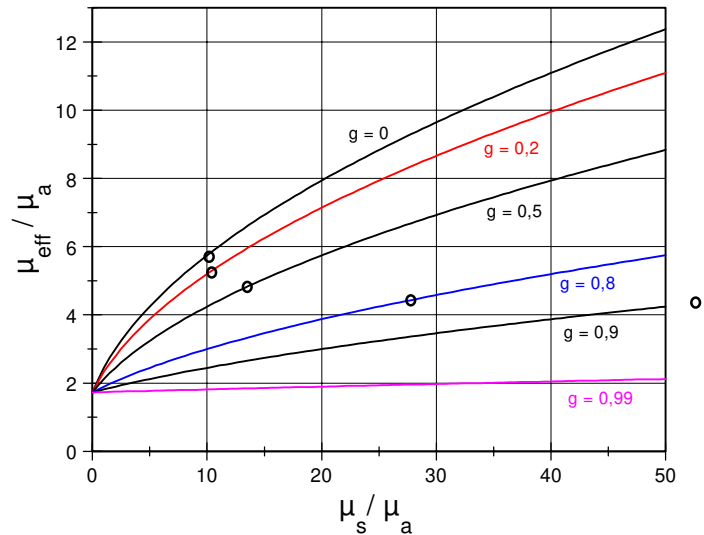


Abbildung 4: Effektiver optischer Schwächungskoeffizient μ_{eff} in Abhängigkeit vom Streukoeffizienten μ_s , zur Darstellung des Gültigkeitsbereichs der Diffusionsnäherung. Parameter an der Kurvenschar ist der Anisotropiefaktor g . Für rechts der kennzeichnenden Kreise liegende Kurvenabschnitte ist jeweils die Bedingung (2.19) für die Gültigkeit der Diffusionsnäherung erfüllt.

2.2 MONTE CARLO - Simulation

Das im letzten Kapitel 2.1 vorgestellte analytische Konzept zur Beschreibung der Lichtausbreitung im Gewebe bietet den Vorteil eines exakten Verständnisses der dabei zu berücksichtigenden komplexen Vorgänge. Aus diesem Grund ist eine Kenntnis der in Kapitel 2.1 vermittelten Materie bei einer Anwendung sämtlicher mit Gewebeoptik im Zusammenhang stehender dosimetrischer und diagnostischer Verfahren unerlässlich. Die unter Umständen entstehenden Nachteile der vorgestellten Diffusionsnäherung wurden bereits diskutiert.

Um diese zu vermeiden und um auch Medien mit optischen Parametern außerhalb des Gültigkeitsbereichs der Diffusionstheorie betrachten zu können, hat sich die statistische Methode der MONTE-CARLO-Simulation als das bislang wirkungsvollste Instrument erwiesen. Ihre Bezeichnung entstammt der Entstehung erster größerer Tabellenwerke für Zufallszahlen im Jahr 1949, die auf den Ergebnissen am Roulettetisch der Spielbank von Monte Carlo basierten. Mit der Entwicklung leistungsfähiger Computersysteme ab Mitte der achtziger Jahre konnten physikalische Probleme, die auf statistischen Prozessen basieren, erstmals unter Benutzung einer statistischen Methode simuliert werden.

Das Verfahren der MONTE-CARLO-Simulation bietet sich daher insbesondere für gewebeoptische Berechnungen an. Auch zu diesem Thema existiert bereits eine Vielzahl von Publikationen und Bibliographien. Es wird daher im folgenden in aller Kürze beschrieben. Ausführliche Darstellungen mit weiteren Verweisen und Hintergrundinformationen werden beispielsweise in [Kei 93, Ost 98, Spa 96, Wan 95a] gegeben.

In der MONTE-CARLO-Methode werden die Wege einzelner Photonen durch ein streuendes Medium hindurch simuliert. Dieses wird zu diesem Zweck mittels einer Unterteilung in sogenannte "Voxel" diskretisiert. Tritt ein Photon in ein solches Voxel ein, so wird unter Verwendung einer im Rechner erzeugten Zufallszahl über die weitere Bestimmung des Photons entschieden. Dabei gibt es folgende Möglichkeiten:

- Das Photon wird gestreut. In diesem Fall muß wiederum basierend auf einer Zufallszahl über seine Richtungsänderung entschieden werden. Voxel, in denen ein Streueignis stattfindet, werden in einem zu dem Photon gehörenden Array gespeichert.
- Das Photon wird weder absorbiert noch gestreut. Sein Weg wird geradlinig ohne Richtungsänderung ins nächste Voxel hinein fortgesetzt.
- Das Photon wird absorbiert. Sein Weg durch das Medium ist damit beendet und kann unter Berücksichtigung der in dem Array gespeicherten zuvor durchquerten Voxel rekonstruiert werden. Dem letzten Voxel wird die Photonenenergie als Energiegewinn durch Absorption zugeschrieben.

Der Entscheidungsprozeß, welche dieser Möglichkeiten tatsächlich eintritt, wird auch als "Würfeln" bezeichnet. Diese Nomenklatur impliziert den auf Zufallszahlen basierenden Charakter des Verfahrens. Die Auswertung einer hinreichend großen Anzahl von Photonenwegen muß eine Wahrscheinlichkeitsverteilung für Absorption, Streuung und Richtungsänderung bei der Streuung ergeben, die mit den zuvor gewählten optischen Parametern μ_a , μ_s und g konsistent ist.

Um den Rechenaufwand zu minimieren, werden in der Regel nicht die Wege einzelner Photonen simuliert, sondern die ganze Photonenpakete. In Abhängigkeit von der zur Verfügung stehenden Rechnerleistung kann eine sinnvolle Simulation ab 100 Paketen zu jeweils mindestens 100 Photonen gestartet werden. Die aktuelle Anzahl der Photonen eines Pakets, auch als dessen "Gewicht" bezeichnet, wird in jedem Voxel einer Regulierung gemäß den optischen Eigenschaften des gewählten Mediums unterzogen. Ein Streuprozeß führt zu einer Richtungsänderung, ein Absorptionsprozeß vermindert das Gewicht des Pakets bei gleichzeitiger Erhöhung der in dem Voxel absorbierten Energie. Bedingt durch die Tatsache, daß es in Abhängigkeit vom Startgewicht vieler Absorptionsprozesse bedarf, um den Weg des Pakets zu beenden, wird ein Vordringen in tiefere Gewebeschichten ermöglicht. Bei Unterschreiten eines kritischen Gewichtslimits von beispielsweise einem Photon gilt der Weg als beendet. Die verbleibende Energie wird dem letzten aktuellen Aufenthaltsvoxel des Pakets zugeschrieben.

Das Ergebnis einer MONTE-CARLO-Simulation ist somit nicht die räumliche Verteilung der Bestrahlungsdichte Ψ , sondern die der Volumenenergiedichte $\Delta E/\Delta V$ des absorbierten Lichts:

$$\frac{\Delta E}{\Delta V}(z) = \mu_a \Psi(z) \quad (2.26)$$

Trifft ein Photonenpaket auf eine Grenzschicht mit einer Unstetigkeit des optischen Brechungsindex n , so wird anhand des SNELLIUSSchen Brechungsgesetzes und der FRESNELSchen Formeln für Reflexion und Transmission die weitere Richtung des Pakets und das Gewicht der reflektierten und transmittierten Anteile gewürfelt.

Somit muß neben der Absorptions- und Streucharakteristik des gewählten Mediums und seiner Geometrie auch der Brechungsindex bekannt sein. Demzufolge kann es aufgrund rückgestreuter Photonen, die das bestrahlte Medium wieder verlassen, zur Remission von Licht kommen.

Mit Hilfe der MONTE-CARLO-Methode ist es somit möglich, den Weg eines Satzes von Photonen bzw. die absorbierte Lichtenergie innerhalb eines streuenden Mediums zu simulieren. Dazu bedarf es der Einstrahlrichtung und der optischen Eigenschaften des bestrahlten Mediums als Startparameter. Die Methode stellt einen sehr wichtigen Schritt im Hinblick auf eine Dosimetrie-Kontrolle und die Reproduzierbarkeit medizinischer Laseranwendungen dar.

Hinsichtlich der Universalität ist das Verfahren der MONTE-CARLO-Simulation den auf der Strahlungstransportgleichung basierenden analytischen Lösungen weit überlegen. Es läßt sich unabhängig von den optischen Eigenschaften fast jede beliebige Bestrahlungs- und Probengeometrie realisieren. Bezogen auf den bei der Anwendung analytischer Lösungsmethoden stets geschätzten Zugewinn an physikalischem Verständnis stellen die Ergebnisse einer MONTE-CARLO-Simulation jedoch kaum eine Bereicherung dar. Nachteilig wirkt sich die hohe Rechenzeit aus.

Einen direkten Vergleich einer MONTE-CARLO-Simulation mit der durch die Diffusionstheorie vorhergesagten axialen Verteilung der absorbierten Lichtenergie zeigt Abb. 5. Als Bestrahlungsprobe wurde jeweils ein Doppelschichtsystem angenommen. Die verwandten Parameter sind der Abbildung angefügt.

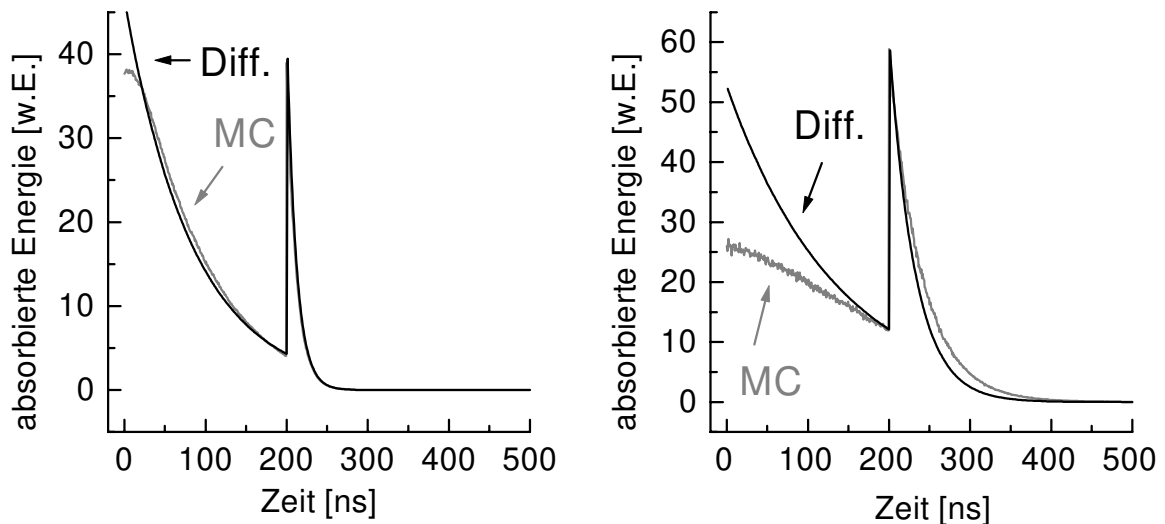


Abbildung 5: Vergleich der durch die Diffusionstheorie vorhergesagten axialen Verteilung der absorbierten Lichtenergie mit dem Ergebnis einer MONTE-CARLO-Simulation für zwei Doppelschichtsysteme. Die Dicke der oberen, der Lasereinstrahlung zugewandten Schicht betrug jeweils $300\ \mu\text{m}$ bei einer als unendlich angenommenen unteren Schicht. Die Brechungsindizes der Schichten betragen $1,4$ bei Luft als umgebendem Medium ($n = 1$).

Optische Eigenschaften links: Obere Schicht: $\mu_a = 10\ \text{cm}^{-1}$, $\mu_s = 1000\ \text{cm}^{-1}$, $g = 0,8$;
Untere Schicht: $\mu_a = 100\ \text{cm}^{-1}$, $\mu_s = 5000\ \text{cm}^{-1}$, $g = 0,8$

Optische Eigenschaften rechts: Obere Schicht: $\mu_a = 20\ \text{cm}^{-1}$, $\mu_s = 200\ \text{cm}^{-1}$, $g = 0,9$;
Untere Schicht: $\mu_a = 100\ \text{cm}^{-1}$, $\mu_s = 500\ \text{cm}^{-1}$, $g = 0,8$

In der linken Darstellung stimmen beide Ergebnisse sehr gut überein. Der Grund dafür liegt in der Erfüllung der Gültigkeitsbedingung (2.19) für die Diffusionstheorie, wie aus einem Vergleich des Absorptionskoeffizienten μ_a mit dem reduzierten Streukoeffizienten μ_s' hervorgeht. Gleichwohl ist im oberflächennahen Bereich eine leichte Abweichung beider Resultate voneinander erkennbar. In dieser geringen Gewebetiefe ist die Diffusionstheorie ungeachtet der Bedingung (2.19) nicht gültig, da bis hierhin noch nicht ausreichend viele Streueignisse stattgefunden haben.

In der rechten Darstellung weicht das Resultat der Diffusionsgleichung stark von dem der MONTE-CARLO-Simulation ab. Da in der oberen Schicht μ_a und μ_s' gleich sind, kann die Diffusionstheorie in diesem Fall nicht angewandt werden. Ein exponentieller Abfall der absorbierten Energie ist in der oberen Schicht in keiner Weise mehr erkennbar.

Zum Abschluß dieses Kapitels wird in Abb. 6 noch eine MONTE-CARLO-Simulation an einem realistischen Hautmodell mit einem Feuermal vorgestellt. Auf der Grundlage der dabei erhaltenen Verteilung der absorbierten Energie wird später in Kapitel 3.3.5 ein berechnetes Drucksignal vorgestellt. Der Einfluß der optischen Streuung, der sich in der Überhöhung der absorbierten Energie im oberflächennahen Bereich manifestiert, ist in der oberen Epidermisschicht schwach erkennbar. Die zugehörigen Daten für die optischen Eigenschaften der einzelnen Schichten sind dabei [Ver 93] entnommen. In Anhang C sind sie für einen größeren Spektralbereich dargestellt.

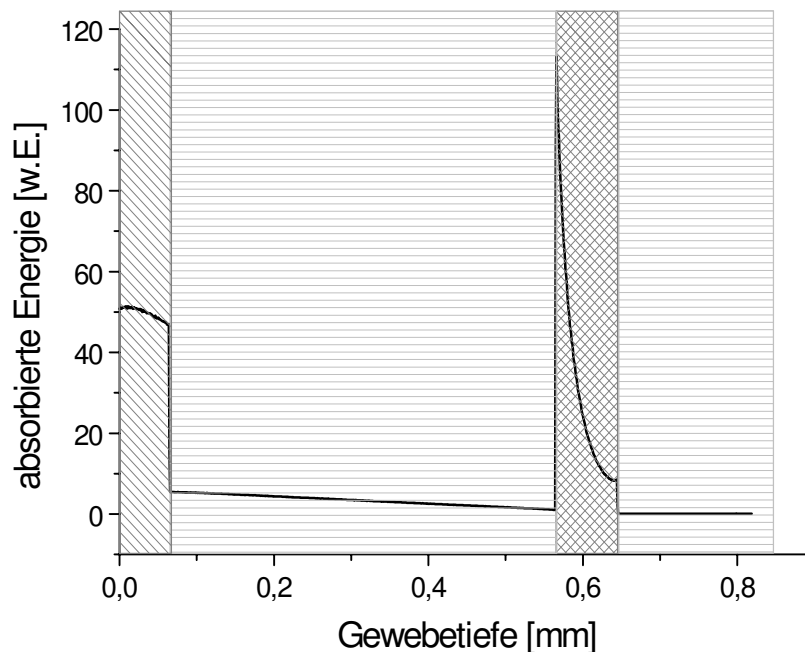


Abbildung 6: Berechnete Verteilung der absorbierten Energie in einem realistischen Vierschichtmodell für ein Feuermal, bestehend aus der Epidermis, der Dermis, einer Blutschicht und wiederum Dermis bei einer Laserwellenlänge von 581 nm.

Kapitel 3

Der Optoakustische Effekt

Das Forschungsgebiet der Optoakustik ergibt sich durch einen Überlapp zwischen den klassischen Gebieten der Optik und der Akustik. Es befaßt sich mit der Wechselwirkung elektromagnetischer mit akustischen Wellen und der Umsetzung beider Energieformen ineinander.

Die Optoakustik und die Akustooptik lassen sich differenzieren nach dem Einfluß, welchen die Wellenfelder aufeinander nehmen können. So faßt man als “Akustooptik” die Einflüsse zusammen, welche akustische Oszillationen eines Mediums auf sich durch dieses Medium fortpflanzende Lichtwellen ausüben. Analog dazu läßt sich unter “Optoakustik” die Schallerzeugung durch Einwirkung elektromagnetischer Strahlung auf ein Medium verstehen.

Die beiden Phänomene sind stets miteinander gekoppelt. In der Regel überwiegt einer der Effekte den anderen jedoch so stark, daß dieser vernachlässigbar wird. In wenigen Fällen müssen während des gesamten Wechselwirkungsprozesses beide Effekte berücksichtigt werden, da sie sich ständig gegenseitig beeinflussen, wobei die Rollen der Ursache und der Wirkung einem permanenten dynamischen Wechsel unterworfen sind oder gar in einer Mischform beiden Effekten gleichermaßen zukommen. Ein Beispiel hierfür bildet die Sonolumineszenz [Gom 98, Kut 62, Sus 96]. Dabei können flüssige Medien durch Einwirkung intensiver Ultraschallfelder zur optischen Fluoreszenz angeregt werden. Dies geschieht durch die Entstehung heißen Plasmas in den durch den Ultraschall induzierten Kavitationsblasen [Sut 84]. Die komplexe Wirkungsweise dieses Phänomens gilt jedoch bislang als noch nicht vollständig verstanden.

Einen Überblick über den heutigen Wissensstand und den Weg dorthin seit der Entdeckung des Optoakustischen Effekts skizziert Kapitel 3.1. Dabei wird insbesondere auch die Vielfalt der Anwendungen optoakustischer Meßmethoden in Forschung und Technologie erörtert, die sich einerseits teilweise noch im Entwicklungsstadium befinden. Andererseits existieren bereits diverse Routineanwendungen, die im Labor- oder im industriellen Alltag zum Einsatz gelangen. Die unterschiedlichen Mechanismen der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie, mit Hilfe derer Drucktransienten in einem bestrahlten Medium erzeugt werden können, werden in Kapitel 3.2 vorgestellt. Der thermooptische Effekt wird sich dabei als der für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit bedeutendste Mechanismus herausstellen.

Eine ausführliche Diskussion der raumzeitlichen Druckverteilung im bestrahlten Medium nach Applikation eines Laserpulses ist Gegenstand des Kapitels 3.3. Die dabei angestellten Betrachtungen und Herleitungen erweisen sich in Kapitel 5 als wichtige Grundlage zur Interpretation der detektierten Drucktransienten hinsichtlich optischer Eigenschaften der bestrahlten Probe.

3.1 Historische Entwicklung und Stand der Technik

Die Entdeckung des Optoakustischen Effekts gelang ALEXANDER GRAHAM BELL gemeinsam mit seinem Mitarbeiter SUMNER TAINTER bereits 1880, vier Jahre nach der Konstruktion des ersten brauchbaren elektrischen Telefons. Sie führten Experimente mit modulierter Sonnenstrahlung durch, welche auf eine Selen-Zelle fokussiert wurde [Bel 80, 81]. Dabei nahmen sie einen “sehr reinen musikalischen Ton” wahr. Dieses Zitat läßt bereits darauf schließen, daß ein Schallsignal geringer spektraler Bandbreite erzeugt wurde. JOHN TYNDALL und WILHELM CONRAD RÖNTGEN bestätigten die Beobachtungen von BELL und seinen Mitarbeitern kurze Zeit später unabhängig voneinander [Tyn 81, Rön 81]. Sehr schnell fanden sie heraus, daß sich durch die Verwendung einer an die akustische Wellenlänge angepaßten Form der Gaszelle akustische Resonanzen erzielen und damit die Intensitäten der erzeugten Töne merklich steigern ließen. Der von BELL und seinen Mitarbeitern verwandte experimentelle Aufbau ist in Abb. 7 skizziert.

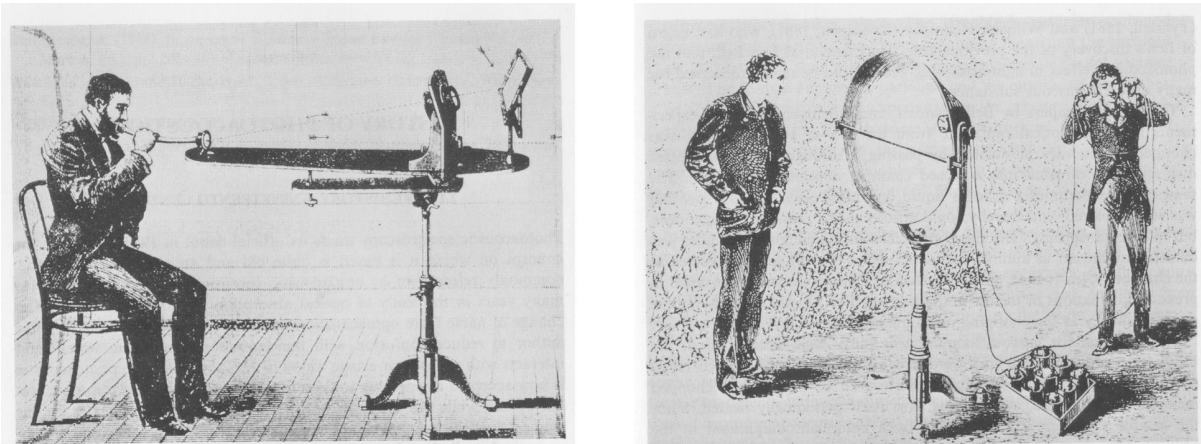


Abbildung 7: Historische Skizze des von A. G. BELL und seinen Mitarbeitern 1880 verwandten experimentellen Aufbaus zur Realisierung des Photophones. Der Sender (links): Reflexion von Sonnenstrahlen an einem durch den Sprechschall bewegten Spiegel. Durch das anschließende Passieren einer Blende wird den Strahlen eine Modulation aufgeprägt. Der Empfänger (rechts): Die modulierten Sonnenstrahlen werden auf eine Selen-Zelle fokussiert. Deren Widerstandsänderung moduliert das elektrische Signal, welches durch die Lautsprecher wiederum in Schall umgesetzt wird [Ros 80].

Die Euphorie über ein neues Forschungsgebiet war kurz nach der Entdeckung des Optoakustischen Effekts groß. So war es erstmalig möglich, “Infrarotspektroskopie” an Gasen und dünnen Proben von Festkörpern durchzuführen. Aufgrund der Unsichtbarkeit der Strahlung und damit der Unzugänglichkeit des Experiments für das menschliche Auge wurde dabei das Ohr als

“spektroskopisches” Meßinstrument entdeckt. Dadurch fehlte zunächst die Möglichkeit zum Erzielen *quantitativer* Ergebnisse.

Dennoch führte fortan eine Reihe von amerikanischen und europäischen Wissenschaftlern derartige spektroskopische Untersuchungen an sämtlichen verfügbaren Substanzen durch (beispielsweise Wasser, Tinte, Quecksilber, Zink, Gummi, Holz, Baumwolle, Seide sowie diverse chemische Verbindungen).

BELL und Mitarbeiter konzentrierten sich zunächst auf die Entwicklung eines optisch funktionierenden Telefons (Abb. 7). Dieses “Photophone” sollte zunächst mittels eines auf einer Membran befestigten Spiegels den Sprechschall in die Modulation eines Lichtstrahls umsetzen. Dieser sorgte dann in einer Gaszelle wiederum für die Änderung deren elektrischen Widerstandes, die in ein akustisches Signal umgesetzt wird. Das Verfahren funktionierte über eine Distanz von mehreren 100 m, es konnten Gespräche mit klarer und deutlicher Übertragung geführt werden. Das “Photophone” erwies sich jedoch wegen des großen Aufwandes hinsichtlich der Optik sowie der Abhängigkeit von “freier Sicht” zwischen Sender und Empfänger als nicht praktikabel.

Da bei all diesen Experimenten eine *hörbare* akustische Welle mittels *sichtbarer* elektromagnetischer Strahlung erzeugt wurde, führt dieser Mechanismus seit seiner Entdeckung den Namen “*Optoakustischer Effekt*”. Gleichmaßen bekannt ist er auch als “*Photoakustischer Effekt*”. Diese Bezeichnung hat sich in der Historie derartiger Untersuchungen hauptsächlich für eine spezielle Meßmethode etabliert: Es handelt sich um die Erzeugung akustischer Signale durch Lichtabsorption in Festkörpern, Flüssigkeiten oder Gasen, welche im *das Probenmedium umgebende Gas* detektiert werden. Die häufigsten Anwendungsfelder dafür fanden sich bislang beispielsweise in der Bestimmung von Gasabsorptionen im infraroten Spektralbereich oder der Untersuchung der Populationsdynamik angeregter Molekülzustände [Gus 92].

Nach der Entdeckung dieser Phänomenologie ließ das Interesse der Wissenschaftler daran zunächst sehr stark nach, da der damalige Stand der Technik Präzisionsmessungen nicht zuließ. Insbesondere die Konstruktion empfindlicher Mikrofone mit dem erforderlichen Frequenzgang sollte noch viele Jahrzehnte in Anspruch nehmen. Seit der Entwicklung des Lasers erlebt das durch die beschriebenen Verzögerungen noch relativ junge Forschungsgebiet jedoch eine Renaissance.

Dem Gebiet der Umwelttechnik konnte mit Hilfe photoakustischer Untersuchungen an Gasen in jüngster Zeit wertvolle Impulse gegeben werden. So zeigten Emissionsmessungen an Pflanzen und an Kleinlebewesen [Bij 96] sowie die Bestimmung industrieller Schadstoffemissionen [And 96, Sva 95, Wal 97] wichtige Zusammenhänge in der Koexistenz des Ökosystems mit moderner Hochtechnologie auf.

In der industriellen Fertigung werden optoakustische Meßmethoden im Rahmen der Materialprüfung und -bearbeitung bereits routinemäßig eingesetzt. Hier liegt in der Regel der Fall vor, daß die bestrahlten Proben als starke Absorber wirken und ihre Streueigenschaften vernachlässigt werden können [Scr 90]. Auch zum Zweck der Differenzierung verschiedener Substanzen

und insbesondere zur Überwachung von Bearbeitungsvorgängen gelangt die Interpretation laserinduzierter akustischer Signale bereits vielfältig zur Anwendung.

Auf diese Weise werden beispielsweise Störstellen und Heterostrukturen in Halbleitern sowie Materialfehler (Inhomogenitäten, Risse) in Werkstoffen charakterisiert [Man 92, Man 94, Scr 90]. Gegenüber gängigen Ultraschallgebern zeichnet sich hierbei laserinduzierter Ultraschall dadurch aus, daß keine Schwierigkeiten bei der Schalleinkopplung, selbst bei akustisch äußerst harten Substanzen wie beispielsweise Metallen, auftreten [Scr 90].

Nicht zuletzt auch in der medizinischen Diagnostik unterstreicht eine Vielzahl aktueller Studien und Forschungsprojekte das Potential optoakustischer Untersuchungen [Kar 96, Ora 97, Pal 97, Spa 95].

Das entscheidende Merkmal des Verfahrens besteht hier jedoch darin, daß der durch die Bestrahlung entstehende Schall nicht im Sinne herkömmlichen Ultraschalls benutzt wird, sondern daß das akustische Signal für den Fall gepulster Einstrahlung die Lichtverteilung im bestrahlten Medium reproduziert. Die Interpretation gemessener Signale und der Rückschluß auf die Lichtverteilung und damit die optischen Eigenschaften des Mediums bilden einen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit. Die mit Hilfe dieser Methode an Phantomen und an präparierten Gewebeproben erzielten optoakustischen Meßergebnisse weisen eine gute Übereinstimmung mit denen konventioneller Verfahren wie beispielsweise dem des Doppelulbrichtkugelsystems oder der Absorptionsspektroskopie auf [Tho 94, Kar 95a, Kar 95b, Kar 96, Loh 96, 97a, 97b, Ora 93, Ora 95, Ora 97, Pal 96, Pal 97, Tam 86].

Die Methode modulierter Einstrahlung gelangt beispielsweise in der Spektroskopie des Glucosegehaltes im Blut zur Anwendung. Hier wird mittels modulierter Diodenlaserstrahlung im nahen Infrarot der Glucosegehalt überwacht, um bei diabetischen Erkrankungen die notwendige Dosierung der Insulininjektionen bestimmen zu können [Spa 95]. Im Gegensatz zur herkömmlichen Methode, wo eine Abnahme von Blut notwendig ist, zeichnet sich diese Prozedur durch ihren nicht-invasiven Charakter aus. Ihr wird daher ein hohes Maß an Akzeptanz und damit ein großes Marktpotential eingeräumt.

Wie bereits diskutiert, ist es neben der gebräuchlichen Methode, Lichtquellen periodisch zu modulieren, auch möglich, über kurz gepulste elektromagnetische Anregungen optoakustische Signale zu erzeugen. Diese können ihrerseits kurze Pulsdauern in der Größenordnung der Bestrahlungszeit erreichen. Derartige Drucktransienten sind der Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Der Grund für die ausschließliche Verwendung gepulster Laserstrahlung liegt in der Bestrebung, den Wärmeeintrag im bestrahlten biologischen Gewebe zu minimieren (vgl. Kap. 4). Aufgrund der hohen spektralen Bandbreite der akustischen Signale bis in den Bereich einiger 100 MHz spricht man auch von "laserinduziertem Ultraschall".

Im Vergleich zur klassischen Methode der Verwendung modulierter kontinuierlich emittierender Lichtquellen bedarf es hierbei spezieller theoretischer Ansätze zur Beschreibung des Druckverlaufs. Zu diesem Zweck wird später das Konzept der akustischen Transferfunktionen eingeführt (vgl. Kap. 3.3).

Da Schallwellen eine Bezeichnung für Dichteschwankungen um die Ruhedichte ρ_0 in dem Ausbreitungsmedium darstellen, welche mit Druckmodulationen um den Normaldruck p_0 einhergehen, wird auch von “Druckwellen” gesprochen. Eine Differenzierung der zeitlich kurzen und spektral sehr breiten Signale von kontinuierlichen monofrequenten akustischen Wellen gestattet die Bezeichnung “Drucktransienten” (lat.: *transire* = *durchqueren*), welche im Rahmen der vorliegenden Arbeit hauptsächlich Verwendung finden wird.

Sie unterstreicht auch die Sonderstellung der mit kurzen Laserpulsen erzeugten akustischen Signale: Bei genügend hoher optischer Absorption des bestrahlten Materials ($\geq 10^6 \text{ cm}^{-1}$) und entsprechend kurzen Laserpulsen sind akustische Pulsdauern der Drucktransienten im Bereich einiger Pikosekunden möglich. Dies ermöglicht zerstörungsfreie Prüfverfahren (engl.: *Non-destructive evaluation, NDE*) an dünnen Schichten um 10 nm. Bedingt durch die hohe optische Absorption können sich Druckamplituden bis 10 kbar ergeben. Eine Realisierung derartiger Kenngrößen ist mit sämtlichen anderen Mitteln undenkbar [Gus 92]. So sind beispielsweise mit leistungsfähigen konventionellen Ultraschallwandlern bestenfalls Pulsdauern in der Gegend von ns erreichbar. Auch ist ihre Amplitude um Größenordnungen geringer.

3.2 Entstehung laserinduzierten Ultraschalls

In diesem Abschnitt werden zunächst die grundsätzlichen Mechanismen der Schallanregung in einem Medium mittels elektromagnetischer Wellen diskutiert. Um die Vielzahl der dabei auftretenden Effekte zu überschauen, läßt sich eine erste Einteilung in feldlineare und feldquadratische Effekte vornehmen [Gus 92].

Durch die feldlineare Wechselwirkung wird eine Druckwelle erzeugt, welche die gleiche Frequenz wie die anregende elektromagnetische Welle aufweist und deren Amplitude der elektromagnetischen proportional ist. Beispiele hierfür findet man im piezoelektrischen und im piezomagnetischen Effekt.

Die dabei im akustischen Phononenspektrum anregbare Frequenz ist in Festkörpern durch die Gitterkonstante und die Kopplung der Gitterelemente untereinander begrenzt. Erstere liegt im Å-Bereich [Kop 89] und gibt ein Maß für die minimal mögliche akustische Wellenlänge. Die Stärke der Kopplung bestimmt die Schallgeschwindigkeit, welche in Festkörpern einige km/s beträgt. Die obere Grenzfrequenz ergibt sich daraus zu 10 THz [Kut 88, Kop 89]. Sie führt den Namen “DEBYE-Frequenz”. In der Praxis hat man sich bei der Erzeugung kontinuierlicher Ultraschallwellen dieser prinzipiellen Grenze bis auf eine Zehnerpotenz angenähert. Dazu genügt es nicht, dünne piezoelektrische Wandler im Bereich der akustischen Wellenlänge zu realisieren. Vielmehr müssen piezoelektrische Quarzstäbe mit exakt plan polierter Oberfläche in elektrische Koaxialresonatoren eingebracht werden, deren Anregung mittels eines Hochfrequenzgenerators zustande kommt. Bei derart hohen Frequenzen (ab 1 GHz) spricht man von “Hyperschall” [Kut 88].

In Flüssigkeiten und Gasen liegt diese Grenze aufgrund der schwächeren Wechselwirkung und größeren Abständen zwischen den Atomen und Molekülen um mindestens eine Größenordnung unter der in Festkörpern. Das elektromagnetische *Feld* kann daher für Frequenzen oberhalb des

Mikrowellen-Bereichs quasistatisch behandelt werden. Die Frequenz von Laserstrahlung liegt zumeist höher, im sichtbaren Spektralbereich bei einigen 100 THz. Hier wird Schall ausschließlich über feldquadratische Effekte erzeugt. Die Amplitude ist demzufolge linear von der einfallenden Lichtintensität abhängig. Es läßt sich zwischen elektromagnetischen (Lichtdruck, Elektro- und Magnetostriktion) sowie thermischen Effekten unterscheiden. In diesem Fall vollziehen sich die akustischen Oszillationen mit der Modulationsfrequenz der anregenden Strahlung. Diese Mechanismen werden im folgenden einzeln diskutiert. Im abschließenden Kapitel 3.3.6 erfolgt eine quantitative Abschätzung mit einer Bewertung der Mechanismen.

3.2.1 Der Lichtdruck

Wird Licht in einem Medium reflektiert, absorbiert oder gestreut, so kommt es dabei zu einem Übertrag des Photonenimpulses. Dieser und damit auch der Lichtdruck p lassen sich im Teilchenbild des Lichts nach oben abschätzen unter der Annahme vollständiger Reflexion eines senkrecht einfallenden Strahls:

$$\begin{aligned}
 p &= \frac{F}{A} \leq \frac{2 \dot{p}_{Strahl}}{A} = \\
 &= \frac{2 \dot{N} p_{Photon}}{A} = \frac{2 \dot{N} h}{\lambda A} = \frac{2}{c} \cdot \frac{\dot{N} h v}{A} = \\
 &= \frac{2 I}{c} \leq \frac{2 \Phi_0}{c \tau_L}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

- F = Kraft auf das Medium
- A = Strahlquerschnittsfläche
- N = Photonenanzahl
- h = PLANCKSches Wirkungsquantum
- λ = Wellenlänge
- p_{Strahl} = Impuls des einfallenden Strahls
- p_{Photon} = Photonenimpuls

Der zeitliche Verlauf der Intensität I wird dabei zunächst o.B.d.A. als konstant angenommen. Dies ist auch für den Fall gepulster Bestrahlung noch zulässig, wo die auftretende Spitzenintensität für einen zeitlich gaußförmigen Intensitätsverlauf mit dem Quotienten aus Energiedichte Φ_0 und Pulsdauer τ_L abgeschätzt werden kann [Olm 97b].

Setzt man nun einen Laserpuls der Energiedichte $\Phi_0 = 10 \text{ J/cm}^2$ und der Dauer $\tau_L = 10 \text{ ns}$ an, so ergibt sich der dabei entstehende maximale Lichtdruck bei vollständiger Reflexion zu 670 mbar. Ein derartiger Laserpuls führt bereits für einen optischen Absorptionskoeffizienten μ_a von 10 cm^{-1} zu einer Erwärmung von über 20 K in reinem Wasser, so daß er in biologischem Gewebe bei ausreichender Pulsdauer bereits irreversible Veränderungen hervorrufen könnte. Der Beitrag des Lichtdrucks ist demzufolge vernachlässigbar.

3.2.2 Kräfte auf ein Medium im elektromagnetischen Feld

Der einfachste Fall liegt vor bei der Bestrahlung eines homogenen und isotrop aufgebauten transparenten Dielektrikums. Dabei werden die diffuse und die direkte Reflexion an der Oberfläche zunächst vernachlässigt. Die Volumenkraftdichte $\mathbf{f}(\mathbf{r}, t)$ kann als Gradient des Drucks dargestellt werden: $\mathbf{f} = -\nabla p$.

Sie ergibt sich im Wellenbild des Lichts unter Vernachlässigung der Dispersion zu [Gau 67, Gus 92]:

$$\begin{aligned} \mathbf{f} = & -\nabla \varepsilon \frac{\langle \mathbf{E}^2 \rangle}{8\pi} - \nabla \mu \frac{\langle \mathbf{H}^2 \rangle}{8\pi} + \nabla \left[\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \frac{\langle \mathbf{E}^2 \rangle}{8\pi} + \left(\rho \frac{\partial \mu}{\partial \rho} \right)_T \frac{\langle \mathbf{H}^2 \rangle}{8\pi} \right] + \\ & + \frac{\varepsilon \mu - 1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} \langle [\mathbf{E} \times \mathbf{H}] \rangle \end{aligned} \quad (3.2)$$

- ε = $\varepsilon_0 \varepsilon_r$ Dielektrizität des Mediums
- μ = $\mu_0 \mu_r$ Permeabilität des Mediums
- c = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
- $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ = elektrischer Feldstärkevektor
- $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ = magnetischer Feldstärkevektor
- ρ = Dichte

Aufgrund der vorausgesetzten Homogenität des Mediums verschwinden die zu $\nabla \varepsilon$ und $\nabla \mu$ proportionalen Ausdrücke. Des weiteren kann die Permeabilität für optische Frequenzen zu $\mu \approx 1$ angenommen werden, was einer Vernachlässigung des Effekts der Magnetostriktion entspricht. Die beiden verbleibenden Terme ergeben sich damit zu:

$$\begin{aligned} \mathbf{f} &= \nabla \left[\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \frac{\langle \mathbf{E}^2 \rangle}{8\pi} \right] + \frac{\varepsilon \mu - 1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} \langle [\mathbf{E} \times \mathbf{H}] \rangle = \\ &= \nabla \left[\left(\rho \frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_T \frac{I}{c} \right] + \frac{\varepsilon \mu - 1}{c^2} \frac{\partial I}{\partial t} \mathbf{n} = \\ &= \frac{Y}{c} \nabla I + \frac{\varepsilon \mu - 1}{c^2} \frac{\partial I}{\partial t} \mathbf{n} \end{aligned} \quad (3.3)$$

- n = optischer Brechungsindex
- \mathbf{n} = Einheitsvektor in Richtung des POYNTING-Vektors
- $Y = \rho(\partial n / \partial \rho)_T$ optoakustischer Kopplungsparameter [Bor 65]

Vergleicht man diese Terme unter den gültigen Annahmen $\epsilon\mu - 1 = n^2 - 1 \sim 1$ und $Y \sim 1$ [Bor 65], so verhalten sie sich wie

$$\frac{\frac{\epsilon\mu - 1}{c^2} \frac{\partial I}{\partial t}}{\frac{Y}{c} \nabla I} \sim \frac{\omega a}{c} \quad (3.4)$$

a = charakteristische Skala der örtlichen Intensitätsänderungen (z.B. Strahldurchmesser, optische Weglänge)

ω = Modulationsfrequenz des eingestrahnten Lichts

Für typische Abmessungen $a \leq 1$ cm und Modulationsfrequenzen oberhalb des GHz-Bereichs wird dieses Verhältnis sehr klein. Damit reduziert sich (3.3) zu

$$\mathbf{f} = \frac{Y}{c} \nabla I \quad \Rightarrow \quad p = - \frac{YI}{c} \quad (3.5)$$

Die obige Folgerung konnte aufgrund der Darstellbarkeit der Volumenkraftdichte \mathbf{f} als Gradient des Drucks p durchgeführt werden: $\mathbf{f} = -\nabla p$. Die Analogie zu (3.1) ist offensichtlich. Im Fall der in (3.1) zur Abschätzung angenommenen Reflexion muß anstelle der Brechungsindexänderung mit der Dichte des Mediums jedoch die Variation des relativen Brechungsindex zweier Medien betrachtet werden.

In einem homogenen transparenten Medium herrschen somit Kräfte vor, die dem Intensitätsgradienten der einfallenden Strahlung proportional sind. Dieser Effekt ist als "Striktion" bekannt, dementsprechend werden derartige Kräfte auch als "Striktionskräfte" bezeichnet. Die entstehenden Drücke sind demzufolge der einfallenden Intensität direkt proportional.

Der Effekt kann grundsätzlich in sämtlichen polarisierbaren Medien auftreten. Anschaulich läßt er sich für geringe Modulationsfrequenzen durch eine Deformation infolge der Polarisation verstehen. In Halbleitern und Kristallen erreicht er die höchste Effizienz. Hier kann sich die Konzentration der freien Ladungsträger ändern. In Abhängigkeit von der eingestrahnten Wellenlänge und Intensität ist überdies eine Ionisation der in einem Kristall gebundenen Atome oder das Aufbrechen kovalenter Bindungen möglich. Derartige Mechanismen verleihen den bestrahlten Medien aufgrund freigesetzter Elektronen zunehmend metallische Eigenschaften.

3.2.3 Thermooptische Effekte

Der thermische Mechanismus des optoakustischen Effekts soll an dieser Stelle zunächst qualitativ betrachtet werden. Eine detaillierte Diskussion erfolgt in Kapitel 3.3.

Im Gegensatz zu den zuvor beschriebenen Mechanismen ist die *Absorption* elektromagnetischer Strahlung hierbei von entscheidender Bedeutung. Kommt es dadurch zu einer Erwärmung T des

Mediums, so resultiert diese in einer Volumenexpansion $V' = V - V_0$. Durch diese erhöht sich der Druck p in dem bestrahlten Volumen um einen Betrag $p' = p - p_0$. Dieser läßt sich folgendermaßen ansetzen:

$$p' = \frac{1}{\chi} \cdot \frac{V'}{V} = \frac{1}{\chi} \cdot \beta T' = c_0^2 \rho_0 \beta T' \quad (3.6)$$

χ = adiabatische Kompressibilität, $c_0^2 = (\chi \rho_0)^{-1}$ (vgl. Kap. 3.3)

β = thermischer Volumenexpansionskoeffizient, $\beta = -\rho^{-1}(\partial\rho/\partial T)_p = V^{-1}(\partial V/\partial T)_p$

ρ = Dichte

ρ_0 = Dichte im Gleichgewichtszustand

V_0 = betrachtetes Volumen im Gleichgewichtszustand

c_0 = adiabatische Schallgeschwindigkeit

Dieser Effekt ist als "thermooptischer Mechanismus" bekannt. Das zeitliche Verhalten der Temperaturänderung in dem Medium wird nun durch die Wärmediffusionsgleichung beschrieben, wobei die absorbierte Lichtintensität als Quellterm eingeht (vgl. Kap. 3.3):

$$\rho_0 C_P \left(\frac{\partial T'}{\partial t} \right) = k \Delta T' - (\mathbf{n} \nabla) I \quad (3.7)$$

C_P = spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck

k = Wärmeleitfähigkeit

Ist die Modulationsfrequenz ω des eingestrahlt Lichts hinreichend hoch, bzw. seine Pulsdauer τ_L hinreichend kurz, so wird die Wärmeleitung für den Entstehungsprozeß der Drucktransiente vernachlässigbar und damit ebenso der Term $k \Delta T'$ in (3.7). Ein Kriterium dafür ergibt sich durch einen Vergleich der Zeitkonstanten $2\pi/\omega$ bzw. τ_L mit der "thermischen Relaxationszeit" τ_{therm} [Bou 86]. Diese wird im Zusammenhang mit der Wärmeleitungsgleichung später nochmals motiviert.

$$\frac{2\pi}{\omega} \sim \tau_L \ll \tau_{therm} = \frac{\rho_0 C_P}{4k\mu_{eff}^2} =: \frac{1}{4\kappa\mu_{eff}^2} \quad (3.8)$$

$\kappa := k/\rho_0 C_P$ Wärmediffusionskonstante

Es handelt sich dabei um die Zeit, die vergeht, bis die Wärmediffusionslänge $L(t) = (4\kappa t)^{1/2}$ die Größe der optischen Eindringtiefe μ_{eff}^{-1} erreicht hat. Zu diesem Zeitpunkt wäre bereits ein Großteil der deponierten Wärme aus dem bestrahlten Volumen heraus diffundiert, so daß weniger Wärmeenergie für die Umwandlung in akustische Energie zur Verfügung stünde.

Damit dies ausgeschlossen werden kann, müssen die betrachteten Zeitkonstanten klein gegen die thermische Relaxationszeit sein. Man spricht in diesem Fall vom “thermal confinement”.

Gleichermaßen kann auch die Entfernung akustischer Energie während der Zeitkonstanten typischer Intensitätsänderungen als dissipativer Effekt eingeführt werden. Ein Maß hierfür stellt analog zu (3.8) die “akustische Relaxationszeit” τ_{ak} dar. Hierbei handelt es sich um die Zeit, die eine Druckwelle benötigt, um die Strecke der optischen Eindringtiefe μ_{eff}^{-1} zurückzulegen. Ebenfalls analog wird diese Bedingung als “stress confinement” oder “acoustic confinement” bezeichnet:

$$\frac{2\pi}{\omega} \sim \tau_L \ll \tau_{ak} = \frac{1}{\mu_{eff} c_0} \quad (3.9)$$

Die Effizienz der Umsetzung elektromagnetischer Energie des eingestrahlt Lichts wird somit maximal, wenn die aus dem bestrahlten Volumen entweichende thermische und akustische Energie während der Zeitkonstanten typischer Intensitätsänderungen wie der Laserpulsdauer τ_L vernachlässigbar ist. Abb. 8 veranschaulicht diese Bedingungen für typische optische Absorptionskoeffizienten. Zum einen sind die Zeitkonstanten (bzw. Laserpulsdauern) dargestellt, die der thermischen und der akustischen Relaxationszeit entsprechen. Um die Bedingungen des

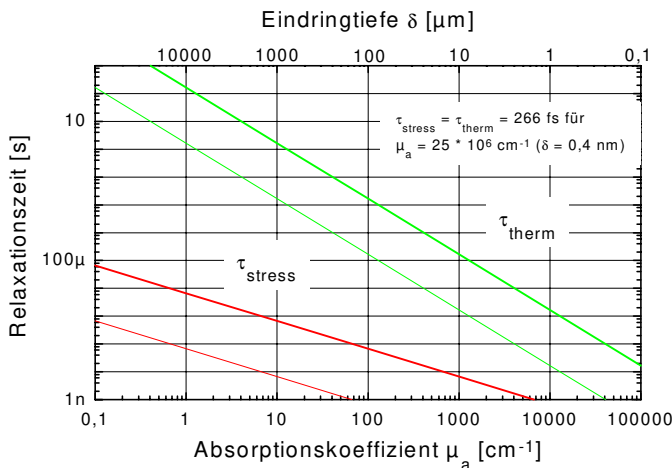


Abbildung 8: Thermische und akustische Relaxationszeit (jeweils dick eingezeichnet) in Abhängigkeit vom optischen Absorptionskoeffizienten μ_a bzw. der Eindringtiefe δ . Die dünn eingezeichneten Geraden geben jeweils 1 % dieser Zeiten an, um die Bedingung der deutlichen Unterschreitung (“ \ll ”) zu veranschaulichen.

confinement einzuhalten, wurde angenommen, daß Zeitkonstanten, die um mindestens einen Faktor 100 kleiner sind als die Relaxationszeit, die Bedingungen in (3.8) und (3.9) hinreichend erfüllen. Es ist deutlich erkennbar, daß die thermische Relaxationszeit für realistische optische Eigenschaften des bestrahlten Mediums mehrere Größenordnungen (3-7) über der akustischen Relaxationszeit liegt. Die Bedingung des thermal confinement ist somit wesentlich schwächer als die des stress confinement. Falls “stress confinement” erfüllt ist, kann man daher stets voraussetzen, daß “thermal confinement” ebenfalls erfüllt ist.

Setzt man die Gültigkeit von (3.8) und insbesondere (3.9) und damit die Einhaltung beider confinement-Bedingungen voraus, so läßt sich auch für den axialen Verlauf der Druckerhöhung

in z -Richtung (Laserstrahlachse) ein Ausdruck angeben. Man findet unter Verwendung der Wärmediffusionsgleichung (3.7) für den Druck aus (3.6):

$$\begin{aligned}
 p'(z) &= \rho_0 c_0^2 \beta T'(z) \sim \rho_0 c_0^2 \beta \frac{\mu_a I(z)}{\rho_0 C_p \omega} \\
 &= \frac{\beta c_0^2}{C_p} \frac{\mu_a I(z)}{\omega} \sim \frac{\beta c_0^2}{C_p} \mu_a \Phi(z) =: \Gamma \mu_a \Phi_0 e^{-\mu_{eff} z}
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

Φ_0 = eingestrahlte Energiedichte

Hier wurde eine Lichtverteilung gemäß dem LAMBERT-BEERSchen Gesetz zugrunde gelegt (vgl. Kap. 2). Des weiteren wurde der GRUENEISEN-Parameter $\Gamma := \beta c_0^2 / C_p$ eingeführt. Er ist ein Maß für die Effizienz des thermischen Mechanismus und gibt den in mechanische Energie umgesetzten Teil der deponierten Wärme an. Für Gase läßt er sich mit Hilfe des Adiabatenexponenten $\gamma = C_p / C_v$ als $\Gamma = \gamma - 1$ schreiben. Für Wasser ergibt er sich zu 0,11 [Koh 86] unter Normalbedingungen (20 °C, 1 bar), für biologisches Gewebe läßt sich sein Wertebereich nach [Duc 90] von 0,10 bis 0,51 (für Fettgewebe) bestimmen.

Mittels (3.10) lassen sich unter der Voraussetzung einer Temperaturerhöhung von 37 °C auf 100 °C maximale thermoelastische Drücke zu $\text{Max} \{p'\} \approx 280$ bar abschätzen. Eine untere Grenze existiert naturgemäß nicht.

3.2.4 Rückstoßinduzierte Drucktransienten

Derartige Drucktransienten entstehen beim Materialabtrag mittels intensiver kurzer Laserpulse, dem Prozeß der Photoablation [Lub 94]. Sie werden durch den Impulsübertrag des durch die schnelle Expansion ausgeworfenen Materials auf den im bestrahlten Medium hinterlassenen Ablationskrater verursacht und sind in der Regel monopolar.

Abhängig von der Wellenlänge des verwendeten Laserlichtes bilden unterschiedliche Mechanismen die Grundlage für den Prozeß der Photoablation und damit für die Erzeugung rückstoßinduzierter Drucktransienten.

So bildet Wasser mit einem durchschnittlichen Volumenanteil von 80 % (vgl. Anhang C) in biologischem Gewebe das Hauptchromophor für Licht im mittleren Infrarot (IR). Reicht die deponierte Energie zur Aufheizung des Wassers auf den Siedepunkt und die Zuführung der latenten Wärme aus, so kommt es zur Verdampfung. Mit dem Verdampfungsprozeß verbunden ist eine starke Volumenexpansion, die zum explosionsartigen Auswurf des Wasserdampfes und mitgerissener Fragmente der bestrahlten Substanz führt.

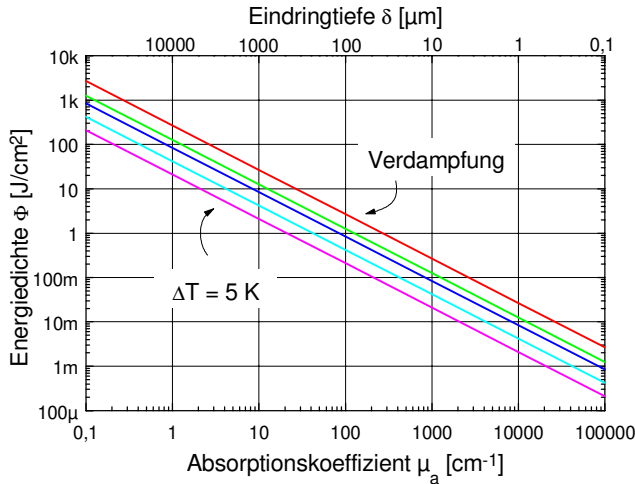


Abbildung 9: Zur verdampfungsinduzierten Photoablation von Wasser sowie zu dessen Aufheizung um 5, 10, 20 und 30 °C notwendige Energiedichte in Abhängigkeit vom optischen Absorptionskoeffizienten μ_a .

In Abb. 9 ist die Energiedichte, die zur verdampfungsinduzierten Photoablation notwendig ist, gegen den optischen Absorptionskoeffizienten aufgetragen. Die angenommene Ausgangstemperatur beträgt 37 °C. Die Energiedichte ergibt sich unter Berücksichtigung der spezifischen Wärmekapazität C_p , der Dichte ρ_0 sowie der Verdampfungsenthalpie. Darüber hinaus enthält Abb. 9 die Energiedichten, die zur Erwärmung um 5, 10, 20 und 30 °C eingestrahlt werden müssen.

Bei der UV-Photoablation beispielsweise ist hingegen die Energie der Photonen mit einigen eV (6,4 eV bei $\lambda = 193$ nm) hoch genug, um molekulare Bindungen der Gewebematrix und auch der Wassermoleküle direkt aufzubrechen. Durch die damit verbundene erhöhte Raumforderung kommt es ebenfalls zu einer schnellen Volumenexpansion und damit zum Materialauswurf. Dessen Dynamik wurde in [Dör 95, Ker 96] untersucht.

Geht man unabhängig vom Ablationsmechanismus davon aus, daß der Rückstoßimpuls innerhalb der Dauer τ_L des Laserpulses übertragen wird, so lassen sich typische Amplituden rückstoßinduzierter Drucksignale abschätzen:

$$p' = \frac{\rho_0 d_{Abl} v}{\tau_L} \quad (3.11)$$

Dabei geht eine Geschwindigkeit v der Ablationsfragmente von einigen 1000 m/s [Abr 92, Kus 94, Olm 97b, Sri 87a, Sri 87b] sowie eine Ablationsrate d_{Abl} bis zu 10 μm [Lub 94, Olm 97b] ein. Für biologisches Weichgewebe liegt die Dichte ρ_0 in der Größenordnung von 1000 kg/m^3 [Duc 90]. Typische Laserpulsdauern τ_L bei der Photoablation betragen einige 10 ns. Der sich daraus ergebende Wertebereich rückstoßinduzierter Druckamplituden ist sehr groß. Er erstreckt sich über zwei Größenordnungen von 100 bar bis hin zu 10 kbar.

Somit ist ihre Amplitude zumeist um mindestens eine Größenordnung höher als die der im vorangegangenen Abschnitt diskutierten thermoelastischen Drucktransienten. Daher bereitet deren Nachweis bei der Verwendung höherer Laserenergiedichten im ablativen Bereich Schwierigkeiten, da das thermoelastische Signal von dem der rückstoßinduzierten Transiente überlagert wird. Eine experimentelle Bestätigung dieser Aussage findet man in [Kuk 94, Ruf 96].

3.2.5 Akustische Transienten im umgebenden Medium

Bei dem die bestrahlte Probe umgebenden Medium handelt es sich in der Regel um Luft oder eine Flüssigkeit. In diesem Fall kann sich der Anteil der Schallenergie, der in den Halbraum jenseits des bestrahlten Areal eingekoppelt wird, nur in Form longitudinaler Schallwellen (P-Wellen) fortpflanzen. Eine Ausnahme davon ergibt sich, falls es sich bei dem umgebenden Medium um einen Festkörper handelt. In ihm können sich auch Transversalwellen (S-Wellen) oder Oberflächenwellen (RAYLEIGH- und LOVE-Wellen) ausbilden. Der umgebende Festkörper muß dann für das abladierende Laserlicht weitgehend transparent sein.

Die sich dort ausbreitende Drucktransiente läßt sich mittels der Methoden der Kurzzeitphotographie als Dichteschwankung beobachten [Abr 92, Kus 94]. Dabei können in Luft auch die abladierten Partikel in Form einer Ablationswolke (engl.: *plume*) nachgewiesen werden.

Die dabei mitgeführte kinetische Energie und die Druckamplitude sind hoch genug, daß es zur Ausbildung einer Schockwelle kommt (vgl. Anhang B). Die Partikel bewegen sich auf den ersten einigen 100 µm ihrer Flugbahn mit Überschallgeschwindigkeit, was als Überschallknall deutlich hörbar wird [Dre 85, Dav 85, Hon 93].

Auch die durch die Bestrahlung mit subablatischen Energiedichten erzeugten thermoelastischen Drucktransienten koppeln vielfach noch eine hörbare Schallintensität in die Luft ein. Der akustische Transmissionskoeffizient T beträgt dabei nur einige 0,1 ‰. Da die menschliche Hörschwelle jedoch für Frequenzen um 1000 Hz im Bereich von mPa (!) liegt, bleibt auch dieser Bruchteil deutlich wahrnehmbar.

Sowohl im ablatischen als auch im subablatischen Regime gibt es Bestrebungen, die mittels eines Ultraschall-Mikrophons detektierten Transienten hinsichtlich der Probeneigenschaften zu interpretieren. So wird bei der Ablation an kariöser Zahnhartsubstanz der Versuch unternommen, zwischen gesundem und pathologischem Dentin zu differenzieren [Alt 97]. Mit den derzeit erhältlichen leistungsstärksten Mikrophonen können in Luft Frequenzen von bis zu 100 kHz detektiert werden [B&K 95]. Aufgrund der begrenzten Übertragungsbandbreite von Luft stellen diese Frequenzen eine prinzipielle Grenze dar.

Daher haben derartige Methoden nur dann eine Aussicht auf Erfolg, wenn die Signale bereits in diesem für optoakustisch erzeugte Transienten niederfrequenten Bereich signifikante Merkmale aufweisen.

Versuche, aus solchen Signalen über die signifikanten Merkmale hinausgehende Eigenschaften zu extrahieren, beispielsweise den exakten Verlauf der Transiente mit dem Ziel einer Interpretation hinsichtlich der optischen Parameter des bestrahlten Mediums, wären a priori zum Scheitern verurteilt. Gerade die hochfrequenten Komponenten einer thermoelastischen Transiente im Bereich einiger 100 MHz geben Aufschluß über die optischen Parameter. Eine schon relativ hohe optische Eindringtiefe von $\mu_{eff}^{-1} = 1$ mm entspricht noch einer akustischen Mittenfrequenz von ca. 750 kHz. Wie eingangs erwähnt, kann diese, obschon gering, aufgrund der Begrenzung im Frequenzraum mit Mikrophonen nicht zuverlässig detektiert werden. Eine präzise optoakustische Charakterisierung absorbierender Medien mittels Detektion der akustischen Transiente in der Umgebungsluft des Mediums erscheint somit wenig sinnvoll.

Handelt es sich bei dem umgebenden Medium dagegen um einen Festkörper oder eine Flüssigkeit, so daß die in ihn eingekoppelte Transiente beispielsweise mittels schneller piezoelektrischer Drucksensoren detektiert werden kann, so ist dieses Verfahren ein sehr leistungsstarkes Instrument zur Klassifizierung absorbierender Medien hinsichtlich ihrer optischen Eigenschaften. Diese Aussage wird sich im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit bestätigen.

3.2.6 Bewertung der diskutierten Mechanismen

Auf der Grundlage der vorherigen Kapitel 3.2.1-3.2.5 lassen sich die bei der Bestrahlung von Materie mit elektromagnetischen Wellen relevanten Mechanismen hinsichtlich der auftretenden Druckamplituden vergleichen:

$$\frac{p_{therm}}{p_{Strikt}} \sim \frac{\Gamma \mu_a \frac{I}{\omega}}{\frac{YI}{c}} = \frac{\Gamma \mu_a c}{Y \omega} \sim \frac{\Gamma \mu_a c \tau_L}{Y} \quad (3.12)$$

Der in der Regel in der Nähe von 1 liegende optoakustische Kopplungsparameter Y kann für den Spezialfall der senkrechten Reflexion an einer Grenzfläche nach oben mit 2 abgeschätzt werden. Da das Spektrum des zeitlichen Intensitätsverlaufs sich über mehrere Größenordnungen erstreckt, kann die Laserpulsdauer τ_L ebenfalls nur eine grobe Abschätzung liefern. Aus diesem Grund wurde auf den Umrechnungsfaktor 2π verzichtet.

Für typische Werte von $\mu_a \geq 1 \text{ cm}^{-1}$ und $\omega \leq 100 \text{ MHz}$ bzw. $\tau_L \geq 10 \text{ ns}$ ergibt sich damit eine Dominanz des thermischen Effekts über den der Striktion. In diesem Fall ist der Intensitätsgradient in dem bestrahlten Medium aufgrund der optischen Absorption groß gegen den durch Brechung des Strahls oder zeitliche Intensitätsschwankungen hervorgerufenen. Letzteren erhält man durch eine Umrechnung dieser zeitlichen Variationen in örtliche mit Hilfe der Lichtgeschwindigkeit. Die in (3.12) auftauchende Frequenz $\mu_a c$ bezeichnet den Kehrwert der Laufzeit des Lichts über die Distanz der optischen Eindringtiefe. Durch einen Vergleich dieser Frequenz mit den Intensitätsschwankungen ω im Frequenzraum läßt sich somit eine Aussage über das Verhältnis der Intensitätsgradienten treffen.

Für geringe Absorptionen oder hohe Modulationsfrequenzen bzw. geringe Pulsdauern des Laserstrahls ($\mu_a \leq 1 \text{ cm}^{-1}$ oder $\omega \geq 100 \text{ MHz}$ bzw. $\tau_L \leq 10 \text{ ns}$) muß der Effekt der Elektrostriktion neben dem thermischen berücksichtigt werden.

Im folgenden werden nun noch die beiden Fälle diskutiert, in denen jeweils extreme Verhältnisse bezüglich der Parameter Absorption oder Modulationsfrequenz bzw. Pulsdauer vorliegen. Dadurch wird folglich auch jeweils einer der beiden beschriebenen Effekte vernachlässigbar. Es genügt o.B.d.A., nur den Parameter Absorption zu betrachten, da nach (3.12) lediglich das Verhältnis zwischen dem Absorptionskoeffizienten μ_a und der Modulationsfrequenz ω entscheidend ist.

Medien mit schwacher Absorption

Dieser Fall ist äquivalent dem einer hohen Modulationsfrequenz bzw. kurzer Pulsdauer. Da es bei einer Bestrahlung schwach absorbierender Medien nur zur Ausbildung geringer Intensitätsgradienten infolge der optischen Absorption kommt, sind die durch die schnellen zeitlichen Variationen der Intensität hervorgerufenen Schwankungen demgegenüber nicht mehr vernachlässigbar (vgl. (3.12)). Wie bereits eingangs erwähnt, pflanzen sich diese mit der Lichtgeschwindigkeit c/n fort und können somit in einen räumliche Gradienten umgerechnet werden. Der Effekt der Elektrostriktion muß in diesem Fall berücksichtigt werden. Insbesondere für Laserpulsdauern im Bereich um 100 fs und darunter, deren Anwendung sich aufgrund minimaler thermisch alterierter Zonen wachsender Beliebtheit erfreut, ist dies unerlässlich. Hier ist überdies eine Dominanz der Striktion die Regel.

Dabei ist jedoch stets zu bedenken, daß derart kurze Pulse sich in dispergierenden Medien rasch verbreitern, womit auch eine Abnahme des Intensitätsgradienten verbunden ist.

Die Geometrie des bestrahlten Volumens ist für schwache optische Absorption zylinderförmig, da die optische Eindringtiefe die lateralen Dimensionen des Laserstrahls übersteigt. Aus diesem Grund sinkt die Amplitude des erzeugten Drucksignals außerhalb des Laserstrahls mit der Wurzel des Abstandes von der Strahlachse: $p' \propto r_{\perp}^{-1/2}$. Im Vergleich dazu verhält sich die Amplitude einer durch punktförmige Erregerzentren erzeugten sphärischen Welle umgekehrt proportional zum Abstand: $p' \propto r^{-1}$. Die Amplitude einer ebene Welle erfährt in einem nicht dissipativen Medium idealerweise keinen Abfall: $p' = \text{const} \propto 1$.

Medien mit starker Absorption

Für Medien mit sehr hohen optischen Absorptionskoeffizienten, was dem Fall der moderaten Modulationsfrequenz bzw. Pulsdauer (vgl. (3.12)) äquivalent ist, nimmt das bestrahlte Volumen die Geometrie einer flachen Scheibe an, was näherungsweise zur Erzeugung einer ebenen Welle führt (vgl. (3.41)).

Hinsichtlich einer solchen Bestrahlungsgeometrie ist ein Hinterfragen der Gültigkeit der Wärmediffusionsgleichung wichtig. Eine Aussage über Temperaturen kann sich stets nur auf ein hinreichend großes Ensemble einzelner Atome oder Moleküle beziehen, dem dann über die statistische MAXWELL-Verteilung ihrer Geschwindigkeiten eine Temperatur zugeordnet werden kann [Bre 75]. Selbiges gilt auch für den Begriff der Entropie.

Der Begriff des "Teilchens" im Sinne der Hydrodynamik und Elastizitätstheorie ist bislang bewußt nicht verwandt worden. Danach ist die Ausdehnung eines Teilchens definitionsgemäß klein gegen die des betrachteten Gesamtvolumens. Sie ist jedoch groß gegen die Ausdehnung einzelner Atome und Moleküle, so daß einem Teilchen die auf einer statistischen Gesamtheit basierenden Begriffe der Temperatur sowie der Entropie zugeordnet werden können [Lan 78, 89]. Des weiteren sind Teilchen daher innerhalb ihres Volumens als homogen anzusehen.

Aufgrund der vorstehenden Überlegungen ist es insbesondere physikalisch nicht sinnvoll, die Diffusion von Wärme über Abstände zu betrachten, die vergleichbar sind mit denen zwischen den einzelnen Atomen oder Molekülen.

Dies wird ersichtlich, wenn man der Wärme durch zeitliche Differentiation der Diffusionslänge L eine "Diffusionsgeschwindigkeit" zuordnet:

$$\frac{\partial L}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{4\kappa t} = \frac{4\kappa}{2\sqrt{4\kappa t}} = \sqrt{\frac{\kappa}{t}} \quad (3.13)$$

Offensichtlich divergiert dieser Ausdruck für $t \rightarrow 0$ und kann dort keine Gültigkeit mehr haben. Somit ist der durch die parabolische Gleichung (3.7) definierte Begriff der Wärmediffusion nur für hinreichend große Längen- und Zeitskalen anwendbar. Für sehr kurze Abstände und Zeiten hingegen gilt eine hyperbolische Wärmeleitungsgleichung [Kam 90, San 95a, 95b]. Diese divergiert nicht für $t \rightarrow 0$. Für Flüssigkeiten jedoch bleibt die parabolische Wärmediffusionsgleichung (3.7) für Wechselwirkungszeiten ab 0,3 ns gültig.

Des weiteren muß beachtet werden, daß bei kleinen erwärmten Volumina und damit hohen optischen Absorptionskoeffizienten, für die eine Anwendung der hyperbolischen Wärmeleitungsgleichung am ehesten von Interesse sein könnte, die Wahrscheinlichkeit für irreversible Veränderungen oder gar einen Abtrag des bestrahlten Areals rasch ansteigt (vgl. Abb. 9), so daß der geforderte zerstörungsfreie Charakter des Verfahrens nicht gewahrt bleiben könnte.

Zusammenfassung

Im vorausgegangenen Abschnitt wurden die an der Entstehung der unterschiedlichen Arten laserinduzierter Drucktransienten beteiligten Mechanismen diskutiert und bewertet. Diese sind in Abb. 10 noch einmal zusammenfassend dargestellt.

Der in Kap. 3.2.3 erörterte *thermooptische Effekt* ist hinsichtlich der im Rahmen dieser Arbeit stattfindenden Betrachtungen der Wechselwirkung von Laserlicht mit gewebeähnlichen Substanzen der wichtigste Mechanismus. Eine ausführliche Beschreibung der dabei entstehenden Drucktransienten wird im folgenden Abschnitt gegeben.

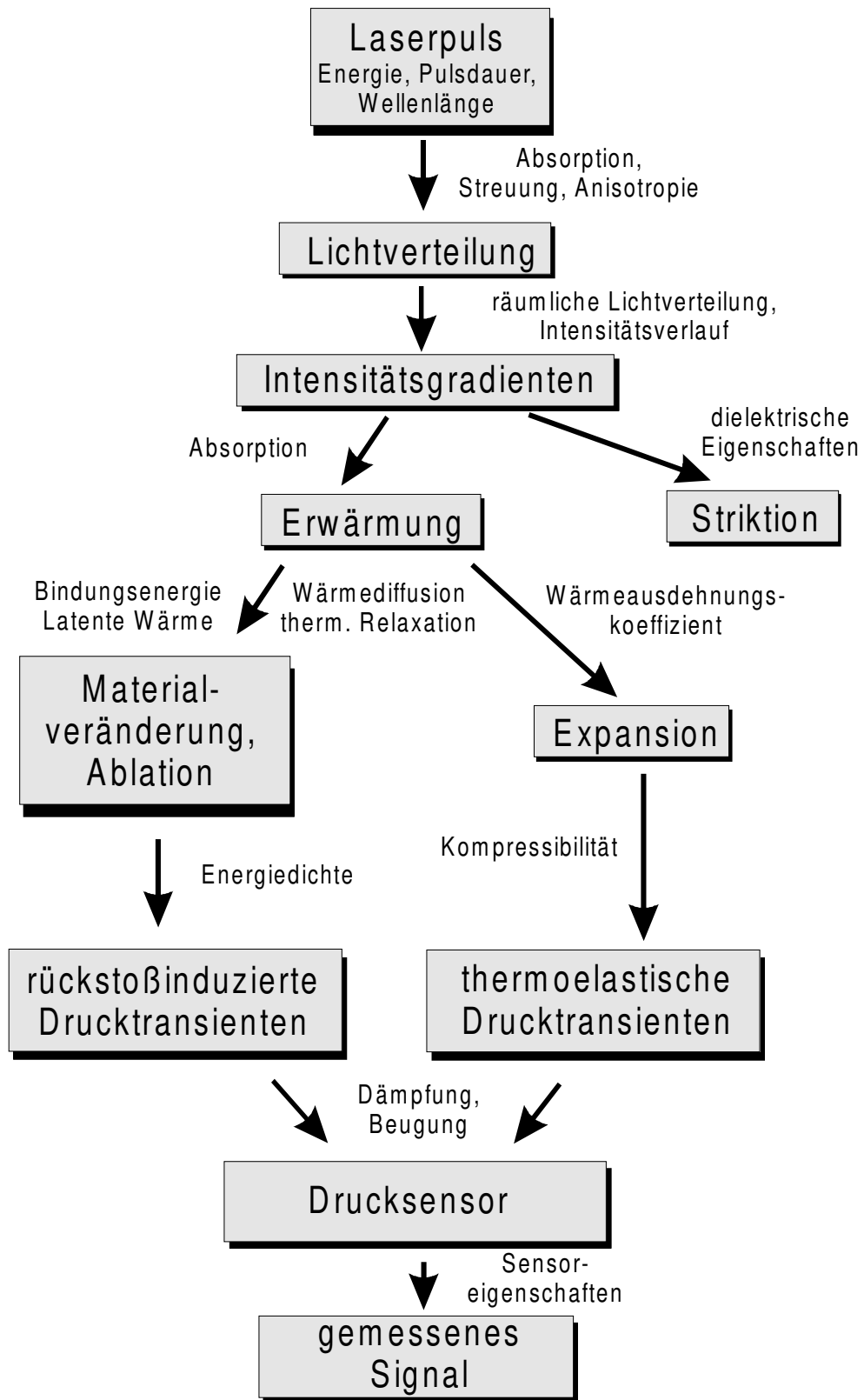


Abbildung 10: Physikalische Mechanismen bei der Entstehung laserinduzierter akustischer Transienten

3.3 Das räumliche und zeitliche Druckverhalten

Um die generierten Drucktransienten hinsichtlich optischer Eigenschaften der bestrahlten Probe geeignet interpretieren zu können, bedarf es einer ausführlichen Analyse sämtlicher Mechanismen, die sowohl bei der Erzeugung als auch während der Ausbreitung Einfluß auf das Drucksignal nehmen können. Zu diesem Zweck erfolgt in Kapitel 3.3.1 eine Diskussion der akustischen und hydrodynamischen Grundgesetze. Diese bleibt dabei stets auf die Anwendung in Fragestellungen optoakustischer Druckgenerierung ausgerichtet.

Eine sich aus diesen Überlegungen ergebende Wellengleichung wird in Kapitel 3.3.2 mittels des Konzepts der akustischen Transferfunktionen für homogen absorbierende Proben gelöst. Diese Lösung wird anschließend in Kapitel 3.3.3 hinsichtlich unterschiedlicher Parameter der bestrahlten Probe und des applizierten Laserpulses interpretiert. Der Parameterraum, für den eine Anwendung des optoakustischen Meßverfahrens interessant ist, wird bereits in diesem Zusammenhang umrissen. Dabei wird deutlich, daß insbesondere der Effekt der optoakustischen Diffraktion in erheblichem Maß zu Veränderungen der Signalform führen kann. Dieser wird daher in Kapitel 3.3.4 separat diskutiert.

Insbesondere im Hinblick auf medizinische Anwendungen an biologischem Gewebe ist eine Vernachlässigung der Streueigenschaften und anderer Inhomogenitäten des bestrahlten Mediums nicht zulässig. Daher erfolgt in Kapitel 3.3.5 schließlich eine Erweiterung der zuvor besprochenen Lösung auf den allgemeinen Fall inhomogener und streuender Medien.

3.3.1 Akustische und hydrodynamische Grundlagen

Im folgenden sollen zunächst die grundlegenden Zusammenhänge diskutiert werden, deren Verständnis für eine theoretische Beschreibung optoakustischer Transienten notwendig ist. Die zu diesem Zweck zu betrachtenden Mechanismen basieren auf Überlegungen hinsichtlich der Akustik, der Hydrodynamik, der Elastizität und der Thermodynamik der im elektromagnetischen Feld befindlichen Medien. Einen Überblick über Begriffe, Zusammenhänge und Herleitungen, deren Kenntnis im folgenden Kapitel nicht essentiell ist, vermittelt Anhang B.

Festkörper, Flüssigkeiten und Gase werden in den erwähnten Theorien zunächst stets als Kontinua angesehen. Die Ausdehnung eines Teilchen in diesem Sinne ist danach klein gegen die des betrachteten Gesamtvolumens. Sie ist jedoch groß gegen die Ausdehnung einzelner in dem Volumen enthaltener Atome und Moleküle, so daß einem Teilchen die auf einer statistischen Gesamtheit basierenden Begriffe der Temperatur sowie der Entropie zugeordnet werden können [Lan 78, 89]. Des weiteren sind Teilchen daher innerhalb ihres Volumens als homogen anzusehen.

Bevor nun eine Einführung grundlegender Zusammenhänge erfolgt, ist eine Klassifizierung der zu charakterisierenden Medien erforderlich. Hinsichtlich der Anwendung optoakustischer tomographischer Verfahren in der medizinischen Diagnostik ist biologisches Weichgewebe von besonderem Interesse. Dieses besteht im Durchschnitt zu 70-80 % aus Wasser [Duc 90]. Es wird

stabilisiert von der Gewebematrix, beispielsweise Zellwänden oder Kollagenfasern [Olm 97b]. Innerhalb dieses Matrixverbandes kann es zu Strömungen des Gewebewassers kommen. Diese sind teilweise sogar aus physiologischer Sicht unerlässlich, so z.B. bei der Aufrechterhaltung interzellulärer Stoffwechselforgänge sowie bei der Nährstoffversorgung vieler Organe über das Lymphsystem und Teilchendiffusionsprozesse. Daher sind dem Gewebe einerseits die Eigenschaften einer Flüssigkeit zuzuordnen. Für eine solche gelten die Gesetze der Hydrodynamik. Andererseits verleiht die Matrix dem Gewebe die Eigenschaften einer Festkörperstruktur. Aufgrund der formerhaltenden Kräfte, wie sie in einem Festkörper existieren, sind auch diese hinsichtlich der biomechanischen Funktionalität des Organismus notwendig. Derartige Eigenschaften verlangen die Anwendung der Elastizitätstheorie.

In Abhängigkeit von den zu diskutierenden Mechanismen und Phänomenologien wird es daher zunächst zweckmäßig sein, jeweils eine der Betrachtungsweisen zu bevorzugen. Bei einer konkreten Betrachtung der relevanten Effekte im Gewebe stellt man jedoch fest, daß die Festkörpereigenschaften nahezu vernachlässigbar sind. So sind beispielsweise die nur in Festkörpern und viskosen Flüssigkeiten auftretenden akustischen Transversalwellen gegenüber den Longitudinalwellen in Weichgewebe sehr stark überdämpft [Fri 76]. Der akustische Absorptionskoeffizient für Scherwellen beträgt bis zu $3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ gegenüber weniger als $0,1 \text{ cm}^{-1}$ für Longitudinalwellen bei akustischen Frequenzen im Bereich einiger MHz. Auch ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit liegt mit einigen 10 m/s bei nur *wenigen* % der von Longitudinalwellen [Duc 90, Fri 76]. Dies ist unter Berücksichtigung des in der Regel für einen Festkörper geltenden Verhältnisses beider Geschwindigkeiten von 55-70 % [Kut 88, Sut 84] sehr gering. Für weitere Aspekte sei auf die detailliertere Beschreibung biologischen Gewebes vom physikalischen Standpunkt aus in Anhang C verwiesen.

Eine Beschreibung optoakustischer Transienten aus hydrodynamischer Sicht erscheint unter den genannten Gesichtspunkten als gerechtfertigt. Wo es notwendig ist, die Festkörpereigenschaften zu berücksichtigen, wird dies im Einzelfall geschehen.

Zur mathematischen Beschreibung des Bewegungszustandes einer Flüssigkeit bedarf es der zeitlichen Entwicklung der räumlichen Geschwindigkeitsverteilung $v(x, y, z, t)$ sowie zweier beliebiger thermodynamischer Größen. Dies können beispielsweise der Druck $p(x, y, z, t)$ und die Dichte $\rho(x, y, z, t)$ sein. Die Wahl der thermodynamischen Parameter ist beliebig, da über die Zustandsgleichung der Substanz jede Größe durch zwei beliebige andere Größen bestimmt wird [Lan 78, 79, Bre 75]. Somit genügen fünf Größen zur Beschreibung des Bewegungszustandes einer Flüssigkeit: Die Komponenten der Geschwindigkeit v , der Druck p und die Dichte ρ . Für diese Größen wird im folgenden ein Satz von grundlegenden Beziehungen eingeführt. Dies sind die *Kontinuitätsgleichung*, die *Bewegungsgleichung* und die *Wärmetransportgleichung*. Basierend auf diesen Identitäten kann dann eine Beschreibung des raumzeitlichen Druckverhaltens, welches als spätere Meßgröße von Interesse sein wird, gefunden werden.

Die Kontinuitätsgleichung

Zunächst wird der Erhaltungssatz für die Masse formuliert. Dieser besagt, daß Teilchenströmungen in ein oder aus einem begrenzten Volumen V_0 zu einer Änderung der Dichte ρ in diesem Volumen führen [Lan 78, Sut 84]. Die Teilchen durchqueren dabei die Oberfläche O , welche das Volumen begrenzt.

Betrachtet man o.B.d.A herausfließende Teilchen mit Richtungskomponenten der Geschwindigkeit \mathbf{v} parallel zum Flächenvektor $d\mathbf{f}$, so kann man schreiben:

$$\oint_O \rho \mathbf{v} d\mathbf{f} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_0} \rho dV \quad (3.14)$$

Nach Anwendung des GAUßschen Satzes für Flächenintegrale auf der linken Seite können beide Seiten zu einem Volumenintegral zusammengefaßt werden. Man erhält dann:

$$\begin{aligned} \int_{V_0} \nabla(\rho \mathbf{v}) dV &= -\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_0} \rho dV \\ \Leftrightarrow \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) &= 0 \end{aligned} \quad (3.15)$$

Dies ist die Kontinuitätsgleichung der Hydrodynamik, wobei $\rho \mathbf{v} =: \mathbf{j}$ als Teilchenstromdichtektor interpretiert werden kann.

Die Bewegungsgleichung

Als nächstes wird die auf das Flüssigkeitsvolumen wirkende Kraft \mathbf{F} betrachtet. Sie ergibt sich durch Integration über den Druck p längs der begrenzenden Oberfläche O :

$$\mathbf{F} = -\oint_O p d\mathbf{f} \quad (3.16)$$

Auch hier läßt sich der GAUßsche Satz anwenden. Des weiteren benutzt man das zweite NEWTONSche Axiom:

$$\begin{aligned} m \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= -\int_{V_0} \nabla p dV \\ \Leftrightarrow \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= -\nabla p \\ \Leftrightarrow \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} &= -\frac{1}{\rho} \nabla p \end{aligned} \quad (3.17)$$

Das Differential $d\mathbf{v}/dt$ gibt hierbei die Änderung der Geschwindigkeit eines bestimmten, sich im Raum bewegendem Teilchens an. Um diese durch ortsfeste Koordinaten ausdrücken zu können, wurde im letzten Schritt das totale Differential der Geschwindigkeit \mathbf{v} ausgeschrieben. Die *partielle* Zeitableitung beschreibt dabei die zeitliche Änderung der Teilchengeschwindigkeit an einem festen Raumpunkt aufgrund der Krafteinwirkung, der zweite Term die Geschwindigkeitsänderung aufgrund einer Translation der Teilchen an Orte mit einer anderen momentanen Teilchengeschwindigkeit. Dadurch wird eine Wechselwirkung der Teilchen untereinander berücksichtigt.

Diese Bewegungsgleichung wurde 1755 von LEONHARD EULER aufgestellt. Sie beschreibt die Erhaltung des Impulses und gilt in dieser Form für ideale inkompressible Flüssigkeiten ohne Reibung mit verschwindender Viskosität. Führt man die Scherviskosität η ein, so ist die EULERSche Gleichung um einen dissipativen Term $\eta \Delta \mathbf{v}$ zu erweitern. Dieser beschreibt Reibungsverluste innerhalb der Flüssigkeit. Die so entstandene Gleichung führt den Namen "NAVIER-STOKES-Gleichung":

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = - \nabla p + \eta \Delta \mathbf{v} \quad (3.18)$$

Berücksichtigt man zusätzlich die Volumenviskosität ξ für *kompressible* Flüssigkeiten, so muß diese Gleichung nochmals um einen Term $(\xi + \eta/3) \cdot \nabla(\nabla \mathbf{v})$ erweitert werden [Lan 78]. Dies ist im allgemeinen jedoch nur für Gase notwendig, deren Kompressibilität das ca. 10^5 -fache der von Flüssigkeiten beträgt. Eine Vernachlässigung des entsprechenden dissipativen Terms bedeutet dabei nichts anderes als eine Vernachlässigung der Divergenz der Teilchengeschwindigkeit, wodurch sich eine inkompressible Flüssigkeit gerade definiert. Dies ist leicht nachvollziehbar unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung (3.15): Da die Teilchendichte konstant bleiben muß, muß die Divergenz des Teilchenstroms ebenfalls verschwinden.

Die Wärmetransportgleichung

Die Volumenenergiedichte einer Flüssigkeit ergibt sich aus der Summe ihrer kinetischen Energie und ihrer inneren Energie:

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho \epsilon \quad (3.19)$$

Betrachtet man deren zeitliche Änderung, so kann man diese unter Benutzung der Kontinuitätsgleichung, der Bewegungsgleichung sowie der MAXWELLSchen Relationen der Thermodynamik [Bre 75] schreiben als

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho v^2}{2} + \rho \epsilon \right) = -\nabla \left[\rho \mathbf{v} \left(\frac{v^2}{2} + w \right) \right] \quad (3.20)$$

ϵ = innere Energie pro Masseneinheit

w = Enthalpie pro Masseneinheit = $\epsilon + p/\rho$

Dies ist offensichtlich eine Kontinuitätsgleichung für die Volumenenergiedichte einer Flüssigkeit, wobei der rechte Term in eckigen Klammern als Energiestromdichte interpretiert werden kann.

Auch diese Gleichung muß bei Berücksichtigung der Viskosität erweitert werden, da die innere Reibung zu einem zusätzlichen Energiestrom $\mathbf{v}\sigma$ führt. Die Komponenten des hier eingeführten Reibungstensors σ_{ik} lassen sich durch die Scherviskosität η und die Volumenviskosität ξ ausdrücken, welche ein Maß für die innere Reibung angeben (vgl. Anhang B).

Zusätzlich darf der Effekt der Wärmeleitung nicht a priori vernachlässigt werden. Er bewirkt einen Energiestrom $-k\nabla T$. Damit erhält (3.20) folgende Gestalt:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho v^2}{2} + \rho \epsilon \right) = -\nabla \left[\rho \mathbf{v} \left(\frac{v^2}{2} + w \right) - \mathbf{v}\sigma - k\nabla T \right] \quad (3.21)$$

Unter nochmaliger Benutzung der Kontinuitätsgleichung, der Bewegungsgleichung und der MAXWELL-Relationen ergibt sich die allgemeine Wärmetransportgleichung:

$$\rho T \left(\frac{\partial s}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla s \right) = \sigma_{ik} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \nabla(k\nabla T) \quad (3.22)$$

s = Entropie

σ_{ik} = Reibungstensor

v_i = Komponenten der Teilchengeschwindigkeit, $i = 1..3$

x_k = Ortskomponenten, $k = 1..3$

Hier wurde die EINSTEINSche Summenkonvention benutzt, nach der über doppelt auftauchende Indizes summiert wird.

Unter Benutzung der thermodynamischen Identitäten

$$\begin{aligned}\frac{\partial s}{\partial t} &= \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p \frac{\partial T}{\partial t} \\ \nabla s &= \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p \nabla T \\ T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p &= C_p\end{aligned}\tag{3.23 a, b, c}$$

kann die Entropie s aus (3.22) eliminiert werden und man erhält die allgemeine Wärmetransportgleichung in Abhängigkeit von der Temperatur:

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla T \right) = \sigma_{ik} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \nabla(k \nabla T)\tag{3.24}$$

Hierbei ist der Term in Klammern auf der linken Seite gerade das totale zeitliche Differential dT/dt der Temperatur. Die gesamte linke Seite ist somit die pro Volumen- und Zeiteinheit aufgenommene Wärmemenge. Der erste Term auf der rechten Seite ist die aufgrund der Viskosität in Wärme umgewandelte Energie. Der letzte Term beschreibt schließlich die durch Wärmeleitung eingebrachte Wärmemenge.

Für eine ruhende Flüssigkeit verschwinden alle die Teilchengeschwindigkeit \mathbf{v} oder deren Komponenten enthaltenden Terme. In einem solchen Fall reduziert sich (3.24) bei konstanter Wärmeleitfähigkeit k zu

$$\begin{aligned}\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} &= k \Delta T \\ \Leftrightarrow \frac{\partial T}{\partial t} &= \kappa \Delta T\end{aligned}\tag{3.25}$$

wobei wiederum der Parameter der Wärmediffusionskonstanten $\kappa = k/\rho C_p$ benutzt wurde. (3.25) ist die allgemein bekannte Wärmediffusionsgleichung und kann als Spezialfall der allgemeinen Wärmetransportgleichung angesehen werden, wobei der Wärmetransport durch Konvektion sowie die Wärmeentstehung durch innere Reibung vernachlässigt wurden.

Die Form der Wärmediffusionsgleichung entspricht einer Kontinuitätsgleichung für die Wärme. Dies kann durch Anwendung des GAUßschen Integralsatzes leicht nachvollzogen werden:

$$\int_{V_0} \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} dV = \int_{V_0} \nabla \cdot (k \nabla T) dV$$

$$\int_{V_0} \frac{\partial Q}{\partial t} dV = \int_{V_0} \nabla \cdot \mathbf{q} dV$$

$$\int_{V_0} \frac{\partial Q}{\partial t} dV = \oint_o \mathbf{q} \cdot d\mathbf{f} \quad (3.26)$$

wobei Q die Wärmemenge in dem betrachteten Volumen V_0 bezeichnet. Der Vektor \mathbf{q} kann nach der Wärmeleitungsgleichung $\mathbf{q} = k \nabla T$ als Wärmestromdichte aufgefaßt werden.

Der Mechanismus des Wärmetransports durch Wärmestrahlung wurde in den vorangegangenen Betrachtungen nicht berücksichtigt. Bedingt durch den hohen Absorptionskoeffizienten der meisten Materialien für Wärmestrahlung (Mittelwert 1200 cm^{-1} im Spektralbereich $7\text{-}20 \text{ }\mu\text{m}$) kann dieser Übertragungsmechanismus vernachlässigt werden. Eine detaillierte Diskussion der Wärmestrahlung findet sich in [Sch 98].

Die homogene Wellengleichung für die Schallausbreitung

Aus der Kontinuitätsgleichung (3.15) und der EULERSchen Bewegungsgleichung (3.17) soll nun zunächst eine homogene Wellengleichung für die Schallausbreitung in einer idealen Flüssigkeit hergeleitet werden. Zur späteren Berücksichtigung der Lasereinstrahlung wird die Wärmetransportgleichung um diesen Quellterm erweitert. Dabei werden dann auch viskose Flüssigkeiten mit einbezogen.

Die Gleichungen (3.15) bis (3.17) können unter der Voraussetzung geringer Schwingungsamplituden der Teilchen und geringer Temperaturerhöhungen bzw. Entropieänderungen linearisiert werden. Obwohl der Prozeß der Schallerregung hier *zunächst* noch außer acht gelassen wird, sei bereits jetzt darauf hingewiesen, daß dies auch später unter Berücksichtigung der eingestrahlten Energiedichte zulässig ist (vgl. Abb. 9). Danach können akustische Nichtlinearitäten für das hier ausschließlich interessierende *subablative* Regime und (größtenteils sogar weit darüber hinaus) vernachlässigt werden, falls die Entfernung des Beobachtungspunktes bzw. des Detektionsortes für den Druck vom Erregerzentrum mindestens in der Größenordnung der optischen Eindringtiefe liegt [Bur 78, Kar 77]. Dieses Kriterium ist für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit diskutierten Messungen gänzlich erfüllt. Für eine Abschätzung des Einflusses akustischer Nichtlinearitäten sei auf Anhang B verwiesen.

Es gilt somit:

$$\frac{\rho'}{\rho_0} \sim \frac{|\mathbf{v}|}{c_0} \sim \frac{p'}{p_0} \sim \frac{s'}{C_V} \ll 1 \quad (3.27)$$

ρ' = Dichteänderung

p' = Druckänderung

s' = Entropieänderung

C_V = spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen

Damit wird aus (3.15):

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \nabla \mathbf{v} = 0 \quad (3.28)$$

Dichte und Druck hängen unmittelbar voneinander ab. Entwickelt man den Druck um die ungestörte Dichte ρ_0 für geringe Auslenkungen, so kommt man zu folgendem Ergebnis:

$$p' \approx \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\rho_0} \cdot \rho' \quad (3.29)$$

Einsetzen von (3.29) in (3.28) liefert:

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \rho_0 \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\rho_0} \nabla \mathbf{v} = 0 \quad (3.30)$$

Wiederum unter Berücksichtigung geringer Auslenkungen kann der zweite Term in (3.17) vernachlässigt werden:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \nabla p' = 0 \quad (3.31)$$

Eine ideale Flüssigkeit ist wirbelfrei. Dies gestattet die Einführung eines Geschwindigkeitspotentials φ . Unter Zuhilfenahme von (3.31) kann auch der Druck p mittels φ ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{v} = 0 &\Rightarrow \mathbf{v} = \nabla \varphi \\ &\Rightarrow p = - \rho_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Einsetzen von (3.32) in (3.30) liefert schließlich:

$$\begin{aligned}
 -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\rho_0} \Delta \varphi &= 0 \\
 \Leftrightarrow \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \Delta \varphi &= 0
 \end{aligned} \tag{3.33}$$

Dies ist eine Wellengleichung für das Geschwindigkeitspotential φ in einer idealen Flüssigkeit bei geringen Teilchenauslenkungen. Durch Einsetzen von (3.32) erhält man eine solche ebenso für die Druckerhöhung p sowie die Teilchengeschwindigkeit v . Der Ausdruck $(\partial p / \partial \rho)_{\rho_0} =: c_0^2$ kann dabei als Quadrat der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle interpretiert werden. Für geringe Auslenkungen ist $c_0^2 = (\chi \rho_0)^{-1}$ eine Approximation.

Betrachtet man nun noch Bewegungen in idealen Flüssigkeiten hinsichtlich der Entropie s , so verlaufen diese stets adiabatisch [Lan 78]. Dies ist gleichbedeutend mit einer zeitlich konstanten Entropie. Da dann offensichtlich $ds/dt = 0$ gilt, kann auch hier über die Bildung des totalen Differentials eine Kontinuitätsgleichung für die Entropie aufgestellt werden. Ist zusätzlich die Anfangsverteilung der Entropie räumlich konstant, so spricht man von einer *homentropen* Bewegung.

Die Grundgleichungen für reale Flüssigkeiten

Die im folgenden betrachteten Flüssigkeiten sollen nunmehr real sein. Dies bedeutet, daß sowohl ihre Scherviskosität als auch ihre Kompressibilität (und damit Volumenviskosität) nicht verschwinden. Des weiteren wird die Bestrahlung mit Laserlicht als Quellterm eingeführt. Die sich daraus ergebenden Gleichungen werden nun gemäß Bedingung (3.27) in bereits linearisierter Form angegeben. Wie bereits im Fall der homogenen Druckausbreitungsgleichung sind lediglich die Kontinuitätsgleichung und die NAVIER-STOKESsche Bewegungsgleichung notwendige Voraussetzungen. Erweitert wird dieser Satz von Identitäten um die allgemeine Wärmetransportgleichung.

In (3.28) ist die Linearisierung der Kontinuitätsgleichung (3.15) bereits vollzogen worden. Um ein geschlossenes System von Gleichungen zu erhalten, muß die Zahl der unabhängigen Variablen reduziert werden. Zu diesem Zweck werden der Druck p sowie die Temperatur T in der NAVIER-STOKES-Gleichung (3.18) bzw. in der allgemeinen Wärmetransportgleichung (3.24) über ihre thermodynamischen Zustandsgleichungen durch die Dichte ρ und die Entropie s ausgedrückt [Lan 79].

Auch hier können aufgrund der zulässigen Linearisierung jeweils die Werte für die geringe Änderung (ρ' und s') benutzt werden:

$$p = p_0 + c_0^2 \rho' + \frac{T_0 c_0^2 \rho_0 \beta}{C_P} s' \quad (3.34 \text{ a, b})$$

$$T = T_0 + \frac{T_0 c_0^2 \beta}{\rho_0 C_P} \rho' + \frac{T_0}{C_V} s'$$

Die NAVIER-STOKES-Gleichung (3.18) wird damit zu

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = - c_0^2 \nabla \rho' - \frac{T_0 c_0^2 \rho_0 \beta}{C_P} \nabla s' + \eta \Delta \mathbf{v} + \left(\xi + \frac{\eta}{3} \right) \cdot \nabla (\nabla \mathbf{v}) \quad (3.35)$$

Hier wurde die Volumenviskosität ξ und damit die nicht verschwindende Kompressibilität der Flüssigkeit mitberücksichtigt. Der nichtlineare Term der Teilchengeschwindigkeit \mathbf{v} konnte gemäß (3.27) eliminiert werden.

Da der Reibungstensor σ_{ik} bereits linear von der Teilchengeschwindigkeit \mathbf{v} abhängt, kann der entsprechende dissipative Term in der allgemeinen Wärmetransportgleichung (3.22) ebenfalls eliminiert werden. Diese kann somit unter Benutzung der Zustandsgleichung (3.34 b) geschrieben werden als

$$\rho_0 T_0 \left(\frac{\partial s}{\partial t} \right) = \frac{T_0 k}{C_V} \Delta s' + \frac{k T_0 c_0^2 \beta}{\rho_0 C_P} \Delta \rho' - \nabla \langle \mathbf{S} \rangle \quad (3.36)$$

Hierbei wurde mit $\nabla \langle \mathbf{S} \rangle$ die durch die Divergenz des POYNTING-Vektors \mathbf{S} beschriebene deponierte Volumenenergiedichte als Quellterm eingebracht wurde [Gus 92].

Die inhomogene Wellengleichung für den Druck

Basierend auf den aus den vorstehenden Umformungen erhaltenen drei Gleichungen soll nun die inhomogene Wellengleichung für den Druck hergeleitet werden. Wie bereits erwähnt, bedarf es zur vollständigen Beschreibung einer bewegten Flüssigkeit der Kenntnis von fünf Größen: Der drei Komponenten der Geschwindigkeit \mathbf{v} , des Drucks p und der Dichte ρ . Die drei Gleichungen sind im einzelnen die bereits zuvor genannten; sie berücksichtigen jedoch die realen Eigenschaften einer Flüssigkeit: Mit der skalaren *Kontinuitätsgleichung* (3.28), der vektoriellen NAVIER-STOKES-Bewegungsgleichung (3.35) und der *Wärmetransportgleichung* (3.36) stehen zur Bestimmung der fünf erforderlichen Größen auch genau fünf Gleichungen zur Verfügung.

Durch Kombination der linearisierten NAVIER-STOKES-Gleichung (3.35) mit der linearisierten Kontinuitätsgleichung (3.28) kann die Dichteänderung ρ' eliminiert werden. Darüber hinaus ist es vorteilhaft, wie bereits im Fall der homogenen Wellengleichung gemäß (3.32) das Geschwindigkeitspotential φ einzuführen, mit dessen Hilfe sich der Druck p und die Teilchengeschwindigkeit \mathbf{v} ausdrücken lassen. Dieses Vorgehen liefert:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \varphi - \frac{\xi + \frac{4\eta}{3}}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial t} (\Delta \varphi) = - \frac{c_0^2 \beta}{C_p} \frac{\partial}{\partial t} (T_0 s') \quad (3.37)$$

Aus der vereinfachten Wärmetransportgleichung (3.36) ergibt sich:

$$\frac{\partial}{\partial t} (T_0 s') = \kappa \Delta (T_0 s') - \frac{\nabla \langle \mathbf{S} \rangle}{\rho_0} \quad (3.38)$$

Hier wurde wieder die Wärmediffusivität $\kappa = k/\rho_0 C_p$ verwandt. Der Unterschied zwischen C_p und C_v wurde dabei vernachlässigt, was für den Adiabatenexponenten $\gamma = C_p/C_v$ bedeutet: $\gamma \approx 1$. Da für Flüssigkeiten die Ungleichung $\gamma - 1 \ll 1$ gilt, ist dies in der Regel zulässig.

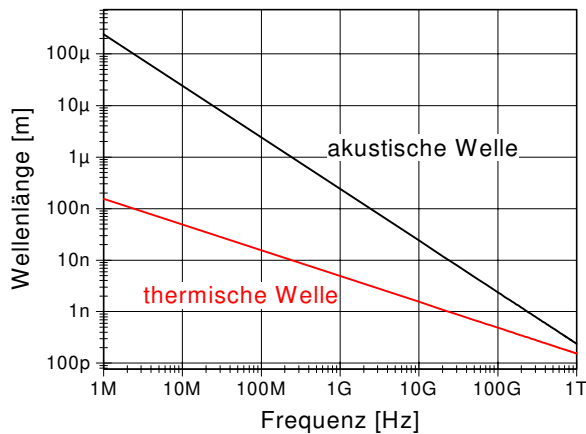


Abbildung 11: Thermische und akustische Wellenlänge in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz bzw. den Frequenzkomponenten des Laserpulses. Der akustische Wellenzahlvektor ist demnach gegenüber dem thermischen über den gesamten Frequenzbereich des Ultraschalls vernachlässigbar.

Aufgrund der schwachen Kopplung zwischen den akustischen und den thermischen Wellen konnte der Term $\sim \Delta \rho'$ aus (3.36) ebenfalls vernachlässigt werden. Dies wird bei einer Betrachtung der spektralen Darstellung von (3.36) verständlich: Dabei geht der Laplace-Operator Δ über in das Quadrat des Wellenzahlvektors k^2 . Jeder Modulationsfrequenz ω des eingestrahlt Laserlichts und damit auch jeder Frequenzkomponente eines Laserpulses läßt sich ein thermischer und ein akustischer Wellenzahlvektor zuordnen. Dieser ergibt sich jeweils aus der innerhalb der Periodendauer $2\pi/\omega$ zurückgelegten Distanz der entsprechenden Welle.

Aus der thermischen Diffusivität κ bzw. der Schallgeschwindigkeit c_0 kann diese Distanz leicht bestimmt werden:

$$\lambda_{therm} \sim \sqrt{\frac{\kappa}{\omega}} \quad \ll \quad \lambda_{ak} \sim \frac{c_0}{\omega} \quad (3.39)$$

In (3.39) ist bereits angedeutet, daß die thermische Wellenlänge λ_{therm} klein gegen die akustische λ_{ak} ist. Für die Wellenzahlvektoren folgt genau das Umgekehrte. Da dies insbesondere für ihre Quadrate gilt, kann auch $\Delta\rho'$ gegen $\Delta s'$ vernachlässigt werden. Daß diese Aussage für sämtliche akustische Frequenzen gilt, verdeutlicht Abb. 11. Dort sind beide Wellenlängen gegen die Modulationsfrequenz bzw. die Frequenzkomponenten der spektralen Darstellung des Laserpulses aufgetragen. Für $\omega/2\pi = 1$ GHz unterscheiden sich die Quadrate der Wellenlängen noch um mehr als drei Größenordnungen.

An (3.37) und (3.38) wird nun eine letzte Vereinfachung vorgenommen: Der sich durch die Viskositätsparameter ξ und η ergebende dissipative Term der Schallabsorption braucht für betrachtete Volumina mit Abmessungen in der Größenordnung der akustischen Wellenlänge nicht berücksichtigt zu werden. Damit reduziert sich (3.37) zu einer inhomogenen Wellengleichung für das Geschwindigkeitspotential mit der Zeitableitung der Entropieänderung als Quellterm. In Übereinstimmung mit (3.8) ist der Effekt der Wärmeleitung für den gesamten spektralen Bereich der hier betrachteten akustischen Frequenzen bzw. Laserpulsdauern ebenfalls zu vernachlässigen (vgl. auch Abb. 8). Die so reduzierte Gleichung (3.38) kann nun direkt in (3.37) eingesetzt werden. Dies führt zu:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \varphi = \frac{c_0^2 \beta}{\rho_0 C_p} \nabla \langle \mathbf{S} \rangle \quad (3.40)$$

Dies entspricht genau einer inhomogenen Wellengleichung für das Geschwindigkeitspotential φ . Mit $\nabla \langle \mathbf{S} \rangle$ beschreibt der Quellterm die durch die Divergenz des POYNTING-Vektors \mathbf{S} beschriebene deponierte Volumenenergiedichte. Diese liegt im Fall eines absorbierenden Mediums in Form von Wärmeenergie vor (vgl. (3.10)). Die gesamte rechte Seite von (3.40) kann leicht interpretiert werden: Der GRUENEISEN-Parameter $\Gamma := \beta c_0^2 / C_p$ berücksichtigt die Effizienz der Umsetzung deponierter Wärmeenergie in Druck. Diese liegt für thermoelastische Drucktransienten im Bereich einiger % (vgl. Kap. 3.2.3). Mit Hilfe der Dichte ρ_0 wird die Energiedichte von Volumen- in Masseneinheiten umgerechnet. Der aufgrund dieses Quellterms entstehende Maximaldruck konnte somit bereits in (3.10) zuverlässig abgeschätzt werden. Dabei mußte allerdings die Einhaltung der Bedingungen des akustischen und damit auch thermischen confinement vorausgesetzt werden (vgl. (3.8), (3.9)).

Um auch den Druckverlauf exakt berechnen zu können, ist eine Berücksichtigung aller Parameter (die des Laserpulses und die des bestrahlten Mediums) notwendig. Diese sind implizit im Quellterm $\sim \nabla \langle S \rangle$ enthalten.

Durch Benutzung der beiden Beziehungen in (3.32) kann die Wellengleichung (3.40) gleichermaßen auch für die Teilchengeschwindigkeit v und den Druck p aufgestellt werden. Alle drei Darstellungen sind vollkommen äquivalent, die für das Geschwindigkeitspotential φ hat jedoch den Vorteil, daß sowohl v als auch p je nach Bedarf und damit je nach Meßgröße leicht berechnet werden können. Der skalare Charakter vereinfacht zudem ihre Handhabung. Ihre Lösung wird im folgenden Abschnitt hergeleitet und diskutiert.

3.3.2 Lösung der inhomogenen Wellengleichung für Absorber: Das Konzept der Transferfunktionen

Der zeitliche Verlauf sowie die Amplitude thermooptisch erzeugter Drucktransienten wird durch eine Vielzahl von Parametern beeinflusst. Aus den bereits in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen sind dabei hinsichtlich des bestrahlten Mediums insbesondere die optischen Eigenschaften μ_a , μ_s und g sowie die Schallgeschwindigkeit c_0 hervorzuheben. Die optischen Eigenschaften bestimmen die räumliche Verteilung der absorbierten Energie und damit die Geometrie des schallerregenden Zentrums, wovon durchaus mehrere gleichzeitig existieren können (vgl. Kap. 3.3.5 und Kap. 5). Die Schallgeschwindigkeit ist der Umrechnungsfaktor zwischen den gemessenen zeitlichen Druckverläufen und den interessierenden räumlichen Druckverteilungen.

Der bestrahlende Laserpuls wird vollständig durch seine optische Wellenlänge sowie seinen raumzeitlichen Intensitätsverlauf charakterisiert, dazu gehören die Pulsdauer τ_L (Halbwertsbreite des Intensitätsverlaufs), die Energiedichte Φ_0 sowie der laterale Strahlradius a_0 ($1/e^2$ -Breite der Energiedichte bei zylindersymmetrischen Strahlprofilen).

In den meisten Fällen ist es nicht trivial, einen gemessenen Druckverlauf so zu beurteilen, daß alle genannten Einflüsse getrennt bewertet werden können. Da gerade die optischen Eigenschaften des Mediums im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Zielgrößen sind, ist eine Differenzierung der einzelnen Effekte jedoch wünschenswert.

Eine solche Differenzierung gestattet das Konzept der akustischen Transferfunktionen. Dieses soll zunächst anhand eines homogenen bestrahlten Mediums mit konstantem optischen Absorptionskoeffizienten μ_a eingeführt werden. Der optische Streukoeffizient μ_s wird vorläufig als verschwindend angenommen, was hinsichtlich der Betrachtung von Laser-Gewebe-Wechselwirkung nicht realistisch ist (vgl. Kap. 2). Es wird jedoch im weiteren Verlauf dieses Kapitels noch gezeigt, daß sich dieses Konzept für eine beliebige räumliche Verteilung der absorbierten Energie erweitern läßt.

Desweiteren soll das Problem zunächst eindimensional ("1-D") betrachtet werden. Dies impliziert die Ausbreitung ebener Druckwellen. Die Gültigkeit der Lösung ist damit beschränkt auf das optoakustische Nahfeld (vgl. Kap. 3.3.4 und Anhang B). Eine notwendige Voraussetzung dafür ist eine Bestrahlungsgeometrie von der Form einer "flachen Scheibe". Dies bedeutet, daß

die optische Eindringtiefe gering ist gegen die lateralen Ausmaße des Laserstrahlprofils, beispielsweise den Strahlradius a_0 :

$$\frac{1}{\mu_a} \ll a_0 \quad (3.41)$$

Die Lösung der inhomogenen Wellengleichung erfolgt zunächst unter diesen vereinfachenden Annahmen, da die Vorgehensweise und die Struktur dieser Lösung bereits wichtige Erkenntnisse für ein Verständnis der allgemeinen Lösung vermitteln.

In den nachfolgenden Abschnitten wird das Problem sukzessive verallgemeinert, wobei die entsprechende Lösung stets auf den vorangegangenen Lösungen basiert. Die Erweiterung auf drei Dimensionen und der damit insbesondere verbundene Effekt der optoakustischen Diffraktion ist Gegenstand von Kapitel 3.3.4, in Kapitel 3.3.5 wird die Lösung für inhomogene Medien mit nicht konstanten Absorptions- sowie nicht verschwindenden Streueigenschaften diskutiert.

Zunächst jedoch kann der Quellterm in (3.40) unter den vereinfachenden Voraussetzungen geschrieben werden als

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{S} \rangle &= I_0 e^{-\mu_a z} f(t) \mathbf{n}_z \\ \Rightarrow \nabla \langle \mathbf{S} \rangle &= -\mu_a I_0 e^{-\mu_a z} f(t) \end{aligned} \quad (3.42)$$

$I_0 =$ eingestrahlte Intensität

$z =$ Laserstrahl- und damit Symmetrieachse

$f(t) =$ normierter zeitlicher Verlauf der Laserintensität, $I(t) = I_0 f(t)$

Die Reflektivität R der Probenoberfläche sei hier bereits berücksichtigt, so daß I_0 die um $(1-R)^2$ korrigierte Intensität bezeichnet. Aus (3.40) ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} &= -\frac{\mu_a c_0^2 \beta}{\rho_0 C_p} I_0 e^{-\mu_a z} f(t) = \\ &= -\frac{1}{\rho_0} \Gamma \mu_a I_0 e^{-\mu_a z} f(t) \end{aligned} \quad (3.43)$$

Hierbei konnte der Laplace-Operator Δ wegen der $1-D$ Bedingung auf die Ableitung in z -Richtung beschränkt werden. Zur Lösung von (3.43) ist es vorteilhaft, die spektrale Darstellung zu berechnen und diese anschließend zurück in den Zeitraum zu transformieren [Bur 78].

Im Frequenzraum ergibt sich zunächst folgende HELMHOLTZgleichung:

$$\frac{d^2}{dz^2} \tilde{\varphi}(z, \omega) + \frac{\omega^2}{c_0^2} \tilde{\varphi}(z, \omega) = \frac{\mu_a \beta}{\rho_0 C_P} I_0 e^{-\mu_a z} \tilde{f}(\omega) \quad (3.44)$$

wobei die spektralen Darstellungen für $\varphi(z, t)$ und $f(t)$ lauten:

$$\varphi(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} \tilde{\varphi}(z, \omega) d\omega \quad (3.45 a, b)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} \tilde{f}(\omega) d\omega$$

Die Lösung von (3.44) ergibt sich damit zu:

$$\tilde{\varphi}(z, \omega) = C_+ e^{i\frac{\omega}{c_0} z} + C_- e^{-i\frac{\omega}{c_0} z} + \frac{\beta I_0}{\rho_0 C_P} \frac{\mu_a}{\mu_a^2 + \frac{\omega^2}{c_0^2}} \tilde{f}(\omega) e^{-\mu_a z} \quad (3.46)$$

Diese Lösung lässt sich reduzieren. Der letzte Term fällt exponentiell ab und kann somit für axiale Distanzen einiger optischer Eindringtiefen ($\mu_a z \geq 3$) vernachlässigt werden. Der zweite Term beschreibt eine Welle, die sich in Richtung des Erregerzentrums bewegt, was physikalisch aufgrund des Kausalitätsprinzips nicht sinnvoll ist. Dies führt zu der Bedingung $C_- = 0$ [Gus 92].

Die verbleibende Unbekannte C_+ kann nun unter Berücksichtigung weiterer Randbedingungen bestimmt werden. Diese veranschaulicht Abb. 12. Dort ist eine Momentaufnahme des Reflexionsvorgangs dargestellt.

In einem reinen Absorbermaterial erzeugt eine gepulste Bestrahlung mit Laserlicht eine Lichtverteilung gemäß dem LAMBERT-BEERSchen Gesetz (vgl. Kap. 2). Einen entsprechend exponentiellen Verlauf wird die Drucktransiente zum Zeitpunkt $t = 0$ aufweisen.

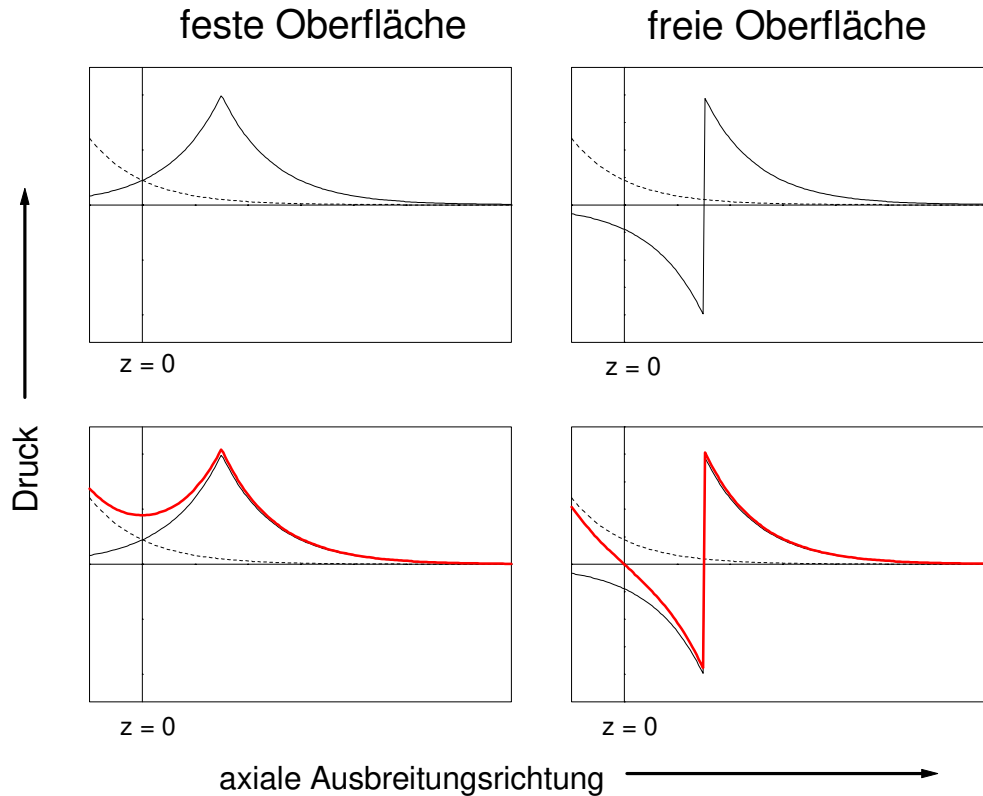


Abbildung 12: Erläuterung der Randbedingungen für eine feste (links) und eine freie Oberfläche (rechts). Obere Reihe: In positive (durchgezogen) und negative (gestrichelt) z -Richtung sich ausbreitende Transiente. Die in Richtung der Oberfläche laufende wird reflektiert mit positivem (links) bzw. negativem (rechts) Reflexionskoeffizienten. Untere Reihe: Die sich aus beiden Komponenten ergebende Summe (fett gezeichnet).

Die erzeugte Druckwelle breitet sich im eindimensionalen Modell in positiver und negativer axialer Richtung (z -Achse) aus. Die sich in Richtung der bestrahlten Oberfläche bewegende Transiente wird dort reflektiert. Der Reflexionskoeffizient hängt dabei vom Verlauf der akustischen Impedanz $Z = \rho_0 c_0$ ab (vgl. Anhang B). Dieser ist analog dem aus der Optik bekannten Brechungsindex n aufzufassen. Es werden nun zunächst die beiden für praktische Anwendungen relevanten Fälle diskutiert:

i. Freie Oberfläche

Darunter versteht man einen Übergang von einem akustisch harten Material hoher Impedanz zu einem akustisch weichen Material geringer Impedanz. Im Extremfall des Vakuums verschwindet die geringe Impedanz dabei völlig. In der Praxis sind diese Bedingungen jedoch näherungsweise zumeist sehr gut erfüllt, wenn ein Gas wie Luft das bestrahlte Medium umgibt, deren Impedanz nur knapp 0,3 ‰ der von gewebeähnlichen Substanzen, beispielsweise Wasser, beträgt. Es ergibt sich damit ein Reflexionskoeffizient von $R \approx -1$. Dieser negative Reflexionskoeffizient ist einer Phasenverschiebung um π äquivalent.

Ein Teil der Transiente in Abb. 12 (durchgezogen) bewegt sich in positiver z -Richtung, der andere, sich in negativer z -Richtung bewegende, wird an der Oberfläche reflektiert und schließt sich nach dem Reflexionsvorgang in positive z -Richtung an. Der Gesamtdruck an der Oberfläche ergibt sich nun gerade aus der Summe des bereits reflektierten und des nicht reflektierten

(gestrichelt) Anteils. Diese egalisieren sich für $R = -1$. Der Druck verschwindet somit an einer freien Oberfläche.

ii. Feste Oberfläche

Hierbei handelt es sich um einen Übergang von einem akustisch weichen Material geringer Impedanz zu einem akustisch harten Material hoher Impedanz. Der Fall $R = 1$ ist dabei in der Praxis nur schwierig realisierbar, da von vornherein keine Materialien als zu bestrahlendes Medium benutzt werden, deren Eigenschaften beispielsweise vergleichbar mit denen von Luft sind. Er läßt sich jedoch approximieren durch das Aufbringen eines harten Materials auf das bestrahlte Medium. Dieses muß für das applizierte Laserlicht transparent sein. Benutzt man Quarzglas auf Wasser, so beträgt der Reflexionskoeffizient $R = 0,8$. Da die Transiente an der Oberfläche unter gleichem Vorzeichen reflektiert wird, kommt es dort zu einer Überhöhung des Drucks (vgl. Abb. 12). Dieses Gesamtsignal setzt sich genau aus zwei achsensymmetrischen Anteilen additiv zusammen, deren Ableitungen entgegengesetzte Vorzeichen tragen. Daher muß die Ableitung des Gesamtsignals verschwinden.

Anschaulich ebenfalls leicht verständlich läßt sich diese Randbedingung im Bild der Teilchengeschwindigkeit v formulieren: An einer festen Oberfläche sind die Teilchen gebunden, es kann keine Bewegung stattfinden, so daß v dort verschwindet.

Die Randbedingungen für eine freie (engl.: *free*) und eine feste (engl.: *rigid*) Oberfläche lauten somit:

$$\begin{array}{cc}
 \underline{\text{free}} & \underline{\text{rigid}} \\
 \varphi|_{z=0} = 0 & \left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \\
 p|_{z=0} = 0 & \left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_{z=0} = 0
 \end{array} \tag{3.47 a, b}$$

Die Bedingungen sind sowohl für das Geschwindigkeitspotential φ als auch für den Druck p aufgeschrieben.

Für die Unbekannte C_+ aus (3.46) findet man unter Berücksichtigung der Randbedingungen (3.47) [Gus 92]:

$$\begin{array}{l}
 \text{free: } C_+(\omega) = -i \frac{c_0}{\omega} \frac{\beta I_0}{\rho_0 C_P} \frac{-i \omega \frac{\mu_a}{c_0}}{\mu_a^2 + \frac{\omega^2}{c_0^2}} \tilde{f}(\omega) \\
 \text{rigid: } C_+(\omega) = -i \frac{c_0}{\omega} \frac{\beta I_0}{\rho_0 C_P} \frac{\mu_a^2}{\mu_a^2 + \frac{\omega^2}{c_0^2}} \tilde{f}(\omega)
 \end{array} \tag{3.48 a, b}$$

Damit ist die Lösung der Wellengleichung (3.43) bzw. (3.44) vollständig.

Da die eine Drucktransiente charakterisierenden Meßgrößen in der Regel die Teilchengeschwindigkeit v oder der Druck p sind, ist es sinnvoll, die Lösung im Bild einer dieser beiden Variablen anstelle des Geschwindigkeitspotentials zu betrachten. Das Hauptaugenmerk richtet sich nach der Meßmethode: In interferometrischen Meßverfahren wird direkt die Teilchenauslenkung und damit auch deren Geschwindigkeitsbetrag v gemessen. Ein weiteres optisches Verfahren detektiert Änderungen des Brechungsindex und damit Dichteschwankungen ρ' . Piezoelektrische Instrumente messen den Druck (vgl. Kap. 4).

Aufgrund des im Rahmen der vorliegenden Arbeit hauptsächlich verwandten piezoelektrischen Meßverfahrens erfolgen sämtliche nachstehende Betrachtungen für den Druck p .

Im eindimensionalen Fall lassen alle Größen *direkt* ineinander umrechnen, ohne das Geschwindigkeitspotential bestimmen zu müssen, da hier die Geschwindigkeit ihren vektoriellen Charakter verliert [Sut 84]:

$$\frac{v}{c_0} = \frac{p'}{\rho_0 c_0^2} = \frac{\rho'}{\rho_0} \quad (3.49)$$

Es ist weiterhin sinnvoll, die Lösung im Koordinatensystem der sich mit der Schallgeschwindigkeit c_0 fortpflanzenden Drucktransiente anzugeben. Zu diesem Zweck wird die Zeit um einen Betrag z/c_0 transformiert [Bur 78]. Die allgemeine Lösung für den Druck p lautet damit unter Verwendung der akustischen Transferfunktionen K_{rf} :

$$p'_{rf}(\tau) = \frac{1}{2\pi} I_0 \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{K}_{rf}(\omega) \tilde{f}(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega \quad (3.50)$$

$\tau =$ retardierte Zeit im Koordinatensystem der sich fortpflanzenden Drucktransiente,

$$\tau = t - z/c_0$$

$K_f =$ akustische Transferfunktion für eine freie Oberfläche

$K_r =$ akustische Transferfunktion für eine feste Oberfläche

In (3.50) ist die Lösung für beide Randbedingungen einer freien und einer festen Oberfläche angegeben, wie durch die Indizes f und r angedeutet.

Das Frequenzspektrum der Lösung ist offensichtlich das Produkt aus dem Spektrum des Intensitätsverlaufs des eingestrahnten Laserlichts und einer akustischen Transferfunktion K , welche sich aus den akustischen, thermischen und insbesondere den optischen Parametern des bestrahlten Mediums ergibt. Von diesen geht aufgrund der hier zunächst getroffenen vereinfachenden Voraussetzung eines reinen Absorbermediums nur der optische Absorptionskoeffizient μ_a ein:

$$\begin{aligned}
\tilde{K}_f(\omega) &= \Gamma \frac{-i\omega\mu_a}{c_0^2\mu_a^2 + \omega^2} & K_f(t') &= \frac{1}{2} \mu_a \Gamma e^{-\mu_a c_0 |t'|} \text{sign}(t') \\
\tilde{K}_r(\omega) &= \Gamma \frac{c_0\mu_a^2}{c_0^2\mu_a^2 + \omega^2} & K_r(t') &= \frac{1}{2} \mu_a \Gamma e^{-\mu_a c_0 |t'|}
\end{aligned} \tag{3.51}$$

$\text{sign}(t') = \text{Signumsfunktion (Vorzeichen des Arguments)}$

Der zeitliche Verlauf der Transferfunktionen sowie ihre spektrale Darstellung finden sich in Abb. 13 auf Seite 58. Eine Transformation der Transferfunktionen in den Zeitraum erweist sich als sinnvoll, wenn man bedenkt, daß die Fouriertransformierte des Produkts zweier Funktionen im Frequenzraum gerade ihrer Faltung im Zeitraum entspricht. Diese Transformation wurde in (3.51) bereits durchgeführt. Damit ergibt sich eine andere Schreibweise für (3.50):

$$p'_{rf}(\tau) = I_0 \int_{-\infty}^{\infty} K_{rf}(\tau-t) f(t) dt \tag{3.52}$$

Anhand der Lösung (3.50) bzw. (3.52) ist es möglich, für den eindimensionalen Fall den Druckverlauf in Abhängigkeit von der Zeit zu bestimmen. Bestrahlt man nun Medien unter Einhaltung der I - D Bedingung, so ist es möglich, mit Hilfe der erzeugten Drucktransiente ihre Materialeigenschaften zu bestimmen, beispielsweise die optischen Absorptions- und Streueigenschaften. Dazu ist lediglich die Kenntnis der restlichen Eigenschaften sowie der Laserpulsparameter notwendig. Ein solches Verfahren ist Hauptgegenstand dieser Arbeit. Das zugrunde liegende Meßverfahren ist Gegenstand von Kapitel 4, die erzielten Ergebnisse sind in Kapitel 5 dargestellt und interpretiert.

3.3.3 Interpretation der Lösung

Im folgenden soll der zeitliche Druckverlauf hinsichtlich unterschiedlicher Material- und Laserpuls-eigenschaften genauer diskutiert werden. Die in Abb. 13 dargestellten akustischen Transferfunktionen unterscheiden sich im Zeitraum lediglich durch ihre Symmetrieeigenschaften, welche aufgrund der vorausgegangenen Betrachtungen hinsichtlich der Randbedingungen verständlich sind. So führt ein positiver akustischer Reflexionskoeffizient zu einer achsensymmetrischen, ein negativer ergibt eine punktsymmetrische Transferfunktion. Dies gilt exakt jeweils nur für den Fall vollständiger Reflexion. Ist der Betrag des Reflexionskoeffizienten verschieden von Eins, muß die nachfolgende Flanke um den entsprechenden Betrag korrigiert werden.

Allgemein läßt sich im Zeitraum die Transferfunktion K in Abhängigkeit des Verhältnisses N_Z der akustischen Impedanzen Z_1 und Z_2 des bestrahlten Mediums 1 sowie des umgebenden Mediums 2 als eine gewichtete Summe der Transferfunktionen für eine freie und eine feste Oberfläche darstellen:

$$K(N_Z) = \frac{K_r + N_Z K_f}{1 + N_Z} \quad (3.53 \text{ a, b})$$

$$N_Z := \frac{Z_1}{Z_2} = \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2}$$

Der akustische Amplitudenreflexionskoeffizient kann damit geschrieben werden als (vgl. Anhang B):

$$R = \frac{1 - N_Z}{1 + N_Z} \quad (3.54)$$

Insbesondere geht aus (3.53) und (3.54) hervor, daß für eine akustisch angepaßte Oberfläche ($Z_1 = Z_2$) der Reflexionskoeffizient $R = 0$ ist, so daß sich K_f und K_r für $\tau < 0$ gerade egalisieren. Somit werden in diesem Fall zwei identische Drucktransienten in das bestrahlte und das umgebende Medium eingekoppelt. Beide weisen keinerlei Symmetrieeigenschaften auf. Ihr Verlauf entspricht der Druckverteilung zum Zeitpunkt $t = 0$, da sie nicht mit einer an der Oberfläche reflektierten Transiente superponiert werden. Nach (3.53 a) ergibt sich die entsprechende Transferfunktion für eine akustisch angepaßte (engl.: *adapted*) Oberfläche zu:

$$\tilde{K}_a(\omega) = \frac{1}{2} \Gamma \frac{c_0 \mu_a^2 - i \omega \mu_a}{c_0^2 \mu_a^2 + \omega^2} \quad K_a(t') = \frac{1}{2} \mu_a \Gamma e^{-\mu_a c_0 t'} \Theta(t') \quad (3.55)$$

$\Theta(t')$ = HEAVISIDESche Stufenfunktion

Liegt die Dicke des bestrahlten Mediums im cm-Bereich, so ist es vorteilhaft, die Drucktransiente nicht nach Durchlaufen *des bestrahlten* Mediums zu detektieren, sondern *im umgebenden* Medium, welches der Laserstrahlquelle zugewandt ist. Dieses ist zu diesem Zweck möglichst dünn zu halten (vgl. Kap. 4). Für eine Detektion innerhalb dieses umgebenden Mediums bleibt der *Verlauf* der Transferfunktion (3.55) auch gültig, wenn die akustische Anpassung nicht gewährleistet ist. Lediglich die *Druckamplitude* muß um den Faktor des akustischen Transmissionskoeffizienten T korrigiert werden (vgl. Anhang B).

Betrachtet man nun in Abb. 13 die spektralen Darstellungen der Transferfunktionen, so fällt auf, daß die Beträge von K_r und K_f eine interessante Abhängigkeit zeigen: Für geringe Werte < 1 des aufgetragenen Parameters $\omega/\mu_a c_0$ erreicht die Druckgenerierung an einer festen Oberfläche offenbar ihre maximale Effizienz, während diese an einer freien Oberfläche gegen Null strebt. Für $\omega/\mu_a c_0 = 1$ sind beide Effizienzen identisch, gleichzeitig erreicht die für eine freie Oberfläche ein Maximum. Für größere Werte ist sie effizienter als die Druckerzeugung an fester Oberfläche.

Der Wertebereich des Betrages der Transferfunktion K_a für eine akustisch angepaßte Oberfläche bewegt sich für $\omega/\mu_a c_0 \ll 1$ erwartungsgemäß zwischen denen von K_r und K_f . Um den Wert $\omega/\mu_a c_0 = 1$ herum ist K_a am geringsten von allen drei betrachteten Transferfunktionen. Der Schnittpunkt mit K_f befindet sich bei $3^{-1/2}$, der mit K_r bei $3^{1/2}$.

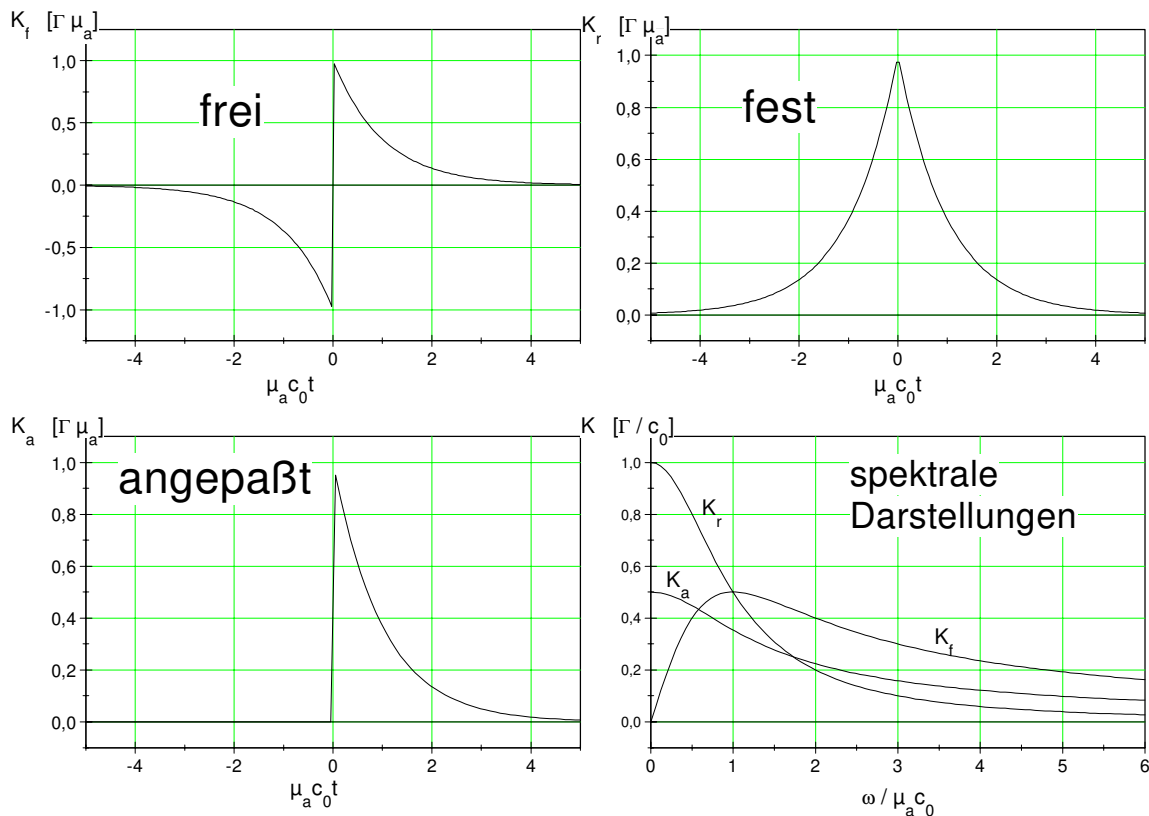


Abbildung 13: Akustische Transferfunktionen für eine freie (oben links), eine feste (oben rechts) sowie eine akustisch angepaßte Oberfläche (unten links) im Zeitraum. Unten rechts: Gemeinsame Darstellung der spektralen Zusammensetzung im Frequenzraum.

Die beschriebenen Sachverhalte können bei einer Interpretation der Frequenz ω als Maß für die inverse Laserpulsdauer τ_L leicht gedeutet werden: Der Parameter $\omega/\mu_a c_0$ gibt ein direktes Maß für das Verhältnis der Laserpulsdauer zur akustischen Relaxationszeit τ_{ak} und damit die Einhaltung der Bedingung des stress confinement (3.9). Ist dieses näherungsweise erfüllt ($\omega/\mu_a c_0 < 1$ bzw. $1/\mu_a c_0 \tau_L < 1$), so ist die Druckerzeugung effizienter an einer festen Oberfläche, umgekehrt gilt analoges. Das Produkt $\mu_a c_0 \tau_L$ wird in diesem Zusammenhang auch als "confinement-Parameter" bezeichnet.

Vergleich zwischen freier und fester Oberfläche

Um den Unterschied zwischen den speziellen Randbedingungen einer freien und einer festen Oberfläche allgemeiner zu formulieren, genügt ein Blick auf die akustischen Transferfunktionen (3.51). Sowohl in der zeitlichen als auch in der spektralen Darstellung fällt auf, daß sich die Transferfunktion für eine freie Oberfläche K_f aus der zeitlichen Ableitung der Transferfunktion für eine feste Oberfläche K_r ergibt. Gleiches gilt demzufolge für die entsprechenden Druckverläufe:

$$p_f'(\tau) = \frac{1}{\mu_a c_0} \frac{d}{d\tau} p_r'(\tau) \quad (3.56)$$

In voller Allgemeinheit gilt (3.56) nur für homogene Medien. Diese Aussage ergibt sich eher "zufällig" aus der bei Differenzierung selbstreproduzierenden Eigenschaft der Exponentialfunktion. Als "Faustregel" erweist sie sich jedoch in der Praxis für das allgemeine Verständnis und die Interpretation detektierter Drucktransienten als sehr nützlich.

Stress confinement

Nimmt man zunächst einen Laserpuls sehr kurzer Dauer an, was äquivalent zur Betrachtung einer sehr geringen Absorption ist ($\mu_a c_0 \tau_L \ll 1$), so ist die Bedingung des stress confinement (3.9) erfüllt. Da die Deponierung der Lichtenergie in diesem Fall schnell gegen alle weiteren Prozesse vor sich geht, kann sie als instantan betrachtet werden. Der zeitliche Druckverlauf wird ausschließlich durch die akustische Transferfunktion bestimmt. Die den zeitlichen Intensitätsverlauf beschreibende Funktion $f(t)$ kann in diesem Fall mittels der DIRACschen Delta-Distribution approximiert werden: $f(t) \sim \delta(t)$. Deren spektrale Darstellung weist einen konstanten Verlauf auf. Für die Druckverteilung ergibt sich aus (3.50)-(3.52) folglich eine exakte Reproduktion der absorbierten Lichtenergie. Diese kann je nach Randbedingung eine Punkt- oder Achsensymmetrie aufweisen (freie oder feste Oberfläche):

$$\begin{aligned} p_f'(\tau) &= \frac{1}{2} \mu_a \Gamma \Phi_0 e^{-|\mu_a c_0 \tau|} \text{sign}(\tau) \\ p_r'(\tau) &= \frac{1}{2} \mu_a \Gamma \Phi_0 e^{-|\mu_a c_0 \tau|} \end{aligned} \quad (3.57 \text{ a, b})$$

Die eingestrahlte Energiedichte Φ_0 ergibt sich dabei aus dem zeitlichen Integral des Intensitätsverlaufs:

$$\Phi_0 = I_0 \int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt \quad (3.58)$$

Quasikontinuierliche Bestrahlung

Ist die Laserpulsdauer dagegen sehr lang bzw. die optische Absorption hoch ($\mu_a c_0 \tau_L \gg 1$), tritt genau der umgekehrte Fall ein: Die Form der Drucktransiente wird weitgehend unabhängig von der genauen Form der Transferfunktionen, vielmehr wird sie bestimmt vom zeitlichen Intensitätsverlauf des Lasers. Die Symmetrieeigenschaften der Transferfunktionen spielen jedoch sehr wohl noch eine Rolle in den Faltungsintegralen (3.50) bzw. (3.52). Mithin ist (3.56) noch immer erfüllt. Damit ergibt sich, daß sich der Druckverlauf für eine feste Oberfläche proportional zum zeitlichen Intensitätsverlauf $f(\tau)$ des Lasers verhält, für eine freie Oberfläche hingegen zu dessen zeitlicher Ableitung:

$$p_r'(\tau) = \frac{\Gamma}{c_0} I_0 f(\tau)$$

$$p_f'(\tau) = \frac{\Gamma}{c_0} I_0 \frac{1}{\mu_a c_0} \frac{d}{d\tau} f(\tau)$$

(3.59 a, b)

Dies kann für eine feste Oberfläche anschaulich mit der quasistatischen Expansion einer dünnen Schicht erklärt werden, deren Dicke gering gegen die in eine räumliche Länge umgerechnete Laserpulsdauer ist. Der Prozeß der Druckgenerierung kann in diesem Fall dem sich nur langsam ändernden Intensitätsverlauf folgen.

Für eine freie Oberfläche verschwindet der Druck völlig. Dies ergibt sich aus der ständigen Superposition des an der Oberfläche unter 180°-Phasensprung reflektierten Anteils mit dem entgegengesetzt laufenden Anteil, die sich gemeinsam gerade auslöschen.

In der Praxis hat dieser Fall quasikontinuierlicher Bestrahlung für die weiteren Betrachtungen keine Bedeutung, da sich schon bei relativ geringen Intensitäten ab 1 W/cm² (vgl. Abb. 9 und [Bou 86]) irreversible Veränderungen wie beispielsweise Koagulation oder Vaporisation am bestrahlten Medium einstellen, womit das beschriebene Verfahren seinen zerstörungsfreien Charakter verlieren würde.

Abb. 14 zeigt exemplarisch für jede der drei beschriebenen Randbedingungen ein berechnetes Drucksignal. Aufgetragen ist jeweils der zeitliche Druckverlauf. Dabei wird die Detektion der beiden Transienten für eine freie und eine feste Oberfläche innerhalb des bestrahlten Mediums angenommen ("Transmissionsmodus", vgl. Kap. 4). Für die Messung im "Reflexionsmodus" wurde Polymethylmethacrylat (PMMA), besser bekannt als "Plexiglas®", als umgebendes Medium angenommen. Die Oberfläche ist somit nicht vollständig akustisch angepaßt, vielmehr beträgt der Transmissionskoeffizient T von Wasser zu PMMA 1,37. Die Amplitude der innerhalb dieses umgebenden Mediums detektierten Drucktransiente muß somit in der praktischen Anwendung korrigiert werden (vgl. Kap. 4). Ihr zeitlicher Verlauf wird jedoch durch die Fehlanpassung nicht beeinflusst, so daß Abb. 14 einen realen Eindruck vermitteln kann.

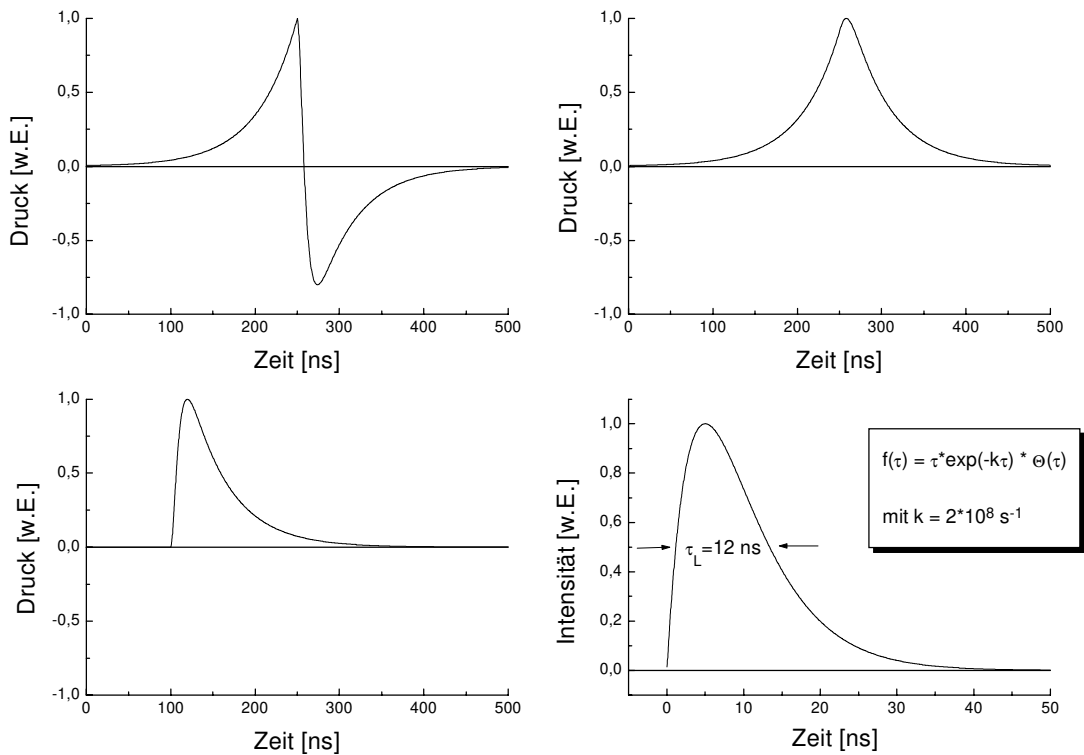


Abbildung 14: Berechnete Druckverläufe für Transmissionsmessungen an einer freien (oben links) und einer festen Oberfläche (oben rechts) sowie für eine Reflexionsmessung an einer akustisch angepaßten Oberfläche (unten links). Die zeitliche Halbwertsbreite des asymmetrischen Laserpulses (unten rechts) beträgt $\tau_L = 12 \text{ ns}$. Als bestrahltes Medium wurde Wasser angenommen bei einem optischen Absorptionskoeffizienten von $\mu_a = 100 \text{ cm}^{-1}$.

Da zunächst lediglich der zeitliche Verlauf der Drucktransiente dargestellt werden soll, ist der Druck in Abb. 14 mit willkürlichen Einheiten versehen. In Kapitel 4 werden für die Auswertung experimenteller Ergebnisse berechnete Transienten mit konkreten Druckeinheiten benutzt. Die Zeitachse ist bereits mit festen Werten versehen, die bei Bedarf jedoch leicht mittels der charakteristischen Frequenz $\omega_a := \mu_a c_0$ umskaliert werden können. Diese ergibt sich hier bei einem angenommenen optischen Absorptionskoeffizienten von $\mu_a = 100 \text{ cm}^{-1}$ zu $\omega_a = 15 \text{ MHz}$. Die akustische Relaxationszeit liegt damit bei $\tau_{ak} = 67 \text{ ns}$. Dies ist nur etwa das fünffache der Laserpulsdauer $\tau_L = 12 \text{ ns}$, so daß die Bedingung des stress confinement nicht erfüllt ist. Demnach nimmt der zeitliche Druckverlauf weder näherungsweise den Verlauf der akustischen Transferfunktion an noch den der Laserintensität. Vielmehr ist in Abb. 14 der Verlauf der Transferfunktionen noch erkennbar, ihre charakteristischen Unstetigkeiten (bzw. nicht stetige Differenzierbarkeiten, vgl. (3.51), (3.55)) werden durch die Faltung mit dem stetigen Laserpulsverlauf jedoch zeitlich gestreckt, so daß eine Glättung erfolgt. In diesem Zusammenhang kann die spektrale Darstellung des Laserpulsverlaufes als “Filterfunktion” im Frequenzraum aufgefaßt werden. Die Glättung macht sich insbesondere an der endlichen Übergangszeit vom Maximum zum Minimum bei der Transiente für eine freie Oberfläche bemerkbar und an der endlichen Anstiegszeit bei der Transiente für eine akustisch angepaßte Oberfläche. Diese entspricht etwa der Laserpulsdauer τ_L . Exakt gilt dies nur für einen zeitlich rechteckförmigen

Intensitätsverlauf. Für einen zeitlich gaußförmigen Intensitätsverlauf, wie er in der Regel für Festkörperlaser anzunehmen ist, stellt diese Abschätzung eine gute Näherung dar.

Der asymmetrische Intensitätsverlauf, wie er in Abb. 14 gewählt wurde, ist typisch für Excimer-gepumpte Farbstofflaser und besitzt daher die meiste Relevanz für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimente. Er wird deutlich an der ebenfalls gebrochenen Symmetrie der Transienten für die freie und die feste Oberfläche. Insbesondere wird dadurch in der Dilatationsphase (Zuganteil) der bipolaren Transiente an freier Oberfläche nicht die Amplitude der Kompressionsphase erreicht.

3.3.4 Optoakustische Diffraktion

Nach der Diskussion der grundsätzlichen Lösungsstruktur der inhomogenen Wellengleichung im vorausgegangenem Abschnitt wird nun eine Verallgemeinerung hinsichtlich der Geometrie durchgeführt. Dies ist notwendig, da die Beschränkung auf das Nahfeld und damit die Betrachtung ebener Wellen im allgemeinen nicht zulässig ist. Vielmehr gilt sie nur für den idealisierten Fall eines unendlich ausgedehnten lateralen Bestrahlungsprofils.

Trotzdem läßt sich der *Entstehungsprozeß* laserinduzierter Drucktransienten vollständig in dieser vereinfachenden Darstellung beschreiben. Da in der Praxis jedoch eine Detektion direkt am Entstehungsort zumeist nicht möglich ist, wird eine Berücksichtigung der realen Geometrie des Problems unumgänglich.

Somit bedarf es einer räumlichen Erweiterung des Problems von einer auf drei Dimensionen, um das Verhalten mit endlichen Laserstrahlprofilen induzierter Drucktransienten beschreiben zu können. Demzufolge geht die Betrachtung ebener Wellen über in die Betrachtung von Wellen, deren Erregerzentrum sowohl lateral als auch axial eine endliche Ausdehnung aufweist. Diese wird für den Sonderfall des Fernfeldes punktförmig, so daß die Ausbildung einer sphärischen Welle betrachtet werden kann.

Insbesondere impliziert diese Erweiterung eine Berücksichtigung der *Ausbreitung* der Drucktransiente und der damit verbundenen Effekte. Diese werden in die folgenden Betrachtungen einbezogen unter den Gesichtspunkten *optoakustischer* Druckgenerierung. Für eine allgemeine Beschreibung der relevanten Phänomene sei auf Anhang B verwiesen.

Die wesentlichen Effekte bei der Ausbreitung laserinduzierter Drucktransienten sind akustische Dämpfung, akustische Nichtlinearität und optoakustische Diffraktion. Letzterer Mechanismus entspricht dem der akustischen Diffraktion, gleichermaßen bekannt als akustische Beugung (vgl. Anhang B). Die Bezeichnung "optoakustisch" impliziert zusätzlich die aufgrund der Lichtverteilung dreidimensionale Struktur des Erregerzentrums.

Um die genannten Effekte zu berücksichtigen, muß die Wellengleichung (3.43) erweitert werden. Dies resultiert in der KHOKHLOV-ZABOLOTSKAYA-Gleichung für die Teilchengeschwindigkeit [Bak 78, Bak 87, Gus 92, Nau 94]:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{B/A}{c_0^2} v \frac{\partial v}{\partial \tau} - \frac{b}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} \right) = \frac{c_0}{2} \Delta_{\perp} v \quad (3.60)$$

B/A = akustischer Nichtlinearitätsparameter

b = akustischer Dämpfungsparameter, $b \approx \eta$ in Wasser (vgl. Anhang B)

Δ_{\perp} = lateraler Laplace-Operator in x - und y -Richtung

Im allgemeinen kann (3.60) nur numerisch gelöst werden [Gus 92]. Analytische Lösungen, die in der Regel viel zum Verständnis der beteiligten Mechanismen beitragen, können nur durch eine Separation der einzelnen Effekte und damit eine Reduktion der Gleichung verwirklicht werden. Zu diesem Zweck werden die Effekte im folgenden gesondert diskutiert.

Der dissipative Effekt der akustischen Absorption, in der Akustik zumeist als "Schwächung" bezeichnet, führt im Fourierintegral (3.50) zu einem multiplikativen Schwächungsterm $\exp(-\alpha z) =: \exp(-\omega^2 \eta z / 2\rho_0 c_0^3)$ mit dem akustischen Schwächungskoeffizienten α (vgl. Anhang B). Für praxisrelevante Strahlprofile mit Strahlradien a_0 im mm-Bereich überwiegt der Effekt der Diffraction den der Dissipation im gesamten Frequenzbereich des Ultraschalls bei weitem [Gus 92]. So erfährt eine Ultraschallwelle der Frequenz 10 MHz beim Durchlaufen einer 1 cm dicken Wasserschicht eine Reduktion ihrer Amplitude um 2,5 %, was einer Dämpfung von 0,1 dB/cm entspricht. Dissipation muß daher für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten optoakustischen Untersuchungen nur im Hyperschall-Bereich berücksichtigt werden (vgl. Anhang B und C sowie [Duc 90, Gus 92, Kut 88, Sut 84]). Der aus der Ultraschall-Physik sehr wohl bekannte Effekt der akustischen Streuung kann hierbei in noch besserer Näherung vernachlässigt werden. In biologischem Gewebe beträgt sein Anteil an der Dämpfung gegenüber dem der Schwächung für die im Ultraschall-Bereich liegenden Frequenzen unter 20 %, für Weichgewebe in der Regel 10-15 % [Duc 90].

Nichtlineare Effekte beinhalten eine Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit vom einwirkenden Druck (vgl. Anhang B). Ihr Einfluß bei der Ausbreitung rückstoßinduzierter Drucktransienten ist somit ungleich größer als für thermoelastische. Die Tatsache, daß die Schallgeschwindigkeit mit dem Druck ansteigt, bewirkt eine Aufsteilung der Wellenfront. Diese Charakteristik führt zu der Bezeichnung "Schockwelle" [Kut 88, Lub 94, Sut 84]. Gerade die Verformung der Wellenfront zu kürzeren Anstiegszeiten und damit höheren Frequenzkomponenten hin bewirkt jedoch wiederum eine Erhöhung des Einflusses der Dissipation.

Im Rahmen der hier besprochenen Meßverfahren reicht jedoch die von den akustischen Transienten zurückgelegte Strecke und aufgrund des Regimes *thermoelastischer* Drucktransienten auch die Druckamplitude im allgemeinen nicht aus, um dem dissipativen Effekt einen spürbaren

Einfluß zu verleihen. Bei einem quantitativen Vergleich der drei genannten Mechanismen (vgl. Anhang B und C) treten somit hauptsächlich die *Diffraction* und *nichtlineare Effekte* miteinander in Konkurrenz.

Das Maß der beiden Einflüsse kann über einen sehr großen Wertebereich variieren. So ist für eine nahezu eindimensionale Geometrie gemäß (3.41) mit großem Laserstrahlradius a_0 und hinreichend geringer optischer Eindringtiefe μ_{eff}^{-1} der Einfluß der Diffraction vernachlässigbar, da es sich näherungsweise um die Ausbreitung einer ebenen Welle handelt. Gerade eine geringe optische Eindringtiefe und die damit verbundene hohe optische Absorption, welche linear in die Druckamplitude eingeht, begünstigen dabei noch die nichtlinearen Effekte.

Umgekehrt dagegen ist es ebenso möglich, daß nichtlineare Effekte erst im optoakustischen Fernfeld auftreten, da die Nahfeldlänge aufgrund der Geometrie sehr gering sein kann [Akh 89, Kar 79, Sig 86]. Die optoakustische Nahfeldlänge, auch bekannt als Diffractionslänge L_D , läßt sich in Analogie zur Optik einführen als die Stelle des Übergangs von der FRESNEL- (Nahfeld) zur FRAUNHOFER-Zone (Fernfeld). Die Konsequenzen aus diesem Übergang werden im weiteren Verlauf dieses Kapitels ausführlich diskutiert. In diesem Zusammenhang wird auch eine schlüssige Erläuterung der Diffractionslänge L_D erfolgen. Sie soll an dieser Stelle lediglich eingeführt werden [Kar 96, Sig 86]. Voraussetzung dafür ist die Erfüllung der Bedingung des stress confinement (3.9). Eine Fallunterscheidung diesbezüglich wird in Anhang B vorgenommen.

$$L_D = \frac{a_0^2 \mu_{eff}}{2} \quad (3.61)$$

Die Varianz des Einflusses der Diffraction und der Nichtlinearität bedingt a priori für praxisrelevante Parameter a_0 und μ_{eff} eine Berücksichtigung beider Effekte. Dies gilt einerseits für die Methode der gepulsten optoakustischen Druckgenerierung in besonderem Maße, da das Frequenzspektrum der erzeugten Drucktransienten sehr breit ist, womit Begriffe wie Nah- und Fernfeld für jede Frequenzkomponente im einzelnen zu definieren sind. In gleichem Maße wie die akustische Frequenz variiert die Nahfeldlänge damit für jede Drucktransiente um mehrere Größenordnungen. Das Verhältnis der Einflüsse von Diffraction und Nichtlinearität kann demzufolge ebenfalls nicht einheitlich quantifiziert werden.

Andererseits können nichtlineare Effekte für den im Rahmen dieser Arbeit verwandten Parametersatz zur thermoelastischen Druckgenerierung weitgehend vernachlässigt werden. Wie aus Kap. 5 und Abb. 9 hervorgeht, betragen die durch die Bestrahlung hervorgerufenen Temperaturerhöhungen wenige Grad, so daß Druckamplituden in der Größenordnung von 10 bar entstehen. Die dadurch verursachte nichtlineare Erhöhung der Schallgeschwindigkeit liegt im Bereich einiger ‰ (für Wasser 1,3 ‰, vgl. auch Anhang B und C)

Aus diesen Betrachtungen geht hervor, daß es nunmehr ausreicht, die optoakustische Diffraction als signalverändernden Effekt während der Ausbreitung der Transiente zu untersuchen. Zu diesem Zweck kann (3.60) reduziert werden auf die BURGER-Gleichung [Bak 87, Gus 92, Kar 96, Nau 94, Nov 83]. Gleichermaßen bekannt ist sie auch als “Diffractions-gleichung”.

Es handelt sich dabei um eine parabolische Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial \tau \partial z} = \frac{c_0}{2} \Delta_{\perp} p' \quad (3.62)$$

Für diese und weitere Betrachtungen wurde (3.62) wieder in Abhängigkeit von der Druckerhöhung p' formuliert.

Zur Lösung dieser Diffraktionsgleichung bedarf es einer geeigneten Rand- bzw. Anfangsbedingung. Diese läßt sich angeben mittels der anfänglichen Verteilung der absorbierten Lichtenergie und damit dem anfänglichen räumlichen Druckprofil. Sie setzt sich zusammen aus einem transversalen und einem longitudinalen Anteil. Ersterer ist lateral auf der zum einfallenden Laserstrahl senkrechten xy -Ebene definiert und entspricht dem Laserstrahlprofil. Dieses ist in der Regel gaußförmig:

$$I(\mathbf{r}_{\perp}, t) = I_0 f(t) e^{-\frac{r_{\perp}^2}{a_0^2}} \quad (3.63)$$

$$\mathbf{r}_{\perp}^2 = x^2 + y^2 \quad \text{radialer Abstand von der Laserstrahlachse } n_z$$

Der zweite Anteil ist in (axialer) z -Richtung entlang des Laserstrahls definiert und entspricht der Druckverteilung im eindimensionalen Fall. Diese ist gerade durch das Fourierintegral (3.50) bzw. das Faltungsintegral (3.52) gegeben. Für zur Einhaltung der Bedingung des stress confinement (3.9) hinreichend kurze Laserpulse reduziert sie sich zur akustischen Transferfunktion (3.51). Um gleichzeitig die Erfüllung dieser Bedingung variabel und die nachfolgenden Betrachtungen übersichtlich zu halten, bezeichnet $p_0(\tau)$ im folgenden allgemein die Anfangsdruckverteilung gemäß (3.52). Die Randbedingung an der Oberfläche ($z = 0$) läßt sich mithin schreiben als:

$$p'(z=0, \tau, \mathbf{r}_{\perp}) = p_0(\tau) e^{-\frac{r_{\perp}^2}{a_0^2}} \quad (3.64)$$

Unter diesen Voraussetzungen kann (3.62) analytisch gelöst werden [Gus 92, Kar 96]. Es ergibt sich folgende Abhängigkeit für die raumzeitliche Druckverteilung:

$$p'(z, \tau, \mathbf{r}_{\perp}) = \int_{-\infty}^{\infty} p_0(t) dt \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega(\tau-t)} \cdot e^{\left(-\frac{r_{\perp}^2}{a_0^2} \frac{\omega}{\omega + i\omega_D}\right)} \cdot \frac{\omega}{\omega + i\omega_D} d\omega \quad (3.65)$$

mit $\omega_D := \frac{2c_0 z}{a_0^2}$

Die charakteristische Frequenz ω_D kann dabei als ein Maß für die Detektionsgeometrie angesehen werden. Die Lösung (3.65) entspricht einer Faltung des anfänglichen Druckprofils $p_0(\tau)$ mit einer inversen Fouriertransformierten eines Produkts zweier Terme:

- Der zum gaußförmigen Laserstrahlprofil proportionale Term $\exp(-r_\perp^2 \omega/a_0^2(\omega+i\omega_D))$ beschreibt die Diffraktion in lateraler Richtung.
- Der Term $\omega/(\omega+i\omega_D)$ beschreibt die Diffraktion längs der Laserstrahlachse.

Aus (3.65) geht hervor, daß das Spektrum einer der Diffraktion unterworfenen Drucktransiente sich ergibt durch Multiplikation des Spektrums des anfänglichen Druckprofils $p_0(\tau)$ mit einem lateralen und einem axialen "Diffraktionsfaktor".

Es ist in diesem Zusammenhang wichtig, daß nicht wie in der üblichen Schreibweise die Laufvariable in dem Faltungsintegral durch τ dargestellt wird, sondern durch t . Vielmehr war τ bereits zuvor definiert worden als die retardierte Zeit im Bezugssystem der Drucktransiente (vgl. (3.52)).

Auf der Laserstrahlachse für $r_\perp = 0$ muß der laterale Diffraktionsterm nicht berücksichtigt werden. Dies ist der praxisrelevante Fall, da eine Messung unter zylindersymmetrischen Bedingungen erhebliche Vorteile aufweist (vgl. Kap. 4).

Zum besseren Verständnis des Vorgangs der Diffraktion ist es zweckmäßig, die invers Fouriertransformierte des Terms $\omega/(\omega+i\omega_D)$ zu betrachten:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega\tau} \cdot \frac{\omega}{\omega + i\omega_D} d\omega = \delta(\tau) - \omega_D e^{\omega_D\tau} \Theta(-\tau) \quad (3.66)$$

Demzufolge wird im Zeitbild das anfängliche Druckprofil $p_0(\tau)$ mit einer Summe aus der DIRACschen Delta-Distribution $\delta(\tau)$ und einer durch die HEAVISIDESche Stufenfunktion $\Theta(-\tau)$ begrenzten Exponentialfunktion gefaltet. Daraus ergibt sich als Vereinfachung für (3.65) eine Summe aus $p_0(\tau)$ und einem Faltungsintegral mit der Exponentialfunktion. Die begrenzende Eigenschaft der HEAVISIDE-Funktion kann dabei in den Integrationsgrenzen berücksichtigt werden:

$$p'(z, \tau, r_\perp = 0) = p_0(\tau) - \int_{-\infty}^{\tau} \omega_D e^{-\omega_D(\tau - t)} \cdot p_0(t) dt \quad (3.67)$$

Der erste Term in (3.67) ist identisch mit der Lösung für eine ebene Welle und repräsentiert einen nicht der Diffraktion unterworfenen Anteil. Der zweite Term beschreibt den Effekt des begrenzten Strahlprofils, welches letztlich dazu führt, daß die I - D Bedingung (3.41) nicht mehr erfüllt ist.

Die Tatsache, daß die charakteristische Frequenz ω_D proportional der axialen Distanz z ist, gestattet eine Grenzbetrachtung in der Fraunhofer-Zone, dem optoakustischen Fernfeld. Dort gilt $z \gg \mu_a a_0^2 \approx \omega a_0^2 / c_0$, was ebenfalls $\omega_D \gg \omega$ impliziert:

$$\frac{\omega}{\omega + i\omega_D} = \frac{\omega^2 - i\omega\omega_D}{\omega^2 + \omega_D^2} \xrightarrow{\omega_D \gg \omega} \frac{-i\omega}{\omega_D} = \frac{-i\omega a_0^2}{2c_0 z} \quad (3.68)$$

Daraus ergibt sich die Grenzbetrachtung unmittelbar für den Druckverlauf im Zeitbild:

$$p'(z, \tau, \mathbf{r}_\perp = 0) = \frac{a_0^2}{2c_0 z} \frac{dp_0}{d\tau} \quad (3.69)$$

Die Druckamplitude fällt zum einen im Fernfeld erwartungsgemäß mit dem Abstand ab. Zum anderen ist der Druckverlauf *proportional zur zeitlichen Ableitung* des anfänglichen Druckprofils $p_0(\tau)$ und damit der Lösung für den eindimensionalen Fall.

Wie in Kapitel 4 noch gezeigt wird, liegt in der experimentellen Anwendung in der Regel der Fall vor, daß sich der Detektionsort weder näherungsweise im Nahfeld noch im Fernfeld befindet. Ersteres würde eine direkte Messung des relevanten Druckprofils und damit der Verteilung der absorbierten Lichtenergie gestatten, im zweiten Fall könnte dieses Profil durch zeitliche Integration leicht berechnet werden.

In der Übergangszone jedoch übt der Effekt der Diffraktion einen *substantiellen signalverzerrenden Einfluß* auf die Drucktransiente aus, der nur nichttrivial eliminiert werden kann. Dies liegt unter anderem an dem bereits erwähnten breiten Frequenzspektrum der erzeugten Drucktransienten, welches zu einer großen Variation der Nahfeldlänge für jede akustische Frequenzkomponente führt.

Um den Übergang der Drucktransiente vom optoakustischen Nahfeld in das Fernfeld zu studieren, läßt sich (3.67) unter bestimmten Voraussetzungen mittels elementarer Exponentialfunktionen vereinfachen. Die Voraussetzungen sind der bislang betrachtete idealisierte Fall eines homogen absorbierenden Mediums sowie ein kurzer Laserpuls, welcher die Bedingung des stress confinement (3.9) erfüllt. Für die bereits eingeführten Randbedingungen einer freien, einer festen sowie einer akustisch angepaßten Oberfläche ergibt sich der Druckverlauf dann folgendermaßen:

Freie Oberfläche in Transmission:

$$p'(\tau) = \frac{\mu_a \beta \Phi_0 c_0^2}{2C_p} \cdot \begin{cases} \frac{e^{\omega_a \tau}}{1 + D} & \text{für } \tau < 0 \\ \frac{e^{-\omega_a \tau}}{D - 1} + \frac{2D^2 e^{-\omega_D \tau}}{D^2 - 1} & \text{für } \tau > 0 \end{cases} \quad (3.70)$$

Feste Oberfläche in Transmission:

$$p'(\tau) = \frac{\mu_a \beta \Phi_0 c_0^2}{2C_p} \cdot \begin{cases} \frac{e^{\omega_a \tau}}{1 + D} & \text{für } \tau < 0 \\ -\frac{e^{-\omega_a \tau}}{D - 1} + \frac{2D e^{-\omega_D \tau}}{D^2 - 1} & \text{für } \tau > 0 \end{cases} \quad (3.71)$$

Angepaßte Oberfläche in Reflexion:

$$p'(\tau) = \frac{\beta \Phi_0 c_{0tr} \omega_a}{C_p} \frac{1}{1 + N_Z} \cdot \begin{cases} 0 & \text{für } \tau < 0 \\ \frac{e^{-\omega_a \tau} - D e^{-\omega_D \tau}}{1 - D} & \text{für } \tau > 0 \end{cases} \quad (3.72)$$

c_{0tr} = Schallgeschwindigkeit im umgebenden optisch transparenten Medium

ω_a = charakteristische Frequenz der Drucktransiente, $\omega_a := \mu_a c_0$

D = Diffraktionsparameter, $D := \omega_D / \omega_a = 2z / \mu_a a_0^2$

Wie bereits erwähnt, ist hierbei zu bedenken, daß die Messung an der angepaßten Oberfläche im Reflexionsmodus, das heißt im umgebenden Medium, stattfindet (vgl. Kap. 4). Dies erfordert eine Korrektur mit dem Faktor des Transmissionskoeffizienten $T = 2/(1 + N_Z)$ vom bestrahlten ins umgebende Medium (vgl. (3.53)). Die Betrachtung des Falls einer akustisch angepaßten Oberfläche hätte sonst keinerlei praktische Relevanz.

Im Gegensatz dazu finden die Messungen an freier und fester Oberfläche im Transmissionsmodus und somit innerhalb des bestrahlten Mediums statt.

Der Diffraktionsparameter D ist analog der FRESNEL-Zahl in der Optik aufzufassen [Bor 65, Kne 89]. Er gibt die dimensionslose axiale Entfernung in Einheiten der optoakustischen Diffraktionslänge $L_D = \mu_a a_0^2 / 2$ an.

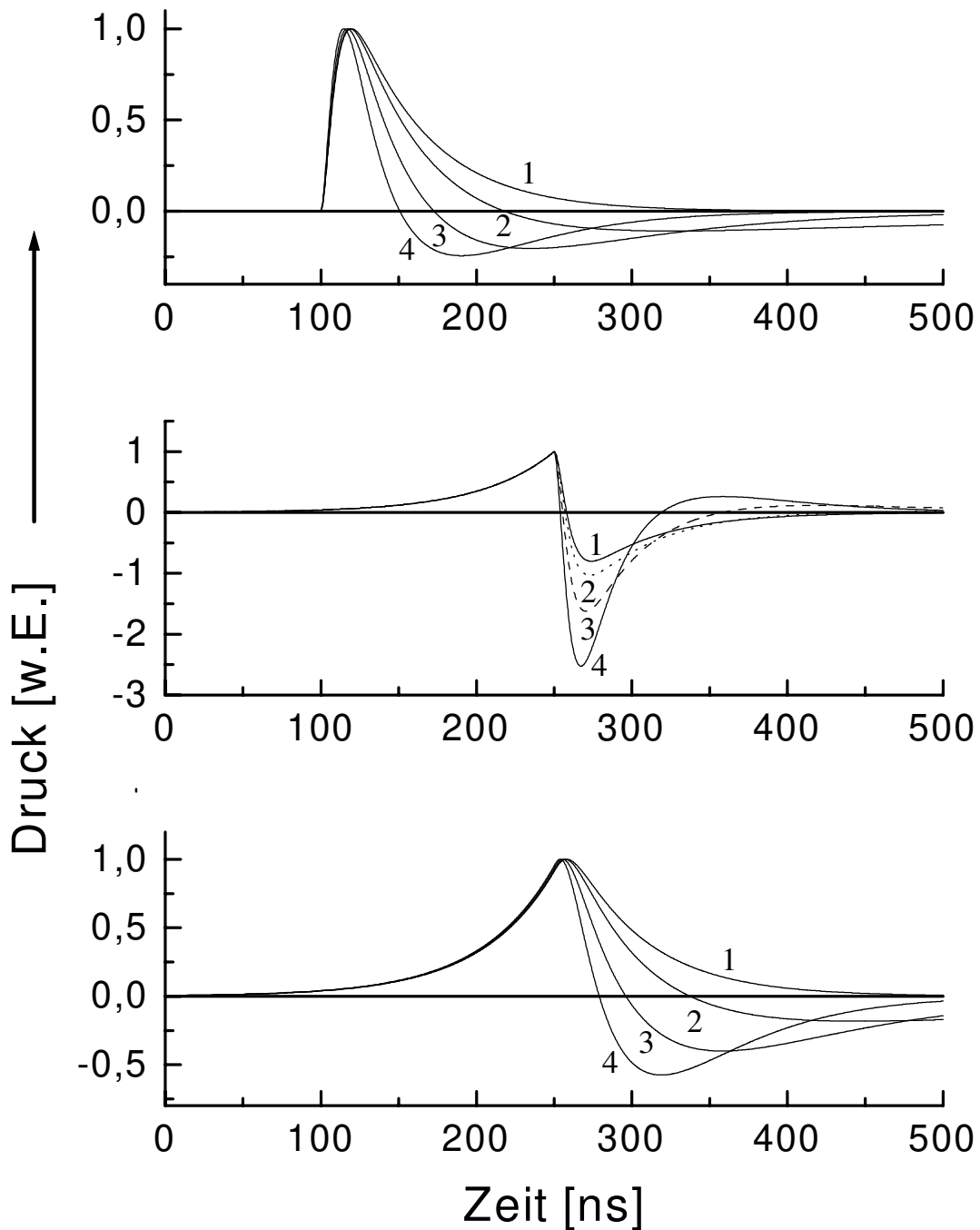


Abbildung 15: Berechnete Drucktransienten zur Darstellung des Übergangs vom optoakustischen Nah- ins Fernfeld. Der Parameter an der Kurvenschar ist jeweils der Diffraktionsparameter D . Gezeigt sind in Reflexion gemessene Transienten (oben). Mitte und unten: In Transmission an freier und fester Oberfläche gemessene Transienten. Laserpuls und sonstige Parameter sind identisch mit denen aus Abb. 14.

Der Übergang vom optoakustischen Nahfeld ins Fernfeld ist gleichbedeutend mit einer Aufhebung der Beschränkung auf eindimensionale Geometrien und deren Lösung. Um die Übergangsphase zu veranschaulichen, ist in Abb. 15 jeweils eine auf (3.70)-(3.72) basierende simulierte Schar von Drucktransienten für unterschiedliche Diffraktionsparameter D dargestellt. Der Rest des verwandten Parametersatzes ist identisch mit dem aus Abb. 14.

Zur Simulation dieser Drucktransienten wie auch für eine Reihe weiterer im Rahmen dieser Arbeit durchgeführter Berechnungen wurde das Mathematik-Softwarepaket MAPLE V[®], Release 3 und Release 4, verwandt (eingetragenes Warenzeichen der WATERLOO MAPLE SOFTWARE, University of Waterloo [Kof 96]). Das Computeralgebrasystem MAPLE V[®] bietet die Möglichkeit zur Durchführung mathematischer Berechnungen auf analytischem und numerischem Weg. Zu diesem Zweck stellt es eine für mathematische Anwendungen optimierte Programmiersprache sowie diverse Grafikwerkzeuge zur Visualisierung komplexer Zusammenhänge zur Verfügung.

Wie bereits aus (3.70) und (3.71) hervorgeht, bleibt der exponentielle Verlauf der ansteigenden Flanke ($\tau < 0$) unabhängig von der axialen Entfernung stets proportional zu $\exp(-\omega_a \tau)$ und damit zur Verteilung der absorbierten Lichtenergie. Diese Tatsache hat in der Praxis für die Untersuchung hinreichend dünner Proben in Transmission große Bedeutung (vgl. Kap. 4). Die nachfolgende Flanke ($\tau > 0$) wird sowohl für eine freie als auch für eine feste Oberfläche von einem ortsabhängigen "Diffraktionsterm" $\propto \exp(-\omega_D \tau)$ überlagert. In Abb. 15 ist sichtbar, daß dies bereits für geringe axiale Entfernungen (ab $z \approx 0,1 L_D$) zu einer signifikanten Veränderung des Signalverlaufs führt. Durch die Superposition mit dem Diffraktionsterm kommt es zur verstärkten Ausbildung einer Dilatationsphase. Dies führt in beiden Fällen zu einer Approximation der zeitlichen Ableitung für große axiale Distanzen z :

- Für die feste Oberfläche entsteht ein bipolares Signal. Die Drucktransiente an einer festen Oberfläche im optoakustischen Fernfeld ist somit identisch mit der an einer freien Oberfläche im optoakustischen Nahfeld (vgl. (3.56)).
- Im Signal für eine freie Oberfläche bildet sich mit steigendem Diffraktionsparameter D und demzufolge mit steigender axialer Entfernung eine zweite Kompressionsphase aus, die sich an die starke Dilatationsphase anschließt. Die Dauer der Dilatationsphase ist nur durch die Laserpulsdauer τ_L begrenzt. Dies hat zur Folge, daß sich auch für moderate optische Energiedichten im Fernfeld an freier Oberfläche starke Zugwellen ausbilden können, da ihre Amplitude durch die *Steigung* vom Maximum zum Minimum des bipolaren Signals im Nahfeld bestimmt wird. In der Praxis ist die Wirkung dieses Mechanismus jedoch durch nichtlineare Effekte und die damit verbundene starke Überdämpfung des Signals limitiert.

Obwohl der Effekt der Diffraktion den *exponentiellen Anstieg* der in Transmission gemessenen Signale nicht beeinflußt, so prägt er bereits hier die *Amplitude*. Diese ist in Abb. 15 zum Zweck einer besseren Vergleichbarkeit der zeitlichen Verläufe normiert, tatsächlich fällt sie jedoch mit $(1 + D)^{-1}$ ab, so daß die Auswertbarkeit der exponentiellen Flanke zunehmend schwieriger wird.

Das im Reflexionsmodus innerhalb des umgebenden Mediums detektierte Signal für eine akustisch angepaßte Oberfläche weist keinerlei Symmetrie auf. Die Anstiegszeit ist wiederum begrenzt durch die Laserpulsdauer τ_L . Auch für die dreidimensionale Lösung läßt sich dieses Signal als gewichtete Summe der Lösungen für eine freie und eine feste Oberfläche darstellen (vgl. (3.53)). Dies führt zu einer Egalisierung beider Lösungen für $\tau < 0$. Für $\tau > 0$ ergibt sich

der Verlauf der Transiente, in ähnlicher Weise wie bei der Messung in Transmission, durch eine Überlagerung des Profils der absorbierten Lichtenergie mit dem Diffraktionsterm.

Um den beschriebenen Übergang vom optoakustischen Nah- ins Fernfeld für eine größere Zahl von Zwischenschritten zu visualisieren, sind in Abb. 16 nochmals berechnete Scharen von Drucktransienten für unterschiedliche Diffraktionsparameter D dargestellt.

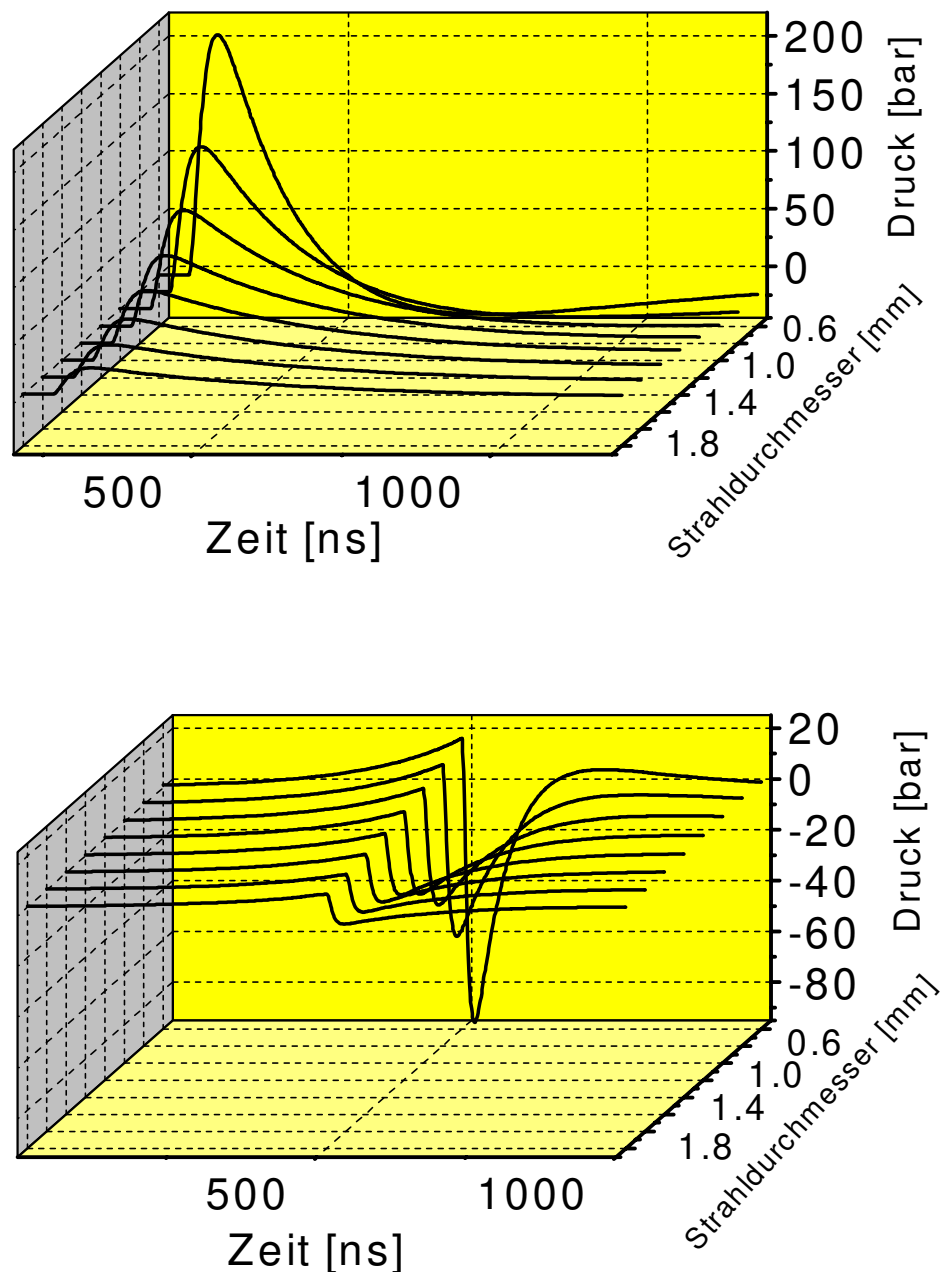


Abbildung 16: Berechnete Druckverläufe für eine Messung in Transmission an freier Oberfläche (oben) und eine Messung in Reflexion (unten). Als bestrahltes Medium wurde Wasser angenommen mit einem optischen Absorptionskoeffizienten von $\mu_a = 95 \text{ cm}^{-1}$. Die Schichtdicke der bestrahlten Probe wurde mit 2,9 mm angesetzt, die des umgebenden Mediums PMMA mit 4,0 mm. Der verwandte Intensitätsverlauf des Lasers entspricht dem der Abb. 14 und Abb. 15 mit einer Pulsdauer von $\tau_L = 12 \text{ ns}$. Als Parameter ist der Durchmesser $2a_0$ des Laserstrahls aufgetragen.

Von den bisher diskutierten drei unterschiedlichen Randbedingungen bzw. Detektionsmodi besitzt die Transmissionsmessung bei fester Oberfläche die geringste anwendungsbezogene Relevanz. Sie wurde daher in Abb. 16 nicht mehr berücksichtigt.

Der angenommene Absorptionskoeffizient μ_a betrug für diese Simulationen 65 cm^{-1} . Für die Messung in Transmission ist desweiteren die Dicke der bestrahlten Probe von Interesse, für die hier 2,9 mm angesetzt wurden. Im Fall der Reflexionsmessung muß die Dicke des transparenten Mediums von hier 4,0 mm bekannt sein. Die Wahl der restlichen Parameter erfolgte analog zu der in Abb. 15, so daß die bestrahlte Substanz als Wasser und das umgebende Medium als PMMA angenommen werden kann. Da der Durchmesser $2a_0$ des Laserstrahls als Parameter aufgetragen ist und die eingestrahlte Energie konstant gehalten wurde, sinkt die applizierte Energiedichte mit steigendem Strahldurchmesser ab. Anstelle des Diffraktionsparameters D ist hier als Parameter direkt die axiale Distanz z aufgetragen. Die verstärkte Ausbildung der Dilatationsphase läßt sich längs dieser Achse deutlich erkennbar verfolgen.

3.3.5 Inhomogene und streuende Medien

Die im vorangegangenen Kapitel getroffene vereinfachende Annahme eines homogen absorbierenden Mediums als Bestrahlungsprobe gestattet einen schlüssigen Zugang zum Verständnis der grundlegenden Effekte bei der optoakustischen Druckgenerierung. Gleichwohl stellt der Inhalt dieser Annahme in der Praxis eher einen Ausnahmefall dar. Für die Interpretation laserinduzierter Drucktransienten müssen daher in der Regel erweiternde Annahmen berücksichtigt werden. Insbesondere hinsichtlich der Charakterisierung biologischen Gewebes ist eine detaillierte Überprüfung der Gültigkeit eventueller Näherungen für das bestrahlte Medium erforderlich. Dies betrifft speziell die optischen Eigenschaften als Zielgröße. Deren Variation für unterschiedliche Gewebetypen und optische Wellenlängen übertrifft die Schwankung der wichtigsten thermischen und akustischen Parameter in der Regel um mindestens eine Größenordnung.

Inhomogenitäten bezüglich der akustischen Impedanz oder gar un stetige Impedanzsprünge führen beispielsweise zu partiellen Reflexionen sich ausbreitender Drucktransienten. Diese superponieren sich ungestört. Eine reflektierte Transiente kann nicht immer eindeutig als solche identifiziert werden und somit die Existenz einer weiteren absorbierenden Schicht suggerieren. Diese und andere Eigenschaften realen Gewebes werden im Rahmen aktueller Untersuchungen in den bestehenden Simulationsalgorithmus implementiert [Hil 98]. Zwecks Konzentration auf die im folgenden zu diskutierenden Effekte werden sie in den anschließenden Betrachtungen nicht immer berücksichtigt.

Die einzelnen Aspekte, die zu einer Abweichung des bestrahlten Mediums von den Eigenschaften eines homogenen Absorbers führen können, was in biologischem Gewebe de facto immer der Fall ist, werden im folgenden sukzessive eingeführt, bewertet und gegebenenfalls in den Simulationsalgorithmus für die Drucktransienten integriert.

Um inhomogene Medien bewerten und theoretisch beschreiben zu können, müssen sie zunächst hinsichtlich der räumlichen Ausdehnung einzelner Inhomogenitäten sowie ihres Abstandes untereinander klassifiziert werden. Zu diesem Zweck ist die Einführung einer Modellsubstanz als Diskussionsgrundlage vorteilhaft (Abb. 17). Diese bestehe aus einem absorbierenden

Medium, beispielsweise einer viskosen Flüssigkeit, mit ebenfalls absorbierenden eingelagerten Partikeln. Sie werde mit Laserlicht bestrahlt, dessen Intensitätsverlauf $I_0 f(t)$ sei. Die Beachtung dieses Intensitätsverlaufs und insbesondere der Laserpulsdauer τ_L ist von großer Bedeutung, da sie die Skala für die durchzuführende Klassifizierung repräsentieren wird.

Die Partikel repräsentieren die erwähnten Inhomogenitäten. Sie liegen in dem Medium in einer Anzahldichte bzw. Konzentration n_p vor, so daß sich ihr mittlerer Abstand d voneinander zu $d \sim n_p^{-1/3}$ ergibt. Unterschreitet dieser die optische Eindringtiefe in dem Medium, so ist die Existenz der Partikel vom optischen Standpunkt aus irrelevant. Lediglich die Ausbreitung in dem Medium erzeugter Drucktransienten kann durch akustische Inhomogenitäten der Partikel beeinflusst werden. Wie bereits eingangs erwähnt, sind diese jedoch nicht Hauptgegenstand

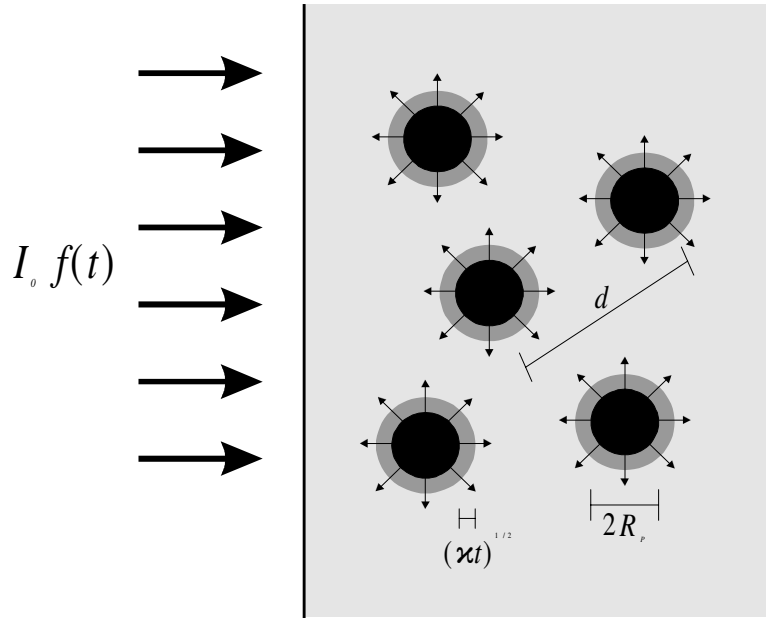


Abbildung 17: Optoakustische Druckgenerierung in einem mit absorbierenden Partikeln versetzten Medium (gemäß [Kar 95a, Kar 95b, Kar 96]).

dieser Betrachtungen. Das Medium kann demzufolge in diesem Fall als homogener Absorber betrachtet werden, womit es gemäß dem im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Formalismus behandelt werden kann.

Es soll daher für die folgenden Betrachtungen die Bedingung $d \ll \mu_a^{-1}$ angenommen werden. Basierend auf dem Abstand d und dem Partikelradius R_p können nun typische Zeitkonstanten eingeführt werden, wie sie in ähnlicher Weise bereits in Kap. 3.2.3 (vgl. (3.8) und (3.9)) definiert wurden:

	Medium	Partikel	
thermisch	$\tau_{therm} = \frac{d^2}{4\chi}$	$\tau_P = \frac{R_P^2}{\chi_P}$	(3.73)
akustisch	$\tau_{ak} = \frac{d}{2c_0}$	≈ 0	

Hierbei wurde für Parameter, welche die Partikel beschreiben, ein Index "P" gewählt. Nicht indizierte Parameter und Größen beziehen sich auf das Medium, in dem die Partikel enthalten sind.

Hierbei handelt es sich ebenfalls um thermische und akustische Relaxationszeiten. Im Medium sind dies die Zeiten, in denen sich das Temperatur- bzw. das Druckprofil längs des Partikelabstandes d geglättet hat, was die Möglichkeit der Überlagerung der Temperatur- bzw. Druckfelder einzelner Partikel bedeutet. Die in dieser Abschätzung involvierte Größe ist demzufolge der halbe Partikelabstand d . Innerhalb der Partikel kann ebenfalls die Glättung des Temperaturprofils betrachtet werden, was einer nahezu gleichförmigen Erwärmung der einzelnen Partikel entspricht.

Die Druckrelaxationszeit innerhalb der Partikel wird als verschwindend gering angenommen. In diesem Zusammenhang kann man unter der Bedingung $R_p \ll c_{0P} \tau_L$, wobei c_{0P} die Schallgeschwindigkeit innerhalb eines Partikels bedeutet, von „akustisch kleinen“ Partikeln sprechen [Kar 95a, Kar 95b, Kar 96]. Da der Sinn der in (3.73) definierten Zeitkonstanten in einem späteren Vergleich mit der Laserpulsdauer besteht, die in der Größenordnung von 10 ns liegt, ist diese Näherung für Partikelradien R_p um 15 μm zulässig. Der Durchmesser organischer Zellen liegt im Bereich von 20-30 μm [Lip 75, Psc 94], wodurch (3.73) ebenfalls erfüllt wird.

Sollen Partikel betrachtet werden, welche die Ausdehnung organischer Zellen überschreiten, so kann die endliche akustische Relaxationszeit solcher „akustisch großen“ Partikel problemlos berücksichtigt werden. Darüber hinaus ist es möglich, derartige Partikel als neues Medium anzusehen, in dem wiederum die Einlagerung weiterer kleinerer Partikel möglich ist. Dieses Problem kann somit auf eine Schachtelung verschiedener Medien ineinander reduziert werden, auf die im einzelnen jeweils derselbe Formalismus anwendbar ist.

Gilt nun für die in (3.73) definierte thermische Relaxationszeit eines Partikels $\tau_L > \tau_p$, so kann die Erwärmung der Partikel während der Lasereinstrahlung als gleichförmig angenommen werden. In einer derartigen Konstellation kann man die Partikel als „thermisch klein“ bezeichnen, ihr Radius R_p muß dazu hinreichend gering sein.

Ist die Konzentration der Partikel im Medium für die Erfüllung von $\tau_L > \tau_{therm}$ genügend hoch, so überlappen die Temperaturfelder einzelner Partikel aufgrund ihres geringen Abstandes voneinander. Das Temperaturprofil innerhalb des Mediums wird somit während der Lasereinstrahlung geglättet. Eine Interpretation des dabei erzeugten transienten Drucksignals hinsichtlich einzelner Partikel ist unter diesen Umständen ausgeschlossen. Ein derartiges Medium führt die Bezeichnung „mikrohomogen“ [Kar 95a, Kar 95b, Kar 96].

Dessen ungeachtet können sich die optischen Eigenschaften eines solchen Mediums auf einer makroskopischen Längenskala mit typischen Abständen $\Delta z \gg d$ sehr wohl ändern, beispielsweise durch räumliche Variationen der Partikelkonzentration. In diesem Fall ist das Medium „makroinhomogen“.

„Makrohomogene“ Medien weisen dagegen entweder auf keiner der beiden Längenskalen signifikante Änderungen auf, oder aber es gilt der eingangs erwähnte Fall einer hohen Absorption des Mediums als solches, so daß kein eingestrahktes Laserlicht die Partikel erreichen kann. In der Praxis macht die Differenzierung zwischen makro- und mikrohomogenen Medien wenig Sinn. Betrachtet man die Struktur eines vermeintlich homogenen Absorbers im Detail, so stellt man fest, daß gerade die Existenz kleiner Partikel stets für die Absorption verantwortlich ist. Dies gilt beispielsweise für die Erythrozyten im Blut, welchen der Farbstoff Hämoglobin die

charakteristisch rote Farbe verleiht. Auch die Färbung und damit die Absorption der Haut, der Haare und der Iris im Auge ist auf Partikel des Pigmentfarbstoffs Melanin zurückzuführen. Die optischen Eigenschaften der in Kapitel 4.5 beschriebenen Gewebephantome beruhen de facto auf der Konzentration von Farb- Tinten- oder Metallpartikeln. Im folgenden wird daher der Begriff des makrohomogenen Mediums nicht mehr benutzt, statt dessen findet die globalere Bezeichnung des mikrohomogenen Mediums Verwendung.

Damit die Möglichkeit besteht, Aussagen über einzelne Partikel zu treffen, dürfen sich deren individuelle Temperatur- und insbesondere Druckprofile nicht überlappen. Zu diesem Zweck darf ihre Konzentration im Medium nicht zu hoch bzw. der Abstand der Partikel untereinander nicht zu gering sein. Bezüglich der Relaxationszeiten läßt sich dieser Sachverhalt folgendermaßen ausdrücken: $\tau_L < \tau_{ak}$. Ein solches Medium wird "mikroinhomogen" genannt [Kar 95a, Kar 95b, Kar 96]. Damit es mittels optoakustischer Methoden tomographisch untersucht werden kann, muß infolgedessen gelten:

$$\tau_L \leq (\tau_{ak}, \tau_P) \ll \tau_0 \quad (3.74)$$

Es bedarf demzufolge eines hinreichend kurzen Laserpulses und einer entsprechend hohen Zeitauflösung, um die Inhomogenitäten in einem Medium im einzelnen charakterisieren zu können.

Aus den obigen Betrachtungen geht hervor, daß ein mikroinhomogenes Medium den allgemeinsten Fall darstellt. Alle anderen Fälle können nach sukzessiver Reduktion der in (3.74) gestellten Anforderungen aus diesem deduziert werden.

Zusammenfassung der Nomenklatur

An dieser Stelle soll noch einmal die in den vorangegangenen Betrachtungen eingeführte Nomenklatur bezüglich der räumlichen Skala (Ausdehnung und Abstand) der Inhomogenitäten in dem bestrahlten Medium zusammengefaßt werden.

- Makrohomogen: Bedingt durch den Mechanismus optischer Absorption insbesondere in biologischem Gewebe und gewebeähnlichen Substanzen keine sinnvolle Bezeichnung.
- Mikrohomogen: Überlapp der Temperaturfelder der Partikel und damit Glättung aufgrund hoher Konzentration. Keine Aussage über einzelne Partikel möglich, da $\tau_L > \tau_{therm}$.
- Makroinhomogen: Mikrohomogen mit makroskopischer Variation der optischen Eigenschaften, beispielsweise durch Konzentrationsgefälle.
- Mikroinhomogen: Kein Überlapp individueller Temperatur- und Druckprofile aufgrund geringer Konzentration: $\tau_L < \tau_{ak}$. Daher Möglichkeit zur Untersuchung einzelner Partikel. Allgemeinsten Fall, der sich auf die anderen Fälle reduzieren läßt.

Mikrohomogene Medien mit Absorption und Streuung

Die hier betrachteten Medien sollen bezüglich der Entstehung transienter Drücke und Erwärmungen mikrohomogen im Sinne der obigen Definition sein. Bezüglich der optischen Eigenschaften sollen sie jedoch die in Kapitel 2 diskutierten Abweichungen bestrahlter Proben von den Eigenschaften homogener Absorber aufweisen.

Diese führt primär zu einer Veränderung des exponentiellen Anstiegs der Drucktransienten. Spielt der Streukoeffizient gegenüber dem Absorptionskoeffizienten eine signifikante Rolle, so ist dieser in der Lichtverteilung mit zu berücksichtigen. Ist überdies die Voraussetzung für eine Betrachtung der Lichtausbreitung gemäß der Diffusionstheorie erfüllt (vgl. (2.24)), so geht der für reine Absorber geltende Anstieg der Drucktransiente $\propto \exp(\mu_a c_0 \tau)$ in einen Anstieg $\propto \exp(\mu_{\text{eff}} c_0 \tau)$ über. Die *Druckamplitude* bleibt proportional der absorbierten Energie und damit $\propto \mu_a \exp(\mu_{\text{eff}} c_0 \tau)$. Diese Aussage impliziert die auch anschaulich leicht verständliche Feststellung, daß die Lichtverteilung nur bei nicht verschwindender Absorption mittels der optoakustischen Methode rekonstruierbar ist. In die Lichtverteilung gehen sämtliche optische Parameter des bestrahlten Mediums ein, die Druckamplitude wird dagegen ausschließlich durch die Absorption bestimmt.

Eine Berücksichtigung dieses Zusammenhangs in den Simulationsalgorithmen gestaltet sich problemlos. Für *mikrohomogene* Medien muß lediglich in der beschriebenen Weise der exponentielle Anstieg geändert werden.

Die in der Diffusionstheorie nicht enthaltene Existenz einer Flußüberhöhung unterhalb der Oberfläche und damit vergrößerte axiale Ausdehnung des absorbierten Energieprofils führt in ähnlicher Weise wie eine Verlängerung der Laserpulsdauer zu einer Verbreiterung der entstehenden Drucktransiente. Experimentelle Ergebnisse, welche diesen Mechanismus bestätigen, werden in Kapitel 5 vorgestellt. Eine Implementierung in den Simulationsalgorithmus ist Gegenstand aktueller Untersuchungen [Hil 98].

Makroinhomogene Medien: Geschichtete Strukturen mit Absorption und Streuung

Makroinhomogene Medien stellen einen Spezialfall der mikrohomogenen Medien dar. Auch sie sind nicht hinsichtlich einzelner Partikel, welche die Absorptions- und Streuzentren verkörpern, charakterisierbar. Ungeachtet dessen können Variationen in deren Anzahldichte bzw. Konzentration sehr wohl nachgewiesen werden. Die theoretische Behandlung einer solchen Aufgabenstellung ist Gegenstand dieses Abschnitts. Dabei soll die Aufmerksamkeit insbesondere den z -axialen Variationen gelten. Sind die lateralen Variationen in x - und y -Richtung demgegenüber vernachlässigbar, so kann man von einem schichtweisen Aufbau des Mediums sprechen. Derartige Medien erweisen sich in der praktischen Anwendung als Meßphantome sehr nützlich, da sie einen Aufschluß über die axiale Auflösung des verwandten Detektionssystems ermöglichen. Diese ist durch dessen zeitliche Auflösung begrenzt (vgl. Kap. 4).

Wiederum mit dem Ziel einer leichteren Zugänglichkeit wird das Hauptaugenmerk zunächst auf die für Schichtstrukturen wesentlichen Merkmale konzentriert. So soll an dieser Stelle die Streuung in dem geschichteten Medium vernachlässigt werden. Der Absorptionskoeffizient sei tiefenabhängig, wobei die "Tiefe" die Ausbreitungsrichtung des senkrecht auf die Probe treffenden Laserstrahls (z -Richtung) bezeichnet. Des weiteren sei die Bedingung des stress con-

finement (3.9) für sämtliche Werte der optischen Absorption, die in dem Medium angenommen werden, erfüllt:

$$\begin{aligned} \mu_a &= \mu_a(z) \\ \text{Max} \{ \mu_a(z) \} c_0 \tau_L &\ll 1 \end{aligned} \quad (3.75)$$

Einen denkbaren Verlauf des Absorptionskoeffizienten $\mu_a(z)$ zeigt Abb. 18. In den meisten Fällen läßt sich $\mu_a(z)$ abschnittsweise definieren, da die axiale Ausdehnung der Übergänge zwischen den einzelnen Schichten vernachlässigbar ist. Die Funktion $\mu_a(z)$ ist somit zumeist unstetig.

Wie in Kapitel 5 noch experimentell gezeigt wird, lassen sich nicht nur Schichtstrukturen aus reinen Absorbieren charakterisieren. Vielmehr ist eine Erweiterung der Simulationsalgorithmen hinsichtlich der Streueigenschaften der bestrahlten Medien in analoger Weise wie im zuvor besprochenen Fall mikroinhomogener Medien problemlos möglich.

Auch die Berücksichtigung einer endlichen Laserpulsdauer kann mittels einer Faltung leicht realisiert werden. Dies wurde in Kapitel 3.3.3 ausführlich diskutiert, so daß eine anfängliche Voraussetzung des stress confinement (3.75) keine Einschränkung darstellt.

Die Ausdrücke für den in einem geschichteten Medium erzeugten Druckverlauf ergeben sich nun analog zu den in Kapitel 3.3.2 hergeleiteten. Das Produkt $\mu_a z$ in der Exponentialfunktion muß dabei in ein Integral übergehen, wo die z -Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten berücksichtigt wird.

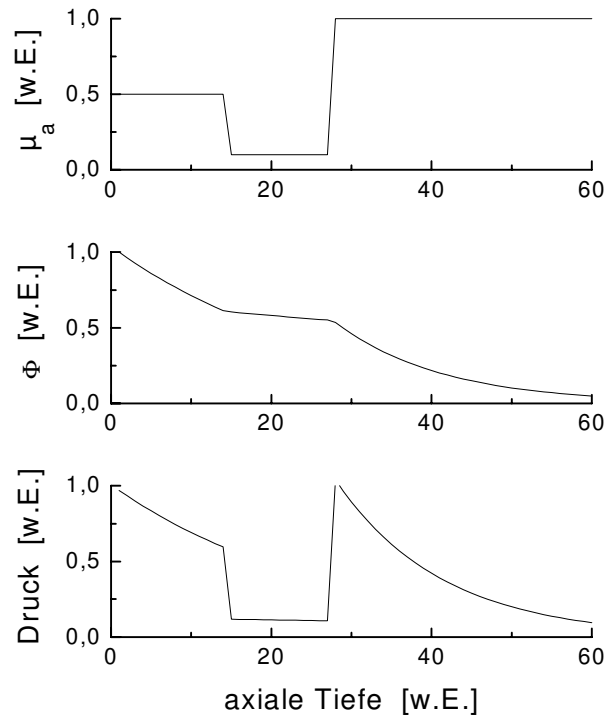


Abbildung 18: Abschnittsweise definierter exemplarischer Verlauf des Absorptionskoeffizienten μ_a in einem bestrahlten Medium mit geschichteter Struktur längs der Laserstrahlachse z (oben) sowie die Energiedichte Φ (Mitte) und der sich daraus ergebende Druckverlauf (unten).

Für eine Messung im Transmissionsmodus kann man somit schreiben:

$$p'(\tau) = \frac{c_0 \beta}{2C_p} \Phi_0 \left[\mu_a(-c_0 \tau) \exp\left(-\int_0^{-c_0 \tau} \mu_a(\zeta) d\zeta\right) \cdot \Theta(-\tau) + R \cdot \mu_a(c_0 \tau) \exp\left(-\int_0^{c_0 \tau} \mu_a(\zeta) d\zeta\right) \cdot \Theta(\tau) \right] \quad (3.76)$$

Dieser Ausdruck beschreibt beide Flanken des in Transmission detektierten Signals. Die erste Flanke ist unabhängig von den Randbedingungen. Die Amplitude der zweiten skaliert mit dem akustischen Reflexionskoeffizienten R an der Probenoberfläche. Für die drei bereits diskutierten Fälle ergibt sich aus (3.76):

- $R = 1 \Rightarrow$ feste Oberfläche, monopolare achsensymmetrische Drucktransiente
- $R = 0 \Rightarrow$ akustisch angepaßte Oberfläche, monopolare Drucktransiente ohne Symmetrieeigenschaften
- $R = -1 \Rightarrow$ freie Oberfläche, bipolare punktsymmetrische Drucktransiente

Analog dazu läßt sich der Druckverlauf für eine Messung im Reflexionsmodus bestimmen:

$$p'(\tau_{tr}) = T \cdot \frac{c_0 \beta}{2C_p} \mu_a(c_0 \tau_{tr}) \Phi_0 \exp\left(-\int_0^{c_0 \tau_{tr}} \mu_a(\zeta) d\zeta\right) \cdot \Theta(\tau_{tr}) \quad (3.77)$$

Diese Drucktransiente weist keinerlei Symmetrie auf. Desweiteren ist ihre *Form* unabhängig von den Randbedingungen. Ihre *Amplitude* hängt vom Transmissionskoeffizienten T zwischen bestrahltem und umgebendem Medium ab. Für eine feste Oberfläche ($T = 2$) wird der Druck maximal. Er verschwindet für eine freie Oberfläche ($T = 0$).

Mikroinhomogene Medien

Die zuvor für den Fall makroinhomogener Medien vorgestellten Ausdrücke (3.76) und (3.77) sind de facto auf mikroinhomogene Medien begrenzt. Eine Abhängigkeit von der Existenz einzelner Partikel ist in ihnen nicht enthalten und wäre auch nicht sinnvoll, da eine Differenzierung der individuell von diesen erzeugten Signale nicht möglich ist. Der allgemeinere Fall eines mikroinhomogenen Mediums beinhaltet diese Möglichkeit. Eine notwendige Voraussetzung dafür ist das Unterschreiten eines Konzentrationslimits der Partikel im Medium, so daß kein Überlapp der individuellen Temperatur- und Druckprofile möglich ist. Insofern soll Bedingung (3.74) noch erfüllt sein.

Hinsichtlich der optischen Eigenschaften wird die Streuung in den folgenden Betrachtungen nicht berücksichtigt. Das Drucksignal selbst wird vom Streukoeffizienten nur infolge der Lichtverteilung beeinflusst, welche bereits Gegenstand des Kapitels 2 war.

Des Weiteren behalte die schon in den vorausgegangenen Abschnitten angenommene Voraussetzung akustisch kleiner Partikel ($R_p \ll c_{0p} \tau_L$) auch hier ihre Gültigkeit.

Da das bestrahlte Medium aufgrund des Abstandes der Partikel untereinander nicht gleichförmig erwärmt wird, können die einzelnen Partikel als "retardierte" Wärmequellen betrachtet werden. Über Wärmediffusion verursachen die erwärmten Partikel einen zusätzlichen Energieeintrag in das Medium, welcher über die Erwärmung des Mediums als solches aufgrund dessen Absorption hinausgeht. Die erzeugte Drucktransiente ergibt sich somit aus einer Überlagerung einer Transiente infolge der "mittleren" Absorption des (mikrohomogenen) Mediums und individueller Transienten einzelner Partikel.

Die Abweichung von einer vollständigen Erfüllung von Bedingung (3.74) besteht nun darin, daß hinsichtlich der "thermischen Größe" der Partikel eine Unterscheidung vorgenommen wird [Kar 95a, Kar 95b, Kar 96]. Diese ist in Abb. 19 illustriert.

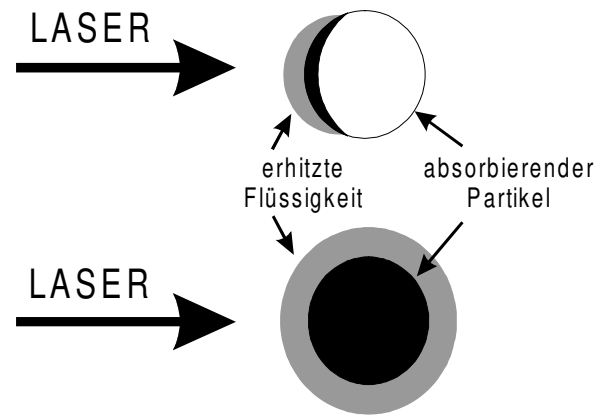


Abbildung 19: Unterschiedliche Erwärmung der Partikel infolge ihrer thermischen und optischen Eigenschaften. Oben: Einseitige Erwärmung (Fall i). Unten: Radialsymmetrische Erwärmung (Fall ii)

- i. Die Partikel seien *opak* ($R_p > \mu_a^{-1}$) **UND** *thermisch groß* ($R_p > (\kappa_p \tau_L)^{1/2}$). In diesem Fall wird nur eine oberflächliche Schicht auf der der Lasereinstrahlung ausgesetzten Seite erwärmt (vgl. Abb. 19 (oben)). Deren Dicke δ_p ergibt sich zu

$$\delta_p \sim \sqrt{\frac{1}{\mu_a^2} + \kappa_p \tau_L} \quad (3.78)$$

Die Schichtdicke kann demnach entweder von der optischen Absorption oder der Wärmediffusion primär bestimmt werden.

- ii. Die Partikel seien *transparent* ($R_p < \mu_a^{-1}$) **ODER** *thermisch klein* ($R_p < (\kappa_p \tau_L)^{1/2}$), so daß sie über ihr gesamtes Volumen gleichförmig erwärmt werden.

In beiden Fällen verursachen die Partikel eine räumlich und zeitlich ungleichmäßige und somit nicht instantane Erwärmung des Mediums.

Im Fall (i) ist diese asymmetrisch, da der Partikel während der Laserpulsdauer τ_L nur einseitig erwärmt wird. Nach der Lasereinstrahlung harmonisiert sich die Erwärmung der Partikel in einer Zeit $t \geq R_p^2 / \kappa_p \gg \tau_L$, wobei t dabei die seit dem Ende des Laserpulses vergangene Zeit angibt.

Im Fall (ii) wird eine radialsymmetrische Schicht um den Partikel herum erwärmt. Die Schichtdicke ergibt sich aus der Wärmediffusivität des Mediums zu $\delta_M \sim (\kappa t)^{1/2}$.

Für thermisch kleine Partikel oder ein über das Partikelvolumen geglättetes Temperaturprofil können die Erwärmung T' des Mediums und die eines einzelnen Partikels T_p' jeweils getrennt berechnet werden. Dazu muß für beide der Prozeß der Wärmediffusion betrachtet werden:

$$\frac{1}{\kappa_p} \frac{\partial T_p'}{\partial t} = \Delta T_p' + \frac{I_0}{k_p} f(t) \chi(r_\perp) \quad (3.79 \text{ a, b})$$

$$\frac{1}{\kappa} \frac{\partial T'}{\partial t} = \Delta T'$$

$\chi(r_\perp)$ = normierter lateraler Intensitätsverlauf (Laserstrahlprofil), $I(r_\perp) = I_0 \chi(r_\perp)$

Durch den Wärmeaustausch zwischen Medium und Partikel werden die Randbedingungen für das System (3.79) bestimmt. Aufgrund der Symmetrie empfiehlt sich die Benutzung sphärischer Koordinaten:

$$T_p'|_{r=R_p} = T'|_{r=R_p}$$

$$-k_p \left. \frac{\partial T_p'}{\partial r} \right|_{r=R_p} + k \left. \frac{\partial T'}{\partial r} \right|_{r=R_p} = 0 \quad (3.80 \text{ a, b})$$

Der Verlauf der durch die Erwärmung und die damit verbundene Volumenexpansion erzeugten sphärischen Drucktransiente kann nun bestimmt werden gemäß [Lan 78]:

$$p'(\tau = t - \frac{r}{c_0}) = \frac{\rho_0}{4\pi r} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} \quad (3.81)$$

Durch Integration über die nach (3.79) und (3.80) vorgegebene Temperaturverteilung kann folgender Ausdruck für die Volumenänderung gefunden werden:

$$V = 4\pi \int_0^{R_p} r^2 \beta_p T_p' dr + 4\pi \int_{R_p}^{\infty} r^2 \beta T' dr \quad (3.82)$$

Dies kann in (3.81) eingesetzt werden. Für *thermisch große* Partikel ergibt sich damit der Druckverlauf zu:

$$p'(\tau) = \frac{\sigma_0 I_0}{4 \pi r} \frac{\rho_0 \beta \kappa}{k} \frac{1 + \frac{\beta_P \sqrt{\kappa_P}}{\beta \sqrt{\kappa}}}{1 + \frac{k_P \sqrt{\kappa_P}}{k \sqrt{\kappa}}} \frac{\partial f(\tau)}{\partial \tau} \quad (3.83)$$

σ_0 = Absorptionsquerschnitt eines Partikels für die Laserstrahlung

Aus (3.83) geht hervor, daß sich der Verlauf einer Drucktransiente, welche durch die Expansion sowohl des Partikels als auch der um ihn herum erwärmten Schicht erzeugt wird, der zeitlichen Ableitung des Intensitätsverlaufs $f(t)$ des bestrahlenden Lasers proportional verhält.

Eine Lösung für *thermisch kleine* Partikel kann nur unter Berücksichtigung des Verhältnisses zwischen dem Radius des Partikels und der Dicke der um ihn herum erwärmten Schicht erfolgen.

- Für *thermisch sehr kleine* Partikel wird deren Rolle auf die Absorption des Laserlichts und die damit verbundene Erwärmung des Mediums beschränkt; ihre eigene Expansion kann demgegenüber vernachlässigt werden:

$$p'(\tau) = \frac{\sigma_0 I_0}{4 \pi r} \frac{\rho_0 \beta \kappa}{k} \frac{\partial f(\tau)}{\partial \tau} \quad (3.84)$$

Offensichtlich besteht auch in diesem Fall eine Proportionalität des Druckverlaufs zur zeitlichen Ableitung des Laserintensitätsverlaufs.

- Im umgekehrten Fall einer im Vergleich mit dem Partikelradius *dünnen erwärmten Schicht* ist deren Expansion vernachlässigbar gegenüber der des Partikels. In Analogie zu (3.84) ergibt sich für den Druckverlauf:

$$p'(\tau) = \frac{\sigma_0 I_0}{4 \pi r} \frac{\rho_0 \beta_P \kappa_P}{k_P} \frac{\partial f(\tau)}{\partial \tau} \quad (3.85)$$

Wiederum ist der Druckverlauf proportional zur zeitlichen Ableitung der Laserintensität.

Folgende Aussage ist somit unabhängig von der Größe der einzelnen Partikel stets gültig, sofern sich deren Temperatur- und Druckprofile nicht überlagern:

$$p'(\tau) \propto \frac{\partial f(\tau)}{\partial \tau} \quad (3.86)$$

Falls die Konzentration der Partikel im Medium höher ist als in den zuvor betrachteten Fällen, können die individuellen Druckprofile einzelner Partikel einander überlagern. Dies geschieht, falls $\tau_L > \tau_a$ bzw. $d < 2c_0\tau_L$ ist. Die Temperaturfelder sollen dagegen noch nicht überlappen, da unter diesen Umständen der bereits diskutierte Fall eines mikrohomogenen Mediums vorläge. Somit muß gelten: $\tau_L < \tau_{therm}$ bzw. $d > 2(\kappa\tau_L)^{1/2}$. In dem letzten in diesem Zusammenhang zu diskutierenden Fall gehorcht der Druckverlauf folgender Proportionalität:

$$p'(t) \propto \int \sigma(\mathbf{r}') \frac{\partial f(t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c_0)}{\partial t} dV' \quad (3.87)$$

$\sigma(\mathbf{r})$ = räumliche Verteilung der Lichtabsorptionsquerschnitte

Der räumlich variable Lichtabsorptionsquerschnitt $\sigma(\mathbf{r})$ der Partikel kann durch das Produkt der Konzentration mit dem Absorptionsquerschnitt eines einzelnen Partikels approximiert werden: $\sigma(\mathbf{r}) \approx \sigma_0 n_p(\mathbf{r})$. Diese erste Näherung ist nur zulässig für einen geringen Streukoeffizienten μ_s .

Somit kann die **zusammenfassende Aussage** getroffen werden, daß eine in einem mikroinhomogenen Medium optoakustisch erzeugte Drucktransiente eine *Überlagerung* zweier Signale darstellt:

- Eine Transiente eines mikrohomogenen Mediums mit einem mittleren optischen Absorptionskoeffizienten $\langle \mu_a \rangle$. Diese wird beschrieben durch (3.76) bzw. (3.77).
- Weitere Transienten der einzelnen im Medium enthaltenen Partikel. Ihr Beitrag ist in (3.83) - (3.87) dargestellt.

Durch eine *Separation* dieser beiden Beiträge kann damit sowohl die räumliche Abhängigkeit der auf makroskopischer Skala gemittelten Absorption $\langle \mu_a \rangle$ eines Mediums als auch die mikroskopische Verteilung $n(\mathbf{r})$ absorbierender Inhomogenitäten gefunden werden. Für deren Konzentration stellt diese Verteilung ein Maß dar. Die optischen Eigenschaften des Mediums als solches spielen dabei keine Rolle.

Zum Abschluß dieses Kapitels wird in Abb. 20 noch eine Simulation an einem realistischen Hautmodell vorgestellt. Dabei wurde basierend auf der in Kapitel 2 (Abb. 6) mittels einer MONTE-CARLO-Simulation ermittelten Lichtverteilung in einem Modell eines Feuermals der zeitliche Druckverlauf ermittelt, der sich bei der Bestrahlung dieses aus vier Einzelschichten bestehenden Modells mit einer Laserwellenlänge von 581 nm ergeben würde. Als zeitlicher Intensitätsverlauf des Lasers wurde wiederum der asymmetrische Puls mit einer Halbwertsbreite von 12 ns gewählt, die Detektion findet im Reflexionsmodus statt. Der Einfluß der optischen Streuung im Gewebe ist erkennbar, ebenso der der optoakustischen Diffraktion hin zu größeren axialen Distanzen.

Damit sind die theoretischen Ausführungen zur tomographischen Charakterisierung homogener und inhomogener Medien mittels laserinduzierter Drucktransienten abgeschlossen. Gegenstand des folgenden Kapitels sind die experimentellen Methoden zu deren optoakustischer Erzeugung und ihrer Detektion mittels piezoelektrischer Drucksensoren.

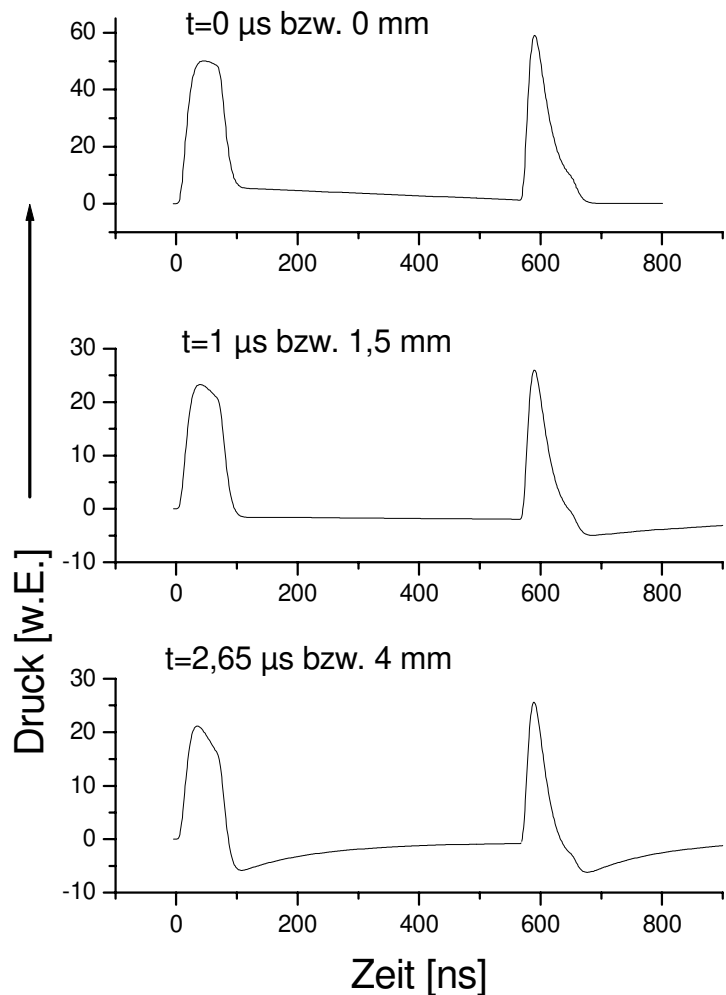


Abbildung 20: Berechneter Druckverlauf bei der subablativen Bestrahlung eines realistischen Vierschichtmodells für ein Feuermal, bestehend aus der Epidermis, der Dermis, einer Blutschicht und wiederum Dermis mit einer Laserwellenlänge von 581 nm. Als Drucksensor wird die in Kapitel 4 (Abb. 29) dargestellte Ausführung angenommen. Diese arbeitet im Reflexionsmodus bei einem Laserstrahlradius von 1 mm. Oben: Anfängliches Druckprofil unmittelbar nach Deponierung der Laserenergie. Mitte: Drucktransiente bei einer axialen Distanz von 1,5 mm. Unten: Drucktransiente bei einer axialen Distanz von 4 mm. Der Einfluß der optoakustischen Diffraktion offenbart sich mit steigender axialer Distanz stärker.

Kapitel 4

Experimentelle Methoden der optoakustischen Tomographie

Die in Kapitel 3 diskutierten akustischen Transienten zeichnen sich hinsichtlich ihrer Amplitude und ihrer Dauer durch einen großen Wertebereich aus. Es ist wünschenswert, auf die möglicherweise beträchtlichen Variationen dieser Werte nicht mit einer apparativen Anpassung der Detektionseinheit reagieren zu müssen, welche auf die zu detektierenden Kenngrößen zwar optimiert, aber andererseits auf diese auch stark beschränkt ist. Daraus ergeben sich hohe Anforderungen an die Bandbreite, die Empfindlichkeit, die Linearität sowie die mechanische Belastbarkeit der verwandten Detektionssysteme.

Weitere Anforderungen folgen aus der Detektionsgeometrie: Messungen *in vivo* müssen so konfiguriert sein, daß die Bestrahlung und die Detektion auf der gleichen Seite der zu charakterisierenden Probe durchgeführt werden können. Im Hinblick auf klinische Anwendungen ist die Realisierung eines kompakten Gerätes von hohem Interesse, welches innerhalb eines Raumes möglichst transportabel sein sollte. Darüber hinaus ist ein integriertes Bestrahlungs- und Detektionssystem wünschenswert.

Überdies ist die Wahl geeigneter Lasersysteme bei einer Erfüllung der genannten Anforderungen hilfreich. So folgt aus den Betrachtungen in Kapitel 3, daß sich durch die Applikation höherer eingestrahelter Energiedichten in gleichem Maße höhere Drücke erzeugen lassen, wodurch sich die notwendige Empfindlichkeit deutlich verringern ließe. Eine gleichzeitige hinreichende Verringerung der Laserpulsdauer kann zu einer Erfüllung der Bedingung des stress confinement (3.9) führen, wodurch die Interpretation des gemessenen Drucksignals erleichtert wird. In gewissen Grenzen ist es möglich, sich diese Vorteile einer zusätzlichen Einflußnahme auf die Systemeigenschaften zunutze zu machen. Wie aus Abb. 9 hervorgeht, sind jedoch gerade die Energiedichte und die Dauer des applizierten Laserpulses Beschränkungen unterworfen, um den zerstörungsfreien Charakter des Verfahrens zu erhalten. Damit konnten die verwandten Lasersysteme kein Hauptansatzpunkt hinsichtlich einer Erfüllung der an den gesamten Meßaufbau gestellten Forderungen sein.

In Kapitel 4.1 findet sich eine kurze Abhandlung über die Möglichkeiten, verschiedene Meßgrößen zu detektieren, um schließlich die Zielgröße des Drucks zu erhalten, auf deren Interpretation dann eine Beschreibung optischer Eigenschaften des bestrahlten Mediums beruht.

Bedingt durch die eingeschränkten Möglichkeiten hinsichtlich einer Variation der Laserparameter wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit auf der apparativen Seite hauptsächlich geeignete Drucksensorsysteme entwickelt, die möglichst allen genannten Anforderungen weitgehend gerecht werden. Wie im Verlauf dieses Kapitels noch gezeigt wird, lassen sich nicht alle Anforderungen gleichzeitig *optimal* erfüllen, da sie sich teilweise gegenseitig ausschließen. Die zur Detektion laserinduzierter Drucktransienten erforderlichen Spezifikationen der Drucksensoren werden jedoch erfüllt.

Einen dazu verwandten typischen Versuchsaufbau beschreibt dann zunächst Abschnitt 4.2. Im Anschluß daran wird die Darstellung der Einzelkomponenten des Aufbaus jeweils vertieft. So befassen sich die Abschnitte 4.3 und 4.4 mit den Drucksensoren und insbesondere mit den zu deren Herstellung verwandten piezoelektrischen PVDF-Folien. Die Lasersysteme und deren Eigenschaften sind Gegenstand des Abschnitts 4.5. Schließlich werden in Abschnitt 4.6 die bestrahlten Proben und Gewebephantome erläutert, welche im Rahmen dieser Arbeit realisiert wurden. Diese fanden Verwendung bei der Kalibrierung, in Probemessungen und bei der Evaluierung der Auflösungsgrenzen optoakustischer tomographischer Methoden.

4.1 Charakterisierung der Meßgrößen

Die Mechanismen der Erzeugung von Drucktransienten wurden in Kapitel 3 ausführlich behandelt. Dabei wurde deutlich, daß in der kausalen Abfolge zwischen der Bestrahlung eines Mediums mit kurzen Laserpulsen und letztendlich der Entstehung transienter Drücke einige Zwischenschritte liegen. So kommt es beim thermooptischen Effekt zunächst zu einer Erwärmung, an die sich eine Expansion des bestrahlten Areals anschließt. Durch diese wird eine Druckwelle in die umgebenden Areale eingekoppelt, welche unmittelbar von Verschiebungen der Teilchen innerhalb des Mediums, und von einer Dichteänderung begleitet wird. Letztere führt zu Modulationen des optischen Brechungsindex.

Sämtliche dieser soeben genannten Größen wurden in Kapitel 3 im Rahmen der Entstehung laserinduzierter Drucktransienten qualitativ und quantitativ diskutiert. Da sie kausal an die Entstehung des Drucksignals gekoppelt sind, besteht a priori auch die Möglichkeit, über eine Messung einer dieser Größen Rückschlüsse auf den zeitlichen Verlauf des Drucksignals zu ziehen. Der Kreis der in Kapitel 3 eingangs angestregten Diskussion hinsichtlich der Nomenklatur (*“Optoakustik”* und *“Akustooptik”*) schließt sich, wenn beide Effekte im Wechsel genutzt werden können, um sich *“gegenseitig”* zu charakterisieren, beispielsweise bei einer optischen Vermessung laserinduzierter Ultraschallfelder.

Eine detaillierte Betrachtung aller genannten Möglichkeiten zur Detektion laserinduzierter Drucktransienten würde den Rahmen der vorliegenden Arbeit erheblich sprengen. Daher wird

in diesem Kapitel die in den Untersuchungen zu dieser Arbeit hauptsächlich verwandte Methode der Detektion mittels piezoelektrischer Drucksensoren vorgestellt, wo die Zielgröße Druck gleichzeitig auch die Meßgröße darstellt.

Es sei jedoch ausdrücklich darauf hingewiesen, daß es ebenso möglich ist, Teilchenverschiebungen, -geschwindigkeiten und auch Modulationen des Brechungsindex zu detektieren. Insbesondere an reflektierenden planen Oberflächen bietet sich die optische Interferometrie hierzu als ideales Werkzeug an [Scr 90], beispielsweise an Metallen. In Flüssigkeiten kann die Verteilung der Teilchengeschwindigkeiten mittels der Laser-Doppler-Anemometrie präzise vermessen werden [Ruc 91]. Brechungsindexmodulationen an einer optischen Grenzschicht können aufgrund der aus ihnen resultierenden Änderung der Reflektivität an dieser Schicht nachgewiesen werden. Dazu bedarf es eines nahe dem kritischen Winkel der Totalreflexion einfallenden Laserstrahls [Pal 97]. Die Intensitätsschwankungen des reflektierten Strahls stellen ein Maß für die Reflektivitätsänderungen und damit letztendlich auch für die die Grenzfläche passierende Druckamplitude dar. Im Rahmen einer nachfolgenden Arbeit befindet sich die Realisierung eines solchen Systems momentan in Vorbereitung [Hil 98].

4.2 Versuchsaufbau zur Detektion laserinduzierter Drucktransienten

Der experimentelle Aufbau zur Detektion der akustischen Transienten ist in Abb. 21 dargestellt. Nach einer Formung des Strahlprofils mittels Linsen und Blenden sowie Abschwächern zur Regelung der Energiedichte trifft der Laserpuls auf die Probenoberfläche. Dort wird der Druck durch die Wechselwirkung mit dem bestrahlten Medium gemäß den in Kapitel 3 beschriebenen

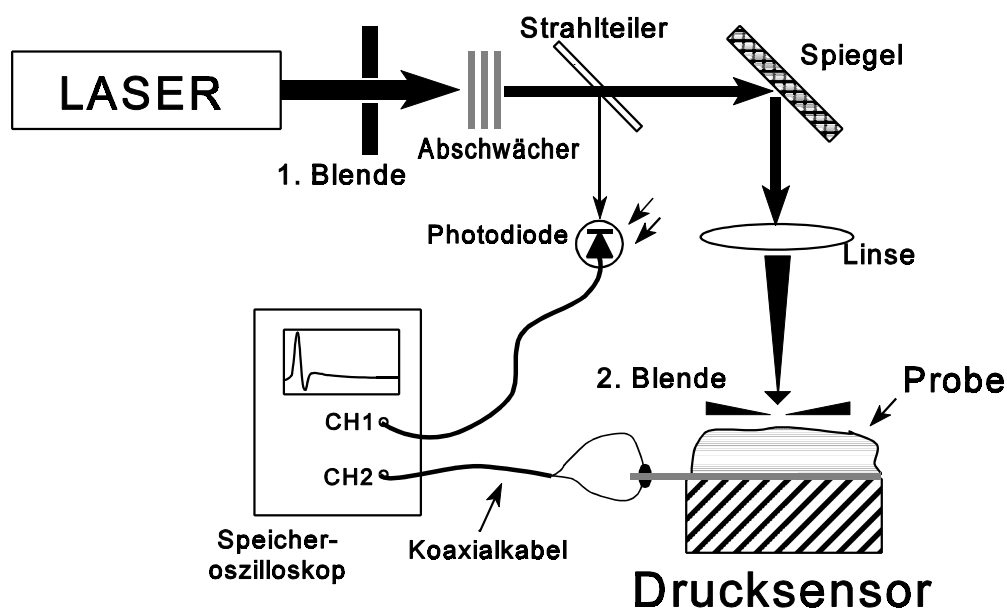


Abbildung 21: Prinzipieller Versuchsaufbau zur Detektion laserinduzierter Drucktransienten

Mechanismen erzeugt. Die Drucktransiente durchläuft die Probe, welche direkt auf den Drucksensor aufgelegt ist. Diese Tatsache verleiht der dargestellten Vorgehensweise bei der Messung die Bezeichnung “Transmissionsmodus”.

Dieser und der dazu gegensätzliche “Reflexionsmodus” werden ausführlich in Kapitel 4.4 diskutiert. Der zeitliche Verlauf der durch die einwirkende Druckamplitude am Drucksensor hervorgerufenen Ausgangsspannung wurde mit Hilfe eines schnellen Speicheroszilloskops detektiert (LECROY 7200A: 250 MHz, 1 GSample; TEKTRONIX TDS 220: 100 MHz, 1 GSample). Deren Triggerung erfolgte über einen ausgekoppelten Teilstrahl mit einer schnellen UV-Vakuumphotodiode (INSTRUMENTS TECHNOLOGY LTD., TF 1850). Ihre Anstiegszeit von 100 ps ist gegenüber den anderen auftretenden Zeitkonstanten wie Laserpulsdauer oder optische Eindringtiefe im Zeitbild vernachlässigbar. Eine Berücksichtigung über eine Faltung konnte somit entfallen, obgleich dies prinzipiell kein Problem darstellt. Diese Anstiegszeit reichte überdies aus, um die zeitlichen Intensitätsverläufe der bestrahlenden Laser exakt zu detektieren.

Für einen Großteil der im Rahmen dieser Arbeit dargestellten Messungen wurde zum Zweck einer höheren Flexibilität der Anordnung anstelle des in Abb. 21 dargestellten Strahlführungssystems eine optische Quarzfaser verwendet. Dies geschah zu Lasten der Ausgangsenergie, die dadurch um knapp 50 % verringert wurde. Im Hinblick auf eine spätere Systemintegration mit einem gemeinsamen Handstück für die Strahlanwendung und die Druckdetektion ist diese Variante jedoch unerlässlich. Sie bietet darüber hinaus ein Höchstmaß an Flexibilität und ein gutes Strahlprofil. Die Darstellung findet sich in Abb. 22.

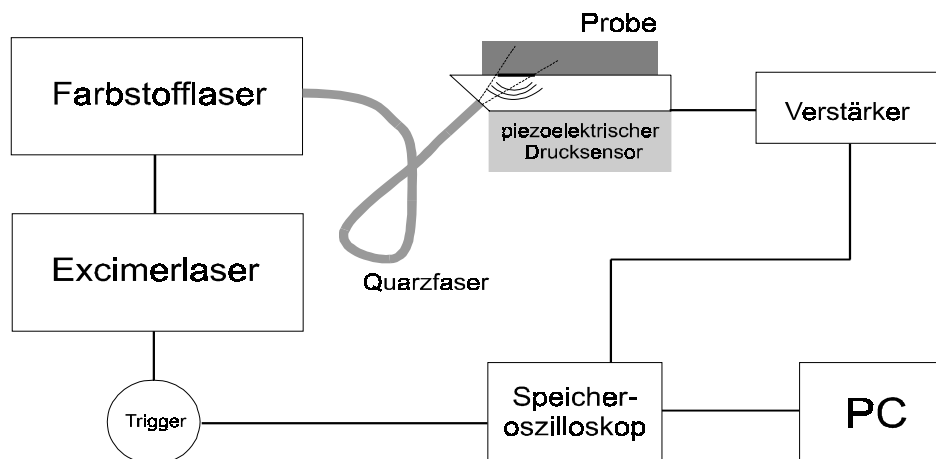


Abbildung 22: Versuchsaufbau zur Detektion laserinduzierter Drucktransienten im Reflexionsmodus

Zur Triggerung des Oszilloskops diente in diesem Fall ein an einem Ausgang des Excimerlasers abgreifbarer elektrischer TTL-Puls. Dieser verhielt sich synchron zur Zündspannung für das Thyatron, welches die Entladungsspannung auf die Elektroden im Gasreservoir schaltet (vgl. Kap. 4.5).

Um die elektronischen Eigenschaften des Drucksensorsystems zu optimieren, wurde ein schneller Elektrometerverstärker entwickelt. Seine Beschreibung wird in Kapitel 4.4 vertieft.

4.3 Druckmessung mittels piezoelektrischer PVDF-Folien

Die in dieser Arbeit verwandten Drucksensoren wurden auf der Basis piezoelektrischer Folien aus Polyvinylidenfluorid (PVDF) entwickelt. Dieses Material wurde aus einer Vielzahl piezoelektrischer Substanzen ausgewählt, da es die notwendigen Eigenschaften zur Detektion schneller Drucksignale mit hoher Amplitude besitzt. Eine vertiefende Beschreibung der Substanz PVDF erfolgt in Kapitel 4.3.2 nach einer Einführung des zugrunde liegenden physikalischen Mechanismus in Kapitel 4.3.1. Eine Diskussion der elektronischen Konfiguration, die der Drucksensor zusammen mit dem zugehörigen Koaxialkabel und dem Speicheroszilloskop bildet, ist Gegenstand von Kapitel 4.3.3.

4.3.1 Der piezoelektrische Effekt

Unter dem piezoelektrischen Effekt versteht man die Umsetzung einer Deformation, wie sie beispielsweise durch Druck oder Dehnung hervorgerufen wird, in eine elektrische Polarisation. Diese bewirkt eine Verschiebung elektrischer Ladungen in den Elektroden auf den Oberflächen der piezoelektrischen Substanz. Der Effekt wurde im Jahr 1880 von den Gebrütern CURIE entdeckt [Cur 80, Ses 81, Ses 87]. Sie beobachteten ihn zunächst an Quarz, später auch an weiteren Kristallen wie Turmalin, Zinkblende und Seignettesalz [Ger 58, Ber 61]. Nicht viel später gelangte man zu der Feststellung, daß die Umkehrung des Effektes ebenfalls möglich ist, indem man eine elektrische Spannung an den Kristall legt, die dann eine Deformation hervorruft. Dieses Phänomen führt die Bezeichnung "reziproker piezoelektrischer Effekt". Tatsächlich ist dieser reziproke Effekt mit dem feldlinearen Effekt der "Elektrostriktion" identisch. In beiden Fällen bewirken elektrische Felder eine Volumenänderung.

Sämtliche angesprochenen Effekte besitzen heutzutage eine große Praxisrelevanz. So kommen beispielsweise piezoelektrische Substanzen in der Ultraschalltechnik zur Anwendung: Durch Anlegen einer elektrischen Wechselspannung, deren Frequenz mit der Grund- oder einer Oberschwingungsfrequenz der verwandten Substanz übereinstimmt, gerät diese in Resonanzschwingungen und wirkt so als Ultraschallsender. Die Geometrie der Substanz ist hierbei für die Höhe der Resonanzfrequenz und die Güte der angeregten Schwingung von entscheidender Bedeutung. Analog dazu kann ein Sender unter Ausnutzung des reziproken piezoelektrischen Effekts auch als Empfänger zur Detektion von Ultraschallwellen verwandt werden.

Die Umsetzung von mechanischer in elektrische Energie und umgekehrt gehorcht in erster Näherung einem linearen Zusammenhang und wird durch eine Proportionalitätskonstante beschrieben, die piezoelektrische Ladungskonstante d . Beide Effekte weisen eine allgemeine Richtungsabhängigkeit auf. Als einfaches Beispiel dafür sei die Unterscheidung zwischen dem longitudinalen und dem transversalen Effekt genannt. Bei dem erstgenannten liegen die Deformationsachse und die elektrische Achse parallel, beim anderen senkrecht zueinander. Im allgemeinen können beide Achsen jedoch eine beliebige Orientierung zueinander aufweisen.

Diese Tatsache weist darauf hin, daß es sich bei der piezoelektrischen Ladungskonstanten um einen Tensor handelt.

Der Wirkungsgrad bei der Umsetzung beider Energieformen ineinander ist beschränkt durch dissipative Effekte. So weist jede Substanz neben ihren piezoelektrischen Eigenschaften auch pyroelektrische Eigenschaften auf, durch welche elektrische und Wärmeenergie ineinander umgewandelt werden. Wärme und mechanische Deformationsenergie werden wiederum durch die in Kapitel 3 ausführlich diskutierten thermoelastischen Eigenschaften ineinander umgewandelt. Der sich dadurch nun ergebende offensichtlich geschlossene Zyklus in dem Zusammenhang zwischen unterschiedlichen Materialkonstanten kann mit Hilfe des sogenannten HECKMANN-Diagramms in Abb. 23 veranschaulicht werden:

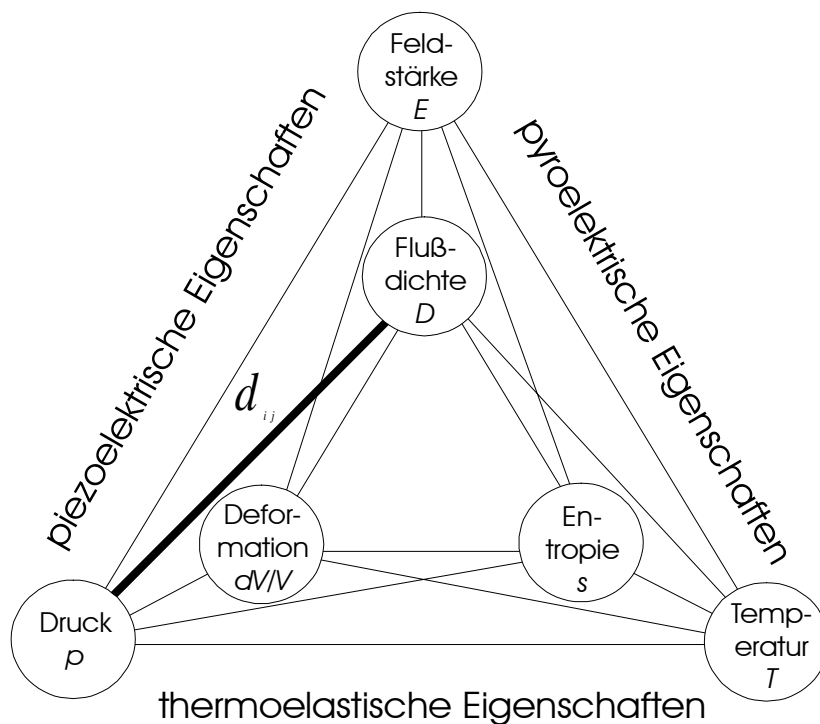


Abbildung 23: HECKMANN-Diagramm zur Visualisierung des Zusammenhangs zwischen unterschiedlichen Materialkonstanten. An den Ecken des äußeren Dreiecks stehen die intensiven Zustandsgrößen, an denen des inneren Dreiecks die extensiven Zustandsgrößen. Die Verbindung gleichgelegener Ecken beider Dreiecke symbolisiert jeweils Haupteffekte, die Linien zwischen nicht gleichgelegenen Ecken repräsentieren Kopplungseffekte. Als einziger der Kopplungsparameter ist der piezoelektrische Ladungstensor d_{ij} eingetragen.

An den Ecken des äußeren Dreiecks in Abb. 23 stehen die intensiven Zustandsgrößen Druck p , elektrische Feldstärke E und Temperatur T . Diese sind unabhängig von der betrachteten Teilchenzahl. An den Ecken des inneren Dreiecks stehen die extensiven Zustandsgrößen Deformation dV/V , elektrische Flußdichte D und Entropie s , welche eine Abhängigkeit von der Teilchenzahl aufweisen. Die Verbindung gleichgelegener Ecken beider Dreiecke symbolisiert jeweils Haupteffekte, die Linien zwischen nicht gleichgelegenen Ecken repräsentieren

Kopplungseffekte. Sämtliche Effekte stellen eine Umsetzung zweier physikalischer Größen bzw. zweier Energieformen ineinander dar. Diese wird jeweils durch eine Materialkonstante bestimmt.

Für die Haupteffekte innerhalb einer Energieform sind dies der Elastizitätsmodul E für mechanische, die Dielektrizitätszahl ε für elektrische und die spezifische Wärmekapazität C für thermodynamische Größen. Die beiden erstgenannten haben tensoriellen Charakter.

Wie eingangs erwähnt, lassen sich die Kopplungseffekte in drei Klassen einteilen: Pyroelektrische, piezoelektrische, und thermoelastische Kopplung. Für die Detektion laserinduzierter Drucktransienten kann die pyroelektrische Kopplung vernachlässigt werden, da sich eine Erwärmung der bestrahlten Probe sehr viel später am Drucksensor bemerkbar macht als die Drucktransiente (vgl. (3.8), (3.9)). Eine Ausnahme davon ergibt sich, falls der Drucksensor direkt durch Laserlicht bestrahlt wird. Ein solcher Fall kann bei sehr schwacher Absorption der Probe auftreten. Die entsprechende Konstante für die thermoelastische Kopplung ist der bereits in Kapitel 3 eingeführte Volumenausdehnungskoeffizient β . Schließlich beschreibt der piezoelektrische Ladungstensor d_{ij} die piezoelektrischen Eigenschaften. Dabei repräsentiert der Index i die Richtung der erzeugten elektrischen Flußdichte \mathbf{D} bzw. des angelegten elektrischen Feldes \mathbf{E} . Der Index j steht für den anliegenden mechanischen Druck p . Flußdichte \mathbf{D} und Feld \mathbf{E} bzw. Druck p und Volumenexpansion dV/V sind ihrerseits untereinander wiederum tensoriell gekoppelt über den Dielektrizitätstensor ε_{ij} und den Elastizitätstensor E_{ij} . Zum Zweck einer besseren Übersichtlichkeit wurde hier auf die Indizes verzichtet, welche an den einzelnen Größen die Raumrichtungen anzeigen. Außer den thermodynamischen Größen Entropie und Temperatur sind alle Größen richtungsabhängig. Die Materialkonstanten, welche mechanische und elektrische Eigenschaften miteinander verknüpfen, sind demzufolge Tensoren, die anderen sind Vektoren.

Die Größe der einzelnen Komponenten des Tensors d_{ij} liegt allgemein im Bereich von wenigen pC/N bis zu einigen 100 pC/N. In den vergangenen Jahren wurden neuere Materialien mit hohen piezoelektrischen Ladungskonstanten bis zu 1000 pC/N entwickelt [Whe 97]. Die relative Dielektrizitätskonstante ε_r piezoelektrischer Substanzen erstreckt sich materialabhängig über fast drei Größenordnungen von 4,5 bis 1700 [Ses 81].

In den folgenden Abschnitten werden nur die d_{3j} - Komponenten des Tensors betrachtet. Diese charakterisieren die elektrische Flußdichte und damit die Ladungsverschiebungen innerhalb des Materials in 3-Richtung, welche die Dickenrichtung der im folgenden Kapitel beschriebenen PVDF-Folien repräsentiert. Die d_{3j} - Komponenten sind daher die relevanten Größen für die später vorgestellten Messungen.

4.3.2 Piezoelektrische PVDF-Folien

Bei den verwandten Folien aus Polyvinylidenfluorid (PVDF) handelt es sich um ein semikristallines Hochpolymer mit der Basiseinheit CH_2CF_2 , welches aufgrund einer speziellen Vorbehandlung piezoelektrische Eigenschaften annimmt [Ses 81]. Das unbehandelte Material liegt zunächst als dünne Folie vor. Diese wird mechanisch gestreckt und anschließend elektrisch polarisiert. Dadurch bildet sich eine permanente Polarisation von einigen $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ aus.

Es existiert eine Reihe weiterer Verfahren, mit deren Hilfe man in der Lage ist, den Materialien piezoelektrische Effekte aufzuprägen. Noch größer ist die Vielfalt potentieller oder natürlicher piezoelektrischer Substanzen. Für eine ausführliche Beschreibung dieser Verfahren und Substanzen sei auf weiterführende Literatur verwiesen [Ses 81, Ses 87, Val 88].

Tab. 1 zeigt eine Zusammenstellung der wichtigsten Eigenschaften der im Rahmen dieser Arbeit benutzten PVDF-Folien (SOLVAY POLYMERE GmbH [Sol 92]).

Tabelle 1: Auszug aus dem Datenblatt mit Herstellerangaben zu PVDF-Folien [Sol 92]

Foliendicke d_{Folie} :	9 μm
piezoelektrische Ladungskonstante d_{33} für elektrische Felder und mechanische Spannungen in Dickenrichtung:	$15 \pm 1,5 \text{ pC/N}$
piezoelektrische Ladungskonstante $d_{31} = d_{32}$ für mechanische Spannungen senkrecht zur Dickenrichtung (Scherungen):	$8 \pm 1,2 \text{ pC/N}$
relative Dielektrizitätskonstante ϵ_r :	$11,0 \pm 1,1$ für $\omega/2\pi = 1 \text{ kHz}$
Schallgeschwindigkeit c_0 :	2200 m/s
Dichte ρ_0 :	1,78 g/cm^3
Elastizitätsmodul E :	$2000 \pm 400 \text{ MPa}$

Die wichtigsten Merkmale und Vorteile der PVDF-Folien, die zu ihrer Wahl als Basismaterial für die in dieser Arbeit verwandten Drucksensoren zur Detektion schneller laserinduzierter Drucktransienten führten, werden im folgenden besprochen. Sie gehen teilweise aus Tab. 1 hervor.

Mechanische Belastbarkeit

PVDF-Folien zeichnen sich durch eine hohe mechanische Flexibilität und Robustheit aus. Ihre Zerreißspannung in lateraler Richtung von 180 MPa liegt im Bereich der von biologischer Hartsubstanz wie Knochen und Haaren und damit um mehr als eine Größenordnungen über der von biologischem Weichgewebe (vgl. Anhang C). Der Elastizitätsmodul in Dickenrichtung von 2000 MPa übersteigt den sämtlicher Gewebearten um mehr als das Zehnfache.

Diese Eigenschaften erweisen sich im Hinblick auf die zum Teil hohe Amplitude laserinduzierter Druck- und Schockwellen, wie sie hauptsächlich im Regime der Photoablation oder -disruption auftreten, als sehr wichtig. Sie belegen, daß auf der Basis von PVDF-Folien gefertigte

Drucksensorsysteme bei Messungen an biologischem Gewebe oder ähnlichen Substanzen keinen limitierenden Faktor darstellen können.

Akustische Impedanz

Die akustische Impedanz von PVDF ist im Vergleich mit anderen piezoelektrischen Substanzen sehr gering. Sie beträgt $Z_{PVDF} = c_0 \cdot \rho_0 = 3,91 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$ und liegt somit in der gleichen Größenordnung wie die von Wasser und biologischem Weichgewebe ($Z_{Wasser} = 1,48 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $Z_{Gewebe} = 1,3..1,6 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$, vgl. Anhang C). Dadurch wird eine akustische Anpassung gewährleistet, die notwendig ist, um einen ausreichenden Teil der Druckamplitude in die Folie einzukoppeln und so der Messung zuzuführen. Dieser Aspekt wird in Abschnitt 4.4.3 im Zusammenhang mit der Kalibrierung der Drucksensoren noch eingehender diskutiert.

Zeitliche Auflösung

PVDF-Folien lassen sich in Dicken von nur 9 μm herstellen. Sie versprechen dadurch eine große akustische Bandbreite, auf welcher der erforderliche Dynamikbereich basiert. Die Bandbreite läßt sich mit der Resonanzfrequenz abschätzen, welche sich aus der Schallgeschwindigkeit und der Foliendicke zu $\nu_{Res} = 122 \text{ MHz}$ ergibt. Voraussetzung dafür ist eine geringere Impedanz des umgebenden Mediums, wie es beispielsweise für Membranhydrophone in Wasser der Fall ist [Bac 82, Mül 85]. Wählt man einen schallharten Abschluß, wie es mit einer Messingspitze in Nadelhydrophonen der Fall ist, so halbiert sich die Resonanzfrequenz [Fay 89b]. Gleichzeitig kommt es aufgrund der phasengleichen akustischen Reflexion zu einer Verdopplung der gemessenen Druckamplitude, was bei einer Kalibrierung berücksichtigt werden muß. Bei einer akustischen Anpassung der Folie an ihr Trägermedium (vgl. Kap. 4.4) bildet sich keine Resonanz innerhalb der Folie aus. Der Frequenzgang wird dadurch geglättet, was für eine ausreichende Linearität der Drucksensoren notwendig ist. Als Trägermedium erweist sich demzufolge ebenso die Benutzung von PVDF als vorteilhaft. Um die Messung durch eine zusätzliche Polarisation und damit eine Superposition des elektrischen Feldes innerhalb der Folie nicht zu verfälschen, muß das als Trägermedium fungierende PVDF unpolarisiert sein. Ein Maß für die Bandbreite derartiger Drucksensorsysteme mit akustisch angepaßten Folien liefert die Anstiegszeit. Diese ergibt sich aus der Laufzeit einer transienten akustischen Anregung durch die Folie. Mit den Angaben aus Tab. 1 führt dies zu einer Anstiegszeit von 4,1 ns, was zur Detektion schneller Drucksignale, die ihrerseits Anstiegszeiten in der Größenordnung von nicht weniger als einige ns aufweisen, ausreicht (vgl. auch Kap. 5).

Präparation

Die PVDF-Folien sind beidseitig mit einer 500 Å dünnen Aluminiumschicht bedampft. Über diese können die dort bei Druckeinwirkung influenzierten Ladungen abgeführt und als Spannung am Eingangswiderstand des Meßgerätes detektiert werden. Die Folien liegen üblicherweise in DIN A4-Bögen vor. Diese sind jeweils komplett mit der Aluminiumschicht bedampft. Die Bögen lassen sich zunächst mittels eines Skalpell so zuschneiden, daß sie bei der Konstruktion der Drucksensoren verarbeitet werden können. Die typischen Ausmaße eines Drucksensors liegen im Bereich einiger mm bis cm.

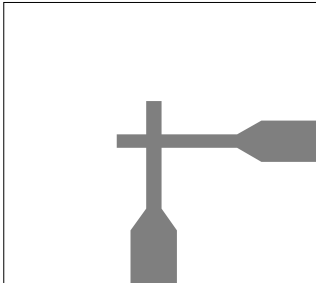
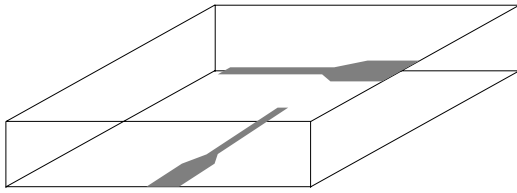


Abbildung 24: PVDF-Folie mit Aluminiumelektroden nach der Präparation im NaOH-Bad. Die auf beiden Seiten zurückbleibenden Elektroden bilden einen Kondensator.

Damit die Folie sowohl eine ausreichende Empfindlichkeit (vgl. Kap. 4.4.3) als auch eine hinreichende laterale Ortsauflösung aufweist, muß die Aluminiumschicht selektiv abgeätzt werden. Zu diesem Zweck wird die noch benötigte Fläche zuvor durch einen Kunststoffüberzug geschützt, bevor die Folie in ein Ätzbad gehalten wird. Dieses besteht aus verdünnter Natronlauge (NaOH, Konzentration 20 % in Wasser). Nach mehrmaligem Abspülen der Ätzlösung und weiteres Eintauchen in das Bad liegt die Folie typischerweise in einer Form vor, wie sie in Abb. 24 dargestellt ist.

Der gesamte Ätzvorgang dauert einige 10 s. Die beiden übrigen Aluminiumelektroden befinden sich jeweils auf unterschiedlichen Seiten der Folie.

An ihnen wird später die Spannung als Meßsignal

abgegriffen, die einen Aufschluß über die Zielgröße Druck vermittelt. Die sensitive Fläche der Folie wird nun durch den Überlapp der beiden Elektroden gebildet. Dieser kann hinunter bis in den Bereich einiger 100 µm dimensioniert werden. Er verleiht der Folie zusätzlich einen kapazitiven Charakter.

Elektronische Eigenschaften: Ladungstrennung und Kapazität

Infolge ihres kapazitiven Charakters stellt die geätzte PVDF-Folie einen Plattenkondensator dar mit der Kapazität

$$C_{\text{Folie}} = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{A_{\text{Folie}}}{d_{\text{Folie}}} \quad (4.1)$$

A_{Folie} = aktive (kapazitiv wirksame) Fläche der Folie

Eine aktive Fläche von 1 mm² besitzt demnach eine Kapazität von 10,82 pF. Mittels des beschriebenen Ätzverfahrens ist eine Realisierung aktiver Flächen im Bereich weniger zehntel mm² möglich. Es ergeben sich somit in Abhängigkeit von der aktiven Fläche Kapazitäten von wenigen pF bis zu einigen 1000 pF.

Die innerhalb der Folie induzierte elektrische Flußdichte kann unter Benutzung des HECKMANN-Diagramms in Abb. 23 bestimmt werden. Dazu setzt man voraus, daß während des Einwirkens eines mechanischen Drucks kein äußeres elektrisches Feld anliegt, was einem Kurzschluß der beiden Elektroden entspricht [Val 88]. Unter der zulässigen Annahme, daß die Drucktransiente nahezu senkrecht auf die Folie trifft, kann die Betrachtung vollständig auf die 3-Richtung (= Dickenrichtung) reduziert werden:

$$D(z, t) = d_{33} \cdot p(z, t) \quad (4.2)$$

$D(z, t)$ = elektrische Flußdichte

d_{33} = piezoelektrische Ladungskonstante in Dickenrichtung der Folie

$p(z, t)$ = senkrecht zur Oberfläche wirkender Druck.

Die durch diese Flußdichte auf den Elektrodenoberflächen influenzierte Ladung $q(t)$ ergibt sich daraus durch eine räumliche Mittelung über den Druck innerhalb der Folie sowie eine Multiplikation mit der Druckfläche A_{Druck} [Sch 88]:

$$\begin{aligned} q(t) &= d_{33} \cdot A_{Druck} \cdot \frac{1}{d_{Folie}} \cdot \int_0^{d_{Folie}} p(z, t) dz \\ &= d_{33} \cdot A_{Druck} \cdot \bar{p}(t) \end{aligned} \quad (4.3)$$

Die influenzierte *Ladung* ist somit dem auf die Folie wirkenden räumlich gemittelten Druck proportional.

Empfangscharakteristik

Trifft die zu detektierende Drucktransiente in schrägem Einfall auf die PVDF-Folie, so kommt es in der Folie zu jedem Zeitpunkt zu einer Integration über unterschiedliche Phasenflächen der einzelnen Frequenzkomponenten. Dies hat den Effekt einer Mittelung, wodurch es zu einer Verzerrung des zu detektierenden Signals kommt. Als Konsequenz daraus bedarf es einer exakten Winkeljustage, so daß die Beiträge ein und derselben Phasenfront an den Rändern der Folie um eine Zeit gegeneinander verzögert sind, die klein gegen das zeitliche Auflösungsvermögen ist. Für eine aktive Fläche der Folie von 1 mm Durchmesser und einer zeitlichen Auflösung von 5 ns ergibt sich damit ein maximaler Verkippungswinkel, der klein gegen $0,43^\circ$ (entspricht $26'$) sein sollte.

Numerische Berechnungen zur Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit von Ultraschallwandlern sind erstmalig in [Fay 76] durchgeführt worden. Daraus geht hervor, daß die Empfindlichkeit erwartungsgemäß bei 0° ein Hauptmaximum aufweist. In Abhängigkeit von den Abmessungen sowie der Geometrie der Wandlerfläche existieren weitere Nebenmaxima der Empfindlichkeit. Aus ihnen geht hervor, daß die *Amplitudenempfindlichkeit* für einen schrägen Einfall im Bereich einiger Grad nur um wenige Prozent schwankt, so daß die zuvor erwähnte Verzerrung des *zeitlichen Verlaufs* der Drucktransiente den limitierenden Faktor bezüglich der Winkeljustage darstellt.

Die Winkelabhängigkeit wie auch der Frequenzgang der Empfindlichkeit werden gleichermaßen von den Effekten der Ultraschallbeugung und -streuung an der Stirnfläche der Drucksensoren beeinflusst [Fay 89a, Fay 89b]. Hierfür ist jedoch nicht die Geometrie der aktiven Folienfläche, sondern die des gesamten Drucksensors zu berücksichtigen. Da die im Rahmen dieser Arbeit

benutzten Drucksensoren laterale Ausmaße im cm-Bereich hatten, konnten derartige Effekte vernachlässigt werden. Bei der Vermessung von Schallfeldern in Wasser mittels eines Nadelhydrophons, dessen Durchmesser zumeist unter 1 mm beträgt, ist ihre Berücksichtigung unerlässlich.

Die aufgedampften Aluminiumschichten haben nur einen geringen Einfluß auf den Frequenzgang der PVDF-Folien, da ihre Dicke weit unterhalb der akustischen Wellenlänge der Frequenzkomponenten einer laserinduzierten Drucktransiente liegt (1 GHz entspricht $1,5 \mu\text{m}$). In [Fay 92] werden numerische Simulationen vorgestellt, die eine Berücksichtigung sowohl der aufgedampften Elektroden als auch piezoelektrisch inaktiver Schichten, die sich durch den Herstellungsprozeß in der PVDF-Folie ausbilden können, ermöglichen.

Die Übereinstimmung berechneter Empfindlichkeitsverläufe mit den zugehörigen Messungen ist sehr eindrucksvoll. Für $28 \mu\text{m}$ dicke PVDF-Folien mit Goldelektroden von 1500 \AA verringert sich die Resonanzfrequenz in Wasser von 35 auf 33 MHz bei einer gleichzeitigen Verringerung der Empfindlichkeit um 1 dB.

4.3.3 Elektronische Schaltungskonfigurationen

Für die Messung laserinduzierter Drucktransienten wäre eine Apparatur wünschenswert, die ein direktes Ablesen des zeitlichen Verlaufs der Druckamplitude gestattet. Das gemessene Signal erfährt jedoch einerseits während seiner Ausbreitung akustische Beugungseffekte, die auf die Zielgröße des ursprünglichen Drucksignals einen verzerrenden Einfluß ausüben. Diese waren Gegenstand des Kapitels 3.3.

Andererseits ist das gemessene Signal apparativen Einflüssen unterworfen, die bei seiner Interpretation berücksichtigt werden müssen. Dies ist zum einen der akustische Frequenzgang der PVDF-Folie, der im vorangegangenen Abschnitt beschrieben wurde. Er wird nochmals im Zusammenhang mit der Kalibrierung im folgenden Kapitel 4.4 diskutiert. Dort erfolgt auch eine quantitative Betrachtung der akustischen Einkopplung aufgrund des Impedanzsprungs zwischen der zu untersuchenden Probe und dem Drucksensor. Dieser Impedanzsprung führt jedoch lediglich zu einem konstanten Faktor, durch den die Druckamplitude in der Regel überhöht wird.

Der zweite apparative Einfluß hat seinen Ursprung in der elektronischen Konfiguration der benutzten Anordnung. Diese wird gebildet von dem Drucksensor, dem Speicheroszilloskop sowie einem Koaxialkabel, welches diese beiden Komponenten verbindet. Um den Einfluß der gesamten Apparatur auf die gemessenen Signale verstehen zu können, bedarf es einer detaillierten Betrachtung des Meßprozesses. Dabei ist die Umsetzung einer auf den Druckaufnehmer wirkenden Druckwelle in ein schließlich am Oszilloskop nachgewiesenes Spannungssignal zu erörtern. Nach der Darstellung der Abhängigkeit der auf den Elektroden influenzierten Ladung $q(t)$ im vorangegangenen Abschnitt (vgl. (4.3)) reduziert sich diese Betrachtung auf die Umsetzung der Ladung in das Spannungssignal. Das zu diesem Zweck zumeist verwandte elektrische Ersatzschaltbild des Drucksensorsystems ist in Abb. 25 dargestellt. Es besteht aus drei parallel geschalteten Elementen [Sch 88]:

Wie im letzten Abschnitt besprochen, wirkt die PVDF-Folie einerseits als Ladungsquelle, zusätzlich aber auch als Kondensator aufgrund der Aluminium-Elektroden. Ihre Kapazität beträgt je nach Größe der aktiven Fläche ($1 \text{ mm}^2 \dots 1 \text{ cm}^2$) wenige pF bis hin zu einigen 1000 pF. Die aktive Fläche wird von dem manuell geätzten Überlapp der Aluminium-Bedampfung gebildet.

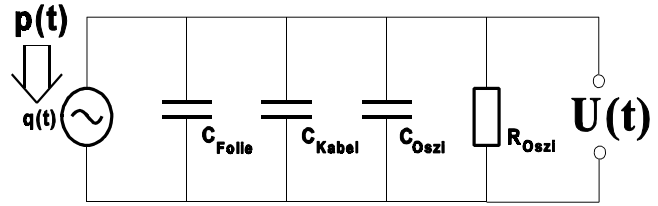


Abbildung 25: Elektrisches Ersatzschaltbild für das Detektionssystem aus PVDF-Folie, Koaxialkabel und Speicheroszilloskop. Der ohmsche Widerstand und die Induktivität des Koaxialkabels können vernachlässigt werden.

Das Koaxialkabel ist mit einer längenabhängigen Kapazität von $C_{Kabel} = 100 \text{ pF/m}$ belegt. Sein ohmscher Widerstand ($35 \text{ } \Omega/\text{km}$) ist vernachlässigbar. Die induktive Impedanz $L\omega$ (Induktivität $L = 250 \text{ nH/m}$) ist klein gegen die kapazitive $1/\omega C$ für Frequenzen $\omega/2\pi$ bis zu 100 MHz. Am Oszilloskop schließlich ist der Eingangswiderstand zu $R_{Oszi} = 1 \text{ M}\Omega$ oder $50 \text{ } \Omega$ wählbar, parallel zu einer Kapazität C_{Oszi} von typischerweise 20 pF. Die Gesamtkapazität C_{ges} dieses Schaltbildes ergibt sich zu

$$C_{ges} = C_{Folie} + C_{Kabel} + C_{Oszi} \quad (4.4)$$

Die gesamte elektrische Impedanz des Schaltbildes hängt von der Frequenz des Signals ab:

$$Z = \frac{R_{Oszi}}{\sqrt{1 + \omega^2 R_{Oszi}^2 C_{ges}^2}} \quad (4.5)$$

Beim Vergleich von R_{Oszi} mit $1/\omega C_{ges}$ ergeben sich zwei Spezialfälle [Sch 88]. Dies führt zu einer Spannung, welche entweder proportional zum Druck oder dessen zeitlicher Ableitung ist:

$$U(t) \approx \begin{cases} \frac{1}{C_{ges}} \cdot q(t) \propto p(t) & \text{für } R_{Oszi} \gg \frac{1}{\omega C_{ges}} \\ R_{Oszi} \cdot \frac{d}{dt} q(t) \propto \frac{d}{dt} p(t) & \text{für } R_{Oszi} \ll \frac{1}{\omega C_{ges}} \end{cases} \quad (4.6a)$$

$$(4.6b)$$

Die Einsetzbarkeit und Leistungsfähigkeit des bis hierhin beschriebenen Standardaufbaus zur Detektion laserinduzierter Drucktransienten ist vor allem durch zwei Faktoren begrenzt. Diese werden im folgenden besprochen.

Reflexion gemessener Spannungssignale in Kabeln

Reflexionen aufgrund einer Fehlanpassung der elektrischen Impedanz zwischen dem Kabel und der piezoelektrischen Folie einerseits und dem Kabel und dem Oszilloskop andererseits führen zu Hin- und Her-Umläufen der Signale. Dadurch kommt es zu einer Überlagerung des eigentlichen Signals mit seiner Reflexion. In diesem Fall kann kein einzelnes Signal gemessen und interpretiert werden. Diese Reflexionen können nur mittels der folgenden drei Konfigurationen vermieden werden:

- kurze Kabel mit Längen $l \leq \lambda_{min}/4$. Das Kabel wirkt dann als reiner Kondensator. Die Wellenlänge $\lambda_{min} = c_{Kabel}/v_{max}$ wird durch die höchste im Frequenzspektrum des Signals auftretende Frequenz v_{max} und der Signalausbreitungsgeschwindigkeit $c_{Kabel} = 2 \cdot 10^8$ m/s im Kabel bestimmt. Beispielsweise ergibt sich $\lambda_{min}/4 = 20$ cm aus $v_{max} = 250$ MHz.
- lange Kabel ($l > \lambda_{min}/4$) zusammen mit großflächigen Folien (≈ 1 cm²) und ein seriell an der Folie angebrachter 50 Ω-Widerstand. In diesem Fall wirkt die Schaltung als Wellensumpf für hohe Frequenzen. Das Kriterium für die Foliengröße ergibt sich aus $1/2\pi v C_{Folie} \ll 50 \Omega =$ Wellenwiderstand des Kabels. Dies muß für die meisten Frequenzkomponenten des elektrischen Signals erfüllt sein. Für eine Kapazität von $C_{Folie} = 1100$ pF einer Folie mit einer Fläche von 1 cm² ergibt sich beispielsweise $v \gg 3.3$ MHz.
- lange Kabel ($l > \lambda_{min}/4$) zusammen mit einem Eingangswiderstand am Oszilloskop von 50 Ω.

Für alle anderen Meßaufbauten können elektrische Reflexionen nicht vermieden werden. Die einzige Möglichkeit einer Interpretation solcher Signale besteht in einer Verlängerung des Kabels ($l > \tau_{Puls} \cdot c_{Kabel}/2$), so daß Reflexionen vom eigentlichen Signal getrennt werden können. Ein direkt an der Folie angebrachter Vorverstärker führt zum gleichen Effekt wie ein kurzes Kabel. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein solcher entwickelt. Seine Bandbreite beträgt 140 MHz bei einem Verstärkungsfaktor von 10. Seine Spezifikationen und sein Schaltplan sind in [Zac 98] ausführlich dargestellt.

Gültigkeitsbereich der Spezialfälle

Nach (4.6) wird eine zum zeitlichen Druckverlauf proportionale Spannung detektiert, wenn die effektive Eingangsimpedanz R_{Kabel} groß ist gegen die kapazitive Impedanz $1/\omega C_{ges}$ für alle Frequenzkomponenten $\omega = 2\pi v$. Dies ist sehr gut erfüllt für $R_{Kabel} = R_{Osz} = 1M\Omega$ und $C_{ges} \geq 1000$ pF. Unter diesen Bedingungen gilt (4.6a) für Frequenzkomponenten $v \gg 160$ Hz, dies sind alle relevanten Komponenten.

Für $C_{ges} \geq 20$ pF steigt diese Grenzfrequenz auf 8 kHz an. Eine notwendige Voraussetzung für diese Bedingungen ist ein kurzes Kabel ($l \leq \lambda_{min}/4$), da sich andernfalls der effektive Eingangswiderstand R am Kabel von R_{Osz} zu seinem Wellenwiderstand von 50 Ω ändert. Dies ergibt sich aus der Telegraphengleichung [Zin 90]. Berücksichtigt man ein Frequenzspektrum von 0 bis 250 MHz, so sollte die Kabellänge 20 cm nicht überschreiten. Die Bandbreite des Oszilloskops von 250 MHz ist notwendig, um die höchste vom Druckaufnehmer übertragbare Frequenz detektieren zu können (für 9 µm dicke PVDF-Folien ergibt sich eine Anstiegszeit von 4 ns).

Nach (4.6b) wird eine der zeitlichen Ableitung des Drucksignals proportionale Spannung gemessen, falls der effektive Eingangswiderstand R_{Kabel} klein gegen die kapazitive Impedanz $1/\omega C_{ges}$ für alle Frequenzkomponenten $\omega = 2\pi\nu$ ist.

Dies wird am besten erfüllt für $R_{Kabel} = 50 \Omega$ und $C_{ges} \leq 20 \text{ pF}$. Unter diesen Bedingungen gilt (4.6b) für Frequenzkomponenten $\nu \ll 160 \text{ MHz}$ und somit die meisten relevanten Komponenten (vgl. Abb. 26). Wie bereits zuvor ist ein kurzes Kabel ($l \leq 20 \text{ cm}$ entsprechend $C_{Kabel} \leq 20 \text{ pF}$) eine Voraussetzung dafür, da sonst die Gesamtkapazität C_{ges} durch die Kapazität des Kabels erhöht wird.

Das Ergebnis dieser Überlegungen ist, daß für Kabellängen $l > 20 \text{ cm}$ weder (4.6a) noch (4.6b) gültig sein können.

Als Konsequenz daraus wird ein Spannungssignal detektiert, welches weder proportional zur Amplitude der Drucktransiente noch zu ihrer Ableitung ist. Das Signal muß einer Korrektur unterzogen werden. Ein entsprechender Algorithmus wurde vom Autor in Zusammenarbeit mit A. Olmes entwickelt [Loh 95c] und ist Gegenstand mehrerer Publikationen [Loh 95a, Loh 95b, Olm 97a].

4.4 Das Drucksensorsystem

In diesem Kapitel wird die Konstruktion unterschiedlicher Bauformen von Drucksensoren erläutert. Dabei läßt sich eine grundsätzliche Differenzierung zwischen den Meßgeometrien im Transmissionsmodus und im Reflexionsmodus vornehmen. Diese werden in Kapitel 4.4.1 und 4.4.2 diskutiert. Die zum Zweck einer zuverlässigen Interpretation gemessener Drucktransienten notwendige Kalibrierung der Drucksensoren ist Gegenstand des Kapitels 4.4.3.

4.4.1 Drucksensoren im Transmissionsmodus

Diese Meßmethode bestand darin, die zu untersuchende Probe direkt auf den Drucksensor aufzulegen. Die Drucktransiente wurde somit nach Durchlaufen der bestrahlten Probe detektiert, was der Methode die Bezeichnung "Transmissionsmodus" verleiht. Die Vorteile dieser Methode

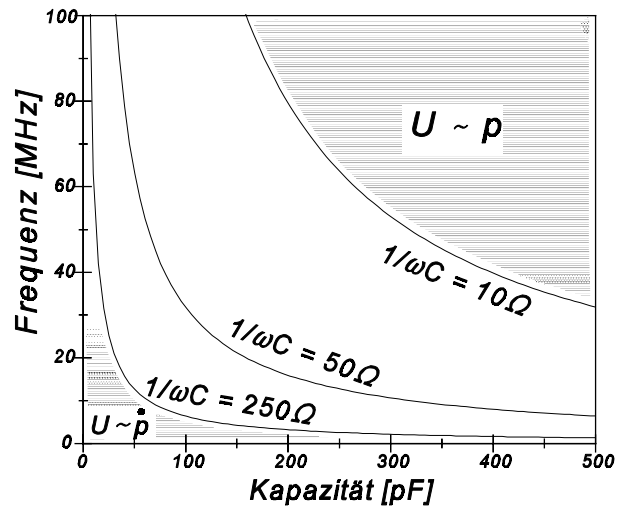


Abbildung 26: Isolinien konstanter kapazitiver Impedanzen, die sich aus der Signalfrequenz ν und der Kapazität C_{ges} des Meßaufbaus ergeben. Der innere Graph repräsentiert eine Impedanz von 50Ω , die beiden anderen stellen jeweils eine um einen Faktor 5 höhere bzw. niedrigere Impedanz dar. Dieser Faktor wird jeweils als Limit für eine Gültigkeit der Fälle (4.6a) und (4.6b) angenommen. Die schattierten Bereiche deuten diese Gültigkeit für die Wertebereiche der Parameter ν und C_{ges} an.

liegen in der einfachen Handhabbarkeit und der günstigen Geometrie, die eine exakte axiale Justage ermöglicht, so daß die Laserstrahlachse und die Symmetrieachse des erzeugten Schallfeldes identisch sind. Die Interpretation der gemessenen Drucktransiente vereinfacht sich in diesem Fall erheblich (vgl. (3.67)). Ist die zu charakterisierende Probe überdies ausreichend dünn, kann die Ausbreitung der Drucktransiente eindimensional betrachtet werden (vgl. (3.41)).

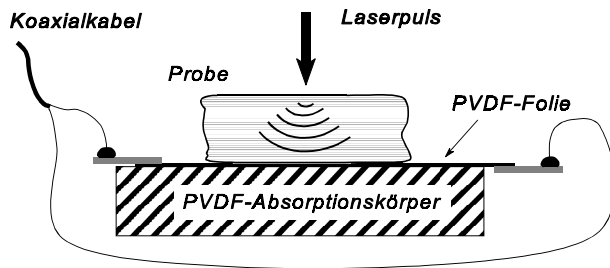


Abbildung 27: Aufbau eines Drucksensors für Messungen im Transmissionsmodus

Zur Konstruktion eines Drucksensors im Transmissionsmodus wurde die fertig geätzte PVDF-Folie, wie sie beispielsweise in Abb. 24 dargestellt ist, auf einem Absorptionskörper aus unpolarisiertem PVDF (von gleicher akustischer Impedanz) befestigt. Dies geschah mit der Absicht, unerwünschte akustische Reflexionen des Signals innerhalb der Folie zu vermeiden. Ein schützender Überzug aus elektrisch isolierendem Sprühlack verhinderte eine rasche elektrolytische Zersetzung der Aluminiumschicht, wodurch die Folie unbrauchbar wird. Die Aluminiumelektroden wurden mittels angeklebter dünner Kupferplättchen kontaktiert, welche dann über Lötstellen die Verbindung zu einem Koaxialkabel bildeten (vgl. Abb. 27). Dabei erwies es sich als günstig, die Kontaktstelle zum einen gut mechanisch zu isolieren, um das Eintreten von Wasser aus den untersuchten Substanzen zu verhindern. Dieses trat aufgrund der Kapillarwirkung des schmalen Spaltes, welchen die Klemmvorrichtung bietet, häufig auf, was ebenfalls zur elektrolytischen Zersetzung der Elektroden führte. Weitere Abhilfe dagegen schaffte ein zwischen die aus der dünnen aufgedampften Schicht gebildeten Elektrode und das Kupferplättchen gelegtes Stück konventioneller Aluminiumfolie. Diese wirkte als Opferanode und konnte so die Zersetzung der Elektroden verhindern.

Bei dieser wie auch bei der im folgenden Abschnitt beschriebenen Meßmethode ist es wichtig, eine hinreichende akustische Ankopplung der Ablationsprobe an die Folie sicherzustellen. Proben mit einem hohen Wassergehalt wie biologisches Gewebe oder gewebeähnliche Substanzen (z. B. Gelatine) erfüllen dieses Kriterium zumeist von selbst. Sie sind einerseits mechanisch biegsam genug, um sich der Folienoberfläche anzupassen, andererseits läßt das vorhandene Wasser aufgrund der Kapillarwirkung des Spaltes zwischen Probe und Folie Luft einschließen nicht zu.

Bei der Verwendung organischer Proben mit reinen Festkörpereigenschaften wie die Modellsubstanz PMMA (Polymethylmethacrylat, bekannt als "Acrylglas" oder "Plexiglas®") oder auch Proben auf anorganischer Basis wie Silikon (vgl. Kap. 4.6) müssen hingegen weitere Vorkehrungen getroffen werden, um einen eventuellen Luftspalt zu eliminieren. Dazu wird vor Auflage der Probe ein Tropfen Ultraschallgel auf die Folie gegeben. Ein Wassertropfen ist ebenso geeignet, hat allerdings den Nachteil einer geringeren Scherviskosität und geringerer Adhäsion an der Probe.

Eine Interpretation im Transmissionsmodus detektierter Drucktransienten erfolgt gemäß der in Kapitel 3 erarbeiteten Formalismen (vgl. (3.51), (3.52)). Insbesondere die Randbedingung einer freien Oberfläche wird in diesem Zusammenhang interessant, da es sich bei dem die Probe umgebenden Medium zumeist um Luft handelt, deren akustische Impedanz gegenüber der von biologischem Gewebe vernachlässigbar ist (vgl. Anhang C). Die Interpretation der Drucktransienten ist Gegenstand des Kapitels 5.

4.4.2 Drucksensoren im Reflexionsmodus

Bei allen erwähnten Vorteilen der im letzten Abschnitt beschriebenen Druckdetektion im Transmissionsmodus hinsichtlich der Justage, der Handhabbarkeit und der späteren Interpretation gemessener Drucktransienten hat diese Methode jedoch den entscheidenden Nachteil, daß sie nicht am lebenden Gewebe oder gar an einem Patienten eingesetzt werden kann. Der Grund dafür, daß derartige *in vivo*-Messungen in Transmission kaum realisierbar sind, liegt in den Abmessungen der meisten Körperteile. Das Durchlaufen einer Schichtdicke im Bereich mehrerer cm führt zu einer starken Schwächung der Transiente, wodurch die Empfindlichkeit gleichermaßen reduziert wird. Durch die Transmission durch 5 cm Fettgewebe ergibt sich beispielsweise eine Abschwächung der Amplitude auf 22 %, was 13 dB entspricht (vgl. Anhang C, [Duc 90]).

Zwar konnten bereits Transmissionsmessungen *in vivo* an einem Hahnenkamm realisiert werden [Ora 95]. Ein solcher stellt mit seiner extrem geringen Dicke im mm-Bereich jedoch naturgemäß eine anatomische Ausnahme dar. Diese Messung ist daher als gelungene Machbarkeitsstudie einzuordnen. Es konnte eine Differenzierung einzelner Adergeflechte in dem Hahnenkamm mit einer räumlichen Auflösung von besser als 100 μm realisiert werden, eine Aussage hinsichtlich der optischen Eigenschaften wurde dabei nicht getroffen.

Im Hinblick auf klinische Anwendungen *in vivo* ist die Entwicklung eines Drucksensors für Messungen im Reflexionsmodus unerlässlich. Dies bedeutet, daß die Detektion der Drucktransiente an der gleichen Probenoberfläche geschieht, wo die Laserstrahlung appliziert wird. Für die Konstruktion geeigneter Drucksensoren existieren trotz der relativ klar vorgegebenen Detektionsgeometrie einige Möglichkeiten. Wie bereits in Abschnitt 4.1 erwähnt, sollen die optischen Varianten der Druckdetektion (Interferometrie, Nachweis von Reflektivitätsänderungen) im Rahmen dieses Kapitels unberücksichtigt bleiben. Die Möglichkeiten einer Realisierung von Reflexionsdrucksensoren unter Verwendung der ausführlich erläuterten PVDF-Folien werden im folgenden jeweils kurz diskutiert.

Auch die Möglichkeit einer Interpretation im Reflexionsmodus detektierter Drucktransienten ist mit Hilfe der in Kapitel 3 erarbeiteten Formalismen gegeben (vgl. (3.55)). In Kapitel 5 wird dies hinsichtlich der optischen Eigenschaften bestrahlter Proben ausführlich behandelt und durchgeführt.

Strahlteilerwürfel

Diese Variante kann durch eine schnelle Umrüstung eines für Messungen im Transmissionsmodus bestimmten Drucksensors, wie er im letzten Abschnitt beschrieben wurde, realisiert werden. Zu diesem Zweck wird ein aus zwei Glasprismen zusammengesetzter Strahlteilerwürfel auf den Drucksensor aufgelegt (Abb. 28, [Ora 94b]). Auf diesem befindet sich die zu charakterisierende Probe, akustisch angepaßt mit Hilfe eines dünnen Films aus Ultraschallgel, wie er bereits zuvor beschrieben wurde. Von der Seite wird nun ein Laserpuls appliziert. Ein durch das Teilungsverhältnis am Strahlteilerwürfel gegebener Anteil der Laserenergie erreicht die Probe. Die dort induzierte Drucktransiente wird ihrerseits in den Strahlteilerwürfel eingekoppelt und gelangt so zum Drucksensor.

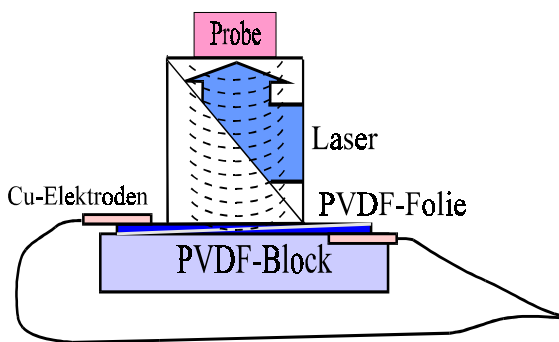


Abbildung 28: Drucksensor im Reflexionsmodus unter Verwendung eines Strahlteilerwürfels, der als optischer und akustischer Leiter wirkt. Der Laserstrahl wird von der Seite appliziert, er fällt nach teilweiser Reflexion im Strahlteilerwürfel mit der akustischen Achse der Drucktransiente zusammen.

Der Vorteil eines solchen Systems ist die Möglichkeit der exakten Justage, durch die wie schon im Transmissionsmodus die optische und die akustische Symmetrieachse zur Deckung gebracht werden können. Mittels einer seitlich am Strahlteilerwürfel angebrachten optischen Faser zur Applikation der Laserstrahlung kann dem System ein hohes Maß an Flexibilität verliehen werden.

Sehr nachteilig wirkt sich dagegen die durch die schräge optische Grenzschicht im Strahlteilerwürfel verursachte akustische Verzerrung der Drucktransiente aus. Diese Grenzschicht wird beispielsweise durch Kanadabalsam gebildet.

Darüber hinaus verringert sich die Druckamplitude drastisch aufgrund der Tatsache, daß vier (!) akustische Übergänge von der Drucktransiente passiert werden müssen:

Probe → Prisma → Balsam → Prisma → PVDF-Folie

Eine Substanz, die eine akustisch besser angepaßte Grenzschicht darstellen würde, konnte bislang nicht gefunden werden. An sie wäre die Anforderung zu stellen, daß ihr optischer Brechungsindex n möglichst verschieden von dem von Glas sein müßte, ihre akustische Impedanz jedoch mit möglichst geringer Abweichung der von Glas entsprechen sollte. Die Eigenschaften der üblicherweise in Strahlteilerwürfeln verwandten Substanzen, wie beispielsweise Kanadabalsam, sind weit von einer Erfüllung dieser Anforderungen entfernt. Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen fand diese Ausführung eines Drucksensors für den Reflexionsmodus daher keine weitere Verwendung.

Schräge Einstrahlung durch ein transparentes Medium

Zu diesem Zweck ist ähnlich wie zuvor die Verwendung eines Mediums notwendig, welches sowohl für die optische Laserstrahlung als auch für die akustische Transiente transparent ist [Ora 95]. Desweiteren muß seine Form erhalten sein, was die Verwendung von Flüssigkeiten ausschließt. PMMA oder Glas erscheinen daher als die am besten geeigneten Materialien.

Die Bestrahlung erfolgt auf ähnliche Weise wie im zuvor diskutierten Fall, hier fällt der Laserpuls jedoch schräg unter einem Winkel von 45° ein, so daß die optische und die akustische Achse nicht zusammenfallen (Abb. 29, [Zac 98]).

Darin liegt gleichzeitig der Nachteil dieser Methode, da eine exakte Justage unter präziser Einhaltung der Geometrie erforderlich ist, um die Symmetrieachse der bestrahlten Fläche und die der aktiven Fläche zur Deckung zu bringen. Geschieht dies nicht, so wird die Interpretation der gemessenen Drucktransiente erschwert (vgl. (3.67)). Bei der Konzeption eines solchen Drucksensors muß daher die gesamte Geometrie inklusive der numerischen Apertur der verwendeten Faser berücksichtigt werden [Zac 98].

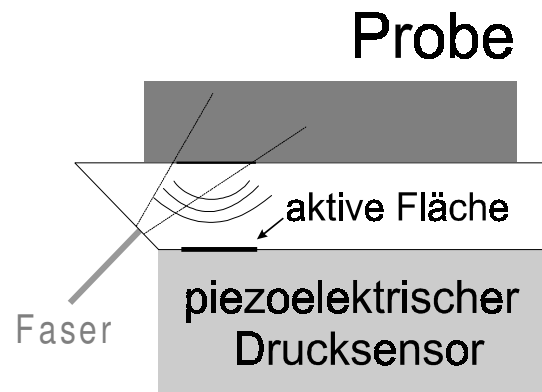


Abbildung 29: Drucksensor im Reflexionsmodus unter Verwendung eines transparenten Mediums (PMMA), welches als optischer und akustischer Leiter wirkt. Der Laserstrahl wird schräg von der Seite appliziert, wodurch es zu einer Änderung der Lichtverteilung kommt. Dies muß bei einer Bestimmung optischer Eigenschaften berücksichtigt werden.

Des weiteren ist die bestrahlte Fläche für diese schräge Einstrahlgeometrie nicht kreis-, sondern ellipsenförmig. Insbesondere die Berücksichtigung der gegenüber einer axialen Einstrahlgeometrie veränderten Lichtverteilung ist unerläßlich. Dadurch kommt es zu einer scheinbaren Überhöhung der optischen Absorptions- und Streukoeffizienten (vgl. Abb. 30). Diese können jedoch durch eine Projektion auf die akustische Symmetrieachse korrigiert werden.

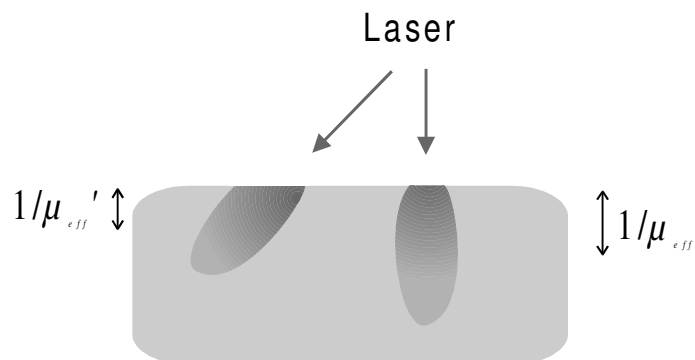


Abbildung 30: Scheinbare Erhöhung der optischen Absorptions- und Streukoeffizienten bzw. Verringerung der optischen Weglängen durch schräge Einstrahlung. Die tatsächlichen optischen Parameter ergeben sich durch Projektion auf die akustische Symmetrieachse (z -Achse, senkrecht zur Probenoberfläche)

Die meisten der in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse wurden unter Verwendung dieser Ausführung eines Drucksensors für Messungen im Reflexionsmodus erzielt. Ein direkt an den Aluminiumelektroden angebrachter Elektrometerverstärker mit der erforderlichen hohen Bandbreite von 140 MHz sowie zehnfacher Verstärkung erlaubte die Verwendung längerer Koaxialkabel ohne eine Berücksichtigung der in Kapitel 4.3.3 angestellten Überlegungen und der diesbezüglich erarbeiteten Korrektur. Die Konzeption und die Spezifikationen dieses Verstärkers sind in [Zac 98] dargestellt.

Bezüglich der Amplitude der detektierten Drucktransiente weist diese Methode gegenüber der zuvor diskutierten den Vorteil auf, daß nur zwei akustische Übergänge zu passieren sind (Probe → akustischer Leiter → PVDF-Folie). Um eine Entscheidung hinsichtlich des als akustischen Leiter verwandten Materials zu treffen, bedarf es einer Gegenüberstellung der Effekte der akustischen Schwächung und der Transmission an akustischen Grenzflächen. Glas weist im Vergleich mit PMMA aufgrund höherer akustischer Impedanz ($Z_{\text{Glas}} = 12,9 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$) einen geringeren Transmissionskoeffizienten T auf, sein akustischer Schwächungskoeffizient α ist mit 2 m^{-1} jedoch deutlich geringer als der von PMMA (57 m^{-1}). Setzt man nun an

$$\begin{aligned} T(\text{Probe} \rightarrow \text{Glas}) \cdot e^{-\alpha(\text{Glas})z} \cdot T(\text{Glas} \rightarrow \text{PVDF}) &= \\ = T(\text{Probe} \rightarrow \text{PMMA}) \cdot e^{-\alpha(\text{PMMA})z} \cdot T(\text{PMMA} \rightarrow \text{PVDF}) & \end{aligned} \quad (4.1)$$

so findet man für die Dickenkoordinate z einen Wert von 18 mm. Für diese Dicke wäre somit die Amplitude ein und derselben Drucktransiente für beide akustischen Leitermaterialien identisch. Durch die geometrischen Überlegungen war eine Dicke des akustischen Leiters von 4 mm vorgegeben. Damit wirkt sich die akustische Dämpfung schwächer aus als in (4.1) angenommen, so daß PMMA aufgrund der höheren Transmission an den Grenzflächen das Material der Wahl ist. Für akustische Leiter mit einer Dicke über 18 mm wäre Glas der geeignetere Leiter.

Ringförmige Drucksensoren

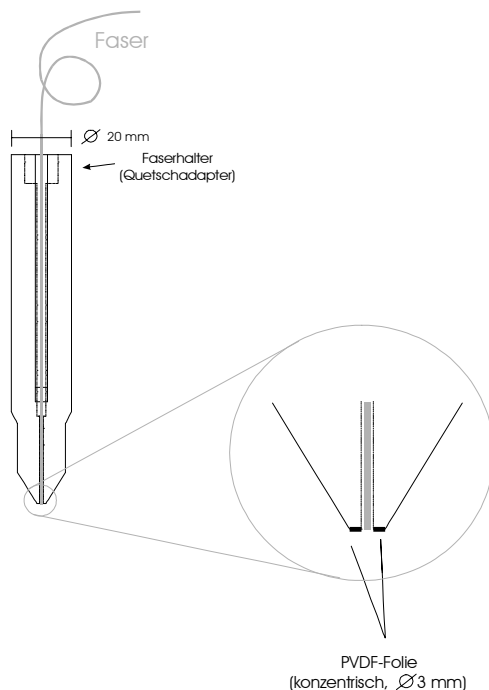


Abbildung 31: Applikator zur direkten Detektion der Drucktransiente im Reflexionsmodus. Die PVDF-Folie ist als Kreisring um die Lichtleitfaser herum ausgeführt.

Eine Möglichkeit, auf die Verwendung transparenter akustischer Leiter zu verzichten, stellt die ringförmige Elektrodengeometrie dar. In diesem Fall wird die Laserstrahlung durch den aus der PVDF-Folie gebildeten Kreisring hindurch mittels einer Lichtleitfaser appliziert. Die induzierte Drucktransiente wird anschließend von der direkt auf der Oberfläche der bestrahlten Probe aufgelegten PVDF-Folie detektiert. Die Ausführung eines im Rahmen dieser Arbeit realisierten Drucksensors mit ringförmigen Elektroden zeigt Abb. 31.

Der offensichtliche Vorteil dieser Methode besteht darin, daß durch den Verzicht auf den akustischen Leiter die im letzten Abschnitt diskutierten Effekte der Amplitudenschwächung sowohl durch dissipative Dämpfungseffekte innerhalb des Leiters als auch durch die verringerte Transmission an akustischen Impedanzsprüngen vollständig unterbleiben. Nachteilig wirkt sich hingegen die dadurch erzwungenermaßen ungünstigere Geometrie aus.

Die von oberflächennahen akustischen Erregern ausgehenden Drucktransienten treffen sehr schräg auf die PVDF-Folie und erzeugen Scherkräfte, die aufgrund der nicht verschwindenden Nichtdiagonalelemente des piezoelektrischen Ladungstensors d_{ij} zu einer zusätzlichen Polarisierung innerhalb der Folie führen (vgl. Kap. 4.3.1 und 4.3.2).

Darüber hinaus erreichen die Drucktransienten von Erregerzentren, die nicht exakt auf der Symmetrieachse des Kreisrings liegen, die einzelnen Sektoren des Kreisrings zu unterschiedlichen Zeiten (vgl. Abb. 32). Da die gemessene Druckamplitude dem über die gesamte (Kreisring-) Fläche gemittelten Signal entspricht, führen zeitlich verzögert eintreffende transiente Drucksignale zu einer Verbreiterung des gemessenen Signals. Prinzipiell läßt sich dieses entfalten, sofern der axiale Abstand des Erregerzentrums bekannt ist. In diesem Fall ergibt sich die gemessene Transiente aus einer *zweiseitigen Faltung* [Bro 97] einer Transiente, wie sie von einem auf der Achse gelegenen Erregerzentrum induziert wird, mit einer zeitlichen Rechteckfunktion. Deren Dauer entspricht dabei genau der Differenz der Laufzeiten zu den nächstgelegenen und den am weitesten entfernten Sektoren des Kreisrings.

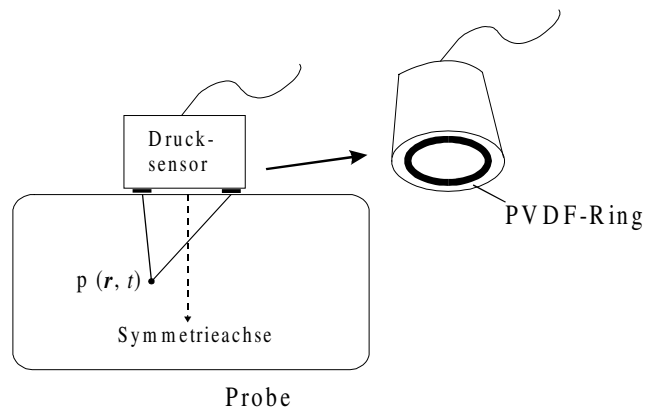


Abbildung 32: Darstellung der geometrischen Probleme beim kreisringförmigen Drucksensor. Der zu unterschiedlichen Zeiten auf die Sektoren des Sensors treffende Anteil der Drucktransiente eines nicht auf der Symmetrieachse gelegenen Erregerzentrums führt zu einer zeitlichen Verbreiterung des gemessenen Ausgangssignals.

Ein Entfaltungs-Algorithmus für *diskret* abgetastete Funktionen, wie sie bei einer Messung entstehen (Abtastung entspricht Sampling-Rate) gestaltet sich jedoch aufwendig. Die Entfaltung muß als Division der spektralen Darstellungen durchgeführt werden:

$$\begin{aligned}
 p(t) &= (p_0 \otimes A)(t) = \int_{-\infty}^{\infty} p_0(t-\tau) A(\tau) d\tau \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}_0(\omega) \tilde{A}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega
 \end{aligned}
 \tag{4.2}$$

$p(t)$ = am Drucksensor gemitteltes Drucksignal

$p_0(t)$ = Drucksignal ohne Laufzeitdifferenzen

$A(t)$ = Rechteckfunktion, repräsentiert die Differenz der akustischen Laufzeiten

Daraus läßt sich folgern

$$p_0(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{p}(\omega)}{\tilde{A}(\omega)} e^{-i\omega t} d\omega \quad (4.3)$$

$$\text{mit } \tilde{p}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} p(t) e^{i\omega t} dt \quad := \text{FFT}(p(t)) ,$$

$$\tilde{p}_0(\omega) \text{ und } \tilde{A}(\omega) \text{ analog}$$

Die dazu notwendige Transformation ist mittels des numerischen Algorithmus der FAST FOURIER TRANSFORMATION (FFT) noch problemlos durchführbar [Bri 92, Cha 73, Cha 85, Cha 87]. Für die anschließende Division müssen hingegen die zu dividierenden Punktmengen auf der Frequenzachse zur Deckung gebracht werden, um Divisionen durch Null und damit ein fehlerhaftes Ergebnis bzw. einen "Absturz" des Algorithmus zu verhindern.

Ein solcher Drucksensor ist aufgrund seiner beschriebenen Eigenschaften nicht für eine *exakte* Interpretation der gemessenen Drucktransienten hinsichtlich optischer Parameter der bestrahlten Probe geeignet. Sehr wohl eignet er sich jedoch für Anwendungen, für die eine genaue Kenntnis optischer Parameter nicht notwendig, sondern vielmehr eine gröbere Klassifizierung wünschenswert ist. Dies kann beispielsweise bei der Differenzierung von Gewebearten oder -zuständen mit stark unterschiedlichen optischen Eigenschaften der Fall sein, so daß ein ausreichender Kontrast gewährleistet bleibt.

Eine derartige klinische Anwendung wird in Kapitel 6 vorgestellt. Dort wird auch klar, daß gerade am menschlichen Auge die Vorteile eines solchen Drucksensors in den Vordergrund treten: Aufgrund seiner überwiegend transparenten Bestandteile können diese die Rolle des transparenten akustischen Leiters übernehmen, wodurch sich hier ein axialer Abstand der zu charakterisierenden Objekte von der PVDF-Folie ergibt, bei dem die Nachteile dieses Systems (schräger Einfall der Drucktransiente und Signalverbreiterung) nur in einem Mindestmaß auftreten.

4.4.3 Empfindlichkeit und Kalibrierung der PVDF-Folien

Unter der Empfindlichkeit S der PVDF-Folien ist ein Ausdruck zu verstehen, der die gemessene Spannung in Abhängigkeit von Amplitude und Frequenz einer einwirkenden Druckwelle angibt. Ist dieser frequenzunabhängig und linear in der Amplitude, wie es für PVDF-Folien bei den im Rahmen dieser Arbeit zu detektierenden Amplituden und Spektren der Fall ist (vgl. Kap. 4.3), so reduziert sich dieser Ausdruck zu einem konstanten Faktor. Ein solcher läßt sich auf der Grundlage der in Kapitel 4.3 angestellten Überlegungen bestimmen. Mit ((25)-(26)) ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 S &:= \frac{dU}{dp} = \frac{U(t)}{\bar{p}(t)} = \frac{d_{33} \cdot A_{Druck}}{C_{ges}} = \\
 &= \frac{d_{33} \cdot A_{Druck} \cdot d_{Folie}}{\varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot A_{Folie}} \quad \text{für} \quad C_{ges} = C_{Folie}
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

Die Empfindlichkeit ist somit neben der piezoelektrischen Ladungskonstanten d_{33} der Fläche A_{Druck} , auf welcher der Druck appliziert wird, proportional. Die Kapazität C_{ges} der Anordnung geht reziprok ein. Die Kapazität des Koaxialkabels kann anhand seiner Länge leicht bestimmt werden (100 pF/m), der Eingang des Speicheroszilloskops trägt 20 pF bei. Die Kapazität der PVDF-Folie C_{Folie} kann zum einen rechnerisch über die Folienfläche A_{Folie} bestimmt werden (vgl. (25)). Zu diesem Zweck bedarf es einer exakten Vermessung der Fläche unter einem Mikroskop. Für Flächen im cm^2 -Bereich ist dies mit hinreichender Genauigkeit möglich (Unsicherheit $\leq 5\%$). Beträgt die Fläche jedoch 1 mm^2 oder weniger, so gelangt die Unsicherheit in den Bereich von 20 % und mehr. Dieses ist nicht akzeptabel, wodurch eine Anwendung der zweiten Möglichkeit notwendig wird.

Dabei wird die Kapazität C_{Folie} direkt mit Hilfe eines auf der Basis von Schwingkreisen arbeitenden Kapazitätsmeßgerätes bestimmt. Eine solche Messung kann bei unterschiedlichen elektronischen Frequenzen durchgeführt werden und ist mit einer Unsicherheit von unter 1 % möglich.

Abhängig von der Höhe des Beitrags von C_{Folie} zur gesamten Kapazität C_{ges} erscheinen zwei Darstellungen der Empfindlichkeit sinnvoll:

- In Abhängigkeit von der gesamten Kapazität C_{ges} und der Druckfläche A_{Druck}
- In Abhängigkeit von der Druckfläche A_{Druck} bzw. deren Verhältnis zur Folienfläche A_{Folie} . In diesem Fall sind die Beiträge des Kabels sowie des Oszilloskops zur Kapazität des Aufbaus vernachlässigbar.

Beide Darstellungen zeigt Abb. 33. In der rechten Illustration für die Parameter Gesamtkapazität und Druckfläche wurde die Skala der Empfindlichkeit logarithmisch gewählt, da ihr hyperbolischer Verlauf in Abhängigkeit von der Kapazität sonst nur schlecht darstellbar ist. Dabei ist es jedoch wichtig zu bedenken, daß der Parameterraum (C_{ges}, A_{Druck}) begrenzt ist durch die Tatsache, daß C_{ges} den durch A_{Druck} vorgegebenen Mindestwert für die Kapazität nicht unterschreiten darf. Dieser beträgt $10,82 \text{ pF je mm}^2$ von A_{Druck} (vgl. Kap. 4.3). Aus dem gleichen Grund ist die Betrachtung eines höheren Wertes als Eins für das Verhältnis A_{Druck}/A_{Folie} nicht sinnvoll, da Anteile der Drucktransiente, die außerhalb der lateralen Abmessungen der aktiven Fläche der PVDF-Folie liegen, nicht detektiert werden können. Aus diesen Betrachtungen folgt, daß eine Anpassung der aktiven Folienfläche an die Druckfläche, welche zumeist dem Strahlprofil des Lasers entspricht, hinsichtlich der Empfindlichkeit optimal ist.

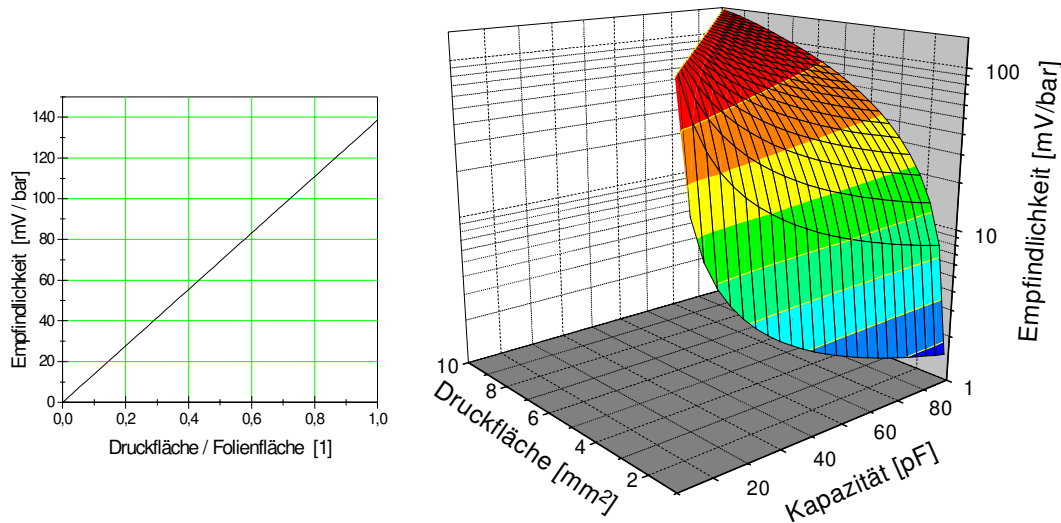


Abbildung 33: Empfindlichkeit S der Drucksensoren in Abhängigkeit von der gesamten Kapazität C_{ges} und der Druckfläche A_{Druck} (rechts) bzw. in Abhängigkeit vom Verhältnis der Druckfläche A_{Druck} zur Folienfläche A_{Folie} . In diesem Fall wird vorausgesetzt, daß die Beiträge des Kabels sowie des Oszilloskops zur Kapazität des Aufbaus vernachlässigbar sind, so daß die ausschließliche Betrachtung der Folie genügt.

Aus Abb. 33 geht hervor, daß sich die Empfindlichkeit der Drucksensoren im Bereich einiger 10 mV/bar bewegt, dabei jedoch im Wert 140 mV/bar eine obere Schranke findet. Da sich diese Werte jedoch auf die in die PVDF-Folie eingekoppelte Druckamplitude beziehen, muß für den akustischen Übergang von der zu untersuchenden Probe in die Folie eine Korrektur mit dem akustischen Transmissionskoeffizienten T durchgeführt werden. Für einen Übergang von Wasser zu PVDF ergibt sich der Transmissionskoeffizient T zu 1,45. Die Empfindlichkeit erhöht sich damit um den gleichen Faktor. Dieser zunächst unstimmg erscheinende Wert des Transmissionskoeffizienten über Eins steht keinesfalls im Widerspruch zur Energieerhaltung (vgl. Anhang B), ebensowenig wie ein negativer Reflexionskoeffizient (vgl. Kap. 3). Vielmehr müssen sich die *intensitätsbezogenen* Reflexions- und Transmissionskoeffizienten zu Eins ergänzen, wobei die Intensität einer Ultraschallwelle durch das Produkt aus Druckamplitude p und Schallschnelle v bestimmt wird. Der oben bestimmte und in Abb. 33 dargestellte Maximalwert für die Empfindlichkeit ist jedoch hypothetisch, da es de facto auch bei Verwendung sehr kurzer Koaxialkabel kaum möglich ist, eine Gesamtkapazität von 40 pF zu unterschreiten. Dies resultiert für eine Druckfläche von 1 mm² in einer Empfindlichkeit von 37,5 mV/bar.

Da am Oszilloskop gemessene Spannungsamplituden einige mV betragen müssen, um oberhalb des Rauschpegels zu liegen, ergibt sich die *minimal detektierbare* Druckamplitude zu 50-100 mbar. Zu diesem Zweck muß die elektrische Abschirmung der gesamten Anordnung optimal sein. Insbesondere die hochfrequenten elektromagnetischen Störfelder, welche von Excimerlasern bei der Hochspannungsentladung induziert werden (vgl. Kap. 4.5.1), können Druckmessungen mit PVDF-Folien erheblich beeinträchtigen und verfälschen. Dabei wirkt sich

die Antennencharakteristik der Folienelektroden negativ aus. Auch Erdschleifen im Bereich des Versuchsaufbaus sind unbedingt zu vermeiden.

Neben der zuvor beschriebenen Methode, die Empfindlichkeit eines Drucksensors mit Hilfe seiner bekannten Kapazität bzw. der bekannten Druckfläche zu bestimmen, existieren mehrere Alternativen zur *rein experimentellen* Kalibrierung der Drucksensoren. So ist es möglich, eine Eichung mit Hilfe definierter Impulsüberträge durchzuführen. Die beiden in diesem Zusammenhang erprobten Methoden werden im folgenden kurz vorgestellt.

Kugelfallversuche

Definierte Impulsüberträge können beispielsweise durch eine auf die PVDF-Folie aus definierter Höhe fallengelassene Stahlkugel geringer Masse (< 1 g) realisiert werden [Lub 94]. Die Dauer eines solchen Kraftstoßes von $(10..20) \mu\text{s}$ bereitet keine Probleme. Die Hauptkomponenten der spektralen Darstellung der entsprechenden Signale liegen zwar im Bereich von 100 kHz und damit zwei Größenordnungen unter denen laserinduzierter Drucktransienten. Es hat sich jedoch für PVDF-Folien ein Empfindlichkeitsverlauf gezeigt, der für Frequenzen bis 100 MHz konstant ist [Bac 82]. Die in diesem Zusammenhang gemessenen Druckamplituden lagen hingegen um einen Faktor 2 unterhalb der berechneten Werte.

Torsionspendel

Eine Kalibrierung mittels eines Torsionspendels wurde ebenfalls vorgenommen [Loh 95c, Olm 93]. Dazu wurde eine Probe (z.B. PMMA) auf den Pendelarm eines Torsionspendels plaziert. Bei Bestrahlung mit ablativen Energiedichten eines ArF-Excimerlasers bei 193 nm konnte der durch den Rückstoß der abgetragenen Fragmente übertragene Impuls anhand des Pendelausschlags bestimmt werden. Die geringen Impulsüberträge im Bereich 10^{-6} kgm/s auch für hohe Laserenergiedichten über 1 J/cm^2 und demzufolge hohe Ablationsraten ließen eine Kalibrierung für Druckamplituden unter einigen 100 bar nicht zu. Dennoch konnte die Linearität der Empfindlichkeit bestätigt werden. Als relativ hohe Unsicherheitsfaktoren bleiben jedoch die Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Ablationsfläche mittels Mikroskop sowie die Zeit, innerhalb derer der Impuls übertragen wird. Diese ist nicht zwingend die Laserpulsdauer. Der zeitliche Verlauf des Prozesses der UV-Photoablation ist jedoch nicht genügend bekannt, um hierzu eine genauere Aussage zu treffen.

Transienter Ultraschall definierter Amplitude

Als Methode der Wahl erwies sich neben der eingangs vorgestellten Berechnung der Empfindlichkeit die Kalibrierung mittels einer definierten Ultraschallquelle. Als solche diente ein Pachymeter ("Ophthasonic", TEKNAR INC.). Ein derartiges Gerät wird üblicherweise in der klinischen Anwendung der Dickenbestimmung menschlicher Augenhornhäute eingesetzt. Aus einem durch schnelle Umschaltung als Sender und Empfänger fungierendem Ultraschallkopf wird eine Drucktransiente in die Augenhornhaut (Cornea) eingekoppelt. Diese wird am akustischen Übergang zum Kammerwasser der Augenvorderkammer reflektiert und vom Kopf wieder detektiert. Aus der zeitlichen Verzögerung ergibt sich bei bekannter Schallgeschwindigkeit die

Dicke der Cornea. Der Durchmesser des Ultraschallkopfes betrug 2 mm, seine akustische Mittenfrequenz lag bei 20 MHz.

Wird nun der Verlauf eines solchen Ultraschallpulses einmal mit dem zu kalibrierenden und ein zweites Mal mit einem bereits kalibrierten Drucksensor gemessen, so ermöglicht eine Fourieranalyse beider Signale eine Eichung des erstgenannten. Die jeweils detektierten Ultraschallpulse mit ihren spektralen Darstellungen zeigt Abb. 34. Bei der Messung wurde wiederum eine dünne Schicht aus Ultraschallgel zwischen dem Pachymeter und dem Drucksensor verwandt, um jeweils identische Ankopplungsverhältnisse zu erreichen. Dessen akustische Parameter stimmen mit denen von Wasser überein.

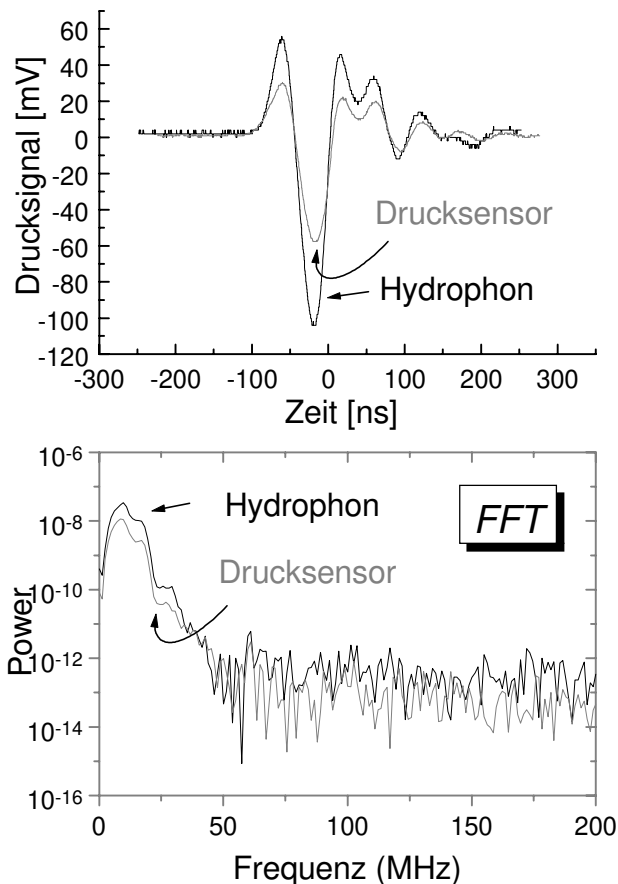


Abbildung 34: Ultraschallpulse des Pachymeters (oben), detektiert mit dem bereits kalibrierten Nadelhydrophon (gestrichelt) und einem zu kalibrierenden Drucksensor (durchgezogen). Unten: Spektrale Darstellungen.

Für diese Methode der Eichung wurde ein kommerzielles Nadelhydrophon verwandt (FORCE INSTITUTES, MHA 9-4), welches von Herstellerseite bereits kalibriert war. Es war ebenfalls auf der Basis von PVDF ausgeführt. Die Folie befand sich auf einer Messingnadel und war somit schallhart abgeschlossen. Die Foliendicke betrug auch hier $9\ \mu\text{m}$, der Durchmesser der aktiven Fläche $0,4\ \text{mm}$.

Da Hydrophone üblicherweise zur Vermessung von Ultraschallfeldern in Wasser benutzt werden, war die Kalibrierung des Nadelhydrophons vom Hersteller ebenfalls in Wasser durchgeführt worden. Der direkte Vergleich beider in Abb. 34 dargestellter gemessener Drucktransienten vom Pachymeter bzw. deren spektraler Darstellungen liefert somit eine Kalibrierung für Messungen mit dem Drucksensor, die ebenfalls an Wasser durchgeführt werden.

Hinsichtlich der akustischen Impedanz als dabei entscheidende Größe ist dies für biologisches Gewebe und die meisten gewebeähnlichen Substanzen wie Gelatine zwar näherungsweise erfüllt, eine exakte Kalibrierung wird jedoch erst mit entsprechender Korrektur möglich. Zu diesem Zweck muß der akustische Transmissionskoeffizient beim Übergang von der zu untersuchenden Probe nach PVDF mit dem von Wasser nach PVDF verglichen werden. Für die korrigierte Empfindlichkeit S_{korr} ergibt sich dann:

$$S_{\text{korr}} = S \cdot \frac{T(\text{Probe} \rightarrow \text{PVDF})}{T(\text{Wasser} \rightarrow \text{PVDF})} \quad (4.5)$$

Aus dem Vergleich der gemessenen Ultraschallpulse des Pachymeters in Abb. 34 folgt, daß die Amplitude der vom Pachymeter in Wasser emittierten Transiente 11,7 bar beträgt. Von Herstellerseite war die Druckamplitude des Pachymeters zu 10 bar spezifiziert.

4.5 Lasersysteme

Der zeitliche Verlauf laserinduzierter Drucktransienten hängt zu einem nicht unerheblichen Teil von den Eigenschaften des verwandten Lasers ab. Neben den von der Laserwellenlänge abhängigen optischen Eigenschaften des bestrahlten Mediums beeinflussen der zeitliche (Laserpulsdauer τ_L) und der radiale Intensitätsverlauf (Strahlprofil, Strahldurchmesser a_0) die Form der Drucktransiente maßgeblich. Eine Berücksichtigung dieser Parameter ist daher unerlässlich. Die folgenden Abschnitte sollen einen Überblick über die im Rahmen dieser Arbeit verwandten Lasersysteme geben. Dabei werden nur die wichtigsten physikalischen und technischen Gesichtspunkte besprochen. Für weiterführende Erläuterungen wird jeweils auf entsprechende Literatur verwiesen.

4.5.1 XeF-Excimerlaser

In diesem Abschnitt werden die Funktionsweise sowie die Eigenschaften des verwandten Excimerlasers (LAMBDA PHYSIK, EMG 150 MSC) erläutert. Dieser diente zum einen als Pumplaser für den im nächsten Abschnitt beschriebenen Farbstofflaser. Zum anderen wurde er auch direkt als Bestrahlungsquelle benutzt.

Der Laserprozeß in Excimerlasern beruht auf der Tatsache, daß der Grundzustand eines zweiatomigen Moleküls aus einem Halogen und einem Edelgasatom unbesetzt -weil nicht gebunden- ist. Wird das Edelgasatom jedoch angeregt, so kann es mit dem Halogen in einen gebundenen Zustand übergehen. Ein solches Atom wird als "Excimer" bezeichnet (engl.: EXCited diMER). Aus energetischen Gründen ist bei der Bildung eines Excimers die Anwesenheit eines Stoßpartners, zumeist Helium oder Neon, erforderlich. Die Lebensdauer eines Excimers liegt im Bereich von 10 ns.

Beim Übergang in den Grundzustand und der damit verbundenen Dissoziation des Excimers wird elektromagnetische Strahlung im ultravioletten Spektralbereich freigesetzt, der Dissoziationsprozeß bildet somit den Laserübergang. Die Anregung wird mittels einer Hochspannungsentladung realisiert. Eine Besetzungsinversion ist damit relativ problemlos erreichbar, da das Molekül im ungebundenen und damit de facto nicht existenten Grundzustand bereits nach 1 ps dissoziiert.

Die Anregungsform läßt sich nicht über einen längeren Zeitraum hinweg aufrechterhalten, sondern geht nach einer Zeit im Bereich der Lebensdauer des Excimers in eine Bogenentladung über. Excimerlaser können daher nur gepulst betrieben werden. Typische Pulslängen liegen im Bereich von 10-20 ns, so daß die Photonen den Resonator von 1,5 m Länge während des Anregungsprozesses nur wenige Male durchlaufen. Es existiert daher fast kein Modenwettbewerb und 10^5 - 10^7 Moden schwingen an, was eine geringe zeitliche und räumliche Kohärenz der Strahlung bedingt. Weitere ausführliche Erläuterungen der Funktionsweise und der Betriebsarten eines Excimerlasers findet man in [Kne 89].

Wie erwähnt, liegen die möglichen Wellenlängen eines Excimerlasers liegen im UV-Bereich: Bei 193 nm (ArF als Dimer), 248 nm (KrF), 308 nm (XeCl) und 351 nm (XeF).

Für die im Rahmen dieser Arbeit benutzte Wellenlänge von 351 nm besteht die Gasmischung zu einem Partialdruck von 20 mbar aus Xenon, 11 mbar aus Fluor (220 mbar eines Gemischs von 5 % F_2 in He) sowie Helium als Puffergas, so daß sich ein Gesamtdruck von 2500 mbar ergibt.

Das Strahlprofil des verwandten Excimerlasers weist am Auskoppelspiegel eine rechteckige Form mit einer Fläche von $(22 \cdot 6)$ mm² auf. Die relativ hohe Divergenz (2 mrad vertikal; 0,3 mrad horizontal [Pau 88]) sowie räumliche Inhomogenitäten innerhalb des Strahlprofils machen jedoch die Benutzung von Blenden und Linsen im Strahlengang erforderlich.

Den zeitlichen Intensitätsverlauf des XeF-Excimerlasers zeigt Abb. 35. Er weist eine Halbwertsbreite von 12 ns auf. Seine Ausgangsenergie beträgt bei guter Justage und gutem Wartungszustand des Lasers ca. 200 mJ.

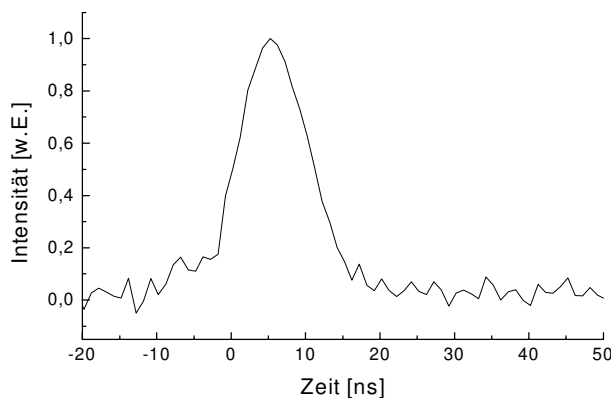


Abbildung 35: Zeitlicher Intensitätsverlauf eines XeF-Excimerlaserpulses. Seine Halbwertsbreite beträgt 12 ns.

Die scheinbaren Oszillationen im Intensitätsverlauf vor Einsatz des Laserprozesses bei $t = 0$ ns sind auf elektromagnetische Störungen durch die Hochspannungs-Entladungen zurückzuführen. Diese werden mittels einer Hochspannungs-Triode (Thyratron) realisiert. Beim Durchschalten des Thyratrons fließen für eine Zeit im Bereich der Laserpulsdauer ca. 100 A bei 25 kV. Dadurch kommt es zur Emission erheblicher elektromagnetischer Felder, die zu Spannungen an sämtlichen

Komponenten des Aufbaus (Vakuum-Photodiode, Koaxialkabel) führen. Auch bei den in Kapitel 5 vorgestellten Ergebnissen der Detektion von Drucktransienten war eine gründliche Abschirmung dieser Felder erforderlich.

4.5.2 Farbstofflaser

Farbstofflaser besitzen gegenüber Excimerlasern den Vorteil einer weiten Durchstimmbarkeit vom weichen UV- über den sichtbaren bis in den nahen IR-Bereich. Dazu bedarf es lediglich der Auswechslung des Farbstoffs und der Anpassung der Resonatorspiegel an das Emissionsband des Farbstoffs. Dieser ist in einem Lösungsmittel wie beispielsweise Ethanol, Methanol oder Wasser gelöst. Typische Konzentrationen liegen im Bereich einiger 100 mg/ltr. Es existieren einige 100 organische Farbstoffe, von denen jedes Molekül typischerweise aus 50 Atomen besteht. Für einen Überblick über die Vielfalt an Farbstoffen sei auf [Bra 94, Dem 77, Kne 89] verwiesen. Die Anregung der Farbstoffmoleküle erfolgt üblicherweise durch optisches Pumpen. Für den kontinuierlichen Betrieb eignen sich hier Ionenlaser (Ar^+ , Kr^+). Gepulste Farbstofflaseremission wird üblicherweise mit Hilfe von Blitzlampen, Stickstoff-, frequenzvervielfachten Nd:YAG- oder Excimerlasern erzielt.

Der gesamte Laserprozeß läßt sich in der Regel mittels eines Vierniveausystems beschreiben. Die Moleküle befinden sich zunächst im elektronischen Singulett-Grundzustandsniveau S_0 . Auch hinsichtlich der Vibrationsniveaus ist bei Zimmertemperatur fast ausschließlich der Grundzustand besetzt, die Vibrationsquantenzahl ν beträgt somit Null.

Durch die Absorption der Pumplaserstrahlung gelangen die Moleküle in das erste angeregte elektronische Niveau S_1 , wobei das Vibrationsniveau durch das FRANCK-CONDON-Prinzip bestimmt wird. Dieses erlaubt zumeist die Besetzung mehrerer Vibrationsniveaus mit einer gewissen Wahrscheinlichkeitsverteilung. Aus diesem Grund ist die Absorptions- wie auch die Emissionscharakteristik von Farbstoffmolekülen sehr breitbandig mit Halbwertsbreiten von typischerweise einigen 10 nm. Vom angeregten Zu-

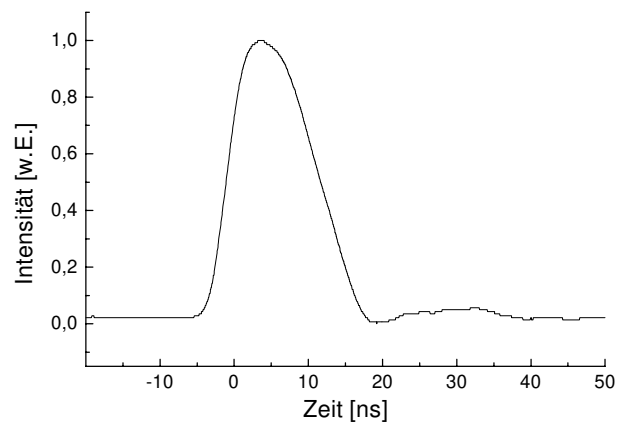


Abbildung 36: Zeitlicher Intensitätsverlauf eines Farbstofflaserpulses. Seine Halbwertsbreite entspricht der des als Pumplaser verwandten Excimerlasers und beträgt 12 ns.

stand aus kommt es innerhalb einiger ps zu einer schnellen strahlungslosen Relaxation in das unterste Vibrationsniveau $\nu = 0$ des S_1 -Zustandes. In der für optisch erlaubte Übergänge typischen Zeit von 1-10 ns geht das Molekül unter Emission eines Photons wieder in den elektronischen Grundzustand über. Die so emittierte Laserstrahlung ist mindestens einige 10 nm langwelliger als die Pumpstrahlung. Die dabei durch die strahlungslosen Übergänge freiwerdende Energie führt zu einer Erwärmung der Farbstofflösung. Abb. 36 zeigt den zeitlichen Intensitätsverlauf des im Rahmen dieser Arbeit verwandten Farbstofflasers (LAMBDA PHYSIK, FL 3001/2) bei der Wellenlänge 581 nm, welche im Emissionsband des Farbstoffs Rhodamin 6G liegt. Der Laser wird gepumpt von dem im letzten Abschnitt beschriebenen XeF-Excimerlaser bei der Wellenlänge 351 nm.

Der Laser besitzt zwei Farbstoffkreisläufe, in denen der Farbstoff in Quarzglasküvetten stetig umgewälzt wird, um den Prozeß des Triplett-Quenching zu unterdrücken sowie eine räumlich konzentrierte Erwärmung zu verhindern. Der erste Kreislauf fungiert als Oszillator. Er befindet sich im Resonator, der aus einem teildurchlässigen Spiegel sowie einem Gitter als wellenlängen-selektivem Element besteht. In der zweiten Farbstoffküvette wird gleichzeitig vom Pumpelaser eine Besetzungsinversion erzeugt.

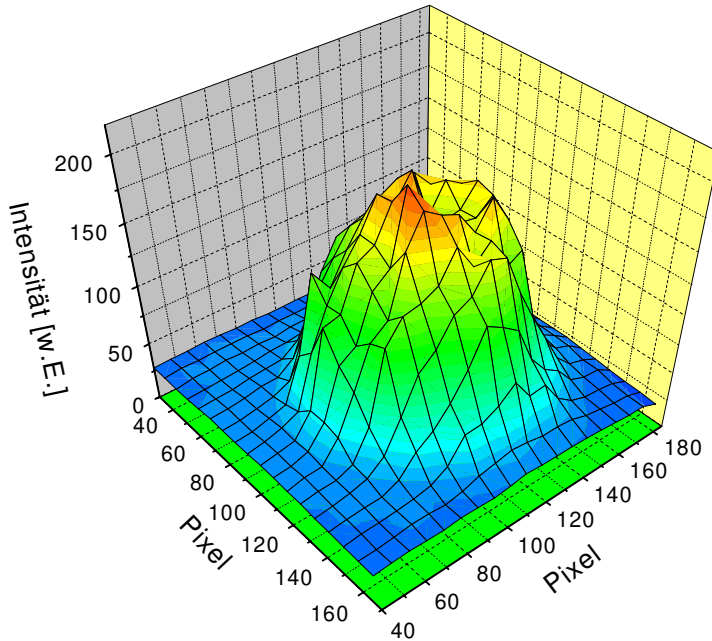


Abbildung 37: Radialer Intensitätsverlauf (Strahlprofil, links) des Farbstofflasers nach Transmission durch eine Quarzfaser von 600 μm Kerndurchmesser bei einem Abstand von 6,8 cm. Die numerische Apertur beträgt 0,09.

Kerndurchmesser von 600 μm eingekoppelt. Die dadurch entstandenen Verluste lagen bei ca. 45 %. Das radiale Strahlprofil des aus der Faser austretenden Laserstrahls wurde mit Hilfe eines Strahlanalyseystems (BIG SKY CORP., BEAMVIEW) aufgenommen. Es ist in Abb. 37 dargestellt und kann es in sehr guter Näherung als gaußförmig angenommen werden.

Um die numerische Apertur NA des Strahls zu bestimmen, wurde der radiale Abstand als Laserstrahlradius angenommen, in dem die Intensität auf $1/e^2$ (= 13,5 %) abgefallen war. Aus zwei Aufnahmen im Abstand von 3,1 und 6,8 cm ergab sich unter Berücksichtigung des Kerndurchmessers ein Öffnungswinkel Θ von 10° . Die numerische Apertur ist definiert als [Bor 65]

$$NA = n \cdot \sin \frac{\Theta}{2} \quad (4.6)$$

womit $NA = 0,09$ für Luft als umgebendes Medium folgt. Diese ändert sich bei der Verwendung des in Kapitel 4.4.2 vorgestellten Drucksensors für Messungen im Reflexionsmodus. Infolge der schrägen Einstrahlung erhält das applizierte Strahlprofil dort eine Ellipsenform mit den Halbachsen 0,7 und 1,0 mm. Wie in Kapitel 5 gezeigt wird, ergab sich dennoch eine gute Überein-

Die gepumpte Zone wird von dem aus dem Oszillator emittierten Laserstrahl durchlaufen. Dieser baut die Inversion ab, wodurch er kohärent verstärkt wird. Die dabei erzielte Ausgangsenergie kann bei exakter Justage bis zu 12 % der Pumpenergie und damit um 20 mJ betragen.

Der Laserstrahl wurde, wie in Kapitel 4.4 beschrieben, zum Zweck der Realisierung von Drucksensoren im Reflexionsmodus für einen Großteil der Experimente in eine optische Quarzfaser mit einem

stimmung analytisch berechneter Drucktransienten mit den gemessenen, da die Druckmessungen auf der Symmetrieachse stattfanden.

4.6 Gewebephantome

Um die benutzten Aufbauten hinsichtlich ihrer Eigenschaften wie der räumlichen Auflösung und der Empfindlichkeit bei der Differenzierung optischer Parameter zu spezifizieren, mußten geeignete Modellsubstanzen mit gewebeähnlichen Eigenschaften gefunden werden. Derartige Substanzen werden als “Gewebephantome” bezeichnet. Mit diesen wurden auch richtungsweisende Tests im Hinblick auf klinische Anwendungen *in vivo* durchgeführt. Die Herstellung von Phantomen auf Basis der Substanzen Gelatine und Silikon wird in Kapitel 4.6 beschrieben.

4.6.1 Gelatineproben

Die Herstellung der Phantome aus Gelatine erfolgte unter Verwendung handelsüblicher Blattgelatine. Der Wasseranteil der Proben konnte über das Gewichtsverhältnis der Gelatineblätter zum Wasser als Lösungsmittel in einem weiten Bereich variiert werden. Dies ermöglichte ein Nachempfinden der Variationen des Wassergehalts verschiedener biologischer Gewebearten. Um der Probe annähernd eine Formerhaltung und damit Festkörpereigenschaften zu verleihen, betrug die Mindestmenge der Gelatine in 50 ml heißem Wasser nur 4 g. Daraus ergibt sich ein Wassergehalt von 92 %, der von biologischem Gewebe *de facto* nicht erreicht wird (vgl. Anhang C). Der realistische Wertebereich biologischen Gewebes kann somit abgedeckt werden. Eine Variation der Absorption in weiten Grenzen konnte durch die Beimengung unterschiedlicher Konzentrationen schwarzer Tinte (PELIKAN) realisiert werden [Mad 92]. Den für eine Laserwellenlänge von $\lambda = 581$ nm mittels optischer Transmissionsmessungen ermittelten Absorptionskoeffizienten μ_a in Abhängigkeit von der Tintenkonzentration zeigt Abb. 38.

Für Gelatineproben mit hohem Wasseranteil gestaltet sich die Präparation von Schichten im mm-Bereich aufgrund ihrer geringen Festigkeit schwierig. Ein weiterer Nachteil der Gelatineproben ist ihre nur kurze Haltbarkeit. Im ungekühlten Zustand verderben sie bereits nach einem Tag. Zieht sich eine Meßreihe an Proben, die aus demselben Herstellungsprozeß stammen, über mehrere Stunden hin, so kann auch deren konstanter Wasseranteil aufgrund der Verdunstung nicht gewährleistet werden. Luftdichte Abdeckun-

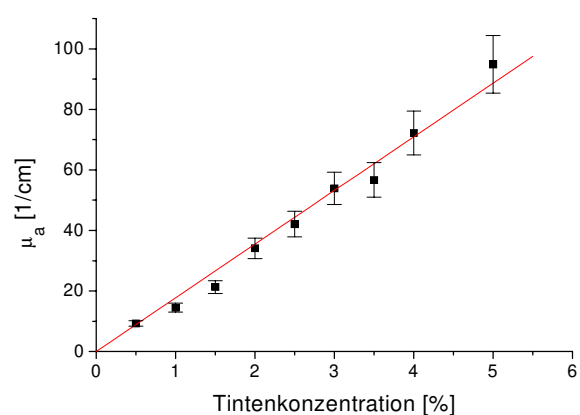


Abbildung 38: Optischer Absorptionskoeffizient μ_a von Gelatineproben in Abhängigkeit von der Tintenkonzentration für eine Laserwellenlänge von 581 nm

gen der Proben schaffen nur bedingt Abhilfe, da an ihnen Wasser kondensiert. Da das Volumen einer gesamten hergestellten Probe jedoch immer mindestens 50 ml beträgt, kann bei den unteren Schichten der in einem Becherglas angesetzten Gelatine davon ausgegangen werden, daß diese noch keine Austrocknung erfahren haben. Messungen an Proben reproduzierbarer Eigenschaften sind somit über einen Tag lang möglich.

4.6.2 Silikonproben

Der Vorteil auf Silikonbasis gefertigter Proben besteht gegenüber denen aus Gelatine in ihrer langen Haltbarkeit. Diese ermöglicht eine ständige Verwendung ein und derselben Probe ohne eine Änderung ihrer Eigenschaften über einen langen Zeitraum im Bereich von Jahren hinweg. Um optische Ausbleicheffekte zu verhindern, mußten die Proben dunkel gelagert werden. Die Präparation dünner Schichten unter 1 mm Dicke bereitet bei Silikonproben keinerlei Schwierigkeiten. Als Trägermaterial diente farbloses Silikon (WACKER, LR 7600 A+B). Durch Beimischung von Farbe des gleichen Herstellers konnte die Absorption der Probe variiert werden. Ein Nachteil der Silikonproben liegt darin, daß Absorption und Streuung sich nicht separat modellieren lassen. Die als Absorber verwandte Farbe weist durch ihre Partikeleigenschaften stets auch einen Streuanteil auf. Das farblose und damit nicht absorbierende Silikon seinerseits zeigte auch eine "Untergrund-Streuung", die berücksichtigt werden mußte. So konnte in optischen Transmissionsmessungen lediglich der effektive Schwächungskoeffizient μ_{eff} bestimmt werden. Für schwarzes Silikon mit 4 % Farbanteil ergab dieser sich bei einer Wellenlänge von $\lambda = 581 \text{ nm}$ zu $\mu_{eff} = 62,4 \text{ cm}^{-1}$, für rotes Silikon betrug er bei ebenfalls 4 % Farbanteil und der gleichen Wellenlänge $\mu_{eff} = 32,7 \text{ cm}^{-1}$. Diese Proben fanden Verwendung für die ersten Bestimmungen der optischen Eindringtiefe μ_{eff}^{-1} unter idealisierten geometrischen Bedingungen ($I-D$) sowie stress confinement (vgl. Kap. 5.1).

Proben mit definierten Streueigenschaften

Im Rahmen einer Kollaboration mit dem Institut für Lasertechnologien in der Medizin und Meßtechnik (ILM) an der Universität Ulm wurden unserer Arbeitsgruppe Phantome zur Verfügung gestellt, die am ILM mittels eines Ulbrichtkugel-Spektrometers optisch vermessen werden konnten. Als Trägermaterial diente dabei ebenfalls farbloses Silikon (WACKER RTV-E604 A+B). Die Absorption wurde mit Hilfe von Eisenpulver (Fe, GOODFELLOW) variiert, für die Modellierung des Streukoeffizienten fand Aluminiumoxid (Al_2O_3 , MERCK) Verwendung. Auch hier weist der Absorber Streueigenschaften auf, wie bereits die Bezeichnung "Pulver" suggeriert. Diese wurden jedoch bereits bei der Herstellung berücksichtigt, so daß die optischen Eigenschaften der Proben reproduzierbar waren. Mit Hilfe der Doppelulbrichtkugel-Methode konnten sie anschließend experimentell bestätigt werden.

Die Proben waren seitens des ILM jeweils hinsichtlich ihrer prognostizierten optischen Eigenschaften spezifiziert. Sämtliche Phantome wiesen einen reduzierten Streukoeffizienten $\mu_s' \approx 10 \text{ cm}^{-1}$ um 600 nm Wellenlänge auf. Der Absorptionskoeffizient μ_a betrug für zwei getrennte Herstellungseinheiten 1 cm^{-1} bzw. 10 cm^{-1} . Die Dicke der Proben variierte für beide Herstellungseinheiten zwischen 0,25 und 2 mm.

Kapitel 5

Optoakustische Tomographie an biologischem Gewebe und gewebeähnlichen Substanzen

In dem folgenden Kapitel werden die Ergebnisse optoakustischer Messungen zur Tomographie unterschiedlicher Proben und Substanzen vorgestellt und diskutiert. Der erste Abschnitt 5.1 befaßt sich dabei mit im Transmissionsmodus durchgeführten Messungen (vgl. Kap. 4). Diese dienen hauptsächlich einer Erarbeitung der experimentellen Grundlagen der optoakustischen Tomographie. Dabei auftretende Probleme, die sich größtenteils erwartungsgemäß aus den in Kapitel 3 dargestellten theoretischen Ausführungen ergaben, wurden sukzessive in die Messungen integriert und berücksichtigt.

Die im Hinblick auf klinische Anwendungen *in vivo* erforderlichen Messungen im Reflexionsmodus zeigt Kapitel 5.2. Deren Durchführung gestaltet sich aufgrund der in Kapitel 4 diskutierten Schwierigkeiten insbesondere hinsichtlich der Justage aufwendiger als die der Messungen im Transmissionsmodus.

Bei den Untersuchungen hat sich gezeigt, daß eine Charakterisierung von Proben mit Absorptionskoeffizienten im weiten Wertebereich von einigen cm^{-1} bis hin zu 1000 cm^{-1} möglich ist. Das axiale Auflösungsvermögen liegt bis in eine Tiefe im mm-Bereich bei $20\text{-}30 \mu\text{m}$ und läßt sich bei Verwendung kürzerer Laserpulsdauern unter 1 ns prinzipiell bis auf $10 \mu\text{m}$ steigern. Bereits jetzt genügt die erreichte Auflösung zur Differenzierung von Strukturen in der Größenordnung einzelner Zellen.

Eine Darstellung der aufgrund des erfolgreichen Verlaufs der Messungen an Gewebephantomen durchgeführten ersten Messungen an biologischem Gewebe *in vivo* schließen das Kapitel ab.

Bei der Erläuterung der einzelnen in diesem Kapitel vorgestellten Messungen werden stets nur die zugehörigen Parameter genannt. Die Beschreibung der Meßmethoden war Gegenstand des Kapitels 4 und erfolgte dort ausführlich.

Um die in Kapitel 3 eingeführte Nomenklatur zur Klassifizierung der bestrahlten Proben bezüglich der Homogenität ihrer optischen Eigenschaften transparenter zu gestalten, werden in diesem Kapitel die Bezeichnungen "homogen" für mikrohomogene Proben und "inhomogen"

für makroinhomogene Proben benutzt. Unter letzteren sind insbesondere aus mehreren Schichten mit unterschiedlichen Eigenschaften aufgebaute Proben zu verstehen.

Heterogene Proben, die einen nicht verschwindenden optischen Streukoeffizienten μ_s aufweisen, wären in der Nomenklatur aus Kapitel 3 ebenfalls als mikrohomogen zu bezeichnen, da die streuenden Partikel zum einen keine zusätzlichen Absorber darstellen und zum anderen ihre Konzentration ohnehin zu groß ist, um eine Differenzierung einzelner Temperatur- oder gar Druckfelder zu gestatten.

5.1 Messungen im Transmissionsmodus

Die ersten Messungen im Transmissionsmodus erfolgten mit der Absicht einer Machbarkeitsstudie zur Methode der optoakustischen Tomographie zwecks einer Charakterisierung biologischen Gewebes.

Die dabei detektierten Drucktransienten sind stets bipolar aufgrund der Randbedingung einer nahezu freien Oberfläche des bestrahlten Mediums in der Umgebungsluft. Für geschichtete Systeme gilt dies nur für die obere, der Laserbestrahlung zugewandte Schicht. Die in darunterliegenden Schichten induzierten Drucktransienten sind infolge der akustischen Anpassung monopolar. Eine Abweichung von dieser Charakteristik ergibt sich durch den Einfluß des Effekts der optoakustischen Diffraktion.

5.1.1 Homogene Proben

In diesem Abschnitt sollen die bei der optoakustischen Tomographie zu berücksichtigenden Teilaspekte für die Bestrahlung homogener Proben sukzessive erarbeitet werden. Die Einführung der einzelnen Effekte und deren experimentelle Verifikation erfolgt dabei analog zu Kapitel 3, wo die theoretischen Grundlagen dargestellt wurden.

Eindimensionale Druckausbreitung bei kurzen Laserpulsen

In den ersten Experimenten zur optoakustischen Tomographie wurden die Parameter bewußt so gewählt, daß die gemessenen Signale leicht interpretierbar waren und keine Entfaltung aufgrund des Intensitätsverlaufs und des räumlichen Strahlprofils durchgeführt werden mußte (vgl. Kap. 3). Dies bedeutet, daß die Bedingung des stress confinement (3.9) ebenso erfüllt ist wie die Voraussetzung (3.41) für eine eindimensionale Behandlung des Problems, was eine Vereinfachung von (3.65) bzw. (3.52) zu (3.57) gestattet. Die Detektion der Drucktransiente geschah auf der Laserstrahlachse. Damit reproduziert der zeitliche Verlauf der Transiente die räumliche Lichtverteilung entlang der Strahlachse. Abb. 39 zeigt eine unter den beschriebenen Voraussetzungen durchgeführte Messung.

Dargestellt ist die erste ansteigende Flanke einer bipolaren Transiente (oben), welche bei der Bestrahlung einer Silikonprobe mit dem XeF-Excimerlaser bei einer Wellenlänge von 351 nm und einer Laserpulsdauer von 12 ns entsteht. Die Energiedichte betrug 32 mJ/cm^2 bei einem homogenen quadratischen Strahlprofil mit 4 mm Kantenlänge. Das Anpassen einer Exponentialfunktion liefert nach (3.57) direkt die optische Eindringtiefe.

Im Vergleich dazu ist ebenfalls das Ergebnis einer optischen Transmissionsmessung dargestellt (unten). Der dabei erhaltene effektive optische Schwächungskoeffizient μ_{eff} stimmt sehr gut mit dem auf optoakustischem Weg ermittelten überein.

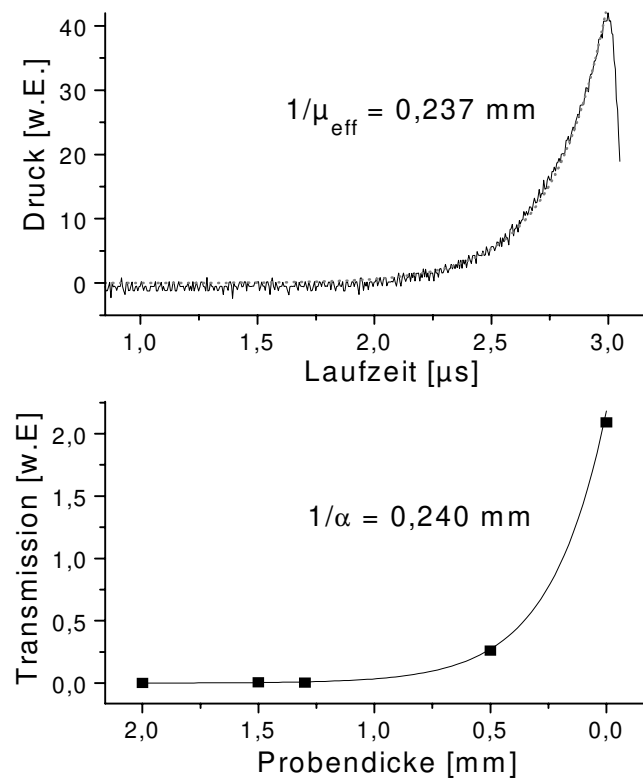


Abbildung 39: Oben: Ansteigende Flanke einer bipolaren Drucktransiente, aufgenommen bei der Bestrahlung einer 2 mm dicken Silikonprobe mit dem XeF-Excimerlaser ($\lambda = 351 \text{ nm}$, homogenes Strahlprofil von $4 \times 4 \text{ mm}^2$) bei einer Energiedichte von 32 mJ/cm^2 . Aus einem angepassten exponentiellen Verlauf ergibt sich die optische Eindringtiefe. Unten: Messungen der optischen Transmission bei 351 nm Wellenlänge. Aus jedem einzelnen der Meßpunkte kann die optische Eindringtiefe bestimmt werden. Unsicherheiten liegen in der Größenordnung der dargestellten quadratischen Symbole.

Wie aus einer Logarithmierung von (3.57) hervorgeht, ist für eine Auswertung derartiger Messungen eine halb-logarithmische Darstellung des Druckverlaufs vorteilhaft (Abb. 40). Die optische Eindringtiefe kann so mittels einer linearen Regression ermittelt werden.

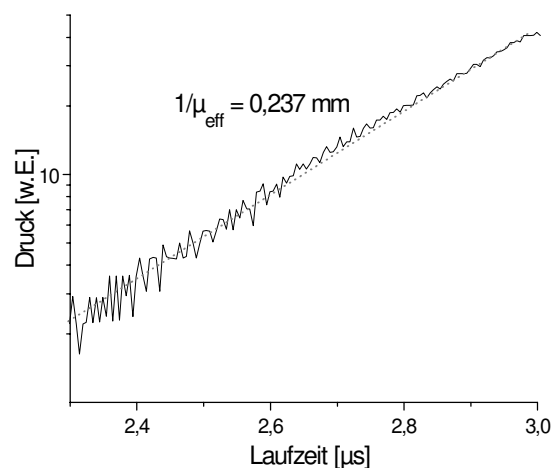


Abbildung 40: Ansteigende Flanke der Drucktransiente aus Abb. 39 (oben) in halb-logarithmischer Darstellung. Eine lineare Regression reicht in diesem Fall zur Bestimmung der optischen Eindringtiefe aus.

Berücksichtigung des zeitlichen Laserintensitätsverlaufs

Die in der zuvor vorgestellten Messung herbeigeführten idealisierten Bedingungen lassen sich in der praktischen Anwendung nur in Ausnahmefällen realisieren. Um daher im nächsten Schritt eine Berücksichtigung des zeitlichen Intensitätsverlaufs des Lasers einzuführen, bedarf es einer Probe mit starker Absorption, so daß eine Einhaltung der Bedingung des stress confinement (3.9) nicht mehr möglich ist.

Zu diesem Zweck wurde eine Gelatineprobe mit 90 % Wassergehalt mit einem ErCr:YSGG-Festkörperlaser bestrahlt. Dieser emittiert im mittleren Infrarot bei 2,70 μm Wellenlänge, wo Wasser einen hohen Absorptionskoeffizienten von $\mu_a = 800 \text{ cm}^{-1}$ aufweist [Hal 73].

Der Laser wurde gütegeschaltet betrieben, wobei die Pulsdauer τ_L variabel in einem Bereich von 30 bis 200 ns gewählt werden konnte. Der Intensitätsverlauf des emittierten Laserpulses war gaußförmig. Die Funktionsweise der Güteschaltung (engl.: Q-switch) basierte auf dem Prinzip der unterdrückten Totalreflexion (engl.: Frustrated Total Internal Reflection, FTIR). Der Güteschalter sowie die Betriebsarten des ErCr:YSGG-Lasers sind ausführlich in [Hög 97a, Hög 97b] beschrieben. In dem hier erläuterten Experiment lag die Pulsdauer bei 50 ns.

Die akustische Relaxationszeit ergibt sich aus der Absorption und der Schallgeschwindigkeit der Probe zu 8,3 ns, womit (3.9) offensichtlich nicht mehr erfüllt ist. Vielmehr wird die akustische Relaxationszeit von der Laserpulsdauer um ein Vielfaches überschritten.

Die applizierte Energiedichte betrug 160 mJ/cm^2 , was gemäß Abb. 9 im subablativen Bereich liegt. Zur Detektion der Drucktransiente wurde ein Drucksensor mit einer großen aktiven Fläche von $9 \times 3 \text{ mm}^2$ verwandt. Die bestrahlte Fläche war kreisförmig mit einem Durchmesser von 1,55 mm.

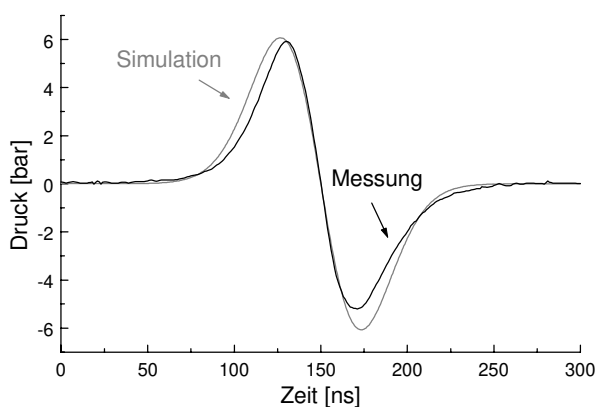


Abbildung 41: Gemessene Drucktransiente (durchgezogen), welche aufgrund der Laserpulsdauer eine zeitliche Verbreiterung erfahren hat. Bestrahlt wurde eine Gelatineprobe (90 % Wassergehalt) mit einem ErCr:YSGG-Festkörperlaser bei 2,70 μm Wellenlänge. Der zugehörige Absorptionskoeffizient beträgt $\mu_a = 800 \text{ cm}^{-1}$. Die applizierte Energiedichte lag bei 160 mJ/cm^2 . Die Pulsdauer betrug 50 ns bei einem gaußförmigen Intensitätsverlauf, womit die akustische Relaxationszeit von 8,3 ns deutlich überschritten wird. Dennoch ist eine präzise Berechnung des entstehenden Drucksignals möglich (gestrichelt).

Infolge des hohen Absorptionskoeffizienten betrug die Diffraktionslänge $L_D = 90 \text{ mm}$ gemäß (3.61). Bei einer Probendicke von 1 mm ist somit kein nennenswerter Einfluß der optoakustischen Diffraction zu erwarten und die Annahme einer eindimensionalen Druckausbreitung zulässig. Das Ergebnis der Messung zeigt Abb. 41.

Um den dargestellten Druckverlauf zu berechnen, bedurfte es einer Faltung der akustischen Transferfunktion mit dem zeitlichen Intensitätsverlauf des Lasers gemäß (3.52). Das Ergebnis der Rechnung stimmt gut mit dem gemessenen Signal überein.

Es sei in diesem Zusammenhang ausdrücklich darauf hingewiesen, daß *keinerlei* Anpassung oder nachträgliche Skalierung an dem berechneten Druckverlauf vorgenommen wurde. Lediglich eine Translation auf der Zeitachse fand zum Ausgleich der Probendicke von 1 mm statt. Die Übergangszeit vom Druckmaximum der positiven Flanke (Kompressionsphase) des bipolaren Signals zum Minimum der negativen Flanke (Dilatationsphase) liegt erwartungsgemäß im Bereich der Laserpulsdauer (vgl. Kap. 3). Ein nicht eingezeichneter angepaßter Verlauf mit der geringsten Abweichung lieferte für die bestrahlte Probe einen Absorptionskoeffizienten von $\mu_a = 760 \text{ cm}^{-1}$.

Um zu dokumentieren, daß der Intensitätsverlauf des Lasers erhebliche Auswirkungen auf den Verlauf der induzierten Drucktransiente hat, zeigt Abb. 42 berechnete Drucksignale für eine ähnliche Situation, wie sie in Abb. 41 dargestellt ist. In den drei Koordinatensystemen werden jeweils Drucktransienten für die Absorptionskoeffizienten $\mu_a = 700 \text{ cm}^{-1}$, 800 cm^{-1} und 900 cm^{-1} miteinander verglichen. Die angenommenen Laserpulsdauern betragen 100 ps, 5 ns und 50 ns. Die zeitliche Verbreiterung der Drucktransienten bei längeren Laserpulsdauern ist deutlich erkennbar.

Für 100 ps lange Laserpulse ist die Bedingung des stress confinement (3.9) erfüllt. Aus der Anpassung einer Exponentialfunktion an die ansteigende Flanke gemäß Abb. 39 ergab sich der korrekte Absorptionskoeffizient dabei jeweils mit einer Unsicherheit von nur wenigen Promille. Die angepaßten Funktionen sind aus Gründen der Übersichtlichkeit in den Diagrammen nicht eingezeichnet. Auch für 5 ns lange Laserpulse, die im Bereich der akustischen Relaxationszeit von 8,3 ns liegen, konnten die Absorptionskoeffizienten mit fast gleicher Genauigkeit bestimmt werden. Für 50 ns Laserpulsdauer betragen die auf diese Weise ermittelten Absorptionskoeffizienten jedoch 418 cm^{-1} , 445 cm^{-1} und 466 cm^{-1} , was jeweils einer Abweichung von 40-50 % entspricht.

Daraus wird deutlich, daß die Anpassung einer Exponentialfunktion zur Bestimmung der optischen Eindringtiefe und damit eine Vernachlässigung der Laserpulsdauer nur dann möglich

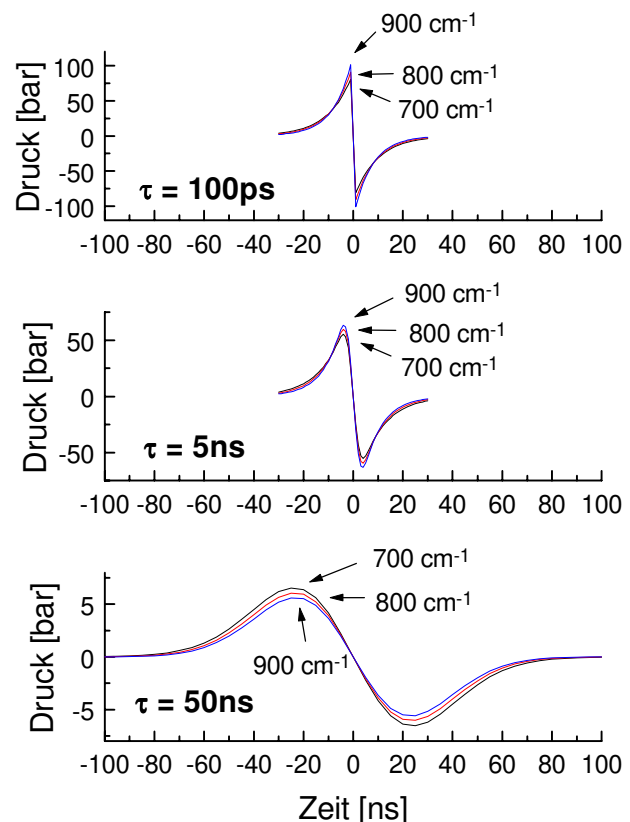


Abbildung 42: Berechnete Drucktransienten für die Parameter der Messung aus Abb. 41 bei fester Energiedichte. In jedem Diagramm werden jeweils drei Transienten für die Absorptionskoeffizienten $\mu_a = 700 \text{ cm}^{-1}$, 800 cm^{-1} und 900 cm^{-1} miteinander verglichen. Die angenommenen Laserpulsdauern betragen 100 ps (oben), 5 ns (Mitte) und 50 ns (unten). Für längere Laserpulsdauern erfahren die Drucktransienten eine zeitliche Verbreiterung, die eine Bestimmung der optischen Eindringtiefe mittels eines exponentiellen Fits unmöglich macht.

ist, falls die Bedingung des stress confinement (3.9) erfüllt ist. Gleichwohl ist unter Berücksichtigung des zeitlichen Intensitätsverlaufs des Laserpulses eine präzise Bestimmung des optischen Absorptionskoeffizienten bzw. der optischen Eindringtiefe möglich, wie mit der in Abb. 41 dargestellten Messung gezeigt wurde.

Berücksichtigung des Strahlprofils: Optoakustische Diffraktion

Als letzter Schritt wird nun nach dem zeitlichen und damit axialen Intensitätsverlaufs des Laserpulses auch das radiale Strahlprofil beachtet. Dieses konnte in den zuvor behandelten Beispielen stets als konstant bei unendlicher lateraler Ausdehnung angenommen werden. Damit war eine eindimensionale Betrachtung der Druckausbreitung möglich. Ist die axial zurückgelegte Distanz der Drucktransiente jedoch nicht gering gegen die in (3.61) eingeführte optoakustische Diffraktionslänge, was bislang der Fall war, so ist eine dreidimensionale Betrachtung der Druckausbreitung unerlässlich.

Die in Abb. 43 dargestellte Messung bestätigt diese Aussage. Es handelt sich dabei um drei Drucktransienten, die bei einer Bestrahlung von Silikonproben unterschiedlicher Dicke mit einem KrF-Excimerlaser bei einer Wellenlänge von 248 nm entstanden. Die Dicke entspricht aufgrund der Detektion im Transmissionsmodus jeweils der axial zurückgelegten Distanz der Drucktransiente.

Der Einfluß des in Kapitel 3.3.4 beschriebenen Prozesses der optoakustischen Diffraktion auf den zeitlichen Druckverlauf wächst offensichtlich mit zunehmender Probendicke. Wie in (3.69) prognostiziert, geht das Signal schließlich im optoakustischen Fernfeld in seine zeitliche Ableitung über.

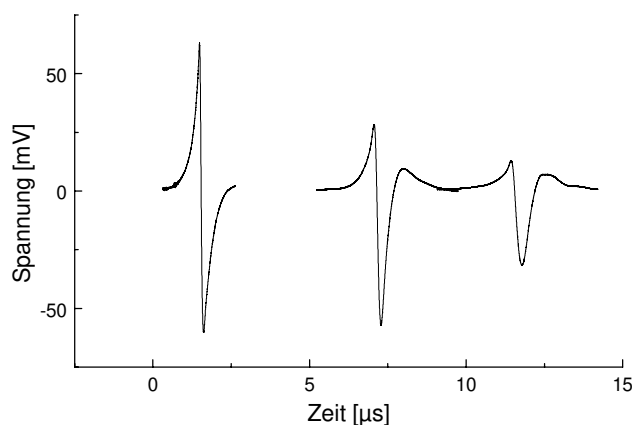


Abbildung 43: Detektion dreier Drucktransienten, welche dem Einfluß der optoakustischen Diffraktion unterlagen. Die Bestrahlung wurde mittels eines KrF-Excimerlasers bei 248 nm Wellenlänge und einer Energiedichte von 20 mJ durchgeführt. Die Dicke der drei Silikonproben betrug 2,3 mm (links), 6,8 mm (Mitte) und 10,9 mm (rechts) entsprechend der jeweiligen Laufzeit der Transienten. Die Verzerrung der zunächst bipolaren Transiente bis hin zu ihrer zeitlichen Ableitung mit steigender axialer Distanz ist deutlich erkennbar.

Ähnlich wie im zuvor besprochenen Fall der Notwendigkeit einer Berücksichtigung des zeitlichen Intensitätsverlaufs des bestrahlenden Lasers ist es auch hier selbstverständlich, daß derartige der optoakustischen Diffraktion unterworfenen Signale, wie sie in Abb. 43 dargestellt sind, nur bei einer Berücksichtigung aller signalverzerrenden Parameter und Einflüsse hinsichtlich optischer Eigenschaften der bestrahlten Probe zuverlässig interpretiert werden können.

Ebenfalls den Einfluß der optoakustischen Diffraktion demonstriert die in Abb. 44 gezeigte Messung. Im Unterschied zu der zuvor besprochenen Messung wurde hier nicht die Dicke der bestrahlten Silikonprobe variiert, sondern der Durchmesser des Strahlprofils des bestrahlenden Lasers, so daß keine akustischen Laufzeitdifferenzen zwischen den einzelnen Transienten vorlagen. Zur Bestrahlung diente in diesem Fall der Farbstofflaser bei 581 nm Wellenlänge mit einer Ausgangsenergie von 4,1 mJ.

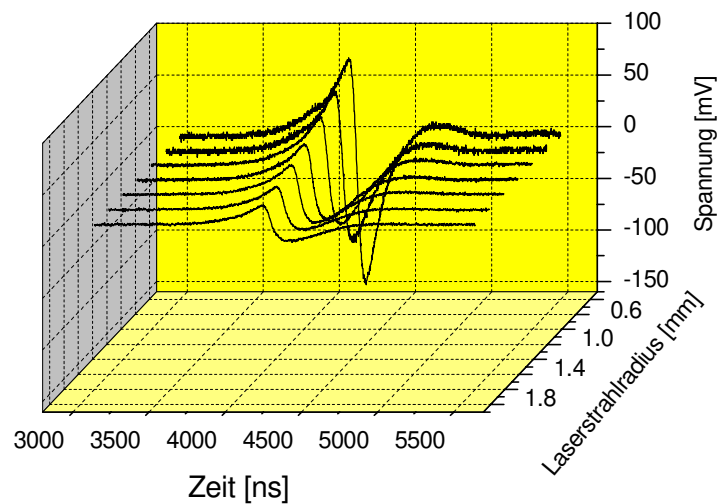


Abbildung 44: Wie in Abb. 43, jedoch mit variablem Strahlprofilradius des bestrahlenden Lasers bei konstanter Probendicke. Bestrahlt wurde mit einem Farbstofflaser bei 581 nm Wellenlänge mit einer Ausgangsenergie von 4,1 mJ. Auch aus dieser Messung geht der signalverzerrende Einfluß der optoakustischen Diffraktion deutlich hervor.

5.1.2 Schichtsysteme

Um die axiale Auflösung der optoakustischen Meßmethode zu bestimmen, wurden Proben untersucht, die aus Schichten mit unterschiedlichen Eigenschaften bestanden. Gleichzeitig gibt eine solche Messung Aufschluß über die Empfindlichkeit hinsichtlich der maximalen Tiefe, in der eine Substruktur noch aufgelöst werden kann.

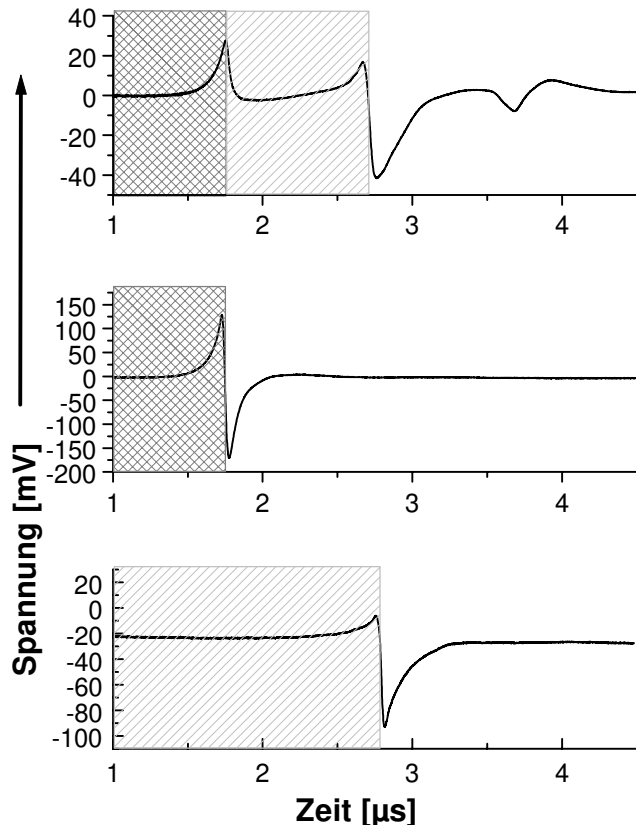


Abbildung 45: Drucktransienten an geschichteten Proben unterschiedlich eingefärbten Silikons, bestrahlt mit einem XeF-Excimerlaser bei 351 nm Wellenlänge mit einer Energiedichte von 65 mJ/cm^2 . Oben: Druckverlauf im Zweischichtsystem. Mitte und unten: Untersuchung beider Medien als Einzelschicht.

Die als Dilatationsphase ausgebildete Transiente nach $3,7 \mu\text{s}$ entspricht ebenfalls der an Medium 1 entstandenen Transiente. Der sich in Richtung der Oberfläche ausbreitende Anteil der Druckwelle wurde dort unter Vorzeichenumkehr reflektiert. Diese und die direkt von Medium 1 als erste detektierte Transiente liegen symmetrisch zum Nulldurchgang der in Medium 2 induzierten bipolaren Transiente. Das mittlere und das untere Diagramm zeigt Messungen an Medium 1 und Medium 2 jeweils als Einzelschichten. Zur Bestrahlung wurde wiederum ein XeF-Excimerlaser verwendet. Das Strahlprofil entsprach dem aus der in Abb. 39 dargestellten Messung bei einer Energiedichte von 65 mJ/cm^2 .

In Abb. 45 ist ein solches Schichtsystem schematisch dargestellt. In diesem Schema strahlt der Laser von der rechten Seite her ein, so daß die Strahlung im oberen Diagramm zunächst auf das Medium 2 trifft. Dessen Absorption ist geringer als die von Medium 1, was durch die hellere Schraffur angedeutet ist. Beide Schichten wurden mittels in unterschiedlichen Konzentrationen angefärbten Silikons realisiert. Man erhält nun von beiden Schichten eine Transiente, wobei die von Medium 2 aufgrund seiner freien Oberfläche bipolar ist. Darüber hinaus ist diese infolge der größeren zurückgelegten axialen Distanz bereits dem Einfluß der optoakustischen Diffraktion unterworfen. Sie wird daher auch nach der von Medium 1 ausgehenden Transiente von dem Drucksensor detektiert, dessen Position in dem Diagramm mit der Ordinate zusammenfällt.

Die als Dilatationsphase ausgebildete Transiente nach $3,7 \mu\text{s}$ entspricht ebenfalls der an Medium 1 entstandenen Transiente.

Eine analoge Messung zeigt Abb. 46. Hier wurde mit Tusche angefärbte Gelatine als Probe mit einem Nd:YLF-Festkörperlaser bei 33 mJ/cm^2 Energiedichte bestrahlt. Dieser emittiert bei 1052 nm Wellenlänge im nahen Infrarot und wurde im güteschalteten Modus betrieben. Dabei handelte es sich ebenso wie bei dem bereits beschriebenen ErCr:YSGG-Laser um einen FTIR-Güteschalter. Die gewählte Pulsdauer betrug in diesem Fall 80 ns . Eine Erläuterung der Spezifikationen und der Betriebsarten des Nd:YLF-Lasers findet man in [Sch 98]. Die Verwendung von Tusche anstelle von Tinte zur Einfärbung der Gelatineproben wurde bei Bestrahlung mit 1052 nm Wellenlänge notwendig, da Tinte im nahen Infrarot keine nennenswerte Absorption aufweist, womit sie als Absorberphantom unbrauchbar wird. Tusche zeigt hingegen im nahen Infrarot das gewünschte Absorptionsverhalten. Auch in dieser Messung zeigt sich wiederum die exakte Symmetrie beider von der unteren Schicht ausgehender Transienten zum Nulldurchgang der Transiente von der oberen Schicht. Deren Dicke kann dadurch sehr präzise bestimmt werden.

Um insbesondere den Einfluß der oberen Schicht auf das Ergebnis für die unteren Schichten zu untersuchen, wurde die Dicke der oberen Schicht variiert. Abb. 47 zeigt oben zunächst das Ergebnis einer Messung an einer Einzelschicht. Im unteren Diagramm sind drei Transienten dargestellt, die aus Messungen an Zweischichtsystemen resultieren. Die Dicke der oberen Schicht wird jeweils durch eine gestrichelte Linie angedeutet, die entsprechende Transiente kann danach zugeordnet werden. Ähnlich wie schon bei den zuvor in Abb. 45 und Abb. 46

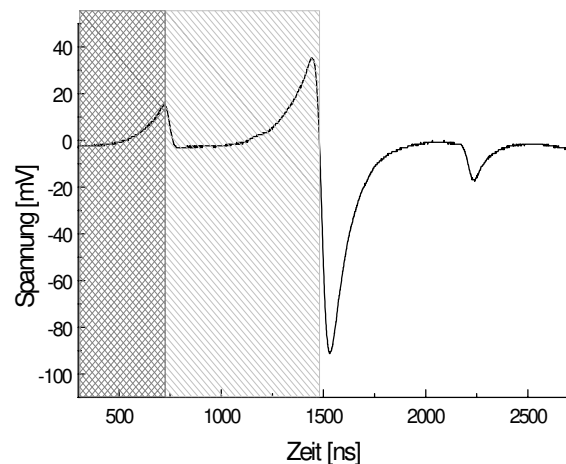


Abbildung 46: Drucktransienten an einer geschichteten Probe unterschiedlich eingefärbter Gelatine, bestrahlt mit einem Nd:YLF-Laser bei 1052 nm Wellenlänge mit einer Energiedichte von 33 mJ/cm^2 . Die Pulsdauer betrug 80 ns . Beide Schichten waren mit 1 mm gleich dick. Die Tuschekonzentration lag in der oberen Schicht bei $0,2 \%$, in der unteren bei 1% . Dies entsprach Absorptionskoeffizienten von 10 cm^{-1} und 50 cm^{-1} .

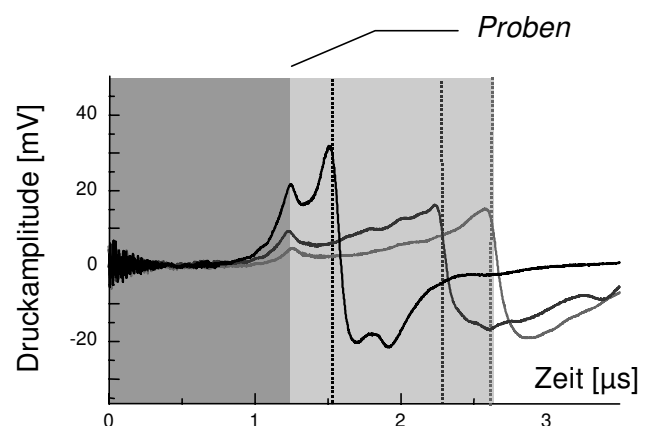
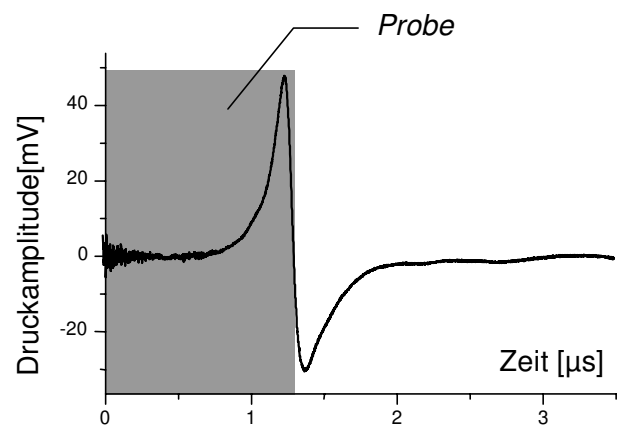


Abbildung 47: Drucktransienten an geschichteten Proben unterschiedlich eingefärbten Silikons. Parameter wie in Abb. 45, ausgenommen die Energiedichte von 36 mJ/cm^2 . Oben: Messung an der unteren Schicht. Unten: Druckverlauf im Zweischichtsystem. Die Dicke der oberen Schicht wurde variiert, um ihren Einfluß auf das Ergebnis der unteren Schicht zu bestimmen.

gezeigten Ergebnissen werden je zwei Drucksignale erzeugt. Erfahrungsgemäß existiert ein minimales Quantum für die Lichtenergie, die in der unteren Schicht absorbiert werden muß, um ein meßbares Signal oberhalb der Rauschgrenze zu erzeugen. Als Faustregel läßt sich aus diesen Untersuchungen zusammenfassen, daß die Dicke der oberen Schicht nicht größer als die dreifache optische Eindringtiefe sein sollte, so daß zumindest 5 % der applizierten Energiedichte in die untere Schicht gelangen.

In diesem Zusammenhang muß daran erinnert werden, daß die dafür zu applizierende Gesamtenergie in manchen Fällen zu einer irreversiblen Veränderung oder gar Zerstörung der oberen Schicht aufgrund der dort deponierten Energie führen kann. Unter diesem Aspekt ist der Grenzwert von drei optischen Eindringtiefen zu relativieren hin zu einem für praktische Anwendungen relevanten Wert von zwei optischen Eindringtiefen.

5.1.3 Heterogene Proben

In allen optischen Diagnoseverfahren übt die optische Streuung des zu charakterisierenden Objekts stets einen verzerrenden Einfluß auf das Ergebnis aus. Dieser Umstand gestaltet sich insbesondere bei biologischem Gewebe oder gewebeähnlichen Substanzen problematisch, da hier in Abhängigkeit von der Wellenlänge der reduzierte Streukoeffizient den Absorptionskoeffizienten leicht um eine Größenordnung oder gar mehr überschreiten kann. Der Einfluß der optischen Parameter auf die Lichtausbreitungscharakteristik im Gewebe war Gegenstand des Kapitels 2, in Anhang C erfolgen genauere quantitative Angaben in Abhängigkeit vom Gewebetyp und der optischen Wellenlänge.

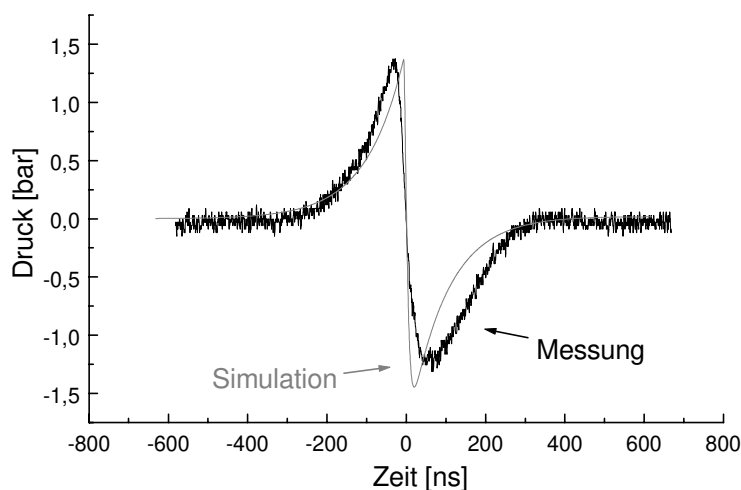


Abbildung 48: An mit einem Farbstofflaser bei 581 nm Wellenlänge bestrahlten rot eingefärbtem Silikon detektierte Drucktransiente im Vergleich mit dem zugehörigen berechneten Signal. Die Energiedichte betrug 249 mJ/cm^2 bei einem Laserstrahldurchmesser von 2,3 mm. Für die Berechnung wurden die zuvor in optischen Transmissionsmessungen ermittelten Parameter $\mu_a = 19,3 \text{ cm}^{-1}$ und $\mu_{\text{eff}} = 102 \text{ cm}^{-1}$ sowie die Probendicke von 2,9 mm angenommen. Nicht berücksichtigt wurde die in der Diffusionstheorie ebenfalls nicht erfaßte Flußüberhöhung unterhalb der Oberfläche, die offensichtlich zu einer Verbreiterung des Signals führt. Dies erklärt die Abweichung des gemessenen vom berechneten Signal.

typ und der optischen Wellenlänge.

Den Einfluß der optischen Streuung auf das Diagnoseverfahren der optoakustischen Tomographie zeigt zunächst die in Abb. 48 dargestellte Messung. Bestrahlt wurde eine mit 2 % roter Farbe eingefärbte Silikonprobe mit dem Farbstofflaser bei 581 nm Wellenlänge und einer Energiedichte von 249 mJ/cm^2 .

Der Laserstrahldurchmesser betrug 2,3 mm, die Probendicke 2,9 mm.

Das zweite in dem Diagramm dargestellte Signal ist das Ergebnis einer berechneten Drucktransiente, die aus den genannten Parametern zuzüglich der optisch bestimmten Absorption von $\mu_a = 19,3 \text{ cm}^{-1}$ und der effektiven Schwächung von $\mu_{eff} = 102 \text{ cm}^{-1}$ resultierte.

Deutlich ist eine Verbreiterung des gemessenen Signals und damit eine Abweichung vom auf der Grundlage der Diffusionstheorie berechneten Druckverlauf erkennbar. Die Ursache dafür liegt in der im Rahmen der Diffusionstheorie nicht berücksichtigten Flußüberhöhung unterhalb der bestrahlten Oberfläche infolge rückgestreuter Photonen (vgl. Kap. 2).

Diese veränderte Lichtverteilung geht unmittelbar in die akustischen Transferfunktionen ein, die dadurch eine zeitliche Verlängerung erfahren. Eine gleichermaßen zeitliche Veränderung der entstehenden Drucktransiente gegenüber der in einer nicht streuenden Probe erzeugten ist die Folge. Berechnungen, die diesen Einfluß bei optoakustischen Messungen berücksichtigen, sind Gegenstand aktueller Untersuchungen [Hil 98], eine Abfolge unter derartigen Einflüssen berechneter Drucktransienten ist in Kapitel 3.3.5 dargestellt.

5.2 Messungen im Reflexionsmodus

Dieser Abschnitt behandelt weiterführende Messungen im Hinblick auf klinische Anwendungen *in vivo*. Bedingt durch die Detektionsgeometrie des Reflexionsmodus fanden sie an einer angepaßten Oberfläche statt, so daß die detektierten Signale einen monoploaren Charakter aufwiesen. Die Oberfläche war dabei nicht exakt akustisch angepaßt, sondern stellte im Sinne der Beschreibung in Kapitel 3 einen Übergang dar, der weder der Randbedingung einer freien noch der einer festen Oberfläche entspricht. Demnach existierte ein akustischer Impedanzsprung zwischen der zu untersuchenden Probe und dem transparenten Medium PMMA am Drucksensor, so daß der akustische Transmissionskoeffizient T dabei Werte > 1 annahm (vgl. Kap. 3). Im Gegensatz zum im Transmissionsmodus detektierten an der Probenoberfläche *reflektierten* Anteil der Druckamplitude wird im Reflexionsmodus der von der Probenoberfläche zum Drucksensor *transmittierte* Anteil gemessen. Der zeitliche Verlauf der Drucktransiente ändert sich dadurch nicht, vielmehr kommt es aufgrund des gegenüber der Probe akustisch härteren Mediums PMMA lediglich zu einer Erhöhung der Amplitude mit dem Transmissionskoeffizienten, der Werte bis zu Zwei annehmen kann (vgl. Kap. 3 und 4).

5.2.1 Homogene Proben

Analog zu der in Abschnitt 5.1 beschriebenen Vorgehensweise wurden zunächst Messungen an homogenen Proben durchgeführt. Bei Benutzung des Farbstofflasers ($\lambda = 581 \text{ nm}$) bietet sich mit Tinte eingefärbte Gelatine als reiner Absorber an bei nur sehr geringem Streukoeffizien-

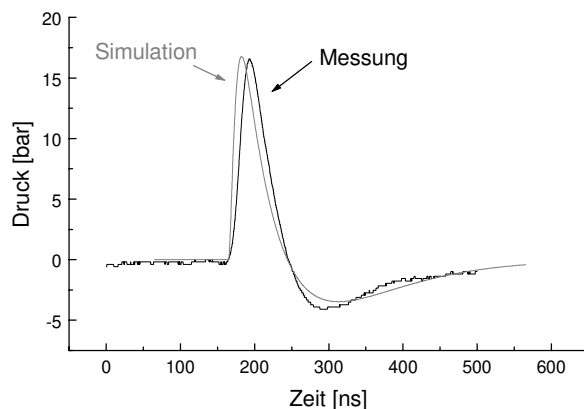


Abbildung 49: Messung im Reflexionsmodus an einer mit 5 % Tinte eingefärbten Gelatineprobe von 90 % Wassergehalt. Der zugehörige Absorptionskoeffizient ergibt sich zu 95 cm^{-1} (vgl. Kap. 4.6). Zur Bestrahlung wurde der Farbstofflaser bei 581 nm Wellenlänge und einer Energiedichte von 140 mJ/cm^2 verwendet.

ten μ_s . Abb. 49 zeigt ein an einer mit 5 % Tinte eingefärbten Gelatineprobe detektiertes Signal mit der dazugehörigen Messung. Die Übereinstimmung beider Signale ist sehr zufriedenstellend. Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt diskutiert, ist es in einer Umkehrung des Simulationsprozesses ebenfalls möglich, die optischen Eigenschaften der bestrahlten Probe über eine Intervallschachtelung zu bestimmen (NEWTON-Verfahren). In einer der inversen Monte-Carlo-Simulation ähnlichen Methode kann durch eine sukzessive Variation der Simulationsparameter bei einer Anpassung des berechneten Druckverlaufs an den gemessenen die Abweichung beider Signale voneinander minimiert werden. Die letztliche Zielgröße der optischen Eigenschaften ergibt sich dann aus den Startparametern, die für die Berechnung des Druckverlaufs minimaler Abweichung verwandt wurden.

5.2.2 Schichtsysteme

Die Charakterisierung geschichteter Strukturen ist gerade im Reflexionsmodus im Hinblick auf klinische Anwendungen *in vivo* von besonderer Relevanz. Derartige makroinhomogene Systeme sind Gegenstand dieses Abschnitts.

Eine entsprechende Messung zeigt Abb. 50. Dargestellt ist die an einer aus Gelatine präparierten Doppelschicht detektierte Drucktransiente im Vergleich mit dem zugehörigen berechneten Signalverlauf. Die Energiedichte des Farbstofflaserpulses betrug in diesem Fall 40 mJ/cm^2 . Der Wassergehalt beider Schichten betrug wie zuvor 90 %. Die obere, der Laserbestrahlung und dem Drucksensor zugewandte, Schicht war mit einer Tintenkonzentration von 1,5 % eingefärbt, entsprechend einem Absorptionskoeffizienten von 20 cm^{-1} (vgl. Kap. 4.6). Ihr Signal wird gemäß der Geometrie von Druckmessungen im Reflexionsmodus zuerst detektiert. Der Absorptionskoeffizient der unteren Schicht war mit 95 cm^{-1} höher als der der oberen Schicht, um eine weitere Drucktransiente induzieren zu können.

Aus Messungen mit einer Mikrometer schraube ergab sich die Dicke der oberen Schicht zu $390\ \mu\text{m}$, was anhand der Dauer der in ihr induzierten Drucktransiente von $260\ \text{ns}$ bestätigt werden konnte (Schallgeschwindigkeit $\sim 1500\ \text{m/s}$).

Die Übereinstimmung des gemessenen mit dem berechneten Signal ist sehr zufriedenstellend. Der sich an die zweite Drucktransiente anschließende Effekt des Überschwingens des Signals in den negativen Bereich wurde allerdings in der Berechnung weniger signifikant prognostiziert und ist somit nicht allein auf die optoakustische Diffraktion zurückzuführen. Es handelt sich möglicherweise um ein Artefakt, welches durch die laterale Geometrie der PVDF-Folie zustande kommt.

Eine Berücksichtigung der vollständigen in Kapitel 4 besprochenen Geometrie der Drucksensoren in den Simulationen ist Gegenstand aktueller Untersuchungen.

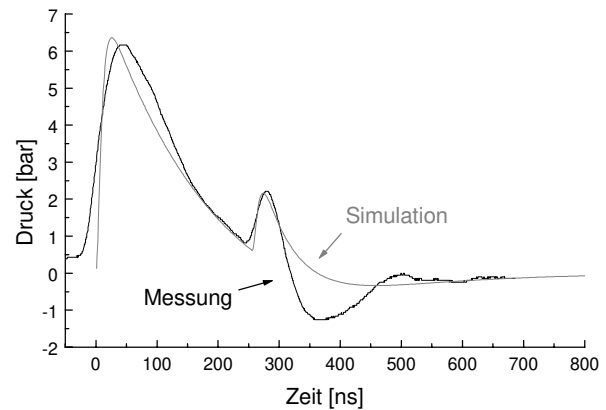


Abbildung 50: Messung an einem Doppelschichtsystem auf Gelatinebasis im Reflexionsmodus und der zugehörige berechnete Druckverlauf. Die Dicke der oberen Schicht betrug $390\ \mu\text{m}$ entsprechend einer Dauer der entsprechenden Drucktransiente von $260\ \text{ns}$. Ihr Absorptionskoeffizient war mit $20\ \text{cm}^{-1}$ geringer als der der unteren Schicht ($95\ \text{cm}^{-1}$). Die Energiedichte des Farbstofflaserpulses betrug hier $40\ \text{mJ/cm}^2$. Geschichtete Systeme oder Substrukturen können somit bezüglich ihrer Dicke **und** ihrer optischen Eigenschaften charakterisiert werden.

5.2.3 Heterogene Proben

In Analogie zu Abschnitt 5.1.3 soll auch im Rahmen der im Reflexionsmodus durchgeführten Messungen eine Untersuchung streuender Proben erfolgen. Um die Streuung variabel gestalten zu können, diente eingefärbte Gelatine als Probe. Das Ergebnis einer ersten an einer Probe mit 90% Wassergehalt durchgeführten Messung zeigt Abb. 51. Der zeitliche Verlauf der dort dargestellten Drucktransiente entspricht dem in Abb. 49 gezeigten.

Für eine zweite Messung wurde das Wasser als Trägersubstanz gegen Milch ausgetauscht. Diese weist im sichtbaren Spektralbereich einen hohen Streukoeffizienten auf. Die Tintenkon-

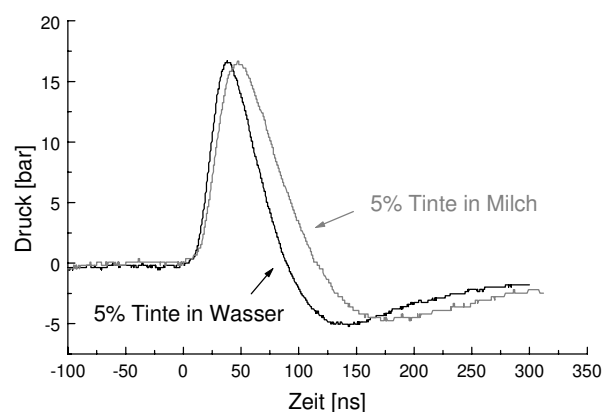


Abbildung 51: Zwei an eingefärbter Gelatine detektierte Drucktransienten. Die erste Probe bestand zu 90% aus Wasser. Dieses wurde für eine zweite Messung mit Milch ausgetauscht. Die starke optische Streuung in Milch führt zu einer Verbreiterung des Signals.

zentration von 5 % wurde konstant gehalten. Auch die an dieser Probe detektierte Drucktransiente ist in Abb. 51 dargestellt. Um beide Signale hinsichtlich ihres zeitlichen Verlaufs vergleichen zu können, wurden ihre Amplituden einander angepaßt. Dazu bedurfte es der Multiplikation mit einem Faktor von 1,08 des an Milch detektierten Signals.

Deutlich ist auch hier eine Veränderung des gemessenen und damit eine Abweichung vom an einer nicht streuenden Probe erhaltenen Signal erkennbar. Beide Signale unterscheiden sich in der Halbwertsbreite um 14 ns. Die Ursache dafür liegt in der im Rahmen der Strahlungstheorie verständlichen Überhöhung des Photonennflusses unterhalb der bestrahlten Oberfläche infolge rückgestreuter Photonen (vgl. Kap. 2) und damit einer aufgrund der veränderten Lichtverteilung zeitlich verlängerten akustischen Transferfunktion. Eine Berücksichtigung dieses Umstands in den durchgeführten Simulationen zur Berechnung der Drucksignale steht unmittelbar an.

Um den Einfluß der Streuung auf gemessene Druckverläufe systematisch zu untersuchen, wurde

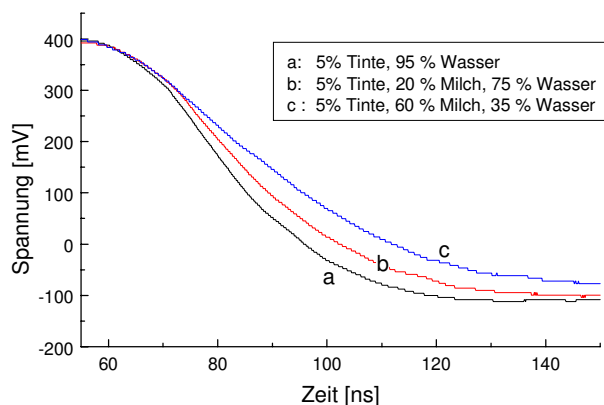


Abbildung 52: Darstellung des Einflusses der optischen Streuung auf den zeitlichen Druckverlauf. Eine Erhöhung der Milchkonzentration und damit des Streukoeffizienten in Gelatinephantomen führt zu einer Erhöhung des Photonennflusses unterhalb der bestrahlten Oberfläche und damit zu einer zeitlichen Verbreiterung des Signals.

der Austausch des Wassers gegen Milch als Trägermedium schrittweise vorgenommen. Die Konzentration der Tinte als Absorbermedium blieb dabei wiederum konstant. Verglichen wurde die mit Wasser angesetzte Probe mit zwei gemischten Proben mit einem Milchanteil von 20 % und 60 %.

Abb. 52 zeigt die abfallenden Flanken der im Reflexionsmodus detektierten Drucktransienten. Die Signale zeigen mit steigender Milchkonzentration der Probe eine kontinuierliche Verbreiterung aufgrund der bereits diskutierten Photonennflußüberhöhung unterhalb der bestrahlten Oberfläche.

Berücksichtigung aller signalverändernden Einflüsse

In den vorangegangenen Abschnitten wurden Messungen vorgestellt, die jeweils die Berücksichtigung eines signalverändernden Effekts erforderten. Die Effekte wurden dadurch im einzelnen sukzessive eingeführt.

In einer letzten hier vorgestellten Messung wurden bewußt sämtliche Effekte, die sich auf die detektierte Signalform auswirken können, bei der Konzeption eines Gewebephantoms einbezogen. Diese Bestrahlungssprobe wurde nach den sich daraus ergebenden Anhaltspunkten aus vier einzelnen Schichten präpariert.

Die Effekte sind im einzelnen folgende (bezüglich quantitativer Angaben vgl. Tab. 2):

- **Intensitätsverlauf des Lasers.** Für die am stärksten absorbierende Schicht beträgt die akustische Relaxationszeit 70 ns. Demgegenüber ist die Laserpulsdauer von 12 ns nicht vernachlässigbar, so daß die sich aus der Lichtverteilung ergebende Transferfunktion mit der zeitlichen Laserpulsform gefaltet wird.
- **Optoakustische Diffraction.** Die Diffractionslänge für die untere und gleichzeitig am stärksten absorbierende Schicht beträgt 9,5 mm. Die Dicke der darüber liegenden Schichten von 1,0 mm ist demgegenüber ebenfalls nicht gering, so daß mit der Entstehung von Kompressionsphasen im Signal gerechnet werden kann.
- **Geschichtete Strukturen.** Bei dieser speziellen Klasse makroinhomogener Medien kommt es zur Ausbildung mehrerer Drucktransienten. Lassen diese sich trennen, so ist eine Differenzierung der Schichten und eine Klassifizierung hinsichtlich ihrer optischen Eigenschaften möglich. Der minimal mögliche Abstand zweier Druckerregerzentren gibt ein Maß für das räumliche Auflösungsvermögen der Meßmethode der optoakustischen Tomographie.
- **Optisch streuende Medien.** Die Streukoeffizienten der beiden oberen Schichten betragen jeweils $\mu_s = 10 \text{ cm}^{-1}$. Die Gelatineschicht ausgenommen, liegt der Absorptionskoeffizient für alle Schichten bestenfalls in der gleichen Größenordnung, in der zweiten Schicht beträgt er nur 10 % des Streukoeffizienten. Eine Berücksichtigung der Streuung und des zuvor beschriebenen signalverbreiternden Einflusses ist somit unerlässlich.

Unter Berücksichtigung der genannten Gesichtspunkte wurde eine Bestrahlungsprobe aus vier Einzelschichten präpariert. Deren Dicke lag jeweils im Bereich einiger 100 μm (vgl. Tab. 2). Die Dicke der letzten Schicht ist irrelevant, sie betrug 10 mm, so daß das applizierte Licht vollständig absorbiert wurde.

Zur Bestrahlung wurde der Farbstofflaser bei 581 nm Wellenlänge mit einer Energiedichte von 150 mJ/cm^2 benutzt. Desweiteren wurde die Messung unter Verwendung eines Drucksensors durchgeführt, dem unmittelbar die in Kapitel 4 beschriebene Verstärkerelektronik nachgeschaltet war. Das Ergebnis ist in Abb. 53 dargestellt und stellt die Leistungsfähigkeit der optoakustischen Tomographie eindrucksvoll unter Beweis.

Tabelle 2: Parameter der aus vier Einzelschichten präparierten Probe

Nr.	Medium	$\mu_a [\text{cm}^{-1}]$	Dicke $d [\mu\text{m}]$	$c_0 \cdot \Delta t [\mu\text{m}]$
1	Silikonstandard	10	250	80
2	Silikonstandard	1	400	330
3	Silikon, 2 % eingefärbt	33	340	300
4	Gelatine, 5 % eingefärbt	95	10000	-

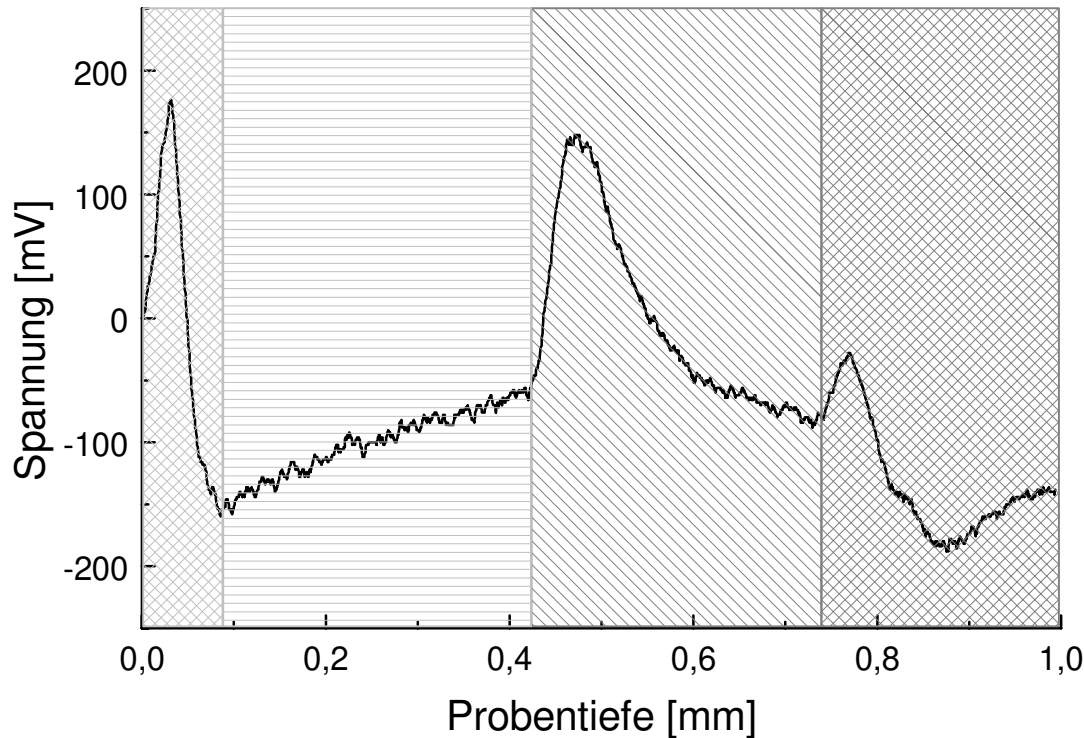


Abbildung 53: An einer aus vier Einzelschichten präparierten Probe bei Bestrahlung mit dem Farbstofflaser bei 581 nm Wellenlänge detektierte Drucktransiente. Die applizierte Energiedichte betrug 150 mJ/cm^2 . Die Dicke und die optischen Eigenschaften der einzelnen Schichten sind in Tabelle 2 aufgeführt.

Der Einfluß der vier zuvor diskutierten Effekte ist in Abb. 53 deutlich erkennbar.

Aufgrund der zur Regulierung des Absorptions- und des Streukoeffizienten verwandten Einlagerungen aus Eisen- und Aluminiumoxid-Partikeln kam es zu einer Erhöhung der Schallgeschwindigkeiten innerhalb der Silikonschichten mit definierten optischen Eigenschaften. Infolge dieser unterschiedlichen Schallgeschwindigkeiten innerhalb der einzelnen Schichten konnte noch keine Simulation des Druckverlaufs durchgeführt werden. Eine Berücksichtigung dieses Umstandes in dem zugehörigen Simulationsalgorithmus steht bevor. Es sei jedoch ausdrücklich bemerkt, daß die Varianz der Schallgeschwindigkeit für unterschiedliche Typen biologischen Gewebes weitaus geringer ist als die innerhalb des hier untersuchten Schichtphantoms, was eine Interpretation von Messungen an biologischem Gewebe demgegenüber erleichtert.

Daß die in Abb. 53 demonstrierte Differenzierung von vier Einzelschichten gelang, konnte auch nach der in Abschnitt 5.1.2 vorgestellten Faustformel prognostiziert werden. Eine Integration über den effektiven optischen Schwächungskoeffizienten μ_{eff} der ersten drei Schichten längs der Laserstrahlachse liefert deren optische Dichte :

$$\int_0^d \mu_{eff}(\zeta) d\zeta = 1,96 \quad (5.1)$$

Dieser Wert liegt noch innerhalb des Grenzwertes von zwei bis drei optischen Eindringtiefen für die oberen Schichten, womit eine Lokalisierung und eine Charakterisierung der unteren Schicht durchführbar ist.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse lassen sich mit der Feststellung zusammenfassen, daß geschichtete Systeme oder Substrukturen nicht nur bezüglich ihrer Dicke, sondern gleichzeitig auch bezüglich ihrer optischen Eigenschaften charakterisiert werden können. Infolge der Existenz derartiger Strukturen in biologischem Gewebe eröffnet sich eine Vielzahl von Möglichkeiten zur Charakterisierung desselben mittels der optoakustischen Tomographie und läßt berechnete Hoffnungen zu, daß sich diese als diagnostisches Instrument in der klinischen Anwendung etablieren wird.

5.3 Messungen an biologischem Gewebe *in vivo*

Um das Potential der optoakustischen Tomographie in der medizinischen Diagnostik zu belegen, wurden *in vivo*-Messungen an biologischem Gewebe vorgenommen.

Diese Messungen geschahen ausschließlich im Reflexionsmodus, da die *klinische* Anwendungsrelevanz des Transmissionsmodus relativ gering ist (vgl. Kap. 4). Dennoch bestätigen die in Abschnitt 5.1.1 vorgestellten Messungen ihre Notwendigkeit bei der Erarbeitung der experimentellen Grundlagen. Für die Signalform gilt wiederum der bereits im letzten Abschnitt festgestellte monopolare Charakter, welcher durch die dem Reflexionsmodus zugrunde liegende Detektionsgeometrie bedingt wird.

Die vorgestellten Messungen belegen, daß eine Differenzierung und Charakterisierung biologischen Gewebes *in vivo* möglich ist. Die Grundlagen für eine Planung und Vorbereitung einer klinischen Studie sind damit geschaffen. Insbesondere für oberflächliche Untersuchungen der Haut mit einer Dicke im mm-Bereich erscheint die Methode der optoakustischen Tomographie sehr geeignet. Klinische Anwendungen auf dem medizinischen Fachgebiet der Dermatologie (Hauterkrankungen und ihre Therapie) sind daher als erfolversprechend zu bewerten.

Detektion eines Hämatoms

Die erste Messung zeigt eine Drucktransiente, die bei optoakustischer Untersuchung eines Hämatoms (Bluterguß) an einer Fingerkuppe detektiert wurde. Bei einem Hämatom handelt es sich um eine durch traumatische Einwirkung entstandene Ansammlung von Blut im Weichteilgewebe. Infolge aufgeplatzter Adern und Kapillargefäße verteilt austretendes Blut sich im umgebenden Gewebeareal und vermischt sich dort mit Gewebeflüssigkeit und eingelagerten Lipiden. Innerhalb einiger Tage bis zu zwei Wochen wird es anschließend abgebaut.

Das Ergebnis der Messung sowie den zwecks Ermittlung der optischen Eigenschaften daran angepaßten Druckverlauf zeigt Abb. 54. Die Drucktransiente weist einen ähnlichen Verlauf auf, wie er schon an einem Gewebephantom aus Gelatine detektiert wurde (vgl. Abb. 49). Zur Bestrahlung wurde auch hier der Farbstofflaser bei 581 nm Wellenlänge verwandt. Die applizierte Energiedichte betrug 105 mJ/cm^2 .

Aus der akustischen Laufzeit des Signals folgte, daß sein Erregerzentrum nahezu unmittelbar unter der Hautoberfläche lag. Somit befand es innerhalb der Epidermis (Oberhaut). Eine Grenze zwischen dem traumatischen Gewebe und der Epidermis konnte nicht lokalisiert werden, da beide sich zu einer amorphen Substanz vermischen.

Über die an die Messung angepaßte Kurve wurde für das Hämatom ein Absorptionskoeffizient von $\mu_a = 116 \text{ cm}^{-1}$ ermittelt. Für den exponentiellen Abfall der Energieflußdichte ergab sich ein Wert von 228 cm^{-1} .

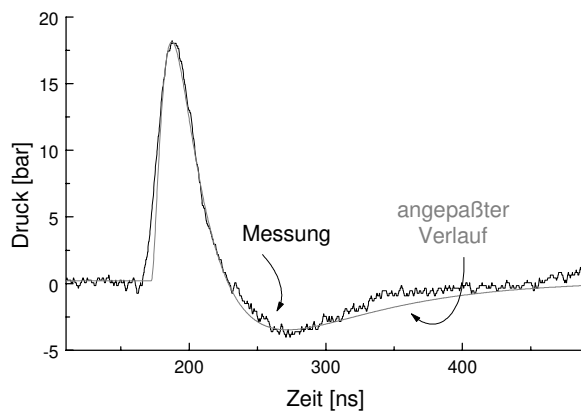


Abbildung 54: Optoakustische Tomographie am lebenden Gewebe (*in vivo*). Dargestellt ist eine an einem Hämatom an der Fingerkuppe detektierte Drucktransiente. Die Bestrahlung erfolgte mittels eines Farbstofflasers bei 581 nm Wellenlänge mit einer applizierten Energiedichte von 105 mJ/cm^2 . Über die angepaßte Kurve ergab sich aus der Messung der Absorptionskoeffizient dieses mit Blut angereicherten Gewebeareals zu $\mu_a = 116 \text{ cm}^{-1}$. Für den exponentiellen Lichtabfall wurde ein Wert von 228 cm^{-1} ermittelt.

Die optischen Eigenschaften eines Hämatoms sind mit einer großen Unsicherheit behaftet. Angaben könnten bestenfalls nur in Abhängigkeit vom Alter des Hämatoms bzw. dem Zeitpunkt des Traumas erfolgen, da sich der Oxygenierungszustand des nicht mehr am Blutkreislauf teilnehmenden Blutes verändert. Auch die Stärke des Traumas und damit die Anzahl geplatzter Gefäße und die Konzentration des im Gewebe eingelagerten Blutes müßten berücksichtigt werden. Darüber hinaus werden allein die optischen Eigenschaften der Epidermis stark durch ihren Pigmentierungsgrad und damit ihre Melaninkonzentration bestimmt. Natürlich auftretende Variationen für gesunde Gewebetypen betragen bis zu 100 %. Eine globale Aussage hinsichtlich der optischen Eigenschaften kann daher nicht getroffen werden. Die statistischen Mittelwerte der Parameter der gemäß der Zusammensetzung eines Hämatoms relevanten Gewebebestandteile sind für einen durchschnittlich pigmentierten weißen Hauttyp in Tab. 3 zusammengestellt [Ver 93, vGe 86]. Dort findet ebenfalls ein Vergleich mit den aus der Messung ermittelten Werten statt.

Da feste tabellarische Werte lediglich punktwiese mit einem Abstand von wenigstens 5 nm Wellenlänge existieren, mußten die in Tab. 3 angegebenen Werte mittels Interpolation gewonnen werden. Der wellenlängenabhängige Verlauf sowie weitere wichtige mechanische und thermische Eigenschaften relevanter Gewebetypen werden in Anhang C diskutiert.

Die optischen Eigenschaften eines Hämatoms sind mit einer großen Unsicherheit behaftet. Angaben könnten bestenfalls nur in Abhängigkeit vom Alter des Hämatoms bzw. dem Zeitpunkt des Traumas erfolgen, da sich der Oxygenierungszustand des nicht mehr am Blutkreislauf teilnehmenden Blutes verändert. Auch die Stärke des Traumas und damit die Anzahl geplatzter Gefäße und die Konzentration des im Gewebe eingelagerten Blutes müßten berücksichtigt werden. Darüber hinaus werden allein die optischen Eigenschaften der Epidermis stark durch ihren Pigmentierungsgrad und damit ihre Melaninkonzentration bestimmt. Natürlich auftretende Vari-

Tabelle 3: Optische Eigenschaften der Gewebebestandteile eines Hämatoms, Blut und Epidermis, bei 581 nm Wellenlänge sowie die aus der Messung ermittelten Werte

	μ_a [cm ⁻¹]	μ_s [cm ⁻¹]	g [1]	μ_s' [cm ⁻¹]	μ_{eff} bzw. μ_{tr} [cm ⁻¹]
Blut	273	468	0,995	234	507
Epidermis	19	475	0,789	100	82
Meßergebnis	116	-	-	112	228

Bei der Wellenlänge von 581 nm weist Blut einen hohen optischen Absorptionskoeffizienten von nahezu 300 cm⁻¹ auf. Unterschiedliche optische Messungen zeigen Variationen von 250 bis 300 cm⁻¹ [Ver 93, vGe 86]. Der Wert für die Epidermis liegt hingegen eine Größenordnung darunter. Mit 116 cm⁻¹ wurde bei der in Abb. 54 gezeigten Messung ein Wert ermittelt, der auf eine erhöhte Blutkonzentration in der Epidermis schließen läßt. Der neben der Absorption von der Streuung bestimmte exponentielle Lichtabfall in dem bestrahlten Volumen untermauert diesen Rückschluß.

Bei der Betrachtung des exponentiellen Lichtabfalls in den einzelnen Bestandteilen muß stets berücksichtigt werden, daß dieser sich für Epidermis aus der Diffusionstheorie als der effektive Schwächungskoeffizient μ_{eff} ergibt, da hier näherungsweise $\mu_s' \gg \mu_a$ erfüllt ist (vgl. Kap. 2). Die Absorption von Blut ist hingegen so stark, daß die Diffusionstheorie nicht mehr gültig sein kann. Eine eindeutige Berechnung des exponentiellen Lichtabfalls kann in diesem Fall nicht erfolgen, mittels des als Summe des Absorptionskoeffizienten und des reduzierten Streukoeffizienten definierten reduzierten Strahlungstransportkoeffizienten $\mu_{tr} := \mu_a + \mu_s'$ ist lediglich eine Approximation möglich.

Detektion dermatologischer Substrukturen

Eine zweite Untersuchung an Haut *in vivo* wurde am Unterarm im Bereich der Venen vorgenommen. Die gesamte, aus Epidermis (Oberhaut), Dermis (Lederhaut) und Unterhaut (hauptsächlich Fettgewebe) bestehende Haut ist bis zu 4 mm dick [Lip 75, Psc 94]. Die Dicke der Epidermis kann dagegen selbst an mechanisch stark beanspruchten Körperstellen nur bis zu 500 µm betragen. An Körperstellen mit sehr dünner Haut liegt sie bei einigen 10 bis 100 µm. Die Messung ist in Abb. 55 dargestellt. An dem zwei Maxima aufweisenden zeitlichen Verlauf der detektierten Drucktransiente ist deutlich die Existenz einer Substruktur in der Haut erkennbar. Wie aus einer Betrachtung der zeitlichen Dauer der ersten Transiente hervorgeht, liegt diese unmittelbar unter der hier 100 µm dicken Epidermis. Ihr Absorptionskoeffizient ist gegenüber dem der Epidermis um einen Faktor von 1,7 erhöht. Daraus erwächst die Vermutung, daß sich hier Bestandteile schwach oxygenierten Blutes befinden.

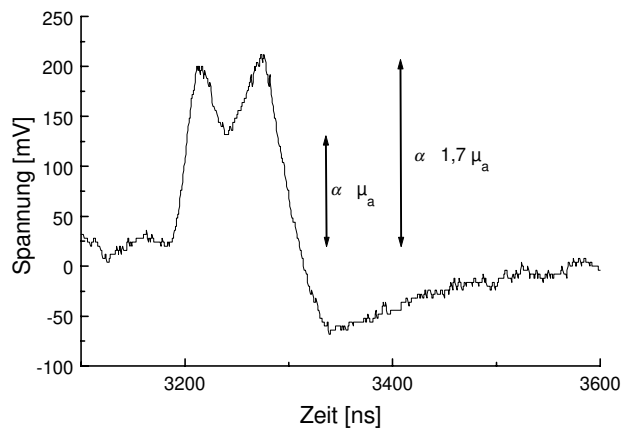


Abbildung 55: *Optoakustische Tomographie am Unterarm im Bereich der Venen in vivo. Die Parameter des bestrahlenden Farbstofflasers sind identisch mit denen aus der zuvor beschriebenen Messung (vgl. Abb. 54). Erkennbar sind zwei von unterschiedlichen Erregerzentren induzierte Drucktransienten. Die aus der Dauer der ersten Transiente ermittelte Dicke der Epidermis an dieser Stelle liegt bei $100 \mu\text{m}$. Der Absorptionskoeffizient der darunter liegenden Substruktur ist um etwa einen Faktor 1,7 höher als der der Epidermis und liegt somit um 32 cm^{-1} .*

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen zeigen insbesondere hinsichtlich klinischer Anwendungen in der Dermatologie gute Erfolgsaussichten der Gewebedifferenzierung und -charakterisierung mit Hilfe der Methode der optoakustischen Tomographie. Eine Beschreibung weiterer in nächster Zukunft anstehender Projekte bezüglich klinischer Anwendungen dieses Meßverfahrens wird im Ausblick in Kapitel 6 gegeben.

Kapitel 6

Schlußfolgerungen und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden sämtliche Grundlagen für eine Konzeption eines aktiven Kontrollmechanismus zur Überwachung des Gewebezustands und zur Steuerung lasermedizinischer Behandlungsabläufe erarbeitet. Die zu diesem Zweck entwickelte Diagnosemethode der optoakustischen Tomographie basiert auf der Detektion und Interpretation optisch erzeugter transients Drucksignale im zu untersuchenden Areal. Das Verfahren zeichnet sich durch einen vollständig zerstörungsfreien und nicht invasiven Charakter aus. Aufgrund der hohen Empfindlichkeit der entwickelten Drucksensoren und der Möglichkeit einer allgemeinen Signalbeschreibung mittels des Auswertungsalgorithmus sind die an den bestrahlenden Laser und die Detektionsgeometrie zu stellenden Anforderungen dabei sehr gering. Lediglich eine Laserpulsdauer unterhalb der thermischen Relaxationszeit nach (3.8) ist erforderlich. Die damit verbundene Bedingung des thermischen confinement ist jedoch selbst bei optischen Eindringtiefen von nur 10 μm noch für Laserpulsdauern im μs -Bereich sehr gut erfüllt, so daß diese Forderung praktisch keinen limitierenden Faktor darstellt.

Da die meßtechnischen Grundlagen ebenso wie die Algorithmen zur Rekonstruktion des Gewebezustands mit dem Abschluß dieser Arbeit existieren, bedarf es in den Nachfolgeprojekten der Realisierung einer schnellen rechnergestützten Meßwerterfassung und -verarbeitung, um ein den Laser steuerndes Rückkopplungssignal zu erhalten. Hinsichtlich der Datenverarbeitung genügt zu diesem Zweck die Verwendung einer Oszilloskop-Einsteckkarte mit einer Bandbreite von 150 MHz und einer Sampling-Rate im Bereich einiger 100 GSa/s.

Des weiteren muß in einer umfangreichen klinischen Studie die erhöhte Erfolgsquote lasermedizinischer Eingriffe unter Verwendung eines derartigen Kontrollmechanismus nachgewiesen werden. Hierzu wäre eine Multi-Center-Studie hilfreich, um in Zusammenarbeit mit mehreren behandelnden Ärzten zum einen deren unterschiedliche Erfahrungen zu vergleichen und zum anderen eine hinreichend aussagekräftige Statistik behandelter Patienten erstellen zu können.

Erste Messungen an menschlicher Haut *in vivo* belegen bislang das hohe Anwendungspotential der optoakustischen Tomographie zur Differenzierung und Charakterisierung lebendigen biologischen Gewebes in der medizinischen Diagnostik. Aufbauend auf den dabei gewonnenen Erfahrungen wurde im Rahmen dieser Arbeit bereits ein erstes Konzept entwickelt, welches eine kontrollierte Behandlung der Augenerkrankung des Glaukoms ("Grüner Star") ermöglicht.

Anhand dieses Beispiels soll im folgenden stellvertretend für die möglichen Anwendungsfelder die Methode der Echtzeitsteuerung medizinischer Laserstrahlquellen erläutert werden.

Das Glaukom wird von einer Überhöhung des Augeninnendrucks begleitet. Daraus resultieren Alterationen des Sehnervs, die zu Gesichtsfeldverlusten bis hin zur Erblindung führen können. Neben diabetischen Netzhaut- und Glaskörpererkrankungen stellt das Glaukom in der industrialisierten Welt die häufigste Ursache für Erblindung dar. Durchschnittlich sind 2 % der Bevölkerung von dieser Krankheit betroffen. Dieser Anteil erhöht sich mit zunehmendem Alter auf bis zu 7 %. Die absolute Anzahl der Patienten wird durch die Verlagerung der Altersstruktur in der Bevölkerung zu höherem Lebensalter hin weiter zunehmen. Gegenwärtig existiert keine Behandlungsmethode, welche mit akzeptabler Wahrscheinlichkeit eine erfolgreiche Therapie des Glaukoms versprechen könnte. Aus Mangel an Alternativen werden bestehende Therapieformen dennoch ungeachtet ihrer geringen Erfolgsaussichten derzeit angewandt, um eine drohende Erblindung zu verhindern.

Zum jetzigen Zeitpunkt wird das Verfahren der Zyklphotokoagulation nach erfolglosen Versuchen einer medikamentösen Glaukomtherapie und einer fistulierenden Operation angewandt [Glo 94, Kra 77, Ley 91]. Die Erfolgsaussichten sind dabei ebenfalls gering.

Mit Hilfe eines Nd:YAG- oder eines Diodenlasers werden Teile des Ziliarkörpers koaguliert, um die Kammerwasserproduktion zu reduzieren und damit den Augeninnendruck zu senken. Eine patientenspezifische Dosierung der Laserstrahlung oder gar eine aktive Beeinflussung der Behandlungsparameter durch den Operateur während der Therapie ist bei dieser Behandlungsform derzeit nicht möglich.

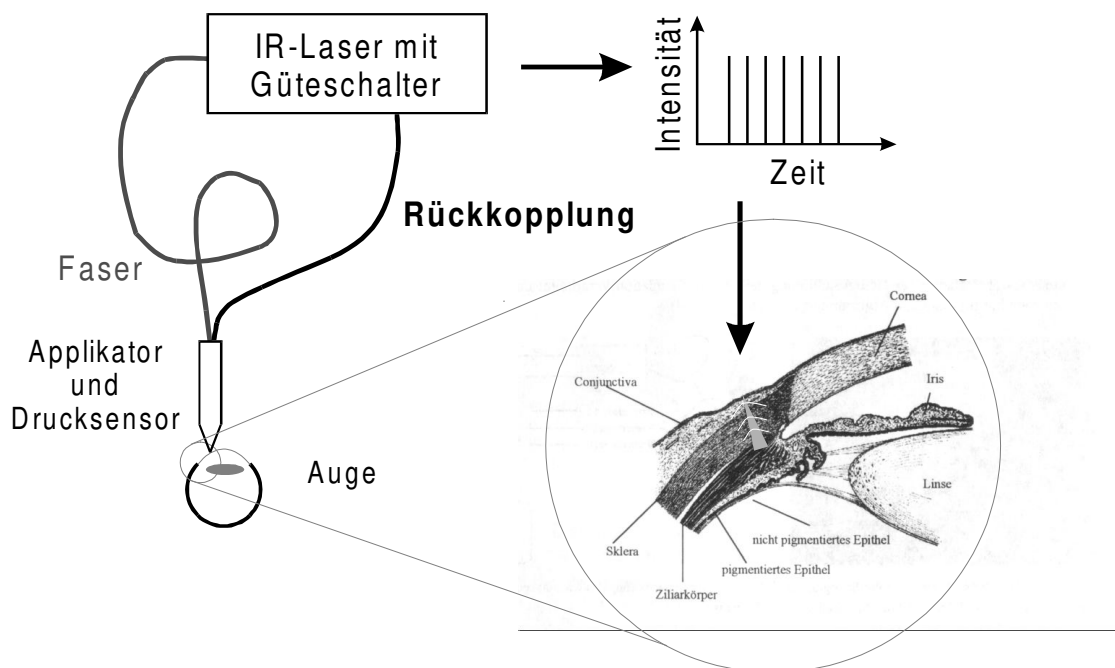


Abbildung 56: Konzept zum Versuchsaufbau zur kontrollierten Zyklphotokoagulation. In der klinischen Anwendung werden die Signalaufnahme und -interpretation sowie die Rückkopplungseinheit durch ein in den Therapielaser integriertes "Embedded PC-System" ersetzt.

Zum einen ist eine direkte Lokalisierung des Zielgewebes aufgrund der schlechten optischen Zugänglichkeit der Operationszone nicht möglich. Darüber hinaus beträgt die Behandlungsdauer nur einige 100 ms und ist damit für menschliche Reaktionszeiten zu kurz. Die Dosimetrie der applizierten Laserstrahlung basiert dabei lediglich auf Erfahrungswerten des behandelnden Operateurs. Infolge daraus resultierender Unter- oder Überdosierungen der Laserleistung wird die Zuverlässigkeit der Zyklphotokoagulation stark beeinträchtigt.

Eine optoakustische Überwachung des Koagulationszustandes des Ziliarkörpers während der Therapie und eine damit verbundene hinreichend schnelle Regelung der Laserstrahlparameter würde die Zuverlässigkeit und Reproduzierbarkeit der Behandlung erheblich steigern. In Abb. 56 ist ein dazu denkbare Gesamtkonzept skizziert.

Die von einer Abfolge kurzer Pulse des Diagnoselasers induzierten Drucktransienten geben Aufschluß über die optischen Eigenschaften und damit den Koagulationszustand des Ziliarkörpers. Über eine Rückkopplung zum Therapielaser ermöglichen sie somit eine Steuerung der Behandlungsparameter. Die damit verbundenen erhöhten Erfolgsaussichten der Behandlung würden gleichzeitig eine Steigerung der Akzeptanz des Verfahrens bei den behandelnden Ärzten bewirken. Die Zyklphotokoagulation könnte infolgedessen den Status einer verhältnismäßig einfach durchzuführenden Routineoperation mit prognostizierbarem Ausgang erlangen.

Die Kosten einer solchen Behandlung sowie Folgekosten, die durch nicht sachgemäß oder gar nicht behandelte Glaukompatienten mit Anspruch auf Nach- und Fürsorge entstehen, würden drastisch gesenkt. Dies hätte eine spürbare Entlastung des Gesundheits- sowie des Rentenwesens zur Folge.

Neben der Behandlungsform der Zyklphotokoagulation erscheint die entwickelte Diagnosemethode der optoakustischen Tomographie insbesondere für oberflächennahe Untersuchungen der Haut mit einer Dicke im mm-Bereich sehr geeignet. Klinische Anwendungen als Kontrollinstrument auf dem medizinischen Fachgebiet der Dermatologie (Hauterkrankungen und ihre Therapie) sind daher ebenfalls als erfolgversprechend zu bewerten. In diesem Zusammenhang sind sämtliche Therapieformen zu nennen, bei denen eine gezielte Koagulation oder das selektive Abtragen von Gewebe notwendig ist, wie beispielsweise die Behandlung von Feuermalen oder die Tumorsektion. Für derartige laserchirurgische Eingriffe kann auf der Basis der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse sowohl eine erleichterte Anwendung als auch eine zuverlässigere Vorhersage der Behandlungsergebnisse prognostiziert werden.

Kapitel 7

Literaturverzeichnis

- [Abr 92] Abraham V;
Kurzzeitphotographische Untersuchung der IR-Photoablation;
Diplomarbeit (unveröffentlicht), Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn (1992)
- [Akh 89] Akhmanov SA, Gusev VE, Karabutov AA;
Pulsed laser optoacoustics: Achievements and Perspective;
Infrared Physics **29**(2-4), 815-838 (1989)
- [Alt 97] Altshuler GB, Belikov AV, Erofeev AV,;
Multiwave technologies in laser dentistry;
Proc. SPIE **2922** (1997)
- [And 96] Andersson M, Edner H, Ferrara R, Hernandez A, Maserti BE, Ragnarson P, Svanberg S;
Atmospheric mercury emissions from the Almaden cinnabar mining area;
Proc. of the 18th International Laser Radar Conference (ILRC), 415-418 (1996)
- [B&K 95] Brüel & Kjær;
Datenblatt Kondensatormikrofonkapseln;
Brüel & Kjær GmbH (1995)
- [Bac 82] Bacon DR;
Characteristics of a pvdf membrane hydrophone for use in the range 1-100 MHz;
IEEE Trans.Son.Ultrason., Vol.**SU-29**, No.1,18-25 (1982)
- [Bak 78] Bakhvalov NS, Zhileikin YM, Zabolotskaya EA, Kokhlov RV;
Propagation of finite-amplitude sound beams in a dissipative medium
Sov.Phys.Acoust. **24**(4), 271 (1978)
- [Bak 87] Bakhvalov NS, Zhileikin YM, Zabolotskaya EA;
Nonlinear theory of acoustic beams;
AIP Press New York (1987)
- [Bel 80] Bell AG;
On the production and reproduction of sound by light;
Am.J.Sci. **20**, 305-324 (1880)

- [Bel 81] Bell AG;
Upon the production of sound by radiant energy;
Phil.Magn. **11**(68), 510-528 (1881)
- [Ber 61] Bergmann L, Schaefer C;
Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. II: Elektrizitätslehre;
4. Auflage, Walter de Gruyter & Co. Berlin (1961)
- [Ber 62] Bergmann L, Schaefer C;
Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. III: Optik und Atomphysik;
4. Auflage, Walter de Gruyter & Co. Berlin (1962)
- [Ber 89] Berlien HP, Müller G;
Angewandte Lasermedizin;
ecomed (1989)
- [Bij 96] Bijnen FGC, Harren FJM, Hackstein JHP, Reuss J;
Intracavity CO laser photoacoustic trace gas detection: Cyclic CH₄, H₂O and CO₂ emission by
cockroaches and scarab beetles;
Appl.Opt. **35**(27), 5357-5368 (1996)
- [Bou 86] Boulnois JL
Photophysical processes in recent medical laser developments: a review;
Lasers in Medical Science **1**, 47-66 (1986)
- [Bor 65] Born M, Wolf E;
Principles of optics;
Pergamon Press (1965)
- [Bra 94] Brackmann U;
Lambdachrome® Laser Dyes;
Lambda Physik GmbH Göttingen (1994)
- [Bre 75] Brenig W;
Statistische Theorie der Wärme;
Springer Berlin, Heidelberg, New York (1975)
- [Bri 92] Brigham EO;
FFT: schnelle Fourier-Transformation;
Oldenbourg (1992)
- [Bro 97] Bronstein IN, Semendjajew KA, Musiol G, Mühlig H;
Taschenbuch der Mathematik, 3. Auflage;
Harri Deutsch (1997)
- [Bur 78] Burmistrova LV, Karabutov AA, Portnyagin A, Rudenko O, Cherepetskaya E;
Method of transfer functions in problems of thermo-optical sound generation;
Sov.Phys.Acoust. **24**(5), 369 (1978)
- [Cas 67] Case KM, Zweifel PF;
Linear Transport Theory;
Addison-Wesley; Reading, MA (1967)

- [Cha 60] Chandrasekhar S;
Radiative Transfer;
Dover Publications, New York (1960)
- [Cha 73] Champeney DC;
Fourier transforms and their physical applications;
Academic Press (1973)
- [Cha 85] Champeney DC;
Fourier transforms in physics;
Hilger (1985)
- [Cha 87] Champeney DC;
A Handbook of Fourier theorems;
Cambridge University Press (1987)
- [Dav 85] Davis GM, Gower MC, Fotakis C, Efthimiopoulos T, Argyrakis P;
Spectroscopic studies of ArF laser photoablation of PMMA;
Appl. Phys A **36**, 27-30 (1985)
- [Dem 77] Demtröder W;
Grundlagen und Techniken der Laserspektroskopie;
Springer Berlin (1977)
- [Dör 95] Dörbecker C, Lubatschowski H, Lohmann S, Ruff C, Kermani O, Ertmer W;
Influence of the ablation plume on the removal process during ArF-excimer laser photoablation;
Proc.SPIE **2632**, 2-9 (1995)
- [Dre 85] Dreyfus RW, Srinivasan R;
Laser induced fluorescence studies on ultraviolet laser ablation of polymers;
Proc.Seventh Int. Conf. on Laser Spectr., Springer-Verlag p.445 (1985)
- [Duc 90] Duck F A;
Physical properties of tissue;
Academic Press, London-New York-Tokio (1990)
- [Ert 96] Ertmer W, Lubatschowski H, Lohmann S, Olmes A, Kuschnerreit R, Abraham V, Kermani O, Krieglstein GK;
Entstehung, Ausbreitung und Auswirkungen photoakustischer Schockwellen bei Anwendung der Photoablation am Auge;
DFG-Abschlußbericht Er113/9 (1996)
- [Fay 76] Fay B;
Numerische Berechnung der Beugungsverluste im Schallfeld von Ultraschallwandlern;
Acustica **36**, 209-213 (1976)
- [Fay 89a] Fay B, Ludwig G, Reimann HP;
Determination of the sensitivity of Ultrasonic Contact Transducers;
Acustica **69**, 73-84 (1989)

- [Fay 89b] Fay B, Ludwig G, Langkjaer C;
Transfereigenschaften von PVDF-Nadelhydrophonen
Interner Bericht der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) (1989)
- [Fay 92] Fay B, Lewin PA, Ludwig G, Sessler GM, Yang G;
The influence of spatial polarization distribution on spot poled PVDF membrane hydrophones;
US in Med.&Biol. **18**, 625-635 (1992)
- [Fri 76] Frizzell LA, Carstensen EL, Dyro JF;
Shear properties of mammalian tissues at low megahertz frequencies;
J.Ac.Soc.Am. **60**, 1409-1411 (1976)
- [Gai 92] Gaitan DF, Crum LA, Church CC, Roy RA;
J.Ac.Soc.Am. **91**, 3166 (1992)
- [Gau 67] Gauster WB, Habing DH;
Electronic volume effects in silicon;
Phys.Rev.Lett. **18**(24), 1058 (1967)
- [Ger 58] Gerthsen C;
Physik;
5. Auflage, Springer-Verlag Berlin (1958)
- [Glo 94] Gloor B;
Glaukomchirurgie im Detail;
Enke Stuttgart (1994)
- [Gom 98] Gompf B, Eisenmenger W;
Sonolumineszenz: 100 ps-Blitze aus einer Gasblase;
Phys.Bl. **54**(3), 231-233 (1998)
- [Gus 92] Gusev V, Karabutov A;
Laser Optoacoustics;
AIP Press New York (1992)
- [Hal 73] Hale GM, Querry MR;
Optical constants of water in the 200 nm to 200 μ m wavelength region;
Appl.Opt. **12**(3), 555-563 (1973)
- [Hal 93] Haller A;
Spektroskopische Untersuchungen zur ArF-Laserablation von organischen Polymeren;
Diplomarbeit (unveröffentlicht); Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn (1993)
- [Hen 41] Henyey LG, Greenstein JL;
Diffusion radiation in the galaxy;
Astroph.J., 70-83 (1941)
- [Hil 98] Hiller S;
Optoakustische Bildgebung zur Differenzierung biologischen Gewebes;
Diplomarbeit (in Vorbereitung), Institut für Quantenoptik der Universität Hannover (1998)

- [Hög 97a] Högele A, Ziolek C, Lubatschowski H, Lohmann S, Welling H, Olmes A, Ertmer W;
FTIR-Q-switched 3 μm erbium laser for applications in laser surgery;
Laser und Optoelektronik **29**(2), 45-51 (1997)
- [Hög 97b] Högele A;
Entwicklung gepulster Erbium-Festkörperlaser bei 2,70 - 2,94 μm für Anwendungen in der Lasermedizin;
Dissertation, Institut für Quantenoptik der Universität Hannover (1997)
- [Hon 93] Hongping G, Qihong L, Chen SC, Cheung NH, Wang ZY, Lin PK;
Beam-deflection study of shock wave formation and propagation in gas ambient during uv laser ablation of solid material;
Opt.Comm. **98**, 220-224 (1993)
- [Ish 78] Ishimaru A;
Wave Propagation and Scattering in Random Media, Vol. 1;
Academic Press (1978)
- [Kam 90] Kaminski W;
Hyperbolic heat conduction equation for materials with a nonhomogeneous inner structure;
Journal of Heat Transfer **112**, 555 (1990)
- [Kar 77] Karabutov AA, Lapshin EA, Panasenko GP, Rudenko OV;
Nonlinear effects in the excitation of sound by laser radiation;
Proc. Ninth All-Union Acoustics Conf., Sec. **Ch**, Moskau, 29 (1977)
- [Kar 79a] Karabutov A, Rudenko O, Cherepetskaya E;
Theory of the thermo-optical generation of nonsteady acoustic fields;
Sov. Phys. Acoust. **25**(3), 218 (1979)
- [Kar 95a] Karabutov AA, Letokhov VS, Podymova NB;
Time-resolved opto-acoustic tomography of inhomogeneous media;
Proc.SPIE **2389**, 209-217 (1995)
- [Kar 95b] Karabutov AA, Podymova NB, Letokhov VS;
Time-resolved optoacoustic measurement of absorption of light by inhomogeneous media;
Appl.Opt. **34**(9), 1484 (1995)
- [Kar 96] Karabutov AA, Podymova NB, Letokhov VS;
Time-resolved laser optoacoustic tomography of inhomogeneous media;
Appl.Phys.B **63**, 545-563 (1996)
- [Kas 96] Kaschke M, Jess H;
Optische Tomographie: NIR-Phasen- und Modulationsverfahren in der funktionalen und bildgebenden Diagnostik;
Abschlußbericht zum BMBF-Vorhaben 13N6281/1 (1996)
- [Kei 93] Keijzer M;
Light transport for medical laser treatments;
Dissertation, Delft (1993)

- [Ker 96] Kermani O, Lubatschowski H, Dörbecker C, Lohmann S, Ertmer W;
Characterization of the removal process on ArF-Excimer laser photoablation influenced by the ablation plume;
ARVO-Abstr.Invest.Ophthalmol.Vis.Sci. **37**(4), 2604 (1996)
- [Kne 89] Kneubühl FK, Sigrist MW;
Laser;
Teubner Studienbücher Physik (1989)
- [Kof 96] Kofler M;
Maple V Release 4: Einführung und Leitfaden für den Praktiker;
Addison-Wesley (1996)
- [Koh 86] Kohlrausch F;
Praktische Physik;
Teubner Stuttgart (1986)
- [Kop 89] Kopitzki K;
Einführung in die Festkörperphysik;
Teubner Studienbücher Physik (1989)
- [Kra 77] Krasnov MM;
Mikrochirurgie der Glaukome;
Georg Thieme Leipzig (1977)
- [Kuk 94] Kukreja LM, Hess P;
Photoacoustic detection of the decomposition kinetics of polymers:
Interpretation of acoustic signals;
Appl. Surface Sc. **79/80**, 399-402 (1994)
- [Kus 94] Kuschnereit R;
Mechanische und hydrodynamische Effekte der IR-Photoablation;
Diplomarbeit (unveröffentlicht); Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn (1994)
- [Kut 62] Kuttruff H;
Acustica **12**, 230 (1962)
- [Kut 88] Kuttruff H;
Physik und Technik des Ultraschalls;
S. Hirzel Verlag Stuttgart (1988)
- [Lan 78] Landau LD, Lifschitz EM;
Lehrbuch der theoretischen Physik VI: Hydrodynamik;
Akademie-Verlag Berlin (1978)
- [Lan 79] Landau LD, Lifschitz EM;
Lehrbuch der theoretischen Physik V: Statistische Physik (Teil 1);
Akademie-Verlag Berlin (1979)

- [Lan 80] Landau LD, Lifschitz EM;
*Lehrbuch der theoretischen Physik IX: Statistische Physik
(Teil 2: Theorie des kondensierten Zustandes);*
Akademie-Verlag Berlin (1980)
- [Lan 89] Landau LD, Lifschitz EM;
Lehrbuch der theoretischen Physik VII: Elastizitätstheorie;
Akademie-Verlag Berlin (1989)
- [Lan 92] Landau LD, Lifschitz EM;
Lehrbuch der theoretischen Physik II: Klassische Feldtheorie;
Akademie-Verlag Berlin (1992)
- [Ley 91] Leydhecker W;
Die Glaukome in der Praxis;
Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York (1991)
- [Lip 75] Lippert H;
Anatomie;
Urban und Schwarzenbeck-Verlag (1975)
- [Loh 95a] Lohmann S, Olmes A, Lubatschowski H, Frenz M, Ertmer W;
Charakterisierung laserinduzierter Drucksignale unter Verwendung piezoelektrischer Folien;
Lasermedizin **11**, 111 (1995)
- [Loh 95b] Lohmann S, Olmes A, Lubatschowski H, Ertmer W;
Characterization of laser-induced pressure transients by means of piezoelectric PVDF-films;
Proc.SPIE **2624**, 83-92 (1995)
- [Loh 95c] Lohmann S;
Untersuchung laserinduzierter Drucktransienten bei der UV-Photoablation organischer Polymere;
Diplomarbeit (unveröffentlicht), Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn (1995)
- [Loh 96] Lohmann S, Ruff C, Lubatschowski H, Schmitz C, Ertmer W;
Photoacoustic determination of optical parameters of biological tissue;
Proc.SPIE **2923** (1996)
- [Loh 97a] Lohmann S, Ruff C, Schmitz C, Lubatschowski H, Ertmer W;
Photoacoustic determination of optical parameters of tissue-like media;
Lasers in Medical Science **12**, 357-363 (1997)
- [Loh 97b] Lohmann S, Zacher M, Schmitz C, Lubatschowski H, Ertmer W;
Characterization of tissue-like media using the photoacoustic method;
Proc.SPIE **3195** (1997)
- [Lub 94] Lubatschowski H;
Untersuchungen zur Photoablation biologischer Gewebe;
Dissertation; Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn (1994)

- [Mad 92] Madsen SJ, Patterson MS, Wilson BC;
The use of india ink as an optical absorber in tissue-simulating phantoms;
Phys.Med.Biol. **37**(4), 985-993 (1992)
- [Man 92] Mandelis A;
Principles and perspectives of photothermal and photoacoustic phenomena;
Elsevier (1992)
- [Man 94] Mandelis A;
Non-destructive evaluation (NDE);
Prentice Hall (1994)
- [Mie 08] Mie G;
Ann. Physik **25**, 377 (1908)
- [Mül 85] Müller M, Platte M;
Einsatz einer breitbandigen Piezodrucksonde auf PVDF-Basis zur Untersuchung konvergierender Stoßwellen im Wasser;
Acustica **58**, 215-222 (1985)
- [Nau 94] Naugol'nykh KA, Ostrovsky LA;
Nonlinear acoustics;
AIP Press New York (1994)
- [Nov 83] Novikov BK, Rudenko OV, Timoshenko VI;
Nonlinear Hydroacoustics;
AIP Press New York (1983)
- [Now 78] Nowacki KW;
Stress waves in non-elastic solids;
Pergamon Press (1978)
- [Now 86] Nowacki KW;
Thermoelasticity;
Pergamon Press (1986)
- [Olm 93] Olmes A;
Photoakustische Untersuchungen zur Photoablation organischer Polymere mit einem ArF-Excimerlaser;
Diplomarbeit (unveröffentlicht); Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn (1993)
- [Olm 97a] Olmes A, Lohmann S, Lubatschowski H, Ertmer W;
An improved method of measuring laser induced pressure transients ;
Appl.Phys.B **64**, 677-682 (1997)
- [Olm 97b] Olmes A;
Modellierung der Infrarot-Photoablation biologischer Weichgewebe;
Dissertation, Institut für Quantenoptik der Universität Hannover (1997)

- [Ora 93] Oraevsky AA; Jaques SL; Tittel FK;
Determination of tissue optical properties by piezoelectric detection of laser-induced stress waves;
Proc.SPIE **1882**, 86-101 (1993)
- [Ora 94a] Oraevsky AA, Jaques SL, Esenaliev RO, Tittel FK;
Laser-based optoacoustic imaging in biological tissues;
Proc.SPIE **2134A**, 122 (1994)
- [Ora 94b] Oraevsky AA, Esenaliev RO, Jaques SL, Tittel FK;
Direct measurement of laser fluence distribution and optoacoustic imaging in heterogeneous tissues;
Proc.SPIE **2323**, 37 (1994)
- [Ora 94c] Oraevsky A, Esenaliev R, Jaques S, Tittel F;
Mechanism of precise tissue ablation with minimal side effects (under confined stress conditions of irradiation);
Proc.SPIE **2323**, 250 (1994)
- [Ora 95] Oraevsky A, Esenaliev R, Jaques S, Thomsen S, Tittel F;
Lateral and z-axial resolution in laser optoacoustic imaging with ultrasonic transducers;
Proc.SPIE **2389**, 198-208 (1995)
- [Ora 96] Oraevsky A, Esenaliev R, Tittel F, Ostermeyer M, Wang L, Jaques SL;
Laser opto-acoustic imaging of turbid media: Determination of optical properties by comparison with diffusion theory and Monte Carlo simulation;
Proc.SPIE **2681**, 277-284 (1997)
- [Ora 97] Oraevsky AA, Jaques SL, Tittel F;
Measurement of tissue optical properties by time-resolved detection of laser-induced transient stress;
Appl.Opt. **36**(1), 402 (1997)
- [Ost 98] Ostermeyer M;
Light-transport in inhomogeneous biological tissue;
Dissertation, Institut für Quantenoptik der Universität Hannover (1998)
- [Pal 96] Paltauf G, Schmidt-Kloiber H;
Modeling and experimental observation of photomechanical effects in tissue-like media;
Proc. SPIE **2391**, 403 (1996)
- [Pal 97] Paltauf G, Schmidt-Kloiber H;
Measurement of laser-induced acoustic waves with a calibrated optical transducer;
J.Appl.Phys. **82**(4), 1525-1531 (1997)
- [Pau 88] Pausewang H;
Experimente zur Therapie der Arteriosklerose mittels gepulster UV-Laserstrahlung;
Diplomarbeit (unveröffentlicht); Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn (1988)
- [Pra 88] Prael SA;
Light transport in tissue;
Thesis, Univ. of Texas at Austin; UMI (1988)

- [Psc 94] Pschyrembel W, Dornblüth O, Hildebrandt H, Zink C;
Klinisches Wörterbuch;
de Gruyter Berlin, New York (1994)
- [Ray 77] Rayleigh L;
Theory of sound;
Macmillan London (1877)
- [Rön 81] Röntgen WC;
Phil.Magn. **11**(68), 308 (1881)
- [Ros 80] Rosencwaig A;
Photoacoustics and photoacoustic spectroscopy;
Wiley (1980)
- [Ruc 91] Ruck B;
Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik;
AT Verlag Stuttgart (1991)
- [Ruf 96] Ruff C;
Charakterisierung laserinduzierter thermoelastischer Drucktransienten zur Bestimmung der optischen Eigenschaften biologischer Gewebe;
Diplomarbeit (unveröffentlicht), Institut für Quantenoptik der Universität Hannover (1996)
- [San 95a] Sanderson T, Ume C, Jarzynski J;
Hyperbolic heat equations in laser generated ultrasound models;
Ultrasonics **33**(6), 415 (1995)
- [San 95b] Sanderson T, Ume C, Jarzynski J;
Hyperbolic heat conduction effects caused by temporally modulated laser pulses
Ultrasonics **33**(6), 423 (1995)
- [Sch 88] Schoeffmann H, Schmidt-Kloiber H, Reichel E;
Time-resolved investigations of laser-induced shock waves in water by use of polyvinylidene-fluorid hydrophones;
J.Appl.Phys. **63**(1), 46-51 (1988)
- [Sch 98] Schmitz C;
Spektroskopische und strukturelle Untersuchungen biologischen Gewebes mittels Gepulster Photothermischer Radiometrie;
Dissertation (in Vorbereitung), Institut für Quantenoptik der Universität Hannover (1998)
- [Scr 90] Scruby CB, Drain LE;
Laser ultrasonics: techniques and applications;
Hilger (1990)
- [Ses 81] Sessler GM;
Piezoelectricity in polyvinylidene fluoride;
J.Ac.Soc.Am. **70**(6), 1596-1608 (1981)

- [Ses 87] Sessler GM;
Electrets;
Topics in Applied Physics, Vol. 33 (1987)
- [Sig 86] Sigrist MW;
Laser generation of acoustic waves in liquids and gases;
J.Appl.Phys. **60**(7), R83-R121 (1986)
- [Sol 92] Solef;
PVDF-films and sheets;
Solvay Polymere GmbH (1992)
- [Spa 95] Spanner G, Niessner R;
Noninvasive determination of blood constituents using an array of modulated laser diodes and a photoacoustic sensor head;
Fresenius' Journal of Analytical Chemistry **355**(3-4), 327-328 (1995)
- [Spa 96] Spaniol S;
Gewebeoptische Untersuchungen zur Photodynamischen Therapie von Tumoren;
Dissertation, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn (1996)
- [Sri 87a] Srinivasan R, Dyer PE, Braren B;
Far-UV laser ablation of the cornea: Photoacoustic studies;
Lasers Surg. Med. **6**, 514-519 (1987)
- [Sri 87b] Srinivasan R, Braren B, Dreyfus RW;
Ultraviolet laser ablation of polyimide films;
J.Appl.Phys. **61**, 372 (1987)
- [Sut 84] Šutilov, VA;
Physik des Ultraschalls;
Akademie-Verlag Berlin (1984)
- [Sva 95] Svanberg S, Andersson M, Anderson P, Edner H, Johansson J, Ferrara R, Maserti E, Cecchi G, Pantani L, Mazzinghi P, Alberotanza L, Cioni R, Caltabiano T;
Laser monitoring of the environment;
Proc. 12th International Conference on Laser Spectroscopy, 423-426 (1995)
- [Tam 86] Tam AC;
Applications of photoacoustic sensing techniques;
Rev.Mod.Phys. **58**(2), 381-431 (1986)
- [Tho 94] Thomson S, Vijverberg H, Jaques SL, Oraevsky AA;
Optical properties of albino rat skin heated in vitro: Comparison of photoacoustic and integrating sphere measurement techniques;
Proc.SPIE **2134A**, 106-112 (1994)
- [Tyn 81] Tyndall J;
Proc.R.Soc. **31**(208), 307 (1881)

- [Val 88] Valvo;
Piezoxide (PXE): Eigenschaften und Anwendungen;
Hüthig Verlag (1988)
- [Ver 93] Verkruyssen W, Pickering JW, Beek JF, Keijzer M, van Gemert MJC;
Modeling the effect of wavelength on the pulsed dye laser treatment of port wine stains;
Appl.Opt. **32**(4), 393-398 (1993)
- [vGe 86] van Gemert MJC, Welch AJ, Amin AP;
Is there an optimal laser treatment for port wine stains ?;
Lasers Surg.Med. **6**, 76-83 (1986)
- [Wal 97] Wallinder E, Edner H, Ragnarson P, Svanberg S;
Vertically sounding ozone LIDAR system based on a KrF-excimer laser;
Physica Scripta **55**(6), 714-718 (1997)
- [Wan 95a] Wang L, Jacques SL, Zheng L;
MCML - Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues;
Computer methods and programs in biomedicine **47**, 131 (1995)
- [Wel 95] Welch AJ, van Gemert MJC;
Optical-thermal response of laser-irradiated tissue;
Plenum Press, New York (1995)
- [Whe 97] Whetton C;
New Scientist **2109**, 26 (1997)
- [Zac 98] Zacher M;
Laserinduzierte akustische Transienten in der medizinischen Diagnostik;
Diplomarbeit (unveröffentlicht), Institut für Quantenoptik der Universität Hannover (1998)
- [Zel 67] Zel'dovich YA, Raizer YP;
Physics of shock waves and high-temperature phenomena (Vol. I, II);
Academic Press New York - London (1967)
- [Zin 90] Zinke O; Brunswig H;
Lehrbuch der Hochfrequenztechnik;
Springer-Verlag (1990)

Kapitel 8.

Anhang

A Liste der verwandten Symbole

Hinweise:

- Größen, die ausschließlich in Anhang B oder Anhang C benutzt werden, sind in der folgenden Liste nicht aufgeführt.
- Die Variablen, Funktionen und Konstanten sind jeweils in alphabetischer Reihenfolge getrennt nach lateinischen und griechischen Buchstaben geordnet. Vektoren sind **fett** gedruckt.
- Die physikalischen Einheiten sind im SI-System bzw. in sich unmittelbar aus den Basiseinheiten [kg, m, s, A, K, mol] zusammensetzenden Einheiten angegeben, so beispielsweise [N, J, V, W, Pa].
- Es sei darauf hingewiesen daß Winkel dimensionslos sind. Bislang existieren mehrere Systeme zu ihrer Quantifizierung. In der Physik werden ebene Winkel im Bogenmaß [rad] und Raumwinkel in [sr] angegeben. Diese ergeben sich durch eine Projektion auf den Einheitskreis bzw. die Einheitskugel. Aus Gründen der Anschaulichkeit wird im Rahmen dieser Arbeit auch gelegentlich die gängige Nomenklatur Grad [°] mit den Untereinheiten der Bogenminute ['] und der Bogensekunde ["] benutzt.
- Auf eine Angabe der Parameter, von denen die Funktionen abhängen, bzw. der Koordinaten, in denen Sie betrachtet werden, wurde verzichtet. Diese sind aus der Sicht des Autors stets eindeutig dem Zusammenhang entnehmbar. In der Regel sind Funktionen in Abhängigkeit vom Ort r und der Zeit t definiert.
- Da einige sehr fest etablierte Konventionen und Nomenklaturen existieren, sind Redundanzen bei der Benennung einiger Größen unvermeidbar. Auch hier ist die gemeinte Größe im Einzelfall stets klar aus dem Zusammenhang entnehmbar.
- Der Zahlenwert von Konstanten ist jeweils genannt. Bei materialabhängigen Konstanten wird hier exemplarisch der Wert für Wasser unter Normalbedingungen angeführt. Dies sind Atmosphärendruck ($p = 10^5$ Pa) sowie "Zimmertemperatur" ($T = 293$ K).
- Weitere Abhängigkeiten einer Größe, beispielsweise von der Wellenlänge λ , sind im Text bei Einführung der betreffenden Größe erläutert, sofern sie signifikant sind.

Variablen:

A	Strahlquerschnittsfläche [m ²]
A_{Druck}	Fläche, auf die der Druck ausgeübt wird [m ²]
A_{Folie}	aktive Fläche der PVDF-Folie [m ²]
a	charakteristische Skala der örtlichen Intensitätsänderungen (z.B. Strahldurchmesser, optische Weglänge) [m]
a_0	Laserstrahlradius [m]
C_{Folie}	Kapazität der PVDF-Folie [F] = [As/V], bestimmt durch A_{Folie}
C_{Kabel}	Kapazität des Koaxialkabels [F] = [As/V]
C_{Oszi}	Kapazität des Oszilloskop-Eingangs [F] = [As/V]
C_{ges}	Kapazität der gesamten Schaltung aus Folie, Kabel und Oszilloskop [F] = [As/V]
d	durchschnittlicher Abstand zweier Partikel in einem Medium [m]
d_{Abl}	Ablationsrate [m]
df	Flächenelement [m ²]
d_{Folie}	Dicke der PVDF-Folie [m]
I_0	eingestrahlte Intensität [W/m ²]
K_f	akustische Transferfunktion für eine freie Oberfläche
K_r	akustische Transferfunktion für eine feste Oberfläche
k	Wellenzahlvektor [1/m]
k_p	Wärmeleitfähigkeit eines Partikels [W/m K]
L	Diffusionslänge [m]
L_D	Diffractionsparameter [m], gibt die optoakustische Nahfeldlänge an
l	Länge eines Koaxialkabels [m]
N	Photonenanzahl [1]
NA	Numerische Apertur [1], $NA = n \cdot \sin(\Theta/2)$
N_Z	Verhältnis zweier akustischer Impedanzen [1], $N_Z := Z_1/Z_2 = \rho_1 c_1 / \rho_2 c_2$
O	betrachtete geschlossene Oberfläche [m ²]
p_{Photon}	Photonenimpuls [kg m/s]
p_{Strahl}	Impuls des einfallenden Strahls [kg m/s]
R	Reflexionskoeffizient [1], für Übergang von <i>Medium 1</i> nach <i>Medium 2</i> akustisch: bzgl. Druckamplitude, $R = (Z_2 - Z_1)/(Z_2 + Z_1)$ optisch: bzgl. Intensität, $R = (n_2 - n_1)^2 / (n_2 + n_1)^2$
R_{Kabel}	Eingangswiderstand des Koaxialkabels [Ω] = [V/A], = Wellenwiderstand oder Abschlußwiderstand
R_{Oszi}	Eingangswiderstand am Oszilloskop [Ω] = [V/A]
R_p	Radius eines Partikels [m]
r	Ortsvektor [m], $r = (x, y, z)$ bzw. $r = (x_1, x_2, x_3)$ bei Benutzung der EINSTEINSchen Summenkonvention
r_0	fester Ortsvektor [m]
r_{\perp}	lateraler Ortsvektor senkrecht zur Laserstrahlrichtung [m], $r_{\perp} = (x, y)$
r^2	Ortsvektor [m], als Laufvariable zur Substitution in Integralen
S	Empfindlichkeit der Drucksensoren [V/Pa], $S := dU/dp$

S_{korrr}	unter Berücksichtigung akustischer Übergänge korrigierte Empfindlichkeit der Drucksensoren [V/Pa]
\mathbf{s}	Richtungsvektor [1], $ \mathbf{s} = s = 1$
T	Transmissionskoeffizient [1], für Übergang von <i>Medium 1</i> nach <i>Medium 2</i> akustisch: bzgl. Druckamplitude, $T = 2Z_2/(Z_2 + Z_1)$ optisch: bzgl. Intensität, $T = 4n_1n_2/(n_2 + n_1)^2$
t	Zeit [s]
t_0	fester Zeitpunkt [s]
V_0	betrachtetes Volumen [m ³]
dV	Volumenelement [m ³]
dV'	Volumenelement [m ³], als Laufvariable zur Substitution in Integralen
ν	Vibrationsquantenzahl
x_i	Ortskomponenten [m], $i = 1..3$
z	axiale Ortskoordinate in Laserstrahlrichtung [m]
δ_M	Dicke der um einen absorbierenden Partikel herum erwärmten Schicht im umgebenden Medium [m]
δ_p	Dicke der erwärmten Oberflächenschicht eines absorbierenden Partikels [m]
ζ	Ortskoordinate [m], als Laufvariable zur Substitution in Integralen
Θ	Öffnungswinkel eines Lichtkegels [1]
Θ	Polarer Streuwinkel eines Photons [1]
κ_p	Wärmediffusionskonstante eines Partikels [m ² /s]
λ	Wellenlänge [m]
ν_{Res}	Resonanzfrequenz [1/s]
σ_0	Lichtabsorptionsquerschnitt eines Partikels [m ²]
τ	retardierte Zeit im Koordinatensystem der sich fortpflanzenden Drucktransiente [s], $\tau = t - z/c_0$
τ_{tr}	wie oben, im transparenten Medium (Reflexionsmodus), $\tau_{tr} = t + z/c_{tr}$
τ_L	Laserpulsdauer [s]
τ_{Puls}	Dauer einer Drucktransiente [s]
τ_{ak}	akustische Relaxationszeit [s], $\tau_{ak} = (c_0 \mu_{eff})^{-1}$
τ_{therm}	thermische Relaxationszeit [s], $\tau_{therm} = (4\kappa \mu_{eff}^2)^{-1}$
Φ_0	eingestrahlte Energiedichte [J/m ²]
φ	Azimutaler Streuwinkel eines Photons [1]
$d\Omega$	Raumwinkelelement [1]
ω	bei kontinuierlicher Einstrahlung: Modulationsfrequenz des eingestrahnten Lichts bzw. der Schallwelle [1/s] bei gepulster Einstrahlung: Spektrale Komponente des Intensitätsverlaufs bzw. der Drucktransiente [1/s]
ω_a	charakteristische Frequenz, Maß für den Absorptionskoeffizienten [1/s], $\omega_a := \mu_a c_0$
ω_D	charakteristische Frequenz, Maß für die Detektionsgeometrie [1/s], $\omega_D := 2c_0 z/a_0^2$

Funktionen:

A	zeitliche Rechteckfunktion, repräsentiert die Asymmetrie bei Druckdetektion [1]
B	magnetischer Flußdichtevektor [T] = [Vs/m ²]
D	elektrischer Flußdichtevektor [As/m ²]
E	elektrischer Feldstärkevektor [V/m]
ϵ	innere Energie pro Masseneinheit [J/kg] = [m ² /s ²]
F	Kraft [N]
F	Betrag der Kraft [N]
f	Volumenkraftdichte [N/m ³]
f	normierter zeitlicher Verlauf der Laserintensität [1], $I(t) = I_0 f(t)$
H	magnetischer Feldstärkevektor [A/m]
I	Intensität [W/m ²]
j	Teilchenstromdichtevektor [kg/m ² s]
L	Strahlungsdichte [W/m ² sr]
n	Einheitsvektor in Richtung des POYNTINGSchen Vektors S [1]
n	Einheitsvektor in Richtung eines Flächenelementvektors df [1]
n_p	Anzahldichte bzw. Konzentration von Partikeln in einem Medium [1/m ³]
n_z	Einheitsvektor in Laserstrahlrichtung, o.B.d.A. die z -Achse [1]
P	Strahlungsleistung [W]
P_l	LEGENDRESche Polynome [1]
p	Druck [Pa] = [N/m ²] oder [bar] = 10 ⁵ [Pa]
p	Streuphasenfunktion [1]
p'	Druckänderung [Pa] = [N/m ²]
p_0	Drucksignal ohne verzerrende Einflüsse bei der Ausbreitung (Diffraktion, Dissipation) oder Detektion (Laufzeitdifferenzen, Frequenzgang) [Pa] = [N/m ²]
\bar{p}	über die Dicke einer PVDF-Folie gemittelter Druck [Pa] = [N/m ²]
S	POYNTINGScher Energiestromdichtevektor [W/m ²]
s	Entropie [J/kg K]
s'	Entropieänderung [J/kg K]
$sign$	Signumsfunktion [1], liefert das Vorzeichen ihres Arguments, $sign(x) = -1$ für $x < 0$, $sign(x) = 1$ sonst
T	Temperatur [K]
T'	Temperaturänderung [K]
U	Spannung [V]
v	Teilchengeschwindigkeit [m/s]
v_i	Komponenten der Teilchengeschwindigkeit [m/s], $i = 1..3$
w	Enthalpie pro Masseneinheit [J/kg] = [m ² /s ²]
Y_{lm}	Kugelflächenfunktionen [1]
δ	DIRACsche Delta-Distribution [1], $\int f(x)\delta(x_0) = f(x_0)$
ϵ	Lichtquellterm der Strahlungstransportgleichung [W/m ³]
ϵ	= $\epsilon_0 \epsilon_r$ Dielektrizität eines Mediums [As/Vm]

Θ	HEAVISIDESche Stufenfunktion [1], $\Theta(x) = 0$ für $x < 0$, $\Theta(x) = 1$ sonst
μ	$= \mu_0 \mu_r$ Permeabilität eines Mediums [Vs/Am]
ρ	Dichte [kg/m ³]
ρ'	Dichteänderung [kg/m ³]
σ	räumliche Verteilung der Lichtabsorptionsquerschnitte von Partikeln [m ²]
σ_{ik}	Reibungstensor [Pa], $\sigma_{ik} = -p \delta_{ik} + \eta(\partial v_i / \partial x_k + \partial v_k / \partial x_i)$ für inkompressible Flüssigkeiten
φ	Geschwindigkeitspotential [m ² /s]: $\mathbf{v} = \nabla \varphi$, $p = -\rho_0(\partial \varphi / \partial t)$
Φ	Energiedichte [J/m ²]
χ	normierter lateraler Intensitätsverlauf (Laserstrahlprofil) [1], $I(\mathbf{r}_\perp) = I_0 \chi(\mathbf{r}_\perp)$
Ψ	Bestrahlungsstärke [W/m ²]

Konstanten:

B/A	akustischer Nichtlinearitätsparameter = 5
b	akustischer Dämpfungsparameter = $1,01 \cdot 10^{-3}$ kg/ms
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum = $3 \cdot 10^8$ m/s
c_0	adiabatische Schallgeschwindigkeit = 1500 m/s
c_{0p}	Schallgeschwindigkeit innerhalb eines Partikels [m/s]
c_{0tr}	Schallgeschwindigkeit eines transparenten Mediums = 2700 m/s für PMMA
c_{Kabel}	Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen auf einem Koaxialkabel $= \frac{2}{3} c = 2 \cdot 10^8$ m/s
C_p	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck = 4200 J/kg K
C_v	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen = 4200 J/kg K
D	optische Diffusionskonstante [cm], $D = (3 \cdot (\mu_a + \mu_s'))^{-1}$, wellenlängenabhängig
d	Dicke der PVDF-Folie = 9 μ m
d_{ij}	piezoelektrischer Ladungstensor [C/N]
E	Elastizitätsmodul [Pa]
g	Anisotropiefaktor [1], wellenlängenabhängig
h	PLANCKSches Wirkungsquantum = $6,62 \cdot 10^{-34}$ Js
k	Wärmeleitfähigkeit = 0,62 W/m K
k_B	BOLTZMANN-Konstante = $1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K
n	optischer Brechungsindex = 1,33
L	latente Wärme = 2260 J/kg
p_0	$= \chi^{-1}$ Kompressionsmodul = $2,3 \cdot 10^9$ Pa
R	universelle Gaskonstante = 8,13 J/mol K
Y	$= \rho(\partial n / \partial \rho)_T$ optoakustischer Kopplungsparameter = 0,37
Z	akustische Impedanz = $1,5 \cdot 10^6$ kg/m ² s, $Z = \rho_0 c_0$
α	akustischer Schwächungskoeffizient [1/m] = $25 \cdot 10^{-15}$ s ² /m (frequenzabhängig)
β	thermischer Volumenexpansionskoeffizient = $2 \cdot 10^{-4}$ K ⁻¹ , $\beta = -\rho^{-1}(\partial \rho / \partial T)_p = V^{-1}(\partial V / \partial T)_p$

β_p	thermischer Volumenexpansionskoeffizient eines Partikels $[\text{K}^{-1}]$
Γ	GRUENEISEN-Parameter = 0,11 , $\Gamma := \beta c_0^2 / C_p$
γ	Adiabatexponent ≈ 1 , $\gamma = C_p / C_v$
ϵ_0	elektrische Feldkonstante = $8,85 \cdot 10^{-12}$ As/Vm
ϵ_r	relative Dielektrizität = 80
η	Scherviskosität = $1,01 \cdot 10^{-3}$ kg/ms = [Pa·s]
κ	= $k / \rho_0 C_p$ Wärmediffusionskonstante = $1,5 \cdot 10^{-7}$ m ² /s
μ_0	magnetische Feldkonstante = $4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am
μ_r	relative Permeabilität [1]
μ_a	optischer Absorptionskoeffizient $[\text{cm}^{-1}]$, <i>wellenlängenabhängig</i>
μ_{eff}	effektiver optischer Schwächungskoeffizient $[\text{cm}^{-1}]$, $\mu_{eff} = (3\mu_a \cdot (\mu_a + \mu_s'))^{1/2}$
μ_s	optischer Streukoeffizient $[\text{cm}^{-1}]$, <i>wellenlängenabhängig</i>
μ_s'	reduzierter optischer Streukoeffizient $[\text{cm}^{-1}]$, $\mu_s' = \mu_s (1-g)$
μ_{tr}	effektiver optischer Transportstreukoeffizient $[\text{cm}^{-1}]$, $\mu_{tr} = \mu_a + \mu_s'$, <i>wellenlängenabhängig</i>
ξ	Volumenviskosität $[\text{kg/ms}] = [\text{Pa} \cdot \text{s}]$
ρ_0	Dichte im Gleichgewichtszustand = 1000 kg/m ³
σ_0	räumlich konstanter Lichtabsorptionsquerschnitt von Partikeln $[\text{m}^2]$
χ	adiabatische Kompressibilität = $5 \cdot 10^{-10}$ Pa ⁻¹ , $c_0^2 = (\chi \rho_0)^{-1}$

B Akustische und hydrodynamische Phänomene

In diesem Abschnitt werden grundlegende Zusammenhänge der Akustik und der Hydrodynamik dargestellt. Dabei soll ein Überblick über Sachverhalte gegeben werden, deren Diskussion in den vorangegangenen Kapiteln der Arbeit den thematischen Rahmen überstrapaziert hätte oder überdies im Zusammenhang mit optoakustischer Tomographie an *biologischem Gewebe* irrelevant ist. Gleichwohl ist eine Kenntnis dieser Materie für ein *allgemeines* Verständnis der Optoakustik, die bekanntermaßen auch in vielen Bereichen abseits der medizinischen Diagnostik zum Einsatz gelangt, sehr nützlich.

Ohne eine Einschränkung der Allgemeinheit vorzunehmen, werden akustische Phänomene in diesem Kapitel hauptsächlich im Zusammenhang mit Ultraschallwellen diskutiert, da die Frequenzkomponenten laserinduzierter Drucktransienten in diesem Spektralbereich liegen. Ebenso ist es daher zulässig, kontinuierliche Ultraschallfelder zu betrachten, da hierbei Drucktransienten über ihre spektrale Zerlegung impliziert werden können.

i. Dissipative Effekte: Schallabsorption

In einem realen Medium ist eine Ultraschallwelle stets Dämpfungsprozessen unterworfen, die zu einer Verringerung ihrer Amplitude und Energie führen. Bezüglich der Ursachen hierfür läßt sich eine erste Einteilung in dissipative und nichtdissipative Prozesse vornehmen. Unter letzteren versteht man Effekte wie beispielsweise Streuung an akustischen Inhomogenitäten oder Diffraction bzw. Beugung. Diese sollen im Rahmen dieses Abschnitts jedoch nicht besprochen werden. Eine Diskussion akustischer Beugungsphänomene erfolgt in Abschnitt iv.

Schallabsorption ist ein dissipativer Prozeß, der Energieverluste einer Ultraschallwelle durch Umsetzung in Wärme beschreibt. Zu dieser Umsetzung kommt es infolge der inneren Reibung des Mediums. Für diese ist in Flüssigkeiten die Viskosität η ein Maß, in Festkörpern muß die Phononenkopplung und insbesondere die Modenkonzersion zwischen longitudinalen, transversalen und Oberflächenwellen berücksichtigt werden. Die entstandene Wärme kann über Wärmeleitungsprozesse abfließen oder in molekulare Schwingungen umgesetzt werden.

Um eine Größe zu erhalten, welche die Schallabsorption infolge viskoser Verluste beschreibt, bedarf es der Lösung der um einen dissipativen Term erweiterten homogenen Wellengleichung für die Schallausbreitung. Für diese sei für eine ebene Welle (in einer Dimension) an dieser Stelle lediglich die Lösung angegeben. Eine exakte Herleitung findet man in [Lan 78, Sut 84]. Für die Druckamplitude ergibt sich längs der z -Achse:

$$p(x, t) = p_0 e^{i\omega t} e^{-i\tilde{k}z} \quad (8.1)$$

\tilde{k} = komplexe Wellenzahl

Eine Separation der komplexen Wellenzahl liefert:

$$\tilde{k} = \frac{k}{\sqrt{1 + i\omega\eta\chi}} \approx k - \frac{i}{2} \omega\eta\chi k = k - i \frac{\omega^2\eta}{2\rho_0 c_0^3} \quad (8.2)$$

wobei für den Realteil k der Wellenzahl der Ausdruck ω/c_0 und für die Kompressibilität χ der Ausdruck $(\rho_0 c_0^2)^{-1}$ eingesetzt wurde.

Damit kann (8.1) umgeschrieben werden:

$$p(x,t) = p_0 e^{-\alpha z} e^{-i(\omega t - kz)} \quad (8.3)$$

Diese Gleichung beschreibt eine ebene Welle, deren Amplitude exponentiell mit dem akustischen Schwächungskoeffizienten α abfällt. Dieser ergibt sich zu

$$\alpha = \frac{\omega^2\eta}{2\rho_0 c_0^3} \quad (8.4)$$

ii. Reflexion und Brechung an Grenzschichten

Eine akustische Grenzschicht in einem Medium definiert sich durch eine sprunghafte Änderung der Schallgeschwindigkeit c_0 oder der Dichte ρ_0 . Dadurch kommt es ebenfalls zu einer Änderung der akustischen Impedanz Z . Diese kann als akustisches Analogon des Brechungsindex n in der Optik verstanden werden. Passiert eine Schallwelle eine solche akustische Grenzschicht, so kommt es zu den ebenfalls aus der Optik bekannten Effekten der Reflexion und der Brechung. Für die folgenden Überlegungen sei die Grenzschicht definiert durch die akustischen Impedanzen Z_1 und Z_2 zweier Medien. Die betrachtete Schallwelle pflanzt sich dabei vom Medium 1 hin zum Medium 2 fort. Für die ersten Betrachtungen wird ein normaler Einfall senkrecht zur Grenzfläche vorausgesetzt. Unter Beachtung der Stetigkeitsbedingungen für die Druckamplitude und die Teilchengeschwindigkeit an der Grenzschicht erhält man den Reflexionskoeffizienten R und den Transmissionskoeffizienten T für die Druckamplitude:

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad T = \frac{2 Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (8.5)$$

Die Tatsache, daß die Summe beider Koeffizienten verschieden von Eins ist ($R + T \neq 1$), stellt keinen Widerspruch dar. Vielmehr müssen sich lediglich die Koeffizienten bezüglich der Intensität I der Schallwelle, R_I und T_I , zu Eins ergänzen, was offensichtlich erfüllt ist:

$$R_I = \frac{(Z_2 - Z_1)^2}{(Z_2 + Z_1)^2} \qquad T_I = \frac{4 Z_1 Z_2}{(Z_2 + Z_1)^2} \qquad (8.6)$$

Abb. 57 zeigt den Verlauf des akustischen Reflexions- und Transmissionskoeffizienten in Abhängigkeit vom Verhältnis der akustischen Impedanzen Z_1 und Z_2 . Für einen Übergang einer Schallwelle von einem akustisch dichten in ein akustisch dünnes Material ($Z_2 \ll Z_1$) wird die Druckamplitude fast vollständig unter Vorzeichenumkehr reflektiert ($R \rightarrow -1$). Diese entspricht einem Phasensprung um π , was bei Betrachtung einer monochromatischen Welle deutlich wird.

Der Übergang von einem akustisch dünnen in ein akustisch dichtes Medium ($Z_2 \gg Z_1$) führt dagegen zu einer Überhöhung der Druckamplitude und gleichzeitig zu einer phasengleichen Reflexion. Da bei einem solchen sogenannten "schallharten Abschluß" die Teilchengeschwindigkeit im akustisch dichten Medium in gleichem Maß reduziert wie die Druckamplitude überhöht wird, bleibt die Energie erhalten.

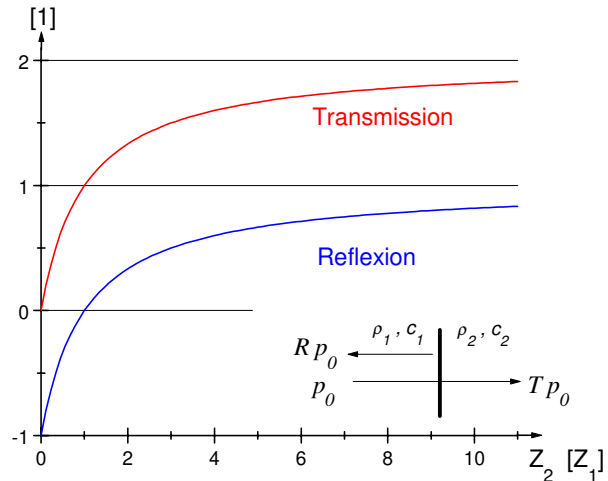


Abbildung 57: Akustischer Reflexions- und Transmissionskoeffizient für einen Übergang an einem Impedanzsprung in Abhängigkeit vom Verhältnis zwischen den akustischen Impedanzen beider Medien.

Derartige Betrachtungen können nun für beliebige Systeme unterschiedlicher Schichten durchgeführt werden. Hierbei lassen sich auch Überlegungen bezüglich der Interferenz zwischen transmittierten und reflektierten Wellen anstellen, so daß Dicken- und Querresonanzen des Systems in Analogie zum aus der Optik bekannten FABRY-PEROT-Interferometer festgestellt werden können. Als Beispiel sei an dieser Stelle der akustische Transmissionskoeffizient der Druckamplitude für ein aus drei Schichten bestehendes System dargestellt (Abb. 58). Als Parameter ist an den Kurven das Verhältnis zwischen den akustischen Impedanzen des letzten und des ersten Mediums angegeben. Es wird deutlich, daß für eine steigende akustische Impedanz der dritten Schicht der Transmissionskoeffizient den Wert Zwei approximiert. Die maximale Transmission wird jeweils erreicht, wenn die akustische Impedanz der mittleren Schicht dem geometrischen Mittel aus den beiden sie umgebenden Schichten entspricht.

maximale Transmission für $Z_2 = \sqrt{Z_1 Z_3}$

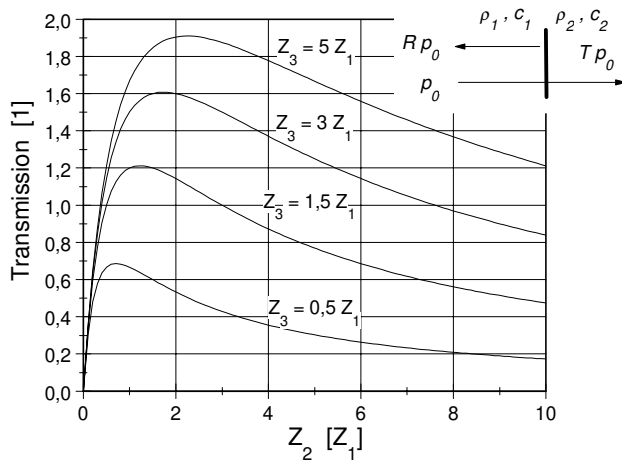


Abbildung 58: Akustischer Transmissionskoeffizient für ein Dreischichtsystem mit zwei Impedanzsprüngen in Abhängigkeit vom Verhältnis zwischen den akustischen Impedanzen der ersten beiden Medien. Als Parameter ist an den Kurven das Verhältnis zwischen den akustischen Impedanzen des letzten und des ersten Mediums angegeben.

Für einen schrägen Einfall der Schallwelle auf die akustische Grenzfläche muß ihre Ausbreitungsrichtung bzw. ihr Winkel mit der Flächennormalen berücksichtigt werden. Aufgrund der Stetigkeitsbedingungen ergibt sich dabei in Analogie zur Optik ein dem Einfallswinkel gleicher Reflexionswinkel und ein dem SNELLIUSSchen Gesetz äquivalentes Brechungsgesetz für die transmittierte Amplitude:

$$\frac{\sin \Theta_2}{\sin \Theta_1} = \frac{c_2}{c_1} \quad (8.7)$$

Θ_i = Winkel mit der Flächennormalen im Medium i

c_i = Schallgeschwindigkeit im Medium i

In diesem Zusammenhang ist es bemerkenswert, daß auf dieser Grundlage ebenfalls eine Fokussierung und Defokussierung mit Hilfe von Linsen möglich ist. Falls dabei die Linse aus einem schallharten Material besteht, dessen akustische Impedanz größer ist als die des umgebenden Mediums, so muß ihre Oberfläche konkav sein, um eine Fokussierung zu erzielen. Dieses Verhalten steht im Gegensatz zu dem aus der Optik bekannten, da hier augenscheinlich "harte" Glaslinsen eine geringere Ausbreitungsgeschwindigkeit für elektromagnetische Wellen aufweisen, als die zumeist umgebende Luft.

iii. Nichtlineare Effekte für endliche Schallamplituden

Die Grundgleichungen der Akustik und der Hydrodynamik können für die meisten Überlegungen der Ultraschallphysik ohne bemerkenswerte Ungenauigkeiten in linearisierter Form betrachtet werden. Dies ist in voller Allgemeinheit nur für unendlich kleine Druckamplituden möglich, die de facto nie vorliegen. Daher sollen in diesem Kapitel die nichtlinearen Glieder der Grundgleichungen erläutert werden. Zu den die Thematik dieser Arbeit betreffenden Aspekten werden Abschätzungen hinsichtlich der durch Linearisierungen entstandenen Ungenauigkeiten durchgeführt. In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß eine exakte Lösung des durch die Grundgleichungen gegebenen Systems nichtlinearer Differentialgleichungen mittels der RIEMANNschen Methode zwar möglich ist [Bro 97], die Lösung sich jedoch durch Komplexität und umständliche Handhabbarkeit als unvorteilhaft erweist. Es ist somit günstig, bei akzeptablen Ungenauigkeiten auf die linearisierten Gleichungen zurückzugreifen.

Basierend auf den obigen Bemerkungen kann die Druckamplitude p' im Allgemeinen nicht als linear abhängig von der Dichteänderung ρ' angesehen werden. In einem solchen Fall bietet sich die Entwicklung nach Potenzen in einer TAYLOR-Reihe an:

$$p' = \rho_0 \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\rho_0} \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho_0} \right) + \frac{\rho_0^2}{2!} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_{\rho_0} \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho_0} \right)^2 + \frac{\rho_0^3}{3!} \left(\frac{\partial^3 p}{\partial \rho^3} \right)_{\rho_0} \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho_0} \right)^3 + \dots \quad (8.8)$$

Dabei lassen sich folgende Abkürzungen einführen:

$$A := \rho_0 \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\rho_0} = \rho_0 c_0^2$$

$$B := \rho_0^2 \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_{\rho_0} \quad (8.9)$$

Der Parameter A entspricht dem bereits bekannten Kompressionsmodul p_0 , der Parameter B wird oftmals “nichtlinearer Modul der Volumenelastizität” genannt. Das Verhältnis B/A stellt den sogenannten “akustischen Nichtlinearitätsparameter” dar. Er kann ebenso nur unter Verwendung von Differentialen erster Ordnung geschrieben werden:

$$\frac{B}{A} = \rho_0 c_0 \left(\frac{\partial c}{\partial p} \right)_T + \frac{\beta T \rho_0}{C_p} \left(\frac{\partial c}{\partial p} \right)_p \quad (8.10)$$

In einer Ultraschallwelle mit $\rho'/\rho_0 \ll 1$ genügt es stets, die Taylor-Entwicklung auf den quadratischen Term zu beschränken. In diesem Fall läßt sich durch den Nichtlinearitätsparameter die von der konstanten Schallgeschwindigkeit c_0 verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeit c der Schallwelle ausdrücken:

$$\begin{aligned} c &= c_0 \left(1 + \frac{B}{2A} \frac{\rho'}{\rho_0} \right) \\ &= c_0 + v \left(1 + \frac{B}{2A} \right) \end{aligned} \quad (8.11)$$

Mittels der Teilchengeschwindigkeit (Schallschnelle) oder der Druckamplitude ist somit stets eine Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit c möglich, anhand derer sich der Einfluß nichtlinearer Schallausbreitung abschätzen läßt. Die Machzahl

$$Ma := \frac{v_{max}}{c_0} = \frac{p_{max}}{p_0} = \frac{\rho_{max}}{\rho_0} \quad (8.12)$$

ist innerhalb der in der optoakustischen Tomographie auftretenden Amplituden stets gering gegen Eins ($Ma \ll 1$), womit nichtlineare Effekte in der Regel vernachlässigt werden können. Bei den klinischen Laseranwendungen der Photoablation oder der Photodisruption kann die Machzahl hingegen durchaus in den Bereich von 0,01 bis 0,1 gelangen, so daß die Nichtlinearität der Schallausbreitung sehr wohl berücksichtigt werden muß. Derartige Drucktransienten mit erhöhter Ausbreitungsgeschwindigkeit führen auch die Bezeichnung "Schockwellen". Erreicht die Machzahl einer Schockwelle die Größenordnung von Eins, so kann ihre Ausbreitungsdynamik auch unter Zuhilfenahme nichtlinearer Ansätze nicht beschrieben werden. Die zu diesem Zweck notwendigen Formalismen werden in [Zel 67] vorgestellt.

Ein experimenteller Nachweis der Überhöhung der Schallgeschwindigkeit laserinduzierter Drucktransienten bei der UV-Photoablation auf den ersten einigen 100 μm der Ausbreitungsstrecke wurde in [Ert 96] erbracht.

iv. Akustische Beugung

Falls das Schallerregerzentrum eine laterale Ausdehnung aufweist, die groß gegen die akustische Wellenlänge ist, so kommt es zur Ausbreitung ebener Schallwellen. Reale Schallerregerzentren mit endlichen Abmessungen verleihen hingegen dem Schallfeld eine Interferenzstruktur in Analogie zur Beugung elektromagnetischer Wellen an einer Blendenöffnung. Für ein rundes Erregerzentrum läßt sich unter Benutzung der RAYLEIGH-Formel das Geschwindigkeitspotential an einem beliebigen Beobachtungspunkt r im Raum berechnen [Ray 77, Sut 84].

Ohne Berücksichtigung der zeitlichen Entwicklung erhält man für eine monofrequente Schallanregung:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{v_{max}}{2\pi} \int_S \frac{e^{-ikr}}{r} dS' \quad (8.13)$$

v_{max} = Maximale Teilchengeschwindigkeit bzw. Schallschnelle

S = Fläche des Schallerregers

k = Wellenzahlvektor der Druckwelle = $2\pi/\lambda = \omega/c_0$

Dieses Integral drückt die Summation einzelner Potentiale von den Punktquellen auf der Fläche S unter Berücksichtigung der Phasenlage aus. Dieses Vorgehen entspricht dem HUYGENS-FRESNELSchen Prinzip. Eine analytische Lösung dieses scheinbar unkomplizierten Integrals (8.13) ist im Allgemeinen nicht möglich. Eine Ausnahme bilden die auf der Symmetrieachse z des runden Erregerzentrums gelegenen Raumpunkte. Hierfür läßt sich die Oberfläche des Erregers in konzentrische Kreisinge einteilen, womit eine analytische Lösung von (8.13) möglich ist. Inklusive der Zeitabhängigkeit des Schallfeldes ergibt sich [Kut 88, Sut 84]:

$$p(z,t) = p_{max} \cdot (e^{-ikz} - e^{-ik\sqrt{z^2 + a_0^2}}) \cdot e^{i\omega t} \quad (8.14)$$

p_{max} = Maximale Druckamplitude

a_0 = Radius der Schallerregerfläche

Ohne für eine beliebige Geometrie des Erregerzentrums allgemein gültig zu sein, offenbart (8.14) die Struktur des Schallfeldes eines lateral endlich ausgedehnten Zentrums. In der Nähe dieses Zentrums kommt es zu einer Vielzahl von Oszillationen der Druckamplitude zwischen Null und ihrem Maximalwert, wie es auch in der aus der Optik bekannten FRESNEL-Zone der Fall ist. Der Abstand zwischen ihnen wächst mit der axialen Entfernung, wobei die Gesamtanzahl der Minima gleich der größten ganzen Zahl ist, die kleiner als a_0/λ ist. Das letzte Maximum der Druckamplitude wird bei der sogenannten "Nahfeldlänge" oder "Diffractionslänge" L_D angenommen:

$$L_D = \frac{a_0^2}{\lambda} - \frac{\lambda}{4} \approx \frac{a_0^2}{\lambda} \quad \text{für } \lambda \ll a_0 \quad (8.15)$$

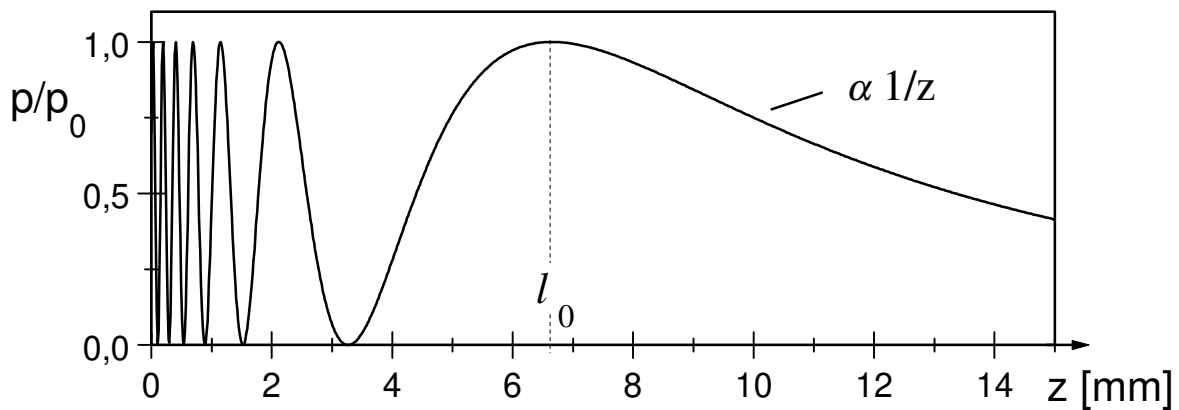


Abbildung 59: Amplitude des Schallfeldes eines runden Erregers entlang seiner Mittelachse für einen fest gewählten Zeitpunkt t_0 . Im akustischen Nahfeld sind die Oszillationen der Amplitude zu erkennen, die Wellenform ist eben. Im Fernfeld approximiert die Schallwelle das Verhalten einer sphärischen Welle mit einer $1/z$ -Abhängigkeit.

wobei die Bedingung für die letzte Näherung für fast alle Ultraschallfrequenzen und alle üblichen Abmessungen des Erregerzentrums bzw. des Laserstrahls in der optoakustischen Tomographie erfüllt ist. Innerhalb der Nahfeldlänge bzw. der FRESNEL-Zone ($z \leq L_D$) kann das Schallfeld als ebene Welle betrachtet werden. Für $z > L_D$ im akustischen Fernfeld bzw. der FRAUNHOFER-ZONE fällt die Druckamplitude mit $1/z$ ab.

In Abb. 59 ist das Verhalten der Schallfeldamplitude im akustischen Nahfeld für einen festen Zeitpunkt t_0 dargestellt. Der Radius des Erregerzentrums wurde zu $a_0 = 1$ mm und die akustische Frequenz zu $\omega = 2\pi \cdot 10$ MHz gewählt.

Exakt gelten die hier dargelegten Überlegungen nur für kontinuierliche (cw-) Schallquellen, da deren Schwingung mit einer feste Mittenfrequenz erfolgt. Jedoch tritt auch bei gepulsten Schallquellen ein derartiges Verhalten der Schalldruckverteilung auf. Im Nahfeld sind die Oszillationen hier allerdings nicht so stark wie im cw-Fall, die Werte Null und p_{max} werden jeweils nicht erreicht. Dies ist auf die geringere Kohärenz der einzelnen Druckwellen zurückzuführen. Ihre Ursache liegt in dem breiteren Frequenzspektrum einer gepulsten Schallquelle. Mittels einer Integration über die Detektorfläche S kann man zeigen, daß über die starken auch lateralen Oszillationen der Druckamplitude im akustischen Nahfeld gemittelt wird, wenn S der Fläche des Schallerregerzentrums angepaßt wird. Wird dies insbesondere bei der Vermessung von cw-Schallfeldern berücksichtigt, so liegen die unvermeidbaren Ungenauigkeiten bei nicht mehr als 10-15 % [Sut 84].

Auch im akustischen Fernfeld kann basierend auf (8.13) für die maximale Druckamplitude p_{max} ein analytischer Ausdruck angegeben werden. Er ist abhängig vom Winkel ϑ der Beobachtungsachse mit der Symmetrieachse z :

$$p_{max}(\vartheta) = k p_{max}(\vartheta=0) \frac{\pi a_0^2}{2\pi r} \cdot 2 \frac{J_1(ka_0 \sin\vartheta)}{ka_0 \sin\vartheta} \quad (8.16)$$

Hierbei ist J_1 die Bessel-Funktion erster Ordnung. Nach (8.16) weist $p_{max}(\vartheta)$ sein Hauptmaximum bei $\vartheta = 0$ auf. Das erste Minimum ergibt sich für einen Wert des Argumentes $k a_0 \sin \vartheta_0 = 3,83$ und somit:

$$\sin \vartheta_0 = 0,61 \frac{\lambda}{a_0} \quad (8.17)$$

Eine Abschätzung der akustischen Wellenlänge λ zur Ermittlung der Diffraktionslänge L_D gemäß (8.15) für die Anwendung der optoakustischen Tomographie, kann nur einen Richtwert liefern. Nach der bereits geführten Argumentation ist insbesondere das Frequenzspektrum laserinduzierter Drucktransienten bei der Verwendung kurzer Laserpulse und bestrahlten Medien mit hohem Absorptionskoeffizienten sehr breit.

Es ist jedoch nicht sinnvoll, für jede Frequenzkomponente ω einen Wert L_D zu bestimmen. Bezüglich der zur Ermittlung eines Richtwertes für L_D heranzuziehenden akustischen Wellenlänge λ bedarf es einer Fallunterscheidung:

- Falls die optische Eindringtiefe μ_{eff}^{-1} gering ist gegen die vom Schall während der Laserpulsdauer τ_L zurückgelegte Distanz, so wird die akustische Wellenlänge λ von der Laserpulsdauer τ_L bestimmt. Die Bedingung des stress confinement (3.9) ist in diesem Fall nicht erfüllt.
- Im umgekehrten Fall ist die Bedingung des stress confinement erfüllt und die akustische Wellenlänge λ wird von der optischen Eindringtiefe μ_{eff}^{-1} bestimmt.

$$\lambda = 2 c_0 \tau_L \quad \text{für} \quad \mu_{eff} c_0 \tau_L \gg 1 \quad (8.18a)$$

$$\lambda = 2 \mu_{eff}^{-1} \quad \text{für} \quad \mu_{eff} c_0 \tau_L \ll 1$$

Der Fall (8.18b) tritt bei der Anwendung der optoakustischen Tomographie weitaus häufiger auf. Für die Diffraktionslänge L_D ergibt sich dann als Richtwert die bekannte Beziehung (3.61):

$$L_D = \frac{a_0 \mu_{eff}^2}{2} \quad (8.19)$$

C Physikalische Eigenschaften biologischen Gewebes

Die komplexe Struktur biologischen Gewebes ist eines der größten Hindernisse bei der Erschließung neuer Techniken in der medizinischen Physik. Im Gegensatz zu vielen anderen Forschungszweigen der Physik ist eine Präparation "reiner Zustände" mit dem Ziel einer guten Reproduzierbarkeit der Ergebnisse hier nur sehr schwierig zu realisieren. Da die entwickelten Methoden wünschenswerterweise im klinischen Alltag auch stets an Gewebe *in vivo* und damit im lebendigen "Normalzustand" zum Einsatz gelangen, ist ein Bestreben hin zu idealisierten Bedingungen lediglich in der Anfangsphase eines Projektes im Stadium der Grundlagenforschung sinnvoll.

Daher soll in diesem Abschnitt versucht werden, die physikalischen Eigenschaften biologischen Gewebes aus dem Blickwinkel der medizinischen Physik zu beleuchten. Dies geschieht mit der Absicht, eine Grundlage für die am Beginn eines Problems aufzustellenden Modellvorstellungen zu schaffen. In Abhängigkeit von der gestellten Aufgabe ist es vielfach notwendig, die Struktur biologischen Gewebes jeweils durch vollständig unterschiedliche Ansätze zu approximieren. Einige davon können auf den in diesem Abschnitt beschriebenen Eigenschaften basieren. Quantitative Angaben sind dabei zumeist aus [Duc 90] entnommen. Sie beziehen sich stets auf humanes Gewebe, falls nicht ausdrücklich Gegenteiliges erwähnt wird.

In diesem Zusammenhang wird zunächst eine allgemeine Definition biologischen Gewebes gegeben. Anschließend werden mechanische, thermische, optische, elektrische und akustische Eigenschaften insbesondere im Bezug auf vorangegangene Kapitel dieser Arbeit diskutiert. Das Verhalten bezüglich der Wechselwirkung mit ionisierender Strahlung (α -, β -, γ - und Röntgen-Strahlen) sowie bezüglich kernmagnetischer Resonanz (NMR) wird dabei nicht erwähnt.

Allgemeine Eigenschaften und Definition biologischen Gewebes

Der Versuch einer allgemeinen Definition biologischen Gewebes kann nur unter der Vorgabe der zu betrachtenden Größenverhältnisse erfolgen. Auf einer makroskopischen Skala ist für alle Weichgewebe zumeist eine Betrachtung als viskose Flüssigkeit zulässig, wobei selbst die Eigenschaft der Viskosität mitunter zu vernachlässigen ist (vgl. mechanische Eigenschaften). Festkörpereigenschaften werden biologischem Weichgewebe aufgrund seiner Matrix verliehen. Diese setzt sich oftmals aus einzelnen Kollagenfasern oder sehr langkettigen Molekülen wie Proteinen zusammen, die wiederum aus mehreren 1000 Monomereinheiten bestehen können. Diese Struktur verleiht den elastischen Moduln von Weichgewebe eine starke Richtungsabhängigkeit. Gewebehartschubstanz wie Knochen oder Zahn bedarf hingegen einer Beschreibung mittels Festkörpereigenschaften. Ein durchschnittlicher menschlicher Körper besteht zu insgesamt 60 % aus Wasser (Weichgewebe 70-90 %), 5 % Hartschubstanz, 12 % Lipiden und 23 % Proteinen. Die beiden letztgenannten Substanzen sind dabei jeweils Variationen bis zu 50 % unterworfen. Eindeutiger fällt das Ergebnis einer chemischen Analyse aus. Danach setzt sich der menschliche Körper aus 36 Elementen zusammen, von denen die meisten nur in sehr geringen Dosen von Bruchteilen eines Gramms vorliegen. Erwähnenswert sind 61 % Sauerstoff, 23 % Kohlenstoff, 10 % Wasserstoff, 2,6 % Stickstoff, 1,4 % Calcium und 1,1 % Phosphor.

Auf einer mikroskopischen Skala kann Gewebe als ein Verband einzelner Körperzellen aufgefaßt werden. Deren *Aufbau* soll an dieser Stelle nicht vertiefend beschrieben werden. Es sei jedoch angemerkt, daß die Körperzellen von Säugetieren sich in ihrer Struktur grundsätzlich von pflanzlichen Zellen unterscheiden. Die Substruktur einer Zelle weist im hauptsächlich aus Wasser bestehenden Zellplasma eine Vielzahl von Organellen auf wie beispielsweise Mitochondrien oder den Zellkern. Dieser enthält die mit den Erbinformationen versehene DNA, die wiederum aus Makromolekülen besteht. Diese bestimmen im wesentlichen die chemischen Eigenschaften des Gewebes.

Innerhalb eines Verbandes haben alle Zellen als Bauelement eines Organismus die gleiche Struktur und die gleiche Aufgabe. Als Beispiel seien Bindegewebs-, Epithel- oder Blutzellen genannt. Eine Zelle ist gleichzeitig die kleinste Einheit eines Organismus, welche lebensfähig ist. Dies bedeutet die Fähigkeit zur Reproduktion, zur Mutation und zur Katalyse. Derartige Reaktionen werden von Enzymen, im wesentlichen Proteine, katalysiert und kontrolliert.

Mechanische Eigenschaften

Die *Dichte* ρ_0 biologischen Weichgewebes liegt nur wenige Prozent über der von Wasser. Für Knochensubstanz beträgt sie 1500 kg/m^3 , für Zahnhartsubstanz $2000\text{-}3000 \text{ kg/m}^3$. Aufgrund der thermischen Volumenexpansion ist die Dichte eine temperaturabhängige Größe. Der Volumenausdehnungskoeffizient β liegt im Bereich um 10^{-4} K^{-1} .

Elastische Verformungen werden durch die Deformationsmatrix c_{ij} beschrieben, sie enthält Kombinationen der *elastischen Moduln* E_{ij} (Elastizitätsmodul), G_{ij} (Torsionsmodul) und ν_{ij} (POISSONSche Querkontraktionszahl). Diese verhalten sich zumeist nicht linear, sondern sind abhängig von der relativen Verformung Δ/l . Als Richtwerte lassen sich jedoch angeben: $E \approx 10\text{..}20 \text{ GPa}$, $G \approx \text{GPa}$, $\nu \approx 0,2\text{..}0,5$. Die Bruchspannung variiert stark, sie beträgt $0,1 \text{ MPa}$ für Herzmuskelgewebe und $3,4 \text{ MPa}$ für die Cornea. Die Hartsubstanz Knochen kann mit bis zu 150 MPa belastet werden, das menschliche Haar mit 200 MPa .

Die *dynamische Viskosität* η von Flüssigkeiten ist temperaturabhängig, für Wasser beträgt sie 10^{-3} Pas bei 20° C . In Bezug darauf läßt sich für andere Flüssigkeiten die relative Viskosität angeben. Sie beträgt $4,5$ für Blut, Gelenkschmiere ist mit $46,3$ die Körperflüssigkeit mit der höchsten Viskosität.

Thermische Eigenschaften

Der Organismus ist ein sehr anschauliches Beispiel für das Zusammenwirken unterschiedlicher Prozesse des Wärmetransportes.

Zum einen finden Wärmeleitungs- und Wärmediffusionsprozesse statt, zum anderen wird eine beträchtliche Wärmemenge über Konvektion im Blutkreislauf und im Lymphsystem transportiert. Für ersteren Prozeß ist die *Wärmeleitfähigkeit* k ein Maß. Sie beträgt $0,2 \text{ W/m K}$ für Fett, für Wasser $0,62 \text{ W/m K}$. Knochen mit $0,3 \text{ W/m K}$ und Zahnhartsubstanz mit $0,65 \text{ W/m K}$ unterscheiden sich davon in der Größenordnung nicht.

Hinsichtlich der *Wärmediffusion* sei an dieser Stelle die Wärmediffusionskonstante κ für Wasser mit $1,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ und Fett mit $0,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ erwähnt.

Wärmekonvektion kann mittels einer effektiven Wärmeleitfähigkeit quantifiziert werden, die der Wurzel des Durchflusses proportional ist. Dieser variiert stark für die unterschiedlichen Organe. So beträgt der Blutdurchfluß der Niere eines erwachsenen Mannes um 4000 ml/kg min. Die Haut wird dagegen mit 120 ml/kg min durchblutet.

Die **spezifische Wärmekapazität** ist erwartungsgemäß für Wasser mit 4200 J/kgK am höchsten. Blut weist 3000-4000 J/kgK auf, Fett 2000-3000. Für die Hartsubstanzen Knochen mit 1000-2000 J/kgK und Zahn mit 700 J/kgK ist sie geringer als die von Weichgewebe.

Die für Phasenübergänge notwendige **latente Wärme** beträgt für den Schmelzvorgang von Wasser (Eis → flüssige Phase) 334 J/g, zum Verdampfen (flüssig → gasförmig) werden 2257 J/g benötigt.

Als Richtwerte für die in der Lasermedizin interessante **Ablationswärme** läßt sich für Wasser 2500 J/g angeben, für Haut 4300 J/g.

Optische Eigenschaften

Von allen in diesem Kapitel beschriebenen physikalischen Eigenschaften biologischen Gewebes weisen die optischen Eigenschaften die größte Variabilität auf. Infolgedessen ist eine zuverlässige Angabe von Richtwerten für den **Absorptionskoeffizienten** μ_a , den **Streukoeffizienten** μ_s und den **Anisotropiefaktor** g in diesem Fall nicht möglich, da die Abhängigkeit von der eingestrahelten Wellenlänge und vom Gewebetyp zu stark sind. Für einige Gewebetypen existieren Polynome bis zum fünften Grad, welche den Meßwerten angepaßt wurden [Duc 90]. Als

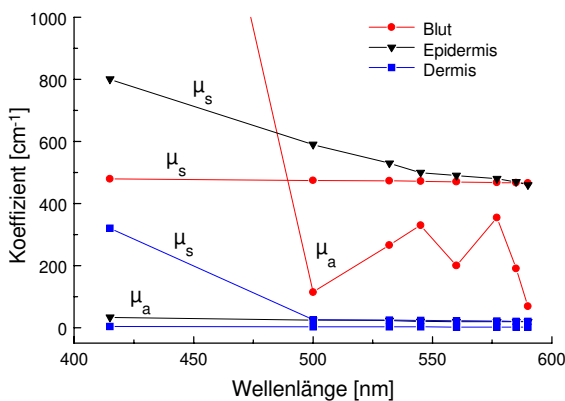


Abbildung 60: Absorptionskoeffizient μ_a und Streukoeffizient μ_s der Epidermis (Oberhaut), der Dermis (Lederhaut) und von Blut im Spektralbereich von 415 bis 590 nm [Ver 93].

Beispiel sollen an dieser Stelle die für dermatologische Anwendungen wichtigen Eigenschaften der Epidermis (Oberhaut), der Dermis (Lederhaut) und die von Blut im Spektralbereich von 415-590 nm angegeben werden. Sie sind in Abb. 60 dargestellt. Im Anisotropiefaktor g nicht berücksichtigte azimutale Abhängigkeiten der Streuung im Gewebe können weitgehend vernachlässigt werden. Lediglich in Strukturen mit einer stark räumlich ausgerichteten Anatomie wie beispielsweise Muskelfasern müssen sie Berücksichtigung finden.

Während die auf den zuvor beschriebenen Eigenschaften basierende optische Transmission durch biologisches Gewebe starken Variationen unterworfen ist, kann hinsichtlich der **Reflektivität** eine mit weniger Unsicherheit behaftete Angabe erfolgen. Für Haut beträgt sie 4-7 %, der **Brechungsindex** n liegt für biologisches Gewebe zwischen den Werten für Wasser und Glas (1,33-1,55).

Bezüglich der **Emission** elektromagnetischer Strahlung kann die Haut unabhängig von ihrer Pigmentierung als schwarzer Körper betrachtet werden.

Elektrische Eigenschaften

Die elektrischen Eigenschaften betreffenden Kenngrößen sind in hohem Maß von der Frequenz der sich ausbreitenden elektromagnetischen Wellen abhängig. Als Richtwert für die *Leitfähigkeit* biologischen Weichgewebes kann 2 S/m mit $[S] = [\Omega^{-1}]$ im Frequenzbereich unter 10 kHz angegeben werden.

Die *Piezoelektrizität* ist zumeist vernachlässigbar, in wenigen Fällen kann sie in den Bereich von pC/N gelangen. Für PVDF-Folien in Dickenrichtung sei an dieser Stelle nochmals der Wert von 15 pC/N erwähnt.

Akustische Eigenschaften

Für das in dieser Arbeit behandelte Anwendungsgebiet der optoakustischen Tomographie gehören diese Gewebeeigenschaften zu den wichtigsten. Auch im Bereich der klinischen Ultraschalldiagnostik und -therapie sind sie von herausragender Bedeutung. Typischerweise gelangen dabei in der Diagnostik Frequenzen im Bereich bis zu 10 MHz und Spitzendruckamplituden um 1 MPa (= 10 bar) zur Anwendung. Für diese sind akustische Nichtlinearitäten stets vernachlässigbar.

Bei der *Schallgeschwindigkeit* c_0 muß zwischen der Phasengeschwindigkeit ω/k und der Gruppengeschwindigkeit $d\omega/dk$ unterschieden werden. Sie sind in dispersionsfreien Medien wie beispielsweise Wasser identisch. Zudem ist sie temperaturabhängig und kann für Temperaturunterschiede von einigen 10° C um einige 100 m/s schwanken. Für Wasser steigt sie mit der Temperatur, Fett verhält sich umgekehrt. Für Weichgewebe liegt die Schallgeschwindigkeit bei 20° C um 1600 m/s (Wasser 1500 m/s), für Knochen um 3000 m/s. Am höchsten ist sie in Zahnhartsubstanz mit 3000-6000 m/s, am geringsten in Lungengewebe mit weniger als 1000 m/s. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit akustischer Scherwellen in biologischem Gewebe ist mit zumeist nur einigen 10 m/s sehr gering [Fri 76].

In gleichem Maß wie die Dichte und die Schallgeschwindigkeit variiert die *akustische Impedanz* Z für biologisches Gewebe. Sie beträgt $1,6 \cdot 10^6$ kg/m²s für Weichgewebe ($1,5 \cdot 10^6$ kg/m²s für Wasser), für Fett $1,3 \cdot 10^6$ kg/m²s und für Knochensubstanz zwischen $3,2$ und $7,4 \cdot 10^6$ kg/m²s. Die Lunge weist aufgrund ihrer Struktur nur $0,3 \cdot 10^6$ kg/m²s auf.

Die *akustische Schwächung* α ist quadratisch von der Frequenz abhängig. Für Wasser beträgt sie $25 \cdot 10^{-15}$ s²/m, für biologisches Weichgewebe kann sie insbesondere im Frequenzbereich von 1-10 MHz mehr als eine Größenordnung darüber liegen. Für die in der optoakustischen Tomographie betrachteten Abmessungen im mm- bis maximal cm-Bereich ist sie jedoch vernachlässigbar. Scherwellen werden hingegen in biologischem Gewebe für akustische Frequenzen im Bereich einiger MHz mit bis zu $3 \cdot 10^4$ cm⁻¹ sehr viel stärker gedämpft [Fri 76]. Für das Verhältnis der Absorption zur Streuung im Ultraschallbereich läßt sich ein Richtwert von 20 % angeben.

Der zweite Term $\beta T \rho_0 / C_p \cdot (\partial c / \partial T)_p$ des bereits in Anhang B definierten akustischen *Nichtlinearitätsparameters* B/A ist für biologisches Weichgewebe stets dominant. Insgesamt liegt B/A für Wasser bei 5, für Fettgewebe bei 10.

D Tomographische Verfahren der medizinischen Diagnostik

Röntgen-Computertomographie (CT)

Hierbei handelt es sich um eines der etabliertesten Verfahren zur Aufnahme einzelner sagittaler Schnitte aus dem Körperinnern. Die Bildgebung erfolgt über die Belichtung eines Films bzw. einer Detektoreinheit mittels Röntgenstrahlung nach Durchstrahlen des Körpers. Aufgrund der unterschiedlichen Absorption der einzelnen Gewebetypen entsteht ein Schattenbild aus verschiedenen Graustufen. Die einer Röntgenaufnahme zu entnehmende Zielgröße ist somit ein Maß für die optische Gewebedichte bezüglich der Röntgenstrahlung. Deren typische Wellenlänge liegt im Å-Bereich. Die Meßgröße ist die Belichtung bzw. Schwärzung des Films. Im Gegensatz zum konventionellen Röntgenverfahren werden die Röntgenquelle und der Film bei der CT in gegenläufiger Richtung *bewegt*. Objektpunkte, die in der gewählten Tiefenebene liegen, gelangen somit stets auf derselben Stelle des Films zur Darstellung, während höher oder tiefer gelegene Punkte an verschiedenen Stellen abgebildet werden. Die außerhalb der gewählten Ebene liegenden Objekte werden dadurch sehr kontrastarm dargestellt. Das räumliche Auflösungsvermögen der CT liegt bei einigen Millimetern. Nachteilig wirken sich die hohen Anschaffungs- und Wartungskosten für CT-Geräte aus, sowie die Belastung des Körpers durch ionisierende Röntgenstrahlung, von der eine potentiell kanzerogene Wirkung ausgeht.

Ultraschall (US)

Die Ultraschall-Diagnostik basiert auf dem Empfang reflektierter transientscher Schallimpulse mit typischen Frequenzkomponenten im MHz-Bereich. Mittels eines piezoelektrischen Wandlers werden die Ultraschallpulse zunächst emittiert. Ihre Reflexion erfolgt an Grenzflächen mit Unstetigkeiten der akustischen Impedanz, welche gleichzeitig die Zielgröße darstellt. Der reflektierte Puls wird anschließend von dem zumeist in einen Empfangsmodus umschaltbaren Wandler detektiert. Unter Berücksichtigung der Schallgeschwindigkeit kann aus der Laufzeit eines empfangenen Signals auf die Lage der Grenzfläche geschlossen werden. Die Meßgröße ist der durch das empfangene Signal beschriebene zeitliche Druckverlauf. Dieses als A-Bild-Methode (Amplitude-Scan, entspricht Tiefenscan) bekannte Verfahren kann durch eine manuelle oder automatische Bewegung des Wandlers zur B-Bild-Methode (Brightness-Scan, entspricht lateralem Scan) erweitert werden. Im Gegensatz zum zuvor beschriebenen Verfahren der CT ermöglichen Ultraschall-Methoden keine Darstellung *ausgewählter* Schichten des Körperinnern, sondern von Flächen, an denen ein Impedanzsprung stattfindet. Diese sind zumeist gekrümmt. Typische Schallfeldamplituden liegen im Bereich einiger bar. Mit sehr hohen akustischen Frequenzen von einigen 10 MHz, wie sie in der ophthalmologischen Ultraschalldiagnostik angewandt werden, lassen sich räumliche Auflösungen unter 100 µm erzielen. Die Gewebetiefe wird dabei begrenzt durch die hohe akustische Dämpfung derartiger Frequenzen.

Ultraschall-Doppler-Verfahren basieren auf der Interferenz ausgesandter und empfangener kontinuierlicher Ultraschallwellen. Verschwindet die Frequenz des Interferenzsignals nicht, so

lassen sich auf diese Weise Geschwindigkeiten messen. Anwendungen liegen in der Diagnose venöser und arterieller Strömungsverhältnisse.

Sämtlichen Ultraschallverfahren haben ihre geringen Kosten gemeinsam; andererseits sind bei weitem nicht alle zu untersuchenden Organe im Körperinnern diesen Methoden zugänglich. Dies wird zum einen bedingt durch die nichtlineare Dämpfung hoher Frequenzen, welche für eine befriedigende Auflösung benötigt werden, sowie zum anderen durch teilweise geringe Kontraste der akustischen Impedanz in Weichgewebe.

Fluoreszenzdiagnostik und Szintigraphie

In beiden Anwendungen wird vom Beobachtungsobjekt spontan emittierte elektromagnetische Strahlung nachgewiesen. Im Fall der Fluoreszenzdiagnostik muß das Objekt zu diesem Zweck mit Farbstoffen angefärbt werden, die selektiv an das Zielgewebe ankoppeln, beispielsweise über Antikörper. Die optische Anregung kann sowohl breitbandig mittels konventioneller Lichtquellen als auch schmalbandig unter Verwendung von Lasern erfolgen. Die Meßgröße ist somit die emittierte Lichtintensität und damit die Absorptions- und Emissionscharakteristik der verwandten Farbstoffe. Deren Anreicherungskonzentration ist als Zielgröße zu verstehen.

In der Szintigraphie werden kurzlebige radioaktive Nuklide, zumeist Gammastrahler, anstelle der Farbstoffe verwandt. Die bei deren Zerfall emittierte Strahlung wird mittels geeigneter Detektoren nachgewiesen. Es bedarf somit keiner elektromagnetischen Anregung der gegebenen Substanz.

Die Emissionscharakteristik der detektierten Strahlung ist in beiden Fällen isotrop, die Auflösung ist für *in vivo*-Anwendungen besser als 1 mm. Durch eine schlechte organische Verträglichkeit bzw. die applizierte Strahlendosis können sich Nachteile der Methoden ergeben. Auch kommt ihnen nicht der in medizinischen Laseranwendungen stets geschätzte Vorteil der minimalen Invasivität zu. Neuentwicklungen hinsichtlich der Farbstoffe gelangen überdies aufgrund langwieriger Genehmigungsverfahren und berechtigter Verträglichkeitsprüfungen oftmals erst spät zur Anwendung.

Kernspintomographie (NMR)

Diese Methode basiert auf der Detektion von Atomkernen mit ungerader Protonen- oder Neutronenzahl. Der infolgedessen nicht verschwindende Eigendrehimpuls führt zu einem permanenten kernmagnetischen Moment. Durch die Vorgabe einer Quantisierungsachse mittels eines Magnetfeldes kommt es zur bevorzugten Ausrichtung der Kernspins kollinear zu dieser Achse und damit einer Magnetisierung einer Substanz, die derartige Kerne enthält. Dabei präzedieren die kernmagnetischen Momente um die Magnetfeldachse mit der Larmorfrequenz, die über das gyromagnetische Verhältnis linear vom Magnetfeld abhängt. Ein Maß für die Magnetisierbarkeit stellt die magnetische Suszeptibilität dar.

Bei Abschaltung des Feldes kommt es zur Relaxation der magnetischen Momente mit typischen longitudinalen Relaxationszeiten T_1 und transversalen Relaxationszeiten T_2 (Spin-Gitter- bzw. Spin-Spin-Relaxation) unter Emission hochfrequenter elektromagnetischer Wellen. Durch ein dem permanenten Magnetfeld aufmoduliertes hochfrequentes Feld lassen sich dabei resonante Effekte erzielen. Die bei der Relaxation emittierte Strahlung wird detektiert, Zielgröße ist die Konzentration der nachzuweisenden Atomkerne. In medizinischen Anwendungen handelt es

sich dabei ausschließlich um Wasserstoff, der in biologischem Weichgewebe in unterschiedlichen Konzentrationen vorliegt.

Die Erzeugung sagittaler Schnitte wird dabei durch eine Überlagerung mehrerer unterschiedlich positionierter Detektorsignale realisiert. Notwendige Magnetfeldstärken sind sehr hoch, sie liegen typischerweise im Tesla-Bereich. Das Auflösungsvermögen ist besser als 1 mm in allen Raumrichtungen. Infolge des hohen apparativen Aufwandes hinsichtlich der Signalaufnahme und der Bildrekonstruktionsalgorithmen ist auch dieses Verfahren mit hohen Kosten verbunden.

Optische Tomographie (OT)

Der Ursprung dieses Verfahrens geht ins 19. Jahrhundert zurück, wo Ärzte bereits erste Versuche einer Durchleuchtung menschlicher Finger oder Hoden mit dem sichtbaren Licht einer Kerze unternahmen. Aufgrund der starken Streuung und Wellenlängenabhängigkeit der optischen Eigenschaften biologischen Gewebes bedurfte es jedoch der Entwicklung laserartiger Lichtquellen, um diese ersten Versuche zu einer ernsthaften Anwendung reifen zu lassen. Grundsätzlich kann zwischen zeitaufgelösten und amplitudenmodulierten Verfahren unterschieden werden (time- und frequency domain techniques). Für erstere bedarf es der Erzeugung und Detektion kurzer Laserpulse im ps-Bereich oder darunter, um aus den ungestreuten "ballistischen Photonen" und den nur gering gestreuten "Snake-Photonen" Rückschlüsse auf die optischen Eigenschaften des bestrahlten Areal zu ziehen zu können. Damit ist eine Rekonstruktion der zurückgelegten Weglänge einzelner Photonen möglich. Bei der Amplitudenmodulationstechnik entstehen durch hohe Modulationsfrequenzen im Bereich einiger 100 MHz sogenannte Photonendichtewellen. Deren phasenempfindlicher Nachweis ermöglicht wie auch im zeitaufgelösten Verfahren eine Rekonstruktion der optischen Eigenschaften des durchstrahlten Gewebes. Verwandte Wellenlängen liegen im nahinfraroten Bereich von 700-1200 nm.

Diese rein optischen Methoden sind prinzipiell begrenzt auf Gewebedicken um 5-6 cm bei einer räumlichen Auflösung um 5 mm. Gegenstand aktueller Forschungsvorhaben sind aus diesem Grund hauptsächlich die Mammographie und die Diagnostik am Kopf neugeborener Säuglinge. Ungeachtet dieser limitierenden Faktoren zeichnet sich jedoch die OT besonders gegenüber der CT durch die Verwendung nicht ionisierender Strahlung und weitaus geringere Kosten aus. Gegenwärtig befinden sich derartige Verfahren noch im Forschungsstadium, erste Gebrauchsmuster und Patente existieren bereits [Kas 96]. Eine ausführliche Beschreibung der Techniken zur OT wird in [Ost 98] gegeben.

Optische Kohärenz-Tomographie (OCT)

Diese weitere rein optische Methode basiert auf dem Verfahren der Interferometrie. Als Lichtquelle dient zumeist eine Laserdiode oder eine Superlumineszenzdiode im Wellenlängenbereich von 780-900 nm mit einer geringen Kohärenzlänge um 20 μm . In einer dem Michelson-Aufbau äquivalenten Anordnung befindet sich in einem Interferometerarm ein axial beweglicher Spiegel, in dem anderen das zu charakterisierende Objekt. Bei einer Bewegung des Spiegels kommt es nun auf dem Abbildungsschirm immer genau dann zur Ausbildung einer Interferenzfigur, wenn die Länge beider Arme im Rahmen der Kohärenzlänge übereinstimmt. Das Ende des Objektarmes wird dabei definiert durch die Objektoberfläche und mögliche Grenzflächen innerhalb des Objekts. Eine laterale Verschiebung der Anordnung oder des Objekts ermöglicht

die Darstellung einzelner Schnittebenen. Das Verfahren zeichnet sich durch seine hohe räumliche Auflösung im Bereich der Kohärenzlänge der Lichtquelle aus, ist jedoch durch die erforderliche optische Zugänglichkeit des untersuchten Areals auf Anwendungen am Auge (Ophthalmologie) oder die Tomographie oberer Hautschichten bis in 1 mm Tiefe (Dermatologie) begrenzt.

E Liste der Veröffentlichungen

Lohmann S, Olmes A, Lubatschowski H, Frenz M, Ertmer W;

Charakterisierung laserinduzierter Drucksignale unter Verwendung piezoelektrischer Folien;
Lasermedizin **11**, 111 (1995)

Lohmann S, Olmes A, Lubatschowski H, Ertmer W;

Characterization of laser-induced pressure transients by means of piezoelectric PVDF-films;
Proc.SPIE **2624**, 83-92 (1995)

Dörbecker C, Lubatschowski H, Lohmann S, Ruff C, Kermani O, Ertmer W;

Influence of the ablation plume on the removal process during ArF-excimer laser photoablation;
Proc.SPIE **2632**, 2-9 (1995)

Lubatschowski H, Kermani O, Lohmann S, Dörbecker C, Ertmer W;

Prinzip und Wirkungsweise eines ArF-Excimerlasersystems mit scannender und rotierender
Schlitzblende für den Einsatz in der PRK;
Der Ophthalmologe (Suppl. 1) **92**, 28, K47 (1995);

Kermani O, Lubatschowski H, Dörbecker C, Lohmann S, Ertmer W;

Characterization of the removal process on ArF-Excimer laser photoablation influenced by the
ablation plume;
ARVO-Abstr.Invest.Ophthalmol.Vis.Sci. **37**(4), 2604 (1996)

Nordwald K, Holschbach A, Lohmann S, Lubatschowski H, Walkow T, Scherer V,
Wollensak J;

Determination of acoustic shock waves generated by an (fundamental mode) Erbium:YAG laser
in corneal photoablation;
ARVO-Abstr.Invest.Ophthalmol.Vis.Sci. **37**(4), 2627 (1996)

Olmes A, Lohmann S, Lubatschowski H, Ertmer W;

An improved method of measuring laser induced pressure transients ;
Appl.Phys.B **64**, 677-682 (1997)

Lohmann S, Ruff C, Lubatschowski H, Schmitz C, Ertmer W;

Photoacoustic determination of optical parameters of biological tissue;
Proc.SPIE **2923**, 2-11 (1996)

Schmitz C, Hantzko T, Lohmann S, Lubatschowski H, Ertmer W;
Pulsed photothermal radiometric investigations of optical and thermal properties;
Proc.SPIE **2923**, 12-19 (1996)

Lubatschowski H, Högele A, Lohmann S, Olmes A, Ertmer W;
Erbium-laser photoablation of the cornea;
Proc.SPIE **2930**, 2-8 (1996)

Ruff C, Lohmann S, Lubatschowski H, Ertmer W;
Photoacoustic determination of optical parameters of biological tissue;
Digest CLEO EUROPE, EQEC 1996, 325 (1996)

Lohmann S, Ruff C, Schmitz C, Lubatschowski H, Ertmer W;
Photoacoustic determination of optical parameters of tissue-like media;
Lasers in Medical Science **12**, 357-363 (1997)

Högele A, Ziolk C, Lubatschowski H, Lohmann S, Welling H, Olmes A, Ertmer W;
FTIR-Q-switched 3 μm erbium laser for applications in laser surgery;
Lasers und Optoelektronik **29**(2), 45-51 (1997)

Lohmann S, Zacher M, Schmitz C, Lubatschowski H, Ertmer W;
Characterization of tissue-like media using the photoacoustic method;
Proc.SPIE **3195**, 79-87 (1997)

Schmitz C, Oberheide U, Lohmann S, Lubatschowski H, and Ertmer W;
Pulsed photothermal radiometry investigations of absorbing and scattering media;
Proc.SPIE **3195**, 94-101 (1997)

F Lebenslauf und Bildungsweg

PERSÖNLICHE DATEN

Name	Stefan Lohmann
Geburtsdatum	12. Februar 1969
Geburtsort	Bonn
Eltern	Elisabeth Lohmann geb. Bast Dr. Klemens Lohmann
Familienstand	ledig

AUSBILDUNG

Schulbildung	1988 Abitur am Kardinal-Frings-Gymnasium Bonn-Beuel
Wehrdienst	07/1988 - 09/1989 Grundwehrdienst in Heide/Holstein, Sont- hofen/Allgäu und Bonn
Hochschulstudium	10/1989 - 10/1993 Physikstudium an der Rheinischen Friedrich- Wilhelms-Universität Bonn 11/1993 - 01/1995 Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn
Promotion	02/1995 - 06/1998 am Institut für Quantenoptik der Universität Hannover und am Laser Zentrum Hannover e. V.

BERUFLICHER WERDEGANG

02/1995 - 09/1995	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Quantenoptik der Universität Hannover
seit 10/1995	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Laser Zentrum Hannover e. V.

Dankeschön

Während der vergangenen Jahre konnte ich mich immer auf die Unterstützung vieler direkt und noch mehr indirekt an dieser Arbeit beteiligter Personen verlassen. Dafür möchte ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken.

Herrn Prof. Dr. W. ERTMER danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit, seine motivierende Betreuung und Förderung sowie die stets präsente Hilfe beim Umschiffen mancher Untiefe.

Herrn Prof. Dr. H. WELLING sei für die Übernahme des Korreferats und seinen Optimismus gedankt.

Beiden Herren gebührt darüber hinaus Dank für die fruchtbare Kooperation des Instituts für Quantenoptik mit dem Laser Zentrum Hannover, von der ich profitieren durfte.

Ein hohes Maß an Unterstützung erfuhr ich von Dr. HOLGER LUBATSCHOWSKI, dem ich besonders herzlich danken möchte. Seine Übersicht und seine Kreativität haben die Arbeit sehr positiv beeinflusst. Nicht zuletzt aufgrund gemeinsamer sportlicher Interessen hat mir die Zusammenarbeit mit ihm nicht nur beruflich sehr viel Spaß gemacht.

Bei Prof. Dr. ANDREAS TÜNNERMANN und Dr. CARSTEN FALLNICH bedanke ich mich für die freundliche Aufnahme in die Abteilung "Entwicklung" am Laser Zentrum Hannover und die kollegiale Zusammenarbeit.

Im Rahmen ihrer Diplomarbeit haben CHRISTINE RUFF, MICHAEL ZACHER und STEFAN HILLER ganz entscheidende Beiträge zum Gelingen dieser Arbeit erbracht. Dafür und für die effektive Kooperation am gemeinsamen Projekt möchte ich ihnen einen besonders herzlichen Dank aussprechen.

Ebenfalls very special thanks gebühren CHRISTOPH SCHMITZ. Er war mir in vielerlei Hinsicht stets ein kompetenter Ansprechpartner. Die gemeinsame Zeit an der "Leading edge" der Lasermedizin bei harten Fakten wird mir ebenso in allerbesten Erinnerung bleiben wie die Diskussionen über Life Science bei leckeren Getränken. Besonders das geteilte Interesse an gepflegter Kultur erweiterte den Horizont ungemein und war in vielen verwohnten Situationen eine große Hilfe.

Auf eine fast genauso lange Zusammenarbeit blicke ich mit Dr. ANDREAS OLMES zurück. Durch seine ganz spezielle Art des Hinterfragens habe ich ihn als Diskussionspartner und Kollegen sehr zu schätzen gelernt. Unsere Schmerzlosigkeit wurde nicht nur beim gemeinsamen Verfassen eines Papers geprüft. Noch mehr Geschichte geschrieben haben die competitions im "5 km - Sprint".

Dr. ARTUR HÖGELE hat stets durch sein ruhiges und sachliches Naturell zu überzeugen gewußt. Zum Schluß seiner Promotion hat er einen Nd:YLF-Laser aufgebaut, der sich als Stütze und "Arbeitspferd" unseres Laboralltags erweisen sollte. Dafür und für eine unerreichte Hochzeitsfeier gebührt ihm ein herzliches Dankeschön.

Gemeinsam mit VOLKHARD ABRAHAM begann ich die "Never ending story" eines Antrags. Ihren Schluß konnte er leider nicht erwarten, so daß es ihn zur Halbzeit seiner Promotion in die Industrie zog, womit er eine große Lücke in unserer Arbeitsgruppe hinterließ.

Dr. STEFAN SPANIOL erfreute sich aufgrund seiner freundlichen und hilfsbereiten Art sowie seines umfangreichen Wissens bei allen Kolleginnen und Kollegen größter Beliebtheit. Ich hoffe, daß sich zumindest auf Konferenzen unsere Wege noch oft kreuzen werden.

Die Zeit mit GERD HÖRBE als Schreibtischnachbar war in fast jeder Hinsicht ein Gewinn. Den Mut, noch ausstehende Gewinne einzulösen, werde ich sicher eines Tages aufbringen. Außerdem hoffe ich, daß unsere gemeinsame Grenze den harten Scheuermittel-Attacken weiterhin standhält.

MARTIN OSTERMEYER brachte neben der "Revenge of the Nerds" viele weitere neue Aspekte mit in unsere Arbeitsgruppe. Ohne seine unerschöpflichen Elektronik-Kenntnisse wäre der schnelle Vorverstärker nicht entstanden, weshalb ihm sein Spitzname mit Sicherheit nicht in allen Belangen gerecht wird. Sein Erfindergeist brachte auch die unerreichte Kaffee & Fisherman's - Kombination hervor, die das Fundament seiner Lebensmittel-Pyramide bildet.

Im Zusammenhang mit bemerkenswerten Elektronik-Kenntnissen darf auch CARSTEN ZIOLEK nicht unerwähnt bleiben. Ich hoffe, daß er sich bald auf einen guten Beistand als eine der letzten Stützen unserer Gruppe verlassen kann.

Allen weiteren Kolleginnen und Kollegen aus der Gruppe der Lasermedizin danke ich für das unübertroffene Arbeitsklima. Die Zusammenarbeit mit SEBASTIAN BARTEL, MARTIN BRAND, MEIKE BUSEMANN, HANS-GEORG FRANKE, THOMAS HANTZKO, ALEXANDER HEISTERKAMP, NICOLE HEUER-WARBOLD, THOMAS KLEINE-BESTEN, UWE OBERHEIDE, MARTIN RAIBLE und FRANK SIMMERT war so effizient, daß auch schon mal Zeit für den einen oder anderen Spaß blieb.

Stellvertretend für die gesamte Arbeitsgruppe danke ich KAI BONGS, SVEN BURGER, HENNING HINDERTHÜR, Dr. SIMON KUPPENS, MAX RAUNER, Dr. FRANK RUSCHEWITZ und MARTIN ZINNER sowie den Ehrenmedis Dr. RALF DEUTSCHMANN, GUIDO WOKURKA und ANETTE PAHL für die angenehme und mehr als nur kollegiale Atmosphäre am Institut.

Ich kann mich an kein ernsthaftes Problem erinnern, welches Dr. RUDI GAUL nicht hätte lösen können. Mit den vielen Fäden, die er in der Hand hielt, brachte er Lahmes zum Gehen und vieles andere mehr. Den großen Wert seiner effektiven Arbeit im Hintergrund habe ich insbesondere bei der Koordinierung finanzieller Angelegenheiten sehr zu schätzen gelernt.

Frau I. KRÄMER, Frau M. GRIESE und Frau B. BACK möchte ich herzlich für ihre Hilfe danken, die weit über das Überwinden verwaltungstechnischer Hürden hinausging.

Herr. L. HEIDEKRÜGER steht einer sehr effizient arbeitenden Werkstatt vor, die neben der zuverlässigen Anfertigung zahlreicher Werkstücke nie um technische Ratschläge und Lebensweisheiten verlegen war. Auch war ihr Blick für das Schöne dieser Welt völlig ungetrübt. MATHIAS SCHOLZ gilt meine Bewunderung für den in seiner Freizeit ausgetragenen Kampf gegen chaotische Rechner.

Bei GERD BECK vom Institut für Lasertechnologien in der Medizin und Meßtechnik der Universität Ulm möchte ich mich herzlich für die freundliche Bereitstellung der Silikonstandards bedanken.

Herrn Dr. GÜNTHER PALTAUF vom Institut für Experimentalphysik der Universität Graz habe ich als einen sehr gewissenhaft arbeitenden Kollegen kennengelernt. Ihm danke ich für fruchtbare Diskussionen auf diversen Konferenzen.

Last und bestimmt nicht least danke ich meinen ELTERN für die Unterstützung meines Studiums.

Merci beaucoup à TOI !