

Reihe 20

Rechnerunter-  
stützte Verfahren

Nr. 471

M.Sc. Abtin Jamshidi Rad,  
Hamburg

## Charakterisierung und Vermessung von nichtlinearen Hochenergie-Druckpuls- feldern mit einem optischen Mehrkanal- hydrophon



*Professur für Automatisierungstechnik*

*Professur für Prozessdatenverarbeitung  
und Systemanalyse*

Institut für Automatisierungstechnik der  
Helmut-Schmidt-Universität /  
Universität der Bundeswehr Hamburg



# Charakterisierung und Vermessung von nichtlinearen Hochenergie- Druckpuls-Feldern mit einem optischen Mehrkanalhydrophon

Von der Fakultät für Maschinenbau  
der Helmut-Schmidt-Universität / Universität der Bundeswehr  
Hamburg  
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-  
Ingenieurs  
genehmigte

DISSERTATION  
vorgelegt von

Abtin, Jamshidi Rad

aus Teheran

Hamburg 2017

Gutachter:  
Uni.-Professor Dr.-Ing. Klaus Krüger  
Professor Dr.-Ing. Friedrich Ueberle

Tag des Abschlusses der mündlichen Prüfung: 20.Oktober 2017

# Fortschritt-Berichte VDI

Reihe 20

Rechnerunterstützte  
Verfahren

M.Sc. Abtin Jamshidi Rad,  
Hamburg

Nr. 471

Charakterisierung  
und Vermessung  
von nichtlinearen  
Hochenergie-Druckpuls-  
Feldern mit einem  
optischen Mehrkanal-  
hydrophon



*Professur für Automatisierungstechnik*

*Professur für Prozessdatenverarbeitung  
und Systemanalyse*

Institut für Automatisierungstechnik der  
Helmut-Schmidt-Universität /  
Universität der Bundeswehr Hamburg

Jamshidi Rad, Abtin

## **Charakterisierung und Vermessung von nichtlinearen Hochenergie-Druckpuls-Feldern mit einem optischen Mehrkanalhydrophon**

Fortschr.-Ber. VDI Reihe 20 Nr. 471. Düsseldorf: VDI Verlag 2018.

152 Seiten, 48 Bilder, 15 Tabellen.

ISBN 978-3-18-347120-1, ISSN 0178-9473,

€ 57,00/VDI-Mitgliederpreis € 51,30.

**Für die Dokumentation:** Ultraschalltherapie – Lithotripsie – Hydrophon – Kavitation – optisches Hydrophon – Entfaltung

Der Druckpuls findet in der Medizin eine breite Anwendung. Er wird z.B. in der Schwangerschaftsvorsorge oder auch zur Behandlung von Nierensteinen eingesetzt. Die dabei applizierten Energien können Nierensteine zertrümmern oder Zellen koagulieren. Für die Gewährleistung der Patientensicherheit und des Therapieerfolges muss eine bessere Grundlage für die Therapieplanung und -kontrolle geschaffen werden. Dazu ist es notwendig, die Parameter, die das Druckpulsfeld charakterisieren, zuverlässig zu bestimmen.

Das Hauptziel dieser Arbeit ist es, ein für die Vermessung von Druckpulsfeldern optimiertes optisches Hydrophon nach dem piezooptischen Prinzip zu entwickeln. Der Fokus liegt auf der Verbesserung der Messtechnik und der Erweiterung des Systems auf mehrere simultane Messkanäle. Die Evaluation anhand einer piezoelektrischen, einer ballistischen und einer elektromagnetischen Druckpulsquelle konnte eine verzerrungsfreie Wiedergabe des Druckpulsfeldes bestätigen.

### **Bibliographische Information der Deutschen Bibliothek**

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliographie; detaillierte bibliographische Daten sind im Internet unter [www.dnb.de](http://www.dnb.de) abrufbar.

### **Bibliographic information published by the Deutsche Bibliothek**

(German National Library)

The Deutsche Bibliothek lists this publication in the Deutsche Nationalbibliographie (German National Bibliography); detailed bibliographic data is available via Internet at [www.dnb.de](http://www.dnb.de).

Dissertation

Helmut-Schmidt-Universität / Universität der Bundeswehr Hamburg

© VDI Verlag GmbH · Düsseldorf 2018

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe (Fotokopie, Mikrokopie), der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen, im Internet und das der Übersetzung, vorbehalten.

Als Manuskript gedruckt. Printed in Germany.

ISSN 0178-9473

ISBN 978-3-18-347120-1

# Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Klaus Krüger und Prof. Dr.-Ing. Friedrich Ueberle bedanken, die mich während der Bearbeitung meiner Dissertation tatkräftig unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mich auf meinem Weg durch das Studium und die Promotion begleitet haben.

# Geleitwort

Die Automatisierungstechnik ist ein komplexes und vielfältiges wissenschaftliches Gebiet. Am Institut für Automatisierungstechnik der Helmut-Schmidt-Universität / Universität der Bundeswehr Hamburg wird zum einen die Entwicklung neuer automatisierungstechnischer Methoden vorangetrieben, zum anderen wird die systemtheoretische Analyse komplexer technischer Prozesse betrachtet, einschließlich der darauf aufbauenden Automatisierung. Die erfolgreiche Umsetzung der erzielten theoretischen Ergebnisse, insbesondere im Rahmen der industriellen Wertschöpfung, ist das Ziel des ingenieurwissenschaftlichen Wirkens und zugleich Gradmesser für seinen Erfolg.

An der Professur für Prozessdatenverarbeitung und Systemanalyse wurde bereits ein breites Spektrum technischer Prozesse mittels mathematischer Methoden systemtheoretisch identifiziert und modelliert. Die resultierenden quantitativen Modelle stellen eine belastbare Basis für die sich anschließende Regelung respektive Automatisierung der Prozesse dar.

Mit der messtechnischen Erfassung nichtlinearer Hochenergie-Ultraschall-Felder hat Herr Dr. Jamshidi Rad ein sehr anspruchsvolles Thema aufgegriffen. Das breite Spektrum an medizinischen Ultraschall-Aktuatoren untermauert die hohe Relevanz des Themas. Dies gilt insbesondere angesichts der eher rudimentären Kenntnisse bezüglich der zugehörigen, orts aufgelösten Druck-Zeitverläufe. Ausgehend von heute verfügbarer Messtechnik zeigt Herr Dr. Jamshidi Rad zunächst deren Defizite sowie entsprechende Lösungsansätze auf.

Höhepunkt seiner Dissertation sind die Entwicklung und die erfolgreiche Umsetzung eines quasi rückwirkungsfreien Mehrkanal-Hydrophons. Gegenüber den bis heute üblichen Einkanal-Hydrophonen ist damit ein erheblicher technischer Fortschritt erzielt.

Die Arbeit entstand in Zusammenarbeit mit Herrn Prof. Dr.-Ing. Friedrich Ueberle von der Hochschule für angewandte Wissenschaften Hamburg.

Die Herausgeber danken dem VDI-Verlag für die Möglichkeit einer breiten Veröffentlichung dieser Ergebnisse.

Prof. Dr.-Ing. Klaus Krüger

Prof. Dr.-Ing. Alexander Fay



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Bioeffekte des Ultraschalls	4
1.1.1. Thermische Effekte	5
1.1.2. Nichtthermische Effekte	6
1.2. Stand der Druckpulsmesstechnik	6
1.3. Aufgabenstellung	8
1.4. Zielstellung und Leitfaden	9
<b>2. Physikalische Grundlagen der Akustik</b>	<b>11</b>
2.1. Wellenausbreitung	11
2.1.1. Lineare Wellengleichung	12
2.1.2. Nichtlineare Wellengleichung	13
2.1.3. Unterschiede zwischen linearer und nichtlinearer Schallausbreitung	15
2.2. Schallfeldgrößen und Schallwechselwirkungen	16
2.2.1. Impedanz	16
2.2.2. Schallintensität und Schalleistung	17
2.2.3. Schallreflexion und Schalltransmission	17
2.2.4. Beugung und Streuung	18
2.2.5. Dämpfung und Schallabsorption	20
2.2.6. Schallstrahlungskraft	23
2.2.7. Kavitation	24
2.3. Schallfeldgeometrie	26
<b>3. Physikalische Grundlagen elektroakustischer Wandler</b>	<b>29</b>
3.1. Der piezoelektrische Wandler	29
3.2. Der piezooptische Wandler	30
<b>4. Charakterisierung der akustischen Messtechnik</b>	<b>34</b>
4.1. Eigenschaften eines Hydrophons	35
4.2. Parameter der akustischen Messtechnik	37
4.3. Piezoelektrisches Hydrophon	39
4.3.1. Piezoelektrisches Keramikhydrophon	42
4.3.2. Piezoelektrisches Polymer-Hydrophon	43
4.4. Schallstrahlungswaage	46
4.5. Schlierenoptisches Hydrophon	47
4.6. Das faseroptische Hydrophon	49
4.7. Das Lichtfleck-Hydrophon	53

<b>5. Signalverzerrung optischer Hydrophone</b>	<b>59</b>
5.1. Elektronische Verzerrungen . . . . .	59
5.1.1. Übertragungsverhalten des LSHD . . . . .	60
5.1.2. Filterung der Messsignale . . . . .	61
5.1.3. Entfaltung der Verzerrungen . . . . .	63
5.2. Geometrische Verzerrungen . . . . .	68
5.2.1. Mathematische Entfaltung . . . . .	70
5.2.2. Experimentelle Entfaltung . . . . .	71
<b>6. Das optische Mehrkanalhydrophon</b>	<b>74</b>
6.1. Das faseroptische Mehrkanalhydrophon . . . . .	74
6.2. Das Mehrkanal-Lichtfleck-Hydrophon . . . . .	77
6.2.1. Anzahl und Position der empfindlichen Flächen . . . . .	77
6.2.2. Lichtquelle . . . . .	79
6.2.3. Optische und akustische Eigenschaften des Glasblocks . . . . .	81
6.2.4. Lokale Beschädigungen am Glasblock . . . . .	82
6.2.5. Fokussierungsoptik . . . . .	83
6.2.6. Messungen entlang der Schallausbreitungsachse . . . . .	87
6.3. Photoempfänger und Verstärkerelektronik . . . . .	88
6.3.1. Die PIN-Photodiode . . . . .	90
6.3.2. Der Transimpedanzverstärker . . . . .	90
6.4. Rauscheigenschaften . . . . .	92
6.4.1. Maßnahmen zur Rauschminderung . . . . .	94
6.4.2. Noise Equivalent Sound Pressure des Mehrkanalhydrophons . . . . .	96
6.5. Bestimmung der Empfindlichkeit . . . . .	97
<b>7. Evaluation des Mehrkanalhydrophons und Diskussion</b>	<b>101</b>
7.1. Vermessung der piezoelektrischen Quelle (PiezoClast) . . . . .	102
7.2. Vermessung der elektromagnetischen Quelle (EMSE) . . . . .	104
7.3. Vermessung der ballistischen Quelle (DolorClast) . . . . .	106
7.4. Diskussion und Ausblick . . . . .	109
<b>Anhang</b>	<b>115</b>
<b>A. Ausblick auf zukünftige piezoelektrische Werkstoffe</b>	<b>115</b>
<b>B. Die elektromagnetische Stoßwellenquelle</b>	<b>116</b>
<b>C. Das Interferometer Hydrophon</b>	<b>119</b>
<b>D. Gleichungen zur Bestimmung der piezooptischen Konstante</b>	<b>121</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>122</b>

# Abkürzungsverzeichnis

AR	Anti-Reflex
BMI	Bundesministerium für Wirtschaft und Energy
cw	Kontinuierliche Welle
DC	Direct Current
EMSE	Elektromagnetische Stoßwellenquelle
ESWL	Extrakorporale Stoßwellen Lithotripsie
ESWT	Extrakorporale Stoßwellentherapie
FASO	Faseroptisches Hydrophon
FOPH	Fiber Optic Hydrophone
FWHM	Full Width Half Maximum
HIFU	High Intensity Focused Ultrasound
IEC	International Electrotechnical Commission
LSHD	Light Spot Hydrophone
MKH	Mehrkanalhydrophon
OPV	Operationsverstärker
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
PVDF	Polyvinylidenfluorid
r-ESWT	Radiale Extrakorporale Stoßwellentherapie
ROI	Region of Interest
RoHS	Restriction of the use of certain Hazardous Substances in electrical and Electronic Equipment
SI	Internationales Einheitensystem

TC87      Technical Committee 87: Ultrasonics

US        Ultraschall

# Formelzeichenverzeichnis

$B/A$	Nichtlinearitätsparameter
$c$	Schallgeschwindigkeit
$d$	Piezoelektrische Ladungskonstante
$D(\phi)$	Richtcharakteristik
$E$	Lichtintensität
$F$	Kraft
$f$	Frequenz
$f_G$	Grenzfrequenz
$f_R$	Relaxationsfrequenz
$F_s$	Schallstrahlungskraft
$g$	Piezoelektrische Spannungskonstante
$\vec{I}$	Schallintensität
$i_n^2$	Leistungsdichte
$I_{ph}$	Photodiodenstrom
$i_R$	Sperrstrom
$i_r$	Rauschstrom
$i_{SR}$	Schrotrauschstrom
$i_{Th}$	Thermischer Rauschstrom
$J$	Rauschstromdichte
$J_R$	Effektivwert des Rauschens
$k$	Kopplungsfaktor
$M$	Akustische Machzahl

$MI$	Mechanical Index
$NEP$	Noise-Equivalent-Power
$NESP$	Noise Equivalent Sound Pressure
$n$	Brechungsindex
$n_t$	Transformationsverhältnis
$n_w$	Brechungsindex des Wassers
$P$	Schallleistung
$p$	Schalldruck
$p_a$	Absolutdruck
$p_0$	Umgebungsdruck
$P_{ir}$	Relative Intensitätsrauschleistung
$P_m$	Mittlere Rauschleistung
$P_{ph}$	Optische Leistung
$P_n$	Mittelwert der Rauschleistung
$P_{rausch}$	Gesamtrauschleistung
$P_{th}$	Thermische Rauschleistung
$P_{sr}$	Schrotrauschleistung
$Q$	Elektrische Ladung
$R_a$	Reflexionsfaktor
$Re_{ak}$	Akustische Reynoldszahl
$S$	Empfindlichkeit
$s$	Verdichtung
$S_{ph}$	Empfindlichkeit der Photodiode
$SNR$	Signal-zu-Rausch-Verhältnis
$T_a$	Transmissionsfaktor
$t_r$	Anstiegsflanke

X

$t_w$	Kompressions-Pulsdauer
$u_{\text{noise}}$	Rauschspannung
$v$	Schallschnelle
$x_s$	Schockformationsabstand
$Z_A$	Akustische Impedanz der Anpassungsschicht
$Z_W$	Akustische Impedanz des Wandlers
$Z_G$	Akustische Impedanz des Weichgewebes
$\alpha_r$	Absorptionskoeffizient für die Relaxationsdämpfung
$\alpha_v$	Absorptionskoeffizient für viskose Dämpfung
$\beta$	Koeffizient der Nichtlinearität
$\chi$	Piezooptische Konstante
$\epsilon$	Dielektrizitätskonstante
$\epsilon_x$	Exzentrizität
$\kappa$	Kompressibilität
$\lambda$	Wellenlänge
$\nabla$	Nabla Operator
$\phi$	Einfallswinkel
$\nu$	Raman-Nath-Parameter
$\omega$	Kreisfrequenz
$\rho$	Dichte
$\rho_0$	Ruhedichte
$\sigma$	Mechanischer Stress
$\xi$	Auslenkung





# 1. Einleitung

Der Ultraschall hat eine lange Tradition in der medizinischen Diagnostik und Therapie. Die Anwendungsfelder reichen von der Wärmebehandlung, Schmerztherapie, Stoßwellenlithotripsie, Ultraschallchirurgie bis hin zur diagnostischen Bildgebung [Pre91]. Mit mehr als 250 Millionen Aufnahmen pro Jahr ist der diagnostische Ultraschall die am weitesten verbreitete bildgebende Modalität [Zeq07]. Trotz der hohen Verbreitung findet sich der Beginn der Ultraschallanwendung in der Medizin nicht wie oftmals suggeriert in der Diagnostik (wie etwa in [Ric09]), sondern in der Ultraschalltherapie. Bereits in den Zwanzigerjahren des 20. Jahrhunderts entdeckte der französische Physiker Langévin die Wirkung des Ultraschalls auf biologisches Gewebe, als er mit seiner Hand in ein beschalltes Wasserbecken griff und dabei stechende Schmerzen empfand [Haf06]. Die ersten Studien zur therapeutischen Wirksamkeit von Ultraschall in der klinischen Anwendung erfolgten durch Raimar Pohlman im Jahre 1938. Basierend auf den Ergebnissen von Pohlmann wurde im Berliner Charité Krankenhaus die Ultraschall-Physiotherapie als medizinische Disziplin zugelassen [JSC<sup>+</sup>09].

Es wird in der Ultraschalltherapie zwischen den beiden Kategorien *nicht-destruktive mechanische Erwärmung* des Gewebes zur Förderung der Heilung und der *selektiven Destruktion* von Gewebe unterschieden. Welcher der Effekte eintritt, ist abhängig von der Schallfrequenz, der Schalldruckamplitude, der Schallintensität [Zeq07] und den gewebespezifischen Parametern wie Zusammensetzung und Perfusion des Gewebes. In der medizinischen Therapie hat sich der Ultraschall insbesondere bei den folgenden Indikationen durchgesetzt:

**Nephrolithiasis:** Dies ist der medizinische Fachausdruck für die Nierensteinkrankheit. Nierensteine entstehen durch Ausfallen und Kristallisation von Substanzen aus dem Urin in der Niere. Auch im ableitenden Harntrakt kann es zur Steinbildung (medizinischer Fachausdruck: Konkrement) kommen und wird als Urolithiasis bezeichnet [WEJ03]. Nieren- und Harnleitersteine sind mit stärksten Schmerzen verbunden, sodass bei dieser Indikation ausnahmsweise der Grundsatz gilt: Analgesie (Schmerztherapie) vor der Diagnose [WEJ03]. Ursache für die sofort erforderliche Schmerzbehandlung sind steininduzierte Schmerzen, welche vom Patienten als unerträglich empfunden werden. Das Konkrement kann durch eine invasive Schnittoperation, minimal-invasiv wie etwa durch die Ureterorenoskopie (endoskopische Therapie durch den Harnleiter) oder nicht-invasiv durch die extrakorporale Stoßwellenlithotripsie (ESWL) entfernt werden [WEJ03]. In seltenen Fällen ist auch eine medikamentöse Behandlung möglich.

Die Vorstellung der extrakorporalen Stoßwellen-Lithotripsie ESWL in den Achtzi-

## 1. Einleitung

gerjahren durch Chaussy et al. [CBS80] führte zu einer radikalen Veränderung der Therapie von Steinleiden, sodass sich die Lithotripsie innerhalb von fünf Jahren zum Maßstab für die Behandlung von Steinleiden etablierte [BCE<sup>+</sup>08]. Im Jahr 2003 wurden mehr als 70 % aller Steinleiden in Deutschland mit der extrakorporalen Stoßwellenlithotripsie behandelt [UJ10]. Der invasive, chirurgische Eingriff wird nur noch bei besonders komplexen Konkrementen durchgeführt [WEJ03].

**Pseudarthrose:** Hierbei handelt es sich um eine Fraktur (Knochenbruch), die auch nach halbjähriger Wartezeit nicht verheilt. Pseudarthrosen führen zu Funktionsstörungen des Körperteils und sind mit anhaltenden Schmerzen verbunden [MM12]. Der Einfluss der Stoßwelle auf Pseudarthrosen wurde in den Achtzigerjahren des letzten Jahrhunderts bei der Evaluation möglicher unerwünschter Nebenwirkungen der ESWL entdeckt. Dabei stellten die Forscher eine Osteoblast-Stimulation (Stimulation des Knochenwachstums) und eine Knochen-Apposition nach der Beschallung mit einer Stoßwelle fest [Naß01]. Aufgrund dieser Beobachtungen erreichte die Stoßwellenanwendung auch die Orthopädie. Aufbauend auf den Erkenntnissen der ESWL-Evaluation wurden in den Neunzigerjahren erste Versuche zur gezielten Stimulation von Knochenheilung durch extrakorporale Stoßwellen durchgeführt [HHE<sup>+</sup>92, TMZ<sup>+</sup>04]. Bisherige Resultate zeigen bei pathologischen Knochen eine deutlich beschleunigte Knochenheilung nach Anwendung einer fokussierten Stoßwellentherapie (ESWT) [Bar07] [Gra01]. Klinische Studien mit Kontrollgruppen bestätigten eine signifikant verbesserte Knochenheilung und Knochenzusammensetzung [WWY08, WYK<sup>+</sup>09]. In der Therapie der für gewöhnlich besonders problematisch verlaufenden Pseudarthrose stellt die extrakorporale Stoßwellentherapie heutzutage ein Standardverfahren dar [LSAG07, VER97].

**Tendopathien:** Bei der Tendopathie handelt es sich um eine Erkrankung der Sehnen und Sehnenansätze aufgrund einer Fehlbelastung oder eines degenerativen Verschleißes. Die Feststellung einer Sehnenkrankung erfolgt häufig an der Ferse (dem sogenannten Fersensporn), an der Schulter (Tendinitis calcarea, auch als Schulterverkalkung bezeichnet) oder dem Ellenbogen (Epicondylitis ulnaris humeri beziehungsweise Epicondylitis radialis humeri, auch als Tennisellenbogen beziehungsweise Golferellenbogen bezeichnet) [RKV<sup>+</sup>97].

Allein für die Behandlung des Tennisellenbogens werden 40 verschiedene konservative Therapieansätze beschrieben [RKEH98]. Dies deutet darauf hin, dass keine geeignete Therapieform existiert. Insbesondere der in der klinischen Praxis häufig anzutreffende Tennisellenbogen zeigt sich gegenüber konservativen und operativen Behandlungsmethoden resistent [LSAG07].

Mit der zunehmenden Popularität der risikoarmen Stoßwellentherapie in der Urologie und Orthopädie wurden auch andere medizinische Fachrichtungen aufmerksam auf die Ultraschalltechnologie [LSAG07]. Die Möglichkeit, Nierensteine im Körper zu desintegrieren, eröffnete die Option, auch pathologische Kalzifikationen (wie etwa Tendinitis calcarea) am Bewegungsapparat zu behandeln. Kontrollierte Untersu-

chungen zeigten eine hohe Wirksamkeit der ESWT bei Behandlungen von Schulterververkalkungen [GWH03]. Unter der Annahme, dass die Stoßwelle auch im tendinossären Übergang mit hohem Impedanzunterschied eine biologische Wirkung aufweist, wurden Untersuchungen beim Tennisellenbogen und Fersensporn durchgeführt [LSAG07]. Klinische Studien zeigen sowohl bei der Behandlung von Fersensporn als auch beim Tennisellenbogen eine signifikante Verringerung der Schmerzen und eine Verbesserung des Bewegungsumfangs [FHD04].

**Triggerpunktinduzierte Schmerzbilder:** Ein Triggerpunkt ist eine überempfindliche Stelle, die einen fortgeleiteten Schmerz auslöst, welcher nicht im Ort des Druckpunktes empfunden wird, sondern an anderen Stellen des Körpers. Auslöser des Schmerzes sind lokale Muskelverhärtungen. Ein Triggerpunkt ist nach heutiger Kenntnis die häufigste Ursache für Schmerzen des Bewegungsapparats [Gau13]. Für die Behandlung dieser Indikation (speziell im Hochleistungssport) eignet sich die radiale extrakorporale Stoßwellentherapie (r-ESWT).

Diese Ende der Neunzigerjahre des 20. Jahrhunderts entwickelte Technologie findet aufgrund der einfachen Handhabung der kompakten Handstücke eine zunehmende Verbreitung in der klinischen Therapie [UJ13]. Ein wichtiger Aspekt dieser Geräteklasse sind die niedrigen Anschaffungskosten, sodass die absolute Anzahl der radialen Quellen im Markt (ca. 850 Geräte) bereits 2007 ein Vielfaches der fokussierten ESWT-Quellen (ca. 300 Geräte) betrug [LSAG07].

Auch bei der Behandlung von Tendopathien hat sich die r-ESWT bewährt. Erste Untersuchungen zeigen im Vergleich zur konventionellen, fokussierten Ultraschalltherapie (ESWT) keine Unterschiede des Therapieerfolgs [GAGL00].

Im Fokus dieser Arbeit stehen die in der ESWL, ESWT und r-ESWT verwendeten Quellen, die im Folgenden als *Druckpuls-Quellen* bezeichnet werden. Der Druckpuls wird in der IEC-Norm 61846 definiert, da in der Literatur der Begriff „Stoßwelle“ häufig falsch verwendet wird. Eine Stoßwelle im physikalischen Sinne ist eine Welle mit einer Anstiegsflanke der positiven Druckphase im Bereich von einigen wenigen Nanosekunden. Viele in der Medizintechnik verwendeten Quellen erzeugen keine echten Stoßwellen, da die Anstiegsflanken der Pulse weitaus mehr als wenige Nanosekunden betragen [Ueb07]. Für diese Signale wird normgerecht der Begriff *Druckpuls* verwendet.

Weitere Anwendungsfelder des therapeutischen Ultraschalls finden sich beispielsweise in der Behandlung der sog. koronaren Herzkrankheit (Extracorporeal Cardiac Shockwave Therapy) [IIS<sup>+</sup>10], der Tumor-Behandlung (High Intensity Focused Ultrasound) und der Wärmebehandlung in der Physiotherapie. Die Bedeutung des Druckpulses für die Behandlung diverser Indikationen hat in den letzten Jahren stetig zugenommen.<sup>1</sup> Dies ist hauptsächlich den besonderen physikalischen Eigenschaften des Schalls zu verdanken, die eine extrakorporale und durch Fokussierung eine lokalisierte Behandlung ermöglichen [Dre06].

<sup>1</sup>Der Ultraschall ist nach der Anzahl der Anwendungen derzeit die Nummer zwei bei den klinischen Prozeduren [HLW08].

## 1. Einleitung

Mit steigender Verbreitung der Druckpulsmodalität ergibt sich zwangsläufig die Forderung nach validierten Messmethoden zur Charakterisierung der Schallfelder des therapeutischen als auch diagnostischen Ultraschalls. Der Bedarf an geeigneter Messtechnik nimmt besonders durch die Anforderungen der Zulassungsbehörden zur Patientensicherheit und denen der Hersteller und Anwender zur Steigerung des Behandlungserfolgs zu [JUK14].

Besondere Bedeutung hat die Messtechnik bei der Beschreibung von Bioeffekten in Patienten nach einer Beschallung. Trotz jahrelanger Erfahrung bei der Behandlung einer Vielzahl von Symptomen sind die genauen biologischen Vorgänge im Gewebe nicht vollständig geklärt. Zum Verständnis der biologischen Vorgänge nach einer Druckpulsanwendung müssen zunächst die physikalischen Vorgänge verstanden werden und dazu sind detaillierte Kenntnisse über die Druck- und Energieverteilung im Schallfeld bzw. im Gewebe notwendig.

### 1.1. Bioeffekte des Ultraschalls

Der Druckpuls ist eine Wellenerscheinung. Entgegen der in der Diagnostik häufig anzutreffenden Röntgenstrahlung (eine elektromagnetische Welle) ist der Druckpuls (siehe Abschnitt 2.1) nichtionisierend. Demnach ist der Druckpuls nicht mit vergleichbaren Gesundheitsrisiken behaftet, welche ionisierende Strahlung, wie zum Beispiel Röntgenstrahlung, hervorrufen kann. Das bedeutet jedoch nicht, dass Nebenwirkungen grundsätzlich ausgeschlossen sind. Diese lassen sich bei korrekter Anwendung größtenteils vermeiden, da der Druckpuls im Gegensatz zu ionisierender Strahlung eine Schwellendosis besitzt, bei deren Unterschreitung prinzipbedingt keine Schäden auftreten [Wil01].

Der Druckpuls führt im Ausbreitungsmedium abhängig von der Schallintensität zu einer Reihe von Effekten, welche in lebendem Gewebe als Bioeffekte bezeichnet werden. Zur Feststellung des *Gefährdungspotenzials* der durch den Druckpuls induzierten Bioeffekte müssen zwei sicherheitsrelevante Parameter, der *Schalldruck* und die *Schallenergie*, im Volumenbereich des Schallfelds bestimmt werden [Hah05]. Die Einschätzung der Gefährdung des Patienten, der Sicherheit und der therapeutischen Effektivität einer Druckpulsmodalität führt zwangsläufig zu der Frage der Abhängigkeit möglicher Bioeffekte von den akustischen Parametern [Pre91].

Die komplexen Wechselwirkungen zwischen Gewebe und Druckpuls sind nach heutigem Wissensstand auf **thermische** und **mechanische** Effekte zurückzuführen. Nicht alle biologischen Wechselwirkungen des Druckpulses sind zwangsläufig gewebebeschädigend, so wird Ultraschall bereits seit Jahrzehnten zur Unterstützung der Heilung diverser Indikationen, beispielsweise in der Physiotherapie, genutzt [Poh51] [Azh10]. Unabhängig von der Natur der Effekte kann die Wirkung auf das Gewebe auf eine oder mehrere Schallfeldgrößen (vgl. Abschnitt 2.2) zurückgeführt werden. Die Messung dieser Größen erlaubt eine Einschätzung sowohl der Wirksamkeit als auch der medizinischen Sicherheit der Medizinprodukte.

### 1.1.1. Thermische Effekte

Die Ausbreitung des Druckpulses im Übertragungsmedium ist stets mit der Absorption der Schallenergie verbunden (siehe dazu Abschnitt 2.2.5). Die Absorption der Energie führt abhängig von den Dämpfungseigenschaften des Ausbreitungsmediums, der Schallintensität und der Beschallungsdauer zu einer Temperaturerhöhung im Medium. Für die Bioeffekte spielen ferner die Wärmeleitfähigkeit und die Wärmekapazität des Mediums sowie die Verteilung der Schallenergie (Fokussierung und Strahlenbreite) eine wichtige Rolle [Pre91].

Aufgrund der nichtlinearen Frequenzabhängigkeit der Absorption muss die nichtlineare Verzerrung des Druckpulses (vgl. dazu Abschnitt 2.2.5) zusätzlich zur Mittenfrequenz des Druckpulses betrachtet werden [Azh10]. Der typische Dämpfungskoeffizient für Weichgewebe beträgt ca.  $0,5 \text{ dB cm}^{-1} \text{ MHz}^{-1}$ , für Knochen liegt der Dämpfungskoeffizient deutlich höher bei  $10\text{--}20 \text{ dB cm}^{-1} \text{ MHz}^{-1}$ . Folglich muss der Pfad des Druckpulses im Gewebe bei der Therapie beachtet werden. Für die thermischen Bioeffekte spielen die folgenden Faktoren eine wichtige Rolle:

- die in das Gewebe eingekoppelte Schallintensität,
- die Strahlbreite (engl. Beam Width) und Fokussierung,
- die Dauer der Beschallung (zeitlich gemittelte Schallintensität),
- die Temperaturempfindlichkeit des Gewebes.

Basierend auf diesen Parametern werden Sicherheitsgrenzwerte definiert. Generell kann eine Temperatursteigerung in Weichgewebe von  $1,5^\circ\text{C}$  über der Normaltemperatur ( $37^\circ\text{C}$ ) als gefahrlos betrachtet werden [CB12]. Demgegenüber ist ab einer Temperaturerhöhung von etwa  $6^\circ\text{C}$  mit einer Schädigung des Weichgewebes zu rechnen [Azh10]. Die letale Temperatur für Weichgewebezellen ist bei  $57^\circ\text{C}$  erreicht und verursacht unmittelbar eine Nekrose (Zelltod).

Die Temperaturerhöhung im biologischen Gewebe durch die Druckpulsanwendung kann unter Annahme einer ebenen Welle aus der absorbierten Schallenergie im Zusammenhang mit den Absorptionseigenschaften des Mediums abgeschätzt werden [Azh10]. Die Schallenergie ist eine vom Schalldruck abgeleitete Größe (siehe Abschnitt 2.2) und demnach muss für die Untersuchung zur Einhaltung der Grenzwerte das Schalldruckfeld der Quelle vermessen werden.

Die thermischen Effekte können, wie eingangs erwähnt, zu Heilungszwecken eingesetzt werden. Beispielsweise wird in der Physiotherapie die Wärmewirkung des Druckpulses zur Unterstützung der Heilung eingesetzt. Im Gewebe führt die Beschallung zu einer Vasodilatation (Erweiterung der Blutgefäße) und damit zu einer Verbesserung der Durchblutung in der Therapiezone. Bei höheren Schallintensitäten kann an bestimmten Organen sogar eine Angiogenese (Gefäßneubildung) beobachtet werden [YD90]. Die dabei verwendeten Intensitäten ( $\leq 3 \text{ mW cm}^{-2}$ ) liegen weit unterhalb der Grenzwerte, bei der Gewebeschädigungen anzunehmen sind [Azh10].

## 1. Einleitung

### 1.1.2. Nichtthermische Effekte

Nichtthermische Effekte sind auf den **mechanischen Stress** durch die Auslenkung der Partikel im Medium [Pre91], auf die **Kavitation** oder auf **Mikroströmungen** zurückzuführen. Die Bildung einer Kavitationsblase (Abschnitt 2.2.7) wird bei Fluiden beobachtet, welche schlagartig einem ziehenden Druck ausgesetzt werden. Die Kavitationsblase wächst auf ein charakteristisches Volumen an und implodiert anschließend auf einen Bruchteil der ursprünglichen Größe. Die Implosion der Kavitationsblase führt zur Bildung einer sekundären Schockwelle bzw. in der Nähe von Oberflächen fester Körper zur Bildung von Mikrojets. Der dadurch ausgelöste hohe mechanische Stress kann eine Zellmembran zerstören und damit zur Nekrose biologischer Zellen führen [Azh10]. Durch die Implosion der Kavitationsblase werden freie Radikale gebildet, welche auch die Nachbarzellen angreifen können. Ausschlaggebend für die Entstehung der Kavitation sind hauptsächlich der Schalldruck und die Pulswiederholfrequenz [Ueb07, HJD98].

Die **Schallstrahlungskraft** ist eine in Richtung der Schallausbreitung wirkende Kraft (siehe Abschnitt 2.2.6). Die biologische Wirkung der Schallstrahlungskraft wird seit den Achtzigerjahren des letzten Jahrhunderts untersucht [WN06]. Neben sensorischen Empfindungen, die durch die Schallstrahlungskraft ausgelöst werden ([MBW90]), führt sie nach Untersuchungen von Dalecki et al. ferner zu einer Beeinträchtigung des Blutdrucks [DRCC97]. Eine Reihe von Untersuchungen beschäftigt sich mit gepulstem, hochfrequentem Ultraschall an sensorischen Organen, wie beispielsweise die von Tsurulnikov et al. am Mittelohr [TVG<sup>+</sup>88] und Dalecki et al. an der rechten Hand [DCRC95]. Die Reizung mit einem Druckpuls führt abhängig von der Pulswiederholfrequenz und der Schallintensität zu einer Empfindung bei den Probanden. Die Ursache dieser Empfindungen ist nach heutigem Wissensstand auf die Schallstrahlungskraft zurückzuführen [WN06].

Zu der Gruppe der nicht-thermischen Effekte zählt auch die *akustische Strömung* (Abschnitt 2.2.6). Wie die Bezeichnung impliziert, führt die akustische Strömung zu einer Bewegung der Flüssigkeiten im Gewebe [Azh10]. Diese Mikroströmungen bewirken einen Abtransport der Wärme und können so den Therapieerfolg thermisch wirkender Ultraschalltherapien beeinträchtigen [WN06].

Durch Ultraschall zur Vibration angeregte Objekte im biologischen Gewebe zeigen starke, oberflächennahe Strömungen (engl. *Near Boundary Streaming*), welche abhängig von der Schwingungsamplitude der Vibrationen zur *Hämolyse* (Auflösung der roten Blutkörperchen) führen oder das Immunsystem beeinträchtigen können [WN06]. Entsprechend der thermischen Effekte muss die akustische Strömung nicht notwendigerweise gewebschädigend sein. Es wird angenommen, dass die Mikroströmungen auch im Festgewebe (Knochen) zu transientem Stress führen und dort die Knochenheilung beschleunigen [HRM<sup>+</sup>94].

## 1.2. Stand der Druckpulsmesstechnik

Die für die medizinische Wirksamkeit und Sicherheit des Druckpulstherapiegeräts wichtigste messtechnische Größe ist die Schallenergie. Die Bestimmung dieser Größe erfolgt

meist über die indirekte Messung des Schalldrucks. Die Messungen erfolgen entsprechend der Messtechniknormen (wie etwa IEC 61846 für Lithotripter) im entgastem Wasser, da sich für biologisches Gewebe kein geeignetes Gewebephantom finden lässt [Ueb07]. Das WassermodeLL stellt jedoch nur eine starke Vereinfachung der realen Verhältnisse dar. Wasser weist im Vergleich zu biologischem Gewebe eine schwächere Dämpfung und andere nichtlineare Eigenschaften auf [Ueb07]. Insbesondere können Gasblasen im Wasser zu verstärktem nichtlinearem Verhalten führen [Ros07]. Aus diesen Gründen ist die Übertragung der Messwerte von Wasser auf Gewebe nur bedingt möglich.

Die Vermessung des Schalldrucks erfolgt in der Regel durch Hydrophone mit einem *piezoelektrischen* Sensorelement. In der medizinischen Ultraschallmesstechnik haben sich vorrangig piezoelektrische Hydrophone aus Polyvinylidenfluorid-Folie (PVDF) durchgesetzt (Abschnitt 4.3.2) [Cha05]. Zu den Vorteilen eines PVDF-Hydrophons gehören die hohe Empfindlichkeit sowie die hohe Bandbreite des Sensorelements [JU12b]. Aufgrund der hydrophoben Eigenschaften des PVDF-Kunststoffs sind Messungen negativer Druckamplituden kleiner als 5 MPa nicht möglich (siehe Abschnitt 4.3.2).

Neben dem empfindlichen PVDF-Hydrophon geraten in den letzten Jahren vermehrt optische Hydrophone nach dem *piezooptischen* Prinzip (Abschnitt 3.2) in den Fokus der Ultraschallmesstechnik [JUK14]. Die Robustheit sowie die hohe Adhäsion der Glasendfläche des Sensors zu Wasser machen das piezooptische Hydrophon zum Sensor der Wahl für Druckpulsschallfelder. Mit dem *Fiber Optic Probe Hydrophone* FOPH (Faseroptisches Hydrophon) stellten Staudenraus und Eisenmenger 1998 das erste optische Hydrophon für die Vermessung von Druckpulsschallfeldern vor [SSS<sup>+</sup>12]. Das faseroptische Hydrophon (Abschnitt 4.6) ermöglichte erstmals, auch den negativen Druckanteil einer Stoßwelle verzerrungsfrei darzustellen [Cha05]. Durch die Verwendung einer optischen Faser sind Sensordurchmesser unterhalb von 0,5 mm möglich [SE93].

Bei einem Faserdurchmesser kleiner als 100 µm kommt es in der Fokuszone des Schallfelds allerdings häufig zu Faserbrüchen, die eine Neukalibrierung und Neupositionierung des Sensors erforderlich machen. Ein weiterer Nachteil des faseroptischen Hydrophons ist die Randbeugungswelle an der Faser, die das Messsignal frequenzabhängig stark verzerrt (Abschnitt 5.2).

Die Schwachpunkte des faseroptischen Hydrophons inspirierte die Gruppe um B. Granz und R. Nanke zur Entwicklung des Light-Spot-Hydrophons LSHD (Abschnitt 4.7), welches im Jahr 2004 vorgestellt wurde [Cha05]. Die zerbrechliche Lichtfaser des faseroptischen Hydrophons wurde beim LSHD durch einen massiven Glasblock ersetzt, wodurch Schalldrücke bis zu 200 MPa ohne Beschädigungen des Sensors vermessen werden können (siehe Abschnitt 4.7). Aufgrund der Dimensionen des Glasblocks ( $L \times B = 90 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$ ) treten bei transienten Signalen keine Randbeugungseffekte auf. Untersuchungen an den Übertragungseigenschaften des LSHD zeigen jedoch eine Verzerrung des Messsignals bei hohen Energieeinstellungen der Ultraschallquelle [JUK14, SSS<sup>+</sup>12], was, wie sich im Verlaufe der Untersuchungen im hiesigen Labor zeigte (Abschnitt 5.1), auf die Filtereigenschaften des Verstärkers zurückzuführen ist [JUK14].

### 1.3. Aufgabenstellung

Zusätzlich zu den bereits erwähnten Eigenschaften weisen alle bisher genannten Hydrophone einen gemeinsamen Schwachpunkt auf. Die heute verwendeten Sensoren können nur einzelne Messpositionen abtasten und benötigen für die Vermessung des Schallfelds je nach Anforderung zur Auflösung mehrere Einzelmessungen. Voraussetzung für eine Vermessung des Schallfelds durch Einzelmessungen ist eine Schallquelle mit möglichst kleiner Streuung des Schalldrucks bei jeder Einzelauslösung [JU15a]. Diese Idealisierung ist jedoch selten vorzufinden. Vielmehr ergeben sich abhängig vom Wandlungsprinzip deutliche Variationen der Ausgangsleistung der Schallquelle.

Bei elektrohydraulischen Lithotriptern variiert der Schalldruck um bis zu 30 % von einem Impuls zum nächsten [BDGS95]. Bedenklicher ist die Situation bei ballistischen Quellen (r-ESWT) mit einer Variation des Schalldrucks von bis zu 50 % [UJ12]. Die durch Einzelmessung erhaltene Schalldruckverteilung entspricht daher nicht der tatsächlichen, sondern spiegelt das Schallfeld über mehrere Messungen. Infolgedessen sind Aussagen bezüglich der Einhaltung sicherheitsrelevanter Grenzwerte bei bestimmten Quellen nur begrenzt möglich. Für eine optimale Vermessung des Schallfelds ist es erforderlich, das gesamte Feld mit einer einzigen Messung abzutasten. Dies ist in der Regel aufgrund physikalischer Grenzen nicht möglich, sodass bevorzugt der Bereich des höchsten Schalldrucks (beispielsweise die  $-6$  dB Fokusbreite) mit geeigneter Auflösung vermessen werden sollte [JU15a]. Ein solches Hydrophon existiert derzeit weder für den medizinisch genutzten Hochleistungsschall noch für den unteren Leistungsbereich, wie etwa beim diagnostischen Ultraschall [JU15c].

Array-Hydrophone für die Verwendung in der Sonar-Technik, basierend auf piezoelektrischen Sensoren, sind seit den 60er-Jahren des letzten Jahrhunderts auf dem Markt [SB07]. Allerdings eignet sich die Bandbreite dieser Systeme nicht für die Anwendung in der Medizintechnik. Die Array-Transducer aus der Ultraschalldiagnostik sind sowohl in der Lage zu senden als auch zu empfangen. Sie weisen jedoch als piezokeramische Wandler die gleichen negativen Eigenschaften wie konventionelle piezokeramische Hydrophone auf (siehe Abschnitt 1.2 und Abschnitt 4.3). Es gibt diverse Ansätze, Array-Hydrophone auf Basis einer PVDF-Membran zu entwickeln [HF00, CWD94, LYH04]. Der Durchmesser der empfindlichen Fläche beträgt bei den vorgestellten Array-Hydrophonen mindestens  $100\text{ }\mu\text{m}$  und ist damit nicht für die Vermessung von stark aufgeteilten und fokussierten Schallfeldern geeignet. Ferner weisen die Piezopolymer-Hydrophone eine geringe Adhäsion zu Wasser auf und können leicht durch hohe Druckgradienten beschädigt werden (siehe Abschnitt 1.2).

Zur Gewährleistung der Vergleichbarkeit der Messungen werden die Schallfelder von Lithotriptern nach den Anforderungen der internationalen Norm IEC 61846 charakterisiert [UJ10]. Die Norm wurde 1998 veröffentlicht und definiert die zeitliche Form sowie die räumliche Verteilung der Messparameter. Zusätzlich werden die Messbedingungen sowie die geeigneten Hydrophone beschrieben [UJ10]. Alle ab diesem Datum zugelassenen Lithotripter müssen nach den Anforderungen dieser Norm vermessen werden. Obwohl der Standard für die fokussierten Lithotripter-Schallfelder definiert wurde, findet die Norm



auch Anwendung bei Druckpuls-Quellen zur Behandlung diverser Schmerzzustände, wie etwa in der ESWT bzw. in der r-ESWT [UJ13].

Das Schallfeld einer ESWT- bzw. einer r-ESWT-Quelle ist allerdings nur bedingt mit dem Schallfeld eines Lithotripters vergleichbar. Die Schallfelder dieser Quellen sind nicht-fokussiert bzw. schwach-fokussiert, des Weiteren weisen sie keine Stoßwellen im Sinne der physikalischen Definition auf. Aus diesen Gründen lässt sich nur eine Untermenge der Messgrößen der Norm auf die nicht- bzw. schwach-fokussierten Druckpulsquellen anwenden.

Besonders problematisch ist dieser Umstand bei den Energieangaben von r-ESWT-Quellen. Der zeitliche Verlauf des Stoßwellensignals eines Lithotripters unterscheidet sich von dem Druckpuls einer radialen Quelle. Das Messsignal weist weitere Oszillationen nach dem eigentlichen Puls auf [UJ12]. Aufgrund fehlender Beschreibung der Signalform und Spezifikation bezüglich der Integrationsgrenzen bei der Energieberechnung können falsche Energieangaben berechnet werden. Die inkorrekt berechneten Energiewerte können zu einer Gefährdung des Patienten führen und den Therapieerfolg beeinträchtigen, wenn basierend auf den Herstellerangaben eine falsche Energiedosis appliziert wird [JU15b].

Nicht nur für die Therapieplanung, sondern auch für die medizinische Beschreibung der Bioeffekte im Gewebe sind korrekte Angaben über das Schallfeld von Bedeutung. Wie eingangs erläutert werden viele der durch den Druckpuls ausgelösten biologischen Prozesse im Gewebe noch nicht verstanden. Ohne Kenntnis der physikalischen Eigenschaften des Schallfelds können die biologischen Wechselwirkungen des Druckpulses mit Gewebe nicht beschrieben werden. Als Beispiel kann die Anwendung von ESWT zur Behandlung des Fersensporns genannt werden. Trotz des fehlenden Nachweises für den Einfluss des Druckpulses auf einen Fersensporn [LSAG07] zeigen kontrollierte Studien eine hohe Wirksamkeit der ESWT beim Fersensporn [RSN02]. Ähnlich widersprüchlich sind klinische Studien zur Behandlung von Tendopathien mit r-ESWT-Quellen. Während einige Studien gute Ergebnisse mit r-ESWT nachweisen konnten [GFV+08, GGDW04], zeigen andere Studien keine Effekte nach der Behandlung mit r-ESWT [BNC+05] bzw. keine Vorteile verglichen mit den konventionellen Behandlungsmethoden [EGBH+09].

Der Fortschritt in der Messtechnik ist zwingend notwendig, da die Stoßwellen neben der medizinisch genutzten Wirkung auch Nebenwirkungen aufweisen. Beispielsweise ist bekannt, dass bei der Behandlung mit der ESWT auch bei niedrigen Energieeinstellungen Grenzflächen mit großen Impedanzsprüngen geschädigt werden können [GSBR01].

## 1.4. Zielstellung und Leitfaden

Das Hauptziel dieser Arbeit ist, ein optimiertes Hydrophon für die Vermessung von Druckpulsquellen zu entwickeln. Das Hauptaugenmerk bei der Entwicklung liegt auf der Verbesserung der aktuellen Messtechnik, der Beseitigung der in den Abschnitten *Aufgabenstellung* und *Stand der Druckpulsmesstechnik* beschriebenen Nachteile der vorhandenen Messtechnik und der Erweiterung des Systems auf mehrere Messkanäle. Insbesondere bei der therapeutischen Messtechnik ist auf eine lineare Empfindlichkeit über einen großen

## 1. Einleitung

Druckbereich zu achten, da der Messbereich abhängig von der Druckpulsquelle von einigen hundert kPa bis einigen hundert MPa reicht. Eine nichtlineare Abhängigkeit der Empfindlichkeit vom Schalldruck macht eine Kalibrierung des Sensors an einem Referenzstandard notwendig. Dies stellt eine besondere Herausforderung für das Design der einzelnen Messkanäle dar, da die Linearität der Empfindlichkeit mit steigendem Einfallswinkel des Laserlichtstrahls abnimmt. Gleichzeitig nimmt jedoch die Empfindlichkeit mit steigendem Einfallswinkel zu, sodass ein Kompromiss zwischen hoher Empfindlichkeit und hoher Linearität getroffen werden muss (siehe Abschnitt 6.2.5).

Aufgrund der nichtlinearen Schallausbreitung bei hohen Druckamplituden ist ein signifikanter Anteil der Schallenergie auf viele harmonische Frequenzen verteilt (siehe Abschnitt 2.1). Der Sensor sollte über die gesamte Bandbreite eine lineare Empfindlichkeit aufweisen. Zur verzerrungsfreien Wiedergabe des Drucksignals sind ferner Überlegungen zum Frequenzbereich des Messsignals anzustellen. Untersuchungen im Labor zeigten, dass eine Bandbreitenbegrenzung des Verstärkers im tieffrequenten Bereich bereits ab einigen kHz das Drucksignal stark verzerrt [JUK14] (siehe Abschnitt 5.1). Infolgedessen muss ein Kompromiss zwischen Rauschminderung und verzerrungsfreier Wiedergabe des Druckpulses getroffen werden (siehe Abschnitt 6.4.1).

Eine Optimierung der Messtechnik ist ohne die Beschreibung der vorhandenen Messtechnik nicht möglich. Die Anzahl der Publikationen zu diesem Thema ist überschaubar (siehe Kapitel 5 und Abschnitt 4.7), sodass dieser Arbeit eine Charakterisierung der akustischen Messtechnik angegliedert wird. Dies erfolgt zunächst durch eine Beschreibung der theoretischen Grundlagen der Akustik in Kapitel 2. Es wird insbesondere Bezug auf die nichtlinearen Phänomene, wie etwa die Beschreibung der Aufsteilung und nichtlineare Dämpfungsphänomene, genommen und die neusten Erkenntnisse zu deren Charakterisierung werden zusammengetragen. In Kapitel 3 werden die für die HydrophONENTwicklung wichtigen Schallwandlungsprinzipien dargestellt. Anschließend werden in Kapitel 4 und Kapitel 5 die auf dem Markt befindliche Messtechnik und die Vor- bzw. Nachteile der jeweiligen Hydrophontypen präsentiert. Dem Leser soll die Möglichkeit gegeben werden, anhand dieser Kenntnisse das richtige Hydrophon für die eigene Messsituation auszuwählen.

In Kapitel 6 werden zwei Lösungsansätze für ein Mehrkanalhydrophon vorgestellt und die Entwicklung des Mehrkanalhydrophons nach der Freistrahloptik detailliert beschrieben. Abschließend erfolgt eine Evaluation des entwickelten Mehrkanalhydrophons anhand einer piezoelektrischen, einer ballistischen und einer elektromagnetischen Druckpulsquelle.

## 2. Physikalische Grundlagen der Akustik

Es existiert eine Vielzahl an Literatur zu den physikalischen Grundlagen des Ultraschalls. Zur Vermeidung von Wiederholungen werden nur die für das Verständnis dieser Arbeit wichtigsten Grundlagen dargestellt. Der interessierte Leser findet im Grundlagenbuch von Rossing [Ros07] weiterführende und ausführliche Informationen zu den physikalisch-akustischen Grundlagen. Trotz der sehr guten Literatursituation offenbaren sich in einigen Teilbereichen Lücken, deren Klärung für das Verständnis dieser Arbeit unverzichtbar ist. Diese Teilbereiche umfassen die Dämpfungsmechanismen in biologischem Gewebe, die Parameter zur Beschreibung der Nichtlinearität, die Auswirkung der Schallreflexion auf Gewebe sowie die Feldgeometrie bei gepulsten Schallfeldern. Diese Teilbereiche sind diversen Quellen entnommen und werden im Folgenden ausführlich beschrieben.

### 2.1. Wellenausbreitung

Schallwellen sind mechanische Wellen, die sich als Störung des Ruhezustands von Molekülen und Atomen ausbreiten. Die Störung des Ruhezustands erfolgt bei einer Frequenz  $f$ , welche beim Ultraschall nach DIN 1320 oberhalb des Hörbereichs ( $>20$  kHz) liegt und nach oben durch den Hyperschallbereich ( $>1$  THz) beschränkt ist.

Die fundamentale Größe einer akustischen Welle ist die Auslenkung der Atome und Moleküle des Übertragungsmediums. Die Auslenkung  $\xi$  beschreibt somit die durch die Welle bedingte Bewegung der Partikel um ihre Ruhelage. Es wird zwischen zwei Hauptklassen der Wellenausbreitung unterschieden: die *longitudinale* und die *transversale* Wellenausbreitung [Bla00]. Bei longitudinalen Wellen erfolgt die Ausbreitung in Richtung der Auslenkung und bei transversalen Wellen senkrecht zur Auslenkung. In der medizinischen Anwendung von Ultraschall ist die longitudinale Wellenausbreitung von besonderer Bedeutung, da sich in Fluiden und biologischem Gewebe fast ausschließlich nur longitudinale Wellen ausbreiten können. Für die Ausbreitung von transversalen Wellen reicht die im Vergleich zu Festkörpern geringe Quersteifigkeit von Fluiden und biologischem Gewebe nicht aus [Pre91].

## 2. Physikalische Grundlagen der Akustik

### 2.1.1. Lineare Wellengleichung

Die mathematische Beschreibung sämtlicher Wellenphänomene erfolgt mit der *Wellengleichung* in Form einer Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$c^2 \nabla^2 \xi - \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0, \quad (2.1)$$

mit  $\xi$  als Größe zur Beschreibung der Wellenausbreitung (Auslenkung bei akustischen Phänomenen),  $\nabla$  als Nabla Operator und  $c$  als Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle [Bla00].

Die longitudinale Auslenkung der Atome und Moleküle führt zu einer lokalen Verdichtung und Verdünnung des Ausbreitungsmediums und damit zu einer lokalen Änderung der Dichte  $\rho$  des Mediums. Die Verdichtung  $s$  kann zur Beschreibung der Änderung der Dichte von der Ruhedichte  $\rho_0$  genutzt werden:

$$s = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}. \quad (2.2)$$

Die durch die Dichteänderung hervorgerufene Änderung des Schalldrucks  $p$  kann durch die Taylorreihen-Entwicklung der Zustandsgleichung<sup>1</sup> des Mediums beschrieben werden:

$$p = p_a - p_0 = As + \frac{Bs^2}{2} + \dots \quad (2.3)$$

Die Größe  $p_a$  ist der absolute Druck und die Größe  $p_0$  der Umgebungsdruck. Für Gase kann der Wert von  $p_a - p_0$  nicht kleiner als Null werden, da es nicht möglich ist, mehr als die gesamten Gasmoleküle in einem Raum zu entleeren. In Flüssigkeiten und Festkörpern können auch negative Werte auftreten, wenn der Stress auf die Oberfläche des Mediums ziehend wirkt. Festkörper und Flüssigkeiten können sich hohen Zugbelastungen widersetzen, bevor das Material zerreißt [Mes06]. Bei Flüssigkeiten können die Zugkräfte in der Sogphase der Schallwelle die Zugfestigkeit des Mediums überschreiten und das Wassergefüge zerreißen. Es bilden sich dampfgefüllte Hohlräume, die als *Kavitationsblasen* bezeichnet werden (siehe Abschnitt 2.2.7).

Die Größen  $A$  und  $B$  in Gleichung (2.3) stellen Konstanten dar und werden zur Beschreibung der Abweichung vom linearen Verhalten der Wellenausbreitung benötigt. Wird in Gleichung (2.3) nur der lineare Term betrachtet und werden die Terme höherer Ordnung vernachlässigt, ergibt sich die lineare Wellengleichung mit konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c_0$  [Pre91], [Bey08]. Die Lösung der linearen Wellengleichung ohne Berücksichtigung von Dämpfungsmechanismen für eindimensional-sinusförmige Druckschwankungen hat die Form

$$p = p_1 \sin(\omega t - kx) + p_2 \sin(\omega t + kx), \quad (2.4)$$

---

<sup>1</sup>Es wird in der Akustik angenommen, dass die Zustandsänderungen reversibel und adiabatisch erfolgen.

mit  $k = 2\pi/\lambda$  als Wellenzahl und  $\omega = 2\pi f$  als Kreisfrequenz.<sup>2</sup> Der erste Term in Gleichung (2.4) stellt eine rechtsseitig und der zweite Term eine linksseitig ausbreitende Welle dar. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle  $c$  ist materialabhängig und berechnet sich aus der Kompressibilität  $\kappa$  und der Dichte ( $\rho$ ) [Pre91]:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\rho\kappa}}. \quad (2.5)$$

### 2.1.2. Nichtlineare Wellengleichung

Die lineare Beschreibung der Schallausbreitung ist nur für kleine Druckamplituden und kurze Schallwege gültig. Aufgrund der nichtlinearen Eigenschaften des Mediums und der intrinsischen Nichtlinearität der Schallausbreitung können Schallphänomene bereits bei den in der Diagnostik vorkommenden Schalldrücken nicht mehr als linear betrachtet werden [Ros07].

Nichtlinearität impliziert die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit

$$c^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho} \quad (2.6)$$

von der Dichte und kann aus der Taylorreihen-Entwicklung der Zustandsgleichung (Gleichung (2.3)) bestimmt werden:

$$c^2 = \frac{A}{\rho_0} + \frac{B}{\rho_0} s + \dots \quad (2.7)$$

Für verschwindend kleine Verdichtungen  $s$  (wenn  $\rho \rightarrow \rho_0$ ) ergibt sich, wie in Abb. 2.1 (durchgezogener Graph) dargestellt, eine lineare Schallausbreitung mit der konstanten Schallgeschwindigkeit  $c_0$ . Der lineare Koeffizient  $A$  berechnet sich demnach aus der Beziehung:

$$A = \rho_0 \cdot c_0^2. \quad (2.8)$$

Dieses Produkt entspricht dem Kompressionsmodul des Wassers bei kleinen Dichteänderungen [Bla00]. Der Koeffizient  $B$  ist abhängig von der durch den Schalldruck hervorgerufenen Dichteänderung [Ros07] und ergibt sich aus der Gleichung:

$$B = \rho_0^2 \left( \frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right). \quad (2.9)$$

Zur Beschreibung der Nichtlinearität eines Mediums wird das Verhältnis des quadratischen Koeffizienten  $B$  zum linearen Koeffizienten  $A$  herangezogen [Ros07]. Für Wasser beträgt das Verhältnis, auch *Nichtlinearitätsparameter* genannt,  $B/A \approx 5$ . Gase sind mit

<sup>2</sup>Es ist darauf hinzuweisen, dass die Wellenausbreitung in Gleichung (2.4) nur für den eindimensionalen Fall betrachtet wird. Tatsächlich findet eine Wellenausbreitung im dreidimensionalen Raum statt. Aus diesem Grund sind einige Schallfeldgrößen als Vektoren darzustellen, insbesondere die Auslenkung [Pre91].

## 2. Physikalische Grundlagen der Akustik

einem Nichtlinearitätsparameter von kleiner als Eins deutlich schwächer nichtlinear. Von besonderer Bedeutung für medizinische Anwendungen sind Gasbläschen in Körperflüssigkeiten, beispielsweise im Blut. Diese können zu extrem hohen Nichtlinearitätsparametern von bis zu 10000 führen und damit den Therapieeffekt deutlich verändern [Ros07].

Der Einfluss des Nichtlinearitätsparameters zeigt sich in der lokalen Änderung der Schallgeschwindigkeit abhängig von der Schallschnelle  $v$  [Bey08]. Die Schallschnelle beschreibt die Geschwindigkeit der Teilchen des Mediums um ihre Ruhelage. Earnshaw [Ear58] beispielsweise konnte zeigen, dass sich die Schallgeschwindigkeit für einen außenstehenden Bobachter entlang der Wellenphase ändert und zusätzlich zur Darstellung in Gleichung (2.7) folgendermaßen beschrieben werden kann [Pes73]:

$$\frac{d\xi}{dt} = c + v = c_0 + \frac{1}{2} \frac{B}{A} v. \quad (2.10)$$

Aus Gleichung (2.10) ist zu erkennen, dass die Schallgeschwindigkeit keine konstante Größe ist, sondern abhängig von der lokalen Schallschnelle ist. Die Schallgeschwindigkeit  $c$  ergibt sich aus Gleichung (2.7) und berücksichtigt die Nichtlinearität des Mediums. Üblicher ist jedoch die Darstellung der Schallgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Nichtlinearitätsparameter nach Gleichung (2.11) [LSW09]:

$$c = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}} = \sqrt{\frac{A}{\rho_0} + \frac{Bs}{\rho_0}} = c_0 + \frac{B}{2A} v. \quad (2.11)$$

In der Literatur finden sich allerdings auch andere Darstellungen für die Gleichung (2.11) (vgl. dazu [Bey08], [Ros07] und [LSW09]). In den meisten Fällen ist der Unterschied auf eine Verwechslung des Nichtlinearitätsparameters ( $B/A$ ) mit dem **Koeffizienten der Nichtlinearität**  $\beta = 1 + B/(2A)$  zurückzuführen. Im Vergleich zum Nichtlinearitätsparameter berücksichtigt der Koeffizient der Nichtlinearität  $\beta$  nicht nur die nichtlinearen Eigenschaften des Ausbreitungsmediums, sondern auch die inhärente Nichtlinearität der Schallausbreitung [Ros07].

Aus den Gleichungen 2.10 und 2.11 folgt die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Schallschnelle. Daraus resultierend laufen Wellenanteile mit höheren Druckamplituden schneller als solche mit niedrigeren [LSW09]. Die Schallwelle als Ganzes breitet sich mit der linearen Schallgeschwindigkeit  $c_0$  aus, allerdings verändert sich durch die lokalen Laufgeschwindigkeiten (Abb. 2.1) die Form der Welle. Die progressive, d.h. mit der Entfernung von der Schallquelle fortschreitende Verzerrung, führt zu einer *Aufsteilung* des Schallsignals und ist mit der Zunahme von höheren Harmonischen im Frequenzband verbunden. Es wird Energie von der Grundwelle auf die höheren Harmonischen übertragen und die Anstiegsflanke der Wellenfront wird immer steiler. Die Laufstrecke, ab welcher die Anstiegsflanke der Vorderfront unendlich steil ist, wird als *Schockformationsabstand* bezeichnet und berechnet sich nach [LSW09] zu

$$x_s = \frac{c_0^2}{\beta \cdot \omega \cdot v_{\max}}, \quad (2.12)$$

mit  $v_{\max}$  als maximale Schallschnelle und der linearen Schallausbreitungsgeschwindigkeit  $c_0$ . Im weiteren Verlauf holt der Wellenberg die nachfolgende Wellensenke ein und es bildet sich ein sägezahnförmiger Wellenverlauf. Der Wellenberg hat zu dieser Zeit gegenüber der Wellensenke die Relativgeschwindigkeit  $2\beta v_{\max}$  [LSW09].

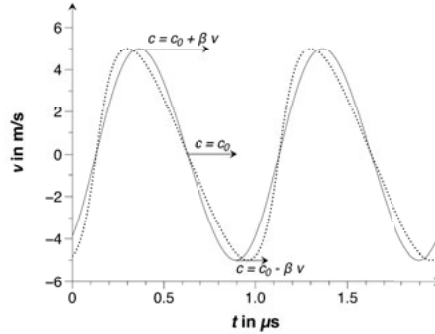


Abbildung 2.1.: Die lokalen Schallgeschwindigkeiten der Schallwelle zu zwei unterschiedlichen Positionen. Durchgezogene Linie: in der unmittelbaren Nähe der Quelle. Gepunktete Linie: in 10 mm Entfernung zur Quelle. [Bey08]

Die einfache Einbeziehung der Nichtlinearität in die Wellengleichung kann ohne große mathematische Hürden durch die Substitution der linearen Schallgeschwindigkeit  $c_0$  in der Gleichung (2.1) durch die von der Schallschnelle abhängigen Schallgeschwindigkeit  $c(v)$  erfolgen [Ros07]:

$$c(v)^2 \cdot \nabla^2 \xi - \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0. \quad (2.13)$$

Diese Differentialgleichung ist von geringer Bedeutung für realistische Berechnungen, berücksichtigt jedoch für vereinfachte Berechnungen die beobachteten Effekte, wie die Aufteilung [Ros07]. Ausgangspunkt der nichtlinearen Wellengleichungen ist im Regelfall die *Kuznetov-Gleichung*, die die nichtlineare Ausbreitung in einem verlustbehafteten Medium berücksichtigt [LSW09].<sup>3</sup>

### 2.1.3. Unterschiede zwischen linearer und nichtlinearer Schallausbreitung

Prinzipiell sollten alle Wellenphänomene, auch die mit kleinen Amplituden, über eine genügend lange Strecke das beschriebene nichtlineare Verhalten zeigen. Die Dämpfung der

<sup>3</sup>Die weitergehende Betrachtung der nichtlinearen Wellengleichung würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen und ist für die Betrachtungen in dieser Arbeit nicht notwendig. Der interessierte Leser findet in [LSW09] auf den Seiten 84-86 weiterführende Informationen.

## 2. Physikalische Grundlagen der Akustik

Schallwelle und insbesondere die stärkere Dämpfung der höheren Harmonischen verhindern diesen Effekt für Schallwellen kleiner Amplituden [LSW09]. Demnach ist es nicht möglich, lineare und nichtlineare Schallausbreitung strikt voneinander zu unterscheiden, da die Nichtlinearitäten während der Ausbreitung der Schallwelle gedämpft werden und bei genügendem Abstand keine Nichtlinearität mehr auftritt. Eine geeignete Größe zur Unterscheidung stellt die **akustische Reynoldszahl**  $Re_{ak}$  dar [Ols08]. Die von Olszewski in [Ols07] vorgestellte akustische Reynoldszahl ist für viskos dämpfende oder durch Wärmeleitungseffekte dämpfende Medien definiert und damit für medizinische Anwendungen von geringer Bedeutung (siehe dazu Abschnitt 2.2.5)

$$Re_{ak} = \frac{2\beta v_0 c_0}{\delta_r} \lambda. \quad (2.14)$$

Die Konstante  $\delta_r$  beschreibt die Dämpfungseffekte im Medium. In der medizinischen Anwendung von Ultraschall ist deshalb die **akustische Machzahl**  $M$  definiert

$$M = \frac{v_{\max}}{c_0}. \quad (2.15)$$

Die akustische Machzahl dient der Unterscheidung, in welchem Ausmaß nichtlineare Terme in der Zustandsgleichung vernachlässigt werden können und die Schallausbreitung als linear betrachtet werden kann [LSW09]. Beim Hochleistungsultraschall wird ab  $M = 10^{-3}$  von einer signifikanten Nichtlinearität ausgegangen [LSW09].

Die Unterscheidung beider Ausbreitungsarten ist in der medizinischen Anwendung von besonderer Bedeutung, da eine nichtlineare Schallwelle im Gewebe andere Effekte hervorruft als eine lineare Schallwelle [Pin07]. Für diagnostische Anwendungen reicht die alleinige Betrachtung der linearen Terme. Bei der therapeutischen Anwendung ist aufgrund der hohen Druck- und Zugamplituden eine Vernachlässigung der nichtlinearen Terme nicht mehr möglich [JU12b]. Die Übertragung der Energie einer nichtlinearen Schallwelle auf biologisches Gewebe erfolgt auf andere Weise als bei rein linearen Schallwellen [Pin07]. Damit unterscheiden sich auch die Bioeffekte im Gewebe. Dies muss sowohl bei der Definition von Grenzwerten als auch bei der Planung der Therapie berücksichtigt werden.

## 2.2. Schallfeldgrößen und Schallwechselwirkungen

Für die physikalische Beschreibung des Schallfelds und der Wechselwirkungen der Schallwellen mit biologischem Gewebe sind nicht nur die Grundparameter der Wellenausbreitung (Abschnitt 2.1) wichtig, sondern auch diverse abgeleitete Größen. Nachfolgend werden die wichtigsten dieser Parameter und deren Wechselwirkungen beschrieben und definiert.

### 2.2.1. Impedanz

Die Impedanz beschreibt einen Widerstand des Mediums gegen die Ausbreitung von Wellenphänomenen. Definiert wird die **spezifische Impedanz**  $Z_s$  meist als Quotient der



## 2.2. Schallfeldgrößen und Schallwechselwirkungen

*Antriebsgröße* (wie etwa die elektrische Spannung oder der akustische Druck  $p$ ) und der *Flussgröße* (wie der elektrische Strom oder die Schallschnelle  $v$ ) [Bla00]

$$Z_s = p/v. \quad (2.16)$$

Die spezifische Impedanz ist eine komplexe Größe und abhängig von der Schallfeldgeometrie und Schallfrequenz. Für ebene Wellen berechnet sich die Impedanz nach

$$Z_c = \rho_0 \cdot c \quad (2.17)$$

und wird als **charakteristische Impedanz** bezeichnet. Die charakteristische Impedanz ist eine inhärente Eigenschaft des Mediums und unabhängig von der Wellengeometrie. Für ebene Wellen gilt somit  $Z_s = Z_c$ . Aufgrund der Phasendifferenz zwischen dem Druck und der Schallschnelle sind bei allen anderen Wellenerscheinungen die spezifische und die charakteristische Impedanz nicht identisch.

### 2.2.2. Schallintensität und Schallleistung

Die **Schallintensität**  $I$  gibt die Schallenergie an, die in einem bestimmten Ort im Schallfeld pro Zeiteinheit durch die Flächeneinheit hindurch strömt

$$I = p \cdot v \quad (2.18)$$

[LSW09]. Zu beachten ist, dass es sich bei der Schallschnelle und damit auch bei der Intensität um eine vektorielle Größe handelt. Bei den in der medizinischen Therapie häufig verwendeten *sphärischen* Ultraschallquellen nimmt die Intensität mit dem Quadrat des Abstands zur Quelle ab. Da das Schallfeld einer Quelle nicht nur zeitlich variiert, sondern auch örtlich einer Änderung unterliegt, wird für die Definition der Grenzwerte zur Gewährleistung der Patientensicherheit ein räumliches Maximum der zeitlich gemittelten Intensität  $I_{SPTA}$  (engl. spatial peak temporal average intensity) definiert.

Die Integration der Intensitätsbeiträge der Flächenelemente  $dA$  auf eine um die Ultraschallquelle liegende Fläche  $A$  ergibt die **Schallleistung**

$$P = \int_A I \cdot dA \quad (2.19)$$

[LSW09].

### 2.2.3. Schallreflexion und Schalltransmission

Die Schallwelle breitet sich in begrenzten Medien mit Hindernissen und Inhomogenitäten aus. Aufgrund der Wechselwirkungen der Schallwelle und der Hindernisse werden eine Streuung, eine Reflexion und eine Beugung der Schallwelle beobachtet. Für die physikalische Beschreibung der *Reflexion* eignet sich die Betrachtung der Normalen der Wellenfront

## 2. Physikalische Grundlagen der Akustik

in Ausbreitungsrichtung, auch *Schallstrahl* genannt [LSW09]. Dieses Modell aus der geometrischen Akustik ist nur für im Verhältnis zu den Hindernissen kleine Wellenlängen gültig [LSW09]. Bei den in medizinischen Anwendungen genutzten Druckpulsen liegen die Signalfrequenzen im Bereich 0,5–1 MHz. Die Wellenlängen in diesem Bereich sind um ein Vielfaches kleiner als die Dimensionen der spiegelnden Hindernisse. Dies gestattet die Verwendung der geometrischen Optik für die weiteren Betrachtungen.

Trifft ein Schallstrahl mit dem Winkel  $\alpha$  von einem Medium mit der Impedanz  $Z_1$  auf ein anderes Medium mit der Impedanz  $Z_2$ , so wird der Schallstrahl aufgrund des Impedanzunterschieds teilweise reflektiert und teilweise gebrochen (Abb. 2.2). Die Reflexion erfolgt entsprechend dem Reflexionsgesetz unter dem gleichen Winkel  $\alpha$ . Für den transmittierten Anteil ( $T$ ) ergibt sich der Winkel  $\beta$  aus dem akustischen Pendant zum optischen Brechungsgesetz von Snellius

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2}. \quad (2.20)$$

Das Verhältnis zwischen der einfallenden  $p_{\text{einf}}$  und reflektierten  $p_{\text{ref}}$  Schalldruckamplitude wird als *Reflexionsfaktor*  $R_a$  bezeichnet und ist abhängig vom Impedanzunterschied der beiden Medien und vom Einfallswinkel des Schallstrahls [LSW09]. Der *Transmissionsfaktor*  $T_a$  ist das Verhältnis zwischen der transmittierten  $p_{\text{trans}}$  und der einfallenden  $p_{\text{einf}}$  Schalldruckamplitude und berechnet sich wie folgt:

$$R_a = \frac{p_{\text{ref}}}{p_{\text{einf}}} = \frac{Z_2 \cos \alpha - Z_1 \cos \beta}{Z_2 \cos \alpha + Z_1 \cos \beta} \quad (2.21)$$

$$T_a = \frac{p_{\text{trans}}}{p_{\text{einf}}} = \frac{2 \cdot Z_2 \cos \alpha}{Z_2 \cos \alpha + Z_1 \cos \beta}. \quad (2.22)$$

Die Berechnung des Reflexions- und des Transmissionsfaktors ist von besonderer Bedeutung bei der Bestimmung einer optimalen Kopplung zum Gewebe sowie zur Vermeidung von Reflexionsartefakten an der Sonde.

Die bisherigen Betrachtungen der Schallreflexion und Schalltransmission vernachlässigen Dämpfungserscheinungen. Die Dämpfungsprozesse führen aufgrund der Frequenzabhängigkeit der Dämpfung zu einer Phasenverschiebung der Schallwelle. Im betrachteten Frequenzbereich sind die Effekte bei der spiegelnden Reflexion vernachlässigbar [Pre91].

Wird die Grenzfläche durch ein Fluid und einen Festkörper gebildet, beispielsweise zwischen Weichgewebe und Knochen, so können neben den Longitudinalwellen auch Transversalwellen im Festkörper angeregt werden [Pre91]. Dieses als *Mode Conversion* bezeichnete Phänomen führt zu zusätzlicher Dämpfung der Ultraschallwelle und damit z.B. zu einer Erwärmung des Knochens. Bei hohen Druckamplituden und längeren Pulsdauern müssen diese Effekte betrachtet und bei der Therapieplanung berücksichtigt werden.

### 2.2.4. Beugung und Streuung

Die Betrachtungen bei der Schallspiegelung gehen von der Annahme aus, dass die spiegelnden Hindernisse *groß* im Vergleich zu der Wellenlänge der Schallwelle sind. Sobald

## 2.2. Schallfeldgrößen und Schallwechselwirkungen

die Wellenlänge in etwa die Dimensionen der Hindernisse erreicht, werden die Wechselwirkungen komplexer und können nicht mehr durch die geometrische Akustik beschrieben werden. Es tritt neben der Reflexion auch *Beugung* auf und der Schall breitet sich um das Hindernis in den geometrischen Schatten aus [LSW09]. Es findet keine gradlinige Schallausbreitung mehr statt und somit kann das Schallstrahl-Modell nicht mehr angewandt werden. Die Wechselwirkungen mit Hindernissen mit deutlich kleinerem Durchmesser als die Schallwellenlänge werden als *Schallstreuung* bezeichnet. Allgemein wird von Schallstreuung gesprochen, wenn Schallbeugung und Schallreflexion nicht mehr voneinander unterschieden werden können [LSW09].

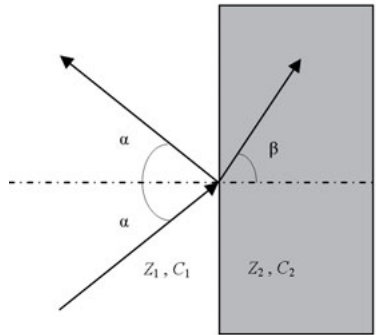


Abbildung 2.2.: Schallbrechung an einer Grenzfläche mit Medien zweier unterschiedlicher Impedanzen  $Z_1$  und  $Z_2$ . [Sza14]

Die Ursachen der Streuung, der Beugung und der Reflexion finden sich in den Inhomogenitäten der Dichte und der Kompressibilität des Mediums [IB93]. Trifft die Schallwelle auf ein Teilchen mit einem Durchmesser weitaus kleiner als die Wellenlänge, so können folgende Szenarien beobachtet werden:

- Ist das Teilchen von gleicher Dichte wie das umgebende Medium, jedoch von unterschiedlicher Kompressibilität, so wird das Teilchen synchron zur Schallwelle verdichtet und expandiert und es emittiert eine sphärische Welle (Abb. 2.3 links).
- Ist die Kompressibilität des Teilchens gleich und die Dichte unterschiedlich, so bewegt sich das Teilchen synchron zur Schallwelle vor und zurück (Abb. 2.3 rechts). Es wird eine Dipol-Welle emittiert [EE00], welche eine starke Richtcharakteristik aufweist.

Streuer in biologischem Gewebe weisen eine Mischung beider Eigenschaften auf, sodass das Streuungsfeld eine Kombination aus der sphärischen und der Dipol-Streuung darstellt. Das Streuungsfeld wird deutlich komplexer, sobald die Hindernisse und die Wellenlänge der einfallenden Schallwelle die gleiche Dimension aufweisen. Das Schallfeld eines solchen

## 2. Physikalische Grundlagen der Akustik

Streuer ist abhängig von den Materialeigenschaften des Teilchens und des Umgebungsmediums sowie von den Dimensionen des Streuers [EE00]. James Faran [Far51] konnte zeigen, dass das Streuungsfeld eines Teilchens mit steigendem Durchmesser eine immer stärkere Richtwirkung aufweist.

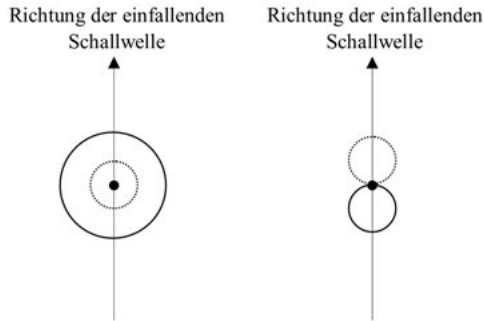


Abbildung 2.3.: Schallstreuung an Teilchen mit deutlich kleineren Durchmessern verglichen mit der Wellenlänge des Schalls. Bei unterschiedlicher Kompressibilität wird der Streuer synchron zur Schallwelle komprimiert und expandiert (links). Bei unterschiedlicher Dichte bewegt sich das Teilchen synchron zur Schallwelle vor und zurück und emittiert eine stark gerichtete Dipol-Welle (rechts).

Wird die Reflexionsamplitude der Streuer über das Produkt des Teilchenradius  $a$  und der Wellenzahl  $k = 1/\lambda$  der einfallenden Schallwelle aufgetragen, zeigt sich für  $a \ll \lambda$  eine quadratische Zunahme der Reflexionsamplitude  $|r|$  mit steigender Frequenz  $f = c \cdot k$  (Abb. 2.4, links). Das als **Rayleigh-Streuung** bezeichnete Phänomen zeigt somit eine  $f^2$ -Abhängigkeit. Mit steigendem Durchmesser der Teilchen wird die reflektierte Schallamplitude oszillatorisch und zeigt eine sehr hohe Frequenzabhängigkeit (Abb. 2.4 rechts). Diese Abhängigkeiten sind besonders bei der Kalibrierung eines Hydrophons zu beachten, da sich mit Änderung der Frequenz auch der Störeinfluss und die Empfindlichkeit des Hydrophons gemäß der Darstellung in Abb. 2.4 ändern. Beispielsweise wird für die Glättung des Frequenzgangs die Geometrie eines Nadelhydrophons insoweit optimiert, dass sich bei allen Frequenzen innerhalb der Bandbreite des Hydrophons annähernd die gleiche Empfindlichkeit einstellt.

### 2.2.5. Dämpfung und Schallabsorption

Schalldämpfung (oder Schallenergieverlust) erfolgt durch eine Energieneuverteilung (Beugung, Reflexion, Streuung) oder durch die Absorption der Energie im Ausbreitungsmedium [Shu05]. Die Dämpfung spielt eine wichtige Rolle bei der therapeutischen Anwendung

## 2.2. Schallfeldgrößen und Schallwechselwirkungen

des Ultraschalls, da die Absorptions- und Dämpfungseigenschaften die therapeutisch wirksame Energiemenge im Gewebe bestimmen [HBH04]. In den medizinischen Anwendungen sind die Dämpfungseigenschaften des Gewebes zur Gewährleistung der Patientensicherheit zu berücksichtigen und beispielsweise in die Therapieplanung einzubeziehen.

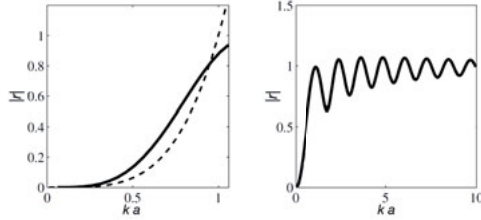


Abbildung 2.4.: Die Frequenzantwort der Rückstreuung bei Änderung der Wellenzahl  $k$  und des Durchmessers der Streuer  $a$ . In der linken Abbildung ist die relative Reflexionsamplitude  $|r|$  (durchgezogene Linie) aufgetragen für Teilchen deutlich kleiner als die Wellenlänge. Der Graph zeigt eine  $(k \cdot a)^2$  Abhängigkeit (gestrichelte Linie). In der rechten Abbildung ist der Verlauf für größere Teilchendurchmesser bzw. höhere Frequenzen dargestellt. [EE00]

Zur mathematischen Beschreibung einer gedämpften Schallwelle wird die Lösung der Wellengleichung<sup>4</sup> (Gleichung (2.4)) um einen Dämpfungskoeffizienten  $\alpha$  und eine Phasengeschwindigkeit  $c_{\text{ph}}$  erweitert:

$$v = v_0 e^{-\alpha x} e^{j\omega(t-x/c_{\text{ph}})}, \quad (2.23)$$

mit  $v_0$  als Anfangsschnelle und  $x$  als Position entlang der Ausbreitungsrichtung [Bla00]. Der Anteil der Absorption an der Dämpfung ist bis heute Gegenstand der Forschung. Nach heutigem Wissensstand leisten Streuung und Reflexion nur einen kleinen Beitrag zur Dämpfung der Schallenergie im biologischen Weichgewebe [Shu05]. Der Hauptanteil der Dämpfung im biologischen Weichgewebe erfolgt durch Absorptionsmechanismen. Die Absorption der Schallenergie ist mit der Umwandlung in thermische Energie verbunden und wird von einer Dispersion begleitet. Die Phasengeschwindigkeit in Gleichung (2.23) berücksichtigt die dispersiven Eigenschaften der Absorption [Bla00].

Zu den Absorptionsmechanismen gehören die Viskosität, die Wärmeleitung, die Relaxation und die Grenzschichteffekte. Für die meisten Medien sind hauptsächlich zwei Mechanismen an der Schallabsorption beteiligt [Bla00]. Für Fluide sind es überwiegend die viskose Dämpfung und die Relaxation [Wel75] [Shu05]. Der Absorptionskoeffizient für ein rein viskoses dämpfendes Medium berechnet sich aus

$$\alpha_v = \frac{2\omega^2\eta}{3\rho c}, \quad (2.24)$$

<sup>4</sup>Es wird lediglich die rechtsseitig ausbreitende Welle in Exponentialform betrachtet.

## 2. Physikalische Grundlagen der Akustik

mit  $\eta$  als Viskositätskoeffizient [Shu05]. Die Gleichung (2.24) zeigt eine quadratische Abhängigkeit zur Schallfrequenz ( $f = \omega/2\pi$ ) und konnte für homogene Fluide wie Wasser nachgewiesen werden. Für biologisches Weichgewebe konnte die quadratische Abhängigkeit jedoch nicht bestätigt werden [Wel75]. Aufgrund der offensichtlich unterschiedlichen Dämpfungsmechanismen zwischen Gewebe und Wasser ist die vereinfachte Modellierung von Weichgewebe durch Wasser nicht immer gültig.

In biologischem Gewebe sind andere Dämpfungsmechanismen wirksam. Experimentelle Untersuchungen der Absorption im Gewebe zeigen unterhalb von 15 MHz eine lineare Abhängigkeit von der Frequenz [Shu05]. Die in biologischem Weichgewebe beobachteten Absorptionsmechanismen werden nach heutigem Wissensstand hauptsächlich durch die Relaxation (molekulare Absorption) verursacht [Wel75]. Eine Relaxationsdämpfung wird beobachtet, wenn die Dichte-Fluktuationen und die Schalldruck-Fluktuationen außer Phase geraten. Die genauen physikalischen Zusammenhänge der Relaxation sind bis dato selbst für einfachste Medien nicht vollständig verstanden [HBH04].

Die Energie im Schallfeld verteilt sich auf verschiedene Energieformen, wie etwa auf die kinetische Energie und die molekulare Vibrationsenergie. Mit der Ausbreitung der Schallwelle im Medium wird Energie von einer Form in eine andere überführt [HBH04]. Werden die Moleküle des schallübertragenden Mediums durch eine Schallwelle aus ihrer Ruhelage verschoben, bewegen sich die Moleküle nach einer bestimmten Zeit, der *Relaxationszeit*, in die Ruhelage zurück. Bei einer im Vergleich zur Periodendauer der Schallwelle kurzen Relaxationszeit ist der Einfluss der Relaxation auf die Schallwelle klein. Ist die Relaxationszeit in der Größenordnung der Periodendauer der Schallwelle, so haben die Moleküle nicht mehr genügend Zeit, in die Ruhelage zurückzukehren, bevor sie erneut ausgelenkt werden. Die Auslenkung der Moleküle ist demnach der Auslenkung der Schallwelle entgegengerichtet und mehr Energie ist notwendig, um die Auslenkung der Moleküle umzukehren [Shu05]. Bei der sogenannten Relaxationsfrequenz sind die Auslenkungen um 180° phasenverschoben und die Absorption ist maximal, anschließend nimmt die Absorption mit steigender Frequenz wieder ab. Der Absorptionskoeffizient für die Relaxationsdämpfung  $\alpha_r$  ist abhängig von einer materialspezifischen Konstante  $B$  (Gleichung (2.9)) und dem Verhältnis der Schallfrequenz  $f$  zur Relaxationsfrequenz  $f_R$  [KT16]. Er berechnet sich aus der folgenden Beziehung:

$$\alpha_r = \frac{Bf^2}{1 + (f/f_R)^2}. \quad (2.25)$$

Die Absorption durch Relaxation ist abhängig von der Reinheit des Mediums. Fremdmoleküle führen in unterschiedlichen Maßen zu einer Änderung der Relaxationsfrequenz [LSW09]. Biologisches Gewebe setzt sich aus einer Vielzahl von verschiedenen Stoffen zusammen, wodurch sich die Relaxation aus der Summe der einzelnen molekularen Dämpfungsmechanismen ergibt [Shu05]. Die Überlappungen der Relaxationsmechanismen führen in biologischem Weichgewebe zu einer linearen Abhängigkeit der Absorption von der Frequenz (Abb. 2.5) [Dun86]. Zusätzlich zur Relaxation wird in Weichgewebe im oberen Frequenzbereich, ab etwa 15 MHz, thermoviskose Absorption  $\alpha_t$  beobachtet [Bla00]. Die Absorption im Weichgewebe ist somit ein Effekt diverser kumulativer Einflüsse und wird

mathematisch durch die folgende Gleichung beschrieben [Shu05]:

$$\alpha = \alpha_t f^2 + \sum_i \frac{B_i f^2}{1 + (f/f_{Ri})^2}. \quad (2.26)$$

### 2.2.6. Schallstrahlungskraft

Die **Schallstrahlungskraft** wurde zuerst von Lord Rayleigh (1902) als Gegenstück zum optischen Strahlungsdruck entdeckt [Bla00]. Die Schallstrahlungskraft wirkt entlang der Schallausbreitungsrichtung und ist eine Funktion der Schallintensität und der Dämpfung des Ausbreitungsmediums. Die Wirkung lässt sich durch die Dämpfungseigenschaften des Mediums erklären. Die Schallwelle gibt entlang des Laufwegs Energie an das Medium ab und infolgedessen tritt entlang der Ausbreitungsrichtung ein Energiedichtegradient auf [LSW09]. Dieser wirkt in Form eines Druckgradienten. Der Druckgradient zwingt die Moleküle des Mediums in Richtung der Schallausbreitungsachse [Sza14]. Die Übertragung des Kraftimpulses resultiert in einer mikroskopischen Strömung, der sogenannten *akustischen Strömung* [Bla00].

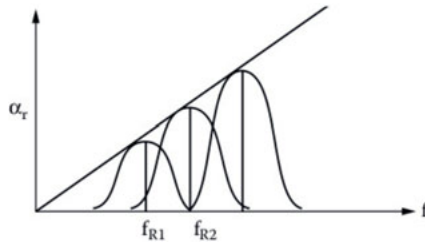


Abbildung 2.5.: Schallabsorption durch eine Vielzahl von Relaxationsmechanismen. Die Überlappung der einzelnen Relaxationsmechanismen führt zu einer linearen Abhängigkeit der Absorption in biologischem Gewebe. [Shu05]

Da aufgrund der nichtlinearen Schallausbreitung und der damit verbundenen Zunahme der Oberwellen im Schallsignal der effektive Dämpfungsparameter zunimmt, ist diese Strömung bei Druckpulsen hoher Druckamplituden deutlich höher als bei kontinuierlichen Schallwellen geringer Druckamplitude. Auch experimentell konnte bei Untersuchungen von Starritt et al. bei transienten Druckpulsen eine deutlich erhöhte Strömung festgestellt werden [SDH91]. In der therapeutischen Anwendung finden sich meist gepulste bzw. transiente Signale, sodass die akustische Strömung bei der Therapie betrachtet wird. Im Verlaufe einer Literaturrecherche unter Pubmed konnte keine Publikation zu den Effekten auf Gewebe bei nichtlinearer Betrachtung der Schallausbreitung gefunden werden. In welchem Ausmaß die nichtlineare Dämpfung und die damit verstärkte akustische Strömung einen Einfluss auf die Bioeffekte haben, bedarf weiterer Untersuchungen.

Die Messung der Schallstrahlungskraft hat sich zur Methode der Wahl für die Bestimmung der im zeitlichen Mittel insgesamt abgestrahlten akustischen Leistung einer Quelle

## 2. Physikalische Grundlagen der Akustik

entwickelt (siehe Abschnitt 4.4). Eine im Schallstrahl positionierte Messscheibe (*Target*) erfährt eine Schallstrahlungskraft  $F_s$ , die zur Berechnung der Gesamtleistung  $P$  herangezogen werden kann [Pre91]. Für ein ideales Target (idealer Absorber) in einem Medium der Schallgeschwindigkeit  $c$  gilt die Beziehung:

$$F_s = \frac{P}{c}. \quad (2.27)$$

### 2.2.7. Kavitation

Eine weitere für die medizinische Anwendung wichtige nichtlineare Wechselwirkung ist die Bildung von dampfgefüllten Hohlräumen, auch als *Kavitation* bezeichnet. In der Literatur finden sich zahlreiche Definitionen für die Kavitation [HBH04]. Nach Neppiras [Nep80] wird Kavitation als die Entstehung neuer Oberflächen in einer Flüssigkeit definiert. Apfel [Edm81] beschreibt die Kavitation als die Entstehung und Wechselwirkung von gasgefüllten Blasen in einer Flüssigkeit. Für die akustische Kavitation hat sich nach [HBH04] die letzte Definition als geeignet erwiesen, weil sich mit ihr die beobachteten akustischen Phänomene einfacher erklären lassen.

Das Auftreten der Kavitationsblase kann mehrere Ursprünge haben, welche kontrovers diskutiert werden [HBH04]. Die eigentliche physikalische Ursache der Kavitationsblasen in der Flüssigkeit sind hohe ziehende Schalldrücke, die zum *Zerreißen* der Flüssigkeit führen [LSW09]. Unterschreitet der Schalldruck in einer Flüssigkeit den Dampfdruck der Flüssigkeit bzw. den Partialdruck der gelösten Gase, bilden sich im Fluid Hohlräume. Der Schwellwert für Wasser liegt bei ca. 100 MPa [SL70]. Tatsächlich lässt sich experimentell deutlich unterhalb des Schwellwerts Kavitation nachweisen. Grund hierfür sind *Kavitationskeime*, die in der Flüssigkeit vorhanden sind. Zu diesen Keimen gehören Verunreinigungen im Wasser und mit Gas bzw. Dampf gefüllte Hohlräume [SL70]. Kavitationskeime bilden sich zum Beispiel in Rissen oder Unebenheiten an der Gefäßoberfläche [WN06].

Es werden zwei Typen von Kavitation unterschieden: die *inerte Kavitation* (ehemals als *transiente Kavitation* bezeichnet) und die *nicht-inerte Kavitation* (auch *stabile Kavitation* genannt) [Lei98]. Abhängig vom Kavitationstyp wird eine andere Blasendynamik beobachtet. Durch die periodischen Schwingungen der Schallwelle vergrößert sich der Radius einer Kavitationsblase auf eine charakteristische Größe [LSW09] und implodiert bei der inerten Kavitation schlagartig auf einen Bruchteil der ursprünglichen Größe [HBH04]. Im Moment des kleinsten Blasenradius werden sehr hohe Temperaturen ( $>5000\text{ K}$ ) und Schockwellen generiert [Sza14], darüber hinaus lassen sich freie Radikale nachweisen [HBH04]. Die Entstehung der freien Radikale ist auf die extrem hohen Temperaturen zurückzuführen [SBH91]. Eine weitere Beobachtung ist die Emission von Lichtblitzen, auch *Sonolumineszenz* genannt. Die physikalischen Mechanismen der Sonolumineszenz sind bis dato noch Gegenstand der Forschung [Sza14]. Es wird vermutet, dass die hohen Temperaturen und Drücke für die Lichtblitze verantwortlich sind. In einem kontinuierlichen Schallfeld können die Kavitationsblasen nach der Implosion wachsen, um anschließend in einer erneuten Implosion zu zerfallen [HBH04]. Die Kavitationsblase zerfällt nach der Implosion allerdings



## 2.2. Schallfeldgrößen und Schallwechselwirkungen

meist in mehrere kleine Bläschen [Nep84]. Die Dynamik einer Menge von Kavitationsblasen ist dabei noch nicht vollständig verstanden [Sza14].

In der Nähe einer Oberfläche implodiert die Kavitationsblase asymmetrisch (Abb. 2.6) und bildet dabei einen Flüssigkeitsstrahl, welcher mit einer Geschwindigkeit von bis zu  $400 \text{ m s}^{-1}$  auf die Oberfläche auftrifft [LSW09]. Der Flüssigkeitsstrahl, auch *Mikrojet* genannt, wirkt dabei zerstörend auf die Oberfläche. Die abrasiven Eigenschaften des Flüssigkeitsjets können erwünscht sein, zum Beispiel in der Ultraschallchirurgie, aber auch zu unerwünschten Nebenwirkungen wie etwa inneren Blutungen führen.



Abbildung 2.6.: Asymmetrische Implosion einer Kavitationsblase in der Nähe einer Oberfläche. [LSW09]

Die nicht-inerte Kavitation ist die ultraschallinduzierte Oszillation der Kavitationsblasen um einen Ruheradius [Nep84]. Die Oszillation erfolgt dabei über die Dauer von mehreren Perioden der Schallwelle ohne anschließende Implosion.

Die Kavitation ist ein Schwellwert-Phänomen. Für das Entstehen der inerten Kavitation müssen die Kavitationsblasen nach Neppiras [Nep80] einen bestimmten Radius und der Schalldruck einen Schwellwert überschreiten. Diese Schwellwerte sind wiederum abhängig von der Frequenz der Schallwelle und von der Temperatur des Mediums [HBH04]. Untersuchungen der inerten Kavitation führten in den Vereinigten Staaten (American Institute of Ultrasound in Medicine/National Electrical Manufacturers Association) zu der Definition des *Mechanical Index MI*. Der *MI*-Wert dient dazu, die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der inerten Kavitation abzuschätzen [Sza14]

$$MI = \frac{P_r}{\sqrt{f_c}}. \quad (2.28)$$

Die Größe  $P_r$  ist der um  $0,3 \text{ dB cm}^{-1} \text{ MHz}^{-1}$  verringerte Minimaldruck auf der Schallstrahlachse [Sza14]. Der Minimaldruck wird zunächst in Wasser gemessen und anschließend um den in-situ-Faktor  $0,3 \text{ dB cm}^{-1} \text{ MHz}^{-1}$  herabgesetzt, um die Dämpfung in Weichgewebe zu berücksichtigen.  $f_c$  ist die Mittenfrequenz der Schallwelle. Aus der Gleichung (2.28)

## 2. Physikalische Grundlagen der Akustik

lässt sich die Proportionalität zum Schalldruck erkennen. Ein hoher  $MI$ -Wert lässt somit auf einen hohen negativen Schalldruck schließen. In den Vereinigten Staaten zugelassene Ultraschallgeräte müssen den  $MI$ -Wert in Echtzeit anzeigen [Sza14]. Empfohlen wird ein  $MI$ -Wert von unter 1,9.

Der Mechanical Index stellt nur eine relative Angabe des Minimaldrucks dar. Er lässt jedoch keine Rückschlüsse auf den Ort des Minimaldrucks zu. Dieser ist nicht zwingend identisch mit der Behandlungszone. Das ist insbesondere bei nichtlinearen transienten Druckpulsen zu beachten, da sich in diesen Fällen der Fokus des Maximal- und Minimaldrucks unterscheiden. Der  $MI$  ist im Übrigen nur für kurze Pulse definiert und kann auf Quellen mit längeren Pulsen, wie etwa bei HIFU-Quellen, nicht angewendet werden [Azh10].

### 2.3. Schallfeldgeometrie

Das Schallfeld eines Wandlers lässt sich in zwei Bereiche aufteilen: das *Nahfeld* und das *Fernfeld*. Das Schallfeld innerhalb des Nahfelds ist komplex aufgebaut und besteht aus vielen Maxima und Minima (Abb. 2.7). Piezoelektrische Wandler in der Medizintechnik sind häufig aus einem oder mehreren Einzelwandlern, welche als Kolbenschwinger fungieren, aufgebaut. Die Position  $z$  der Maxima bzw. Minima eines Kolbenschwingers (mit einem Radius  $r$ ) lässt sich bei sinusförmiger Anregung wie folgt bestimmen [Azh10]

$$z_{\max} = \frac{4r^2 - \lambda^2(2m+1)^2}{4\lambda(2m+1)}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.29)$$

$$z_{\min} = \frac{r^2 - \lambda^2 m^2}{2m\lambda}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.30)$$

Das Auftreten der Maxima und Minima lässt sich durch die konstruktive und destruktive Interferenz von Wellenphasen, die von verschiedenen Punkten der Wandleroberfläche eintreffen, erklären. Die Anzahl der Extremstellen (Minima und Maxima) ist abhängig von dem Produkt der Wellenzahl der Schallwelle  $k$  und dem Radius des Wandlers  $r$ . Für kleine Werte von  $k \cdot r$ , wenn  $r < \lambda$  ist, existieren keine Extremstellen. Für große Werte von  $kr$  kann es nur endlich viele Extremstellen geben, da ab einem bestimmten Wert von  $m$  der Zähler in der Gleichung (2.29) negativ wird [LSW09].

Aufgrund der starken Druckschwankungen im Nahfeld sind Messungen in diesem Bereich kritisch und werden für medizinische Anwendungen meist vermieden [Azh10]. Darüber hinaus existieren keine analytischen Lösungen für die mathematische Beschreibung des Nahfelds, sodass bei Simulationen numerische Methoden herangezogen werden müssen [LSW09].

Die Position des letzten Maximums kann durch die folgende Gleichung berechnet werden:

$$z = \frac{4r^2 - \lambda^2}{4\lambda}. \quad (2.31)$$

Diese Position markiert den natürlichen Fokus eines jeden Wandlers und stellt den Beginn des Fernfeldes dar. Für Wandler mit im Vergleich zur Wellenlänge der Schallwelle großen

Durchmessern  $\lambda \ll 2r$  kann die Gleichung (2.31) vereinfacht durch  $z = r^2/\lambda$  dargestellt werden [Pre91]. Im Fernfeld nimmt die Druckamplitude monoton mit dem Abstand zum Wandler ab. Interferenzeffekte spielen im Fernfeld eine untergeordnete Rolle.

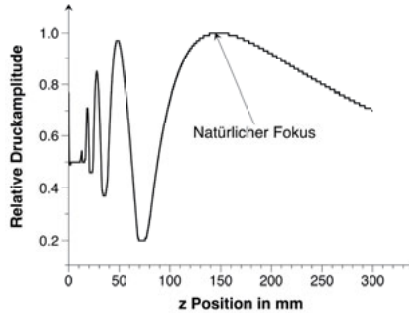


Abbildung 2.7.: Die Simulation der Schalldruckverteilung für einen ebenen Kolbenschwinger entlang der Schallstrahlungsachse. Im Nahfeld sind Interferenzen mit diversen Maxima und Minima zu erkennen. Das Nahfeld ist durch den natürlichen Fokus mit einem letzten Maximum begrenzt.

Die laterale Schalldruckverteilung eines kreisrunden Kolbenschwingers im Fernfeld lässt sich für jeden Winkel  $\alpha$  (siehe Abb. 2.8) durch die Kugelwelle einer Punktquelle (erster Term der Gleichung (2.32)) und einen Richtungsfaktor (zweiter Term der Gleichung (2.32)) beschreiben [LSW09]. Für die laterale Schalldruckverteilung im Fernfeld gilt somit:

$$p(r, \alpha) = \frac{e^{i(\omega t - kR)}}{R} \cdot \frac{2J_1(kr \sin \alpha)}{kr \sin \alpha}, \quad (2.32)$$

mit  $k$  als Wellenzahl,  $R$  als Abstand zur Quelle,  $r$  als Radius des Wandlers und  $J_1$  als Besselfunktion erster Gattung und erster Ordnung. Das Schallfeld besteht aus einer Hauptkeule und einigen Nebenkeulen (Abb. 2.8). Die Schallintensität ist am stärksten nach vorne gerichtet, sodass die Hauptkeule direkt vor dem Wandler positioniert ist [Umc09]. Seitlich befinden sich die Nebenkeulen mit Nullbereichen zwischen den Neben- und Hauptkeulen. Der Richtungsfaktor beschreibt das Muster der Haupt- und Nebenkeule des Schallfelds [Umc09].

In der medizinischen Anwendung finden sich neben den scheibenförmigen Kolbenschwingern auch rechteckige Wandler (insbesondere bei diagnostischen Systemen). Für einen rechteckigen Wandler ergeben sich zwei unabhängige Dimensionen, die jeweils für sich ein Nah- und ein Fernfeld erzeugen [Pre91]. Die Interferenz beider Felder ergibt ein komplexes Gesamtfeld. Die Berechnung dieser Schallfelder erfolgt über die räumliche Impulsantwort [JU12d] oder durch numerische Methoden [JU12b].

Die bisherigen Betrachtungen (Gleichungen 2.29-2.32) befassen sich mit einer monofrequenten, kontinuierlichen Anregung des Wandlers. Gepulste Quellen mit transientser

## 2. Physikalische Grundlagen der Akustik

Anregung führen zu breitbandigen Schallsignalen und die Vereinfachung monofrequenter Ausbreitung kann nicht mehr angewendet werden. Insbesondere in der therapeutischen Anwendung werden gepulste Schallwellen hoher Amplitude eingesetzt. In der Literatur werden zur Beschreibung dieser Felder Lösungen des Rayleigh-Oberflächenintegrals unter Annahme einer harmonischen Anregung des Wandlers genutzt [MRC83]. Die damit berechnete Nahfeldlänge stellt im Falle einer transienten Anregung der Quelle nur eine Annäherung an den realen Wert dar. Die Literaturrecherche ergab nur einige wenige Untersuchungen zum Thema transiente und damit breitbandige Anregung der Schallquelle [Zem71], [MRC83].

In der Arbeit von Braconnier et al. wird das Schallfeld gepulster Quellen im Nah- und Fernfeld vermessen und mit Simulationen verglichen. Es zeigt sich, dass der natürliche Fokus (Nahfeldlänge) des Wandlers mit steigendem Bandbreitenverhältnis<sup>5</sup> näher an den Wandler rückt. Die Oszillationen im Nahfeld nehmen mit steigendem Bandbreitenverhältnis ab, sodass die Nahfeldlänge ab einem Bandbreitenverhältnis von 70 % nicht mehr erkennbar ist [Wey80].

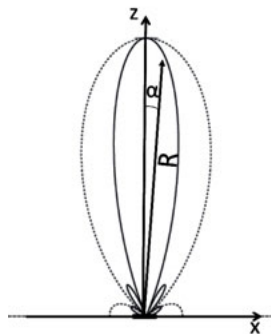


Abbildung 2.8.: Darstellung der lateralen Schalldruckverteilung eines Kolbenschwingers mit dem Radius  $r$  im Fernfeld (Richtdiagramm) für  $k \cdot r = 5$  (gestrichelte Linie) und  $k \cdot r = 10$  (durchgezogene Linie).

<sup>5</sup>Das Bandbreitenverhältnis (engl. Bandwidth Ratio Parameter) ist eine Größe zur Beschreibung des Frequenzgehalts des Messsignals. Es errechnet sich aus dem Verhältnis der Bandbreite und der Mittenfrequenz des Signals.

## 3. Physikalische Grundlagen elektroakustischer Wandler

Die Funktion eines elektroakustischen Wandlers als Schallquelle ist die Wandlung der elektrischen Energie in Schallenergie und als Sensor die Wandlung der Schallenergie in elektrische Energie. Vor circa 150 Jahren wurde der erste elektroakustische Wandler von Antonio Meucci im Zusammenhang mit der Entwicklung des ersten Telefons vorgestellt [LSW09]. Seit dieser ersten Anwendung zur Sprachübertragung haben sich die elektroakustischen Wandler in vielen anderen Bereichen, wie zum Beispiel in der Medizintechnik zur Ultraschallerzeugung und Ultraschallfeld-Vermessung, etabliert. Es wird zwischen zwei Wandler-Typen unterschieden: den reversiblen und den nichtreversiblen Wandlern. Reversible Wandler können sowohl als Schallsender als auch als Schallempfänger fungieren. Demgegenüber erlauben nichtreversible Wandler eine Wandlung der Energie nur in eine Richtung [LSW09].

In medizinischen Anwendungen werden hauptsächlich piezoelektrische, elektromagnetische und elektrohydraulische Wandler zur Ultraschallerzeugung bzw. Ultraschallvermessung verwendet. Die Funktionsweise der verschiedenen Wandler wird im folgenden Kapitel dargestellt.

### 3.1. Der piezoelektrische Wandler

Piezoelektrische Wandler finden sich sowohl in Quellen zur Ultraschallerzeugung als auch in Sensoren für den Ultraschallempfang. Der piezoelektrische Wandler ist damit ein reversibler Wandler. Die Beschreibung der Umwandlung der elektrischen Energie in akustische Energie und des inversen Effekts erfolgt auf der Grundlage des piezoelektrischen Effekts.

Für die Beschreibung der akustischen Messtechnik ist das Verständnis über den piezoelektrischen Effekt von großer Bedeutung. Noch immer basieren die Hydrophone im Markt mehrheitlich auf dem piezoelektrischen Effekt. Der interessierte Leser findet eine ausführliche Beschreibung des piezoelektrischen Effekts insbesondere im Hinblick auf die neuartigen Piezo-Polymermembrane in [AS08], [LSW09], [HLW08] und [Koc88]. Zu beachten sind ferner die neuen gesetzlichen Anforderungen für die Verwendung von Piezokeramiken, welche sich aus der EU-Richtlinie 2011/65EU ableiten (siehe dazu Ausführungen im Anhang A).

## 3.2. Der piezooptische Wandler

Die Beeinflussung der Lichtausbreitung durch die ultraschallinduzierte Kompression und Verdünnung des Übertragungsmediums wird unter dem Begriff *piezooptischer Effekt* zusammengefasst. Der piezooptische Effekt wurde erstmals von August Topler 1867 zur Beobachtung von Schallphänomenen beschrieben [CE94]. Raman und Nath entdeckten 1935 das akustische Phasengitter, welches ebenfalls auf den piezooptischen Effekt zurückzuführen ist [HNB92].

Die Schallwelle breitet sich als kontinuierliche Änderung der Auslenkung der Partikel des Mediums aus. Dementsprechend ändert sich die Dichte des Mediums im Verlauf der Ausbreitung der Schallwelle. Eine auf den Schallausbreitungspfad senkrecht auftreffende Lichtwelle wird demnach periodisch Bereiche hoher und geringer Dichte durchqueren. Die Änderung der Dichte ist mit einer Änderung des optischen Brechungsindex verbunden [JKS72]. Es existieren vier verschiedene Gleichungen zur physikalischen Beschreibung der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Dichte bei gegebener Temperatur:

- Gladstone-Dale-Gleichung (Gleichung (3.1))
- Lorentz-Lorenz-Gleichung<sup>1</sup>
- Newton-Gleichung<sup>2</sup>
- Eykman-Gleichung<sup>3</sup>

Die Lorentz-Lorenz- und die Gladstone-Dale-Gleichung eignen sich insbesondere für akustische Phänomene, die mit der Kompression einer Flüssigkeit einhergehen [CE94]. Die Betrachtung des piezooptischen Effekts in dieser Arbeit beruht auf der Gladstone-Dale-Gleichung (siehe dazu Anhang D). Das Gladstone-Dale-Gesetz beschreibt ein lineares Verhältnis zwischen dem Brechungsindex  $n$  und der Dichte  $\rho$ :

$$\frac{n-1}{\rho} = \text{konstant.} \quad (3.1)$$

Untersuchungen von Yadav et al. und Davidson et al. konnten die Gültigkeit des Gladstone-Dale-Gesetzes bis 500 MPa belegen [DG79, YMV<sup>+</sup>73]. Ist der Brechungsindex und die Dichte bekannt, so kann die Gladstone-Dale-Gleichung folgendermaßen dargestellt werden:

$$\rho = \frac{n-1}{n_0-1} \rho_0, \quad (3.2)$$

mit  $\rho_0$  und  $n_0$  als Ruhedichte und Ruhebrechungsindex. Nach Willard [CE94] ergibt sich für die Druckabhängigkeit des Brechungsindex  $n$ :

$$\frac{dn}{dp} = \frac{n_0-1}{c^2 \rho_0}, \quad (3.3)$$

<sup>1</sup> $(n^2-1)/(n^2+2) = K\rho$ , mit  $n$  als Brechungsindex und  $K$  als Materialkonstante [Lor80].

<sup>2</sup> $(n^2-1)/\rho = \text{konstant}$ , mit  $n$  als Brechungsindex [KW36].

<sup>3</sup> $(n^2-1)/(n+0,4) = K \cdot \rho$ , mit  $n$  als Brechungsindex und  $K$  als Materialkonstante [WT49].

mit  $c$  als Schallgeschwindigkeit.

Trifft der Druckpuls auf eine Grenzfläche (bei den piezooptischen Sensoren meist eine Glas-Wasser-Grenzfläche), so ändert sich der Brechungsindex in beiden Medien. Dadurch wird der Brechungsindexunterschied an der Grenzfläche synchron zum zeitlichen Verlauf der Schallwelle moduliert. Wird die Grenzfläche von einem Lichtstrahl beleuchtet, so ändert die Schallwelle den Reflexionskoeffizienten der Grenzfläche und daraus korrespondiert eine Änderung der reflektierten Lichtintensität. Der druckabhängige Reflexionskoeffizient berechnet sich mithilfe der Fresnelschen Formeln:

$$R(p) = \left( \frac{n_f(p) - n_w(p)}{n_f(p) + n_w(p)} \right)^2, \quad (3.4)$$

mit  $n_w$  als Brechungsindex des Wassers und  $n_f$  als Brechungsindex des zweiten Mediums (Quarzglas im Falle eines optischen Hydrophons) [PBST99]. Um die piezooptische Wandlung mathematisch beschreiben zu können, muss die Beziehung zwischen Dichte und Schalldruck sowie zwischen Dichte und Brechungsindex definiert werden [Hur12]. Der Zusammenhang zwischen Dichte  $\rho$  und Druck  $p$  ist durch die Zustandsgleichung gegeben. Für die Beschreibung des piezooptischen Effekts in inkompressiblen Medien eignet sich die isentrope Taitische Zustandsgleichung

$$\frac{p_0 + p + Q}{\rho(p)^\gamma} = \text{const} = \frac{p_0 + Q}{\rho_0^\gamma}, \quad (3.5)$$

mit  $p_0$  als Umgebungsdruck,  $\rho_0$  als Ruhedichte (Dichte bei Umgebungsdruck),  $\rho(p)$  als druckabhängige Dichte und  $Q$  bzw.  $\gamma$  als Konstanten zur Anpassung der Gleichung an experimentelle Ergebnisse. Die Gültigkeit der Taitischen Gleichung konnte für Wasser bis zu einem Druck von 1 GPa gezeigt werden [SE93]. Ein Umformen der Gleichung (3.5) führt zur Beziehung zwischen Dichte und Schalldruck:

$$\frac{\rho(p)}{\rho_0} = \left( \frac{p_0 + p + Q}{p_0 + Q} \right)^{1/\gamma}. \quad (3.6)$$

Die Beziehung zwischen der Dichte und dem Brechungsindex wird durch die Gladstone-Dale-Gleichung (Gleichung (3.2)) beschrieben. Aus Gleichung (3.6) und Gleichung (3.2) folgt der Zusammenhang für die Druckabhängigkeit des Brechungsindexes:

$$n(p) = 1 + (n_0 - 1) \left( \frac{p_0 + p + Q}{p_0 + Q} \right)^{1/\gamma}. \quad (3.7)$$

In Abb. 3.1a ist der Brechungsindex von Wasser über den in der Druckpulsstherapie wichtigen Druckbereich von 0,1–100 MPa aufgetragen. Innerhalb des genannten Druckbereichs zeigt der Brechungsindex eine annähernd lineare Druckabhängigkeit mit einer maximalen Linearitätsabweichung von <5 %. Der lineare Fit führt zu einer piezooptischen Konstante  $\chi = \Delta n_w(p) / \Delta p \approx 1,31 \cdot 10^{-4} \text{ MPa}^{-1}$ . Die druckabhängige Änderung des Brechungsindex des Glases kann vernachlässigt werden, da die piezooptische Konstante von Glas ca. zwei Größenordnungen kleiner ist als die des Wassers [Hur12][SE93].

### 3. Physikalische Grundlagen elektroakustischer Wandler

Das Einsetzen von Gleichung (3.7) in Gleichung (3.4) unter Vernachlässigung der piezo-optischen Konstante des Glases führt zur Beschreibung der Druckabhängigkeit der reflektierten Lichtintensität (Fresnel-Reflexion) an einer Wasser-Glas-Grenzfläche. Der piezo-optische Effekt zeigt für Wasser eine sehr geringe Abhängigkeit von der Lichtwellenlänge. Der Unterschied der piezo-optischen Konstante für Licht im Ultraviolett- bzw. im Infrarotbereich beträgt für Wasser weniger als 1 % [Hah05].

In Abb. 3.1b ist der Verlauf der Fresnel-Reflexion über den Druck aufgetragen. Aufgrund der Abhängigkeit vom Brechungsindex zeigt auch die Fresnel-Reflexion einen annähernd linearen Verlauf mit einer maximalen Linearitätsabweichung von <5 %. Basierend auf einem linearen Fit berechnet sich der Fresnel-Reflexionskoeffizient zu  $4,3 \cdot 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$  für den Druckbereich 0–100 MPa.

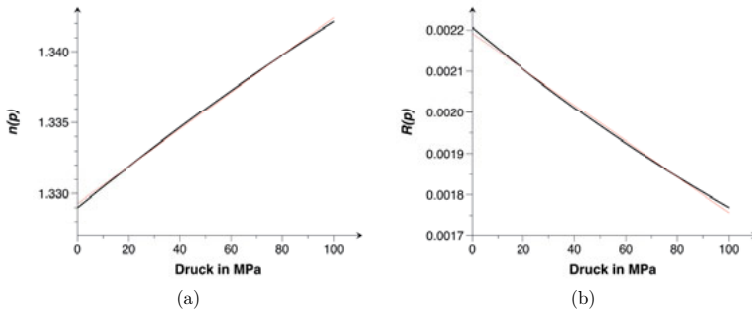


Abbildung 3.1.: Druckabhängigkeit des Brechungsindex von Wasser (a) und der Reflektivität (b) an einer Wasser-Quarzglas-Grenzfläche. Schwarzer Graph: berechnete Werte. Roter Graph: linearer Fit für die berechneten Werte.

Die Variation des Brechungsindex im Schallfeld erfolgt koinzident mit der Wellenlänge der Schallwelle  $\lambda$ , sodass bei senkrechtem Schalleinfall die Abstände des entstandenen optischen Gitters (siehe Abb. 3.2) der Wellenlänge der Schallwelle entsprechen [CP95]. In einem Schallfeld der Kreisfrequenz  $\omega$  ergibt sich der Brechungsindex entlang des Schallausbreitungspfads aus:

$$n = n_0 + n_1 \sin(\omega t), \quad (3.8)$$

mit  $n_1$  als Maximalvariation des Brechungsindex. Bei einer Ausbreitung der Lichtbündel in Richtung der z-Achse (siehe Abb. 3.2) ist die Ablenkung der Strahlen in x- ( $\epsilon_x$ ) bzw. y-Richtung ( $\epsilon_y$ ) durch die folgenden Gleichungen gegeben [CE94]:

$$\epsilon_x = \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} dz \quad (3.9)$$

$$\epsilon_y = \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{n} \frac{dn}{dy} dy. \quad (3.10)$$



$z_1$  und  $z_2$  sind die Eintritts- und Austrittsgrenzen (die Breite) des akustischen Gitters.

Basierend auf dem piezooptischen Effekt wurden zwei Arten von optischen Hydrophonen entwickelt:

- Das Schlieren-Optische-Hydrophon (siehe Abschnitt 4.5). Das Prinzip des Schlieren-Optischen-Hydrophons ist die Projektion der Lichtbrechung im Schallfeld auf einen entfernten Schirm. Die ultraschallinduzierte Lichtbrechung dient in diesem Zusammenhang als Messgröße.
- Das faseroptische (siehe Abschnitt 4.6) bzw. das Lichtfleck-Hydrophon (siehe Abschnitt 4.7). Die Messgröße beim faseroptischen bzw. beim Lichtfleck-Hydrophon ist die Veränderung der an einer Grenzfläche zum Messmedium reflektierten Lichtintensität.

Insbesondere das faseroptische Hydrophon und das Lichtfleck-Hydrophon werden aufgrund der Robustheit des Sensors und der einfachen Handhabung zur Vermessung von Hochenergie-Schallfeldern verwendet.

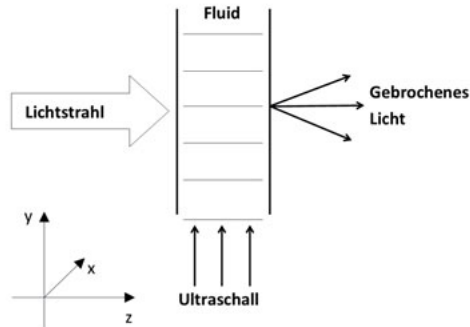


Abbildung 3.2.: Vereinfachte schematische Darstellung der Lichtbrechung am akustooptischen Spalt. Parallele Lichtbündel werden durch die ultraschallinduzierte Änderung des Brechungsindex gebrochen [JKS72].

## 4. Charakterisierung der akustischen Messtechnik

Unabhängig von den Ultraschallmodalitäten sind die vorrangigen Ziele einer Ultraschallanwendung die Effektivität der Behandlung und die Gewährleistung der Patientensicherheit. Das Interesse an der Sicherheit der Modalität ist stets mit der genauen und wiederholbaren Messung der akustischen Ausgangsleistung verbunden. Bis dato existieren, ausgenommen numerische Modelle, keine Methoden zur Bestimmung der akustischen Größen in biologischem Gewebe. Darüber hinaus gibt es derzeit keine Materialien, die das Gewebe genau nachbilden könnten. Deshalb betrachten viele medizinische Anwendungen die Ausbreitung von Schallwellen in Wasser (vergleiche Abschnitt Einleitung) [Azh10].

Idealerweise ist die Charakterisierung des gesamten Schallfelds an jedem Ort und zu jedem Zeitpunkt wünschenswert. Jedoch ist eine komplette Vermessung des Schallfelds nicht praktikabel, sodass Verteilungen der Spitzenwerte oder zeitlich bzw. örtlich gemittelte akustische Größen bestimmt werden. Im Allgemeinen wird der Sensor im Schallfeld über eine Positioniervorrichtung relativ zur Schallquelle bewegt und der Schalldruck dreidimensional aufgezeichnet. Die einzelnen Schritte der Messung, die zu verwendende Hardware sowie die Nachbearbeitung der Messdaten werden abhängig von der Ultraschallmodalität in internationalen Normen festgelegt.

In der Gasdynamik erfolgt die Druckbestimmung üblicherweise über die Stoßwellengeschwindigkeit. Dies ist bei fokussierten Schallfeldern nicht möglich, da sich die Geschwindigkeit und damit der Schalldruck von Ort zu Ort ändern [MP85]. Für die Vermessung des Schalldrucks im Wasser werden Hydrophone verwendet. Ein Hydrophon reagiert auf den über die sensitive Fläche gemittelten Druck in fundamentaler Weise, beispielsweise mit einer elektrischen Spannung, die dem Schalldruck proportional ist. Diese Messgröße entspricht allerdings nicht dem realen Freifelddruck. Das gemessene Schallsignal ist von der Geometrie des Senders und Empfängers, den Übertragungseigenschaften des Sensors und der Wechselwirkung zwischen der Schallwelle und dem Sensor abhängig. Der Sensor stellt im Schallfeld selbst eine Störung dar, die zu einer Verfälschung des Freifelddrucks führt. Es muss demnach zwischen dem Druck vor dem Sensor und dem Druck an der Messstelle vor dem Einbringen des Sensors unterschieden werden [LSW09]. Absolute Angaben über das Schallfeld sind demnach eine komplexe Aufgabe und erfordern abhängig von der Sonde eine Nachbearbeitung der Daten, beispielsweise in Form einer Entfaltung bei Nadelhydrophonen oder beim faseroptischen Hydrophon (siehe Abschnitt 5.2).

Für Frequenzen bis etwa 500 kHz werden Hydrophone auf piezokeramischer Basis verwendet [LSW09]. Die in der medizinischen Diagnostik und Therapie vorkommenden Druckpulse sind hauptsächlich in den höheren Frequenzbereichen angesiedelt. Für den oberen

Frequenzbereich bis etwa 100 MHz werden auf Polyvinylidenfluorid (PVDF) basierende oder optische Hydrophone eingesetzt [LSW09]. Die wichtigsten Messgrößen für die Beschreibung des Schallfelds sind der *akustische Druck* sowie die *Schallenergie*. Der Schalldruck wird durch Hydrophone als Kraft auf eine drucksensitive Fläche meist über den piezoelektrischen oder piezooptischen Effekt gemessen.

## 4.1. Eigenschaften eines Hydrophons

Ein idealer Sensor muss abhängig von der Ultraschallmodalität gewissen Eigenschaften genügen. Die Haupteigenschaften sind eine möglichst kleine sensitive Fläche, um das Drucksignal ohne Mittelungseffekte und mit guter Richtcharakteristik abzutasten, eine hohe Sensibilität sowie eine ausreichend hohe Bandbreite des Sensors zur signalgetreuen Wiedergabe des Schallfelds [Zeq07]. Der Durchmesser der aktiven Fläche sollte optimalerweise kleiner als die halbe Wellenlänge der Schallwelle im Messmedium sein [Pre91, Hur12]. Abhängig von der Schallfrequenz ergibt sich dadurch ein Durchmesser zwischen  $<0,1$  mm und 1,5 mm.

Jedes Hydrophon wird durch einen frequenzabhängigen Übertragungsfaktor charakterisiert. Dieser Übertragungsfaktor wird im Falle einer Leerlaufmessung als Empfindlichkeit  $S(f)$  bezeichnet [LSW09]. Wünschenswert ist eine möglichst konstante Empfindlichkeit des Sensors über den gesamten Frequenzbereich [HPD00]. Für die Bestimmung der Empfindlichkeit wird der Sensor in ein Schallfeld bekannten Schalldrucks eingebracht und für jede Anregungsfrequenz der Schallquelle wird das Ausgangssignal des Sensors gemessen. Die Empfindlichkeit ist weiterhin vom Einfallswinkel  $\phi$  der Schallwelle abhängig, sodass diese durch die abhängige Variable  $S(f, \phi)$  beschrieben wird.

Die frequenzabhängige Empfindlichkeit des Sensors vom Einfallswinkel wird idealerweise für jeden Winkel und jede Frequenz vermessen und als Tabelle mitgeliefert. Kommerziell erhältliche Hydrophone werden allerdings nur in seltenen Fällen mit diesen Daten geliefert, sodass meist eine analytische Berechnung der Richtcharakteristik notwendig wird [Hur12]. Die analytische Berechnung gilt jedoch nur für ein vereinfachtes Modell eines Kolbenschwingers auf einer unendlich ausgedehnten, starren Blende. Nach Shombert et al. ist dieses Modell für die meisten Hydrophone hinreichend genau gültig und die Richtcharakteristik  $D(\phi)$  berechnet sich aus:

$$D(\phi) = \frac{2J_1(k \cdot a \cdot \sin(\phi))}{k \cdot a \cdot \sin(\phi)}, \quad (4.1)$$

mit  $J_1$  als Bessel-Funktion erster Ordnung,  $k$  als Wellenzahl und  $a$  als Sensordurchmesser [AHG80]. Die Bedeutung der Richtcharakteristik für präzise Messungen wird aus Abb. 4.1 ersichtlich. Bei hohen Frequenzen (ab 40 MHz) führt ein Ausrichtungsfehler von  $5^\circ$  bereits zu einer Abnahme der Empfindlichkeit von etwa 50 %. Wenn eine optimale Ausrichtung parallel zur Schallausbreitungsachse nicht möglich ist, sollte ein Hydrophon mit einer möglichst breiten Richtcharakteristik gewählt werden.

Das Ausgangssignal des Hydrophons stellt immer eine Faltung des tatsächlichen Druckverlaufs mit der Geometrie des Hydrophons dar. Mittelungseffekte gehören zu dieser Kate-

#### 4. Charakterisierung der akustischen Messtechnik

gorie von Verzerrungseffekten. Ist die Dimension der empfindlichen Fläche des Hydrophons groß verglichen mit der Variation der Schalldruckverteilung im Schallfeld, so kommt es zu einer Unterschätzung der Schalldruckamplitude und einer Überschätzung der Schallbreite [Hur12]. Die Spezifizierung einer ausreichend kleinen sensitiven Fläche kann für lineare Schallfelder einfach durch das Nyquist-Shannon-Abtasttheorem erfolgen. Nach diesem Theorem darf der Durchmesser der sensitiven Fläche des Hydrophons nicht größer als die halbe Wellenlänge der kleinsten Frequenz im Schallfeld sein. Für nichtlineare Schallfelder ist die Bestimmung der kleinsten Wellenlänge kaum möglich. Nichtlineare Schallfelder weisen ein Frequenzspektrum auf, welches sich im Verlaufe der Ausbreitung ändert.

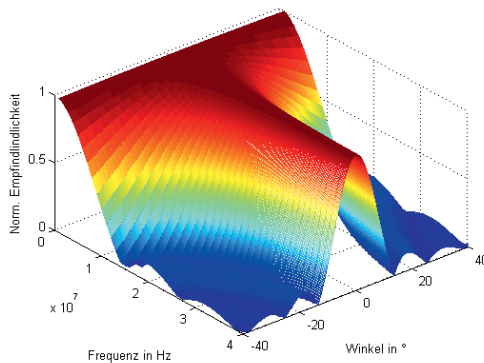


Abbildung 4.1.: Die normierte Empfindlichkeit eines Hydrophons mit einem aktiven Durchmesser von  $100\text{ }\mu\text{m}$  aufgetragen über die Frequenz und den Einfallswinkel der Schallwelle.

Der maximale dynamische Messbereich des Hydrophons ist durch zwei separate Grenzen limitiert:

- Die Druckamplitude, ab welcher die lineare Beziehung zwischen dem Schalldruck und dem elektrischen Ausgangssignal des Sensors verloren geht. Der Verlust der Linearität wird meist durch hohe Signalpegel am Vorverstärker bzw. am Detektor hervorgerufen [Hur12]. Diese Effekte können meist durch Dämpfungselemente verhindert werden und führen nicht zu einer dauerhaften Verschlechterung der Signalqualität.
- Die Druckamplitude, bei welcher Defekte an der Sonde zu erwarten sind. Diese Grenzen sind von größerer Bedeutung für die Messtechnik, da ein Überschreiten dieser Grenze zu einer irreversiblen Veränderung des Signalübertragungsverhaltens des Sensors führen kann. Beispielsweise kann in der Zugphase des Schalldrucks bei Lithotriptern das Sensorelement vom restlichen Sensor getrennt werden und somit

das Messsignal verzerren oder das Hydrophon beschädigen [Hur12]. Kavitation, welche durch den Zuganteil des Schalldrucks induziert wird, ist eine weitere Ursache für eine dauerhafte Beschädigung des Sensors. Je nach Ultraschallmodalität liegt der akustische Druck in der ESWL bzw. ESWT zwischen 1 MPa und einigen 100 MPa [BDGS95, Zeq07]. Die hohen mechanischen Belastungen setzen eine hohe Robustheit und Stabilität des Sensors voraus.

Zur Nutzung eines Hydrophons als Referenzstandard muss die Empfindlichkeit nicht nur über den Frequenzbereich, sondern auch über eine lange Zeitperiode konstant bleiben. Im folgenden Kapitel werden die wichtigsten Messgrößen des medizinischen Ultraschalls sowie die verbreitetsten Hydrophone zur Messung dieser Größen vorgestellt. Hauptaugenmerk liegt dabei auf den Sensoren, die in der internationalen Norm IEC 61846 beschrieben werden.

## 4.2. Parameter der akustischen Messtechnik

Für die Beschreibung des Schallfelds werden definierte Parameter angegeben, die sich direkt messen oder aus dem Signal ableiten lassen. Die Definition und Herleitung der Parameter erfolgen für die hier betrachteten Schallfelder in der IEC-Norm 61846. Ein typisches Zeitdrucksignal eines elektromagnetischen Lithotripters im Fokus der Quelle bei 17 kV Generatorspannung ist in Abb. 4.2 zu sehen. Abhängig von der Stoßwellenquelle sind Unterschiede im Zeitverlauf des Signals möglich<sup>1</sup>. Das Zeitdrucksignal lässt sich in eine Verdichtungsphase, eine darauf folgende Zugphase und einige weitere Oszillationen deutlich kleinerer Amplitude einteilen. Zur Charakterisierung des Schallfelds ist eine räumliche und zeitliche Darstellung des Schalldrucks notwendig. Dazu wird das Feld meist automatisiert abgetastet. Innerhalb des Fokus und auch wenige Millimeter außerhalb des Fokus ändern sich die Signalverläufe drastisch [Ueb07], sodass die Abtastung im Fokus mit höherer örtlicher Auflösung erforderlich ist. Üblicherweise wird eine axiale und eine laterale Schalldruckverteilung um den Fokus aufgezeichnet. Aus diesen Angaben werden Normkennwerte entnommen. Zu diesen gehören die folgenden Größen:

- Der Maximal- ( $p_{\max}$ ) und Minimaldruck ( $p_{\min}$ ) beschreibt die maximale Abweichung vom Umgebungsdruck.
- Die Kompressions-Pulsdauer ( $t_w$ ) ist die Zeitspanne zwischen dem erstmaligen und dem darauf folgenden Erreichen von 50 % des Maximaldrucks. Bei stark veränderlichen Signalen (insbesondere bei radialen Quellen und bei Messungen außerhalb des Fokus) ist diese Angabe irreführend und schwierig anzugeben bzw. zu vermessen [Ueb07]. Da das Auftreten von Kavitation auch von der Länge der Zugphase abhängig ist, wird im Allgemeinen auch die Pulsdauer für die Zugphase angegeben [TBC96].

---

<sup>1</sup>Es wird in diesem Zusammenhang explizit eine Stoßwellenquelle und keine Druckpulsquelle genannt. Die Zeit-Druck-Signale einer Druckpulsquelle und einer Stoßwellenquelle können erhebliche Unterschiede aufweisen.

#### 4. Charakterisierung der akustischen Messtechnik

- Die Anstiegsflanke ( $t_r$ ) des ersten positiven Pulses wird zwischen 10 % und 90 % des Maximaldrucks gemessen<sup>2</sup>. Stoßwellen in der ESWL und ESWT weisen eine Anstiegsflanke von 5 bis 10 ns auf. Um diese steilen Flanken nachweisen zu können, ist eine Bandbreite von 500 MHz und eine Abtastrate von 1 GSample/s notwendig [Ueb07].
- Die Schallintensität ist eine abgeleitete Größe und gibt die mittlere Leistung an, die durch die Schallwelle übertragen wird. Die Schallintensität wird auch als Energieflussdichte pro Puls in  $\text{mJ mm}^{-2}$  angegeben. Die Energieflussdichte  $ED$  berechnet sich aus dem Integral des quadrierten Drucksignals für den gesamten Puls [Ueb07]. Die Energieflussdichte wird für die Verdichtungsphase allein  $ED_+$  und für das gesamte Signal  $ED$  berechnet.
- Die Gesamtenergie wird üblicherweise für den Fokus angegeben. Dieser Bereich ist durch die  $-6\text{ dB}$  Abnahme vom Maximaldruck begrenzt. Die Fokusenergie wird durch Integrieren der Energieflussdichte über die lateralen Grenzen bestimmt.

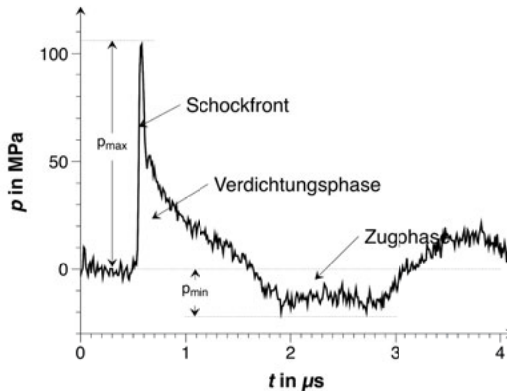


Abbildung 4.2.: Typisches Zeit-Druck-Signal einer elektromagnetischen Stoßwellenquelle im Fokus bei 17 kV Generatorspannung. Messdaten ohne Nachverarbeitung. Quelle: eigene Vermessung der elektromagnetischen Druckpulsquelle EMSE mit Linse 1.

<sup>2</sup>Eine alternative Definition der Anstiegsflanke ist in [AOKBB11, YOA<sup>+</sup>10] beschrieben. Die aus der zeitlichen Ableitung bestimmte Anstiegsflanke führt nach [PCM<sup>+</sup>13] im Gegensatz zur konventionellen Bestimmungsmethode zu keiner Überschätzung der Anstiegsflanke.

## 4.3. Piezoelektrisches Hydrophon

Hauptbestandteil eines piezoelektrischen Hydrophons ist eine dünne piezoelektrisch aktive Schicht, welche als Dickenschwinger fungiert [LSW09] und das Schalldrucksignal über den piezoelektrischen Effekt in ein elektrisches Signal umwandelt.

Die wichtigsten Eigenschaften eines Drucksensors werden durch seine Empfindlichkeit und sein Rauschverhalten beschrieben. Zur Beurteilung der Empfindlichkeit und des Rauschverhaltens eines piezoelektrischen Hydrophons wird das Ersatzschaltbild eines piezoelektrischen Wandlers (Abb. 4.3) betrachtet. Der Schalldruck  $p$  verursacht im Wandler ein zum Schalldruck proportionales Spannungssignal  $\sigma$ . Der Impedanzunterschied der Sonde zum Messmedium bestimmt das Transformationsverhältnis  $n_t$  zwischen dem Schalldruck und der mechanischen Spannung im Material. Das Stresssignal berechnet sich aus der Proportionalitätsbeziehung

$$\sigma = n_t \cdot p. \quad (4.2)$$

Die durch die mechanische Spannung hervorgerufene Deformation des piezoelektrischen Materials erzeugt eine elektrische Ladung  $Q_s$ , die sich aus der Beziehung zur piezoelektrischen Ladungskonstante  $d$  in Dickenrichtung ergibt:

$$Q_s = d \cdot \sigma \cdot A = d \cdot n_t \cdot p \cdot A, \quad (4.3)$$

$A$  stellt die sensitive Fläche des Sensors dar. Eine Vergrößerung der sensitiven Fläche erhöht die Ladungsmenge und damit auch die Empfindlichkeit des Sensors, führt jedoch zu stärkeren Mittelungseffekten und einer verminderten Richtcharakteristik des Sensors. Die Spannung an den Elektroden des Piezokristalls kann aus dem Zusammenhang zwischen der Ladung  $Q_s$  und der Spannung  $u_a$  an der Kapazität des Kristalls  $C_E$  berechnet werden.<sup>3</sup> Bei Berücksichtigung der Kapazität  $C_L$  der Verbindungskabel (Koaxialkabel 50  $\Omega$  Widerstand) und der Eingangskapazität des Verstärkers  $C_{in}$  ergibt sich für die Spannung am Eingang des Verstärkers:

$$u_{in} = \frac{d \cdot A \cdot n_t}{C_E + C_L + C_{in}} p. \quad (4.4)$$

Dieser Absatz stützt sich weitgehend auf [HLW08].

Die Empfindlichkeit eines piezoelektrischen Wandlers  $S_p$  berechnet sich unter Vernachlässigung der Rückreflexionen aus dem Backing mit

$$S_p = \frac{u_{in}}{p} = \frac{d \cdot A \cdot n_t}{C_E + C_L + C_{in}}. \quad (4.5)$$

Wie in Abschnitt 4.1 dargestellt, ist die Empfindlichkeit abhängig von der Frequenz des Schalldrucksignals.

Die Charakterisierung des Rauschverhaltens eines Sensors dient der Bestimmung der kleinsten noch messbaren Eingangsgröße. Das Rauschen eines piezoelektrischen Wandlers kann überwiegend auf zwei Gruppen von Rauschquellen, das *thermische* und das

<sup>3</sup>Nur gültig, wenn die Kapazitätsänderung aufgrund der Deformation des Piezokristalls vernachlässigt werden kann.

#### 4. Charakterisierung der akustischen Messtechnik

$1/f$ -Rauschen, zurückgeführt werden [SJM11]. Das  $1/f$ -Rauschen (auch Rosa-Rauschen genannt) ist nach derzeitigem Kenntnisstand auf Fluktuationen der Leitfähigkeit des piezoelektrischen Materials und der Leiter zurückzuführen und zeigt eine  $1/f$ -Abhängigkeit [Die05]. Das  $1/f$ -Rauschen tritt damit insbesondere bei tiefen Frequenzen  $f$  in den Vordergrund und wird mit steigender Frequenz immer kleiner (siehe Abb. 4.4) [HK00].

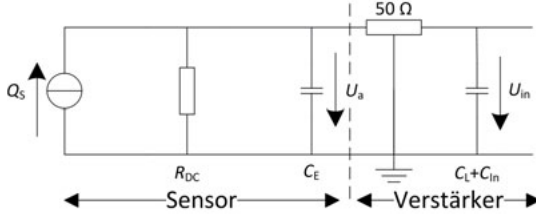


Abbildung 4.3.: Ersatzschaltbild eines piezoelektrischen Wandlers. Der linke Teil der Schaltung zeigt das Ersatzschaltbild eines piezoelektrischen Sensors. Der rechte Teil der Schaltung zeigt das Ersatzschaltbild der Kabelverbindung zum Verstärker und den Eingang des Verstärkers. [HLW08]

Thermisches Rauschen wird durch die zufällige thermische Bewegung der Ladungsträger im Leitermaterial verursacht und ist unabhängig von der Frequenz. Aufgrund der Frequenzunabhängigkeit zeigt das Rauschspektrum eine weitgehend konstante Leistungsdichte. Die Vibrationen der elektrischen Dipole eines piezoelektrischen Materials und die damit verbundene Fluktuation der Polarisierung stellt eine weitere Rauschquelle dar und ist ebenfalls auf thermisches Rauschen zurückzuführen [SJM11]. Untersuchungen von Nyquist [Nyq28] haben gezeigt, dass thermisches Rauschen lediglich vom Widerstand des Leiters und von der Temperatur abhängig ist. Die Überlegungen zum thermischen Rauschen treffen nicht nur auf das elektrische Verhalten des Wandlers zu, sondern auch auf das mechanisch-dissipative Verhalten des piezoelektrischen Schwingers [CW51]. Dieses als mechanisch-thermisches Rauschen bezeichnete Verhalten ist analog zum elektrisch-thermischen Rauschen und wird ebenfalls durch die Temperatur und den Widerstand bestimmt [JB07]. Für die Ultraschallmesstechnik ist aufgrund der spektralen Verteilung der Rauschbestandteile vor allem das thermische Rauschen die Hauptrauschquelle, die sich als Rauschstrom  $i_r$  dem Messsignal überlagert. Das Betrachten stochastischer Rauschvorgänge im Zeitbereich ist von geringer Bedeutung, da das Rauschen nicht als ein fester Wert angegeben, sondern nur über seine spektrale Dichte beschrieben werden kann. Die Rauschstromdichte  $J$  ist definiert als das Effektivwertspektrum des Rauschstromes  $i_r$ .

$$J = \frac{1}{\sqrt{2}} \mathcal{F} \{i_r\}. \quad (4.6)$$

Folglich kann durch Integration über einen bestimmten Frequenzbereich (die betrachtete



Rauschbandbreite) der zugehörige Effektivwert des Rauschens bestimmt werden

$$I_R = \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} J^2 df}. \quad (4.7)$$

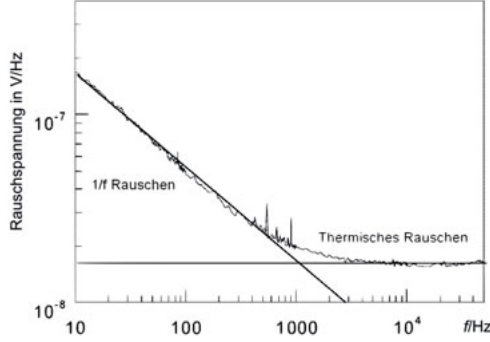


Abbildung 4.4.: Rauschspektrum eines piezoelektrischen Wandlers. [HK00]

Das Rauschen des piezoelektrischen Sensors folgt wie beschrieben dem thermischen Rauschen und wird im Ersatzschaltbild (Abb. 4.3) im komplexen Widerstand  $X_\delta = 1/(\omega \cdot C_E)$  erzeugt [HLW08]. Für die Rauschstromdichte bei der Temperatur  $T$  gilt [TS02]:

$$J = 4 \cdot k_B \cdot T \cdot 1/X_\delta = 4 \cdot k_B \cdot T \cdot 2\pi \cdot f \cdot C_E. \quad (4.8)$$

Das Rauschen eines piezoelektrischen Hydrophons kann durch eine Vermessung des elektrischen Rauschens des Sensors beschrieben werden. Da ein Hydrophon eine zum Schalldruck proportionale Spannung liefert, ist es ratsam, stattdessen den Druck anzugeben, welcher am Eingang des Verstärkers ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis  $SNR$  von Eins hervorruft [Hur12]. Dieser Druck erzeugt eine Spannung  $U_{\text{noise}}$  (Gleichung (4.9)) am Eingang des Verstärkers, welche exakt dem thermischen Rauschen entspricht und durch Noise Equivalent Sound Pressure  $NESP$  (Gleichung (4.10)) beschrieben wird [HLW08]

$$U_{\text{noise}} = \frac{I_r}{C_E + C_L + C_{\text{in}}} \Delta t. \quad (4.9)$$

$\Delta t$  ist die Impulslänge der zu messenden Schallwelle [HLW08]. Das  $NESP$  berechnet sich aus der Rauschspannung und der Empfindlichkeit des Sensors (Gleichung (4.5)):

$$NESP = \frac{U_{\text{noise}}}{S_p}. \quad (4.10)$$

#### 4. Charakterisierung der akustischen Messtechnik

*NESP* ist unabhängig von der Wandlungsmethode und kann aus diesem Grund für alle Hydrophontypen angegeben werden. Bei der Angabe von *NESP* wird häufig die Frequenzabhängigkeit der Hydrophonempfindlichkeit  $S_p$  vernachlässigt und eine nominelle (frequenzunabhängige) Empfindlichkeit verwendet [Hur12]. Die nominelle Empfindlichkeit ist nicht für die Berechnung des Schalldrucks bestimmt, erfahrungsgemäß wird diese Größe allerdings aus Gründen der Einfachheit häufig verwendet.

##### 4.3.1. Piezoelektrisches Keramikhydrophon

Die Vermessung eines Lithotripters wurde in den Anfangszeiten der ESWL mit piezoelektrischen Keramikhydrophonen durchgeführt. Aufgrund der hohen Widerstandsfähigkeit der piezokeramischen Sensoren werden diese Hydrophone noch heute in der industriellen Anwendung verwendet. Besonders hervorzuheben ist die Temperaturstabilität der piezokeramischen Hydrophone, die im Gegensatz zu PVDF-Hydrophonen (siehe Abschnitt 4.3.2) auch bei Temperaturen oberhalb von 70 °C genutzt werden können [LSW09]. Die geringe Adhäsion des Keramikwerkstoffs zu Wasser führt allerdings zu fehlerhaften Messungen, da negative Drücke zu einem Abriss des Wasserfilms vom Sensorelement führen. Schallfelder mit hohen negativen Schalldruckamplituden, wie etwa das Schallfeld eines Lithotripters, können demnach mit einem piezokeramischen Hydrophon nicht korrekt vermessen werden. Ein weiterer Nachteil des piezokeramischen Hydrophons ist die hohe akustische Impedanz des Werkstoffs. Diese verhindert die Einkopplung der gesamten einfallenden Energie in das Sensormaterial. Der Impedanzunterschied wird durch eine  $\lambda/4$ -Anpassungsschicht an das Wasser angeglichen [LSW09].

Die Bandbreite eines piezoelektrischen Wandlers ist proportional zum Quotienten aus der Schallgeschwindigkeit und der Dicke des Wandlermaterials [MP85]. Bei piezokeramischem Material wird die minimale Schichtdicke durch die Zerbrechlichkeit des Keramikwerkstoffs beschränkt und beträgt zirka 50  $\mu\text{m}$ . Die Notwendigkeit einer  $\lambda/4$ -Anpassungsschicht und die verhältnismäßig große Schichtdicke verhindern die Herstellung breitbandiger Hydrophone, da die Resonanzeffekte im Sensormaterial bei deutlich tieferen Frequenzen eine Rolle spielen.

Piezokeramische Schwinger weisen abhängig von den Dimensionen und Materialeigenschaften diverse Resonanzmoden auf. In Resonanz haben piezokeramische Wandler eine hohe piezoelektrische Empfindlichkeit, jedoch auch gleichzeitig eine hohe mechanische Güte und somit auch eine geringe Empfindlichkeit abseits der Resonanzfrequenz. Dies erklärt die geringe Bandbreite eines Sensors auf piezokeramischer Basis.

Diese Nachteile führen zu der Entwicklung neuartiger Werkstoffe für die Sensorentwicklung, wie etwa die piezoelektrischen PVDF-Folien (siehe Abschnitt 4.3.2), und neuartiger Schallwandler, wie die piezooptischen Hydrophone (siehe Abschnitt 4.6). Die Neuentwicklungen bewirken ein vollständiges Verschwinden der piezokeramischen Hydrophone aus der medizinischen Ultraschallmesstechnik. Aus diesem Grund erfolgt die weitere Beschreibung eines piezoelektrischen Hydrophons am Beispiel des PVDF-Hydrophons.

### 4.3.2. Piezoelektrisches Polymer-Hydrophon

Der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise eines piezoelektrischen Polymer-Hydrophons ähneln denen eines piezoelektrischen Keramik-Hydrophons. Der wesentliche Unterschied zwischen Keramik- und Polymer-Sensoren besteht darin, dass aufgrund der geringen Impedanz der PVDF-Folie (typisch  $3,9 \cdot 10^6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) und damit der guten Anpassung an Wasser ( $1,5 \cdot 10^6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) eine  $\lambda/4$ -Anpassungsschicht nicht mehr notwendig ist. Abgesehen von den piezoelektrischen Eigenschaften des Materials und der Bauform hängen die Übertragungseigenschaften eines Hydrophons vor allem von der Dicke und der elektrischen Kapazität der Folie ab [Wil01]. Ein Sensor mit hoher Bandbreite, hoher räumlicher Auflösung und guter Richtcharakteristik sollte möglichst einen kleinen aktiven Durchmesser sowie eine geringe Foliendicke besitzen. Die Verkleinerung der sensitiven Fläche und der Foliendicke bei gegebenen piezoelektrischen Eigenschaften verringert jedoch die Empfindlichkeit des Sensors (siehe Gleichung (4.5)). Daher muss ein Kompromiss zwischen dem *SNR* und der räumlichen bzw. zeitlichen Auflösung getroffen werden [Wil01].

Bei den piezoelektrischen Hydrophonen wird der Frequenzgang, wie bereits erläutert, vor allem durch die Dickenresonanz im Sensormaterial und die elektrischen Eigenschaften der Zuleitungen beschränkt. Die Herstellung extrem dünner PVDF-Folien bis zu  $9 \mu\text{m}$  und das Wegfallen der  $\lambda/4$ -Anpassungsschicht erlauben die Realisierung breitbandiger Hydrophone [Hah05]. Beispielsweise besitzt eine  $9 \mu\text{m}$  dicke PVDF-Folie eine Dickenresonanz von circa 90 MHz [LSW09]. PVDF-Folien lassen sich weiterhin durch Thermoformvorgänge in beliebigen, mehrfach gekrümmten Formen herstellen [MP85]. Die Linearität der Empfindlichkeit einer PVDF-Folie konnte bei Messungen bis 100 MPa nachgewiesen werden [TBC96]. Diese Eigenschaften machen das PVDF-Hydrophon zum Sensor der Wahl, wenn piezoelektrische Hydrophone benötigt werden. Selbst der IEC-Standard 61846 verlangt für Fokus-Hydrophone eine mit dem PVDF-Hydrophon vergleichbare Performance [Com98]. PVDF-Hydrophone werden als Nadelhydrophone und als Membranhydrophone realisiert.

#### PVDF-Nadelhydrophon

Ein PVDF-Nadelhydrophon besteht aus einem dünnen, metallischen Hohlzylinder, an dessen Ende eine PVDF-Folie aufgebracht ist (Abb. 4.5). Bei einem PVDF-Nadelhydrophon wird die Folie rückseitig an ein schallhartes Trägermaterial angekoppelt und dieses stellt in den meisten Fällen die Elektrode dar [MP85]. Die Folie wird über Goldelektroden mit dem metallischen Hohlzylinder und dem Transimpedanzverstärker verbunden (Abb. 4.6a). Der minimale aktive Durchmesser der PVDF-Membran (bzw. des Hohlzylinders) beträgt ca.  $100 \mu\text{m}$  [Cor13]. Dies führt insbesondere bei stark fokussierten Schallfeldern zu geometrischen Verzerrungen (Abschnitt 5.2). Beim Nadelhydrophon sind neben der Dicke der Membran und den Zuleitungen noch die Dimensionen des Hohlzylinders bzw. des Gehäuses für den Frequenzgang der Sonde verantwortlich. Im Wasser entspricht die Wellenlänge des Schalls ab circa 5 MHz den Dimensionen des Hohlzylinders. Dadurch lassen sich bereits bei einigen wenigen Megahertz Beugungseffekte beobachten. Die daraus resul-

#### 4. Charakterisierung der akustischen Messtechnik

tierenden periodischen Abhängigkeiten der Übertragungsfunktion des Sensors können aus dem Messsignal entfoldet werden, machen allerdings eine Nachbearbeitung (Abschnitt 5.2) der Daten notwendig [Wil01].

Zur Verkleinerung des aktiven Durchmessers wird auf eine dünne Nadelspitze eine Schicht aufgeschmolzenes PVDF aufgetragen. Die Polarisierung der PVDF-Folie erfolgt erst nach der Benetzung der Nadelspitze (Abb. 4.6b). Piezoelektrisch aktiv ist nur ein kleiner Bereich der Folie an der Nadelspitze. Die Nadelspitze stellt gleichzeitig den reflektierenden Abschluss und die innere Elektrode dar [MP85]. Dadurch lassen sich aktive Durchmesser kleiner als  $100\text{ }\mu\text{m}$  herstellen [LSW09]. Aufgrund der punktförmigen Geometrie des Empfängers weist das Nadelhydrophon in dieser Ausführung eine deutlich bessere Richtcharakteristik auf und ist dadurch unempfindlicher für den Einfallswinkel der Druckwelle.

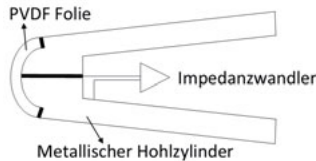


Abbildung 4.5.: Vereinfachter schematischer Aufbau eines PVDF-Nadelhydrophons. [LSW09]

Die äußere Elektrode bildet mit dem Hohlzylinder bzw. mit der Nadelspitze einen Massenschirm. Die Verbindung mit dem Transimpedanzverstärker erfolgt möglichst nahe an der Folie, da aufgrund der geringen Kapazität der Folie Kabelkapazitäten zu Signalverzerrungen führen [LSW09]. Die geringen Reflexionen an der schmalen Sonde machen das Nadelhydrophon zum Sensor der Wahl für die Vermessung von Dauerschallquellen [Hah05]. Die Empfindlichkeit eines Hydrophons ist abhängig von der Größe der empfindlichen Fläche (siehe dazu Abschnitt 4.3). Bei einem in der Druckpulsmesstechnik häufig anzutreffenden Nadelhydrophon mit einem aktiven Durchmesser von  $200\text{ }\mu\text{m}$  beträgt die Empfindlichkeit ca.  $50\text{ mV MPa}^{-1}$  [Hur12]. Das *NESP* eines typischen Nadelhydrophons inklusive Vorverstärker liegt bei ca.  $20\text{ kPa}$ , es eignet sich daher auch für die Vermessung von Schallfeldern geringer Druckamplitude.

#### PVDF-Membranhydrophon

Beugungseffekte am Nadelhydrophon und die damit verbundenen Signalverzerrungen führten zur Entwicklung des PVDF-Membranhydrophons. Die gute Anpassung der PVDF-Folie erlaubt eine beidseitige Ankopplung an das Übertragungsmedium Wasser. Die Idee des Membranhydrophons ist, dass eine dünne, akustisch transparente PVDF-Folie keine Beugungseffekte hervorruft [LSW09]. Dies ist allerdings nur bei gepulsten Schallphänomenen der Fall und erfordert auch für gepulste Schallfelder eine im Vergleich zur Wellenlänge große laterale Ausdehnung der Sonde.

### 4.3. Piezoelektrisches Hydrophon

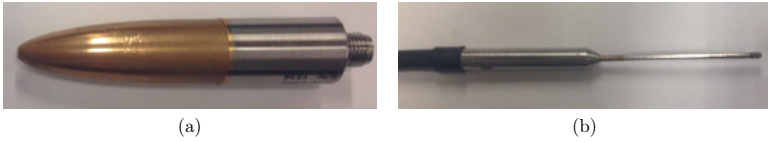


Abbildung 4.6.: Derzeit auf dem Markt erhältliche PVDF-Hydrophone der ONDA Acoustic Corporation USA (a) und der Müller Instruments GmbH Deutschland (b).

Der Aufbau eines PVDF-Membranhydrophons ist in Abb. 4.7 dargestellt. Eine dünne PVDF-Folie wird über den Rahmen gespannt. Nur der für den Schallempfang vorgesehene Bereich wird elektrisch polarisiert und anschließend mit Elektroden versehen [Wil01]. Die sensorisch empfindliche Fläche der Membran stellt nur einen kleinen piezoelektrisch aktiven Bereich dar, dessen minimale Abmessungen (ca. 200  $\mu\text{m}$ ) durch Randerscheinungen bei der Polarisation beschränkt sind [SE93]. Die Empfindlichkeit eines Membranhydrophons ist meist deutlich kleiner als die eines Nadelhydrophons [Hur12]. Das ist dadurch zu erklären, dass das Nadelhydrophon rückseitig schallhart abgeschlossen ist, und so je nach Abschluss der doppelte Druck gemessen wird. Typischerweise beträgt die Empfindlichkeit eines Membranhydrophons mit einem aktiven Durchmesser von 200  $\mu\text{m}$  ca. 15 mV MPa<sup>-1</sup>. Die NESP für ein Membranhydrophon mit Vorverstärker liegt bei ca. 70 kPa [Hur12].

Aufgrund des stetigen Frequenzgangs hat sich das Membranhydrophon insbesondere als Referenzstandard durchgesetzt [Wil01]. Für den täglichen Betrieb in der Messtechnik ist das Membranhydrophon allerdings aufgrund der sensiblen Folie weniger geeignet. Im Fokus eines Lithotripters reichen meist einzelne Druckpulse, um den bis zu 15.000 € teuren Sensor zu beschädigen [JU12b]. Die Dimensionen des Membranhydrophons ( $\varnothing 100$  cm) erschweren ferner die Vermessung von Schallfeldern in räumlich beschränkten Messumgebungen. Für diese Anwendungsfälle eignen sich die kompakten, jedoch in der Bandbreite beschränkten Nadelhydrophone.

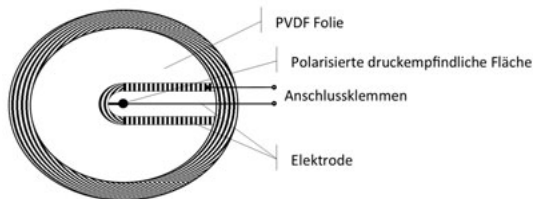


Abbildung 4.7.: Vereinfachter Aufbau eines PVDF-Membranhydrophons. [LSW09]

Bei Dauerbeschallung und längeren Pulsen werden auch bei einem Membranhydrophon Beugungseffekte am Gehäuse beobachtet. Diese führen abhängig von der Pulsdauer zu

#### 4. Charakterisierung der akustischen Messtechnik

Signalverzerrungen und müssen bei der Vermessung der Dauerschallquellen berücksichtigt werden.

Die piezoelektrischen Hydrophone befinden sich bereits seit Jahrzehnten in der Anwendung und haben sich als zuverlässiger Sensor für die Ultraschallvermessung etabliert. Die messtechnischen Eigenschaften sowie die Kalibrierung dieser Hydrophone sind in diversen internationalen Normen beschrieben [Hur12]. Die Kalibrierung eines piezoelektrischen Hydrophons ist aufgrund der Streubreite der piezoelektrischen Materialparameter notwendig. In Deutschland erfolgt die Kalibrierung an der Physikalisch Technischen Bundesanstalt PTB nach Vorgaben der Norm DIN EN 62127-2013-11 an einem Referenzstandard [Wil08]. Darüber hinaus erfordern piezoelektrische Hydrophone aufgrund von Materialveränderungen über die Zeit eine Neukalibrierung des Hydrophons. Die Kalibrierung ist sowohl eine kosten- als auch eine zeitaufwendige Prozedur. Für die Vermessung der Schallfelder in der ESWL und ESWT ist die präzise Wiedergabe der Zugphase der Stoßwelle wesentlich. Dieser Anteil der Stoßwelle ist maßgeblich an der Entstehung der Kavitation beteiligt (siehe Abschnitt 2.2.7) und fließt des Weiteren in die Berechnung der Gesamtenergie bzw. Gesamtenergieflussdichte ein. Die hydrophoben Eigenschaften bzw. die geringe Adhäsion der PVDF-Membran zu Wasser führen jedoch bei hohen negativen Druckamplituden (kleiner als  $-5\text{ MPa}$ ) in der Zugphase der Stoßwelle zu einem Ablösen des Wasserfilms [Ueb07]. Dies verhindert die Messung des Schalldrucks, da es an der Grenzfläche zu einem Impedanzsprung und damit zu starken Reflexionen kommt. Das Ablösen des Wasserfilms begünstigt weiterhin die Entstehung von Kavitation (Abschnitt 2.2.7) und dies führt zu einer Verzerrung des Messsignals. Ferner ist die Kavitation die Hauptursache für Beschädigungen an der Sonde [JU12b].

Ungeachtet der Vorteile der PVDF-Folie für die Messtechnik des Ultraschalls haben die genannten Schwachpunkte die Entwicklung neuer Messmethoden vorangetrieben. Für die Bestimmung der Schalleistung wird zunehmend, vor allem auf Initiative der PTB, die Schallstrahlungswaage untersucht. Für die ortsaufgelöste Bestimmung des Schalldrucks werden seit Ende des letzten Jahrhunderts optische Hydrophone evaluiert [JU15a].

### 4.4. Schallstrahlungswaage

Die Ausbreitung einer Schallwelle in einem verlustbehafteten Medium ist mit der Übertragung eines Kraftimpulses verbunden (siehe Abschnitt 2.2.6). Dieser wird auf alle absorbierenden und reflektierenden Hindernisse im Schallausbreitungspfad übertragen und ruft eine Schallstrahlungskraft hervor [Pre91]. Die Messung der Schallstrahlungskraft kann zur Bestimmung der akustischen Energie herangezogen werden, da die Schallstrahlungskraft vom zeitlichen Mittel der Intensität des Ultraschalls über die Sensorfläche abhängt.

Das Prinzip einer Schallstrahlungswaage beruht auf der Messung der Kraft auf ein fest definiertes und hinreichend großes *Target*, welches in das Schallfeld eingebracht wird (siehe Abb. 4.8). Die Beziehung zwischen der Schallstrahlungskraft  $F_s$  und der Schalleistung  $P$

ist durch die folgende Gleichung gegeben:

$$F_s = \frac{hP}{c}. \quad (4.11)$$

Der Parameter  $h$  ist eine von der Targetgeometrie abhängige Größe und beträgt beispielsweise für ein um  $45^\circ$  reflektierendes oder vollständig absorbierendes Target  $h = 1$ .

Die internationale Norm IEC 61161 beschreibt die Messanordnung und die Ausführungen einer Schallstrahlungskraftwaage. Aufgrund der im zeitlichen Mittel geringen Schallleistungen der Quellen in der ESWL und ESWT hat die Schallstrahlungskraftwaage eine geringe Bedeutung für die Vermessung dieser Quellen. Verwendung findet sie insbesondere bei Quellen mit längeren Pulsfolgen wie etwa in der High Intensity Focused Ultrasound-Anwendung oder bei Dauerschallquellen, beispielsweise in der physiotherapeutischen Anwendung. Der interessierte Leser findet in den Publikationen der PTB sowie in der Arbeit von Steinherr [Ste12] weiterführende Lektüre.

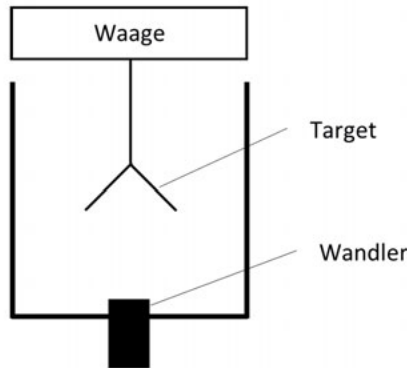


Abbildung 4.8.: Schematische Darstellung einer Schallstrahlungskraftwaage. [Hol79]

## 4.5. Schlierenoptisches Hydrophon

In vielen Fällen, wie etwa zur Erstbeurteilung neuer Schallwandler, ist nicht die quantitative Auswertung des Schallfelds, sondern eine schnelle qualitative Darstellung der Druckverteilung von Interesse [Ros07]. Für diese Anwendungen eignet sich das *Schlierenoptische Hydrophon*. Der besondere Vorteil dieses Hydrophons ist die Möglichkeit, das Schallfeld zu vermessen, ohne dieses durch die Anwesenheit des Sensors zu verzerren [HNB92]. Die physikalischen Grundlagen für die Funktionsweise optischer Hydrophone sind in Abschnitt 3.2 beschrieben. Beim Schlierenoptischen Hydrophon erzeugt der Druckpuls im Ausbreitungsmedium eine periodische Variation des Brechungsindex und wirkt dabei

#### 4. Charakterisierung der akustischen Messtechnik

auf eine senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung einfallende Lichtwelle wie ein *optisches Gitter*. Eine vereinfachte schematische Darstellung eines Schlierenoptischen Hydrophons zeigt Abb. 4.9. Das Licht einer parallelen monochromatischen Lichtquelle wird in den Messtank eingekoppelt. Damit die Strahlen der Lichtquelle parallel verlaufen, muss die punktförmige Lichtquelle im Brennpunkt der Linse  $L_1$  positioniert werden. Das Licht wird durch das Schallgitter in der Phase verschoben und die resultierende Ablenkung wird auf einem Schirm oder einem Photodiodenarray bzw. einem CCD-Sensor aufgezeichnet. Die Phasenverschiebung ist proportional zum Integral des Schalldrucks entlang des Lichtausbreitungspfads [SS96]. Die Intensität des abgelenkten Strahls  $n$ -ter Ordnung  $I_n$  berechnet sich für sinusförmige Schallsignale aus der Bessel-Funktion  $n$ -ter Ordnung  $J_n$ :

$$I_n \approx J_n^2(\nu), \quad (4.12)$$

mit  $\nu$  als Raman-Nath-Parameter. Der Raman-Nath-Parameter  $\nu$  beschreibt die maximale Phasenverschiebung der Lichtwelle nach Durchlaufen der akustischen Störung. Der lokale Maximaldruck auf dem Schirm (in der x-y-Ebene) ist direkt proportional zum Raman-Nath-Parameter und wird durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$\nu(x, y) = A \sin(\omega t + ky) f_p(x), \quad (4.13)$$

mit  $\omega$  als Schallfrequenz,  $k$  als Wellenzahl und  $A$  als fluidspezifischer Konstante. Die Größe  $f_p$  stellt das Linienintegral des akustischen Drucks entlang des optischen Pfades

$$f_p(x) = \int P(z, x) dx \quad (4.14)$$

dar [SS96]. Der Schirm befindet sich im Abstand  $g$  zur Linse  $L_2$ , welcher sich aus dem Linsengesetz

$$1/f = (1/d) + (1/g) \quad (4.15)$$

ergibt. Die Vergrößerung durch die Linse berechnet sich aus dem Verhältnis  $g/d$ . Für die Darstellung bzw. Aufzeichnung des Bildes und zur Kontrasterhöhung muss der Strahl nullter Ordnung (primärer nicht gebrochener Strahl) üblicherweise über eine Rasierklinge [Ros07] oder einen Draht [Shu05] geblockt werden. Durch die Ausblendung des nicht-gebrochenen Lichtanteils geht jedoch die quantitative Aussagekraft des Sensors verloren [Pre91]. Die entstandene Abbildung auf dem Schirm entspricht einer Projektion der Ausbreitung des Druckpulses im Wassertank [Ros07]. Der auf dem Schirm entstandene Graustufen-Wert ist proportional zum Integral der Schallintensität entlang des optischen Pfads [SS96].

Infolge der Ausbreitung des Druckpulses im Medium ist nicht jede Wellenfront in der Abbildung einzeln zu erkennen. Zur Beobachtung der einzelnen Wellenfronten wird die Lichtquelle auf die Frequenz der Schallwelle synchronisiert und als Stroboskop betrieben [Ros07]. Dadurch lassen sich Momentaufnahmen der Druckpulsausbreitung erzeugen. Die Empfindlichkeit eines Schlierenoptischen Hydrophons ist abhängig von der Helligkeit der Lichtquelle, der Fehlabbildung durch die Optik sowie von der Empfindlichkeit des Aufzeichnungssystems [SW54].



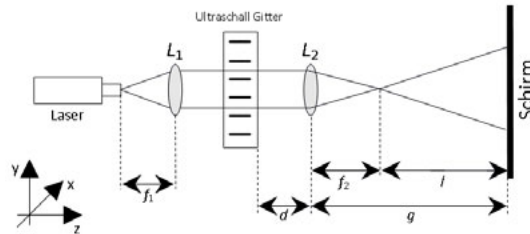


Abbildung 4.9.: Vereinfachte schematische Darstellung eines Schlierenoptischen Hydrophons. [CP95, CE94].

Aufgrund seiner schnellen und einfachen Handhabung eignet sich das Schlierenoptische Hydrophon insbesondere für Untersuchungen zur Fokussierung einer Druckpulsquelle oder für grundlegende Untersuchungen der Druckverteilung. Zu den besonderen Eigenschaften gehören die Vermessung des gesamten Schallfelds in sehr kurzer Zeit sowie die störungsfreie Messung ohne Verzerrung des Schallfelds. Beispielsweise können kommerzielle Systeme 25 000 Messpunkte in nur 1/30 s abtasten [CP95]. Mit einem konventionellen Hydrophon lässt sich in der gleichen Zeit eine einzige Messung durchführen. Die räumliche Auflösung des Schlierenoptischen Hydrophons ist von der Güte der Linsenoptik sowie des Kamerasystems abhängig [CP95]. Kommerziell vertriebene Systeme lösen bis  $12\text{ }\mu\text{m}$  auf und decken einen Frequenzbereich von 1 MHz bis 100 MHz ab (beispielsweise *Opti-Son Ultrasound Beam Analyser* der Onda Cooperation, USA). Die zeitliche Auflösung des Schlierenoptischen Hydrophons ist abhängig vom verwendeten Stroboskop und kann bis zu 10 ns betragen. Die Aussagekraft der Aufnahmen ist jedoch infolge der fehlenden quantitativen Werte gering, sodass das Schlierenoptische Hydrophon ein Nischenprodukt darstellt. Zusätzlich ist der extrem hohe Preis eines solchen Systems zu berücksichtigen (circa 50.000 €).

Eine Erweiterung des Schlierenoptischen Hydrophons zur orts aufgelösten Erfassung von Absolutwerten kann durch die tomographische Aufnahme mehrerer Projektionen über einen Winkel von mindestens  $180^\circ$  erfolgen [CP95]. Die Aufnahmen werden für die dreidimensionale Rekonstruktion des Schalldrucks im Feld genutzt. Die Anzahl der Projektionen sowie der Rückprojektionsalgorithmus entscheiden über die räumliche Auflösung und die Dauer der Messung. Nach Kenntnis des Autors existieren allerdings keine kommerziellen Systeme mit quantitativer Auswertung des Schalldrucks nach dem Schlierenoptischen Prinzip.

## 4.6. Das faseroptische Hydrophon

Neben den in der Messtechnik etablierten piezoelektrischen Sensoren werden seit dem Ende des 20. Jahrhunderts verstärkt optische Sensoren untersucht. Trotz der Unterschie-

#### 4. Charakterisierung der akustischen Messtechnik

de bei der Schallwandlung sind die für die piezoelektrischen Hydrophone entwickelten Messmethoden gleichermaßen für die piezooptischen Hydrophone anwendbar. Abgesehen von persönlichen Präferenzen bei der Auswahl des Hydrophons und den Anforderungen an die Messung sind piezoelektrische und piezooptische Hydrophone technisch gesehen gegeneinander austauschbar [Hur12].

Das faseroptische Hydrophon (FASO) beruht auf dem piezooptischen Effekt (siehe Abschnitt 3.2) und nutzt die ultraschallinduzierte Änderung des Brechungsindex als Messgröße zur Bestimmung des Schalldrucks. Dabei dient die Faser selbst als Messaufnehmer. Verglichen mit piezoelektrischen Hydrophonen zeigen die piezooptischen Hydrophone die folgenden Vorzüge:

- eine hohe räumliche Auflösung von bis zu  $5\text{ }\mu\text{m}$  durch die Verwendung von Monomode-Lichtfasern [Hah05],
- eine geringe Invasivität der Sonde aufgrund der geringen Abmessungen der Faser,
- eine hohe Bandbreite von bis zu  $1\text{ GHz}$  [SE93],
- eine intrinsische Kalibrierung durch die fundamentale Beziehung zwischen dem Schalldruck und dem Brechungsindex,
- die gleichzeitige Messung des Schalldrucks und der Temperatur aufgrund der Abhängigkeit des Brechungsindex vom Druck und vom temperaturabhängigen Raman-Effekt<sup>4</sup>
- und eine Unempfindlichkeit der Faser gegen elektromagnetische Einstrahlung.

Der erste Ansatz für die Entwicklung eines faseroptischen Hydrophons erfolgte 1988 durch Eisenmenger und Staudenraus mit dem FOPH [JU15a]. Der prinzipielle Aufbau des faseroptischen Hydrophons ist in Abb. 4.10 dargestellt. Das Licht einer Laserquelle wird in eine Lichtfaser aus Quarzglas eingekoppelt und das andere Ende der Faser wird in das Schallfeld eingebracht. Aufgrund des Brechungsindexunterschieds zwischen der Glasfaser und dem Messmedium (Wasser) wird ein Teil der Lichtleistung an der Grenzfläche reflektiert. Das reflektierte Licht wird über einen Y-Koppler (auch als 3 dB-Koppler bezeichnet) einer Photodiode zugeführt und das elektrische Signal wird anschließend verstärkt. Die durch die Schallwelle induzierte Änderung der Dichte führt, wie in Abschnitt 3.2 dargestellt, zu einer Änderung des Brechungsindex des Messmediums und der Glasfaser selbst. Die Änderung des Brechungsindex folgt dem zeitlichen Verlauf des Schalldrucksignals. Die Fluktuation des Brechungsindex verursacht eine Änderung der reflektierten Lichtintensität an der Faser-Wasser-Grenzfläche.

Vorteilhaft an einem piezooptischen Hydrophon ist das Entfallen der Kalibrierung, da die Beziehung zwischen Schalldruck, Brechungsindex und Temperatur durch die Gladstone-Dale-Gleichung (Gleichung (3.2)) beschrieben ist. Das faseroptische Hydrophon kann im

<sup>4</sup>Die Temperaturmessung basiert auf einer Wellenlängendrift des an den Molekülen in der Faser gestreuten Laserlichtes. Dieser Effekt wird durch die thermische Bewegung der Streuer hervorgerufen und wird als *Raman-Effekt* bezeichnet [PC08].

#### 4.6. Das faseroptische Hydrophon

einfachsten Fall durch eine Messung in einer definierten Lösung (wie etwa Isopropanol) bei Umgebungsdruck kalibriert werden. Dazu wird die Spannung am Ausgang des Verstärkers in der definierten Lösung bei Umgebungsdruck gemessen. Bei bekannter Übertragungseigenschaft der Photodioden-Verstärker-Kombination ergibt sich aus der Ruhereflexion die Empfindlichkeit des Hydrophons (siehe dazu Abschnitt 6.5).

Im Gegensatz zum piezoelektrischen Hydrophon ist die Bandbreite eines faseroptischen Hydrophons im Prinzip nur durch die Wellenlänge der verwendeten Laserlichtquelle limitiert [Hah05]. Die Bandbreite wird bestimmt durch das empfindliche Volumen des Hydrophons. Dieses setzt sich zusammen aus dem Durchmesser der Faser und der Eindringtiefe der evaneszenten Lichtwelle am Ende der Faser. Die Eindringtiefe beträgt ca. eine Wellenlänge des verwendeten Laserlichts. Innerhalb dieses Bereichs kann das benachbarte Medium die Reflexion an der spiegelnden Endfläche der Faser durch Verändern des evaneszenten Lichts beeinflussen [Mes06].

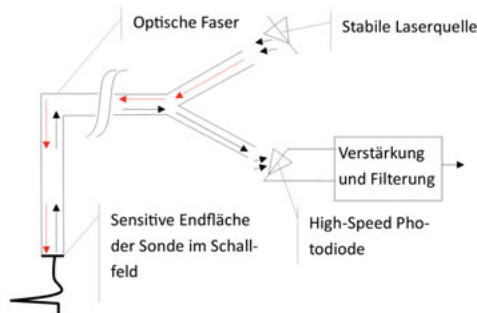


Abbildung 4.10.: Vereinfachte schematische Darstellung eines faseroptischen Hydrophons.

Besonders wichtig ist die Eindringtiefe auch für die Bestimmung des druckabhängigen Reflexionskoeffizienten. Dieser berechnet sich aus den Fresnelschen Formeln (siehe Abschnitt 3.2) und gilt nur für einen konstanten Brechungsindex im empfindlichen Volumen. Ein konstanter Brechungsindex ist nur im Bereich der Eindringtiefe der evaneszenten Lichtwelle gültig, somit wird die axiale Ausdehnung des Bereichs durch die Wellenlänge des einfallenden Laserlichts bestimmt. Bei einem Laser mit einer Wellenlänge von 800 nm ist diese Bedingung bis zu einer Frequenz von 1 GHz erfüllt [Hur12]. Technisch wird die Bandbreite des faseroptischen Hydrophons allerdings durch die Übertragungseigenschaften des Transimpedanzverstärkers auf ca. 100 MHz begrenzt [JUK14].

Trotz des nicht streng linearen Zusammenhangs zwischen dem Reflexionskoeffizienten und dem Schalldruck zeigt das FOPH über den Druckbereich 0,1–100 MPa eine annähernd lineare Kennlinie. Die hohe Adhäsion der Glasfaserendfläche zu Wasser erlaubt erstmals die zuverlässige Vermessung der Zugphase des Druckpulses größer als 5 MPa. Die Verwendung von Single-Mode-Fasern reduziert die aktive empfindliche Fläche des Sensors auf 5  $\mu\text{m}$ . Mit einem solchen Hydrophon lässt sich das Schallfeld quasi punkt-

#### 4. Charakterisierung der akustischen Messtechnik

förmig bei Frequenzen von bis zu 100 MHz ohne Mittelungseffekte abtasten [LMU<sup>+</sup>05]. Die Frequenzantwort des FOPH ist gemäß der Beugungsmuster an stabförmigen Hydrophonen mit endlicher Sensorfläche abhängig von den Wechselwirkungen zwischen der einfallenden Schallwelle und den Reflexionen an den Rändern des Sensors (vergleiche dazu Abschnitt 5.2).

Die geringe Druckabhängigkeit des Brechungsindex von Wasser und die damit geringe Änderung des Reflexionskoeffizienten an der Grenzfläche ( $\Delta R/\Delta p \approx 4.2 \cdot 10^{-16} \text{ MPa}^{-1}$ ) gibt einen Einblick in die relativ geringe Empfindlichkeit (ca.  $1 \text{ mV MPa}^{-1}$ ) des Fiber Optic Hydrophone (FOPH) [SE93, UJ10]. Dementsprechend beträgt das *NESP* des faseroptischen Hydrophons nach Messungen im hiesigen Labor ca. 1 MPa. Bedingt durch die geringe Empfindlichkeit und den hohen Rauschanteil eignet sich das faseroptische Hydrophon nur für Schallfelder hoher Druckamplitude, wie etwa von Lithotriptern.

Bei einer Laserleistung von 1 mW (entspricht einem Laser der Klasse 1) beträgt die Änderung der Laserlichtleistung bei einem Schalldruck von 1 MPa Spitze-Spitze ca. 4,2 nW. Diese Lichtleistung liegt weit unterhalb der Empfindlichkeit einer typischen Photodiode-Transimpedanzverstärker-Konfiguration [Hur12]. Die mäßige Empfindlichkeit lässt sich nur mit hohen Laserleistungen größer als 100 mW (Laserklasse 3B) erreichen [SE93, UJ10]. Dadurch werden Laserschutzbrillen, speziell eingerichtete Laserlabore und Laserschutzbeauftragte für das Labor notwendig. Gopinath et al. berichten von einer Zunahme der Empfindlichkeit des FOPH um 29 dB durch eine Goldbeschichtung der Faserendfläche [GAG<sup>+</sup>09]. Eine physikalische Begründung des Effekts sowie Angaben über die *NESP* des beschichteten Hydrophons bleiben die Forscher allerdings schuldig.

Die Rauscheigenschaften und das geringe *SNR* von intensitätsmodulierten optischen Hydrophonen basieren auf den gleichen Ursachen und werden für das faseroptische und das Light Spot Hydrophon gemeinsam in Abschnitt 6.2 beschrieben. Eine nur beim faseroptischen Hydrophon vorzufindende kritische Komponente ist der Y-Koppler. Dieser dient der Zuführung des reflektierten Laserlichts zur Photodiode (siehe Abb. 4.10). Aufgrund der gleichen Verteilung des einfallenden und des reflektierten Lichtes in beide Stränge gelangt reflektiertes Licht in das Laserdiodenmodul und führt dadurch zu Fluktuationen der Laserleistung. Die scheinbar zufälligen Leistungsschwankungen überlagern sich mit dem Messsignal und führen zu einer Verringerung des *SNR*.

Bei der Betrachtung der Genauigkeit eines faseroptischen Hydrophons stellt die Unsicherheit über die Druckabhängigkeit des Brechungsindex die Grenze der Genauigkeit dar. Für die Bestimmung der piezooptischen Konstante wird eine Unsicherheit von 10 % angenommen. Die hohe Unsicherheit erscheint zunächst kritisch. Verglichen mit der Unsicherheit von 11 % bis 15 % bei der Kalibrierung von konventionellen piezoelektrischen Hydrophonen ist diese Unsicherheit jedoch akzeptabel [Hah05].

Die Empfindlichkeit des Hydrophons ergibt sich aus einer Kalibriermessung, welche wie bereits erläutert, von den Materialeigenschaften an der Grenzfläche der Faser abhängig ist. Diese Abhängigkeit erschwert die Kalibrierung des Hydrophons bei Messungen in anderen Flüssigkeiten als Wasser. Exemplarisch ist die in-vivo-Messung mit Gewebe bzw. Gewebsflüssigkeit als Messmedium zu nennen. Aufgrund fehlender Angaben zu den optischen Eigenschaften des Gewebes sind in-vivo-Messungen mit einem faseroptischen

Hydrophon nicht verlässlich. Dessen ungeachtet finden sich einige Publikationen und Patentanmeldungen mit faseroptischen in-vivo-Messungen [DLGES14, LMWB12].

Aufgrund der beschriebenen Eigenschaften, wie Robustheit und Adhäsion der Glasfaser zu Wasser, eignet sich das faseroptische Hydrophon insbesondere für die Vermessung von Lithotripter-Druckpulsfeldern. Die hohe Druckamplitude, die hohe Flankensteilheit der Druckpulse und das Auftreten von Kavitation führen zur Zertrümmerung von Konkrementen in biologischem Gewebe. Die Kavitation verursacht jedoch auch die Zertrümmerung der empfindlichen, bis zu 5 µm schmalen Glasfaser [JUK14]. Das Neubrechen der Faser bedingt eine Neukalibrierung des Hydrophons, da die Oberfläche der Bruchstelle trotz Zuhilfenahme optischer Instrumente nicht identisch ist. Das Neubrechen der Faser und das Neukalibrieren des Hydrophons machen eine Wiederholung der Messung notwendig, da die Messposition im Schallfeld verloren geht und Altmessungen verworfen werden müssen. Die besondere Eleganz intensitätsmodulierter Hydrophone ist der Wegfall einer akustischen Kalibrierung [UJ10]. Es genügt lediglich eine optische Kalibrierung unter Verwendung der beschriebenen Referenzmessung in einem Medium mit bekannten optischen Eigenschaften.

Derzeit existieren zwei kommerziell erhältliche intensitätsmodulierte faseroptische Hydrophone der *Onda Corp.* (Sunnyvale, USA) und von *RP Acoustics e.K.* (Leutenbach, Deutschland).

## 4.7. Das Lichtfleck-Hydrophon

Die geringe Empfindlichkeit und die zerbrechliche Faser führen zur Weiterentwicklung des faseroptischen Hydrophons. Das Lichtfleck-Hydrophon (englische Bezeichnung: Light Spot Hydrophone LSHD) ist eine solche Umsetzung und gilt als eine Weiterentwicklung des faseroptischen Hydrophons. Die optische Faser wird durch eine Freistrahloptik und die Endfläche der Faser durch einen massiven Block aus Quarzglas ersetzt [Cha05]. Der Glasblock befindet sich mit der Grundfläche im Wasser und dient als Reflexionsfläche für das Laserlicht. Eine Kollimationsoptik fokussiert das Laserlicht auf die Unterseite des Glasblocks und reduziert auf diese Weise die empfindliche Fläche des Hydrophons auf einen möglichst kleinen Durchmesser. Der prinzipielle Aufbau des LSHD ist in Abb. 4.11 dargestellt. Das Prinzip der Schallwandlung beim LSHD und beim faseroptischen Hydrophon ist identisch. Das Laserlicht einer stabilisierten Laserdiode wird an der Glasunterseite zum Wasser reflektiert und in einem separaten Rückpfad einer Photodiode zugeführt. Die druckpulsinduzierte Variation der reflektierten Laserlichtleistung ist wie beim faseroptischen Hydrophon abhängig vom Brechungsindexunterschied an der Grenzfläche Wasser-Quarzglas (vgl. Abschnitt 3.2). Das Spannungssignal der Photodiode wird hochpassgefiltert und anschließend verstärkt. Die Kalibrierung des LSHD erfolgt ähnlich des faseroptischen Hydrophons durch eine statische Kontrollmessung in einem definierten Medium (in diesem Fall Wasser) bei Umgebungsdruck.

Zusätzlich zu den positiven Eigenschaften des faseroptischen Hydrophons bietet das LSHD die folgenden Vorzüge gegenüber vorhandenen Instrumenten:

#### 4. Charakterisierung der akustischen Messtechnik

- Im Gegensatz zur Faser des faseroptischen Hydrophons widersteht der massive Glasblock hohen Druckamplituden, sowohl Zug- als auch Kompressionskräften. Die theoretische Zugfestigkeit von Quarzglas liegt bei ca. 50 MPa und die Druckfestigkeit bei ca. 1000 MPa [Her15]. Allerdings kommt es aufgrund von Verunreinigungen und Wassereinlagerungen im Quarzkristall bereits im Bereich von einigen 100 MPa zu Glasbrüchen [Cha05]. Bei bisherigen eigenen Untersuchungen trat ein Bruch bereits unterhalb 100 MPa auf. Häufigste Ursache für einen Glasbruch sind allerdings hohe Puls wiederholungsrate der Druckpulse und hohe Zugdruckamplituden, welche das Auftreten von Kavitation begünstigen.
- Im Falle eines lokalen Glasbruchs kann der Lichtfleck von der Bruchstelle verschoben werden. Auf diese Weise ist es möglich, die Messung ohne Neukalibrierung und Neupositionierung fortzusetzen.
- Aufgrund der Dimension des Glasblocks (z.B. 30 mm x 90 mm x 60 mm) können bei transienten Druckpulsen ( $<15 \mu\text{s}$  Pulsdauer), welche häufig in der Druckpulstherapie vorzufinden sind, Randbeugungswellen vernachlässigt werden. Die Laufzeit der Randbeugungswelle ist in diesen Fällen meist länger als die Pulsdauer, sodass die Randbeugungswelle keinen Einfluß auf den einfallenden Druckpuls hat.
- Das einfallende und das reflektierte Laserlicht verläuft auf getrennten Lichtpfaden. Dadurch entfällt der Y-Koppler aus dem faseroptischen Hydrophon, welcher aufgrund von Rückreflexionen in das Laserdiodenmodul zu Leistungsfluktuationen führt. Die dadurch verbesserte  $SNR$  erlaubt die Verwendung von Laserleistungen unterhalb von 50 mW.
- Die Empfindlichkeit des LSHD ist mit  $9 \text{ mV MPa}^{-1}$  gegenüber dem faseroptischen Hydrophon verbessert, reicht dennoch nicht für die Vermessung von Schalldrücken unterhalb von 1 MPa aus. Das  $NESP$  des LSHD beträgt ca. 0,8 MPa.

Trotz aller Vorteile geht eine besondere Eigenschaft verloren: die Handlichkeit und Benutzerfreundlichkeit des faseroptischen Hydrophons. Anders als das faseroptische Hydrophon besteht das LSHD aus zwei Teilen, dem Messkopf mit der Optik und der Kontrolleinheit mit der Optoelektronik. Der Messkopf ist aufgrund der Abmessungen (ca. 150 mm x 130 mm x 90 mm) und des Gewichtes (ca. 1 kg) unhandlich und in begrenzten Räumen schwer zu positionieren. Weiterhin sind für Feldvermessungen Messwannen mit deutlich größeren Abmessungen als die des LSHD selbst notwendig.

Besonders zu beachten ist bei Feldvermessungen die Positionierung des Hydrophons senkrecht zur Wasseroberfläche. Sobald der Glasblock vollständig unterhalb der Wasseroberfläche taucht, ist der Laserstrahl unterbrochen und eine Messung ist nicht mehr möglich. Infolgedessen sind axiale Vermessungen nur in einem begrenzten Bereich von 30 mm ohne gleichzeitige Wasserspiegelanpassung möglich.

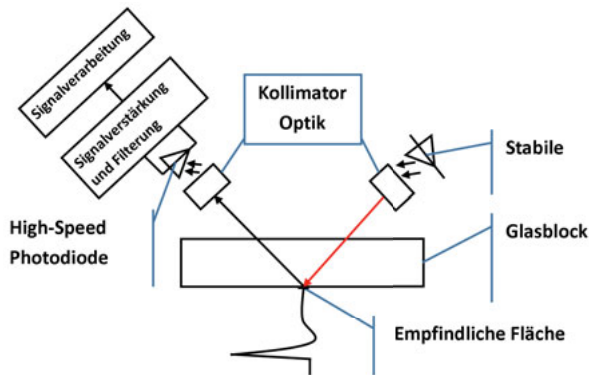


Abbildung 4.11.: Schematische Darstellung des Lichtfleck-Hydrophons LSHD.

## Charakterisierung des LSHD

Das LSHD wurde im Jahre 2004 von B. Granz und R. Nanke vorgestellt [SSS<sup>+</sup>12]. Aufgrund der Neuartigkeit des Sensors existierten nur wenige internationale Publikationen zur Charakterisierung des LSHD.<sup>5</sup> Dementsprechend gering ist das Wissen über seine Eignung zur Vermessung von Druckpulsquellen. Ergänzend ist zu erwähnen, dass weltweit nur zwei Prototypen des LSHD verwendet werden, wobei beide Geräte unterschiedliche Designstufen des LSHD darstellen. Das LSHD der ersten Generation wird im hiesigen Labor verwendet. Das zweite Gerät befindet sich an der Duke University. Zur Verbesserung des *SNR* besitzt das Gerät an der Duke University einen Hochpass mit einer kleineren Bandbreite.

Zur Charakterisierung des LSHD werden eine elektromagnetische Quelle (EMSE) und eine piezoelektrische Quelle (Panametrics NDT V307-SU 5 MHz, Olympus Corporation, Hamburg, Germany) am PTB mit dem LSHD vermessen und mit kalibrierten Messungen verglichen. Bei der elektromagnetischen Quelle EMSE-4 (siehe dazu Anhang B) handelt es sich um einen Prototyp-Lithotripter mit einer Flachspule, welcher an der Universität Stuttgart entwickelt wurde. Eine konkave Kupfermembran wird durch eine Spule, über die ein mit Hochspannung geladener Kondensator entladen wird, stoßartig ausgelenkt. Die Auslenkung erzeugt im Fokus eine hochstabile Stoßwelle (Abb. 4.2) mit einer Anstiegsflanke im Nanosekunden-Bereich und Druckamplituden bis zu 100 MPa [NSS<sup>+</sup>13]. Die Brennweite kann durch akustische Linsen aus Plexiglas von 200 mm auf 100 mm reduziert werden. Zusätzliche Linsen erlauben die Reduzierung der Halbwertsbreite (FWHM)

<sup>5</sup>Nach Wissen des Autors existieren im Jahr 2016 nur vier internationale Publikationen zum Thema LSHD. Eine Publikation ist ein Buchbeitrag der Entwickler der Sonde [Cha05], eine Publikation stammt von N. Smith et al. [SSS<sup>+</sup>12] und zwei weitere Publikationen sind vom Autor dieser Arbeit [UJ10, JUK14].

#### 4. Charakterisierung der akustischen Messtechnik

im Fokus.

Die piezoelektrische Quelle wird in der industriellen Bildgebung zur zerstörungsfreien Materialuntersuchung verwendet. Der Fokus des konkaven Einkristallwandlers liegt 95 mm oberhalb des Applikators. Betrieben wird der Wandler über einen Panametrics Impulsgeber und -empfänger. Die Resonanzfrequenz des Wandlers liegt bei 5 MHz. Der Wandler erzeugt im Fokus Druckpulse mit Anstiegsflanken im Bereich von einigen zehn Nanosekunden und einen Spitzendruck von 3 MPa.

Der Messaufbau ist in Abb. 4.12 dargestellt. Die Messungen erfolgen gemäß der IEC-Norm 61846 in entgastem (Sauerstoffkonzentration  $< 2 \text{ mg L}^{-1}$ ) und deionisiertem Wasser bei 25 °C. Die Positionierung des Hydrophons wird über eine 3D-Achsensteuerung mit einer örtlichen Auflösung von 0,1 mm umgesetzt. Zur Signalerfassung dient ein HAMEG 1508-2 Oszilloskop mit einer Bandbreite von 150 MHz und einer Abtastrate von 1 GS/s. Die Signalverarbeitung erfolgt in Matlab (MathWorks, Inc.) und Microsoft Excel.

Beide Druckpulsquellen zeichnet die hohe Konstanz der abgegebenen akustischen Leistung aus. Auf diese Weise können Messungen mit unterschiedlichen Hydrophonen miteinander verglichen werden. In Abb. 4.13 ist die Vermessung der beiden Quellen mit einem kalibrierten faseroptischen Hydrophon und dem LSHD dargestellt. Abgesehen von Unterschieden aufgrund der endlichen Genauigkeit bei der Positionierung der Sonde und Ungenauigkeiten des Sensors zeigen beide Hydrophone eine gute Übereinstimmung beim Zeit-Druck-Verlauf. In Tabelle 4.1 sind einige Feldgrößen aus der IEC Norm 61846 gegenübergestellt.

Tabelle 4.1.: Gegenüberstellung der Mittelwerte ( $n=10$ ) wichtiger Schallfeldgrößen einer elektromagnetischen Druckpulsquelle EMSE-4 (bei 13 kV Generatorspannung) und einer piezoelektrischen Quelle entsprechend der IEC-Norm 61846.

Quelle	Messgröße	FASO	LSHD	Standardabweichung LSHD Messung
Panametrics NDT	$p_{\max}$	3,1 MPa	2,8 MPa	0,11 MPa
	$p_{\min}$	-1,3 MPa	-1,7 MPa	0,09 MPa
	$t_r$	10 ns	7 ns	0,10 ns
	$ED_+$	$0,309 \mu\text{J mm}^{-2}$	$0,307 \mu\text{J mm}^{-2}$	$0,06 \mu\text{J mm}^{-2}$
EMSE-4	$p_{\max}$	29,8 MPa	29,6 MPa	0,10 MPa
	$p_{\min}$	-4,9 MPa	-5,3 MPa	0,08 MPa
	$t_r$	20 ns	20 ns	0,07 ns
	$ED_+$	$0,40 \text{ mJ mm}^{-2}$	$0,41 \text{ mJ mm}^{-2}$	$0,08 \text{ mJ mm}^{-2}$

Für die in der medizinischen Anwendung wichtigste Größe, die Schallintensität, ist ein zu vernachlässigender Unterschied von  $< 3\%$  zu verzeichnen. In Abb. 4.13b ist die deutlich verbesserte  $SNR$  des LSHD im Vergleich zum faseroptischen Hydrophon im Druckbereich  $< 10 \text{ MPa}$  zu erkennen. Besonderen Charme des LSHD hat der Wegfall der Entfaltung (siehe Abschnitt 5.2) bei transienten Drucksignalen. Wie aus den Vergleichs-



#### 4.7. Das Lichtfleck-Hydrophon

messungen zu erkennen, eignet sich das LSHD für die Vermessung von Druckpulsquellen. Sowohl stark fokussierte als auch nichtfokussierte Quellen können mit dem LSHD vermessen werden [UJ10]. Der interessierte Leser findet in der folgenden Literaturliste weitere Veröffentlichungen aus den Messungen zum Thema der Charakterisierung des LSHD: [JU12d, JU12a, JU13, JUK14, Jam14].

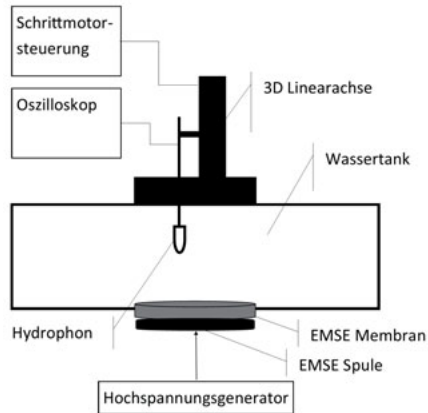


Abbildung 4.12.: Vermessung einer elektromagnetischen Druckpulsquelle EMSE. Die Quelle ist unterhalb einer Wanne befestigt, welche mit entgastem und deionisiertem Wasser gefüllt ist. Die Positionierung des Hydrophons erfolgt durch eine Linearachse mit einer Schrittweite von 0,1 mm. [JUK14]

#### 4. Charakterisierung der akustischen Messtechnik

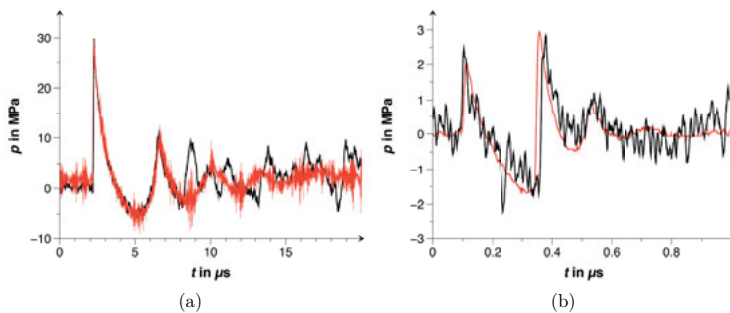


Abbildung 4.13.: In (a) ist die Vermessung der EMSE-4 (13 kV) und in (b) die Vermessung des piezoelektrischen Wandlers (300 V) mit dem kalibrierten faseroptischen Hydrophon (schwarzer Graph) und dem LSHTD (roter Graph) dargestellt. Beide Messungen werden im Fokus der jeweiligen Quelle durchgeführt.

## 5. Signalverzerrung optischer Hydrophone

Piezoelektrische Hydrophone befinden sich nach der Vorstellung durch Rutherford und Langévin in den 40er-Jahren des letzten Jahrhunderts in der Anwendung und die Technik der Sensoren ist weitgehend ausgereift [Sha12]. Im Vergleich dazu sind die optischen Hydrophone neu auf dem Markt und es zeigen sich bei einigen Hydrophonen Signalverzerrungen, welche weiterer Untersuchungen bedürfen.

Weiterhin werden zur Vermeidung von Schäden an den bis zu 40.000€ sehr teuren optischen Hydrophonen Messungen zur Charakterisierung des Sensors meist bei geringen akustischen Ausgangsleistungen durchgeführt. Das führt dazu, dass die Messungen nicht bei den klinisch relevanten Schalldrücken erfolgen und so eventuelle Eigenarten des Systems bei beispielsweise stoßartiger Anregung unerkannt bleiben.

Im folgenden Kapitel werden die Signalverzerrungen an einem faseroptischen Hydrophon (FASO) der Siemens AG und an einem experimentellen Lichtfleck-Hydrophon (LSHD) der Siemens AG dargestellt. Die häufigsten Ursachen einer Signalverzerrung werden beschrieben und Lösungsansätze zu deren *Entfaltung* aufgezeigt. Die Ursachen lassen sich dabei in zwei Hauptgruppen unterteilen, die elektronisch bedingten und die geometrisch bedingten Veränderungen.

### 5.1. Elektronische Verzerrungen

Bei einer Vergleichsstudie zwischen dem faseroptischen Hydrophon und dem Lichtfleck-Hydrophon zur Vermessung von Lithotriptern werden durch Smith et al. im Gegensatz zu bisherigen Untersuchungen Unterschiede zwischen beiden Hydrophonen festgestellt [SSS+12]. Die Gruppe um Smith et al. konnte die folgenden Beobachtungen machen:

- Bei niedrigen Energieeinstellungen des Lithotripter-Generators ( $< 10\text{ kV}$ ) konnten zwischen den Messungen mit dem faseroptischen Hydrophon und denen des Lichtfleck-Hydrophons keine signifikanten Unterschiede festgestellt werden.
- Bei hohen Energieeinstellungen ( $> 13\text{ kV}$ ) zeigen beide Messungen bezüglich des Maximaldrucks eine gute Übereinstimmung mit vernachlässigbaren Unterschieden. Beim Zuganteil des Druckpulses zeigt das LSHD einen um 10 % kleineren Schalldruck.
- Die Pulsdauer des Zugdruckanteils bei der Messung mit dem Lichtfleck-Hydrophon ist bei hohen Energieeinstellungen um ca. 10 % verkürzt.

5. Signalverzerrung optischer Hydrophone

Die Abweichungen sind nicht nur aus messtechnischer Sicht problematisch, sondern auch bei Betrachtung der aus den Messungen abgeleiteten therapeutisch bedeutsamen Größen. Beispielsweise zeigt die Messung mit dem LSHD fälschlich eine um 15 % höhere Schallenergie an [SSS+12]. Die falsche Energieangabe beeinflusst die Therapieplanung und kann Auswirkungen auf den Therapieerfolg haben.

Die Gruppe um Smith et al. vermutet den Einfluss von Kavitationsblasen unterhalb des Glasblocks sowie den Einfluss der Filter in der Auswerteelektronik als Quelle der Signalverzerrung. In der Literatur wird von einer Verkürzung der Pulsdauer und der Amplitude der Zugkomponente des Druckpulses bei Auftreten von Kavitation berichtet [PSB+05]. Allerdings tritt dieser Effekt nur bei Pulswiederholungsfrequenzen oberhalb von 2 Hz auf und ist auf die Übertragung der Pulsenergie in das Wachstum der Kavitationskeime zurückzuführen. Da die Messungen allesamt bei kleinen Pulswiederholungsfrequenzen durchgeführt werden, kann die Vermutung von Smith et al. bezüglich der Kavitation ausgeschlossen werden.

Die plausibelste Erklärung für die beobachteten Verzerrungen ist der Einfluss der elektronischen Filter in der Auswerteelektronik. Zur Evaluation dieser Hypothese und zur Beschreibung der Verzerrungen wird zunächst die Übertragungsfunktion des LSHD bestimmt. Anschließend werden Vergleichsmessungen mit dem LSHD und einem kalibrierten faseroptischen Hydrophon FASO durchgeführt und evaluiert. Die technischen Eigenschaften der beiden verwendeten Hydrophone sind in Tabelle 5.1 dargestellt.

Die Vergleichsmessungen werden an einer elektromagnetischen Druckpulsquelle EMSE gemäß der IEC-Norm 61846 in entgastem und deionisiertem Wasser bei 25 °C durchgeführt. Der Messaufbau ist in Abb. 4.12 dargestellt.

Tabelle 5.1.: Technische Daten der beiden untersuchten Hydrophone LSHD und FASO [JUK14].

Eigenschaft	LSHD	FASO
Bandbreite	0,015–40 MHz	0–60 MHz
Empfindlichkeit	10 mV MPa <sup>-1</sup>	0,27 mV MPa <sup>-1</sup>
Räumliche Auflösung	100 µm	125 µm
Wellenlänge der Laserquelle	785 nm	812 nm

5.1.1. Übertragungsverhalten des LSHD

Zur Beschreibung der Unterschiede bei der Verstärkung des negativen und positiven Druckanteils wird die Übertragungsfunktion des LSHD von der Lichtumwandlung bis zur Verstärkung und Filterung untersucht. Die Kenntnis der Übertragungsfunktion des Sensors erlaubt einen genauen Einblick in die Einflüsse der Filter auf das Messsignal.

Zur Ermittlung der Übertragungsfunktion wird eine Lichtquelle an den Rückpfad der LSHD-Faser eingebaut (schwarzer Lichtpfad in Abb. 4.11) und das Spannungssignal direkt am Verstärkerausgang aufgezeichnet. Die Lichtquelle (High-Speed LED VSLY5850) ist in

den Kollektor-Emitter-Pfad eines NPN-Transistors integriert, welcher über einen Operationsverstärker (OPA 656U) gesteuert wird (Abb. 5.1a). Der nichtinvertierende Eingang des Operationsverstärkers wird durch einen Frequenzgenerator HM8030-6 (HAMEG GmbH, Deutschland) gespeist. Die Schaltung gewährleistet einen konstanten Strom im Kollektor-Emitter-Pfad und damit eine konstante Helligkeit der Leuchtdiode bei Änderung der Frequenz der Eingangsspannung. Die Modulation der Leuchtdiode erfolgt im Bereich von 1 Hz bis 1 MHz. Für die harmonische Anregung der Photodioden-Verstärkerkombination wird ein sinusförmiges Spannungssignal verwendet.

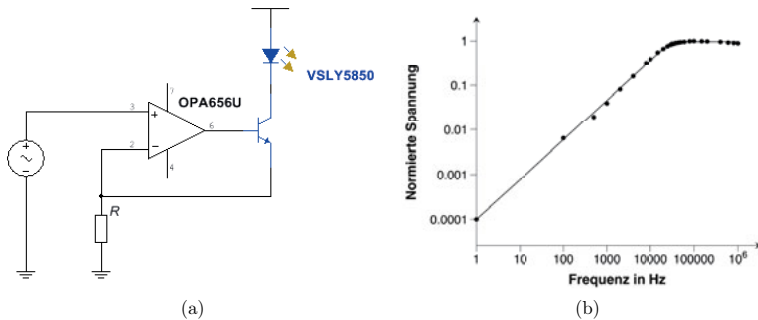


Abbildung 5.1.: In (a) ist das Schaltbild der Konstantstromquelle mit einer Leuchtdiode als Lastwiderstand dargestellt, in (b) die Frequenzantwort des LSHD-Verstärkers.

Die Übertragungsfunktion des LSHD-Verstärkers (Abb. 5.1b) weist die Eigenschaften eines Hochpassfilters erster Ordnung auf. Die Grenzfrequenz des Verstärkers beträgt ca. 15 kHz und entspricht damit dem Wert aus dem Datenblatt des LSHD (Tabelle 5.1). Aus der bekannten Übertragungsfunktion des LSHD lässt sich ein Filter simulieren, mit welchem der Einfluss auf Messsignale untersucht werden kann.

### 5.1.2. Filterung der Messsignale

Zur weiteren Evaluation des Filtereinflusses werden unverzerrte Messsignale von einem kalibrierten faseroptischen Hydrophon mit dem Filter verarbeitet. Als Werkzeug bietet sich Matlab Simulink (MathWorks, Inc.) an. In Simulink wird ein Hochpassfilter erster Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 15 kHz erzeugt und die Messungen der EMSE mit dem kalibrierten faseroptischen Hydrophon werden gefiltert. Das faseroptische Hydrophon besitzt einen Hochpassfilter mit einer Grenzfrequenz von  $\ll 100$  Hz (siehe Tabelle 5.1). Dadurch sind die Einflüsse des Filters beim faseroptischen Hydrophon deutlich schwächer. Ferner kann die Messung mit dem faseroptischen Hydrophon aufgrund der Kalibrierung des Sensors an der PTB als Freifelddruck angesehen werden. In Abb. 5.2a ist das Messsignal des faseroptischen Hydrophons bei der Vermessung der EMSE-4 (siehe dazu An-

## 5. Signalverzerrung optischer Hydrophone

hang B) bei 13 kV Generatorspannung im Fokus der Quelle in Schwarz dargestellt, das zugehörige gefilterte Messsignal in Rot. Aus der Abbildung lässt sich nach der Filterung eine Verzerrung des Messsignals erkennen. Die Verzerrung konzentriert sich insbesondere im Bereich zwischen der Druck- und Zugphase (verdeutlicht durch die Differenz beider Graphen in Abb. 5.2b).

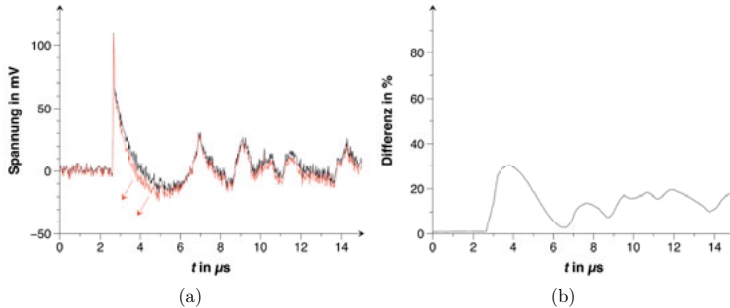


Abbildung 5.2.: Vermessung der EMSE-4 mit dem kalibrierten faseroptischen Hydrophon bei 13 kV Generatorspannung im Fokus der Quelle (schwarzer Graph in (a)). In Rot ist die Filterung des Messsignals mit einem Hochpassfilter erster Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 15 kHz dargestellt. Die roten Pfeile verdeutlichen den Drift des gefilterten Signals. In (b) ist die prozentuale Differenz beider Graphen dargestellt.

Der Vergleich zwischen dem Messsignal und dem gefilterten Signal zeigt einen nahezu identischen Spitzenwert (Unterschied  $\leq 2\%$ ) bei gleichzeitig 25 % kleinerem Minimalwert (Tabelle 5.2). Auch bei der Pulsdauer offenbart sich nach der Filterung eine Veränderung ähnlich den Beobachtungen mit dem LSHD. Die Druckphase ist um ca. 10 % verkürzt, während sich die Zugphase um ca. 10 % verlängert hat. Die Energieflussdichte für die Druckphase ist durch die Filterung um 4 % gesunken, dagegen ist die Gesamtenergieflussdichte um 20 % gestiegen.

Die Signalverzerrungen durch den Hochpassfilter können anhand der Übertragungsfunktion des Filters beschrieben werden. Hochpassfilter sind für Frequenzbestandteile des Signals weit oberhalb der Grenzfrequenz durchlässig und für niederfrequente Bestandteile sperrend [Dim12]. Wird an einem Hochpass eine Rechteckspannung der Amplitude  $u_r$  angelegt, so macht die Ausgangsspannung ebenfalls einen Sprung auf  $u_r$  und klingt anschließend, im Falle eines einfachen Filters 1. Ordnung, exponentiell ab. Macht die Eingangsspannung einen Sprung von  $u_r$  nach Null, so springt die Ausgangsspannung in Richtung  $-u_r$ . Abhängig von der Frequenz und der Zeitkonstante des Filters erreicht die Ausgangsspannung einen Wert von  $-u_r$ . Sie nimmt somit auch negative Werte an. Das lässt sich an einer einfachen Simulation in Abb. 5.3a veranschaulichen. Der Gleichanteil des Eingangssignals (Rechtecksignal, schwarzer Graph) wird entfernt, bis sich die

Flächenanteile oberhalb und unterhalb der Nulllinie angleichen (roter Graph). Ferner ist eine Zunahme der negativen Amplitude des Signals nach der Filterung zu erkennen. Eine Verringerung der Frequenz des Rechtecksignals verstärkt den Effekt des Hochpassfilters. Durch die Verringerung der Frequenz verschieben sich die Frequenzbestandteile des Rechtecksignals in den niederfrequenten Bereich. Die niederfrequenten Bestandteile des Signals werden vom Filter stärker beeinträchtigt. Eine Simulation mit zwei Rechtecksignalen unterschiedlicher Frequenz in Abb. 5.3b zeigt diesen Effekt.

Tabelle 5.2.: Die Änderung des Ausgangssignals des faseroptischen Hydrophons vor und nach der Filterung mit einem analogen Hochpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 15 kHz. Messung der EMSE-4 bei 13 kV Generatorspannung gemäß der IEC-Norm 61846.  $t_+$  und  $t_-$  stellen die Pulsdauer der Druck- bzw. Zugphase des Druckpulses dar,  $ED_+$  und  $ED_-$  die Energieflussdichte für den ersten positiven Puls bzw. für den gesamten Impuls.

Messgröße	Messung FASO	Analog gefiltert
$p_{\max}$	100 %	99 %
$p_{\min}$	100 %	125 %
Änderung $t_+$	100 %	88 %
Änderung $t_-$	100 %	109 %
$ED_+$	100 %	96 %
$ED_-$	100 %	120 %

Der Hochpass sorgt für eine lineare Verzerrung des Eingangssignals, dabei werden die Amplituden der im Eingangssignal vorhandenen harmonischen Anteile verändert und verschiedene Frequenzbestandteile erscheinen mit unterschiedlichen Laufzeiten am Ausgang. Die lineare Verzerrung führt zur Dämpfung der niedrigeren Harmonischen im Ausgangssignal und dadurch treten die höheren Harmonischen stärker in den Vordergrund. Die höheren Harmonischen sorgen für eine steilere Flanke des Signals und dies führt zu einer Verkürzung der Signaldauer der ersten positiven Flanke. Die Effekte sind in dieser Phase besonders deutlich, da die abfallende Flanke des ersten Pulses und die Zugphase des Druckpulses breiter sind (siehe Abb. 5.2a) und die niedrigeren Frequenzen im Signal aufweisen. Der Einfluss des Filters auf diesen Signalabschnitt ist dementsprechend stärker.

### 5.1.3. Entfaltung der Verzerrungen

Die bisherigen Untersuchungen und Ergebnisse beruhen auf Simulationen an einem dem LSHD nachempfundenen Filter. Zur Definition eines Entfaltungsalgorithmus und zur Verifizierung der theoretischen Beschreibungen wird das LSHD mit Testsignalen beaufschlagt und die Ausgänge der Filter im Verstärker des Sensors werden vermessen.

Das Prinzip des LSHD ist in Abschnitt 4.7 beschrieben und beruht auf der druckpulsinduzierte Änderung der reflektierten Laserlichtleistung an der Grenzfläche zwischen

## 5. Signalverzerrung optischer Hydrophone

dem Glasblock und dem Messmedium Wasser. Das reflektierte Licht besteht aus zwei Komponenten:

- Der statischen Reflexion. Diese ist die Ruhereflexion an der Grenzfläche bei Umgebungsdruck.
- Der dynamischen Reflexion. Dieser Anteil ist auf die druckpulsinduzierte dynamische Modulation des Brechungsindex zurückzuführen.

Aufgrund der geringen druckpulsinduzierten Änderung des Reflexionskoeffizienten an der Grenzfläche (siehe Abschnitt 4.6) ist die statische Reflexion um einige Größenordnungen größer als der dynamische Anteil. Die statische Reflexion enthält keine Informationen über den Druckpuls und wird aus dem Messsignal mit einem Hochpass entfernt. Sie ist jedoch für die in-situ-Kalibrierung des Sensors notwendig. Beim LSHD wird das Ausgangssignal der Photodiode in einen dynamischen (*AC-Pfad*) und einen statischen Pfad (*DC-Pfad*) über Filter getrennt und verstärkt (Abb. 5.4). Beide Filter, sowohl der Hochpass als auch der Tiefpass, weisen eine Grenzfrequenz von 15 kHz auf und sind als Filter erster Ordnung entworfen. Beide Signalausgänge stehen dem Benutzer für die Messung bzw. Kalibrierung zur Verfügung.

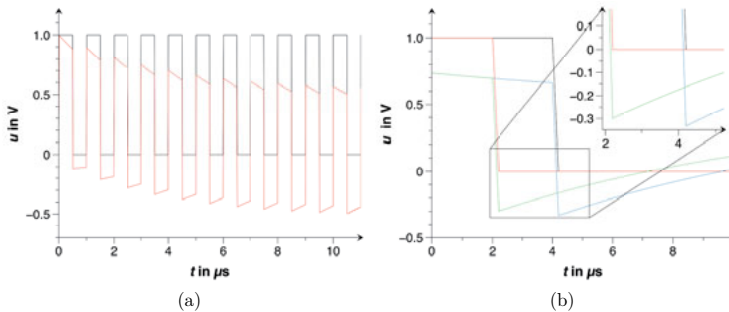


Abbildung 5.3.: In (a) ist ein Rechtecksignal mit einer Frequenz von 1 MHz vor (schwarzer Graph) und nach der Filterung (roter Graph) mit einem Hochpassfilter ( $f_G = 40 \text{ kHz}$ ) dargestellt. (b) veranschaulicht den Effekt des Hochpassfilters ( $f_G = 40 \text{ kHz}$ ) auf zwei Rechtecksignale der Frequenz 40 kHz (schwarz) und 50 kHz (rot). Blauer und grüner Graph stellen die korrespondierenden gefilterten Signale dar.

Eine einfache Methode, die Signalverzerrung durch einen Filter erster Ordnung zu entfernen, besteht darin, beide Signalpfade zusammenzuaddieren. Zunächst müssen allerdings die Verstärkungsfaktoren der beiden Pfade untersucht und beide Signale auf gleiche Übertragungsverhalten skaliert werden. Eine Messung direkt am Ein- bzw. Ausgang der beiden Verstärker weist für den Verstärker im AC-Pfad eine zehnmal höhere Verstärkung



auf. Ferner invertiert der Verstärker im DC-Pfad das Eingangssignal. Demnach müssen die Signale des DC-Pfads vor der Addition um den Faktor zehn erhöht und invertiert werden.

Die Filterung der Messdaten erfolgt in jedem Pfad separat, sodass durch eine Addition der Zeitverläufe (Momentanwert) die Signalverzerrung entfernt. Diese Annahmen gelten nur für Filter erster Ordnung, da die gegenläufige Phasenverschiebung im Bereich der Grenzfrequenz der beiden Filter eine Signalerhöhung im Bereich der Überlappung verhindert.

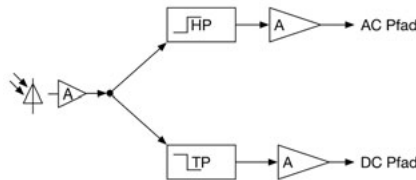


Abbildung 5.4.: Aufteilung der Spannung der Photodiode in einen Tiefpass gefilterten Pfad (DC-Pfad) und einen Hochpass gefilterten Pfad (AC-Pfad).

## Vermessung der EMSE

Unter Zuhilfenahme des beschriebenen Entfaltungsalgorithmus wird die EMSE-4 (siehe dazu Anhang B) mit dem LSHD unter den gleichen Bedingungen wie im Vorversuch vermessen und beide Ausgänge des Sensors werden abgetastet.

In Abb. 5.5a ist der Druckverlauf der EMSE-Messung bei gleichzeitiger Abtastung des AC-Pfads (schwarzer Graph) und des DC-Pfads (roter Graph) dargestellt. Analog zu den Beobachtungen bei den gefilterten Signalen ist der Hauptanteil des DC-Pfad-Signals im Bereich der fallenden Flanke des ersten positiven Pulses und der Zugphase des Signals zu finden. Nach Erreichen des Maximums geht das Signal des DC-Pfads im Anschluss gegen Null. Wie zu erwarten war, nimmt die Amplitude des DC-Pfad-Signals mit Anstieg der Generatorspannung zu (siehe Abb. 5.5b). Aus der Abbildung ist zu erkennen, dass der Filter im Sensor einen erheblichen Bestandteil des Signals entfernt. Es stellt sich die Frage, ob das gefilterte Signal alle signifikanten Informationen des Druckpulsfeldes beinhaltet.

Zu diesem Zweck wird das Schallfeld der EMSE mit einem kalibrierten faseroptischen Hydrophon (FASO) bei verschiedenen Generatorspannungen vermessen und mit den LSHD-Messungen verglichen. In Abb. 5.5c ist die Messung mit dem LSHD dargestellt. Der schwarze Graph stellt das Signal des AC-Pfads dar und in Rot ist die Addition der beiden Kanäle abgebildet. Das Signal des AC-Pfads zeigt wie auch bei den Versuchen mit dem Hochpass, einen um 18 % höheren Druck für die Zugkomponente des Druckpulses. Die Zugphase ist ca. 11 % länger, während die Druckphase 8 % kürzer ist (siehe Tabelle 5.3). Der Maximaldruck bleibt bis auf wenige Prozent ( $\leq 2\%$ ) unverändert.

## 5. Signalverzerrung optischer Hydrophone

Tabelle 5.3.: Dauer der ersten Druck- und Zugphase bei verschiedenen Generatorspannungen der EMSE-4. Die Messungen erfolgen im Fokus der Quelle gemäß der IEC-Norm 61846.

Messkanal	$t_+$ in $\mu\text{s}$	$t_-$ in $\mu\text{s}$	$p_{\min}$ in MPa	$p_{\max}$ in MPa
AC 14 kV	1,27	1,57	-12,87	38,49
AC+DC 14 kV	1,39	1,48	-11,23	39,01
AC 16 kV	1,32	1,70	-14,30	51,49
AC+DC 16 kV	1,39	1,54	-12,16	51,66
AC 17 kV	1,22	1,96	-14,90	68,13
AC+DC 17 kV	1,32	1,77	-12,28	68,35

Eine Entfaltung der Messung mit dem LSHD unter Verwendung der vorgestellten Entfaltung ist als schwarzer Graph in Abb. 5.5d im Vergleich mit der kalibrierten faseroptischen Messung (roter Graph) dargestellt. Beide Graphen zeigen eine gute Übereinstimmung sowohl für den zeitlichen Verlauf als auch für die charakteristischen Größen des Signals wie etwa Maximal- bzw. Minimaldruck und Schallenergie (siehe Tabelle 5.4). Für die Energieflussdichte des Druckpulses zeigt sich ein entsprechendes Bild. Die Energieflussdichte des ersten positiven Pulses ( $ED+$ ) weist im Vergleich zwischen der nicht-entfalteten Messung mit dem LSHD (Anzahl der Messungen  $n = 10$ ) und der kalibrierten faseroptischen Messung einen prozentualen Unterschied von  $2\% \pm 1\%$  auf. Die Gesamtenergieflussdichte ( $ED$ ) zeigt im Gegensatz dazu einen Unterschied von  $11\% \pm 4\%$  (siehe Tabelle 5.4). Eine Entfaltung des Messsignals löscht die Signalverzerrung nahezu vollständig aus dem Signal und weist anschließend einen Unterschied von  $< 2\% \pm 1\%$  sowohl für  $ED+$  als auch für  $ED$  auf.

Tabelle 5.4.: Mittelwerte ( $n = 10$ ) des Maximal- und Minimaldrucks sowie der Energieflussdichte der EMSE-4 bei 12,5 kV Generatorspannung mit dem LSHD und dem faseroptischen Hydrophon.  $ED+$  und  $ED$  stellen die Energieflussdichten für den ersten positiven Puls bzw. für den gesamten Druckpuls dar.

Sensor	$p_{\max}$ in MPa	$p_{\min}$ in MPa	$ED+$ in $\text{mJ mm}^{-2}$	$ED$ in $\text{mJ mm}^{-2}$
LSHD AC-Pfad	24,85	-6,22	0,147	0,181
LSHD AC+DC	24,78	-5,46	0,148	0,165
FASO	24,80	-5,37	0,149	0,163

Das LSHD ist aufgrund der robusten Bauweise bei Druckpulsen hoher Amplitude dem FASO vorzuziehen. Infolge der beschriebenen Signalverzerrung ist bei dem LSHD aufgrund der verwendeten Filterung insbesondere bei der Bestimmung der Gesamtenergie mit falschen Angaben zu rechnen (siehe Tabelle 5.4). Aufgrund der Bedeutung der Signalenergie für die Wirksamkeit einer Therapie ist bei hohen Druckamplituden von der

## 5.1. Elektronische Verzerrungen

Verwendung des LSHD mit dem verwendeten Filter abzuraten. Durch geeignete Filterung ist es möglich, die Verzerrung des Messsignals zu vermeiden. Dies erlaubt die Verwendung des LSHD für die Bestimmung der Gesamtenergie eines Druckpulses auch bei hohen Druckamplituden.

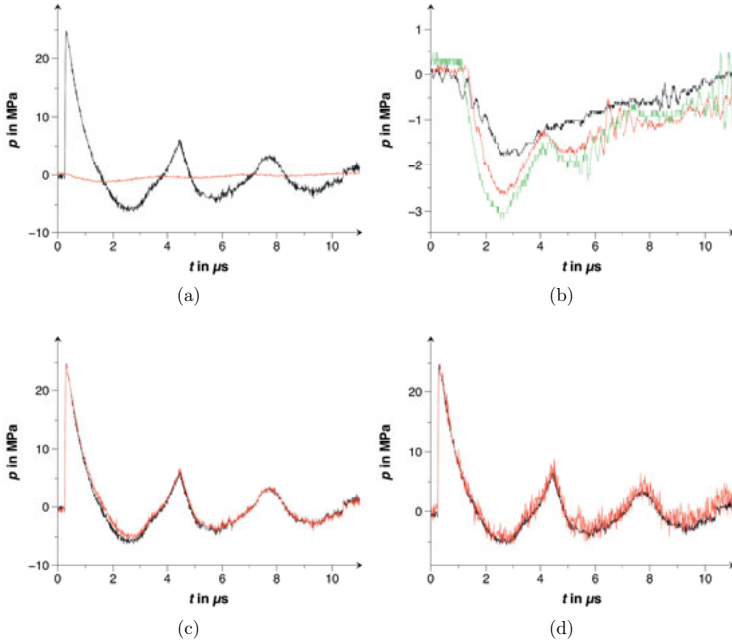


Abbildung 5.5.: (a) Vermessung der EMSE-4 (12,5 kV Generatorspannung) mit dem LSHD bei gleichzeitiger Abtastung des AC-Kanals (schwarzer Graph) und des DC-Kanals (roter Graph). In (b) ist das Signal des DC-Pfads bei verschiedenen Generatorspannungen dargestellt: 14 kV schwarzer Graph, 16 kV roter Graph und 17 kV grüner Graph. (c) Das Messsignal des AC-Pfads (schwarzer Graph) und die Addition der Signalbestandteile (AC-Pfad und DC-Pfad) sind in Rot dargestellt. In (d) ist die korrigierte Messung der EMSE bei 18 kV Generatorspannung mit dem LSHD (schwarz) und im Vergleich dazu mit dem kalibrierten faseroptischen Hydrophon (FASO) (rot) abgebildet.

## 5.2. Geometrische Verzerrungen

Das Einbringen eines Hydrophons in das Schallfeld stellt eine Störung dar und führt zu einer Verzerrung des Freifelddrucks. Der Freifelddruck ist der Druck im Schallfeld bei Abwesenheit des Sensors. Bei Nadelhydrophonen und faseroptischen Hydrophonen führen die scharfen Kanten und die endliche Ausdehnung der Apertur zu Reflexionen des einfallenden Druckpulses, die das Messsignal stark verzerren [KEK<sup>+</sup>00]. Das Messsignal an der Hydrophonendfläche (Abb. 5.6) setzt sich aus dem einfallenden, dem reflektierten und dem an der Hydrophonkante gebeugten Druckpuls zusammen [JU12a]. Von besonderem Interesse sind dabei sich radial ausbreitende, gebeugte Wellen, da diese die empfindliche Fläche der Sonde passieren und mit dem zu messenden einfallenden Druckpuls interferieren und das Messsignal verzerren [Hur12]. Die schallharte Reflexion führt zunächst, abhängig von den Reflexionseigenschaften der Sensorfläche, maximal zu einer Verdopplung des Schalldrucks am Hydrophon. Diese Schalldruckerhöhung an der Reflexionsfläche wird durch die phaseninvertierte Randbeugungswelle von den Kanten des Sensors ausgelöscht [Eis88].

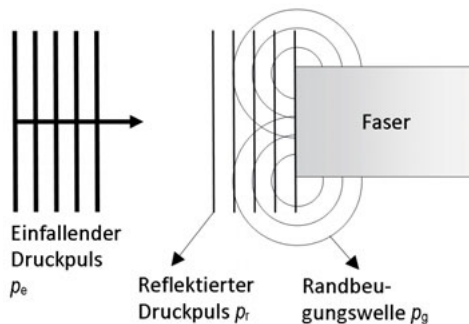


Abbildung 5.6.: Reflexion des einfallenden Druckpulses an der Faser mit anschließender Randbeugung. [KEK<sup>+</sup>00]

Diese Verzerrung ist in Abb. 5.7a anhand einer Messung der elektromagnetischen Stoßwellenquelle EMSE-3 (siehe dazu Anhang B) mit einem faseroptischen Hydrophon und dem Light Spot Hydrophone dargestellt. Der Impedanzunterschied zwischen Wasser ( $14,8 \text{ MN s m}^{-3}$ ) und der Glasfaser ( $130 \text{ MN s m}^{-3}$ ) führt gemäß Gleichung (2.21) zu einem Reflexionsfaktor von ca. 80 % für den einfallenden Druckpuls. Der Druck an der Faserendfläche beträgt somit das 1,8-Fache des einfallenden Drucks. Die Kalibrierung des LSHD berücksichtigt die schallharte Reflexion an der Glas-Wasser-Grenzfläche, sodass eine Druckerhöhung bei der LSHD-Vergleichsmessung roter Graph in Abb. 5.7a nicht zu beobachten ist. Die Berücksichtigung des Reflexionsfaktors ist beim LSHD für transiente Schallsignale möglich, da bei ausreichender Dimensionierung des Glasblocks die Randbeugungswellen nicht in das Messsignal interferieren (siehe Abschnitt 4.7).

## 5.2. Geometrische Verzerrungen

Die faseroptische Messung (roter Graph in Abb. 5.7a) zeigt einen um ca. 60 % höheren Spitzendruck verglichen mit der kalibrierten LSHD-Messung<sup>1</sup>. Nach wenigen Nanosekunden treffen die Randbeugungswellen von den scharfen Kanten des Hydrophons ein (die Faserkante beim FASO oder die Metallkante beim Nadelhydrophon) und interferieren mit dem einfallenden Druckpuls. Die Laufzeit der Randbeugungswellen vom Rand eines faseroptischen Hydrophons mit einem Durchmesser von 120  $\mu\text{m}$  beträgt ca. 40 ns. Die Amplitude der Randbeugungswelle ist bezogen auf den einfallenden Druckpuls invertiert [WWK02], sodass die Druckerhöhung durch die schallharte Reflexion nach wenigen Nanosekunden ausgelöscht wird (siehe Ausschnitt in Abb. 5.7a).

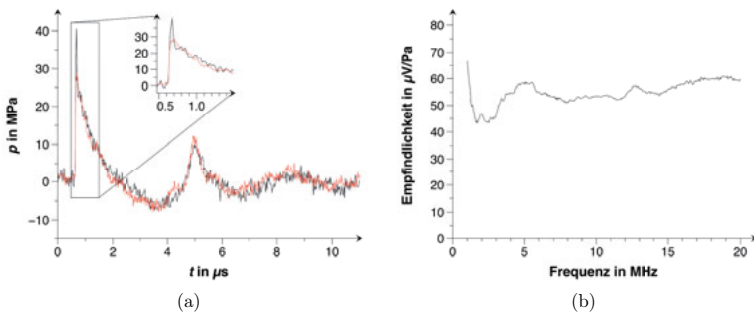


Abbildung 5.7.: In der linken Abbildung (a) ist die Vermessung einer elektromagnetischen Stoßwellenquelle (EMSE-3) mit einem faseroptischen Hydrophon (schwarzer Graph) und dem Light Spot Hydrophone (roter Graph) bei 17 kV Generatorspannung im Fokus der Quelle dargestellt. Die Messungen erfolgen gemäß der IEC-Norm 61846. Der rechte Graph (b) zeigt den Frequenzgang des PVDF-Nadelhydrophons HGL0200 der ONDA Acoustic Corp.

Das Ausmaß der Verzerrung des Signals ist abhängig von den Dimensionen der Sonde, der Wellenlänge und der Pulsdauer der einfallenden Schallwelle. Die Beschreibung dieser Effekte erfolgt, wie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben, anhand des Reflexions- und Beugungsverhaltens im Frequenzgang des Hydrophons.

In Abb. 5.7b ist exemplarisch der Frequenzgang eines im Verlaufe dieser Arbeit häufig eingesetzten Nadelhydrophons (HGL0200, Onda Corporation, Sunnyvale, USA) zu sehen [Cor13]. Oberhalb von 10 MHz ist der Durchmesser des Nadelhydrophons deutlich größer als die Wellenlänge des Druckpulses und somit erfolgt größtenteils eine spiegelnde Reflexion des einfallenden Druckpulses (vgl. dazu Abschnitt 2.2.3). Der Frequenzgang verläuft

<sup>1</sup>Der aus dem Impedanzunterschied berechnete Druckanstieg um 80 % wird einerseits durch die Randbeugungswelle bereits nach ca. 40 ns verringert und andererseits vermag die Abtastrate des Oszilloskops die extrem hohe Anstiegsflanke nicht aufzulösen.

## 5. Signalverzerrung optischer Hydrophone

oberhalb dieser Grenze flach, bis die Dickenresonanz der PVDF-Folie bei ca. 19 MHz erreicht ist<sup>2</sup>.

Unterhalb von 10 MHz bis ca. 1 MHz zeigt der Frequenzgang starke Oszillationen. In diesem Frequenzbereich entspricht der Durchmesser des Hydrophons in etwa der Wellenlänge der Schallwelle. Bei diesen Frequenzen ist das Streuungsfeld sehr komplex und stark frequenzabhängig (siehe Abschnitt 2.2.4). Daraus erklären sich die Schwankungen der Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Frequenz der Schallwelle. Der Abstand der Maxima ergibt sich dabei aus dem Durchmesser des Hydrophons [Hur12]. Bei sehr tiefen Frequenzen ( $<1$  MHz) ist der Durchmesser des Hydrophons deutlich kleiner als die Wellenlänge der Schallwelle. Entsprechend den Erläuterungen in Abschnitt 2.2.4 wird demnach hauptsächlich Streuung beobachtet. Mit fallender Frequenz nehmen die Einflüsse der Streuer ab und bei statischem Druck ist die Empfindlichkeit des Hydrophons minimal [FLLL94]. Bei dieser Frequenz mittelt die Randbeugungswelle den reflektierten Anteil vollständig aus [Hur12].

### 5.2.1. Mathematische Entfaltung

Die bisherigen theoretischen und experimentellen Betrachtungen des Frequenzgangs haben gezeigt, dass Messsignale von stabförmigen Hydrophonen verzerrt sind und den Freifelddruck nicht korrekt wiedergeben. Die Beseitigung der Signalverzerrung kann auf zwei Arten, *experimentell* oder *rechnerisch*, erfolgen. Experimentell wird durch eine Geometrieoptimierung, beispielsweise durch Abrunden der Kanten des Hydrophons, die Entstehung von Randbeugungswellen vermieden. Weiterhin kann der Sensor in eine Halterung mit deutlich größeren Abmessungen eingespannt werden. Durch Abschleifen und Polieren der Oberfläche können Beugungserscheinungen ebenfalls beseitigt werden [KEK<sup>+</sup>00]. Rechnerisch wird die Verzerrung in der Nachbearbeitung durch eine Entfaltung der Messung realisiert. Die Entfaltung erfolgt über die Impulsantwort des Hydrophons, welche für diverse stabförmige Hydrophone analytisch bzw. numerisch bestimmt wurde. Für die Bestimmung der Impulsantwort eines Stabhydrophons wird die Hydrophonendfläche als schallharter Kolbenschwinger in einer unendlichen Blende modelliert. Unter diesen Annahmen kann die Impulsantwort des Hydrophons über das *Rayleigh-Sommerfeld*-Integral berechnet werden [Hur12]. Die genaue Herleitung der Impulsantwort eines Hydrophons kann der interessierte Leser in [KEK<sup>+</sup>00] für das FOPH und in [FLLL94] für ein PVDF-Nadelhydrophon nachlesen.

Das Messsignal des Hydrophons  $p_{\text{mess}}$  ist als eine Faltung des Freifelddrucks  $p_e$  mit der Impulsantwort des Hydrophons  $h(t)$  zu verstehen:

$$p_{\text{mess}} = p_e * h(t). \quad (5.1)$$

Der Freifelddruck ergibt sich im Frequenzraum aus der Division der Fourier Transformierten der Hydrophonmessung  $P_{\text{mess}}(\omega)$  durch die Fourier Transformierten der Übertra-

<sup>2</sup>Bei rückseitigem, schallhartem Abschluss der PVDF-Folie und bei Vernachlässigung des Einflusses der Elektrode ergibt sich die Dickenresonanz eines Nadelhydrophons lediglich aus der Viertelwellenlänge der Schallwelle in der Folie [FLLL94].

gungsfunktion  $h(t)$  nach:

$$p_e = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\mathcal{F}\{p_{\text{mess}}\}}{H(\omega)} \right\}. \quad (5.2)$$

Die Modellierung des Hydrophons als Kolbenschwinger erlaubt streng genommen nur die Bestimmung der Impulsantwort für im Vergleich zum Hydrophondurchmesser kleine Wellenlängen. Als Richtwert kann Folgendes angenommen werden: Bei einem Hydrophondurchmesser von 100  $\mu\text{m}$  gelten Wellenlängen kleiner als 50  $\mu\text{m}$  als *klein verglichen mit dem Hydrophondurchmesser* [KEK<sup>+</sup>00]. Bei sehr großen Wellenlängen erfolgt die Beschreibung der Reflexionen am Hydrophon präziser durch das Modell einer vibrierenden Scheibe im Freiraum [KEK<sup>+</sup>00]. Weiterhin berücksichtigt das vereinfachte Kolbenschwinger-Modell nicht die Anregung von longitudinalen und transversalen Wellen innerhalb der Faser. Aus diesen Gründen sind die auf dem Kolbenschwinger-Modell basierenden Impulsantworten nicht für alle Frequenzen und nicht für alle Hydrophontypen hinreichend präzise.

### 5.2.2. Experimentelle Entfaltung

Für die Entfaltung der Messungen wird in dieser Arbeit eine erweiterte experimentelle Methode angewendet. Die Impulsantwort des Hydrophons wird experimentell durch eine Vergleichsmessung ermittelt und nicht über ein vereinfachtes Modell berechnet. Dazu wird eine stabile piezoelektrische Quelle (Panametrics NDT 5 MHz Modell: A308S-SU, Olympus Corporation) mit einem kalibrierten Interferometer-Hydrophon (siehe Anhang C) an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt PTB vermessen. Die Messung wird auf der Strahlachse im Ort des maximalen Drucks (im Fokus) durchgeführt. Die kalibrierte Interferometer-Hydrophon-Messung stellt den Freifelddruck  $p_e$  dar. Anschließend wird der Schalldruck der Quelle unter den gleichen Bedingungen mit dem zu *untersuchenden Hydrophon* vermessen.

Das gemessene Drucksignal  $p_{\text{mess}}$  stellt nach Gleichung (5.1) eine Faltung des Freifelddrucks mit der Impulsantwort des Hydrophons dar. Eine Transformation der Messdaten in den Frequenzraum erlaubt die Bestimmung der Impulsantwort des Hydrophons  $h(t)$  über den folgenden Zusammenhang:

$$h(t) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\mathcal{F}\{p_{\text{mess}}\}}{\mathcal{F}\{p_e\}} \right\}. \quad (5.3)$$

Die experimentell bestimmte Übertragungsfunktion kann dazu verwendet werden, die Messdaten des Hydrophons zu entfalten. Dies erfolgt im Frequenzraum gemäß Gleichung (5.2). Die experimentelle Entfaltung wird im Folgenden anhand einer faseroptischen Messung beschrieben. In Abb. 5.8 sind der zeitliche Verlauf des Freifelddrucks im Fokus des Panametrics-Wandlers (roter Graph) und das Messsignal des faseroptischen Hydrophons (schwarzer Graph) dargestellt. Das Messsignal des faseroptischen Hydrophons zeigt starke Verzerrungen verglichen mit dem Freifelddrucksignal. Abgesehen von dem positiven Offset weist das Signal die in Abschnitt 5.2 beschriebene frequenzabhängige Erhöhung des Schalldrucks aufgrund der schallharten Reflexion an der Hydrophonendfläche auf.

5. Signalverzerrung optischer Hydrophone

Die Entfaltung der faseroptischen Messung mit der vorgestellten experimentellen Entfaltung ist in Abb. 5.9a dargestellt. In Schwarz ist das entfaltete Signal der Messung aus Abb. 5.8 zu sehen. Verglichen mit dem Freifelddruck (roter Graph) zeigt die entfaltete Messung ( $n = 10$ ) eine Abweichung von  $5\% \pm 2\%$  bezogen auf den Spitzendruck und eine Abweichung von  $7\% \pm 1\%$  bezogen auf die Energieflussdichte (siehe Tabelle 5.5)<sup>3</sup>. Die Qualität der Entfaltung kann durch die Wahl eines Wandlers mit hoher Ausgangsleistung deutlich verbessert werden, allerdings steht dem Autor derzeit keine stabile, mobile Quelle für diesen Zweck zur Verfügung.

Tabelle 5.5.: Mittelwerte ( $n = 10$ ) des Spitzendrucks und der Energieflussdichte der Messung des piezoelektrischen Wandlers (Panametrics NDT 5 MHz Modell: A308S-SU, Olympus Corporation) bei 100 V Generatorspannung mit einem kalibrierten Interferometer-Hydrophon und dem faseroptischen Hydrophon mit anschließender Entfaltung. Die Entfaltung erfolgt über ein analytisches und ein experimentelles Modell.

Messung	$p_{\max}$ in MPa	$ED$ in $\text{mJ mm}^{-2}$	Differenz $ED$ in %
Interferometer	1,67	0,064	0 %
FASO	4,73	0,72	1020 %
FASO analytisch entfaltet	2,14	0,073	14 %
FASO experimentell entfaltet	1,59	0,068	7 %

Dessen ungeachtet stellt diese Methode eine deutliche Verbesserung zur konventionellen Entfaltung über ein vereinfachtes Modell dar. Konventionelle Entfaltungsalgorithmen für stabförmige Hydrophone basieren auf dem vereinfachten Modell eines punktförmigen Empfängers. Dieses Modell ist jedoch nur für sehr kleine Durchmesser (Monomode Fasern bei einem faseroptischen Hydrophon) gültig. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich nach [KEK+00] für die Übertragungsfunktion  $h(t)$  der folgende Zusammenhang:

$$h(t) = 2 - e^{-i2\pi f a_1/c}, \tag{5.4}$$

mit dem Sensordurchmesser  $a_1$  und der Schallgeschwindigkeit  $c$ .

In Abb. 5.9b ist die Entfaltung der faseroptischen Vermessung des Panametrics-Wandlers mit einer gemäß Gleichung (5.4) berechneten Übertragungsfunktion dargestellt. Die Abweichung zum Freifelddruck beträgt bei der analytischen Entfaltung  $28\% \pm 5\%$  bezogen auf den Spitzendruck und  $14\% \pm 2\%$  für die Energieflussdichte (siehe Tabelle 5.5). Es zeigt sich, dass die experimentelle Entfaltung sowohl bei den Feldvariablen (wie Druck und Energie) als auch bei der Signalform überlegen ist. Der besondere Charme der experimentellen Entfaltung ist die Möglichkeit, auch lineare elektronische Verzerrungen, wie etwa den Offset im Messsignal (siehe Abb. 5.9a), zu entfernen.

<sup>3</sup>Angaben erfolgen als Mittelwert  $\pm$  mittlerer Fehler des Mittelwerts.



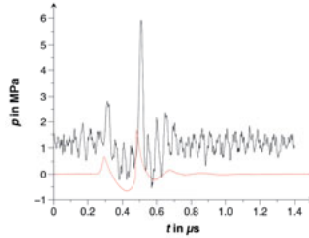


Abbildung 5.8.: Vermessung eines piezoelektrischen Wandlers (Panametrics NDT 5 MHz, Olympus Corporation) bei 100 V Generatorspannung mit einem kalibrierten Interferometer-Hydrophon (roter Graph) und einem faseroptischen Hydrophon (schwarzer Graph).

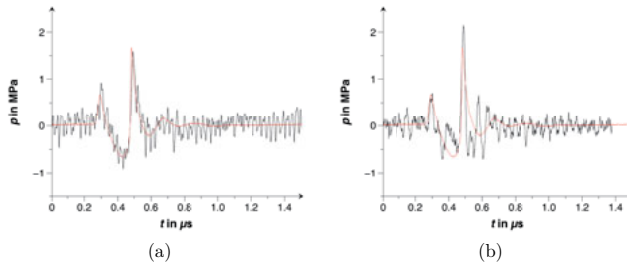


Abbildung 5.9.: Entfaltung der faseroptischen Messung (schwarzer Graph) eines piezoelektrischen Wandlers (Panametrics NDT 5 MHz, Olympus Corporation) durch eine experimentell bestimmte Übertragungsfunktion (a) und durch eine analytisch ermittelte Übertragungsfunktion nach Abzug des Offsets (b). In Rot ist die Messung mit dem Interferometer-Hydrophon dargestellt.

## 6. Das optische Mehrkanalhydrophon

Die akustische Messtechnik hat sich in den letzten 100 Jahren von den Anfängen im Jahre 1913 mit einem *Fessenden Oszillator* bis zu den aktuellen optischen Hydrophontypen stetig weiterentwickelt [Fro01]. Ungeachtet der Entwicklungen der letzten Jahrzehnte weisen jedoch alle Hydrophontypen prinzipbedingte Schwächen auf. Diese Schwächen werden im Rahmen dieser Arbeit ausführlich beschrieben. Alle derzeit verfügbaren Hydrophone besitzen eine gemeinsame Eigenschaft: *Es können jeweils nur einzelne Messpositionen abgetastet werden.* Wie bereits in der Einleitung dargestellt, ist diese Eigenschaft insbesondere für die Vermessung von Quellen mit variierender akustischer Ausgangsleistung problematisch. Ein Mehrkanalhydrophon kann hier Abhilfe schaffen.

Für die Realisierung eines Mehrkanalhydrophons werden die in Kapitel 3 genannten physikalischen Zusammenhänge zugrunde gelegt. Piezoelektrische Sensoren kommen aufgrund des Frequenzgangs, der geringen Adhäsion zum Messmedium Wasser und der Anforderungen an die Dimensionen der polarisierten Flächen nicht infrage. Die Verwendung eines schlierenoptischen Mehrkanalhydrophons ist nach Auffassung des Autors möglich, jedoch würden die hohen Anschaffungskosten der benötigten optischen Komponenten sowie die Abmessungen des Systems einer praktischen Anwendung im Wege stehen. Die gleichen Einschränkungen treffen auf ein phasenmoduliertes optisches Hydrophon zu (siehe Anhang C), sodass im Folgenden intensitätsmodulierte optische Hydrophone betrachtet werden.

In diesem Kapitel werden zwei verschiedene Ansätze für ein Mehrkanalhydrophon vorgestellt, welche den Anforderungen der IEC-Norm 61846 für ein Fokus-Hydrophon genügen. Das Hauptaugenmerk liegt auf einer guten Gebrauchstauglichkeit für den Messalltag sowie auf einem möglichst einfachen und kostengünstigen Aufbau des Hydrophons. Basierend auf den bekannten Wandlungsprinzipien werden ein faseroptischer Ansatz und ein Ansatz auf Grundlage des Light-Spot-Hydrophons evaluiert. Im Anschluss wird die in dieser Arbeit gewählte Lösung, ein *Mehrkanal-Lichtfleck-Hydrophon*, beschrieben und die Messungen werden mit dem neuartigen Mehrkanalhydrophon präsentiert.

### 6.1. Das faseroptische Mehrkanalhydrophon

Ein einfach zu realisierendes Konzept für ein Mehrkanalhydrophon ist das Bündeln mehrerer optischer Fasern zu einem Sensor. Die einzelnen Fasern können separat abgetastet werden und ermöglichen so die Vermessung verschiedener Messpositionen zur selben Zeit.

## 6.1. Das faseroptische Mehrkanalhydrophon

Die Schwachstelle eines solchen Hydrophons ist die zerbrechliche Faser, welche bei hohen Druckgradienten und bei Auftreten von Kavitation brechen kann. Ein Faserbruch zieht eine komplizierte Neukalibrierung und Neupositionierung des Hydrophons nach sich (siehe Abschnitt 4.6). Das komplexe Reflexions- und Beugungsfeld an den einzelnen Glasfasern erfordert eine Entfaltung der Messungen, welche nicht mehr durch numerische Vereinfachungen wie im Falle einzelner Fasern zu erreichen ist. Diese Eigenschaften machen eine Weiterentwicklung des faseroptischen Ansatzes notwendig.

Zur Vermeidung eines Faserbruchs bei gleichzeitiger Erhaltung der Mehrkanal-Fähigkeit wird die Faser in einem massiven Glasblock aus Quarzglas platziert. Der Glasblock ist mit Bohrungen versehen. Die Anzahl der Bohrungen stellt die Anzahl der Messpunkte dar. Wünschenswert ist eine Bohrtiefe bis auf 1 mm oberhalb der Glasblock-Bodenfläche, da Messungen bevorzugt in unmittelbarer Nähe der Quelle erfolgen sollten. Bei Bohrversuchen mit einer CNC-Fräse in der Werkstatt der Fakultät kam es bei dieser Bohrtiefe jedoch immer wieder zu Glasbrüchen und unsauberen Bohrlochendflächen. Einen Kompromiss stellt eine Bohrtiefe von 2 mm oberhalb der Glasblock-Bodenfläche dar. Dies erlaubt eine Vermessung der Quellen in einem Abstand von 2 mm bei gleichzeitig hoher Widerstandsfestigkeit des Glasbodens. Eine schematische Darstellung des faseroptischen Mehrkanalhydrophons zeigt Abb. 6.1.

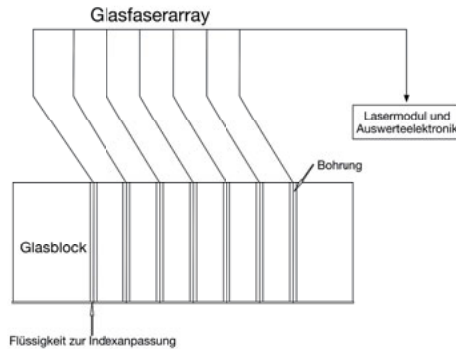


Abbildung 6.1.: Schematischer Aufbau des faseroptischen Mehrkanalhydrophons.

Auch bei physikalischem Kontakt zwischen den Kontaktflächen (Glasblock / Faserendfläche) ist aufgrund der nichtebenen Faserendfläche und des Bohrlochbodens mit Reflexionen zu rechnen. Mit einem Brechungsindex von  $N_1 = 1,5$  für Glas und  $N_2 = 1,0$  für Luft ergibt sich eine Fresnel-Reflexion ( $R$ ) der einfallenden Lichtleistung von:

$$R = \left( \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \right)^2 = 4\%. \quad (6.1)$$

## 6. Das optische Mehrkanalhydrophon

Beim Eintritt in den Glasblock kommt es abermals zu einer Reflexion, sodass der Gesamtverlust 8 % beträgt.<sup>1</sup> Die gleichen Effekte erfährt die rücklaufende, an der Glasblockunterfläche reflektierte Lichtwelle.

Die Reflexionen können durch die Verwendung einer Lösung zur Indexanpassung verhindert werden. Es ist nicht notwendig, ein Fluid mit identischem Brechungsindex zu finden. Bereits ein Brechungsindex des Fluids von  $N = 1,4$  reduziert die Gesamtreflexion auf  $\ll 1\%$ . Für Quarzglas sind jedoch spezielle Lösungen mit exakter Anpassung kommerziell erhältlich (beispielsweise Cargille 50350, Cargille Laboratories, USA).

Der Vorteil des dargestellten Systems ist der einfache Aufbau und im Gegensatz zum LSHD entfällt die optische Justierung der Komponenten. Ein lokaler Glasbruch wird durch starke Änderung des DC-Signals detektiert. Diese erklärt sich dadurch, dass die Bruchstelle entweder das Fluid für die Indexanpassung entweichen lässt oder das Lichtsignal nicht in die Faser zurück reflektiert. Im Falle eines Glasbruchs kann der Glasblock ohne Neubrechen und Neukalibrieren der Faser ausgetauscht werden. Gegen die praktische Anwendung eines solchen Sensors sprechen die folgenden Eigenschaften des faseroptischen Mehrkanalhydrophons:

- Die axiale Position der Faser im Bohrloch bedarf einer präzisen Positionierung. Dadurch werden die genaue Messposition sowie die gleichen Beugungs- und Reflexionsmuster an der Faser gewährleistet. Dies ist die Voraussetzung für eine effiziente Rückentfaltung der Messungen, welche durch die Faser- und Glasgeometrie hervorgerufen wird.
- Das System basiert auf dem faseroptischen Hydrophon (FASO) und teilt demnach mit diesem die gleichen Eigenschaften bezüglich der Empfindlichkeit und des  $SNR$ . Es ist demnach nicht möglich, mit dem faseroptischen Mehrkanalhydrophon Druckpulse kleiner als 1 MPa zu vermessen.
- Nach einem Bruch des Glasblocks muss die Messung wiederholt werden, da ein Glasbruch eine Neukalibrierung sowie eine Neupositionierung des Hydrophons erfordert.

Insbesondere die geringe Empfindlichkeit des Hydrophons bedarf einer Optimierung. Diese lässt sich aufgrund des prinzipiellen Aufbaus faseroptischer Hydrophone nur durch eine Erhöhung der Laserleistung erreichen. Diese führt jedoch zu höheren Anforderungen beim Laserschutz und bedarf einer Anpassung der Photodioden- und Verstärkerschaltung. Die Wärmeentwicklung in der Faser und der Photodiode sind weitere Einflussgrößen, welche eine genauere Betrachtung erforderlich machen.

Trotz des scheinbar einfachen und kostengünstigen Aufbaus und erster erfolgreicher Vorversuche wurde der Ansatz insbesondere aufgrund der begrenzten Empfindlichkeit des Sensors verworfen. Stattdessen wurde die Entwicklung eines Mehrkanalhydrophons auf Basis eines Light-Spot-Hydrophons weiter verfolgt.

<sup>1</sup>Voraussetzung für die vereinfachte Darstellung ist ein senkrechter Einfall der Lichtwellen auf die Faserendfläche. Diese Annahme ist mit hinreichender Genauigkeit gegeben, da der Lichteinfall innerhalb der Faser nur oberhalb des kritischen Winkels geleitet wird.

## 6.2. Das Mehrkanal-Lichtfleck-Hydrophon

Das optische Mehrkanalhydrophon nach dem Lichtfleck-Prinzip beruht auf dem piezo-optischen Effekt. Das Prinzip ist in Abschnitt 3.2 dargestellt. Bei der Entwicklung des Mehrkanalhydrophons stehen die folgenden Hydrophoneigenschaften an erster Stelle:

- Die Möglichkeit, auch entlang der Schallausbreitungsachse Messungen ohne Anpassung der Wasserhöhe durchzuführen. Das LSHD kann derzeit nur auf einer Länge von  $< 30$  mm in der axialen Richtung positioniert werden. Bei Überschreitung dieser Grenze wird der Laserlichtpfad durch das Wasser oberhalb des Glasblocks gestört und eine Messung ist nicht mehr möglich [SSS<sup>+</sup>12].
- Vorzugsweise soll die  $-6$  dB Fokusbreite möglichst vieler Druckpulsquellen mit hinreichender örtlicher Auflösung durch einen einzelnen Impuls vermessen werden.
- Eine möglichst hohe Empfindlichkeit des Sensors für die Vermessung von Druckpulsen kleiner als 5 MPa.
- Eine gegen hohe Druck- und Zuggradienten unempfindliche Sonde zur Vermessung von Druckpulsen hoher Amplitude.
- Die Möglichkeit, die Zug- und Druckkomponente des Druckpulses verzerrungsfrei wiederzugeben.
- Die Vermeidung von geometrischen Verzerrungen bei transienten Druckpulsen.

Die genannten Eigenschaften lassen sich vorzugsweise durch ein optisches Hydrophon nach dem Prinzip der Freistrahloptik, bekannt aus dem LSHD und aus [PSK97], realisieren. Der besondere Vorteil des optischen Hydrophons nach der Freistrahloptik sind die Trennung von Sende- und Empfangspfad sowie die Trennung der empfindlichen Fläche von den optischen Komponenten des Systems. Die Trennung des einfallenden und reflektierten Laserlichts macht den 3 dB-Koppler überflüssig. Dementsprechend können Rückreflexionen in den Laser und dadurch Intensitätsschwankungen des Lasers vermieden werden. Die Trennung der empfindlichen Fläche des Sensors von den optischen Komponenten erlaubt die Verwendung eines robusten Materials für die Ausleuchtung des empfindlichen Flecks im Druckpulsfeld. Die sensiblen optischen Komponenten hingegen kommen nicht mit dem Druckpuls und den damit verbundenen Scherkräften in Kontakt. Dies erlaubt ferner den Austausch der empfindlichen Fläche nach einer Beschädigung, ohne die dazugehörige Optik zu verändern.

### 6.2.1. Anzahl und Position der empfindlichen Flächen

Eine wichtige zu definierende Größe vor der Entwicklung des Mehrkanal-Hydrophons ist die Anzahl der empfindlichen Flächen. Es ist zwar wünschenswert, das gesamte Schallfeld gleichzeitig zu vermessen, jedoch stehen diesem Wunsch sowohl technische als auch finanzielle Aspekte entgegen. Für die Charakterisierung einer Quelle ist es zunächst wichtig,

## 6. Das optische Mehrkanalhydrophon

den therapeutisch wirksamen Bereich, die sogenannte Region of Interest ROI, zu kennen. Dieser Bereich wird zwecks Lokalisierung der Therapie durch den Fokus begrenzt. Die Angaben zur Energie werden in der Regel für den Fokus angegeben. Außerhalb des Fokus wird die Variation der Druckamplitude und damit der Druckpulsenergie mit größerem Abstand immer kleiner [Ueb07]. Für die Bestimmung der Anzahl der Messpunkte ist es wichtig, die Ausdehnung der Fokuszone für möglichst viele Quellen zu kennen.

In den Arbeiten von [BDGS95] und [CS89] ist der Großteil der kommerziell erhältlichen Druckpulsquellen vermessen und charakterisiert. Es zeigt sich, auch unter Berücksichtigung der eigenen Messungen [JU15b, UJ13], dass mit einem Radius von 6 mm die Vermessung der  $-6$  dB Fokusbreite aller in den Publikationen genannten Quellen möglich ist. Die örtliche Auflösung der Messungen ist in der IEC-Norm 61846 vorgeschrieben. Die Messungen im Fokus haben in der Fokusebene mit einer Auflösung von  $1/5$  der  $-6$  dB Fokusbreite bzw. 1 mm zu erfolgen [Com98]. Für den Bereich außerhalb des Fokus sind Messungen mit einer verringerten Auflösung möglich, beispielsweise 10 mm.

Unter diesen Voraussetzungen wird die Anzahl der Messpositionen für das Mehrkanalhydrophon auf sechs empfindliche Flächen festgelegt. Der Abstand der Messpositionen zueinander ist in Abb. 6.2 dargestellt. Bei Annahme einer symmetrischen Druckverteilung senkrecht zur Schallausbreitungsachse kann die Vermessung auf eine Seite der Symmetrieachse beschränkt werden. Diese Voraussetzung gilt nur für die in der medizinischen Therapie häufig anzutreffenden kreissymmetrischen Wandler und die Positionierung des ersten Messkanals auf der Symmetrieachse. Das Spiegeln der Schalldruckverteilung entlang der Symmetrieachse erzeugt eine virtuelle Erweiterung der empfindlichen Flächen auf 12 Messpositionen.

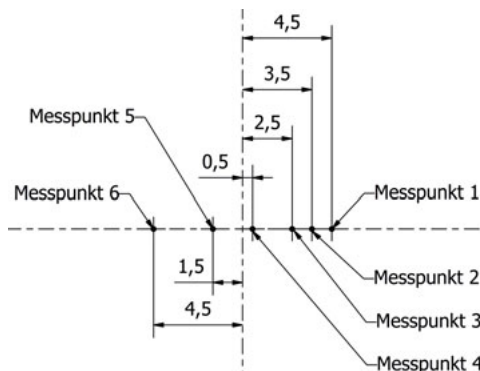


Abbildung 6.2.: Position der empfindlichen Flächen auf der Unterseite des Glasblocks. Bemaßung erfolgt relativ zur Mittelachse des Glasblocks.

Als Wirkfläche für die empfindlichen Flächen (auch als Messflecke bezeichnet) dient ein massiver Glasblock mit Dimensionen, die weitaus größer sind als die der empfindli-

chen Flächen selbst. Die Dimensionen des Glasblocks sind so zu wählen, dass Randbeugungswellen vom Rand des Glasblocks nicht in das Signal interferieren können. Typische Signaldauern von therapeutischen Druckpulsquellen liegen im Bereich zwischen einigen hundert Nanosekunden [BDGS95] und einigen zehn Mikrosekunden [JU15b]. Bei einer Schallgeschwindigkeit von  $1530 \text{ m s}^{-1}$  legt der Druckpuls innerhalb von  $20 \mu\text{s}$  eine Strecke von ca. 30 mm zurück. Der kürzeste Abstand vom empfindlichen Fleck bis zum Rand des Glasblocks muss demnach mindestens 15 mm betragen, um Interferenzen der Randbeugungswelle mit dem Puls selbst zu verhindern. In [UJ12] werden zusätzlich zum Druckpuls nachfolgende niederfrequente Oszillationen beschrieben. Diese erfolgen allerdings einige Millisekunden nach dem Druckpuls, sodass die Randbeugungen der niederfrequenten Oszillationen nicht in das Messsignal interferieren können. In Abb. 6.3 sind die äußeren Dimensionen des Glasblocks sowie die Position der empfindlichen Flecke dargestellt. Die technischen Zeichnungen aller Komponenten des Mehrkanalhydrophons befinden sich im Anhang.

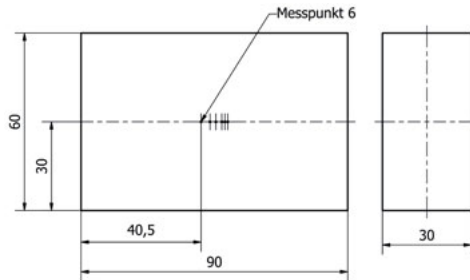


Abbildung 6.3.: Äußere Abmessungen des Glasblocks sowie die Position des letzten empfindlichen Flecks (Messpunkt 6 aus Abb. 6.2) auf der Unterseite des Glasblocks.

### 6.2.2. Lichtquelle

Für die Berechnung der optischen Komponenten ist es wichtig, zunächst die Lichtquelle festzulegen. Abhängig von der Wellenlänge der Lichtquelle und den Strahleigenschaften lassen sich die weiteren Komponenten, wie etwa die Linse, die Photodiode und das Messglas, bestimmen. Folgende Eigenschaften sind bei der Spezifikation der Quelle zu berücksichtigen:

- Das Mehrkanal-Hydrophon ist ein intensitätsmodulierter Sensor, bei welchem die druckpulsinduzierte Änderung der reflektierten Lichtleistung als Messgröße detektiert wird. Dementsprechend ist die Ausgangsgröße, die eingekoppelte Lichtleistung, konstant zu halten.

## 6. Das optische Mehrkanalhydrophon

- Für Wellenlängen im Infrarotbereich stehen besonders viele und kostengünstige optische Komponenten, wie etwa Lichtfaser und Linsen, aus der Nachrichtentechnik zur Verfügung. Für Wellenlängen im sichtbaren und ultravioletten Bereich werden die Komponenten deutlich kostenintensiver.
- Für ein effizientes Einkoppeln des Lichts in die Lichtfaser ist ein Gaußsches transversales Strahlenprofil (Gaußscher Grundmode) notwendig, da die benötigten Monomode-Lichtfasern nur das Profil erster Ordnung leiten können.
- Für die Fokussierung des Lichtflecks sind die räumlichen Eigenschaften des Strahls wichtig. Auch in diesem Fall ist ein Gaußscher Grundmode wünschenswert, da nur dieser optimal fokussiert werden kann [Mes08].
- Die Messung der reflektierten Lichtleistung erfolgt durch eine Photodiode. Die Empfindlichkeit einer Photodiode ist abhängig von der Wellenlänge des verwendeten Lichts. Eine konstante Empfindlichkeit kann folglich nur mit einer monofrequenten Lichtquelle erreicht werden.

Eine Lichtquelle mit diesen gewünschten Eigenschaften ist der Laser. Trotz der schmalen Linienbreite des Gaslasers eignet sich dieser aufgrund der geringen Konstanz der optischen Ausgangsleistung nicht für die Anwendung im Mehrkanalhydrophon. Festkörperlaser können als Singlemode-Laser mit hoher Wellenlängenstabilität betrieben werden, weisen jedoch eine stark temperaturabhängige Ausgangsleistung auf [Mes08].

Den besten Kompromiss stellen Diodenlaser dar. Diese weisen ein akzeptables Strahlenprofil auf [Mes08] und sind für einen großen Wellenlängenbereich erhältlich. Die direkte Umwandlung der elektrischen Energie in kohärentes Licht erlaubt eine hohe Konstanz der optischen Ausgangsleistung durch die Verwendung einer Konstantstromquelle [Mes08]. Eine für intensitätsmodulierte Hydrophone wichtige Eigenschaft, das Intensitätsrauschen, ist bei Singlemode-Laserdioden sehr viel geringer als bei mehrmodigen Helium-Neon-Lasern [Wil01]. Der Nachteil eines Diodenlasers sind die hohe Temperaturempfindlichkeit der Ausgangsleistung sowie die Wellenlänge des Lasers [Mes08]. Zur Beseitigung dieser Abhängigkeiten sollte die Laserquelle über eine stabile Stromversorgung verfügen und auf konstanter Temperatur gehalten werden [Pas09]. Der Singlemode-Laser OZ-1000-780-5/125-S-40-3A-3-1-35 (OZ Optics, Ottawa, Kanada) bietet alle gewünschten Eigenschaften zu einem im Vergleich zur Konkurrenz sehr niedrigen Preis von 1700 € [Opt16]:

- Wellenlänge des Lasers: 780 nm. Für diese Wellenlänge lassen sich kostengünstige optische Komponenten finden.
- Optische Ausgangsleistung des Lasers: 35 mW.
- Exzellente Stabilität der Ausgangsleistung ( $< 0,1\%$ ) und der Wellenlänge ( $\pm 0,2$  nm).
- Die Temperatur des Lasers wird über ein Peltier-Element konstant gehalten.



Der Laser wird im Konstantstrombetrieb verwendet und die in die Laserdiode integrierte Monitordiode kontrolliert die Ausgangsleistung. Nach einer kurzen Warmlaufphase ist die Ausgangsleistung des Lasers weitgehend stabil. Halbleiterlaser weisen typischerweise ein divergentes und elliptisches Strahlenprofil auf [Hah05]. Zur effektiven Einkopplung des Laserlichts in die Faser muss der Strahl zunächst kollimiert und in die Faser fokussiert werden. Beim OZ-Laser erfolgt dies im temperaturstabilisierten Gehäuse und das Laserlicht steht *pigtailed* über eine Monomode-Lichtfaser zur Verfügung. Rückreflexionen an den optischen Kopplungen (Verbindungselemente, Faserkoppler etc.) in den Laserresonator führen zu einem Anstieg des Laserrauschens und damit zu einer Verringerung des *SNR* [GRAG93]. Aus diesem Grund wird das Laserlicht in eine Monomode-Lichtfaser mit einem Schrägschliff eingekoppelt. Der schräge Schliff von ca.  $8^\circ$  führt zu einer optischen Isolierung des Lasers vor Rückreflexionen an der Einkoppelfläche der Faser in den Laserresonator.

### 6.2.3. Optische und akustische Eigenschaften des Glasblocks

Bei der Auswahl des Glasblocks sind folgende Eigenschaften zu berücksichtigen:

- Der Glasblock muss instande sein, Druckpulsen bis zu einer Amplitude von 150 MPa zu widerstehen.
- Die piezooptische Konstante muss sehr klein verglichen mit der des Wassers sein, damit sie vernachlässigt werden kann.
- Eine hohe Adhäsion des Werkstoffs zu Wasser ist notwendig, um ein Entkoppeln des Wasserfilms von der Glasfläche zu verhindern.
- Für eine konstante Empfindlichkeit des Hydrophons sollte der Brechungsindexunterschied so gering wie möglich sein.

Als Werkstoff eignet sich reines Quarzglas (Herasil<sup>®</sup> 102, Heraeus Quarzglas GmbH & Co. KG). Dieses weist eine hohe Adhäsion zu Wasser auf [Zis64] und im Gegensatz zu anderen Gläsern kann Quarzglas mit sehr geringem Unterschied im Brechungsindexverlauf hergestellt werden ( $< 4 \cdot 10^{-6}$  über einen Prüfungsradius von 430 mm) [Her15]. Die theoretische Zugfestigkeit von Quarzglas liegt bei mehr als 1 GPa. Allerdings führen Verunreinigungen und Wassereinschlüsse im Glas zu Beschädigungen bei deutlich kleineren Schalldrücken im Bereich von 50 MPa [JU15c, Cha05]. Mit zunehmender Reinheit wird das Glas deutlich kostenintensiver, sodass Herasil<sup>®</sup> 102 den besten Kompromiss darstellt. Messungen an der EMSE mit einem Linsenaufsatz zeigen je nach Wasserqualität bis zu einem Druck von 120 MPa keinerlei Beschädigungen am Glasblock. Zur Vermeidung von Reflexionen sind die beiden Grundflächen (60 mm x 90 mm) zu polieren. Die Höhe des Glasblocks von 30 mm entspricht dem Endmaß nach der Politur.

Aufgrund der unterschiedlichen Dichten des Glasblocks und des Wassers kommt es an der Grenzfläche zu Reflexion und Transmission des einfallenden Druckpulses. Beugungseffekte können infolge der Dimensionen des Glasblocks im Vergleich zur Wellen-

6. Das optische Mehrkanalhydrophon

länge der Druckpulse vernachlässigt werden (siehe Abschnitt 2.2.4). Die für die Berechnung der Reflexions- und Transmissionseigenschaften wichtigen Materialparameter sind aus [DM07, Cid96, Her15] entnommen und in Tabelle 6.1 dargestellt. Basierend auf den akustischen Eigenschaften des Glasblocks und des Wassers berechnet sich der Reflexionsfaktor anhand Gleichung (2.21) und Gleichung (2.17) zu 0,7894.

Aufgrund der phasengleichen Reflexion des Druckpulses an dem *schallharten* Glasblock wird an der Grenzfläche folglich eine 1,79-fach höhere Schalldruckamplitude gemessen. Die schallharte Reflexion an der Grenzfläche muss bei der Bestimmung der Empfindlichkeit berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 6.5).

Tabelle 6.1.: Wichtigste akustische und optische Eigenschaften des Quarzglasblocks und der angrenzenden Medien. Alle Angaben gültig bei Normaldruck 1013 mbar, 24 °C und bei einer Wellenlänge von 780 nm. Quelle: [DM07, Cid96, Her15].

Material	Dichte in $\text{g cm}^{-3}$	Schallgeschwindigkeit in $\text{m s}^{-1}$	Brechungsindex
Quarzglas	$\sigma_f = 2,2$	$c_f = 5720$	$n_f = 1,45341$
Wasser	$\sigma_w = 0,998$	$c_w = 1484$	$n_w = 1,3285$
Luft	$\sigma_l = 0,0013$	$c_l = 343$	$n_l = 1,0002751$

6.2.4. Lokale Beschädigungen am Glasblock

Bei der Vermessung von Quellen mit hohen Druckgradienten ist in der Fokuszzone mit lokalen Beschädigungen des Glasblocks zu rechnen [JU15a]. Diese Beschädigungen treten aufgrund der Kavitation und der Unreinheiten im Glasblock weit unterhalb der Zug- und Spannungsfestigkeit des Glasblocks bereits bei therapeutisch angewendeten Druckpulsamplituden auf. Ein Austausch des Glasblocks ist mit einer Neukalibration und einer Neupositionierung der Sonde verbunden. Dies kann durch eine Verschiebung der empfindlichen Flächen unabhängig von der Fokussierungsoptik vermieden werden. Zur Lösung des Problems wird der Glasblock an einer Linearachse befestigt (Abb. 6.4). Die optischen Komponenten werden mit der festen Achse des Lineartisches verbunden, sodass der Glasblock unabhängig von den optischen Komponenten verschoben werden kann. Der Aufbau erlaubt im Falle einer lokalen Beschädigung am Glasblock eine Verschiebung der Messpositionen auf dem Glasblock, ohne die Fokussierungsoptik zu verstellen.

Je nach Druckpulsdauer ist bei der Verschiebung des Glaskörperhalters die Randbeugungswelle zu beachten. Zur Vermeidung einer damit einhergehenden Signalverzerrung ist der Abstand zwischen dem letzten Messpunkt und der Seitenfläche des Glasblocks größer als die während der Pulsdauer zurückgelegte Strecke zu halten (siehe Abschnitt 6.2.1).

### 6.2.5. Fokussierungsoptik

Sowohl zur besseren Handhabung des Sensorkopfes als auch zur Entkopplung des Hydrophons von der elektrischen Einstrahlung der Druckpulsquelle werden die elektronischen Komponenten fern vom Sensorkopf in ein abgeschirmtes Gehäuse eingebaut. Das Licht der Laserquelle wird durch Lichtfasern der Fokussierungsoptik im Sensorkopf zugeführt. Dazu eignet sich insbesondere eine Monomode-Lichtfaser. Die Wahl einer Monomode-Lichtfaser hat den Vorteil, dass die Abhängigkeiten der optischen Komponenten von den transversalen Moden vernachlässigt werden können. Das Biegen der Faser führt zu einer Änderung der ausgekoppelten Lichtleistung am Ausgang der Faser. Die Änderung der Lichtleistung ist auf die biegeradiusabhängige Änderung der Polarisation des Lichts sowie auf die Auskopplung von Moden höherer Ordnung aus der Faser heraus zurückzuführen [San09]. Kleinere Cladding- und Kerndurchmesser in Monomode Lichtfasern verringern die Abhängigkeit vom Biegeradius. Die Wahl einer Monomode-Lichtfaser verbessert insofern die für intensitätsmodulierte Sensoren wichtige Konstanz der ausgekoppelten Lichtleistung.

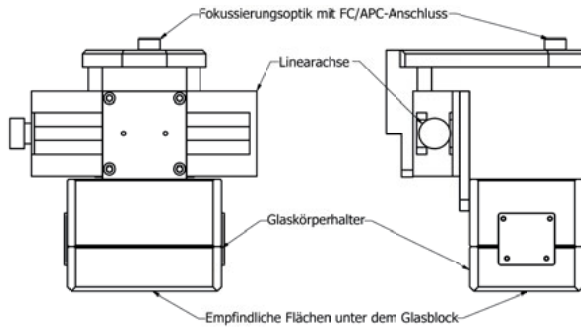


Abbildung 6.4.: Darstellung des Mehrkanalhydrophons mit variabler Positionierung des Glasblockhalters.

An der Grenzfläche Luft-Glas bzw. Glas-Wasser (Abb. 6.5) wird abhängig von den Reflexions- und Transmissionsfaktoren nur ein bestimmter Anteil des Laserlichts transmittiert bzw. reflektiert. Gemäß den Ausführungen in Abschnitt 2.2.3 kann die Ausbreitung einer Wellenerscheinung durch einen *Strahl* charakterisiert werden, diese Betrachtung gilt auch für Lichtwellen [Dem13]. Für diese gilt das Reflexionsgesetz und das Snelliussche Brechungsgesetz (Gleichung (2.20)) [PBST99]. In Verbindung mit den Fresnelschen Formeln können die Brechungswinkel und die Reflexionskoeffizienten für die Bestimmung der Fokuse herangezogen werden. Das Berechnungsmodell ist in Abb. 6.5 dargestellt.

Der Einfallswinkel des Laserlichts auf die Grenzfläche ist von besonderer Bedeutung für die Performance des Sensors. Nicht nur limitiert der Einfallswinkel die Empfindlichkeit des Hydrophons, wie weiter unten erläutert, über die polarisationsabhängige Reflexion, zusätzlich beeinflusst der Einfallswinkel auch die Linearität des Mehrkanalhydrophons.

## 6. Das optische Mehrkanalhydrophon

Intensitätsmodulierte optische Hydrophone nach dem piezooptischen Prinzip weisen eine zur reflektierten Lichtleistung proportionale Empfindlichkeit  $S$  auf. Diese Abhängigkeit lässt sich über die Proportionalität des Reflexionsfaktors  $R$  beschreiben  $S \sim R$ . Wie in Abb. 6.6a zu erkennen, nimmt der Reflexionsfaktor mit steigendem Winkel immer weiter zu. Nach Überschreiten des Grenzwinkels der Totalreflexion ist der Übergang vom Glas zu Wasser (Punkt 3 in Abb. 6.5) nicht mehr möglich und die Empfindlichkeit erreicht ihr Maximum [Mes06]. Es finden sich diverse Publikationen, die bei optoakustischen Sensoren genau diesen Grenzwinkel nutzen [PSK97], [Nie90] und [PSKG96], allerdings ist diese Herangehensweise eher kritisch zu sehen.

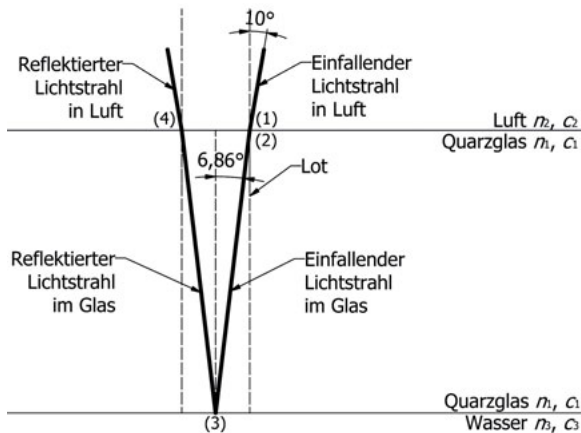


Abbildung 6.5.: Schematische Darstellung der Einfallswinkel in den bzw. aus dem Glasblock. Die Übergänge von einem Medium ins andere sind jeweils mit den Ziffern 1 bis 4 bezeichnet: (1) Luft-Glas (2) Glas-Wasser (3) Glas-Luft (4) Glas-Luft.

Bereits waren frühen Arbeiten wurden Signalverzerrungen festgestellt, welche von den Autoren nicht zu deuten sind (siehe [Nie90]). Erklären lassen sich diese Beobachtungen bei der Betrachtung des Reflexionsfaktors nicht nur in Abhängigkeit vom Einfallswinkel (Abb. 6.6a), sondern, wie in Abb. 6.6b dargestellt, in Abhängigkeit vom Schalldruck und vom Einfallswinkel. In unmittelbarer Nähe des Grenzwinkels der Totalreflexion ist die Empfindlichkeit zwar am größten, jedoch ist die Druckabhängigkeit der Reflexion und somit die Empfindlichkeit des Sensors nichtlinear (roter Graph). Abhängig vom Schalldruck errechnet sich eine andere Empfindlichkeit, welche nicht mehr durch eine lineare Regression darstellbar ist. Der lineare Zusammenhang gilt nur bis zu einem Winkel von ca.  $20^\circ$  (schwarzer Graph). Unterhalb dieser Grenze ist der Reflexionsfaktor unabhängig vom Einfallswinkel. Demnach sollte der Einfallswinkel des Laserlichts stets kleiner als  $20^\circ$  sein.

## 6.2. Das Mehrkanal-Lichtfleck-Hydrophon

Bei der Bestimmung des Einfallswinkels müssen die Empfindlichkeit des Sensors, die Linearität sowie die Gültigkeit der Fresnelschen Formeln berücksichtigt werden. Daraus ergibt sich die folgende Konfliktsituation:

- Der Einfallswinkel ist zur Vermeidung von nichtlinearen Effekten kleiner als  $20^\circ$  zu halten.
- Mit abnehmendem Einfallswinkel wird die Empfindlichkeit des Hydrophons kleiner. Daher ist der Einfallswinkel so groß wie möglich zu halten.

Im Gegensatz zu den bisher betrachteten optischen Hydrophonen findet kein senkrechter Lichteinfall auf die Grenzflächen statt. Bei nichtsenkrechtem Einfall muss die Polarisierung des Laserlichts bei den Berechnungen zum Reflexionskoeffizienten berücksichtigt werden, und die vereinfachte Betrachtung der Fresnelschen Formeln (Gleichung (3.4)) ist nicht mehr gültig [Dem13]. Je nach Polarisierung berechnet sich der Reflexionskoeffizient gemäß:

$$R_S = \left( \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \right)^2, \quad (6.2)$$

$$R_P = \left( \frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)} \right)^2, \quad (6.3)$$

mit  $R_S$  als Reflexion der senkrecht polarisierten Komponente,  $R_P$  als Reflexion der parallel polarisierten Komponente,  $\alpha$  als Einfallswinkel und  $\beta$  als Brechungswinkel [Dem13].

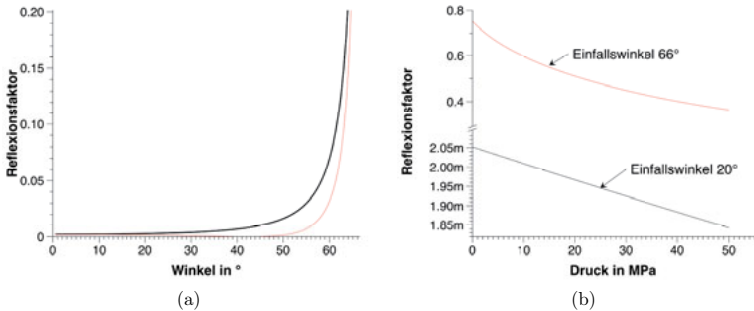


Abbildung 6.6.: (a) Reflexionskoeffizient nach Fresnel für parallel polarisiertes (roter Graph) und senkrecht polarisiertes Licht (schwarzer Graph) an einer Glas-Wasser-Grenzfläche bei Umgebungsdruck. (b) Reflexionskoeffizient in Abhängigkeit des Drucks für zwei Einfallswinkel des Laserlichtes von  $20^\circ$  (schwarzer Graph) und  $66^\circ$  (roter Graph). Zu beachten sind die unterschiedlichen Skalierungen der Achse für den Reflexionsfaktor.

In Abb. 6.6a sind die beiden Reflexionskomponenten in Abhängigkeit vom Einfallswinkel dargestellt. Bei der Wahl des sinnvoll erscheinenden Einfallswinkels von  $20^\circ$  beträgt

## 6. Das optische Mehrkanalhydrophon

der Unterschied der beiden Reflexionskomponenten ca. 40 %. Bei dieser Konstellation sind Polarisationsfilter und polarisationserhaltende Lichtfasern notwendig, welche die Kosten für den Laser und die weitere Optik deutlich ansteigen lassen. Bis zu einem Winkel von  $10^\circ$  ist die Reflexion noch unabhängig von der Polarisation und der Reflexionskoeffizient kann durch die vereinfachte Gleichung für den senkrechten Einfall (Gleichung (3.4)) beschrieben werden [PBST99]. Das Laserlicht wird daher unter einem Winkel von  $10^\circ$  in das Glas eingekoppelt. Gemäß dem Snelliusschen Brechungsgesetz (Gleichung (2.20)) bildet sich an der Grenzfläche vom Glasblock zum Wasser (Punkt 3 in Abb. 6.5) ein Winkel von  $6,86^\circ$  zum Lot.

Bei einem Einfallswinkel von  $10^\circ$  steht für die Fokussierungsoptiken nur ein begrenzter Raum zur Verfügung. Bei gegebenem Einfallswinkel wird der zur Verfügung stehende Raum mit Abstand zum Fokus immer größer, allerdings steigen gleichzeitig die Anforderungen an die Linsen. Zur Unterbringung aller 12 Fokussierungsoptiken werden die Linsen 22 mm über dem Glasblock positioniert. Eine schematische Darstellung des Strahlengangs zur Bestimmung der Linsen und der Fokusgröße (Durchmesser der empfindlichen Fläche) ist in Abb. 6.7 zu sehen.

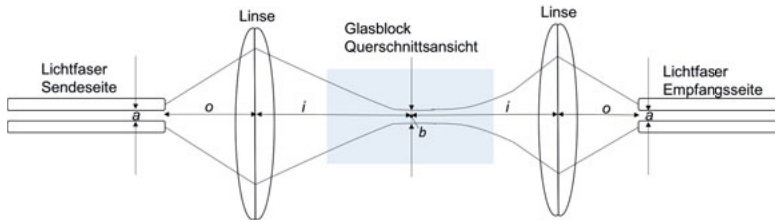


Abbildung 6.7.: Schematische Darstellung der Fokussierungsoptik zur Berechnung der Linse und des Durchmessers der empfindlichen Fläche (Fokusgröße  $b$ ).

Nach [Sel83] berechnet sich für einen Abstand der Linse zur Quelle von  $o = 3,34$  mm und einen Abstand von der Linse zum Lichtfleck  $i = 52$  mm eine Fokusweite

$$f = \frac{1}{1/i + 1/o} \quad (6.4)$$

von  $f = 3,1$  mm. Für diese effektive Fokusweite lassen sich Standard-Bikonvex-Linsen finden. Zur Vermeidung von Rückreflexionen und zur Verbesserung der Transmission sind die Linsen beidseitig Anti-Reflex beschichtet. Der Lichtfleckdurchmesser  $b$  berechnet sich für einen Anfangsstrahlendurchmesser von  $a = 4,5$   $\mu\text{m}$  nach [Sel83] zu:

$$b = \frac{1}{1 - o/f} \cdot a = 58 \mu\text{m}. \quad (6.5)$$

Durch die Fokussierungsoptik wird der Laserlichtfleck auf der Unterseite des Glasblocks auf einen Durchmesser von  $58 \mu\text{m}$  fokussiert. Nach der Reflexion an der Unterseite des

Glasblocks bildet das reflektierte Licht beim Austritt aus dem Glasblock gemäß dem Reflexionsgesetz einen Austrittswinkel von  $10^\circ$  und wird über Kollimationslinsen in eine Multimode-Lichtfaser eingekoppelt. Diese ist über einen FC/APC-Stecker mit der Photo-diode zur Signaldetektion verbunden.

### 6.2.6. Messungen entlang der Schallausbreitungsachse

Messungen entlang der Schallausbreitungsachse sind der anspruchsvollste Teil einer Feldcharakterisierung. Beispielsweise kann die Verschiebung des LSHD unterhalb der Wasseroberfläche zu einer Blockierung der Laserlichtstrecke führen, welche einen Abbruch der Messung zur Folge hat. Für Messungen entlang der Schallstrahlungsachse muss demnach die Füllhöhe in der Messwanne variabel angepasst werden.

Trotz der vielen Vorteile des LSHD ist die Unfähigkeit des Hydrophons, Messungen unterhalb der Wasseroberfläche durchzuführen, ein wichtiger Grund für die Wahl anderer Hydrophone, wie etwa des faseroptischen Hydrophons [SSS<sup>+</sup>12]. Ein einfacher Ansatz zur Lösung des Problems ist das Einschließen des Glaskörperhalters sowie der Fokussierungsoptiken. Dies führt jedoch zu einem unhandlichen und unnötig schweren sowie kostenintensiven Aufbau. Aus diesem Grund wird ein modularer Ansatz verfolgt. Der Glaskörperhalter wird aus zwei Teilen zusammengesetzt (Abb. 6.8). Das Unterteil dient als Aufnahme für den Glasblock. Zur Gewährleistung einer konstanten Position und eines konstanten Durchmessers des Fokus ist die Höhe der Innenwanne des Unterteils mit  $30,2\text{ mm} \pm 0,1\text{ mm}$  präzise definiert. Das Oberteil des Glaskörperhalters dient der Abdichtung gegen das umgebende Wasser. Aufgrund des modularen Ansatzes kann das Oberteil je nach Anwendung angepasst und ausgetauscht werden.

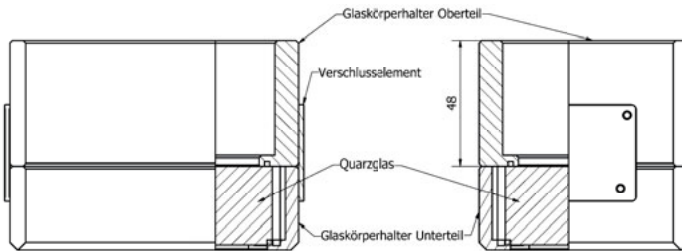


Abbildung 6.8.: Schnittdarstellung des Glaskörperhalters bestehend aus einem Oberteil und einem Unterteil.

Für das Oberteil gelten vereinfachte Toleranzanforderungen (DIN ISO 2768-f), sodass dieses kostengünstig hergestellt werden kann. Ein Gummiring in einer Nut zwischen dem Glasblock und dem Halter sowie beiden Hälften verhindert das Eindringen von Wasser. Ober- und Unterteil werden über ein Schnappverschlusselement miteinander verbunden. Für die Anwendung im hiesigen Labor hat sich eine Höhe von 48 mm als bester Kompromiss zwischen der Handlichkeit des Sensors und der verfahrenbaren Messstrecke entlang

## 6. Das optische Mehrkanalhydrophon

der Schallausbreitungsachse etabliert. In Abb. 6.9 sind der mechanische Aufbau sowie zur Verdeutlichung das Prinzip der Detektion des Mehrkanalhydrophons dargestellt.

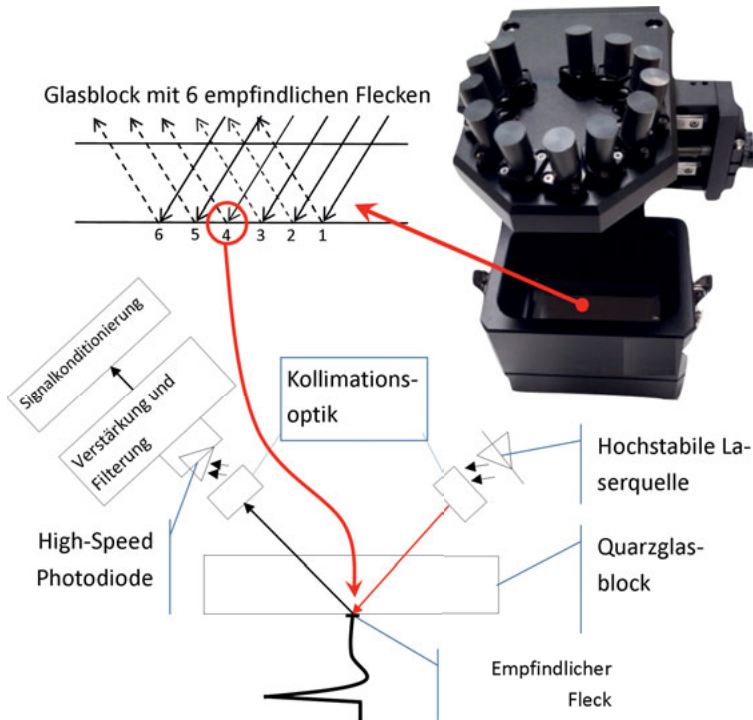


Abbildung 6.9.: Mechanischer Aufbau und Prinzip der Signalentstehung des Mehrkanalhydrophons.

### 6.3. Photoempfänger und Verstärkerelektronik

Bei der Auswahl eines breitbandigen und rauscharmen Photoempfängers für ein optisches Hydrophon sind folgende Parameter maßgebend:

- die Empfindlichkeit,
- der Dynamikbereich und
- die Bandbreite.



Eine hohe Empfindlichkeit ist die Voraussetzung für die Detektion der geringen druckpulsinduzierten Änderung der reflektierten Lichtleistung (siehe Abschnitt 4.6). Ein hoher Dynamikbereich ist notwendig, da der Sensor zusätzlich zur geringen Variation der Lichtleistung auch die statische Reflexion detektieren muss (siehe Abschnitt 5.1). Die hohe Bandbreite leitet sich direkt aus den Anforderungen der Norm IEC 61846 ab. Diese verlangt eine Bandbreite von bis zu 40 MHz. Die gewünschten Eigenschaften stehen allerdings im Widerspruch zueinander. Beispielsweise führt eine hohe Empfindlichkeit eines Photoempfängers auch zu einer raschen Sättigung des Sensors, sodass ein Kompromiss zwischen allen Anforderungen zu treffen ist.

Für das Mehrkanalhydrophon geeignete Photoempfänger stellen die folgenden Wandler dar: *Avalanche-Photodioden* und *Silizium PIN-Photodioden*. Avalanche-Photodioden sind hochempfindliche Sensoren und für die Vermessung einzelner Photonen geeignet. Nachteilig wirken sich jedoch die im Vergleich mit Silizium PIN-Photodioden geringe Bandbreite und die hohe interne Verstärkung des Empfängers aus [Dje00], aufgrund deren es bei hohen Lichtleistungen zu einer Übersättigung des Sensors kommt. Bei einer optischen Ausgangsleistung von 35 mW wird die Diode im Worst-Case-Szenario beim Mehrkanalhydrophon mit einer Lichtleistung von ca. 1 mW beaufschlagt. Dies übersteigt nach Kenntnis des Autors den linearen Bereich aller im Markt befindlichen Avalanche-Photodioden. Eine Dämpfung dieser statischen Lichtleistung führt gleichzeitig zur Dämpfung der durch den Druckpuls induzierten Intensitätsvariation (siehe Abschnitt 6.3.2). Weiterhin ist bei der Beschaltung der Avalanche-Photodioden die hohe Betriebsspannung zu beachten, welche die Anforderungen an die Spannungsversorgung erhöht.

Photodioden wandeln das einfallende Licht über den inneren Photoeffekt am pn-Übergang in einen elektrischen Strom um, den Photodiodenstrom. Dabei liegt ein linearer Zusammenhang zwischen dem Photodiodenstrom und der einfallenden Lichtleistung vor. Die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit ist abhängig vom Halbleitermaterial und liegt in der Größenordnung von  $0,1 \mu\text{A lx}^{-1}$  [TS02]. Die PIN-Photodiode (engl.: **P**ositive **I**ntrinsic **N**egative diode) ist eine Photodiode mit einer undotierten Schicht zwischen der p-Schicht und der n-Schicht. Die größere Breite der Sperrschicht erhöht die Absorptionsrate der Photonen und führt zu einer kleineren Sperrkapazität [BS05]. Typischerweise liegt die Grenzfrequenz von PIN-Photodioden bei ca. 1 GHz. Der dynamische Bereich einer Photodiode kann mehr als sechs Größenordnungen betragen [Mes08]. Photodioden eignen sich wegen des hohen Dynamikbereichs, des hohen *SNR*, der hohen Bandbreite und der einfachen Beschaltung mit kleinen Betriebsspannungen bestens für die Verwendung im Mehrkanalhydrophon.

Photodioden benötigen aufgrund ihres kleinen Photostroms einen nachgeschalteten Verstärker. Die Kleinsignalverstärkung kann mit einem *Transimpedanzverstärker* oder mit einem *Kettenverstärker* (engl.: distributed amplifier) erfolgen. Der Transimpedanzverstärker ist ein gegengekoppelter Operationsverstärker, welcher als Strom-Spannungswandler betrieben wird. Insbesondere der geringe Eingangswiderstand des Stromeingangs beim Transimpedanzverstärker ist für die Verstärkung des Photodiodenstroms geeignet und wird für die Verwendung im Mehrkanalhydrophon ausgewählt (siehe dazu Abschnitt 6.4.1).

6.3.1. Die PIN-Photodiode

Als Detektor wird die Photodiode in Sperrrichtung mit einer Gegenspannung betrieben. Das Anlegen einer Sperrspannung vergrößert das elektrische Feld in der Sperrschicht und führt damit zu einer Verringerung der Sperrkapazität. Dadurch sind deutlich höhere Bandbreiten bei gleichzeitig verbesserter Linearität erreichbar [Jun05]. Nachteilig erweist sich jedoch der sperrspannungs- und temperaturabhängige Dunkelstrom, welcher sich dem Photostrom überlagert und auch bei fehlender Beleuchtung gemessen wird [Jun05]. Der Dunkelstrom ist einer statistischen Fluktuation unterworfen und führt zu einer Zunahme des Detektorrauschens (siehe Abschnitt 6.4).

Zur optischen Signaldetektion wird eine Si-PIN-Photodiode (Modell S5973) der HAMAMATSU Photonics K.K. (Hamamatsu City, Japan) verwendet. Die Photodiode wird mit einer Sperrspannung von 10 V betrieben und vom Transimpedanzverstärker gespeist. 10 V hat sich als bester Kompromiss zwischen Dunkelstrom und Kapazität der Photodiode herausgestellt. Zur Verringerung parasitärer Kapazitäten und von Rauscheinflüssen wird die Photodiode so nahe wie möglich an den Transimpedanzverstärker direkt auf der Platine verbaut. Die maximale Empfindlichkeit der Photodiode liegt bei 760 nm. Bei der von der verwendeten Laserquelle bereitgestellten Wellenlänge von 780 nm beträgt die Empfindlichkeit  $0,51 \text{ A W}^{-1}$  [Ham06]. Die wichtigsten technischen Daten der Photodiode sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

Tabelle 6.2.: Technische Kenndaten der Photodiode S5973 von HAMAMATSU Photonics K.K. (Hamamatsu City, Japan). [Ham06]

Maximale Empfindlichkeit bei Wellenlänge	Empfindlichkeit bei 780 nm	Dunkelstrom	Grenzfrequenz
760 nm	$0,51 \text{ A W}^{-1}$	0,001 nA	1,5 GHz

6.3.2. Der Transimpedanzverstärker

Die optische Messgröße eines intensitätsmodulierten optischen Hydrophons besteht aus zwei Komponenten, einem statischen und einem dynamischen Reflexionsanteil (siehe Abschnitt 5.1.3). Zur Spezifikation des Dynamikbereichs des Transimpedanzverstärkers sind zunächst die Maximal- und Minimalwerte der statischen und dynamischen Reflexion zu bestimmen. Die Berechnung erfolgt an einem idealisierten Modell ohne Berücksichtigung von Dämpfungsmechanismen (siehe Abb. 6.5). Aus den daraus berechneten Angaben lässt sich die maximale Lichtleistung an der Photodiode für die Definition des Dynamikbereichs des Transimpedanzverstärkers bestimmen.

In Abschnitt 6.2.5 wurde die Einkopplung des Laserlichts in den Quarzglasblock beschrieben. Die Einkopplung erfolgt über einen Winkel von  $10^\circ$  zum Lot. Bei der Einkopplung erreicht nach den Reflexionsgesetzen nur ein Bruchteil der Lichtleistung die emp-

### 6.3. Photoempfänger und Verstärkerelektronik

findliche Fläche an der Unterseite des Glasblocks. Die entsprechenden Lichtleistungen an den verschiedenen Grenzflächen sind in Tabelle 6.3 dargestellt. Die Anfangslichtleistung wird als die maximale Laserleistung des Diodenlasers (35 mW) angenommen. Weitere Dämpfungsmechanismen, wie etwa Verluste bei der Ein- und Auskopplung in die bzw. aus der Faser, werden nicht berücksichtigt. Diese Vereinfachung ist zulässig, da nur eine obere Grenze der Lichtleistung an der Photodiode benötigt wird. Die exakte Lichtleistung ergibt sich aus der anschließenden Kalibrierung.

Tabelle 6.3.: Der Reflexionsfaktor und die Lichtleistung an den Grenzflächen des Glasblocks bei verschiedenen Schallwechseldrücken.  $R_3$  entspricht dem Reflexionsfaktor am empfindlichen Fleck (Punkt 3 in Abb. 6.5),  $T_4$  entspricht der Transmission an der Grenzfläche Glas-Luft (Punkt 4) und  $P_3$  bzw.  $P_4$  entsprechen den jeweiligen Lichtleistungen an Punkt 3 und Punkt 4.  $\Delta P$  stellt die prozentual druckpulsinduzierte Änderung der Lichtleistung in Punkt 4 im Vergleich zum Umgebungsdruck dar.

$p$ in MPa	$R_3$	$T_4$	$P_3$ in mW	$P_4$ in mW	$\Delta P$
−50	0,0022	0,9659	0,0755	0,0729	10,9 %
0	0,0020	0,9658	0,0681	0,0657	-
1	0,0020	0,9658	0,0679	0,0655	−0,2 %
50	0,0018	0,9658	0,0611	0,0590	−10,9 %
150	0,0014	0,9657	0,0483	0,0466	−29,1 %

Der Puls führt in der Druckphase zu einer Erhöhung der Dichte und in der Zugphase zu einer Verringerung der Dichte im Übertragungsmedium. Dadurch wird der Brechungsindexunterschied an der Grenzfläche zum Glasblock in der Druckphase kleiner und die reflektierte Lichtleistung sinkt. Dies wird beim Vergleich zwischen der Lichtleistung bei −50 MPa und 50 MPa deutlich. Demnach ist das optische Signal zum Drucksignal invertiert.

Als Transimpedanzverstärker wird der kommerziell erhältliche Verstärker HCA-S der FEMTO Messtechnik GmbH (Berlin, Deutschland) verwendet [Fem09]. Die wichtigsten technischen Daten des Verstärkers sind in Tabelle 6.4 angegeben. Im Gegensatz zum Serienmodell beträgt die untere Grenzfrequenz des AC-Pfads 1 kHz, um elektronisch induzierte Signalverzerrungen durch die Filterung des Messsignals zu vermeiden (siehe Abschnitt 5.1). Bei Umgebungsdruck (0 MPa Schalldruck) wird an der Photodiode gemäß Tabelle 6.3 maximal eine Lichtleistung von 0,0657 mW gemessen. Bei einer Empfindlichkeit der Photodiode von  $0,51 \text{ A W}^{-1}$  fließt ein Strom von  $33,5 \mu\text{A}$  in den Eingang des Verstärkers. An seinem Ausgang wird eine zur Transimpedanz des DC-Pfads proportionale Spannung von 400 mV gemessen. Ein Druckpuls der Amplitude von 1 MPa führt zu einer Änderung der Lichtleistung um  $0,2 \mu\text{W}$ . Diese muss gemäß den Anforderungen zur Auflösung des Mehrkanalhydrophons noch detektiert werden. Die Spannung am Ausgang des Verstärkers bei 1 MPa Schalldruck und einer Transimpedanz des AC-Pfads von  $1 \cdot 10^5 \text{ V A}^{-1}$  beträgt 10 mV und liegt wie in Abschnitt 6.4 dargestellt oberhalb der

6. Das optische Mehrkanalhydrophon

Rauschgrenze.

Tabelle 6.4.: Die wichtigsten technischen Daten des HCA-S Transimpedanzverstärkers. DC- und AC-Signal entsprechen dem statischen bzw. dem dynamischen Anteil des Signals. [Fem09]

Eigenschaft	Wert
Transimpedanz AC-Pfad	$1 \cdot 10^5 \text{ V A}^{-1}$
Transimpedanz DC-Pfad	$1,2 \cdot 10^4 \text{ V A}^{-1}$
Bandbreite AC-Pfad	1 kHz bis 40 MHz
Bandbreite DC-Pfad	DC bis 1 kHz

6.4. Rauscheigenschaften

Eine Messgröße ist nur dann sicher detektierbar, wenn die Amplitude der Messgröße größer als die Rauschamplitude ist. Zur Charakterisierung dieser kleinsten noch messbaren Größe ist es zunächst wichtig, die Rauschquellen im System zu bestimmen. Das Rauschen in der Signalwandlungskette, bestehend aus Laserlichtquelle, Photoempfänger und Verstärker, hat diverse Ursachen mit unterschiedlichen Beiträgen. Die Empfindlichkeit optischer Hydrophone liegt im Bereich von  $10 \text{ mV MPa}^{-1}$  bis  $100 \text{ mV MPa}^{-1}$ . Bei gleichem Durchmesser der empfindlichen Fläche weisen piezoelektrische Hydrophone eine geringere Empfindlichkeit auf. Der Nachteil optischer Hydrophone ist das geringe *SNR* [Hah05].

Die wichtigsten Rauschquellen von optoelektronischen Systemen sind das thermische Rauschen und das Schrotrauschen [Gho11]. Zum elektronischen Rauschen in der Photodioden-Verstärker-Kombination kommt das Intensitätsrauschen der Laserquelle hinzu. Die Rauschquellen sind weitgehend unabhängig voneinander und liefern ein weißes Rauschen für Frequenzen oberhalb von 100 kHz. Alle elektronischen Bauteile weisen zusätzlich ein  $1/f$ -Rauschen auf. Aufgrund der  $1/f$ -Abhängigkeit dieser Rauschkomponente ist der Einfluss auf den für medizinischen Ultraschall relevanten Frequenzbereich sehr gering [Hah05].<sup>2</sup> Das Rauschen in den elektronischen Komponenten des Systems ist von Schrotrauschen, thermischem Rauschen und Verstärkerrauschen geprägt. Das Rauschen des Lasers ist vor allem durch Intensitätsrauschen und Modensprünge induziertes Rauschen charakterisiert. Die Ursachen der Rauscheinflüsse sowie deren Optimierung im Mehrkanalhydrophon werden im Folgenden beschrieben.

Schrotrauschen

Der Photostrom der Photodiode beruht auf dem Auftreffen von Photonen, welche Elektronen-Loch-Paare erzeugen, die durch die Sperrspannung getrennt werden und einen

<sup>2</sup>Der Einfluss des  $1/f$ -Rauschens auf das DC-Signal (siehe Abschnitt 5.1.3) ist aufgrund der deutlich höheren Signalamplitude ebenfalls vernachlässigbar.

Photostrom produzieren. Die ankommende Lichtleistung besteht aus einem Gleichanteil  $P_0$  und einem Signalanteil  $P_s$ . Beide Signalanteile erzeugen einen Photodiodenstrom. Zusätzlich wird ein Dunkelstrom  $i_d$  produziert, welcher mit der Sperrspannung zunimmt [Mü13]. Aufgrund der Quantennatur des Lichtfeldes fluktuiert das Auftreten der Elektronen-Loch-Paare und erzeugt das Schrotrauschen des Photodiodenstroms. Das Quadrat des Rauschstroms berechnet sich nach der Schottky-Formel und hat die Form:

$$i_{\text{SR}}^2 = 2e \cdot i_{\text{ph}} \cdot \Delta f, \quad (6.6)$$

mit  $i_{\text{ph}}$  als Photodiodenstrom,  $e$  als elektrische Ladung und  $\Delta f$  als die Bandbreite der Messung [CD13].

### Thermisches Rauschen

Das thermische oder Johnson-Rauschen ist in allen elektrischen Schaltkreisen zu finden und auf die thermische Bewegung der Ladungsträger zurückzuführen. Das Quadrat des Rauschstroms für thermisches Rauschen wird durch die Nyquist-Formel beschrieben und hat die Form:

$$i_{\text{Th}}^2 = \frac{4 \cdot k \cdot T}{R} \Delta f, \quad (6.7)$$

mit  $k$  als Boltzmann-Konstante,  $T$  als absolute Temperatur in K und  $R$  als Widerstand, in dem das Rauschen generiert wird [CD13].

### Verstärkerrauschen

Das Verstärkerrauschen stellt eine wesentliche Größe für das Rauschen im vorliegenden System dar. Der Verstärker weist ein intrinsisches Rauschen auf, das durch einen Eingangsrauschstrom und eine Eingangsrauschspannung charakterisiert wird. Zusätzlich zum thermischen Rauschen und zum Schrotrauschen ist das Rauschen des Eingangsstroms und der Eingangsspannung des Verstärkers zu beachten, welches um den Verstärkungsfaktor erhöht am Ausgang vorliegt.

### Laserrauschen

Das Rauschen der Laserlichtleistung verzerrt das Messsignal und führt somit zu einer Änderung der Empfindlichkeit des Hydrophons [Hah05]. Das Intensitätsrauschen einer Laserdiode ist auf folgende Effekte zurückzuführen:

- *Rückreflexionen in den Laserresonator:*

Laser und insbesondere Laserdioden reagieren empfindlich auf Rückreflexionen von Laserlicht in den Laserresonator. Die Rückreflexionen erzeugen Intensitäts- und Wellenlängenschwankungen der optischen Ausgangsleistung [Wil01]. Beispielsweise führen Reflexionen an den Lichtfaserendflächen und Faserkopplungen zu Reflexionen in den Laserresonator. Die Reflexion von 1/10 000 Teil der optischen Ausgangsleistung des Lasers bewirkt eine Erhöhung des Intensitätsrauschens um mehrere Größenordnungen [Hah05].

## 6. Das optische Mehrkanalhydrophon

- *Temperaturschwankungen im Lasermedium:*

Temperaturschwankungen im Lasermedium führen zu Schwankungen der Lasermode im Resonator. Dieser Effekt wird als *Mode-Hopping* bezeichnet. Dabei kommt es bei bestimmten Temperaturen zu einem diskontinuierlichen Wechsel der Wellenlänge des Laserlichts im Resonator [HC93]. Beim Sprung zwischen den longitudinalen Moden steigt das Intensitätsrauschen zeitweise um einige Größenordnungen.

- *Spontane Photonenemission:*

Die Ausgangsleistung des Lasers ist nicht konstant und schwankt um eine Mittelleistung. Grund dafür ist die spontane Emission, welche nicht mit dem Lasermode korreliert ist. Ein weiterer Grund für die Intensitätsschwankungen ist die Quantennatur des Lichts. Danach schwankt die Anzahl der Photonen im Resonator  $n_{\text{ph}}$  um einen Betrag proportional zu  $\sqrt{n_{\text{ph}}}$  [Mes08].

### 6.4.1. Maßnahmen zur Rauschminderung

Das Rauschen der Photodioden-Verstärker-Kombination lässt sich am einfachsten durch das Noise-Equivalent-Power *NEP* beschreiben. Das *NEP* ist die minimale optische Leistung, die benötigt wird, um am Ausgang des Verstärkers ein *SNR* von 1 zu generieren (siehe auch Abschnitt 4.3). Die theoretische *NEP* am Ausgang des Verstärkers, gemäß den Angaben aus den Datenblättern der Photodiode und des Verstärkers, berechnet sich aus [Mü13]:

$$NEP = 5 \cdot 10^{-3} \text{ pW} / \sqrt{\text{Hz}} \cdot 5,2 \cdot 10^4 \cdot \sqrt{40 \text{ MHz}} \cdot 5,1 \cdot 10^{-4} = 32 \text{ pW}.$$

Dieser theoretische Wert liegt weit unterhalb der Mindestauflösungsgrenze des Mehrkanalhydrophons. Bei 1 MPa Schalldruck kommt es, wie in Abschnitt 6.3.2 dargestellt, zu einer Änderung der Lichtleistung um 0,2  $\mu\text{W}$ . Demnach beträgt der theoretisch berechnete Noise Equivalent Sound Pressure *NESP* (siehe Abschnitt 4.3) des Mehrkanalhydrophons ca. 0,15 MPa. Jedoch liegt der tatsächlich gemessene *NESP* deutlich über dem theoretischen Wert (siehe Abschnitt 6.4.2), sodass Verbesserungsmaßnahmen zur Rauschminderung notwendig sind.

### Temperaturstabilisierung

Schwankungen der Temperatur im Lasermedium führen zu verstärktem Intensitätsrauschen. Deshalb ist es für einen rauscharmen Betrieb des Lasers unabdingbar, die Temperatur des Resonators aktiv zu regeln. In den Anfangsversuchen wird ein HeNe-Laser (Wellenlänge 633 nm) verwendet, dessen Temperaturstabilisierung besonders schwierig zu bewerkstelligen ist [SE93]. Bei der Wahl der passenden Laserdiode ist unter anderem die Temperatur- und Spannungsstabilisierung eine zentrale Anforderung (siehe Abschnitt 6.2.2). Das Lasermodul der OZ Optics bietet ein im Gehäuse eingebautes Peltier-element, welches durch einen PI-Regler geregelt wird.

## Externe Rückkopplungen in den Laserresonator

Zur Verhinderung von Rückreflexionen von den optischen Kopplungen in den Laserresonator werden Lichtfasern mit physikalischem Kontakt (PC-Stecker) verwendet, darüber hinaus werden die Endflächen der Lichtfasern um einen Winkel von  $8^\circ$  angeschliffen (APC-Lichtfaser). Mit einer Dämpfung der reflektierten Lichtintensität um 60 dB verhindert der sogenannte *FC/APC-Stecker* den Großteil der Reflexion in den Laserresonator [Nep80]. Weiterhin ist es möglich, mit einem optischen Isolator Rückreflexionen vollständig zu entfernen. Aufgrund der hohen Kosten für das Bauteil und des komplexen Einbaus in den Laserpfad wird auf diese Maßnahme verzichtet.

## Monomode-Lichtfaser

Bei der Einkopplung von Laserlicht in eine Multimode-Lichtfaser werden in der Faser diverse Moden angeregt. Am ausgangsseitigen Ende der Lichtfaser findet sich eine bestimmte modale Verteilung der optischen Leistung [Woo84]. Diese lässt sich durch die Interferenz der verschiedenen Moden miteinander erklären und wird als *Modenrauschen* bezeichnet. Dieses kann durch die Verwendung von Singlemode-Lichtfasern stark minimiert werden [PL92]. Dennoch wird auch bei der Verwendung von Singlemode-Lichtfasern eine Zunahme des Intensitätsrauschens beobachtet. Dieses ist auf Interferometer-Rauschen zurückzuführen, welches durch Reflexionen des Laserlichts an beiden Enden der Faser entsteht. Im Zuge dessen wird die Änderung der Phase des Laserlichts in der Faser in ein Intensitätsrauschen umgesetzt [PL92]. Das Interferometer-Rauschen lässt sich durch einen Schrägchliff der Faser und die damit einhergehende Verringerung der Rückreflexionen reduzieren. Demnach stellt ein FC/APC-Stecker die beste Wahl für das Mehrkanalhydrophon dar.

## Bandbreitenbegrenzung

Die wirksamste und einfachste Methode, das Rauschen zu verringern, besteht in der Bandbreitenbegrenzung. Die Abhängigkeit des Rauschens von der Bandbreite lässt sich Gleichung (6.6) und Gleichung (6.7) entnehmen. Eine Verkleinerung der Bandbreite hat eine Abnahme des Schrotrauschens und auch des thermischen Rauschens in den elektronischen Bauteilen zur Folge. Die Anforderungen der IEC-Norm 61846 und die Ergebnisse aus Abschnitt 5.1 lassen jedoch keine beliebige Begrenzung der Bandbreite zu. Der AC-Pfad wird auf die Bandbreite von 1 kHz bis 40 MHz begrenzt. Für den DC-Pfad erfolgt die Beschränkung von DC bis 1 kHz. Als Filter dienen analoge Filter erster Ordnung gemäß den Angaben aus dem Datenblatt.

## Optimierung des Verstärkers

Der Photodiodenstrom kann im einfachsten Fall über einen Widerstand in eine proportionale Spannung umgewandelt werden. Dieser Lastwiderstand erzeugt ein thermisches Rauschen gemäß Gleichung (6.7). Das Rauschen kann durch die Wahl eines möglichst

## 6. Das optische Mehrkanalhydrophon

hochohmigen Widerstands reduziert werden. Diese hochohmige Wandlung weist eine hohe Empfindlichkeit auf, gleichzeitig wird durch die Erhöhung der  $RC$ -Konstante die Bandbreite des Empfängers stark limitiert. Als Alternative stellt der Transimpedanzwandler mit seiner hohen Bandbreite und seiner hohen Verstärkung den besten Kompromiss dar.

Das Blockschaltbild des Signalweges im AC- und DC-Pfad des verwendeten Transimpedanzverstärkers ist in Abb. 6.10 dargestellt. Dieser Aufbau erlaubt die gleichzeitige Erfassung des Drucksignals und des Kalibrierungssignals. Dadurch ist es möglich, jede Messung auf eine Kalibrierung zurückzuführen und beispielsweise temperaturabhängige Schwankungen des Grundpegels zu entfernen. Der Nachteil des dargestellten Aufbaus ist die Verstärkung des Rauschens der ersten Stufe durch die darauf folgende zweite Stufe. Von daher ist die Verstärkung der ersten Stufe maximal zu wählen, während die zweite Stufe zur Verbesserung des  $SNR$  die minimal notwendige Verstärkung aufweisen sollte. Dabei sind die Sättigung und die Linearität der ersten Verstärkerstufe bei der statischen Reflexion zu beachten. Bei einer maximalen Lichtleistung 1 mW bei Reflexion in Luft beträgt die Ausgangsspannung des DC-Pfads ca. 1 V und liegt im linearen Bereich des Verstärkers. Die zweite Verstärkerstufe ( $Z = 10 \cdot 10^5 \text{ V A}^{-1}$ ) weist gegenüber der ersten Stufe ( $Z \approx 10 \cdot 10^4 \text{ V A}^{-1}$ ) einen Verstärkungsfaktor von ca. 10 auf. Eine höhere Verstärkung ist aufgrund der gleichzeitigen Verstärkung des Verstärkerrauschens aus der ersten Stufe nicht sinnvoll und auch nicht notwendig (siehe dazu Abschnitt 6.3.2 und Abschnitt 6.5).



Abbildung 6.10.: Blockschaltbild des Transimpedanzverstärkers HCA-S.

### 6.4.2. Noise Equivalent Sound Pressure des Mehrkanalhydrophons

Zur Beschreibung der Rauscheigenschaften eines Hydrophons eignet sich, wie in Abschnitt 4.3 dargestellt, das  $NESP$ . Zur Bestimmung des  $NESP$  wird eine piezoelektrische Quelle (Panametrics NDT V307-SU 5 MHz, Olympus Corporation, Hamburg, Deutschland) mit dem Mehrkanalhydrophon vermessen. Die Messung erfolgt im Fokus der Quelle und gemäß der IEC-Norm 61846 in entgastem (Sauerstoffkonzentration  $< 2 \text{ mg L}^{-1}$ ) und deionisiertem Wasser bei  $25^\circ\text{C}$ . Zur Signalerfassung dient ein HAMEG 1508-2 Oszilloskop mit einer Bandbreite von 150 MHz und einer Abtastrate von 1 GS/s. Zur Bestimmung des  $NESP$  wird die Generatorspannung soweit herunter geregelt, bis ein  $SNR$  von 1 gemessen wird, also das Drucksignal nach einer Integrationszeit von 1 s gerade noch nicht mehr vom Grundrauschen des Sensors unterschieden werden kann. Hieraus lässt sich ein  $NESP$  von 0,3 MPa entnehmen.



## 6.5. Bestimmung der Empfindlichkeit

Die Kalibrierung des Mehrkanalhydrophons erfolgt anhand einer Messung bei Umgebungsdruck und wird als *statische* Kalibrierung bezeichnet. In Abb. 6.11 ist der schematische Aufbau der Signalwandlung für einen Kanal des Mehrkanalhydrophons dargestellt.

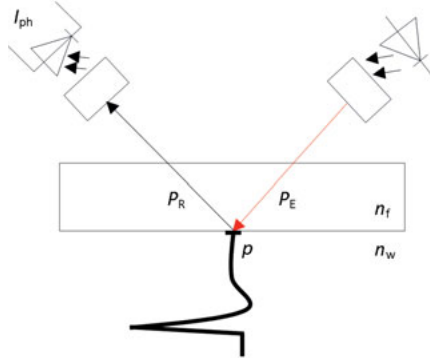


Abbildung 6.11.: Schematischer Aufbau der Signalwandlung des Mehrkanalhydrophons anhand eines Messkanals.  $P_E$  und  $P_R$  stellen die einfallende und die reflektierte Lichtleistung dar.

Die druckabhängige Änderung des Brechungsindex  $n$  und damit der reflektierten Lichtleistung  $P_R$  ist gemäß der Herleitung in Abschnitt 3.2 auf die Änderung des Reflexionskoeffizienten  $R(n)$  zurückzuführen:

$$P_R = R(n) \cdot P_E, \quad (6.8)$$

mit  $P_E$  als eingekoppelte Lichtleistung. Die piezooptische Konstante  $\chi$  liefert den Zusammenhang zwischen dem Schalldruck  $p$  und dem Brechungsindex  $n$  und kann aus optischen Tabellen entnommen werden:

$$n(p) = n_0 + \chi \cdot \Delta p. \quad (6.9)$$

Die druckabhängige Änderung der reflektierten Lichtleistung berechnet sich demnach aus dem folgenden Zusammenhang:

$$\frac{\partial P_R}{\partial p} = \frac{\partial P_R}{\partial R} \cdot \frac{\partial R}{\partial n} \cdot \frac{\partial n}{\partial p}. \quad (6.10)$$

Der erste Faktor aus Gleichung (6.10) ergibt sich durch Ableitung der Gleichung (6.8) nach dem Reflexionskoeffizienten und der zweite Faktor aus der Ableitung der Gleichung (6.9) nach dem Druck. Damit lässt sich Gleichung (6.10) folgendermaßen darstellen:

$$\frac{\partial P_R}{\partial p} = P_E \cdot \frac{\partial R}{\partial n} \cdot \chi. \quad (6.11)$$

## 6. Das optische Mehrkanalhydrophon

Die reflektierte Lichtleistung wird indirekt aus dem Photodiodenstrom bzw. dem Spannungssignal des Transimpedanzverstärkers bestimmt. Die Systemeigenschaften des Hydrophons, wie etwa die Photodiodeeffizienz, Lichtkopplungsverluste, Reflexionsverluste etc., beeinflussen die Spannung am Ausgang des Verstärkers und müssen in die Kalibrierung einbezogen werden. Die Empfindlichkeit  $S$  eines Hydrophons berechnet sich aus der druckabhängigen Spannung am Ausgang des Verstärkers  $S = \partial U / \partial p$ . Gemäß Gleichung (6.10) lässt sich die Empfindlichkeit folgendermaßen zerlegen:

$$S = \frac{\partial U}{\partial p} = \frac{\partial U}{\partial R} \cdot \frac{\partial R}{\partial p}. \quad (6.12)$$

Bei Annahme einer linearer Abhängigkeit zwischen der Ausgangsspannung des Transimpedanzverstärkers und dem Reflexionskoeffizienten berechnet sich das gemessene Spannungssignal unter Berücksichtigung des Linearitätsfaktors  $k$  aus:

$$u = k \cdot R. \quad (6.13)$$

Die Annahme einer linearen Abhängigkeit gilt gemäß den Ausführungen in Abschnitt 3.2 und in Abschnitt 6.4.1 sowohl für den Brechungsindex als auch für die Photodioden-Verstärker-Kombination.

Bei einem Umgebungsdruck ohne Druckpulsauslösung lässt sich die Übertragungseigenschaft des Hydrophons für jeden Kanal einzeln über die Messung der statischen Reflexion am Verstärkerausgang aus  $k = u_{DC} / R$  bestimmen. Eine druckpulsinduzierte Änderung der Reflexion am Sensorkopf erzeugt am Verstärkerausgang eine Änderung der Spannung  $\partial U$ :

$$\frac{\partial U}{\partial R} = k. \quad (6.14)$$

Das Einsetzen von Gleichung (6.14) in Gleichung (6.12) erlaubt die Bestimmung der Empfindlichkeit aus rein optischen Parametern:

$$S = k \cdot \frac{\partial R}{\partial p}. \quad (6.15)$$

Zur Bestimmung des zweiten Terms in Gleichung (6.12) bzw. in (6.15) muss der druckabhängige Reflexionskoeffizient  $\partial R / \partial p$  bestimmt werden. Dazu wird der Fresnel-Reflexionskoeffizient aus Gleichung (3.4) (aus Abschnitt 3.2) nach dem Druck  $p$  abgeleitet:

$$\frac{\partial}{\partial p} \left( \left( \frac{n_w(p) - n_f}{n_w(p) + n_f} \right)^2 \right) = \frac{4(n_w - n_f) \cdot \frac{\partial}{\partial p} (n_w(p)) \cdot n_f}{(n_w + n_f)^3}. \quad (6.16)$$

Aus Gleichung (6.9) lässt sich die Ableitung des druckabhängigen Brechungsindex  $\partial / \partial p (n_w(p))$  bestimmen. Daraus folgt für Gleichung (6.16):

$$\frac{4(n_w - n_f) \cdot \frac{\partial}{\partial p} (n_w(p)) \cdot n_f}{(n_w + n_f)^3} = \frac{4 \cdot n_f (n_w - n_f)}{(n_w + n_f)^3} \cdot \chi. \quad (6.17)$$

## 6.5. Bestimmung der Empfindlichkeit

Die Empfindlichkeit des Mehrkanalhydrophons lässt sich demnach aus einer einzelnen Spannungsmessung ( $u_{DC}$ ) am Verstärkerausgang bei Umgebungsdruck und optischen Parametern des Messmediums und Messglases bestimmen:

$$S = k \cdot \frac{4 \cdot n_f(n_w - n_f)}{(n_w + n_f)^3} \cdot \chi. \quad (6.18)$$

Mit den folgenden optischen Angaben und Systemeigenschaften des Mehrkanalhydrophons lässt sich seine Empfindlichkeit berechnen:

- Abhängig von der Justierung der Linsen wird eine statische Spannung  $u_{DC}$  von 350 mV gemessen. Der Reflexionskoeffizient bei Abwesenheit eines Druckpulses beträgt  $R = 2 \cdot 10^{-3}$ . Nach Gleichung (6.13) berechnet sich ein  $k$ -Wert von

$$k = 1,75 \cdot 10^2 \text{ V}.$$

- Der druckabhängige Reflexionskoeffizient berechnet sich für  $\chi = 1,31 \cdot 10^{-4} \text{ MPa}^{-1}$  nach Gleichung (6.17) und Tabelle 6.1 zu

$$\frac{\partial R}{\partial p} = 4,43 \cdot 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}.$$

- Aufgrund der schallharten Reflexion an der Grenzfläche muss die Schalldruckerhöhung um 79 % berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 6.2.3). Dies erfolgt durch eine Multiplikation der Empfindlichkeit  $S$  mit dem Faktor 1,79.
- Die unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren der Transimpedanzverstärker für das Kalibrierungssignal und das Druckpulssignal müssen in der Kalibrierung berücksichtigt werden. Dies erfolgt über das Verhältnis der Transimpedanzen ( $Z$ ) beider Verstärker. Die Transimpedanz des Verstärkers für den Kalibrierungspfad  $Z_{DC}$  bzw. den Druckpulspfad  $Z_{AC}$  beträgt 12,5 k $\Omega$  bzw. 99,6 k $\Omega$ :

$$\frac{Z_{AC}}{Z_{DC}} = \frac{99,6 \text{ k}\Omega}{12,5 \text{ k}\Omega} = 8.$$

Dementsprechend berechnet sich die Empfindlichkeit des Mehrkanalhydrophons für alle AC-Kanäle aus:

$$S_{AC} = 11,1 \text{ mV MPa}^{-1}. \quad (6.19)$$

Zur dauerhaften Kontrolle der Kalibrierung sollte der DC-Pfad gleichzeitig mit dem Druckpulssignal abgetastet werden. Die intrinsische Kalibrierung auch während der gesamten Messung erlaubt eine *online Kalibrierung* des Hydrophons für jede einzelne Messung. Dadurch können Veränderungen der Empfindlichkeit bei der Messung berücksichtigt werden. Ein größerer Abfall der Amplitude des DC-Signals kann zur Detektion von Brüchen im Glas bzw. einer Kavitationsblase an der Messposition verwendet werden. In Tabelle 6.5 sind die wichtigsten Eigenschaften des Mehrkanalhydrophons zur Übersicht dargestellt.

## 6. Das optische Mehrkanalhydrophon

Tabelle 6.5.: Die wichtigsten Eigenschaften des entwickelten Mehrkanalhydrophons.

Eigenschaft	Wert
Empfindlichkeit	11,1 mV MPa <sup>-1</sup>
<i>NESP</i>	0,3 MPa
Radius der empfindlichen Fläche	29 µm
Bandbreite AC-Pfad	1 kHz bis 40 MHz
Bandbreite DC-Pfad	DC bis 1 kHz
Photodiode	Hamamatsu S5973
Empfindlichkeit der Photodiode bei 780 nm	0,51 A W <sup>-1</sup>
Anzahl der Messkanäle	6
Glasblock	Herasil 102
Dimensionen des Glasblocks	(60 mm x 90 mm x 30 mm)

## 7. Evaluation des Mehrkanalhydrophons und Diskussion

Zur Charakterisierung der Performance des Mehrkanalhydrophons werden das Druckpulsfeld der folgenden Quellen mit dem Mehrkanalhydrophon vermessen und die Ergebnisse werden anschließend mit einer kalibrierten faseroptischen Messung verglichen:

- Eine hochstabile piezoelektrische Therapiequelle (*PiezoClast*) der EMS SA (Nyon, Schweiz). Die Druckpulse dieser Quelle können dem mittleren Leistungsbereich zugeordnet werden.
- Eine hochstabile elektromagnetische Quelle (EMSE). Die Druckpulse dieser Quelle können dem oberen Leistungsbereich zugeordnet werden.
- Eine ballistische Quelle (*DolorClast* EVO Blue) der EMS SA (Nyon, Schweiz). Die Druckpulse dieser Quelle können dem unteren Leistungsbereich zugeordnet werden. Ferner unterliegt die akustische Ausgangsleistung ballistischer Quellen statistischen Schwankungen.

Bei den Feldcharakterisierungen erfolgen die Vermessungen mit dem Mehrkanalhydrophon durch zwei Messungen mit drei gleichzeitigen Abtastungen und durch sechs einzelne Messungen mit dem kalibrierten faseroptischen Hydrophon (FASO). Die Messungen werden gemäß der IEC-Norm 61846 in entgastem (Sauerstoffkonzentration  $< 2 \text{ mg L}^{-1}$ ) und deionisiertem Wasser bei  $25^\circ\text{C}$  durchgeführt. Die Datenakquisition erfolgt durch ein HAMEG 1508-2 Oszilloskop mit einer Bandbreite von 150 MHz und einer Abtastrate von 1 GS/s. Das Hydrophon wird mittels einer angetriebenen Linearachse der isel AG (Deutschland) mit einer örtlichen Auflösung von  $100 \mu\text{m}$  im Druckpulsfeld positioniert. Zur Verbesserung des *SNR* werden die Messungen des faseroptischen Hydrophons über zwei Einzelmessungen gemittelt und anschließend in Matlab entfaltet. Die Mittelung ist aufgrund der hohen Konstanz der akustischen Ausgangsleistung der beiden erstgenannten Quellen durchführbar. Der gleiche Ansatz lässt sich nicht auf die ballistischen Druckpulsquellen übertragen, da diese starken Schwankungen der akustischen Ausgangsleistung unterliegen. Die Mittelung führt zu Signalverzerrungen, sodass bei diesen Quellen auf eine Mittelung verzichtet wird. Alle Messungen werden fünfmal wiederholt und im Anschluss werden die Mittelwerte und Standardabweichungen (als mittlerer Fehler des Mittelwerts) berechnet. Alle Messgrößen in den folgenden Tabellen sind als Mittelwerte zu verstehen.

7.1. Vermessung der piezoelektrischen Quelle (PiezoClast)

In Abb. 7.1 ist die Vermessung der piezoelektrischen Therapiequelle (PiezoClast) bei verschiedenen Leistungseinstellungen und Messpositionen dargestellt. Die akustische Ausgangsleistung der Quelle wird durch Einstellungen am Hochspannungsgenerator vorgenommen. Die Einstellung am Generator des PiezoClast beginnt mit Stufe 1 und endet mit der maximalen Einstellung Stufe 20. Die akustische Ausgangsleistung des PiezoClast steigt linear mit der Einstellung am Hochspannungsgenerator [JU15a, SCR<sup>+</sup>13].

In den Abbildungen (a) bis (c) sind die Zeitdruck-Signale für die Einstellungen der Stufe 10, Stufe 15 und Stufe 20 dargestellt. Es zeigen sich, abgesehen von gewissen Unsicherheiten bei der Positionierung, gute Übereinstimmungen sowohl für den zeitlichen Verlauf des Signals als auch für die charakteristischen Größen des Druckpulses (Tabelle 7.1). Für den Spitzendruck berechnet sich ein maximaler Unterschied von 10 % zwischen beiden Messungen. Der maximale Fehler ist bei Messungen im niederenergetischen Bereich festzustellen und insbesondere auf das schwache *SNR* des faseroptischen Hydrophons zurückzuführen.

Tabelle 7.1.: Vermessung des EMS PiezoClast mit dem kalibrierten faseroptischen Hydrophon (FASO) und dem Mehrkanalhydrophon (MKH). Die Messungen sind als Mittelwerte ( $n = 5$ ) angegeben. Sie erfolgen gemäß der IEC-Norm 61846 im Fokus der Quelle.

Stufe	Sensor	$p_+$ in MPa	$p_-$ in MPa	$ED_+$ in $\text{mJ mm}^{-2}$	$ED$ in $\text{mJ mm}^{-2}$
1	FASO	$1,1 \pm 5\%$	$-0,99 \pm 5\%$	$0,0061 \pm 3\%$	$0,0083 \pm 2\%$
	MKH	$1,0 \pm 3\%$	$-1,08 \pm 5\%$	$0,0057 \pm 2\%$	$0,0081 \pm 2\%$
10	FASO	$11,7 \pm 3\%$	$-13,6 \pm 4\%$	$0,0086 \pm 2\%$	$0,022 \pm 2\%$
	MKH	$14,3 \pm 2\%$	$-12,9 \pm 2\%$	$0,0085 \pm 2\%$	$0,019 \pm 2\%$
15	FASO	$29,9 \pm 3\%$	$-27,1 \pm 3\%$	$0,19 \pm 2\%$	$0,37 \pm 2\%$
	MKH	$31,1 \pm 2\%$	$-25,3 \pm 2\%$	$0,19 \pm 2\%$	$0,37 \pm 2\%$
20	FASO	$40,4 \pm 2\%$	$-16,2 \pm 3\%$	$0,35 \pm 2\%$	$0,5 \pm 2\%$
	MKH	$39,8 \pm 2\%$	$-16,9 \pm 3\%$	$0,37 \pm 2\%$	$0,42 \pm 2\%$

In der medizinischen Anwendung ist die Signalenergie die wichtigste Größe zur Charakterisierung des Therapieerfolgs und zur Einhaltung der Patientensicherheit. Für die Energieflussdichte der positiven Druckphase ( $ED_+$ ) beträgt der maximale Unterschied zwischen beiden Messungen 5 % [JU15c]. In Abb. 7.1c sind bei der faseroptischen Messung Oszillationen des Drucksignals nach dem initialen Puls zu erkennen. Diese sind auf die schlagartige Belastung der Faser und die damit einhergehende Anregung diverser Schwingungsmoden in der Faser bei hohen Druckpulsamplituden zurückzuführen. Es ist ferner zu erwähnen, dass in einer Messserie die Abweichungen bei identischer Kalibrierung be-

## 7.1. Vermessung der piezoelektrischen Quelle (PiezoClast)

stimmt werden. Unter anderem führt der Bruch der Faser beim FASO zu einer Änderung der Kalibrierung und diese ist aufgrund der endlichen Genauigkeit bei der Bestimmung der piezooptischen Konstante eine weitere Fehlerquelle, welche in einer Messserie nicht berücksichtigt wird.

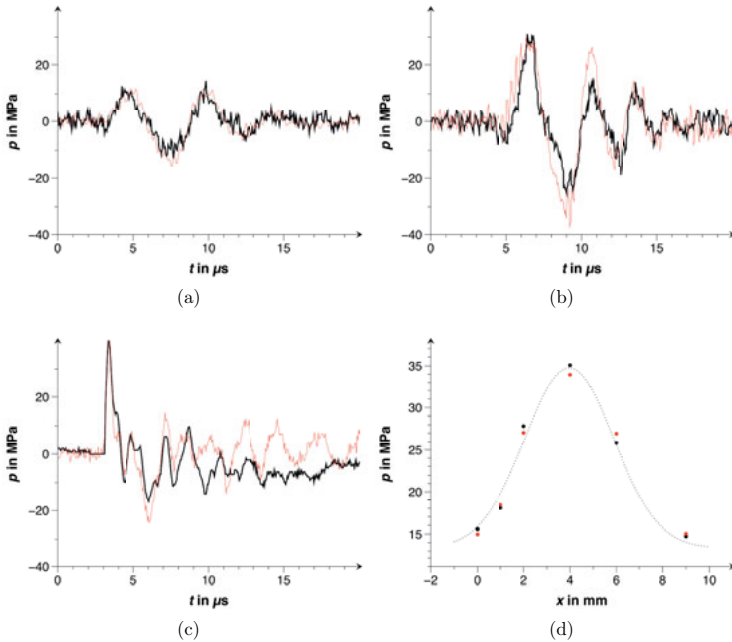


Abbildung 7.1.: Die Vermessung des EMS PiezoClast mit dem Mehrkanalhydrophon (schwarzer Graph) und dem kalibrierten faseroptischen Hydrophon (roter Graph). In den Abbildungen (a) - (c) erfolgen die Messungen im Fokus der Druckpulsquelle (Stufe 10, 15 und Stufe 20 des Generators). In (d) ist die Verteilung des Spitzendrucks (Stufe 20) im Fokus der Quelle um einen Radius von 4,5 mm dargestellt. Der Fokus der Quelle befindet sich bei  $x = 4$  mm. Die gepunktete Linie stellt einen Gaußschen Fit über die Messungen mit dem Mehrkanalhydrophon dar. Die Messungen erfolgen gemäß der IEC-Norm 61846.

7.2. Vermessung der elektromagnetischen Quelle (EMSE)

In Abb. 7.2 ist die Vermessung der EMSE-2 (siehe dazu Anhang B) bei verschiedenen Leistungseinstellungen und Messpositionen dargestellt. Die akustische Ausgangsleistung der Quelle wird durch die Einstellungen am Hochspannungsgenerator ausgewählt. Die minimal einstellbare Hochspannung ist abhängig von der Funkenstrecke. In der aktuellen Ausführung können Impulse ab einer Spannung von 12,5 kV abgegeben werden. Es lässt sich zwar eine Spannung bis zu 20 kV wählen, allerdings wird zur Vermeidung von Beschädigungen an der Spule maximal eine Generatorspannung von 15 kV eingestellt.

In den Abbildungen (a) bis (c) sind die Zeit-Drucksignale für die Einstellungen 12,5 kV, 13 kV und 14 kV dargestellt. Es zeigt sich wie auch bei den piezoelektrischen Messungen abgesehen von Ungenauigkeiten bei der Positionierung und Unterschieden beim *SNR* der beiden Hydrophone eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Messungen sowohl bei den Zeit-Druck-Verläufen (Abb. 7.2 (a)-(c)) als auch bei der Druckverteilung im Schallfeld (Abb. 7.2d). In Tabelle 7.2 sind die Mittelwerte und Standardabweichungen der Druck- und Energiemessungen dargestellt. Für den Spitzendruck wird ein maximaler Unterschied von  $5\% \pm 2\%$  und für die Energieflussdichte ein maximaler Unterschied von  $4\% \pm 1\%$  zwischen beiden Messungen festgestellt. Die laterale Schalldruckverteilung weist für den Spitzendruck einen Unterschied von  $5\% \pm 8\%$  auf. Diese Differenzen treten insbesondere am Rand des Messbereichs (siehe Abb. 7.2d) und bei kleinen Druckamplituden auf. Die Abweichung von mehr als 8% kann auf den hohen Rauschanteil in der faseroptischen Messung zurückgeführt werden (siehe Abb. 7.2c).

Tabelle 7.2.: Vermessung der elektromagnetischen Druckpulsquelle (EMSE-2) mit dem kalibrierten faseroptischen Hydrophon (FASO) und dem Mehrkanalhydrophon (MKH). Die Messungen sind als Mittelwerte ( $n = 5$ ) angegeben und die Einstellung am Hochspannungsgenerator erfolgt als Spannung. Die Messungen werden gemäß der IEC-Norm 61846 im Fokus der Quelle durchgeführt.

$U$ in kV	Sensor	$p_+$ in MPa	$p_-$ in MPa	$ED_+$ in $\text{mJ mm}^{-2}$	$ED$ in $\text{mJ mm}^{-2}$
12,5	FASO	$31,1 \pm 2\%$	$-7,9 \pm 14\%$	$0,210 \pm 5\%$	$0,281 \pm 3\%$
	MKH	$31 \pm 2\%$	$-7,1 \pm 8\%$	$0,198 \pm 2\%$	$0,268 \pm 4\%$
13	FASO	$39,1 \pm 4\%$	$-12,9 \pm 5\%$	$0,396 \pm 3\%$	$0,529 \pm 3\%$
	MKH	$39,1 \pm 4\%$	$-12,3 \pm 5\%$	$0,392 \pm 5\%$	$0,520 \pm 2\%$
14	FASO	$55,9 \pm 7\%$	$-13,3 \pm 7\%$	$0,453 \pm 4\%$	$0,514 \pm 3\%$
	MKH	$53,3 \pm 4\%$	$-13,8 \pm 5\%$	$0,487 \pm 4\%$	$0,516 \pm 3\%$

Zusätzlich zum prinzipbedingt schwachen *SNR* des faseroptischen Hydrophons wird die Empfindlichkeit durch den definierten Schnitt der Faser bei der Kalibrierung beeinflusst. Ein nichtoptimaler Bruch der Faser verringert die Empfindlichkeit des Sensors, sodass



## 7.2. Vermessung der elektromagnetischen Quelle (EMSE)

das Grundrauschen deutlicher in den Vordergrund tritt. Beide Faktoren führen bei der Vermessung von Quellen mit geringen Ausgangsleistungen oder weit außerhalb des Fokus zu stark verrauschten Signalen.

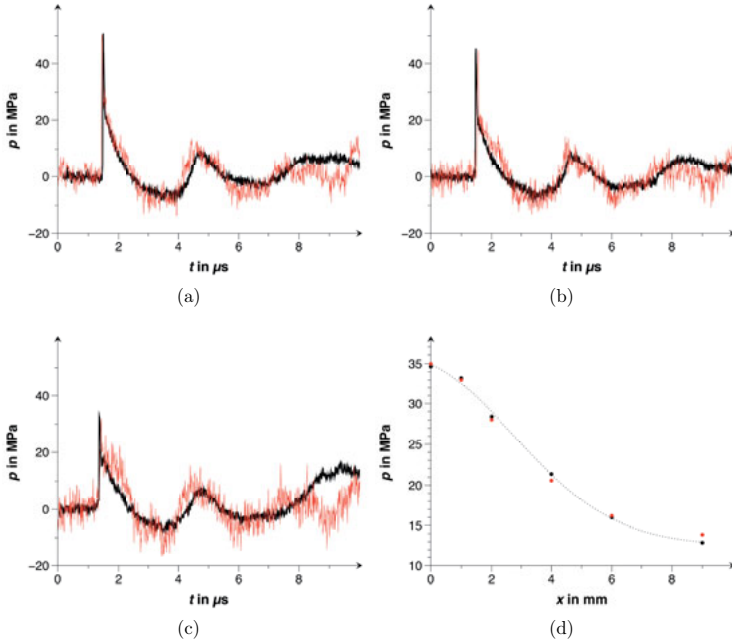


Abbildung 7.2.: Vermessung der EMSE-2 mit dem Mehrkanahydrophon (schwarzer Graph) und dem kalibrierten faseroptischen Hydrophon (roter Graph). In den Abbildungen (a) - (c) erfolgen die Messungen im Fokus der Druckpulsquelle bei 12,5 kV, 13 kV und bei 14 kV. In (d) ist die Verteilung des Spitzendrucks im Fokus um einen Radius von 9 mm dargestellt. Die gepunktete Linie stellt einen Gaußschen Fit über die Messungen mit dem Mehrkanahydrophon dar. Die Messungen erfolgen gemäß der IEC-Norm 61846.

Die Faserendfläche wird bei der Vermessung von Quellen mit hohen Ausgangsleistungen im Verlaufe der Messung beschädigt, sodass mit einer kontinuierlichen Abnahme der Empfindlichkeit zu rechnen ist. Da das faseroptische Hydrophon anders als das Mehrkanahydrophon keine Möglichkeit zur dauerhaften Aufzeichnung des Kalibrierungssignals bietet, kann ein Driften der Empfindlichkeit erst bei der Neukalibrierung festgestellt werden. Des

## 7. Evaluation des Mehrkanalhydrophons und Diskussion

Weiteren ist eine Zuordnung der Messung zu einem separaten Kalibrierungssignal nicht möglich. Eine Kalibrierung erfolgt beim faseroptischen Hydrophon in der Regel einmal vor der Messung.

Bei kreissymmetrischen Quellen kann die zentrale Messposition wie in Abb. 7.2d auf die Symmetrieachse gelegt werden, sodass die Messungen auf 12 virtuelle Messpositionen erweitert werden können.

### 7.3. Vermessung der ballistischen Quelle (DolorClast)

Eine ballistische Druckpulsquelle, auch *radiale extrakorporale Stoßwellenquelle* genannt, basiert auf dem gleichen Prinzip wie ein Luftdruckgewehr. Es wird Druckluft verwendet, um ein Stahlprojektil in einem Rohr zu beschleunigen. Am Ende des Rohrs trifft das Projektil auf einen Prallkörper, den sogenannten *Applikator*, welcher mittels Ultraschallgel an das Gewebe gekoppelt ist. Patientenseitig wird durch den Aufprall ein Druckpuls in das Gewebe übertragen. Dort breitet sich ein im Wesentlichen unfokussierter Druckpuls mit einer typischen Pulsdauer von einigen wenigen Mikrosekunden und einer Amplitude von ungefähr 10 MPa aus [JU15b].

Die bisher betrachteten Quellen weisen eine stabile und wiederholbar konstante akustische Ausgangsleistung auf. Eine Vergleichsmessung dieser Quellen mit einem Mehrkanalhydrophon und einem Einkanalhydrophon ist demnach ohne weitere Maßnahmen möglich. Eine ähnliche Konstanz der akustischen Ausgangsleistung ist bei therapeutischen Quellen selten anzutreffen. Vielmehr weisen diese eine Varianz der akustischen Ausgangsleistung von bis zu 50 % auf [JU15a]. Diese Variation der akustischen Ausgangsleistung kann einen Einfluss auf die Therapie haben. Insbesondere ist die fehlende Kenntnis über die tatsächlich vorliegende Druckverteilung im Druckpulsfeld bei der Therapieplanung kritisch zu sehen (siehe dazu die Ausführungen in der Einleitung). Nach Wissen des Autors dieser Arbeit existieren ausgenommen der Arbeit von Cleveland [CCM07] und der eigenen Veröffentlichungen [UJ12, UJ13, JU15b, JU16] keine weiteren wissenschaftlichen Publikationen zum Schallfeld ballistischer Druckpulsquellen. Daher ist es wünschenswert, diese Quellen mit einem Mehrkanalhydrophon durch eine einzige Messung zu charakterisieren.<sup>1</sup>

In Abb. 7.3 ist die Vermessung der ballistischen Quelle (DolorClast) mit dem Mehrkanalhydrophon (schwarzer Graph) und dem kalibrierten faseroptischen Hydrophon (roter Graph) dargestellt. Die Messung mit dem Mehrkanalhydrophon zeigt entlang der lateralen Achse eine erwartete Normalverteilung des Schalldrucks (schwarze Punkte in Abb. 7.3d). Die Einzelmessungen mit dem faseroptischen Hydrophon zeigen große Streuungen, für die sich kein Fit finden lässt. Bei ballistischen Quellen ist diese Variation der akustischen Ausgangsleistung, wie am Anfang des Kapitels dargestellt, zu erwarten. Die Feldvermessung durch sechs einzelne Messungen spiegelt somit nicht die tatsächliche Schalldruckverteilung während eines bestimmten Druckpulses wider, sondern stellt eine Mittelung über alle Einzelmessungen dar (Abb. 7.3d). Der Unterschied des Spitzendrucks zwischen bei-

<sup>1</sup>Im Rahmen dieser Arbeit wird die ballistische Quelle mit dem Mehrkanalhydrophon durch zwei Teilmessungen charakterisiert.

### 7.3. Vermessung der ballistischen Quelle (DolorClast)

den Messungen beträgt im ungünstigsten Fall mehr als 30 % (siehe dazu Tabelle 7.3). Für die Energieflussdichte zeigt sich ein entsprechendes Bild. Hier beträgt der Unterschied zwischen beiden Messungen über 20 %. Je nachdem, wie das Projektil auf den Applikator aufschlägt, ändert sich die Form des Pulses und damit die zur Energie proportionale Fläche unter dem Graphen. Dies ist an der großen Streuung der Energieflussdichten in Tabelle 7.3 zu erkennen. Die demgemäß hergeleiteten Energieflussdichten entsprechen nicht der zum aktuellen Puls vorliegenden Energieverteilung im Schallfeld. Es ist nicht ausgeschlossen, dass diese Unterschiede einen Effekt auf den Therapieerfolg haben. Nach Wissen des Autors dieser Arbeit existieren keine Untersuchungen zum Einfluss der Variation der akustischen Ausgangsleistung auf die therapeutische Wirksamkeit.

Tabelle 7.3.: Vermessung der ballistischen Quelle DolorClast mit dem kalibrierten faser-optischen Hydrophon (FASO) und dem Mehrkanalhydrophon (MKH). Die Messungen sind als Mittelwerte ( $n = 5$ ) angegeben. Die Einstellung der akustischen Ausgangsleistung erfolgt durch den Ladedruck des Beschleunigungsrohrs in bar. Die Messungen erfolgen, soweit mit ballistischen Quellen möglich, nach der IEC-Norm 61846. Messposition: 10 mm über dem Applikator.

Druck in bar	Sensor	$p_+$ in MPa	$p_-$ in MPa	$ED_+$ in $\text{mJ mm}^{-2}$	$ED$ in $\text{mJ mm}^{-2}$
2, 5	FASO	$3,3 \pm 7 \%$	$-3,1 \pm 11 \%$	$0,017 \pm 14 \%$	$0,029 \pm 15 \%$
	MKH	$3,1 \pm 7 \%$	$-2,3 \pm 18 \%$	$0,022 \pm 17 \%$	$0,025 \pm 13 \%$
3	FASO	$3,9 \pm 17 \%$	$-3,2 \pm 16 \%$	$0,024 \pm 44 \%$	$0,038 \pm 39 \%$
	MKH	$3,9 \pm 7 \%$	$-2,7 \pm 9 \%$	$0,039 \pm 32 \%$	$0,052 \pm 22 \%$
4	FASO	$6,9 \pm 14 \%$	$-5,6 \pm 12 \%$	$0,041 \pm 21 \%$	$0,053 \pm 14 \%$
	MKH	$7,1 \pm 7 \%$	$-6,5 \pm 12 \%$	$0,046 \pm 13 \%$	$0,069 \pm 23 \%$

Trifft das Projektil bei beiden Messungen mit identischer Energie und Aufschlagsfläche auf den Applikator, so lässt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Messungen mit dem kalibrierten faseroptischen Hydrophon und dem Mehrkanalhydrophon feststellen (Abb. 7.3b). Bei der Energieflussdichte ( $ED_+(FASO) = 0,039 \text{ mJ mm}^{-2}$  und  $ED_+(MKH) = 0,041 \text{ mJ mm}^{-2}$ ) und dem Schalldruck ( $p_+(FASO) = 5,2 \text{ MPa}$  und  $p_-(MKH) = 4,9 \text{ MPa}$ ) zeigt sich ein Unterschied von kleiner als 5 %.

## 7. Evaluation des Mehrkanalhydrophons und Diskussion

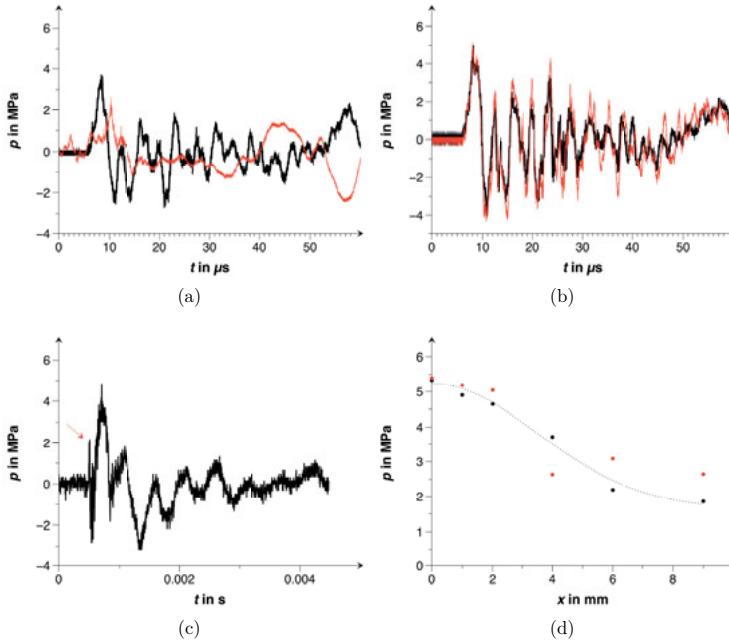


Abbildung 7.3.: Vermessung der ballistischen Druckpulsquelle DolorClast mit dem Mehrkanalhydrophon (schwarzer Graph) und dem kalibrierten faseroptischen Hydrophon (roter Graph). In (a) ist das Zeitdrucksignal der Messung 4 mm neben der Zentralachse des Applikators bei 4 bar Handstücksdruck dargestellt (Abstand zum Applikator 10 mm). Abbildung (b) zeigt den Signalverlauf 1 mm neben der Zentralachse und (c) eine Langzeitaufnahme des Druckpulses. Der Pfeil verdeutlicht den Zeitpunkt des initialen Pulses (Messung auf der Schallausbreitungsachse). In (d) ist die entsprechende laterale Druckverteilung abgebildet. Die gepunktete Linie stellt einen Gaußschen Fit über die Messungen mit dem Mehrkanalhydrophon dar. Die Messungen erfolgen, soweit mit ballistischen Quellen möglich, gemäß der IEC-Norm 61846.

## 7.4. Diskussion und Ausblick

Die Ultraschalltherapie stellt eine wichtige Modalität in der medizinischen Anwendung dar. Trotz ihrer hohen Bedeutung in der medizinischen Anwendung und ihrer fast ein Jahrhundert langen Geschichte in der Therapie [JSC<sup>+</sup>09] wurde bisher weder die Messtechnik noch die Vermessung vieler Quellen vollständig beschrieben [JU15a]. Als Beispiel sind die ballistischen Druckpulsquellen zu nennen. Es gibt weder fundierte Kenntnisse über das Schallfeld der radialen Quellen noch ist die Vermessung dieser Quellen durch technische Anforderungen geregelt. Ihre Vermessung erfolgt nach der IEC-Norm 61846, welche ursprünglich für fokussierte Druckpulsquellen definiert wurde. Das Zeitdrucksignal ballistischer Quellen weist Oszillationen nach dem initialen Puls auf, welche die Auswahl einer Integrationsgrenze für die Energieberechnung erschweren. Ferner folgt dem eigentlichen Druckpuls noch ein inerte Puls, welcher auf die Trägheitsbewegung des Applikators nach dem Aufschlag des Projektils zurückzuführen ist (siehe Abb. 7.3c) [UJ12, JU15b]. Diese trägen Oszillationen sind im Rahmen der Untersuchungen im hiesigen Labor erstmals aufgefallen [UJ12]. Nach Wissen des Autors existieren keine Untersuchungen zum Einfluss der trägen Pulse auf biologisches Gewebe. Wie weit die Therapie dadurch beeinflusst wird, müssen zukünftige Studien noch zeigen. Die Ergebnisse der Untersuchungen im hiesigen Labor konnten dazu verwendet werden, eine Norm für die Vermessung ballistischer Quellen anzuregen. Derzeit wird im Ultraschall-Gremium TC87 der IEC unter Federführung von Herrn Ueberle eine Normvorlage (IEC 63045) erarbeitet.

Die für den Messingenieur wichtigste Frage bei der Auswahl eines Hydrophons ist die Eignung des Sensors für die spezifische Druckpulsquelle. Wie in der Einleitung und in Kapitel 4 dargestellt, ist diese Frage im Speziellen für die optischen Hydrophone nicht vollständig beantwortet. Besonders prägnant ist die Tatsache, dass intensitätsmodulierte optische Hydrophone aufgrund des physikalischen Zusammenhangs zwischen Brechungsindex und Schalldruck keine aufwendige Kalibrierung benötigen (Abschnitt 3.2). Ungeachtet der fehlenden Kalibrierung sollte das Hydrophon den Druckpuls verzerrungsfrei wiedergeben. Das ist aufgrund geometrischer (Abschnitt 5.2) und elektronischer (Abschnitt 5.1) Verzerrungen nicht immer garantiert. Insofern ist es erforderlich, die vorhandene Messtechnik zu charakterisieren und zu evaluieren:

- Piezoelektrische Hydrophone sind aufgrund der geringen Adhäsion der empfindlichen Fläche nicht für die Vermessung von hohen Zugdruckamplituden  $< 5$  MPa geeignet (Abschnitt 4.3.2). Abhängig vom piezoelektrischen Werkstoff, beispielsweise bei piezokeramischen Wandlern, ist die Bandbreite stark eingeschränkt (Abschnitt 4.3.1). Es ist demnach zu empfehlen, für die Vermessung von Druckpulsquellen Piezopolymer-Hydrophone oder vorzugsweise optische Hydrophone zu verwenden. Trotz der Nachteile piezokeramischer Sensoren finden sich im Markt auch für die medizintechnische Anwendung Sensoren auf piezokeramischer Basis (beispielsweise die HM-, HN- und HCT-Hydrophonreihe der Onda Acoustic Corp., Sunnyvale USA).
- Für die Druckpulsmesstechnik eignen sich aufgrund der Robustheit, des  $SNR$ , der

## 7. Evaluation des Mehrkanalhydrophons und Diskussion

Bandbreite, der örtlichen Auflösung sowie der geringeren Kosten pro Messung vorrangig die intensitätsmodulierten optischen Hydrophone, wie etwas das FASO, das LSHD und das Mehrkanalhydrophon (siehe dazu Abschnitt 4.6 und Abschnitt 4.7). Jedoch existieren für die sich neu im Markt befindlichen optischen Hydrophone nur wenige Arbeiten zur Performance der Messtechnik, das trifft insbesondere auf das LSHD zu. Für das LSHD liegt, ausgenommen der Arbeiten im hiesigen Labor, nur eine unabhängige Publikation der Gruppe um Smith et al. [SSS<sup>+</sup>12] vor. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die optischen Hydrophone charakterisiert und evaluiert. Eine Vergleichsmessung mit kalibrierten Hydrophonen konnte die Eignung des LSHD für die Druckpulsmesstechnik aufzeigen (Abschnitt 4.7), die Ergebnisse wurden international präsentiert und veröffentlicht [UJ10]. Weitere Untersuchungen konnten die Ergebnisse der ersten Studie bestätigen [JU12d, JU12c].

- Bei der Charakterisierung des LSHD werden elektronisch induzierte Signalverzerrungen bei hohen Energieeinstellungen einer elektromagnetischen Druckpulsquelle festgestellt (Abschnitt 5.1). Es kann gezeigt werden, dass die Signalverzerrungen auf die Filterungselektronik zurückzuführen sind. Ein Entfaltungsalgorithmus zur Entfernung der Signalverzerrungen wurde vorgestellt und evaluiert [JU13, JUK14].
- Bei der Verwendung von stabförmigen Hydrophonen mit endlicher Ausdehnung wird auch bei transienten Druckpulsen eine Signalverzerrung aufgrund der Frequenzabhängigkeit der Reflexion beobachtet (siehe Abschnitt 2.2.4). Dies gilt auch für die Faser des faseroptischen Hydrophons. In den Arbeiten von Krückler et al. und von Hahn werden diverse Entfaltungsalgorithmen vorgestellt, welche ein vereinfachtes Modell zur Bestimmung der Übertragungsfunktion der Faser verwenden [Hah05] [KEK<sup>+</sup>00]. In dieser Arbeit wurde eine experimentell ermittelte Übertragungsfunktion verwendet, welche eine deutliche Verbesserung zur konventionellen Entfaltung darstellt (Abschnitt 5.2). Die Bestimmung der Übertragungsfunktion erfolgte in Zusammenarbeit mit der PTB in Braunschweig [JU12a].

Bei der Vermessung der im hiesigen Labor zur Verfügung stehenden Druckpulsquellen werden abhängig vom Typ der Quelle weitere Ungereimtheiten und Probleme festgestellt:

- Die Vermessung der ballistischen Quellen zeigt, dass diese entgegen ihrer Bezeichnung als „Stoßwellenquelle“ wie viele andere therapeutische Quellen keine Stoßwellen im Sinne der Definition generieren. Zugleich liegt das Mittenspektrum der Druckpulse dieser Quellen bei einigen hundert kHz. Für diese Frequenzen sind die meisten PVDF-Hydrophone mit einer Kalibrierung ab 1 MHz nicht geeignet. Auch die optischen Hydrophone sind nicht immer verwendbar. Trotz Anpassung der Bandbreite der Verstärkerelektronik ist die Vermessung von ballistischen Quellen sehr aufwendig und nicht immer möglich. Die metallische Oberfläche des Applikators reflektiert das Laserlicht in die Faser, was im Detektor zu einer Signalverzerrung führt. Zur Lösung des Problems wird häufig die Faser (im Fall des faseroptischen Hydrophons) gegenüber der Quelle um einen bestimmten Winkel geneigt. Wie in

Abschnitt 4.1 dargestellt, ist die Empfindlichkeit unter anderem auch vom Einfallswinkel des Druckpulses abhängig. Infolgedessen muss nicht nur die Änderung der Empfindlichkeit berücksichtigt werden, sondern auch eine eventuelle Entfaltung. Das vereinfachte Modell der Entfaltung gilt nur für den senkrechten Einfall des Druckpulses. Für beliebige Einfallswinkel sind komplexere Algorithmen notwendig, da die Empfindlichkeit des Hydrophons nicht nur von der Geometrie und Frequenz abhängt, sondern auch von der Verteilung der Empfindlichkeit über die Sensorfläche und vom Material des Sensors [SSH82]. Der interessierte Leser findet in den Arbeiten von Krückler et al. und Shombert et al. [SSH82] Vorschläge zur Bestimmung der winkelabhängigen Übertragungsfunktion [KEK+00].

- Weitere Faktoren, welche die Vermessung von ballistischen Quellen erschweren, sind zum einen die Bildung einer Kavitationswolke oberhalb des Applikators [CAM<sup>+</sup>15, SSKC14]. Die Bildung von Kavitation verhindert die verzerrungsfreie Vermessung der Druckpulsquelle und führt ferner zur Beschädigung des empfindlichen Sensors (siehe dazu Abschnitt 2.2.7). Zum anderen ist die inerte Bewegung des Applikators zu nennen. Die *langsame* Bewegung des Applikators kann bei oberflächennahen Messungen zu einem Kontakt zwischen dem Sensor und dem Applikator führen. In einigen Messungen konnten Bewegungen im Millimeter-Bereich festgestellt werden [JU16]. Der Kontakt zwischen Applikator und Sensor kann zu Beschädigungen am Hydrophon führen. Infolgedessen sind Messungen in unmittelbarer Nähe des Applikators nicht möglich. Aufgrund der festgestellten Problematiken mit den ballistischen Quellen werden im hiesigen Labor eine interferometrische Vermessung und ein Trockenmessstand mit einem Beschleunigungssensor vorgeschlagen [JU16, UJ12, UJ13].

Das Hauptziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines für die Druckpulsmesstechnik optimierten Hydrophons. Primär stehen die folgenden Eigenschaften bei der Entwicklung im Vordergrund: die *verzerrungsfreie Wiedergabe* des Druckpulses, die *simultane Vermessung* der  $-6$  dB-Fokusbreite therapeutischer Quellen und die Möglichkeit, *entlang der Schallausbreitungsachse* ohne Anpassung des Wasserspiegels Messungen durchzuführen. Dazu fließen die Erkenntnisse aus den vorhergehenden Kapiteln in die Entwicklung und das Design des Hydrophons ein. Die Evaluation des Mehrkanalhydrophons kann die folgenden Eigenschaften bestätigen:

- Druckpulse können ohne jegliche Signalverzerrungen aufgezeichnet werden. Die Signalkonditionierung durch Filter erfolgt ohne Informationsverlust über den im Schallfeld vorliegenden Freifelddruck. Dies kann anhand von Vergleichsmessungen an diversen Druckpulsquellen unterschiedlicher Ausgangsleistungen mit einem kalibrierten faseroptischen Hydrophon gezeigt werden (Abschnitt 7.1, Abschnitt 7.2, Abschnitt 7.3).
- Feldvermessungen im Fokus können durch eine einzelne Messung durchgeführt werden. Dadurch lässt sich das Schallfeld zum Zeitpunkt des individuellen Pulses wiedergeben. Es ist erstmals möglich, das Schallfeld von Quellen mit hoher Variati-

## 7. Evaluation des Mehrkanalhydrophons und Diskussion

on der akustischen Ausgangsleistung darzustellen (Abschnitt 7.3). Zum aktuellen Zeitpunkt sind nur drei Kanäle des Mehrkanalhydrophons gleichzeitig aktiv, sodass Feldvermessungen auf drei gleichzeitige Messungen limitiert sind.

- Die hohe Empfindlichkeit und das verbesserte  $SNR$  erlauben die Vermessung von Druckpulsen ab 1 MPa Schalldruck. Das  $NESP$  des Mehrkanalhydrophons konnte auf einen Wert von 0,3 MPa reduziert werden (Abschnitt 6.4.2). Dies gestattet die Vermessung von Quellen im unteren Leistungsbereich mit einem intensitätsmodulierten optischen Hydrophon, welche sonst den PVDF-Hydrophonen vorbehalten ist.
- Mit einem piezokeramischen bzw. mit einem Piezopolymer-Hydrophon sind Messungen von Zugdruckamplituden besonders kritisch zu sehen und führen meist zu einem Ablösen des Wasserfilms. Der durch den Hohlraum erzeugte Impedanzsprung verursacht eine Verzerrung des Druckpulses und begünstigt die Entstehung von Kavitation. Die hohe Adhäsion des Glasblocks ermöglicht die Messung von Druckpulsen mit einem Zuganteil kleiner als  $-5$  MPa. Im Vergleich zum FASO ist der massive Glasblock des Mehrkanalhydrophons widerstandsfähiger und konnte für fokussierte Quellen bis zu einem Druck von 40 MPa verwendet werden (siehe Abschnitt 7.2).
- Die kontinuierliche Aufzeichnung des Kalibrierungssignals gestattet es, Schwankungen der Empfindlichkeit festzustellen und jede Messung auf eine separate Kalibrierung zurückzuführen. Beispielsweise wird bei faseroptischen Hydrophonen im Laufe der Messungen ein Drift der Empfindlichkeit beobachtet.<sup>2</sup> Dies ist auf die Abnahme der Oberflächengüte der definierten Bruchstelle infolge der Kavitationswirkung und der mechanischen Belastung durch den Druckpuls zurückzuführen. Bei Messungen im hiesigen Labor konnte ein Drift der Empfindlichkeit um bis zu 10 % beobachtet werden. Eine weitere Einflussgröße stellt die Temperatur dar. Der Brechungsindex ist abhängig von der Temperatur und führt bei Temperaturschwankungen zu fehlerhaften Messwerten. Ein Temperatursprung von  $20^\circ\text{C}$  auf  $25^\circ\text{C}$  bewirkt eine Änderung des Brechungsindex um 0,04 % [KVG12, HQ73]. Ein Schallwechseldruck von 4 MPa verursacht ebenfalls eine Änderung des Brechungsindex um 0,04 %. Insofern ist zu empfehlen, die Temperatur im Verlaufe der Messung konstant zu halten. Diese Forderung entfällt für das Mehrkanalhydrophon, da jede Messung auf eine Kalibrierung zurückgeführt werden kann.
- Die Vermessung entlang der Schallausbreitungsachse kann ohne Anpassung des Wasserspiegels erfolgen. Je nach Aufsatz ist es auch möglich, das Hydrophon vollständig in Wasser einzutauchen.
- Signalverzerrungen durch Brüche an der empfindlichen Fläche können durch einfache Positionierung des Glasblocks weg von der Bruchstelle ohne Neukalibrierung des

<sup>2</sup>Auch bei piezoelektrischen Hydrophonen wird aufgrund der Depolarisation der empfindlichen Fläche ein Drift der Empfindlichkeit beobachtet. Dieser wird im Rahmen einer Neukalibrierung berücksichtigt.



Sensors behoben werden. Beschädigungen an der empfindlichen Fläche führen zu einer abrupten Änderung der reflektierten Lichtleistung. Diese schlagartige Änderung der Signalamplitude kann zur Identifikation von Beschädigungen am Glaskörper herangezogen werden.

Der Hauptvorteil des vorliegenden Systems ist der Wegfall einer akustischen Kalibrierung. Auch wenn vom Autor dieser Arbeit explizit eine Kalibrierung an einem Referenzstandard empfohlen wird, weist das optische Mehrkanalhydrophon eine durch die Gladstone-Dale-Gleichung gegebene intrinsische Kalibrierung auf und bedarf keiner Kalibrierung an einem metrologischen Institut (wie etwa der PTB in Deutschland).

Der fehlende Zwang einer Kalibrierung kann sich gleichzeitig nachteilig auf die Messtechnik auswirken. In Abschnitt 5.1 konnten filterbedingte Signalverzerrungen aufgezeigt werden. Bei weiteren Messungen mit einem faseroptischen Hydrophon HFO-660 der ON-DA Acoustic Corp. (Sunnyvale, USA) zeigen sich starke Signalverzerrungen bei stoßartigen Druckpulsen<sup>3</sup>, wie sie etwa bei Lithotriptern vorzufinden sind. Diese Verzerrungen wurden erst bei der Evaluation des Hydrophons nach der Markteinführung festgestellt. Eine Kalibrierung des Hydrophons an einem Referenzstandard kann diese Signalverzerrungen frühzeitig identifizieren.

Der Hauptnachteil des Mehrkanalhydrophons sind seine äußeren Abmessungen (175 mm x 140 mm x 179 mm). Aufgrund der 12 Fokussierungsoptiken ist das Gesamtvolumen im Vergleich zu konventionellen Hydrophonen deutlich größer. Dadurch sind Messungen in begrenzten Messumgebungen nur bedingt möglich. Eine Verkleinerung der Geometrie ist aufgrund der Anforderungen an die Empfindlichkeit und Linearität des Sensors (siehe Abschnitt 6.2.5) nach Wissen des Autors derzeit nicht möglich. Demzufolge hat der Anwender zwischen einem Mehrkanalhydrophon mit simultaner Abtastung mehrerer Messpunkte mit hoher Empfindlichkeit und einem konventionellen Hydrophon mit hoher Gebrauchstauglichkeit und kompaktem Aufbau abzuwägen.

Der Fokus bei der Entwicklung des Hydrophons liegt auf der Anwendung in der therapeutischen Druckpulsmesstechnik. Die Druckpulse der Quellen in der therapeutischen Anwendung weisen in der Regel eine Amplitude größer als 5 MPa auf. Diagnostische Quellen erzeugen Schalldrücke mit deutlich geringeren Druckamplituden und meist längeren Pulsdauern, weisen jedoch prinzipbedingt die gleichen Eigenschaften auf. Der wesentliche Unterschied liegt in der Druckamplitude, welche bei diagnostischen Quellen in der Regel unterhalb von 1 MPa liegt. Bei der Entwicklung von diagnostischen Quellen ist das Hauptaugenmerk auf die Bildqualität und die räumliche Auflösung der Ultraschallmodalität gerichtet. Zur Gewährleistung einer hohen Auflösung auch über die Lebensdauer der Ultraschalldiagnostik sind Schallfeldvermessungen notwendig. Es ist naheliegend, das Mehrkanalhydrophon auch im diagnostischen Bereich zu verwenden. Dazu bedarf es jedoch einer Steigerung der Empfindlichkeit, um Messungen auch im kPa-Bereich durchführen zu können. Dies könnte durch die Verwendung einer Avalanche-Photodiode gelingen. Zu-

<sup>3</sup>Das faseroptische Hydrophon HFO-660 wurde für die Vermessung von High Intensity Focused Ultrasound Quellen entwickelt und anhand dieser Quellen evaluiert. Diese Quellen weisen typischerweise längere Pulse mit mehreren Pulszyklen auf.

## 7. Evaluation des Mehrkanalhydrophons und Diskussion

nächst muss jedoch die statische Reflexion in Luft entweder vermieden oder durch optische Maßnahmen reduziert werden.

Die längeren Pulsdauern von diagnostischen Quellen bedürfen ferner einer Entfaltung der Messungen, da Randbeugungswellen je nach Pulslänge in das einfallende Signal interferieren können. Der Autor geht davon aus, dass ein ähnlicher Ansatz wie in Abschnitt 5.2 vorgestellt für die Entfaltung der Messungen verwendet werden kann. In welchem Ausmaß eine Entfaltung der Randbeugungswellen von der komplexen Geometrie des Mehrkanalhydrophons dadurch möglich ist, müssen weitere Untersuchungen zeigen.

Der Ultraschall wird nicht nur in der Medizintechnik angewendet, sondern auch in der industriellen Lebensmitteldzubereitung. Beispielsweise werden Lebensmittel wie Backwaren oder Käse aufgrund der gummiartigen Materialeigenschaften mit einem Ultraschallmesser geschnitten [CHK11]. Ein neuer Anwendungszweig des Druckpulses wird derzeit im Rahmen eines vom Bundesministerium für Wirtschaft und Energy BMI geförderten Projektes zur Entkeimung von Lebensmitteln erforscht. Die Anforderungen der Lebensmittelindustrie an die Schallfeldgeometrie unterscheiden sich grundlegend von den Anforderungen der Medizintechnik. Im Kontrast zu den stark lokalisierten Schallfeldern medizinischer Quellen ist das Schallfeld für die lebensmitteltechnische Anwendung meist unfokussiert. Diese als *Flächenpulsschallquelle* bezeichneten Quellen erzeugen ein gleichmäßiges Feld zur Behandlung möglichst großer Flächen mit einem Puls. Die hohe örtliche Auflösung der empfindlichen Flächen der aktuellen Ausführung des Mehrkanalhydrophons ist für diese Anwendung nicht notwendig. Vielmehr muss das Druckpulsfeld auf Gleichmäßigkeit untersucht werden. Dazu müssen die Messpositionen auf einen großen Bereich ausgedehnt werden. Es ist vorgesehen, im Rahmen des Projekts das Mehrkanalhydrophon für die Vermessung dieser Schallfelder zu verwenden.

## Anhang A.

# Ausblick auf zukünftige piezoelektrische Werkstoffe

Die heute verwendeten piezoelektrischen Werkstoffe wurden in der Mitte des letzten Jahrhunderts entdeckt. Sowohl regulatorische als auch technische Anforderungen haben zur Entwicklung von bleifreien keramischen piezoelektrischen Werkstoffen und zu neuartigen piezoelektrischen Einzelkristallen geführt. Die EU-Richtlinie 2011/65EU (Restriction of the use of certain Hazardous Substances in electrical and Electronic Equipment (RoHS)) ist seit Anfang 2013 in Kraft und beschränkt unter anderem die Verwendung von einigen Schwermetallen wie Blei in elektronischen Geräten [DHK14]. Die medizinisch genutzten piezoelektrischen Werkstoffe sind laut Anhang III und IV der RoHS-Verordnung von der Beschränkung derzeit noch ausgenommen. Die Ausnahmen fallen jedoch für alle nach Juli 2016 in Umlauf gebrachte Medizinprodukte weg [Uni11]. Aus diesem Grund ist anzunehmen, dass in den kommenden Jahren vermehrt neue bleifreie Piezokeramiken evaluiert werden. Zu den bekanntesten dieser Vertreter gehören das Barium-Natrium-Titanat *PIC700* von PI Ceramic GmbH (Lederhose, Deutschland) und Kalium-Natrium-Niobat der Firma Siemens (München, Deutschland).

## Anhang B.

# Die elektromagnetische Stoßwellenquelle

Stoßwellengeneratoren für die Lithotripsie beruhen hauptsächlich auf drei Prinzipien:

- Fokussierung von elektrohydraulisch erzeugten Stoßwellen
- Fokussierung von piezoelektrisch erzeugten Druckpulsen
- Fokussierung von elektromagnetisch erzeugten Druckpulsen

Die elektromagnetische Stoßwellenquelle wurde 1959 vorgestellt und diente ursprünglich zur Untersuchung von Stoßwellenfronten [Eis88]. Mittlerweile basiert der Großteil der Lithotripterquellen im Markt auf dem elektromagnetischen Prinzip [LSW09]. Das Verfahren beruht auf dem physikalischen Prinzip der elektromagnetischen Induktion. Im Gegensatz zu den Ausführungen in [Wes04] ist das Prinzip nicht mit einem Lautsprecher zu vergleichen. Die Auslenkung der Membran einer elektromagnetischen Stoßwellenquelle erfolgt pulsartig und wird unabhängig von der Richtung des Stromflusses in der Spule immer abgestossen. Je nach Aufbau wird zwischen einem System mit einer Flachspule, einer Kalottenspule und einer Zylinderspule unterschieden. Die im hiesigen Labor verwendete Quelle wurde von Eisenmenger an der Universität Stuttgart entwickelt und ist mit einer Kalottenspule ausgestattet (Abb. B.1). Der Radius der Kugelkalotte beträgt 200 mm.

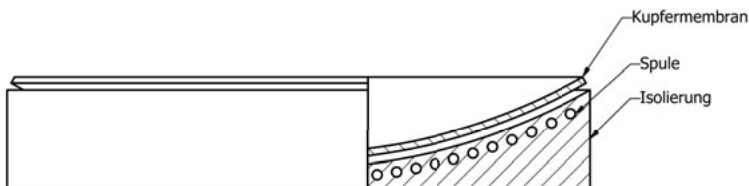


Abbildung B.1.: Schematischer Aufbau der Spule und Membran einer elektromagnetischen Stoßwellenquelle.

Der Generator besteht aus einer spiralförmig gewickelten und in Harz eingegossenen Spule, vor der sich im geringen Abstand eine dünne Kupfermembran befindet [Eis88]. Für

Stoßwellenexperimente stehen zwei Spulen, eine mit 40 und eine mit 80 Windungen, sowie zwei Kupfermembranen, eine mit 80  $\mu\text{m}$  bzw. eine mit 100  $\mu\text{m}$  Membrandicke, zur Verfügung. Je nach Anforderung an das Schallfeld kann die Spule und die Kupfermembran ausgetauscht werden. Die Spule ist über eine Funkenstrecke mit einem Hochspannungskondensator verbunden.

Der Kondensator (Kapazität 1  $\mu\text{F}$ ) wird mit einer Hochspannung (12,5 kV bis 20 kV) aufgeladen und innerhalb kürzester Zeit über die Spule entladen. Der hohe Strompuls ( $\approx 5000\text{ A}$ ) bildet um die Spule ein magnetisches Feld aus, welches in der Kupfermembran Wirbelströme induziert. Die sich bildenden Lorentzkräfte verleihen der seitlich eingespannten Membran einen pulsartigen Kraftstoß [LSW09]. Die Membran wird dadurch von der Spule abgestoßen und es breitet sich in der angrenzenden Flüssigkeit ein Druckpuls aus. Im Verlauf der Ausbreitung zum Fokus (200 mm) steilt der Druckpuls aufgrund der nichtlinearen Wellenausbreitung zu einer Stoßwelle auf. Durch die Verwendung einer akustischen Linse aus Acryglas (Polymethylmethacrylat) kann die Fokusweite angepasst werden. Die unvermeidlichen Randbeugungswellen an den Kanten der Membran führen zu sekundären Zugdruckwellen, deren Amplituden ( $\approx -20\text{ MPa}$ ) im Fokus besonders hoch werden [Ueb07]. Abhängig von den Eigenschaften der Flachspule und der Kondensatorkapazität kann die Dauer der Druckwelle 0,5  $\mu\text{s}$  bis 10  $\mu\text{s}$  betragen [Eis88].

Der Druckverlauf, die Anstiegsflanke sowie die Amplitude der Druckpulse können durch die Einstellung der Hochspannung (Abb. B.2b), Anzahl der Spulenwindungen (Abb. B.2d), Dicke der Membran (Abb. B.2c) sowie der Einsatz einer akustischen Linse (Abb. B.2a) angepasst werden (siehe dazu [Eis88] und [UJ10]). Die hohe Einstellungsbandbreite der Stoßwellenparameter sowie die hohe Reproduzierbarkeit der abgegebenen Stoßwellen erlauben die Verwendung der elektromagnetische Stoßwellenquelle für die Charakterisierung von Hydrophonen. Insbesondere für die Charakterisierung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Mehrkanalhydrophons eignet sich die hohe Konstanz der akustischen Ausgangsleistung der elektromagnetischen Quelle. Die verschiedenen Konfigurationen der EMSE, welche für die Experimente in dieser Arbeit verwendet wurden, sind in der Tabelle B.1 dargestellt.

Tabelle B.1.: Verschiedene Konfigurationen der in den Versuchen dieser Arbeit verwendeten elektromagnetischen Quelle (EMSE).

Bezeichnung	Membrandicke	Linse	Anzahl Windungen
EMSE-1	80 $\mu\text{m}$	vorhanden	80
EMSE-2	80 $\mu\text{m}$	-	80
EMSE-3	80 $\mu\text{m}$	-	40
EMSE-4	100 $\mu\text{m}$	-	80

## Anhang B. Die elektromagnetische Stoßwellenquelle

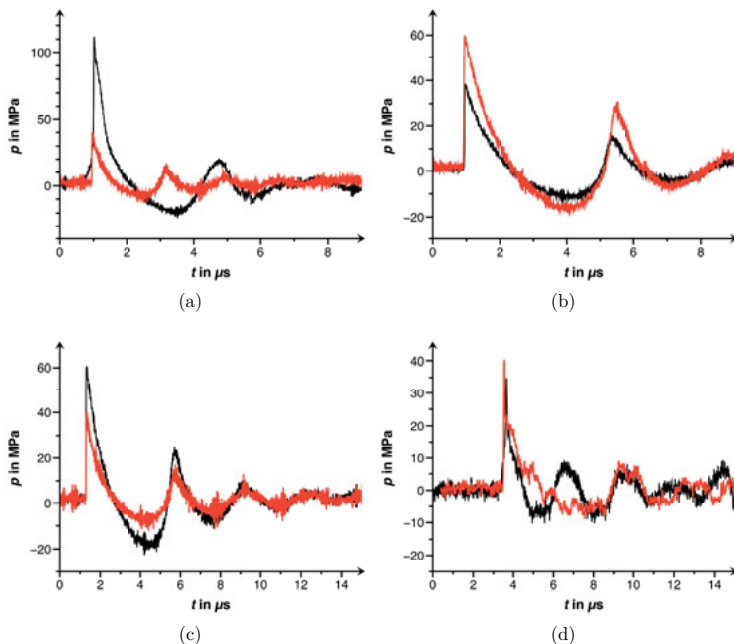


Abbildung B.2.: Vermessung der EMSE gemäß der IEC-Norm 61846 bei unterschiedlichen Konfigurationen. Messungen erfolgen mit dem LSHD ((a) - (c)) und dem faseroptischen Hydrophon (d). (a) zeigt den Einfluss der Linse auf das Schalldrucksignal. In schwarz ist die Messung mit einer akustischen Linse (EMSE-1, Fokus bei 100 mm) und in rot ohne akustische Linse (EMSE-2, axialer Abstand 200 mm) bei 13 kV Generatorspannung dargestellt. (b) stellt den Einfluss der Generatorspannung (schwarzer Graph 13 kV und roter Graph 14 kV) auf das Schalldrucksignal der EMSE-2 dar. (c) zeigt den Einfluss der Membrandicke auf das Schalldrucksignal bei einer Generatorspannung von 14 kV (Roter Graph: EMSE-4, 100  $\mu\text{m}$  Membrandicke und schwarzer Graph: EMSE-2, 80  $\mu\text{m}$ ). In (d) ist der Einfluss der Spule bei 13 kV Generatorspannung dargestellt. Der rote Graph zeigt das Schalldrucksignal bei einer Spule mit 80 Windungen (EMSE-2) und der schwarze Graph zeigt das Schalldrucksignal bei einer Spule mit 40 Windungen (EMSE-3).

## Anhang C.

# Das Interferometer Hydrophon

Das faseroptische Hydrophon (FASO) und das Light Spot Hydrophone (LSHD) gehören zur Klasse der amplitudenmodulierten optischen Sensoren. Im Gegensatz dazu zählt das Interferometer-Hydrophon zu den phasenmodulierten Sensoren. Der besondere Vorteil des Interferometer-Hydrophons ist die in vielen Fällen rückwirkungsfreie Messung der Auslenkung der schwingenden Fläche mit höchster Präzision [LSW09]. Aufgrund des komplizierten und teuren Aufbaus sowie der schweren Handhabung des Interferometer-Hydrophons wird dieses selten für die Messung von Quellen verwendet. Die hohe Empfindlichkeit und Präzision der Interferometrie jedoch etablieren das Interferometer-Hydrophon in den technischen Anstalten, wie etwa die Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), als Primärstandard zur Kalibrierung von Hydrophonen [YXH14]. Aus diesen Gründen befindet sich die Beschreibung des Laserinterferometer-Hydrophons für den interessierten Leser im Anhang.

Es existieren viele Laserinterferometer-Hydrophon-Typen. Zu den wichtigsten gehören das Michelson-, Mach-Zehnder-, Sagnac- sowie das Fabry-Perot-Interferometer-Hydrophon. Je nach Architektur lassen sich zwei Interferometer-Prinzipien klassifizieren: der Transmissionstyp (z.B. der Mach-Zehnder-Interferometer) und der Reflexionstyp (z.B. der Fabry-Perot-Interferometer).

Das für diese Arbeit genutzte Interferometer-Hydrophon der PTB gehört zu der Gruppe der Fabry-Perot-Interferometer. Bei einem Fabry-Perot-Interferometer wird das Licht eines Lasers mehrmals in einer Kavität am Ende einer optischen Faser hin und her gespiegelt. Der Aufbau des verwendeten Fabry-Perot-Interferometers basiert auf einem faseroptischen Hydrophon, bei dem die Faserendfläche mit mehreren dünnen Schichten eines dielektrischen Werkstoffs beschichtet ist. Die dielektrische Schicht (einige wenige Mikrometer Schichtdicke) ist beidseitig mit Gold beschichtet (einige wenige Nanometer Schichtdicke), wobei die erste Goldschicht das Laserlicht teilweise reflektiert und die letzte Schicht das Laserlicht vollständig reflektiert. Die Schicht zwischen den beiden Spiegeln wird als Kavität bezeichnet.

Das Ausgangssignal des Interferometers wird maximal, wenn alle aus der Kavität zurück reflektierten Lichtwellen in Phase sind. Eine leichte Verschiebung der Phase der reflektierten Lichtwellen führt zu einer starken Modulation der detektierten Lichtintensität [PC08]. Daraus resultiert die hohe Empfindlichkeit des Fabry-Perot-Interferometers. Die Empfindlichkeit eines Laserinterferometer-Hydrophons ( $100 \text{ mV MPa}^{-1}$ ) liegt typischerweise einige Größenordnungen über der Empfindlichkeit amplitudenmodulierter Hydrophone. Der

## *Anhang C. Das Interferometer Hydrophon*

Druckpuls bewirkt eine elastische Verformung der dielektrischen Schicht an der Faserendfläche und damit eine Änderung der Schichtdicke. Die druckpulsinduzierte Änderung der Weglänge führt zu einer Modulation der Phase der reflektierten Lichtwellen und damit zu einer Variation der reflektierten optischen Gesamtleistung [Hur12]. Die reflektierten Lichtwellen werden von einer Fotodiode detektiert und verstärkt.

Der Durchmesser der Faser (ca.  $10\text{ }\mu\text{m}$ ) und die Dicke der Kavität (ca.  $10\text{ }\mu\text{m}$ ) limitieren die Bandbreite eines Fabry-Perot-Interferometer-Hydrophons. Die Bandbreite ist typischerweise auf 60 MHz begrenzt. Aufgrund der vollständig spiegelnden Fläche am Ende der Faser wird kein Licht ausgekoppelt. Dementsprechend reichen Laserleistungen von einigen wenigen mW, sodass keine besonderen Richtlinien bezüglich des Laserschutzes erfüllt werden müssen [Hur12].



## Anhang D.

# Gleichungen zur Bestimmung der piezooptischen Konstante

Für die Beschreibung des piezooptischen Effekts bei Druckpuls-Phänomenen eignen sich die Gladstone-Dale-Gleichung und die Lorenz-Lorenz-Gleichung gleichermaßen. Aus der Lorenz-Lorenz-Gleichung berechnet sich eine piezooptische Konstante von

$$\chi = 1,66 \cdot 10^{-4} \text{ MPa}^{-1}$$

[RK67]. Nach der Gladstone-Dale-Gleichung ergibt sich eine piezooptische Konstante von

$$\chi = 1,31 \cdot 10^{-4} \text{ MPa}^{-1}.$$

Experimentelle Messungen der piezooptischen Konstante weisen Werte zwischen

$$\chi = 1,32 \cdot 10^{-4} \text{ MPa}^{-1} \text{ und } \chi = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ MPa}^{-1}$$

auf [RK67, YMV<sup>+</sup>73]. Es zeigt sich für die durch die Gladstone-Dale-Gleichung bestimmten piezooptischen Konstanten eine bessere Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Werten. Da die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der piezooptischen Konstante die Grenze der Genauigkeit eines optischen Hydrophons darstellt [Hah05], wird in dieser Arbeit die Gladstone-Dale-Gleichung zugrunde gelegt.

# Literaturverzeichnis

- [AHG80] ARCHER-HALL, J. A. ; GEE, D.: A single integral computer method for axisymmetric transducers with various boundary conditions. In: *NDT International* 13 (1980), Nr. 3, S. 95–101
- [AOKBB11] AVERIYANOV, Mikhail ; OLLIVIER, Sébastien ; KHOKHLOVA, Vera ; BLANC-BENON, Philippe: Random focusing of nonlinear acoustic N-waves in fully developed turbulence: Laboratory scale experiment. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 130 (2011), dec, Nr. 6, S. 3595–3607. <http://dx.doi.org/10.1121/1.3652869>. – DOI 10.1121/1.3652869
- [AS08] ARNAU, Antonio ; SOARES, David: *Piezoelectric Transducers and Applications*. 2. Springer Berlin Heidelberg, 2008. – 1–37 S.
- [Azh10] AZHARI, Haim: *Basics of Biomedical Ultrasound for Engineers*. New Jersey : John Wiley Sons, 2010. <http://dx.doi.org/10.1002/9780470561478>. <http://dx.doi.org/10.1002/9780470561478>
- [Bar07] BARON, Christina D.: *Extrakorporale Stosswellentherapie bei Atropher Pseudoarthrose - Ein in-vivo Modell am Kaninchen*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Dissertation, 2007
- [BCE+08] *Kapitel* Stone Technology: Shock Wave and Intracorporeal Lithotripsy. In: BEIKO, Dareen ; CLEAVELAND, Robin ; EVAN, Andrew ; GETTNAN, Matthew ; KHORMANN, Kai-Uwe ; LIATSIKOS, Evangelos ; MATLAGA, Brian ; MCATEER, James ; MONGA, Manoj ; TAILLY, Geert ; TIMONEY, Anthony: *Stone Disease*. 2008. Health Publication, 2008, S. 85–136
- [BDGS95] BUIZZA, A. ; DELL'AQUILLA, T. ; GIRIBONA, P. ; SPAGNO, C.: The performance of different pressure pulse generators for extracorporeal lithotripsy: A comparison based on commercial lithotripters for kidney stones. In: *Ultrasound in Medicine and Biology* 21 (1995), S. 259–272
- [Bey08] *Kapitel* 2. In: BEYER, Robert T.: *Nonlinear Acoustics*. Acoustic Society of America, 2008
- [Bla00] BLACKSTOCK, David T.: *Fundamentals of Physical Acoustics*. Wiley-Interscience, 2000

- [BNC<sup>+</sup>05] BROWN, Keith E. ; NICKELS, Frank A. ; CARON, John P. ; MULLINEAUX, Davis R. ; CLAYTON, Hilary M.: Investigation of the Immediate Analgesic Effects of Extracorporeal Shock Wave Therapy for Treatment of Navicular Disease in Horses. In: *Veterinary Surgery* 34 (2005), nov, Nr. 6, 554–558. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1532-950X.2005.00087.x>. – DOI 10.1111/j.1532-950X.2005.00087.x. – ISSN 1532-950X
- [BS05] BERGMANN, Ludwig ; SCHAEFER, Clemens: *Lehrbuch der Experimentalphysik: Festkörper*. 2. De Gruyter, 2005
- [CAM<sup>+</sup>15] CSÁSZÁR, Nikolaus B. M. ; ANGSTMANN, Nicholas B. ; MILZ, Stefan ; SPRECHER, Christoph M. ; KOBEL, Philippe ; FARHAT, Mohamed ; FURIA, John P. ; SCHMITZ, Christoph: Radial Shock Wave Devices Generate Cavitation. In: *PLOS ONE* 10 (2015), oct, Nr. 10, e0140541. <http://dx.doi.org/10.1371/journal.pone.0140541>. – DOI 10.1371/journal.pone.0140541
- [CB12] *Kapitel* Ultrasound-induced heating and its biological consequences. In: CHURCH, Charles C. ; BARNETT, Stanley B.: *Safe Use of Ultrasound in Medical Diagnosis*. 3rd. The British Institute of Radiology, 2012, S. 46–68
- [CBS80] CHAUSSY, Ch. ; BRENDL, W. ; SCHMIEDT, E.: Extracorporeally Induced Destruction of Kidney Stones by Shock Waves. In: *The Lancet* 2 (1980), dec, Nr. 8207, 1265–1268. [http://dx.doi.org/10.1016/S0140-6736\(80\)92335-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0140-6736(80)92335-1). – DOI 10.1016/S0140-6736(80)92335-1
- [CCM07] CLEVELAND, Robin O. ; CHITNIS, Parag V. ; MCCLURE, Scott R.: Acoustic Field of a Ballistic Shock Wave Therapy Device. In: *Ultrasound in Medicine & Biology* 33 (2007), aug, Nr. 8, 1327–1335. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ultrasmedbio.2007.02.014>. – DOI 10.1016/j.ultrasmedbio.2007.02.014
- [CD13] CVIJETIC, Milorad ; DJORDJEVIC, Ivan B.: *Advanced Optical Communication Systems and Networks*. Artech House, 2013
- [CE94] CARNELL, M. T. ; EMMONY, D. C.: Quantitative Schlieren measurements of a high energy electromagnetic transducer acoustic shock field. In: *Optics & Laser Technology* 26 (1994), jan, Nr. 6, 385–391. [http://dx.doi.org/10.1016/0030-3992\(94\)90049-3](http://dx.doi.org/10.1016/0030-3992(94)90049-3). – DOI 10.1016/0030-3992(94)90049-3
- [Cha05] CHAUSSY, Christian: The Light Spot Hydrophone - LSHD: A New Level of Precise Ultrasonic Shock Wave Measurement. In: CHAUSSY, Christian (Hrsg.) ; HAUPT, Gerald G. V. (Hrsg.) ; JOCHAM, Dieter (Hrsg.) ; KOEHRMANN, Kai U. (Hrsg.) ; WILBERT, Dirk (Hrsg.): *Therapeutic Energy Application in Urology: Standards and Recent Developments*. Thieme Publishing Group, August 2005, S. 20–25

- [CHK11] CHEMAT, Farid ; HUMA, Zill e ; KHAN, Muhammed K.: Applications of ultrasound in food technology: Processing, preservation and extraction. In: *Ultrasonics Sonochemistry* 18 (2011), jul, Nr. 4, S. 813–835. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.ultsonch.2010.11.023>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.ultsonch.2010.11.023>
- [Cid96] CIDDOR, Philip E.: Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared. 35 (1996), S. 1566
- [Com98] COMMISSION, International E.: Ultrasonics - Pressure pulse lithotripters - Characteristics of fields IEC 61846 / International Electrotechnical Commission. International Electrotechnical Commission, 1998. – Forschungsbericht
- [Cor13] CORPORATION, Onda ; ONDA CORPORATION (Hrsg.): *HGL Hydrophones*. 2. 1290 Hammerwood Avenue, Sunnyvale, CA 94089 USA: Onda Corporation, 3 2013. [http://www.ondacorp.com/images/brochures/Onda\\_HGL\\_DataSheet.pdf](http://www.ondacorp.com/images/brochures/Onda_HGL_DataSheet.pdf)
- [CP95] CHARLEBIOS, Thomas F. ; PELTON, Roger C.: Quantitative 2D And 3D Schlieren Imaging For Acoustic Power And Intensity Measurements. In: *Medical Electronics* (1995), S. 69–73
- [CS89] COLEMAN, Andrew J. ; SAUNDERS, John E.: A survey of the acoustic output of commercial extracorporeal shock wave lithotripters. In: *Ultrasonics in* 15 (1989), Nr. 3, S. 213–227. [http://dx.doi.org/doi:10.1016/0301-5629\(89\)90066-5](http://dx.doi.org/doi:10.1016/0301-5629(89)90066-5). – DOI [doi:10.1016/0301-5629\(89\)90066-5](http://dx.doi.org/doi:10.1016/0301-5629(89)90066-5)
- [CW51] CALLEN, H. B. ; WELTON, T. A.: Irreversibility and Generalized Noise. In: *Physical Review* 83 (1951), 7, Nr. 1, S. 34–40
- [CWD94] CHAN, H. L. W. ; WHITNALL, D. F. ; DENCHER, P. R.: PVDF hydrophone and hydrophone array with side-looking elements. 65 (1994), Nr. 2376. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1063/1.1145209>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1063/1.1145209>
- [DCRC95] DALECKI, D. ; CHILD, S. ; RAEMAN, C. ; CARSTENSEN, E.: Tactile perception of ultrasound. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 97 (1995), 5, Nr. 5, S. 3165–3170
- [Dem13] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Bd. 6. Springer, 2013
- [DG79] DAVISON, L. ; GRAHAM, R. A.: Shock compression of solids. In: *Physics Reports* 55 (1979), oct, Nr. 4, 255–379. [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(79\)90026-7](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(79)90026-7). – DOI [10.1016/0370-1573\(79\)90026-7](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(79)90026-7)

- [DHK14] DITAS, P. ; HENNIG, E. ; KYNAST, A.: Lead-Free Piezoceramic Materials for Ultrasonic Applications. In: *ITG GMA Fachtagung Sensoren und Messsysteme* VDE, VDE Verlag, 6 2014
- [Die05] DIEME, Robert: *Characterization of Noise in MEMS Piezoresistive Microphones*, University of Florida, Diplomarbeit, 2005
- [Dim12] DIMOPOULOS, Hercules G. ; ISMAIL, Mohammed (Hrsg.) ; SAWAN, Mohamad (Hrsg.): *Analog Electronic Filters: Theory, Design and Synthesis (Analog Circuits and Signal Processing)*. Springer Science+Business Media B.V., 2012
- [Dje00] DJEBARI, Mustapha: *Photoempfänger für Pikosekunden-Laserimpulsradar*, Dissertation, 2000
- [DLGES14] DARYOUSH, Afshin S. ; LEWIN, Peter A. ; GOPINATH, Rupa ; EL-SHERIF, Mahmoud A.: *Fiber optic hydrophone sensors and uses thereof*. 2014
- [DM07] DAIMON, Masahiko ; MASUMURA, Akira: Measurement of the refractive index of distilled water from the near-infrared region to the ultraviolet region. 46 (2007), Nr. 18
- [DRCC97] DALECKI, D. ; RAEMAN, C. ; CHID, S. ; CARSTENSEN, E.: Effects of pulsed ultrasound on the frog heart. The radiation force mechanism. In: *Ultrasound in Medicine & Biology* 23 (1997), Nr. 2, S. 275–285
- [Dre06] DREYER, Thomas: *Systemmodellierung piezoelektrischer Sender zur Erzeugung hochintensiver Ultraschallimpulse für die medizinische Therapie*, Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe, Diss., 2006
- [Dun86] DUNN, F.: Attenuation and speed of ultrasound in lung: dependence upon frequency and inflation. In: *J. Acoustic Soc. Am.* 80 (1986), 10, Nr. 4, S. 1248–1250
- [Ear58] EARNSHAW, S.: On the Mathematical Theory of Sound. In: *Royal Society of London* (1858)
- [Edm81] EDMONDS, Peter D.: *Ultrasonics Methods in Experimental Physics*. Bd. 19. Academic Press, 1981
- [EE00] E. ANDERSON, Martin ; E. TRAHEY, Gregg: *A seminar on k-space applied to medical ultrasound*. 4 2000
- [EGBH<sup>+</sup>09] ENGEBRETSEN, Kaia ; GROTTLE, Margreth ; BAUTZ-HOLTER, Erik ; SANDVIK, Leiv ; JUEL, Niels G. ; EKEBERG, Ole M. ; BROX, Jens I.: Radial extracorporeal shockwave treatment compared with supervised exercises in

- patients with subacromial pain syndrome: single blind randomised study. In: *The BMJ* 339 (2009), Nr. 3360, S. 1–6. <http://dx.doi.org/10.1136/bmj.b3360>. – DOI 10.1136/bmj.b3360
- [Eis88] EISENMENGER, W.: Methoden der Stosswellenerzeugung und -messung. In: *BMT* (1988)
- [Far51] FARAN, James J.: Sound Scattering by Solid Cylinders and Spheres. In: *Acoustical Society of America* 23 (1951), 6
- [Fem09] FEMTO MESSTECHNIK GMBH: *HCA-S*, 2009
- [FHD04] FEYERTAG, J. ; HASCHKOVITZ, H. ; DUNKY, A.: Anwendung der Extrakorporalen Stoßwellentherapie bei kalzifizierender Periathropathia humeroscapularis, Fersensporn und Epicondylitis humeri - Erfahrungsbericht aus dem Wilhelminenspital. In: *Journal für Mineralstoffwechsel* 11 (2004), Nr. 4, S. 46–49
- [FLL94] FAY, B. ; LUDWIG, G. ; LANKJAER, C. ; LEWIN, P. A.: Frequency response of PVDF needle-type hydrophones. In: *Ultrasound in Medicine and Biology* 20 (1994), Nr. 4, S. 361–366. [http://dx.doi.org/10.1016/0301-5629\(94\)90004-3](http://dx.doi.org/10.1016/0301-5629(94)90004-3). – DOI 10.1016/0301-5629(94)90004-3
- [Fro01] FROST, Gary L.: Inventing Schemes and Strategies: The Making and Selling of the Fessenden Oscillator. In: *Technology and Culture* 42 (2001), Nr. 3, S. 462–488
- [GAG+09] GOPINATH, R. ; ARORA, P. ; GANDHI, G. ; DARYOUSH, A. S. ; LEWIN, M. El-M. El-Sherif. A.: Thin Film Metal Coated Fiber Optic Hydrophone Probe. In: *Applied Optics* 48 (2009), Nr. 31, S. 1–11
- [GAGL00] GREMION, G. ; AUGROS, R. ; GOBELET, C. ; LEYVRAZ, P.: Wirksamkeit der Extrakorporalen Stosswellentherapie bei der Tendinosis calcarea der Schulter. In: *Schweizerische Zeitschrift für Sportmedizin und Sporttraumatologie* 48 (2000)
- [Gau13] GAUTSCHI, Ronald: *Manuelle Triggerpunkt-Therapie*. 2. Georg Thieme Verlag, 2013
- [GVF+08] GERDESMEYER, Ludger ; FREY, Carol ; VESTER, Johannes ; MAIER, Markus ; WEIL JR, Lowell ; WEIL SR, Lowell ; RUSSLIES, Martin ; STIENSTRA, John ; SCURRAN, Barry ; FEDDER, Keith ; DIEHL, Peter ; LOHRER, Heinz ; HENNE, Mark ; GOLLWITZER, Hans: Radial Extracorporeal Shock Wave Therapy Is Safe and Effective in the Treatment of Chronic Recalcitrant Plantar Fasciiti Results of a Confirmatory Randomized Placebo-Controlled Multicenter Study. In: *The American Journal of Sports Medicine* 36 (2008),

- Nr. 11, S. 2100–2109. <http://dx.doi.org/10.1177/0363546508324176>. – DOI 10.1177/0363546508324176
- [GGDW04] GERDESMEYER, L. ; GOLLWITZER, H. ; DIEHL, P. ; WAGNER, K.: Radiale extrakorporale Stoßwellentherapie (rESWT) in der Orthopädie. In: *Journal für Mineralstoffwechsel* 11 (2004), Nr. 4, S. 36–39
- [Gho11] GHOSH, K. K.: Noise in Electronic and Photonic Devices. (2011). <http://dx.doi.org/10.5772/15223>. – DOI 10.5772/15223
- [Gra01] In: GRAFF, J.: *Wirkung von Stoßwellen auf Knochengewebe*. ecomed Verlagsgesellschaft AG, 2001, S. 35–57
- [GRAG93] GRAY, G. R. ; RYAN, A. T. ; AGRAWAL, G. P. ; GAGE, E. C.: Control of optical-feedback-induced laser intensity noise in optical data recording. In: *Optical Engineering* 32 (1993), Nr. 4, 739. <http://dx.doi.org/10.1117/12.130137>. – DOI 10.1117/12.130137
- [GSBR01] *Kapitel* Einfluß eines muskulokutanen Präparates auf Fokusdruckverteilungen. In: GERDESMEYER, L. ; SCHÄBLER, S. ; BACHFISCHER, K. ; RECHL, H.: *Extrakorporale Stoßwellentherapie in der Orthopädie*. ecomed Verlagsgesellschaft AG, 2001, S. 23–33
- [GWH03] GERDESMEYER, L. ; WAGENPFEIL, S. ; HAAKE, M.: Extracorporeal shock wave therapy for the treatment of chronic calcifying tendonitis of the rotator cuff: a randomized controlled trial. In: *American Medical Association* 290 (2003), Nr. 19, S. 2573–2580
- [Haf06] HAFEZ, Zachary T.: *The role of Microstreaming in Ultrasound Enhanced Thermolysis*, University of Illinois at Urbana-Champaign, Bachelor of Science, 2006
- [Hah05] HAHN, Royth P.: *Zur Kalibrierung eines piezooptischen Faserhydrophons für diagnostische Ultraschallfelder*, Universität Duisburg Essen, Diss., 2005
- [Ham06] HAMAMATSU PHOTONICS: *Si PIN photodiode S5971, S5972, S5973 series*, 2006
- [HBH04] HILL, C. R. ; BAMBER, J. C. ; HAAR, G. R.: *Physical Principle of Medical Ultrasonics*. 2. John Wiley Sons, 2004
- [HC93] HEUMIER, T. A. ; CARLSTEN, J. L.: Detecting Mode Hopping in Semiconductor Lasers by Monitoring Intensity Noise. 29 (1993), Nr. 11, S. 2756–2761
- [Her15] HERAEUS: Quartz Glass for Optics Data and Properties / Heraeus Quarzglas GmbH. 2015. – Forschungsbericht

- [HF00] HURRELL, A. ; F.: A two-dimensional hydrophone array using piezoelectric PVDF. 47 (2000), Nr. 6, S. 1345–1353. <http://dx.doi.org/10.1109/58.883523>. – DOI 10.1109/58.883523
- [HHE<sup>+</sup>92] HAUPT, Gerald ; HAUPT, Angela ; EKKERNKAMP, Axel ; GERETY, Bridget ; CHVAPIL, Milos: Influence of shock waves on fracture healing. In: *Urology* 39 (1992), Nr. 6, S. 529–532. [http://dx.doi.org/10.1016/0090-4295\(92\)90009-L](http://dx.doi.org/10.1016/0090-4295(92)90009-L). – DOI 10.1016/0090-4295(92)90009-L
- [HJD98] HUBER, Peter ; JOECHLE, Knut ; DEBUS, Juergen: Influence of shock wave pressure amplitude and pulse repetition frequency on the lifespan, size and number of transient cavities in the field of an electromagnetic lithotripter. 43 (1998), Nr. 10, S. 3113–3128
- [HK00] HARKEY, J. A. ; KENNY, T. W.: 1/f noise considerations for the design and process optimization of piezoresistive cantilever. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 9 (2000), Nr. 2, S. 226–235
- [HLW08] HEYWANG, Walter ; LUBITZ, Karl ; WERSING, Wolfram: *Piezoelectricity: Evolution and Future of a Technology*. Berlin Heidelberg : Springer, 2008 (Springer Series in Materials Science). – ISBN 3540686800
- [HNB92] HUANG, J. ; NISSEN, J. A. ; BODEGOM, E.: Diffraction of light by a focused ultrasonic wave. In: *Journal of Applied Physics* 71 (1992), Nr. 1, S. 70–75
- [Hol79] HOLZER, Franz J.: *Messung der Ultraschallleistung im mW-Bereich mit der Schallstrahlungsdruck-Methode*, Institute für Elektro- und biomedizinische Technik der Technischen Universität Graz, Diplomarbeit, 1979
- [HPD00] HARRIS, G. R. ; PRESTON, R. C. ; DEREGGI, Aime S.: The impact of piezoelectric PVDF on medical ultrasound exposure measurements, standards, and regulations. In: *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 47 (2000), November, S. 1321–1335
- [HQ73] HALE, George M. ; QUERRY, Marvin R.: Optical Constants of Water in the 200-nm to 200-um Wavelength Region. In: *Applied Optics* 12 (1973), mar, Nr. 3, 555. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1364/AO.12.000555>. – DOI <https://doi.org/10.1364/AO.12.000555>
- [HRM<sup>+</sup>94] HACKMAN, J. D. ; RYABY, J. P. ; MCCABE, J. ; FREY, J. J. ; KILCOYNE, R. F.: Acceleration of tibial fracture-healing by non-invasive, low-intensity pulsed ultrasound. In: *The Journal of Bone and Joint Surgery* 76 (1994), 26-34. <http://jbjs.org/content/76/1/26>
- [Hur12] *Kapitel Piezoelectric and fiber-optic hydrophones*. In: HURRELL, A.: *Ultrasonic Transducers: Materials and Design for Sensors, Actuators and Medical*



- Applications*. Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials, 2012, S. 619–676
- [IB93] *Kapitel 4*. In: INSANA, Michael F. ; BROWN, David G.: *Ultrasonic Scattering in Biological Tissues*. Crc Pr Inc, 1993
- [IIS<sup>+</sup>10] ITO, Yoshitaka ; ITO, Kenta ; SHIROTO, Takashi ; TSUBURAYA, Ryuji ; TAKEDA, Morihiko ; FUKUMOTO, Yoshihiro ; YASUDA, Satoshi ; SHIMOKAWA, Hiroaki: Cardiac shock wave therapy ameliorates left ventricular remodeling after myocardial ischemia reperfusion injury in pigs in vivo. In: *Coronary Artery Disease* 21 (2010), Nr. 5, S. 304–311
- [Jam14] JAMSHIDI RAD, Abtin: Investigation on the comparability of the light spot hydrophone and the fiber optic hydrophone in lithotripter field measurements. In: *Sensoren und Messsysteme* Bd. 17, VDE, 2014
- [JB07] JOHANSSON, Jonny ; BORG, Johan: Incorporation of Mechanical Noise in the SPICE Model of a Piezoelectric Transducer. In: *International Congress on Ultrasonics* International Congress on Ultrasonics, 2007, S. 1–4
- [JKS72] JOZEFOWSKA, J. ; KOSMOL, M. ; SLIWINSKI, A.: Ultrasonic Light Diffraction for the case of the Intense Laser Beam Generating a 3rd Harmonic in Liquids. In: *J. Phys. Colloques* 33 (1972), Nr. C6, S. 239–244. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1051/jphyscol:1972652>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1051/jphyscol:1972652>
- [JSC<sup>+</sup>09] JAGANNATHAN, Jay ; SANGHVI, Narendra K. ; CRUM, Lawrence A. ; YEN, Chun-Po ; MEDEL, Ricky ; DUMONT, Aaron S. ; SHEEHAN, Jason P. ; STEINER, Ladislau ; JOLESZ, Ferenc ; KASELL, Neal F.: High intensity focused ultrasound surgery (HIFU) of the brain: A historical perspective, with modern applications. In: *Neurosurgery* 64 (2009), Nr. 2, S. 201–211. <http://dx.doi.org/10.1227/01.NEU.0000336766.18197.8E>. – DOI 10.1227/01.NEU.0000336766.18197.8E
- [JU12a] JAMSHIDI RAD, Abtin ; UEBERLE, Friedrich: Druckpulsmessungen - Vergleich der optischen Sensoren mit Simulationen mittels FIELD II. In: *Workshop Messtechnische Anwendungen von Ultraschall*, 2012
- [JU12b] JAMSHIDI RAD, Abtin ; UEBERLE, Friedrich: Pressure Pulse Fields: Comparison of optical hydrophone measurements with FEM Simulations. In: *Biomedical Engineering* 57 (2012), S. 821–824
- [JU12c] JAMSHIDI RAD, Abtin ; UEBERLE, Friedrich: Pressure Pulse Fields: Comparison of optical hydrophone measurements with FEM Simulations. In: *Biomedical Engineering* 57 (2012), 9, Nr. 1. <http://dx.doi.org/10.1515/bmt-2012-4466>. – DOI 10.1515/bmt-2012-4466

- [JU12d] JAMSHIDI RAD, Abtin ; UEBERLE, Friedrich: Pressure Pulse Fields: Comparison of optical hydrophone measurements with simulations using FIELD II. In: *DAGA 38. Jahrestagung der Akustik* DEGA, 2012
- [JU13] JAMSHIDI RAD, Abtin ; UEBERLE, Friedrich: Investigation on the comparability of the light spot hydrophone and the fiber optic hydrophone in lithotripter field measurements. (2013), S. 27. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4861355>. – DOI 10.1063/1.4861355
- [JU15a] JAMSHIDI RAD, A. ; UEBERLE, F.: An Optical Hydrophone for the Single-Shot Field Measurement of High Power Pressure Fields. In: *Acta Physica Polonica* 127 (2015), Nr. 1, S. 69–71. <http://dx.doi.org/10.12693/APhysPolA.127.69>. – DOI 10.12693/APhysPolA.127.69
- [JU15b] JAMSHIDI RAD, Abtin ; UEBERLE, Friedrich: Field mapping of ballistic pressure pulse sources. In: *Current Directions in Biomedical Engineering* 1 (2015), Nr. 1, S. 26–29. <http://dx.doi.org/10.1515/cdbme-2015-0007>. – DOI 10.1515/cdbme-2015-0007
- [JU15c] JAMSHIDI RAD, Abtin ; UEBERLE, Friedrich: A Multispot optical Hydrophone for the Single-Shot Field Measurements of High Power Pressure Pulse Fields. In: *the 22nd international congress of sound and vibration* Bd. 22 International Institute of Acoustics and Vibration, 2015
- [JU16] JAMSHIDI RAD, Abtin ; UEBERLE, Friedrich: Comparison of interferometric measurement of a ballistic pressure pulse source with simulations using the spatial impulse response method and acoustic measurements. In: *ICSV23* 23 (2016)
- [JUK14] JAMSHIDI RAD, Abtin ; UEBERLE, F. ; KRÜGER, K.: Investigation on the comparability of the light spot hydrophone and the fiber optic hydrophone in lithotripter field measurements. In: *Review of Scientific Instruments* 85 (2014), S. 1–6
- [Jun05] JUNG, Walt: *Op Amp Applications Handbook*. Newnes, 2005
- [KEK+00] KRÜCKLER, J. ; EISENBERG, A. ; KRIX, M. ; LÖTSCH, R. ; PESSEL, M. ; TRIER, H. G.: Rigid piston approximation for computing the transfer function and angular response of a fiber-optic hydrophone. In: *J. Acoustic Soc. Am.* 107 (2000), Nr. 4, S. 1994–2003. <http://dx.doi.org/10.1121/1.428483>. – DOI 10.1121/1.428483
- [Koc88] KOCH, J ; VALVO, Unternehmensbereich Bauelemente der Philips G. Hamburg (Hrsg.): *Piezoxide: Eigenschaften und Anwendungen*. Heidelberg : Dr. Alfred Hüthig Verlag GmbH, 1988. – ISBN 3778517554 9783778517550

- [KT16] KARPMAN, V. I. ; TER HAAR, D.: *Non-Linear Waves in Dispersive Media: International Series of Monographs in Natural Philosophy*. Elsevier, 2016
- [KVG12] KEDENBURG, S. ; VIEWEG, M. ; GISSIBL, T. ; GIESSEN, H.: Linear refractive index and absorption measurements of nonlinear optical liquids in the visible and near-infrared spectral region. In: *Optical Materials Express* 2 (2012), oct, Nr. 11, 1588. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1364/OME.2.001588>. – DOI <https://doi.org/10.1364/OME.2.001588>
- [KW36] KURTZ, S. S. ; WARD, A. L.: The refractivity intercept and the specific refraction equation of Newton. I. development of the refractivity intercept and comparison with specific refraction equations. In: *Journal of the Franklin Institute* 222 (1936), nov, Nr. 5, 563-592. [http://dx.doi.org/10.1016/s0016-0032\(36\)90986-9](http://dx.doi.org/10.1016/s0016-0032(36)90986-9). – DOI 10.1016/s0016-0032(36)90986-9
- [Lei98] *Kapitel An introduction to acoustic cavitation*. In: LEIGHTON, Timothy G.: *Ultrasound in Medicine*. CRC Press, 1998
- [LMU+05] LEWIN, P. A. ; MU, C. ; UMCHID, S. ; DARYOUSH, A. ; EL-SHERIF, M.: Acousto-optic, point reveiver hydrophone probe for operation up to 100 MHz. In: *Ultrasonics* 43 (2005), S. 815–821. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ultras.2005.05.003>. – DOI 10.1016/j.ultras.2005.05.003
- [LMWB12] LI, Guangyan ; MCATEER, Jamed ; WILLIAMS, James ; BAILEY, Michael: Fiber-optic probe hydrophone measurement of lithotripter shock waves under in vitro conditions that mimic the environment of the renal collecting system. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 132 (2012), Nr. 3, 2065. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1121/1.4755611>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1121/1.4755611>
- [Lor80] LORENTZ, H. A. ; BARTH, J. A. (Hrsg.): *Ueber die Beziehung zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes und der Körperdichte*. Wiley-Blackwell, 1880. – 641–665 S. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18802450406>. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18802450406>
- [LSAG07] LOHRER, H. ; SCHÖLL, J. ; ARENTZ, S. ; GERDESMEYER, L.: r-ESWT for Pain Therapy in Orthopedics and Sports Medicine. Development and Application. In: *Extracorporeal Shockwave Therapy. Data Trace Publishing Company* (2007), S. 83–90
- [LSW09] LERCH, Reinhard ; SESSLER, Gerhard M. ; WOLF, Dietrich: *Technische Akustik Grundlagen und Anwendungen*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2009

- [LYH04] LEE, Yung C. ; YU, Jhih M. ; HUANG, Shiang W.: Fabrication and Characterization of a PVDF Hydrophone Array Transducer. 270-273 (2004), S. 1406–1413. <http://dx.doi.org/10.4028/www.scientific.net/KEM.270-273.1406>. – DOI 10.4028/www.scientific.net/KEM.270-273.1406
- [Mü13] MÜLLER, Rudolf: *Rauschen*. 2. 2013
- [MBW90] MIHRAN, R. ; BARNES, F. ; WACHTEL, H.: Temporally-specific modification of myelinated axon excitability in vitro following a single ultrasound pulse. In: *Ultrasound in Medicine & Biology* 16 (1990), Nr. 3, S. 297–309
- [Mes06] MESCHÉDE, Dieter: *Gerthsen Physik*. 23. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2006
- [Mes08] MESCHÉDE, Dieter: *Optik, Licht und Laser*. Bd. 3. Vieweg+Teubner, 2008. – ISBN 978-3-8351-0143-2
- [MM12] MEYER, Reiner-Peter ; MORO, Fabrizio ; MEYER, Reiner-Peter (Hrsg.) ; MORO, Fabrizio (Hrsg.) ; SCHWYZER, Hans-Kaspar (Hrsg.) ; CHRISTOPH SPORMANN, Beat René S. (Hrsg.): *Der kapriziöse Ellbogen*. Springer Verlag, 2012
- [MP85] MÜLLER, M. ; PLATTE, M.: Einsatz einer breitbandigen Piezodrucksonde auf PVDF-Basis zur Untersuchung konvergierender Stoßwellen in Wasser. In: *Acustica* 58 (1985), Nr. 4, S. 215–222
- [MRC83] MILLNER, R. ; ROSENFELD, E. ; COBET, U.: Numerical Calculation of Nearfield Pressure Variations of Different Annular Ring Transducers. In: *Ultrasound Interactions in Biology and Medicine* (1983), S. 39–46
- [Na&01] NASSENSTEIN, Kai: *Wirkung von hochenergetischen extrakorporalen Stoßwellen am Knochen. Eine tiereperimentelle Studie*, Ruhr-Universität Bochum, Dissertation, 2001
- [Nep80] NEPPIRAS, E. A.: Acoustic Cavitation. In: *Physics Reports* 61 (1980), 5, Nr. 3, S. 159–251
- [Nep84] NEPPIRAS, E. A.: Acoustic cavitation series: part one: Acoustic cavitation: an introduction. In: *Ultrasonics* 22 (1984), 1, Nr. 1, S. 25–28
- [Nie90] NIEWISCH, J.: Improved design for a fibre-optic shock-wave sensor. 25 (1990), S. 213–217
- [NSS+13] NEUSIUS, Andreas ; SMITH, Nathan B. ; SANKIN, Georgy ; KUNTZ, Nicholas J. ; MADDEN, John F. ; FOVARGUE, Daniel E. ; MITRAN, Sorin ; LIPKIN, Michael E. ; SIMMONS, Walter N. ; PREMINGER, Glenn M. ; ZHONG, Pei:

- Improving the lens design and performance of a contemporary electromagnetic shock wave lithotripter. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 111 (2013), Nr. 13, S. 1167–1175
- [Nyq28] NYQUIST, H.: Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors. In: *Physical Review* 32 (1928), Nr. 1, S. 110–113
- [Ols07] OLSZEWSKI, Dirk: Kriterium zur Unterscheidung zwischen linearer und nichtlinearer Akustik. In: *Fortschritte der Akustik* 33 (2007), S. 953–954
- [Ols08] OLSZEWSKI, Dirk: *Stark gerichtete Audio Beschallung mit parametrischem Ultraschall Lautsprecher*, Universität Paderborn Fakultät für Elektrotechnik, Informatik und Mathematik, Dissertation, 7 2008
- [Opt16] OPTICS, OZ: *Fiber Pigtailed Ultra Stable Laser Module OZ-1000, OZ 2000 & OZ-3000 Series*, 2016
- [Pas09] PASCHOTTA, Rüdiger: Noise in Laser Technology - Part 1: Intensity and Phase Noise. (2009), Nr. 2
- [PBST99] PITKA, R. ; BOHRMANN, S. ; STÖCKER, H. ; TERLECKI, G.: *Physik Der Grundkurs*. 1. Verlag Hari Deutsch, 1999
- [PC08] *Kapitel Optical Fiber Hydrophone Systems*. In: PENG, G. D. ; CHU, P. L.: *Fiber Optic Sensors*. 2. CRC Press, 2008, S. 367–396
- [PCM<sup>+</sup>13] PEREZ, Camilo ; CHEN, Hong ; MATULA, Thomas J. ; KARZOVA, Maria ; KHOKHLOVA, Vera A.: Acoustic field characterization of the Duolith: Measurements and modeling of a clinical shock wave therapy device. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 134 (2013), aug, Nr. 2, S. 1663–1674. <http://dx.doi.org/10.1121/1.4812885>. – DOI 10.1121/1.4812885
- [Pes73] PESTORIUS, Frederick M.: *Propagation of plane acoustic noise of finite amplitude*, Diss., feb 1973. <http://dx.doi.org/10.1121/1.2033180>. – DOI 10.1121/1.2033180. – 521–521 S.
- [Pin07] PINTON, Gianmarco F.: *Numerical methods for nonlinear wave propagation in ultrasound*. Graduate School of Duke University, Duke University, Dissertation, 2007
- [PL92] PEPELJUGOSKI, Petar K. ; LAU, Kam Y.: Interferometric Noise Reduction in Fiber-optic Links by Superposition of High Frequency Modulation. 10 (1992), Nr. 7, S. 957–963
- [Poh51] POHLMANN, R.: *Die Ultraschalltherapie. Praktische Anwendung des Ultraschalls in der Medizin*. Thieme, 1951

# Literaturverzeichnis

- [Pre91] PRESTON, Roy C.: *Output Measurements for Medical Ultrasound*. Springer London, 1991
- [PSB<sup>+</sup>05] PISHCHALNIKOV, Yuri A. ; SAPOZHNIKOV, Oleg A. ; BAILEY, Michael R. ; PISHCHALNIKOVA, Irina V. ; WILLIAMS JR., James C. ; MACATEER, James A.: Cavitation selectively reduces the negative-pressure phase of lithotripter shock pulses. In: *Acoust Res Lett* (2005). <http://dx.doi.org/10.1121/1.2127115>. – DOI 10.1121/1.2127115
- [PSK97] PALTAUF, G. ; SCHMIDT-KLOIBER, H.: Measurement of laser-induced acoustic waves with a calibrated optical transducer. In: *Journal of Applied Physics* 82 (1997), Nr. 4, S. 1525–1531. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1063/1.365953>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1063/1.365953>
- [PSKG96] PALTAUF, G. ; SCHMIDT-KLOIBER, H. ; GUSS, H.: Light distribution measurements in absorbing materials by optical detection of laser-induced stress waves. 69 (1996), Nr. 11, S. 1526–1528
- [Ric09] RICHTER, Maya: *Vergleich der Ultraschall-Screening-Strategien zur Früherkennung angeborener Fehlbildungen der Nieren und der ableitenden Harnwege. Ergebnisse der populationsbasierten SNiP-Studie (Survey of neonates in pomerania)*, Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald, Dissertation, 2009
- [RK67] RILEY, W. A. ; KLEIN, W. R.: Piezo-Optic Coefficients of Liquids. 42 (1967), Nr. 1258. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1121/1.1910714>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1121/1.1910714>
- [RKEH98] ROMPE, J.-D. ; KIRSCHKEK, O. ; EYSEL, P. ; HOPF, C.: Chronische Insertionsstenopathie am lateralen Epicondylus humeri. In: *Der Schmerz* 12 (1998), Nr. 2, S. 105–111. <http://dx.doi.org/10.1007/s004820050130>. – DOI 10.1007/s004820050130
- [RKV<sup>+</sup>97] ROMPE, J.-D. ; KÜLLMER, K. ; VOGEL, J. ; ECKARDT, A. ; WAHLMANN, U. ; EYSEL, P. ; HOPF, C. ; KIRKPATRICK, C. J. ; BÜRGER, R. ; NAFE, B.: Extrakorporale Stoßwellentherapie. In: *Der Orthopäde* 26 (1997), Nr. 3, S. 215–228. <http://dx.doi.org/10.1007/PL00003377>. – DOI 10.1007/PL00003377
- [Ros07] ROSSING, Thomas D.: *Springer Handbook of Acoustics*. New York : Springer New York, 2007
- [RSN02] ROMPE, J.D. ; SCHOELLNER, C. ; NAFE, B.: Evaluation of Low-Energy Extracorporeal Shock-Wave Application for Treatment of Chronic Plantar Fasciitis. In: *Journal of Bone and Joint Surgery* 84 (2002), mar, Nr. 3, 335–341. <http://dx.doi.org/10.2106/00004623-200203000-00001>. – DOI 10.2106/00004623-200203000-00001

- [San09] SANDROCK, T.: Sicherheitsaspekte beim Einsatz von Glasfasern zur Lichtleitung / Deutsche Gesetzliche Unfallversicherung Spitzenverband. 2009. – Forschungsbericht
- [SB07] SHERMAN, Charles H. ; BUTLER, John L.: *Transducers and Arrays for Underwater Sound*. Springer Science+Business Media, LLC, 2007
- [SBH91] SUHR, Dierk ; BRÜMMER, Franz ; HÜLSER, Dieter F.: Cavitation-generated free radicals during shock wave exposure: Investigations with cell-free solutions and suspended cells. In: *Ultrasound in Medicine & Biology* 17 (1991), Nr. 8, S. 761–768
- [SCR<sup>+</sup>13] SCHMITZ, Christoph ; CSASZAR, Nikolaus B. ; ROMPE, Jan-Dirk ; CHAVES, Humberto ; FURIA, John P.: Treatment of chronic plantar fasciopathy with extracorporeal shock waves (review). In: *Journal of Orthopaedic Surgery and Research* 8 (2013), Nr. 1, 1-11. <http://dx.doi.org/10.1186/1749-799x-8-31>. – DOI 10.1186/1749-799x-8-31
- [SDH91] STARRITT, H. C. ; DUCK, F. A. ; HUMPHREY, V. F.: Forces acting in the direction of propagation in pulsed ultrasound fields. In: *Physics in Medicine and Biology* 36 (1991), Nr. 11
- [SE93] STAUDENRAUS, J. ; EISENMENGER, W.: Fibre-optic probe hydrophone for ultrasonic and shock-wave measurements in water. In: *Ultrasonics* 31 (1993), Nr. 4, S. 267–273. [http://dx.doi.org/doi:10.1016/0041-624X\(93\)90020-Z](http://dx.doi.org/doi:10.1016/0041-624X(93)90020-Z). – DOI doi:10.1016/0041-624X(93)90020-Z
- [Sel83] SELF, Sidney A.: Focusing of spherical Gaussian beams. 22 (1983), Nr. 5, S. 658–661
- [Sha12] SHAUL, Katzir: Who knew piezoelectricity? Rutherford and Langevin on submarine detection and the invention of sonar. In: *Notes and Records of the Royal Society* 66 (2012), Nr. 2, S. 141–157
- [Shu05] SHUNG, K. K.: *Diagnostic Ultrasound: Imaging and Blood Flow Measurements*. CRC Press, 2005
- [SJM11] SEDLAK, P. ; J. MAJZNER, J. S.: Noise in Piezoelectric Ceramics at the Low Temperatures. In: *Radioengineering* 20 (2011), 4, Nr. 1, S. 200–203
- [SL70] STRUBE, H. W. ; LAUTERBORN, W.: Untersuchung der Kavitationskeime an der Grenzfläche Quarzglas-Wasser nach der Zentrifugenmethode. In: *Zeitschrift für angewandte Physik* 29 (1970), 4, Nr. 6, S. 349–357
- [SS96] SCHNEIDER, B ; SHUNG, K. K.: Quantitative Analysis of Pulsed Ultrasonic Beam Pattern Using a Schlieren System. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 43 (1996), Nr. 6, S. 1181–1186. <http://dx.doi.org/10.1109/58.542062>. – DOI 10.1109/58.542062

- [SSH82] SHOMBERT, D. ; SMITH, S. ; HARRIS, G.: Angular response of miniature ultrasonic hydrophones. In: *Medical Physics* 4 (1982), S. 484–92. <http://dx.doi.org/10.1118/1.595114>. – DOI 10.1118/1.595114
- [SSKC14] SCHMITZ, Christoph ; SCHLAUDRAFF, Kai-Uwe ; KIESSLING, Maren ; CSASZAR, Nikolaus: Predictability of the individual clinical outcome of extracorporeal shock wave therapy for cellulite. In: *Clinical, Cosmetic and Investigational Dermatology* (2014), may, 171. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.2147/CCID.S59851>. – DOI <https://doi.org/10.2147/CCID.S59851>
- [SSS+12] SMITH, N. ; SANKIN, G. N. ; SIMMONS, W. N. ; NANKE, R. ; FEHRE, J.: A comparison of light spot hydrophone and fiber optic probe hydrophone for lithotripter field characterization. In: *Review of Scientific Instruments* 83 (2012). <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1063/1.3678638>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1063/1.3678638>
- [Ste12] STEINHERR, Thomas: *Umbau und Revalidierung eines Messplatzes zur Bestimmung der Leistung von medizinischen Ultraschallgeräten mittels Schallstrahlungskraftmessung*, Diplomarbeit, 2012
- [SW54] SPEAK, G. S. ; WALTERS, D. J.: Optical Considerations and Limitations of the Schlieren Method / Aeronautical Research Concl Reports and Memoranda. 1954 (2859). – Technical Report
- [Sza14] SZABO, Thomas L.: *Diagnostic Ultrasound Imaging: Inside Out*. 2. Academic Press, 2014
- [TBC96] TAVAKKOLI, J. ; BIRER, A. ; CATHIGNOL, D.: Development of a PVDF low-cost shock-wave hydrophone. In: *Shock Waves* 5 (1996), Nr. 6, S. 369–374. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02434012>. – DOI 10.1007/BF02434012
- [TMZ+04] TISCHER, T. ; MILZ, S. ; ZYSK, S. ; HAUSDORF, J. ; MAIER, M.: ESWL aus der Sicht des Osteologen. In: *Journal für Mineralstoffwechsel* 11 (2004), Nr. 4, S. 29–35
- [TS02] TIETZE, Ulrich ; SCHENK, Christoph: *Halbleiter-Schaltungstechnik*. 12. Heidelberg : Springer, 2002
- [TVG+88] TSIRULNIKOV, E. M. ; VARTANYAN, I. A. ; GERSUNI, G. V. ; ROSENBLIUM, A. S. ; PUDOV, V. I.: Use of amplitude-modulated focused ultrasound for diagnosis of hearing disorders. In: *Ultrasound in Medicine & Biology* 14 (1988), Nr. 4, S. 277–285
- [Ueb07] *Kapitel Einsatz von Stosswellen in der Medizin*. In: UEBERLE, Friedrich: *Medizintechnik: Verfahren - Systeme - Informationsverarbeitung*. 3. Springer, 2007, S. 483–513



- [UJ10] UEBERLE, Friedrich ; JAMSHIDI RAD, Abtin: Pressure Pulse Measurements Using Optical Hydrophone Principles. In: *Journal of Physics* 279 (2010)
- [UJ12] UEBERLE, Friedrich ; JAMSHIDI RAD, Abtin: Ballistic Pain Therapy Devices: Measurement of Pressure Pulse Parameters. In: *Biomedical Engineering* 57 (2012), S. 700–703. <http://dx.doi.org/10.1515/bmt-2012-4439>. – DOI 10.1515/bmt-2012-4439
- [UJ13] UEBERLE, Friedrich ; JAMSHIDI RAD, Abtin: Characterization of unfocused / Weakly focused Pressure Pulse Sources for Extracorporeal Pain Therapy ("Radial Shock Wave TherapySSources. In: *Biomed Tech* 58 (2013)
- [Umc09] UMCHID, Sumet: Directivity Pattern Measurement of Ultrasound Transducers. In: *International Journal of Applied Biomedical Engineering* 2 (2009), Nr. 1, S. 39–43
- [Uni11] UNION, Europäische: Richtlinie 2011/65/EU des Europäischen Parlaments und des Rates vom 8. Juni 2011 zur Beschränkung der Verwendung bestimmter gefährlicher Stoffe in Elektro- und Elektronikgeräten / Europäisches Parlament und Rat. Version:6 2011. <http://eur-lex.europa.eu/LexUriServ/LexUriServ.do?uri=OJ:L:2011:174:0088:0110:DE:PDF>. 2011 (2011/65/EU und vorher 2002/95/EG). – Richtlinie
- [VER97] VOGEL, J. ; EYSEL, C. HopC. H. ; ROMPE, J.D.: Application of extracorporeal shock-waves in the treatment of pseudarthrosis of the lower extremity. In: *Archives of Orthopaedic and Trauma Surgery* 116 (1997), oct, Nr. 8, 480–483. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00387581>. – DOI 10.1007/BF00387581
- [WEJ03] *Kapitel Urolithiasis*. In: WOLFRAM, M. ; EISHOLD, M. ; JONAS, D.: *Nierenerkrankungen*. Schattauer, 2003, S. 395–424
- [Wel75] WELLS, P.: Absorption and dispersion of ultrasound in biological tissue. In: *Ultrasound in Medicine and Biology* 1 (1975), 3, Nr. 4, S. 369–376
- [Wes04] WESS, Othmar: Physikalische Grundlagen der extrakorporalen Stoßwellentherapie. In: *Journal für Mineralstoffwechsel* (2004), 4, S. 7–18
- [Wey80] WEYNS, A.: Radiation field calculations of pulsed ultrasonic transducers: Part 1 Planar circular, square and annular transducers. In: *Ultrasonics* 18 (1980), Nr. 4, S. 183–188. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0041-624X\(80\)90085-2](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0041-624X(80)90085-2). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/0041-624X\(80\)90085-2](http://dx.doi.org/10.1016/0041-624X(80)90085-2)

- [Wil01] WILKENS, V.: *Dielektrische optische Interferenzschichthydrophone zur zeitlich und räumlich hochauflösenden Messung von Ultraschallfeldern*, Carl Osietzky Universität Oldenburg, Dissertation, 2001
- [Wil08] WILKENS, V.: Die neuen IEC Normen für die Verwendung, Kalibrierung und Charakterisierung von Ultraschallhydrophonen. In: *34 Deutsche Jahrestagung für Akustik*, 2008, S. 533–534
- [WN06] WU, J. ; NYBORG, Wesley L.: *Emerging Therapeutic Ultrasound*. World Scientific Pub Co Inc., 2006
- [Woo84] WOOD, Thomas H.: Actual modal power distributions in multimode optical fibers and their effect on modal noise. 9 (1984), S. 102–104
- [WT49] WOOD, L. A. ; TILTON, L. W.: Refractive Index of Natural Rubber for Different Wavelength. In: *Journal of Research of the National Bureau of Standards* 43 (1949), jul, Nr. 1, 57. <http://dx.doi.org/10.6028/jres.043.005>. – DOI 10.6028/jres.043.005
- [WWK02] WEISE, Wieland ; WILKENS, Volker ; KOCH, Christian: Frequency response of fiber-optic multilayer hydrophones: experimental investigation and finite element simulation. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 49 (2002), jul, Nr. 7, 937–946. <http://dx.doi.org/10.1109/TUFFC.2002.1020164>. – DOI 10.1109/TUFFC.2002.1020164
- [WWY08] WANG, Ching-Jen ; WANG, Feng-Sheng ; YANG, Kuender D.: Biological effects of extracorporeal shockwave in bone healing: a study in rabbits. In: *Archives of Orthopaedic and Trauma Surgery* 128 (2008), Nr. 8, S. 879–884. <http://dx.doi.org/10.1007/s00402-008-0663-1>. – DOI 10.1007/s00402-008-0663-1
- [WYK<sup>+</sup>09] WANG, Ching-Jen ; YANG, Kunder D. ; KO, Jih-Yang ; HUANG, Chung-Cheng ; HUANG, Hsuan-Ying ; WANG, Feng-Sheng: The effects of shockwave on bone healing and systemic concentrations of nitric oxide (NO), TGF, VEGF and BMP2 in long bone non-unions. In: *Nitric Oxide-biology and Chemistry* 20 (2009), Nr. 4, S. 298–303. <http://dx.doi.org/10.1016/j.niox.2009.02.006>. – DOI 10.1016/j.niox.2009.02.006
- [YD90] YOUNG, S. R. ; DYSON, M.: The effect of therapeutic ultrasound on angiogenesis. In: *Ultrasound in Medicine & Biology* 16 (1990), Nr. 3, S. 261–269. [http://dx.doi.org/10.1016/0301-5629\(90\)90005-W](http://dx.doi.org/10.1016/0301-5629(90)90005-W). – DOI 10.1016/0301-5629(90)90005-W
- [YMV<sup>+</sup>73] YADAV, H. S. ; MURTY, D. S. ; VERMA, S. N. ; SINHA, K. H. C. ; GUPTA, B. M. ; CHAND, D.: Measurement of refractive index of water under high dynamic pressures. In: *American Institute of Physics* 44 (1973), Nr. 5, S. 2197–2200. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1662536>. – DOI 10.1063/1.1662536

- [YOA<sup>+</sup>10] YULDASHEV, Petr ; OLLIVIER, Sébastien ; AVERIYANOV, Mikhail ; SAPOZHNIKOV, Oleg ; KHOKHLOVA, Vera ; BLANC-BENON, Philippe: Non-linear propagation of spark-generated N-waves in air: Modeling and measurements using acoustical and optical methods. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 128 (2010), dec, Nr. 6, S. 3321–3333. <http://dx.doi.org/10.1121/1.3505106>. – DOI 10.1121/1.3505106
- [YXH14] YANG, Ping ; XING, Guangzhen ; HE, Longbiao: Calibration of high-frequency hydrophone up to 40 MHz by heterodyne interferometer. In: *Ultrasonics* 54 (2014), Nr. 1, S. 402–407
- [Zem71] ZEMANEK, Joe: Beam Behavior within the Nearfield of a Vibrating Piston. In: *J. Acoustic Soc. Am.* 49 (1971), Nr. 1B, 181-191. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1121/1.1912316>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1121/1.1912316>
- [Zeq07] ZEQRIRI, Bajram: Metrology for ultrasonic applications. In: *Progress in Biophysics and Molecular Biology* 93 (2007), S. 138–152
- [Zis64] In: ZISMAN, W. A.: *Relation of the Equilibrium Contact Angle to Liquid and Solid Constitution*. Bd. 43. AMERICAN CHEMICAL SOCIETY, 1964, 1–51



## Online-Shops



**Fachliteratur und mehr -  
jetzt bequem online recher-  
chieren & bestellen unter:  
[www.vdi-nachrichten.com/](http://www.vdi-nachrichten.com/)  
Der-Shop-im-Ueberblick**



**Täglich aktualisiert:  
Neuerscheinungen  
VDI-Schriftenreihen**



Im Buchshop von [vdi-nachrichten.com](http://vdi-nachrichten.com) finden Ingenieure und Techniker ein speziell auf sie zugeschnittenes, umfassendes Literaturangebot.

Mit der komfortablen Schnellsuche werden Sie in den VDI-Schriftenreihen und im Verzeichnis lieferbarer Bücher unter 1.000.000 Titeln garantiert fündig.

Im Buchshop stehen für Sie bereit:

### **VDI-Berichte** und die Reihe **Kunststofftechnik**:

Berichte nationaler und internationaler technischer Fachtagungen der VDI-Fachgliederungen

### **Fortschritt-Berichte VDI:**

Dissertationen, Habilitationen und Forschungsberichte aus sämtlichen ingenieurwissenschaftlichen Fachrichtungen

### **Newsletter „Neuerscheinungen“:**

Kostenfreie Infos zu aktuellen Titeln der VDI-Schriftenreihen bequem per E-Mail

### **Autoren-Service:**

Umfassende Betreuung bei der Veröffentlichung Ihrer Arbeit in der Reihe Fortschritt-Berichte VDI

### **Buch- und Medien-Service:**

Beschaffung aller am Markt verfügbaren Zeitschriften, Zeitungen, Fortsetzungsreihen, Handbücher, Technische Regelwerke, elektronische Medien und vieles mehr – einzeln oder im Abo und mit weltweitem Lieferservice

## Die Reihen der Fortschritt-Berichte VDI:

- 1 Konstruktionstechnik/Maschinenelemente
  - 2 Fertigungstechnik
  - 3 Verfahrenstechnik
  - 4 Bauingenieurwesen
- 5 Grund- und Werkstoffe/Kunststoffe
  - 6 Energietechnik
  - 7 Strömungstechnik
- 8 Mess-, Steuerungs- und Regelungstechnik
  - 9 Elektronik/Mikro- und Nanotechnik
  - 10 Informatik/Kommunikation
  - 11 Schwingungstechnik
- 12 Verkehrstechnik/Fahrzeugtechnik
  - 13 Fördertechnik/Logistik
- 14 Landtechnik/Lebensmitteltechnik
  - 15 Umwelttechnik
  - 16 Technik und Wirtschaft
- 17 Biotechnik/Medizintechnik
- 18 Mechanik/Bruchmechanik
- 19 Wärmetechnik/Kältetechnik
- 20 Rechnerunterstützte Verfahren (CAD, CAM, CAE CAQ, CIM ...)
  - 21 Elektrotechnik
  - 22 Mensch-Maschine-Systeme
- 23 Technische Gebäudeausrüstung

ISBN 978-3-18-347120-1