

**Zur Kalibrierung eines piezooptischen Faserhydrophons  
für diagnostische Ultraschallfelder**

Vom Fachbereich Ingenieurwissenschaften der

Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigte Dissertation

von

Royth Philipp von Hahn

aus

Oldenburg i.O.

Referent: Prof. Dr.-Ing. J. Herbertz

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. E. Gerhard

Tag der mündlichen Prüfung: 29.04.2005

## Zusammenfassung

In der medizinischen Ultraschallbildgebung werden zunehmend höhere Ultraschallfrequenzen und größere Ultraschalleistungen eingesetzt, um bessere Ortsauflösungen bzw. Bildqualität in den Ultraschallbildern zu erreichen. Die potentielle Risiken für den Patienten müssen anhand von Messungen sicherheitsrelevanter Schallfeldparameter abgeschätzt bzw. ausgeschlossen werden. Die etablierte Meßtechnik für die Schalldruckmessung mit piezoelektrischen Hydrophonen stößt aufgrund der minimal zu realisierenden Sensorgrößen für Frequenzen über 40 MHz an ihre Grenzen.

Optische Meßverfahren erreichen kleinere Sensorflächen, sind aber bisher nur als Interferometer ausreichend genau zu kalibrieren. Messungen mit Interferometersystemen sind aufgrund ihres komplexen Aufbaus zeitaufwendig und störanfällig. Daher sind diese Sensoren als Primärstandard zur Referenzkalibrierung anderer Hydrophone geeignet, erweisen sich aber für die Messung sicherheitsrelevanter Parameter an Ultraschalldiagnostikgeräten als unpraktikabel.

Inhalt dieser Arbeit war daher die Verbesserung einer optischen Meßtechnik zum Einsatz an diagnostischen Ultraschallfeldern. Dazu wurde ein faseroptisches Hydrophon (nach Eisenmenger), basierend auf dem piezooptischen Effekt, aufgebaut. Dabei wird die Änderung des Brechungsindex von Wasser durch den Schalldruck ausgenutzt, indem der an der Grenzschicht Wasser / Lichtleitfaser reflektierte Lichtanteil gemessen wird.

Diese Technik wurde zur Messung sehr hoher Schalldrücke (bis 100 MPa) an Lithotriptern entwickelt und unterliegt dort nicht den Anforderungen an die Genauigkeit, wie sie für die Messung diagnostischer Ultraschallfelder gefordert und durch die etablierte Technik vorgegeben ist. Ziel der Arbeit war, die Unsicherheit in der Kalibrierung eines piezooptischen Faserhydrophons soweit zu verkleinern, daß die Gesamtunsicherheit der Kalibrierung im Bereich der Fehlergrenzen von piezoelektrischen Hydrophonen liegt (11%-14%).

Zu diesem Zweck wurde das faseroptische Hydrophon mit einer Monomode-Lichtleitfaser und einer Monomode-Lichtquelle entsprechend dem Konzept von Trier et. al aufgebaut. Die Monomodefaser hat einen Durchmesser von 125  $\mu\text{m}$  und einen lichtführenden Kern (und damit eine Sensorfläche) von 5  $\mu\text{m}$  Durchmesser.

Befindet sich die Faser im Schallfeld, so kommt es an der Faserfläche zu akustischen Welleneffekten (Reflexion und Beugung), die aufgrund ihrer Frequenzabhängigkeit die Empfindlichkeit beeinflussen. Diese Effekte werden anhand des theoretischen Modells nach Krücker rechnerisch kompensiert. Die Kalibrierung wurde durch Bestimmung des effektiven Brechungsindex der Lichtleitfaser anhand des physikalischen Reflexionsgesetzes entscheidend verbessert. Die Gesamtunsicherheit konnte von bisher 18% auf unter 11% verbessert werden.

Die Ergebnisse wurden durch Vergleichsmessungen mit kalibrierten Hydrophonen experimentell überprüft. Dabei ergab sich sehr gute Übereinstimmung. Die Tauglichkeit des Systems für diagnostische Ultraschallfelder wurde durch Messungen an verschiedenen Ultraschalldiagnostiksystemen bestätigt

# Inhaltsverzeichnis

<b>INHALTSVERZEICHNIS</b>	<b>I</b>
<b>VERZEICHNIS DER VERWENDETEN ABKÜRZUNGEN</b>	<b>IV</b>
<b>VERZEICHNIS DER VERWENDETEN FORMELZEICHEN</b>	<b>IV</b>
<b>1 EINLEITUNG</b>	<b>1</b>
1.1 <b>Ultraschall</b>	<b>1</b>
1.2 <b>Ultraschall-Bioeffekte</b>	<b>2</b>
1.3 <b>Stand der Ultraschallmeßtechnik</b>	<b>3</b>
1.3.1 <b>Piezoelektrische Sensoren</b>	<b>3</b>
1.3.2 <b>Optische Sensoren</b>	<b>5</b>
1.4 <b>Problemstellung</b>	<b>6</b>
<b>2 FUNKTIONSPRINZIP DES FASEROPTISCHEN HYDROPHONS</b>	<b>9</b>
2.1 <b>Prinzip des faseroptischen Hydrophons</b>	<b>9</b>
2.2 <b>Der piezooptische Effekt</b>	<b>10</b>
2.3 <b>Statische Kalibrierung</b>	<b>12</b>
2.3.1 <b>Signalentstehung</b>	<b>12</b>
2.3.2 <b>Statische Kalibrierung</b>	<b>13</b>
2.3.3 <b>Relative Signalthöhe</b>	<b>14</b>
2.4 <b>Zur Faser im Schallfeld</b>	<b>15</b>
2.4.1 <b>Senkrechter Schalleinfall</b>	<b>19</b>
2.4.2 <b>Schräger Schalleinfall</b>	<b>22</b>
2.4.3 <b>Grenzen des Modells</b>	<b>27</b>
<b>3 AUFBAUVARIANTEN DES FASEROPTISCHEN HYDROPHONS</b>	<b>29</b>
3.1 <b>Die Komponenten des faseroptischen Hydrophons</b>	<b>29</b>
3.1.1 <b>Lichtquellen</b>	<b>29</b>
3.1.2 <b>Laserdiodensteuerung</b>	<b>29</b>
3.1.3 <b>Fasern / Faserkoppler</b>	<b>29</b>
3.1.4 <b>Kollimatoren</b>	<b>30</b>
3.1.5 <b>Einkoppelsysteme</b>	<b>31</b>
3.1.6 <b>Detektoren</b>	<b>32</b>
<b>4 ZUM SIGNAL-RAUSCH-VERHÄLTNIS</b>	<b>33</b>
4.1 <b>Signal-Rausch-Verhältnis im faseroptischen Hydrophon</b>	<b>33</b>

<b>4.2</b>	<b>Rauschen des Detektors</b>	<b>34</b>
4.2.1	Schrotrauschen	34
4.2.2	Thermisches Rauschen und Verstärkerrauschen	35
4.2.3	Überschußrauschen der Lawinendiode	35
4.2.4	Rauschverhältnisse am Detektor	36
<b>4.3</b>	<b>Rauschen der Laserdiode</b>	<b>36</b>
<b>4.4</b>	<b>Rauschen in der Faser</b>	<b>38</b>
4.4.1	Die Faser als Fabry-Perot-Interferometer	38
<b>4.5</b>	<b>Zur Verbesserung des SNR</b>	<b>39</b>
4.5.1	Erhöhung der Lichtleistung	39
4.5.2	Minimierung des Rauschens	40
<b>4.6</b>	<b>Experimentelle Quantifizierung der Rauschquellen</b>	<b>41</b>
4.6.1	Der Versuchsaufbau	41
4.6.2	Eigenschaften des optischen Isolators	42
4.6.3	Quantifizierung des Rauschens (Interferometerrauschen)	42
<b>5</b>	<b>KALIBRIERVERFAHREN FÜR PIEZOOPTISCHE FASERHYDROPHONE</b>	<b>45</b>
<b>5.1</b>	<b>Unabhängige Kalibrierung des faseroptischen Hydrophons</b>	<b>45</b>
<b>5.2</b>	<b>Bisherige Kalibriermethoden</b>	<b>47</b>
5.2.1	Lineare Näherung:	47
5.2.2	Quadratische Näherung	47
<b>5.3</b>	<b>Neue Kalibriermethode</b>	<b>48</b>
5.3.1	Kalibrierkurve aus dem Reflexionsgesetz	48
<b>5.4</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse der Kalibrierung</b>	<b>52</b>
<b>6</b>	<b>SCHALLFELDMESSUNGEN MIT KALIBRIERTEN HYDROPHONEN</b>	<b>55</b>
<b>6.1</b>	<b>Schallfeldmeßplatz</b>	<b>55</b>
<b>6.2</b>	<b>Vergleich der Aufbauvarianten</b>	<b>56</b>
6.2.1	Einkoppelsysteme und optische Isolierung	56
6.2.2	Auswirkung der Beugungskorrektur	58
6.2.3	Messungen mit hoher Lichtleistung	59
<b>6.3</b>	<b>Substitutionsmessungen</b>	<b>61</b>
6.3.1	Zur Schockwellentechnik	61
6.3.2	Vergleich bis 20 MHz	63
6.3.3	Vergleich bis 40 MHz	65
<b>6.4</b>	<b>Messung der Richtcharakteristik</b>	<b>72</b>
<b>6.5</b>	<b>Messungen hoher Druckamplituden</b>	<b>74</b>

<b>6.6</b>	<b>Vergleichende Messungen an Ultraschalldiagnostiksystemen</b>	<b>76</b>
6.6.1	Beschreibung der Diagnostiksysteme	76
6.6.2	System 1 (DUB plus 20 MHz)	78
6.6.3	System 2 (DUB plus 50 MHz)	85
6.6.4	System 3 (Teknar)	89
6.6.5	Diskussion der Vergleichsmessungen an Ultraschalldiagnostiksystemen	94
<b>7</b>	<b>DISKUSSION</b>	<b>95</b>
7.1	Ausblick	98
<b>8</b>	<b>ANHANG:</b>	<b>100</b>
<b>8.1</b>	<b>Piezoelektrisches PVdF - Hydrophon.</b>	<b>100</b>
8.1.1	Design eines 40 $\mu\text{m}$ Nadel-Hydrophons	100
8.1.2	Theoretische Überlegungen und experimentelle Ergebnisse	101
8.1.3	Effektiver Radius des aktiven Elements	103
<b>8.2</b>	<b>Technische Spezifikationen des faseroptischen Hydrophons</b>	<b>104</b>
<b>9</b>	<b>LITERATUR</b>	<b>105</b>
	<b>DANKSAGUNG</b>	<b>110</b>

## Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen

Abb.	Abbildung
APD	Lawinendiode
CW-Mode	Dauerschallmode (CW = continuous wave)
FOH	faseroptisches Hydrophon
Gl.	Gleichung
H <sub>2</sub> O	Wasser
LD	Laserdiode
PVdF	PolyVinylidenFluorid
PIN	PIN-Diode
<i>RIN</i>	relatives Intensitätsrauschen
<i>SN</i>	Schrotrauschen
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis
Tab.	Tabelle
<i>TN</i>	thermisches Rauschen

## Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen

<i>A</i>	Fläche
<i>A<sub>kern</sub></i>	Querschnittfläche des Faserkerns
<i>A<sub>Faser</sub></i>	Querschnittfläche der Faser
<i>a</i>	Radius der Sensorfläche
<i>a<sub>1</sub></i>	Außenradius der Glasfaser
<i>a<sub>2</sub></i>	Radius des Faserkerns
<i>B<sub>FOH</sub>(<math>\omega</math>)</i>	
<i>B<sub>Freifeld</sub>(<math>\omega</math>)</i>	Fouriertransformierte der Druckwerte
<i>b</i>	$b = \vec{r} - \vec{r}'$ (Abstand vom Punkt <i>r</i> zum Integrationspunkt von <i>A'</i> )
<i>c</i>	Schallgeschwindigkeit
<i>c<sub>l</sub></i>	Lichtgeschwindigkeit
<i>d(<math>\theta</math>)</i>	Abstand des Integrationspunkts von Faserrand unter Winkel $\theta$
<i>e</i>	Elementarladung
<i>F<sup>-1</sup></i>	inverse Fouriertransformation

$f$	Ultraschallfrequenz
$g$	Impulsantwort der Faserendfläche
$H(\omega)$	Fouriertransformierte der Impulsantwort $g$
$h$	Planck'sche Konstante
$I_d$	Dunkelstrom der Photodiode
$I_0$	Photostrom
$I_{LD}$	Laserstrom im Meßbetrieb
$I_e$	in die Faser eingekoppelte Lichtleistung
$I_{ob}$	Intensität des Ausgangsbündels des Schallfelds
$I_{pp}$	Strommodulation
$I_{phot}$	Photostrom der Photodiode
$I_{Rausch}$	Rauschstrom
$I_{r,0}$	statischer Offset
$I_{Sig}$	Signalstrom
$I_{spta}$	Räumlich maximale zeitlich gemittelte Intensität des Schallfelds
$I_{th}$	Schwellstrom der Laserdiode
$i^2$	spektrale Rauschleistungsdichte
$i_{ges}$	- gemessene Stromrauschdichte
$i_{TN+D}$	Stromrauschdichte (thermisch + dunkel)
$i_{SN}$	Stromrauschdichte des Schrotrauschens
$i_{ges}$	gesamte Stromrauschdichte
$J_{ein}$	Eingangintensität
$J_{aus}^{max}$	maximale Ausgangintensität
$J_1$	Besselfunktion erster Art, erster Ordnung
$K_{ad}$	adiabatisches Kompressionsmodul
$k = \omega/c$	Betrag des Wellenvektors der einfallenden Schallwelle
$k$	Boltzmann-Konstante
$l_c$	optische Kohärenzlänge
$l_f$	Faserlänge
$M$	Proportionalitätsfaktor der Hydrophonempfindlichkeit
$N$	Verstärkungsfaktor
$n$	Brechungsindex
$n_0$	statischer Brechungsindex des Mediums

$n_{eff}$	effektiver Brechungsindex des Faserkerns
$n_{Ethanol}$	Brechungsindex von Ethanol
$n_l$	Brechungsindex einer Flüssigkeit
$n_{H_2O}$	Brechungsindex von Wasser
$n_{kern}$	Brechungsindex des Faserkerns
$P_0$	optische Leistung
$P_{LD}$	Ausgangsleistung der Laserdiode
$P_{phot}$	Lichtleistung auf der Photodiode
$P_{pp}$	Lichtleistungs-Modulation
$P_{stat}$	Lichtleistung der statischen Reflexion
$\langle p \rangle$	gemittelter Schalldruck
$p_2$	Schalldruck des Sekundärfelds
$p_{FOH}$	vom FOH gemessener Schalldruck
$p_{Freifeld}$	Schalldruck unter Freifeldbedingungen
$p_{tot}$	Schalldruck aus Summe von Freifeld und Sekundärfeld
$p_+$	positiver Spitzendruck
$p_-$	negativer Spitzendruck
$pr$	Puls-Repetitions-Rate
$Q$	Güte
$q$	Excess-Noise-Faktor
$RIN$	relatives Intensitätsrauschen
$R$	Ohmscher Widerstand
$R$	Reflexionsfaktor
$R_0$	statischer Reflexionskoeffizient
$R(n)$	Reflexionsfaktor in Abhängigkeit des Brechungsindex $n$
$R(\theta)$	Abstand von Integrationspunkt zum Rand
$S$	Signal
$S_P(f)$	spektrale Rauschleistungsdichte
$SN$	Schrotrauschen
$s$	Elongation
$s_2$	Elongation des Sekundärfelds
$T$	Temperatur (in Kelvin)
$TN$	thermisches Rauschen



$U_{pp}$	Spannung (Peak to Peak)
$v$	Schallschnelle
$\Delta p$	Änderung des Drucks
$\Delta U$	Spannungshub des Signals
$\mathcal{E}_f$	Empfindlichkeit (frequenzabhängig)
$\mathcal{E}_{stat}$	„statische“ Empfindlichkeit (ohne Frequenzabhängigkeit)
$\eta$	Quanteneffizienz der Photodiode
$\vartheta$	Einfallswinkel der Schallwelle
$\theta$	Winkel
$\mu$	molare Masse
$\pi$	Kreiszahl
$\nu$	optische Frequenz
$\Xi$	piezooptische Konstante
$P$	molare Refraktivität
$\rho_0$	Dichte (ohne Schallfeldeinfluß)
$\rho$	Dichte
$\phi_2$	Geschwindigkeitspotential
$\tau$	Transmissionskoeffizient
$\omega = 2\pi f$	Kreisfrequenz des Ultraschalls

# 1 Einleitung

## 1.1 Ultraschall

Schall ist ein elastodynamisches Phänomen der Materie. Das Verhalten von Materie bei Schalleinwirkung läßt sich durch Wellengleichungen beschreiben. Die Materialeigenschaften, die dieses Verhalten bestimmen, sind die Dichte und die Elastizität des Mediums. Mit Dichte und Elastizität sind Ausbreitungsgeschwindigkeit und Dämpfung der verschiedenen Wellenmoden im Medium festgelegt. Schallwellen treten in transversalen und in longitudinalen Wellenmoden auf. Die Ausbreitungseigenschaften der verschiedenen Moden sind in Festkörpern im Allgemeinen richtungsabhängig. In Flüssigkeiten und Gasen ist die Scherwelle im Gegensatz zur Longitudinalwelle stark gedämpft. Daher wird für Medien dieser Aggregatzustände in Entfernungen von einigen Wellenlängen nur die Longitudinalwelle als ausbreitungsfähig betrachtet.

Da akustische Energie nicht verlustfrei übertragbar ist, verbleibt ein Teil der Energie einer Schallwelle in Form von Wärme (akustisches Rauschen) im Medium. Diese Absorption von Schallenergie begrenzt die technisch nutzbare Reichweite von Schallsignalen.

DIN 1320 definiert Ultraschall als Schall oberhalb des Hörfrequenzbereichs des menschlichen Ohres. Die in dieser Arbeit entwickelten Meßmittel und –verfahren sind als Ultraschallsensoren für Frequenzen oberhalb von 1MHz ausgelegt, prinzipiell aber auch in niedrigeren akustischen Frequenzbereichen einsetzbar.

Analog zum Radar in der Funktechnik ist Ultraschall für Abstandsmessung und Ortung einsetzbar. Im Puls-Echo-Verfahren werden die Echohöhe und die Nennlaufzeit des Ultraschallechos gemessen. Die Nennlaufzeit ist die Zeit zwischen Aussenden und Empfang des energetischen Schwerpunkts eines akustischen Signals. Luft- und flüssigkeitsgetragene Ultraschallverfahren finden bei Abstandssensoren, Füllstandmessungen und Sonar Anwendung. Materialprüfung durch Ultraschallwandler erlaubt eine zerstörungsfreie Kontrolle von Werkstücken im Produktionsprozeß und bei bereits verbauten Teilen.

Ultraschallgeräte sind in der medizinischen Diagnostik das am häufigsten eingesetzte Mittel zur Bildgebung. Ultraschallverfahren liefern ohne störenden Zeitverzug Bildinformationen aus dem menschlichen Körper und stellen im Vergleich zu anderen für unbedenklich gehaltenen bildgebenden Verfahren eine einfache und kostengünstige Methode dar.

Die Messung der Doppler-Verschiebung an reflektierten Ultraschallsignalen erlaubt Rückschlüsse auf Bewegungen der reflektierenden Materie. Dieses Meßprinzip wird zur

Bestimmung von Flußrichtung und -geschwindigkeiten angewendet. Die Medizin nutzt auch das destruktive Potential, indem Schall zur Zerstörung von Gewebe (Ultraschallchirurgie) und Nierensteinen (Lithotripsie) verwendet wird.

## 1.2 Ultraschall-Bioeffekte

Ultraschall bewirkt eine Reihe von Effekten im Medium. In lebendem Gewebe werden diese Effekte Bioeffekte genannt. Soweit es um die biologische Sicherheit geht, ragen aus technischer Sicht zwei Effekte für das menschliche Gewebe heraus: Die Temperaturerhöhung und das Auftreten von Kavitation. Diese Effekte erreichen mit zunehmender Amplitude des Ultraschalls als erste die Grenze der Unbedenklichkeit. Nach heutigem Wissensstand bleiben alle weiteren Bioeffekte unter potentiell als schädlich zu betrachtenden Schwellenwerten, solange die Ultraschallamplitude zu gering ist, um kritische Temperaturerhöhungen oder das Auftreten von Kavitation zu bewirken. Ein Ultraschallfeld, welches weder durch Temperaturerhöhung noch durch Kavitation menschliches Gewebe schädigen kann, wird im Folgenden als ein Ultraschallfeld der Sicherheitsklasse A bezeichnet [GEF 01]. Sollte eine der für die Sicherheitsklasse A relevanten Grenzen überschritten sein, können weitere, hier nicht diskutierte, schädliche Effekte auftreten.

Um festzustellen, ob das Schallfeld eines Ultraschallgerätes den Anforderungen der Sicherheitsklasse A entspricht, oder als potentiell gefährlich für lebendes, menschliches Gewebe einzustufen ist, müssen zwei sicherheitsrelevante, Parameter gemessen werden. Diese Parameter sind einerseits die maximale akustische Spannung im Schallfeld und andererseits die maximale durch das Ultraschallfeld verursachte Temperaturerhöhung. Zu deren zuverlässiger Prädiktion müssen akustische Parameter im relevanten Volumenbereich des Ultraschallfeldes gemessen werden. Neben diesen sicherheitsrelevanten Größen sind Schallfeldmessungen aber auch im Entwicklungsprozeß von Ultraschallgeräten aller Anwendungsfelder hilfreich und notwendig, um z.B. Informationen über die Schallfeldgeometrie zu erhalten.

Für die bildgebenden Verfahren mittels Ultraschall wird das maximal zu erreichende Auflösungsvermögen prinzipiell durch die Schallwellenlänge begrenzt. Um bessere Bildauflösungen zu erreichen, werden zunehmend höhere Frequenzen in der medizinischen Diagnostik eingesetzt. Da die Dämpfung bei der Ultraschallausbreitung in menschlichem Gewebe näherungsweise exponentiell mit der Frequenz zunimmt, wird mit höheren Frequenzen mehr Schallenergie pro Volumen in Wärme umgewandelt.

Zur Ermittlung der sicherheitsrelevanten Schallfeldparameter sind Messungen in destilliertem, entgastem Wasser durchzuführen. Für die Messung des Schalldrucks werden Hydrophone

eingesetzt. Hydrophone liefern ein Spannungssignal, welches dem mittleren Schalldruck am Ort des empfindlichen Elements des Hydrophons proportional ist.

Befindet sich ein Objekt wie z.B. ein Hydrophon im Schallfeld, wird die Schallausbreitung durch das Objekt beeinflusst. Dabei ist die geometrische Form und das Material des Objekts für die Auswirkungen dieser Beeinflussung wesentlich. Die Schallwelle wird abhängig von diesen Objekteigenschaften reflektiert, gebrochen und gebeugt. Die Sensoren sollten die Schallausbreitung geringst möglich stören, um Meßwerte zu erhalten, die nah an den Werten für Freifeldbedingungen liegen.

Die Anforderungen an Hydrophone, sowie die Meßvorschriften für die sicherheitsrelevanten Parameter sind in technischen Normen festgelegt [IEC 61101] [IEC 61102] [IEC 61157]. Bisher decken diese Normen den Frequenzbereich bis 40 MHz ab. Schon jetzt existieren diagnostische Ultraschallsysteme z.B. in der Dermatologie, deren akustische Mittenfrequenz mit 100 MHz angegeben wird. Die Messung von Signalen sehr kurzer Schallwellenlängen ist die wesentliche Herausforderung für die Weiterentwicklung der Hydrophontechnik.

Um Schallfeldgrößen diagnostischer Schallfelder ausreichend präzise zu messen, müssen die Hydrophone Anforderungen hinsichtlich folgender Kriterien erfüllen:

- Bandbreite des Gesamtsystems (Hydrophon inklusive Verstärker)
- Geometrische Größe und effektiver. Radius des aktiven Hydrophonelements
- Empfindlichkeitsschwankungen über die Bandbreite
- Kalibrierung

## **1.3 Stand der Ultraschallmeßtechnik**

### **1.3.1 Piezoelektrische Sensoren**

Zur orts aufgelösten Messung von Ultraschallfeldern werden in der Regel Hydrophone mit piezoelektrischem Sensorelement eingesetzt. Wirkt eine Kraft auf das Sensorelement, kommt es aufgrund des piezoelektrischen Effekts zu einer Ladungstrennung auf den gegenüberliegenden Seiten des Piezomaterials, und es kann eine Spannung zwischen den beiden Seiten gemessen werden. Diese Spannung ist dem Druck auf das Sensorelement und damit dem mittleren lokalen Schalldruck des Ultraschallfelds am Ort des Hydrophons proportional. Trifft eine Schallwelle auf das Hydrophon, wird abhängig vom Hydrophonmaterial ein Teil der Schallwelle an der Grenzfläche Wasser/Piezomaterial reflektiert, ein anderer Teil transmittiert. Ist die Dicke der Sensorschicht ein ganzzahliges Vielfaches der halben Schallwellenlänge (im Piezomaterial), wirkt die Piezoschicht als Resonator für den transmittierten Wellenanteil. Da dieser Resonanzeffekt die

frequenzabhängige Empfindlichkeit stark beeinflusst, ist das Hydrophon nur für Messungen von Signalen unterhalb der Resonanzfrequenz geeignet. Für die Messung hochfrequenter Signale werden piezoelektrische Materialien benötigt, die entsprechend dünn sind. Die dünnsten Materialien mit piezoelektrischen Eigenschaften sind Folien. Diese Folien haben eine minimale Dicke von 9  $\mu\text{m}$ , was einer Resonanzfrequenz von über 90 MHz für das Material PVdF entspricht. Daher ist PVdF das am häufigsten für Hydrophone verwendete Piezomaterial. PVdF erhält die piezoelektrischen Eigenschaften erst nach Polarisierung. Um auf größeren Flächen nur kleine Bereiche als sensitive Flächen zu konstruieren, wird die Folie nur dort polarisiert. PVdF-basierte piezoelektrische Hydrophone werden in Nadel und Membranform gebaut.

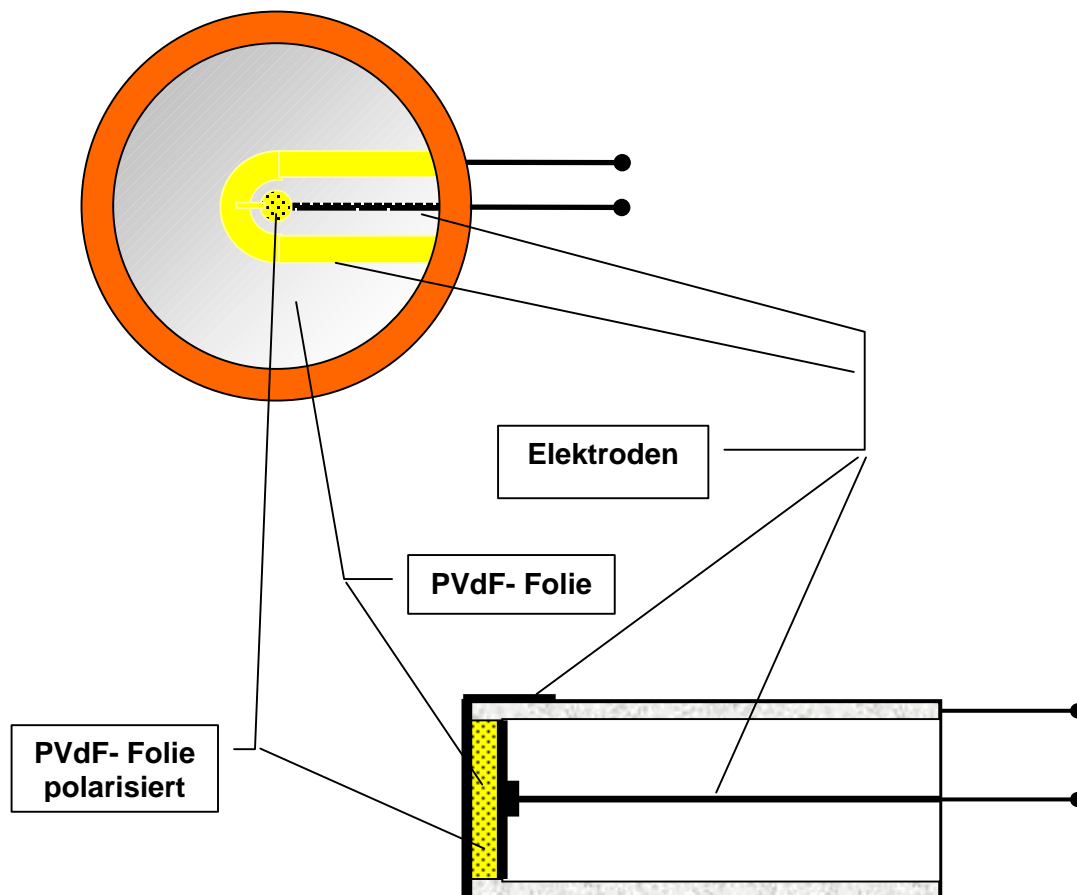


Abb. 1-1 Schematischer Aufbau von piezoelektrischen Membran- und Nadelhydrophonen

In der Bauform als Membranhydrophon (Abb. 1-1 oben) wird die Folie ein- oder zweischichtig auf einen kreisförmigen Rahmen von 10 cm bis 15 cm Durchmesser gespannt. Das Sensorelement liegt in der Mitte der Membran (polarisierte Fläche). Der minimale Durchmesser des Sensorelements für diese Bauform ist 0,2 mm. Durch Leiterbahnen auf beiden Seiten der Folie ist das Sensorelement mit einem am Rahmen befindlichen Kabelanschluß verbunden. Die aus zwei Folienschichten aufgebauten Hydrophone sind besser abgeschirmt und sind damit weniger empfindlich gegen elektrische Störungen. Einschichtige Membranhydrophone haben aufgrund der geringeren Schichtdicke höhere

Resonanzfrequenzen und sind daher besser zur Messung hochfrequenter Signale geeignet. Da die Ultraschallwelle ohne Beugungseffekte durch die Hydrophonmembran hindurchtritt, zeigt die Empfindlichkeit nur eine geringe Frequenzabhängigkeit über die Bandbreite. Der akustische Reflexionsfaktor an der Folie ist ebenfalls frequenzabhängig. Für die Messung von CW-Mode-Schallfeldern sind Membranhydrophone wegen der durch die Reflexion auftretenden Bildung stehender Wellen zwischen Schallkopf und Hydrophon nur eingeschränkt verwendbar.

Kleinere empfindliche Flächen, können mit Nadelhydrophonen erreicht werden (Abb. 1-1). Beim Nadelhydrophon befindet sich das PVdF-Folienelement am Ende eines Hohlzylinders (Nadel). Das Folienstück wird von der außen liegenden Seite durch eine aufgedampfte Goldschicht leitend mit dem Hohlzylinder verbunden und auf der Innenseite durch eine vom Hohlzylinder isolierte Elektrode kontaktiert. Für Nadelhydrophone hat die kleinste empfindliche Fläche fertigungsbedingt einen Durchmesser von  $75\ \mu\text{m}$ . Der Hohlzylinder ist mit einem Absorbermaterial gefüllt, um Innenechos aus dem Hydrophonkörper zu unterdrücken. Die reflektierende Fläche kann bei diesem Hydrophontyp kleiner gefertigt werden als beim Membranhydrophon, allerdings wird die Ultraschallwelle an der Nadelkante gebeugt. Daher schwankt die frequenzabhängige Empfindlichkeit stärker über die Bandbreite als bei Membranhydrophonen. Außerdem stört der Zylinderförmige Hydrophonkörper die Schallausbreitung. Wegen der geringeren Reflexion werden Nadelhydrophone vor allem zur Messung von Dauerschallfeldern (CW-Mode) bevorzugt.

### 1.3.2 Optische Sensoren

Neben den piezoelektrischen Verfahren zur Ultraschallmessung existieren verschiedene optische Verfahren. Dabei kommen Membranen und optische Fasern zum Einsatz.

Für interferometrische Messungen wird eine optisch reflektierende, akustisch „transparente“ Membran in das Ultraschallfeld eingebracht. Auf die Membran wird ein Laserstrahl gerichtet. Die durch die Ultraschallwelle erzeugte Verschiebung der Membran wird an der Stelle des Laserflecks interferometrisch gemessen. Die Größe des Sensors ist dabei durch die Größe des Lichtflecks auf der Membran gegeben (etwa  $70\ \mu\text{m}$  Durchmesser). Dieses Prinzip liefert eine absolute Messung der Auslenkung, die proportional zum Schalldruck ist. Da diese Instrumente sehr aufwendig im Aufbau und Betrieb sind, ist Ihr Einsatz auf die Forschung und als Primärstandard zur (Referenz-) Kalibrierung anderer Hydrophone beschränkt.

Eine weitere Klasse von optischen Ultraschalldetektoren sind die faseroptischen Sensoren. Laserlicht wird in eine Glasfaser eingekoppelt. Das Ende der Lichtleitfaser ist der Sensor. Gemessen wird die am Sensorende reflektierte Lichtleistung. Faseroptische Sensoren werden

in vielen Gebieten der Messtechnik zur Messung verschiedener physikalischer Größen wie z.B. Temperatur, Feuchtigkeit und Druck eingesetzt [Ger 97].

Diese Verfahren haben den Vorteil, daß die Bandbreite „prinzipiell“ nur durch die Lichtwellenlänge begrenzt ist und nicht durch die Dicke des Sensormaterials. Praktisch ist die obere Grenze der Bandbreite durch die Eigenschaften des optischen Detektors gegeben. Faseroptische Hydrophone können mit verschiedenen Meßprinzipien aufgebaut werden. Eisenmenger [Eis 89] hat als erster ein faseroptisches Hydrophon entwickelt, das den piezooptischen Effekt, also die Druckabhängigkeit des Brechungsindex von Wasser als Meßprinzip einsetzt. Die lokale Druckänderung durch ein Ultraschallsignal kann also über die Veränderung des an der Faser reflektierten Lichtanteils festgestellt werden. Wegen der großen Robustheit des Fasermaterials und der hohen Bandbreite wurden diese Hydrophone zunächst für die Messung an Stoßwellensystemen entwickelt.

Alternativ kann mit der Lichtleitfaser auch interferometrisch gemessen werden. Dazu müssen eine oder mehrere teilreflektierende Schichten auf das Sensorende der Faser aufgebracht werden. Der lokale (Schall-)Druck vor der Faser komprimiert bzw. dilatiert die aufgebrachte Schicht und das an den Grenzschichten Faser/Schicht und Schicht/Wasser reflektierte Licht erzeugt ein Interferenzsignal [Ger 00], [Mei 01].

Die empfindliche Fläche der faseroptischen Hydrophone ist der Querschnitt des lichtleitenden Faserkerns. Für Multimode-Lichtwellenleiter liegt der Durchmesser des Faserkerns typischerweise bei 50  $\mu\text{m}$ . Monomodefasern können mit Kerndurchmessern von 5  $\mu\text{m}$  hergestellt werden.

## 1.4 Problemstellung

Das Hydrophonsignal ist proportional zum mittleren Schalldruck an der sensitiven Fläche des Hydrophons. Je größer die sensitive Fläche ist, desto größer ist der räumliche Mittelungseffekt. Durch die Mittelung über die Hydrophonfläche kommt es zu Unterschätzung des wahren Schalldrucks für stark fokussierte Ultraschallfelder. Weil Korrekturmodelle für die räumliche Mittelung zu größeren Gesamtunsicherheiten der Messergebnisse führen, ist die Verwendung ausreichend kleiner Sensoren zu bevorzugen.

Die Verkleinerung von piezoelektrischen Sensoren ist prinzipiell und praktisch begrenzt. Zwar kann die elektrische Bandbreite ausreichend hoch ausgelegt werden, das Sensorelement kann jedoch sowohl in der Dicke als auch im Durchmesser aus fertigungstechnischen Gründen nicht beliebig verkleinert werden. Diese praktische Grenze liegt für Nadelhydrophone bei etwa 75  $\mu\text{m}$  Durchmesser der aktiven piezoelektrischen Fläche

und 9  $\mu\text{m}$  für die Dicke der piezoelektrischen Schicht. Bei einer Ultraschallfrequenz von 20 MHz ist der Sensordurchmesser von 75  $\mu\text{m}$  gleich der akustische Wellenlänge. Für fokussierte Ultraschallfelder höherer Frequenzen als 20 MHz liefern diese Hydrophone aufgrund der räumliche Mittelung keine zufriedenstellende Ortsauflösung mehr.

Die Herstellung und Kalibrierung piezoelektrischer Hydrophone ist aufwendig und teuer. Dieser Umstand limitiert ihren Einsatz aus praktischen Gründen auf solche Ultraschallfelder, bei denen sie nicht durch hohe Schalldruckamplituden bzw. daraus resultierenden Kavitationseffekten mechanisch beschädigt werden könnten.

### ***Lösungsansatz***

Das piezooptische Faserhydrophon wurde 1988 von Staudenraus und Eisenmenger zur Messung von hohen Schalldrücken an Lithotriptern entwickelt [Eis 89]. Es nutzt den piezooptischen Effekt des Wassers und kommt im Vergleich zum interferometrischen Meßprinzip ohne aufwendige Bearbeitung des Faserendes aus. Auf diesem Prinzip aufbauend, haben Trier et al. ein faseroptisches Hydrophon konzipiert, das mit einer Monomodefaser und Monomodelichtquelle betrieben wird [TIM 98]. Mit Monomodelichtleitfasern läßt sich die empfindliche Fläche auf 5  $\mu\text{m}$  Durchmesser reduzieren. Bei einem solchen System ist der Sensordurchmesser noch für Ultraschallfrequenzen bis 75 MHz kleiner als ein Viertel der akustischen Wellenlänge. Durch den kleinen Außendurchmesser der Faser im Vergleich zu Nadelhydrophonen wird das Schallfeld auch weniger stark in der Ausbreitung beeinflusst.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein faseroptisches Hydrophon nach Trier et al. in unterschiedlichen Varianten mit dem Ziel aufgebaut diese ursprünglich zur Messung sehr großer Schalldrücke (Stoßwellen) entwickelte Technik an diagnostischen Ultraschallfeldern einzusetzen. Damit soll die überlegene Ortsauflösung und Bandbreite des faseroptischen Meßprinzips für Messungen an diagnostischen Ultraschallgeräten genutzt werden.

Schwerpunkt ist vor allem die Verbesserung der Kalibrierung. Dabei ist die Verringerung der Unsicherheit der Gesamtempfindlichkeit wesentlich, um ausreichend präzise Messungen sicherheitsrelevanter akustischer Parameter durchführen zu können. Die Kalibrierung soll soweit verbessert werden, daß die Gesamtunsicherheit nicht größer ist, als die von piezoelektrischen Hydrophonen, die im Vergleich zu Referenzhydrophonen kalibriert sind.

Zunächst werden das Meßprinzip, Signalentstehung und das prinzipielle Vorgehen zur Kalibrierung erläutert. Die verschiedenen Aufbauvarianten des faseroptischen Hydrophons werden vorgestellt. Das Signal-Rausch-Verhältnis des faseroptischen Hydrophons wird theoretisch diskutiert und experimentell untersucht. Bisherige Kalibriermethoden werden vorgestellt und mit dem neuen Ansatz zur Kalibrierung verglichen. Das auf diese Weise



kalibrierte faseroptische Hydrophon wird abschließend zur Validierung der neuen Kalibriermethode mit kalibrierten piezoelektrischen Hydrophonen verglichen.

Zur Einführung in die Funktionsweise des faseroptischen Hydrophons enthält Kapitel 2 die Erläuterung des Meßprinzips sowie die Diskussion der optischen und akustischen Effekte am Fasersensor. Der für die Empfindlichkeit und damit für die Kalibrierung wichtige Einfluß der Welleneffekte an der Faser im Schallfeld wird analysiert. Anhand der akustischen Welleneffekte wird der Vorteil in der Verwendung von Monomodelichtleitfasern gegenüber Multimodefasern deutlich.

In Kapitel 3 werden die Varianten der Realisierung des faseroptischen Hydrophons, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, vorgestellt.

Da das Signal-Rausch-Verhältnis wesentlich für die Einsetzbarkeit des Systems ist, werden im 4. Kapitel die Rauschquellen theoretisch und experimentell analysiert.

Das 5. Kapitel beschäftigt sich mit den Kalibrierverfahren für das faseroptische Hydrophon. Zunächst werden die bisher eingesetzten Verfahren bzw. Näherungen zur Kalibrierung vorgestellt. Daran schließt sich die Erläuterung der neuen Kalibriermethode an, die mit den bisherigen Verfahren experimentell verglichen wird.

Im 6. Kapitel werden die Ergebnisse der neuen Kalibriermethode mit kalibrierten piezoelektrischen Hydrophonen experimentell verglichen. Dazu werden zum einen verschiedene der Referenzkalibrierung entsprechende Vergleichsmessungen durchgeführt. Zum anderen werden akustische Parameter an drei diagnostischen Ultraschallsystemen mit kalibrierten, piezoelektrischen Hydrophonen und mit dem faseroptischen Hydrophon bestimmt.

Kapitel 7 faßt die Ergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf weitere Entwicklungsmöglichkeiten für den Einsatz des faseroptischen Hydrophons.

Im Anhang (Kapitel 8) ist das 40µm-PVdF-Nadelhydrophonsystem, das zum Vergleich mit dem faseroptischen Hydrophon zur Verfügung stand, detailliert behandelt. Die Experimente dazu wurden in einem Gemeinschaftsprojekt mit der Firma Precision Acoustics Ltd. durchgeführt und sind zur Ergänzung beigefügt.

Im 2. Teil des Anhangs sind die verwendeten Komponenten des faseroptischen Hydrophons spezifiziert.

## 2 Funktionsprinzip des faseroptischen Hydrophons

### 2.1 Prinzip des faseroptischen Hydrophons

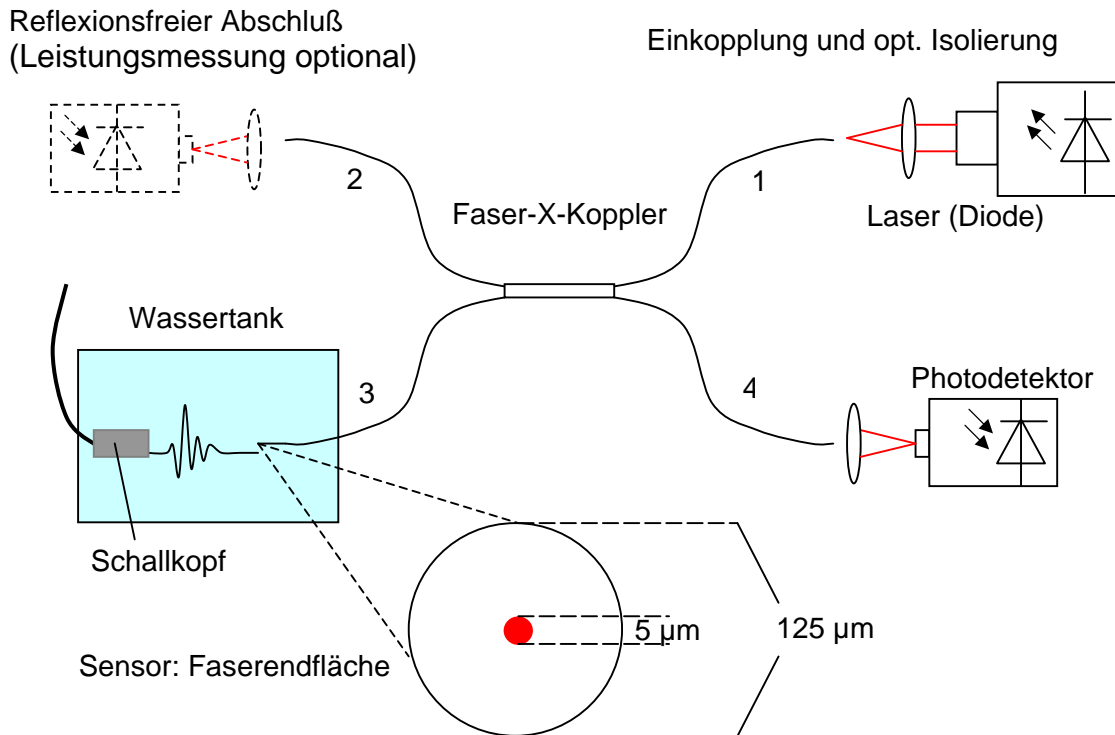


Abb. 2-1 Schematischer Aufbau des faseroptischen Hydrophons

In Abb. 2-1 ist der Aufbau eines faseroptischen Hydrophons schematisch dargestellt: in den Faserstrang 1 wird Laserlicht eingekoppelt. Die Faser ist als 3dB-X-Schmelzkoppler ausgeführt. Das in einen Faserstrang eingekoppelte Laserlicht wird jeweils zur Hälfte in die beiden gegenüberliegenden Fasersträngen weitergeleitet. Der Faserstrang 2 ist reflexionsfrei abgeschlossen und kann optional mit einer Photodiode zur Kontrolle der eingekoppelten Lichtleistung versehen werden. Der mit 3 bezeichnete Strang ist das „Sensorende“. Der dort wegen des Brechungsindexunterschieds an der Grenzfläche Glas/Wasser reflektierte Anteil der Lichtleistung wird am Ende des Strangs 4, dem Detektorende mittels einer Photodiode gemessen.

Ändert sich der Brechungsindexunterschied am Sensorende, hat dies eine Änderung der an der Grenzfläche Wasser/Faser reflektierten Lichtleistung zur Folge. Da das Wasser piezooptische Eigenschaften hat, also der Druck den Brechungsindex ändert, wird eine lokale Druckänderung, wie sie durch ein Schallsignal hervorgerufen wird, als Modulation der Lichtleistung gemessen.

Die sensitive Fläche des Systems ist der Faserkern, der das Laserlicht führt. Bei dem von Eisenmenger und Staudenraus entwickelten System wird eine Multimode-Lichtleitfaser verwendet. Dieser Fasertyp hat einen Faserkerndurchmesser von 50  $\mu\text{m}$ . Um die Ortsauflösung und damit den zu messenden Frequenzbereich weiter zu erhöhen, wird nach dem Ansatz von Trier et al. [TIM 98] eine Monomode-Faser eingesetzt. Die wesentlichen Vorteile der Monomode-Lichtleitfaser sind:

- 5  $\mu\text{m}$  Durchmesser der sensitive Fläche (deutlich kleiner als bei allen anderen Techniken)
- keine Unsicherheit durch evtl. Modenselektive optische Komponenten
- keine Änderung der Lichtleistung durch Biegen der Faser

## 2.2 Der piezooptische Effekt

Der piezooptische Effekt beschreibt die Druckabhängigkeit des Brechungsindex eines Stoffes. Die Abhängigkeit wird durch die Lorenz-Lorentz-Gleichung gegeben, welche sich aus den Maxwell'schen Gleichungen herleiten läßt [Bor 85].

$$\frac{P}{\mu} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \text{const.} \quad \text{Gl. 2-1}$$

mit

$P$	- molare Refraktivität
$\mu$	- molare Masse
$\rho$	- Dichte
$n$	- Brechungsindex

Der lineare Zusammenhang zwischen Brechungsindex und Druck ergibt sich aus der linearisierten Zustandsgleichung des Mediums, die die Abhängigkeit der Dichte vom Druck beschreibt.

$$\Delta p = K_{ad} \cdot \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \quad \text{Gl. 2-2}$$

mit

$\Delta p$	- Änderung des Drucks
$K_{ad}$	- adiabatisches Kompressionsmodul
$\rho_0$	- Dichte ohne Einwirkung der Druckänderung

Durch Dichteänderungen wird der Brechungsindex des Mediums (hier Wasser) verändert. Die Ableitung  $\partial n/\partial p$  heißt piezooptische Konstante und wird mit  $\Xi$  bezeichnet.

$$\Xi := \frac{\partial n}{\partial p} = \frac{\rho_0}{K_{ad}} \cdot \frac{P}{\mu} \cdot \frac{(n_0^2 + 2)^2}{6n_0} \quad \text{Gl. 2-3}$$

mit

- $\Xi$  - piezooptische Konstante
- $n_0$  - Brechungsindex des Mediums ohne Druckänderung

Aus dieser Herleitung ergibt sich für Wasser ein Wert von  $1,66 \cdot 10^{-4}$  /MPa. [Ril 67]. Nach [Gla 63] kann die piezooptische Konstante auch über die Gladstone-Dale-Beziehung und die Tait-Gleichung hergeleitet werden. Dann liegt der theoretische Wert bei  $1,33 \cdot 10^{-4}$  /MPa.

Experimentelle Messungen von  $\Xi$  ergeben für Wasser Werte zwischen  $1,32 \cdot 10^{-4}$  /MPa und  $1,5 \cdot 10^{-4}$  /MPa [Ril 67], [Yad 73], [Ros 47]. Der piezooptische Effekt zeigt für Wasser nur eine geringe Abhängigkeit von der Lichtwellenlänge ( $< 1\%$  zwischen UV und IR) und ist über einen Druckbereich bis 100 MPa linear.

Für Messungen nach dem Prinzip des piezooptischen Effekts stellt die Unsicherheit der piezooptischen Konstante die Grenze der Genauigkeit dar. In dieser Arbeit wird ein Wert von  $1,5 \cdot 10^{-4}$  /MPa für die Piezooptische Konstante des Wassers mit einer Unsicherheit von 10 % angenommen.

Dieser Wert für den systematisch bedingten Fehler ist recht hoch. Die Unsicherheit für Referenzkalibrierungen von herkömmlichen Hydrophonen liegen aber ebenfalls im Bereich zwischen 11% und 15% für den Frequenzbereich bis 40 MHz. Höhere Frequenzen sind bisher nicht durch die technische Normung abgedeckt. Externe Kalibrierungen im Bereich über 40 MHz sind zur Zeit noch nicht erhältlich. Daher ist diese prinzipbedingte Unsicherheit von 10% akzeptabel, falls alle weiteren Fehler dieser Meßmethode klein genug sind, um den Gesamtfehler nicht über die Fehlergrenzen einer Referenzkalibrierung steigen zu lassen. Dies ist der Grund für die hohen Anforderungen an die Kalibrierung des Gesamtsystems.

## 2.3 Statische Kalibrierung

### 2.3.1 Signalentstehung

Das Signal  $S$  des faseroptischen Hydrophons entsteht durch die Reflexion von Laserlicht am Sensorende. Abb. 2-2 zeigt dies schematisch

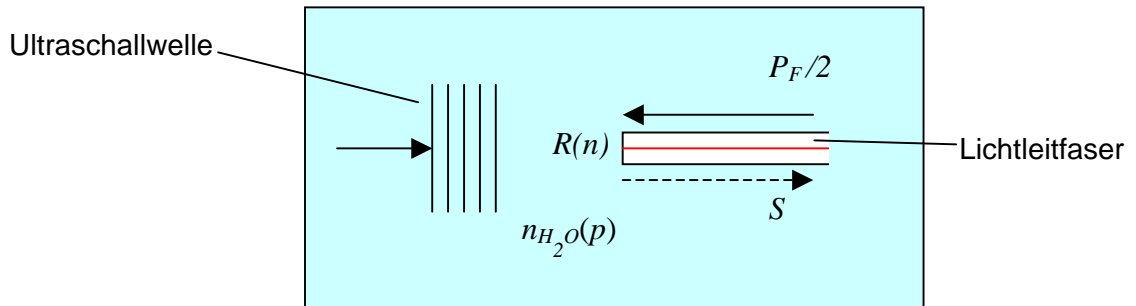


Abb. 2-2 schematische Darstellung der Signalentstehung am Sensorende der Faser

$P_F$  bezeichnet die in die Faser eingekoppelte Lichtleistung, von der wegen des 3dB-X-Kopplers nur die Hälfte im Sensorstrang geführt wird. Die reflektierte Lichtleistung  $S$  hängt vom Reflexionsfaktor  $R$  ab. Der Reflexionsfaktor hängt seinerseits vom Brechungsindexunterschied zwischen Glasfaser und Medium vor der Faser ab. Da der piezooptische Effekt für das Fasermaterial (Quarzglas) um den Faktor 100 kleiner ist als für Wasser, wird der Brechungsindex der Faser als konstant betrachtet und die Änderung des Reflexionsfaktors  $R$  ist nur von der Änderung des Brechungsindex von Wasser abhängig.

Mit der Druckabhängigkeit des Brechungsindex von Wasser ergibt sich die folgende Abhängigkeit des Signals  $S$  von einer stetigen Funktion  $F$  am Detektor vom Druck  $p$  im Medium:

$$S = F(R(n_{H_2O}(p))) \quad \text{Gl. 2-4}$$

$$S = R(n_{H_2O}) \cdot \frac{1}{4} \cdot P_F \quad \text{Gl. 2-5}$$

Der Faktor  $\frac{1}{4}$  ergibt sich wegen des zweimaligen Durchgang des Lichts durch den Faserkoppler. Die piezooptische Konstante gibt den Zusammenhang zwischen Druckänderung und Brechungsindexänderung an:

$$n(p) = n_0 + \Xi \cdot \Delta p \quad \text{Gl. 2-6}$$

### 2.3.2 Statische Kalibrierung

Die Abhängigkeit des Reflexionsfaktors vom Brechungsindex erhält man durch Entwicklung von  $R$  nach  $n$  an der Stelle  $n_0$  (hier  $n_{H_2O}$ )

$$R(n) = R(n_0) + \left. \frac{\partial R}{\partial n} \right|_{n_0} (n - n_0) + O(n^2) \quad \text{Gl. 2-7}$$

Der Fehler, der mit Vernachlässigung von  $O(n^2)$  eingegangen wird, ist klein: vergleicht man die Abweichung dieser linearisierten Form vom Reflexionsgesetz (Gl. 2-10), so ergibt sich ein Druckbereich von  $\pm 25$  MPa für eine Abweichung von 1%.

Daraus resultiert für die linearisierte Druckabhängigkeit des Signals:

$$\frac{\Delta S}{\Delta p} = \frac{\partial S}{\partial R} \cdot \frac{\partial R}{\partial n} \cdot \frac{\partial n}{\partial p} \quad \text{Gl. 2-8}$$

$$= \frac{1}{4} \cdot P_F \cdot \frac{\partial R}{\partial n} \cdot \Xi \quad \text{Gl. 2-9}$$

Wird  $\partial R / \partial n$  bestimmt, ist das Signal vollständig bekannt. Durch experimentelle Bestimmung von  $(\frac{1}{4} \cdot P_F \cdot \partial R / \partial n)$  und damit von  $\partial R / \partial n$  kann die Signaländerung am Detektor mit einer Druckänderung vor der Faser identifiziert werden und das System ist kalibriert. Da diese Kalibrierung durch Messung der Reflexion ohne Druckschwankungen vor der Faser erfolgt, wird sie im folgenden *statische* Kalibrierung genannt.

Neben der hohen Ortsauflösung ist die statische Kalibrierung ein weiterer wesentlicher Vorteil des Verfahrens. Die Empfindlichkeit piezoelektrischer Hydrophone kann nur im Vergleich zu einem Referenzhydrofon oder Primärstandard festgestellt werden. Die Fehlergrenzen der Referenzkalibrierung durch Austauschen der Sensoren im Schallfeld lassen sich verfahrensbedingt für hohe Frequenzen (über 30 MHz) nicht unter 11% bringen. Diese Kalibrierungen sind außerdem zeitaufwendig und teuer. Zudem kann eine Empfindlichkeitsänderung des Sensors nur bei Kontrollmessungen festgestellt werden. Die Messung der statischen Reflexion ist hingegen einfach durchführbar und jederzeit möglich. Die statische Kalibrierung muß wegen der systembedingten Unsicherheit des piezooptischen Meßverfahrens (Unsicherheit der piezooptischen Konstanten von 10%) sehr präzise erfolgen, damit die Fehlergrenze der faseroptischen Messung, die Unsicherheit der Kalibrierung von piezoelektrischen Sensoren nicht übersteigt.

### 2.3.3 Relative Signalthöhe

Weil die Erhöhung der Dichte im Wasser eine Brechungsindexvergrößerung zur Folge hat, wird der Brechungsindexunterschied an der Grenzfläche Glas/Wasser kleiner. Dadurch sinkt die reflektierte Lichtleistung bei positiver Druckamplitude, und das optische Signal ist invertiert zum akustischen Signal. Ist die Grenzschicht Glas/Flüssigkeit senkrecht zur Lichtausbreitungsrichtung, ist also die Faser senkrecht gebrochen, dann können Polarisierungseffekte vernachlässigt werden, und der Reflexionsfaktor  $R$  läßt sich aus dem physikalischen Reflexionsgesetz berechnen:

$$R = \left( \frac{n_{fl} - n_{kern}}{n_{fl} + n_{kern}} \right)^2 \quad \text{Gl. 2-10}$$

mit

$n_{fl}$  - Brechungsindex der Flüssigkeit  
 $n_{kern}$  - Brechungsindex des Faserkerns

Als Brechungsindex der Faser ist der Brechungsindex des Faserkernmaterials einzusetzen. Bei einer Gradientenindexfaser, wie sie zum Aufbau dieses faseroptischen Hydrophons verwendet wird, verändert sich der Brechungsindex mit dem Radius über den Faserkern. Daher wird zunächst ein effektiver  $n_{eff}$  Brechungsindex aus den Herstellerangaben abgeschätzt. Für die Berechnung des effektiven Brechungsindex werden sowohl der parabolische Verlauf des Brechungsindex über den Faserkern (von 1,4752 - 1,4469) als auch das (radial) gaußförmige Strahlprofil der Lichtleistung in der Faser berücksichtigt. Der auf diese Weise berechnete, effektive Brechungsindex hat einen Wert von  $n_{eff} = 1,468$ .

Der Offset, der durch die Reflexion am Sensorende hervorgerufen wird, berechnet sich nach

$$I_{r,0} = R_0 \cdot \frac{1}{2} I_F \quad \text{Gl. 2-11}$$

mit

$I_{r,0}$  - Offset der Lichtleistung  
 $I_F$  - in die Faser eingekoppelte Lichtleistung  
 $R_0$  - statischer Reflexionskoeffizient

Differenziert man das Reflexionsgesetz (Gl. 2-10) nach  $n_{fl}$ , und setzt das Ergebnis in (Gl. 2-11) ein, so erhält man die Veränderung der Lichtleistung in Abhängigkeit des Brechungsindex und über die piezooptische Konstante die Abhängigkeit vom Schallwechseldruck:

$$\frac{\partial I_r}{\partial p} = \frac{1}{2} I_F \frac{\partial R}{\partial p} = \frac{1}{2} I_e \frac{4n_{eff}(n_{fl} - n_{eff})}{(n_{fl} + n_{eff})^3} \cdot \Xi \quad \text{Gl. 2-12}$$

Relativ zum Offset ergibt sich ein Signal von

$$\frac{\Delta I}{I_{r,0}} = \frac{\Delta p}{I_{r,0}} \cdot \frac{\partial I}{\partial p} = \Delta p \frac{4n_{eff}}{n_{fl}^2 - n_{eff}^2} \Xi \quad \text{Gl. 2-13}$$

Die Brechungsindizes für die verwendete Wellenlänge von 830 nm sind

$$\text{Wasser } n_{H_2O} = 1,32762$$

$$\text{Faserkern } n_{eff} = 1,4675$$

Aus diesen Werten für die Brechungsindizes und der piezooptischen Konstanten für Wasser ergibt sich aus Gl. 2-10 für die relative Änderung des Reflexionsfaktors  $\Delta R \approx -5 \cdot 10^{-6} / \text{MPa}$ . Die relative Signalhöhe berechnet sich nach Gl. 2-13 zu  $\Delta I / I_{r,0} \approx -2 \cdot 10^{-3} \Delta p / \text{MPa}$ .

## 2.4 Zur Faser im Schallfeld

Mit Hilfe von Hydrophonen wird der Schalldruck am Ort der empfindlichen Fläche des Hydrophons im Schallfeld bestimmt. Befindet sich ein Objekt im Schallfeld, wird die Schallausbreitung beeinflusst. Dadurch kann sich auch der lokale Schalldruck im Vergleich zu Freifeldbedingungen verändern. Diese Effekte sind wegen des Wellencharakters des Ultraschalls stark frequenzabhängig.

Um die mittels Hydrophonen gemessene Signalspannung Druckwerten zuzuordnen, muß die frequenzabhängige Empfindlichkeit zunächst in einer Kalibrierung festgestellt werden. Die Schallfeldstörungen durch das Hydrophon können zu Verzerrungen der Transiente führen, da das Wellenmuster des Beugungsfeldes stark frequenzabhängig ist und damit die unterschiedlichen Frequenzkomponenten des Ultraschallsignals verschieden beeinflusst werden. Will man das faseroptische Hydrophon, wie im vorigen Kapitel beschrieben, ohne Referenzkalibrierung in seiner Empfindlichkeit vollständig unabhängig charakterisieren, muß der Einfluß der Faser auf das Schallfeld und damit auf den gemessenen Druck theoretisch beschrieben und dann im gemessenen Signal rechnerisch kompensiert werden.

Die wesentlichen Effekte beim Auftreffen der Schallwelle auf der Faser sind Reflexion und Beugung an der Faserendfläche bzw. deren Kante. Diese Einflüsse können theoretisch durch Entfalten der gemessenen Transienten mit einer Transferfunktion rechnerisch korrigiert



werden [Krü 00]. Für die berechneten Transferfunktionen werden folgende Näherungen angenommen:

- Die einfallenden Ultraschallsignale werden als ebene Wellen betrachtet.
- Zur Berechnung des Einflusses der Faser auf das Schallfeld wird nur die kreisförmige Faserendfläche betrachtet.
- Da die Impedanz des Fasermaterials wesentlich größer ist als die des Wassers (etwa Faktor 10), wird eine Beeinflussung der Faser durch das Schallfeld vernachlässigt. Eventuelle Einkopplung von Ultraschallwellen in die Faser und die Ausbreitung spezieller Wellenmoden wie Biege- und Torsionswellen in der Faser werden vernachlässigt.
- Die Faserendfläche ist starr, d.h. die Schallwelle wird vollständig und ohne Phasenversatz reflektiert.

Die Faserendfläche wird mit diesen Näherungen als schallharte, kreisförmige Fläche angenommen. Die Schallwelle kann durch die Auslenkung  $\vec{s}_1(\vec{r}, t)$  aus der Ruhelage oder die Schnelle  $\vec{v}_1(\vec{r}, t)$  beschrieben werden. Als Randbedingung ergibt sich, daß die zur Faserendfläche senkrechte Komponente der Auslenkung und der Schnelle der Schallwelle auf dieser Grenzfläche der Nullvektor sein muß. Die auftretenden Welleneffekte können beschrieben werden, indem man das resultierende Schallfeld als Summe der einlaufenden Schallwelle und den Welleneffekten an der Faser betrachtet. Dazu setzt man für die Partikelauslenkung im resultierenden Feld

$$\vec{s}_{tot}(\vec{r}, t) = \vec{s}_1(\vec{r}, t) + \vec{s}_2(\vec{r}, t) \quad \text{Gl. 2-14}$$

an. Um die Randbedingung zu erfüllen, muß für die Teilchenauslenkung

$$\vec{s}_1^\perp(\vec{r}, t) = -\vec{s}_2^\perp(\vec{r}, t) \quad \text{Gl. 2-15}$$

und damit auch für die Schnelle (durch zeitliches differenzieren)

$$\vec{v}_1^\perp(\vec{r}, t) = -\vec{v}_2^\perp(\vec{r}, t) \quad \text{Gl. 2-16}$$

gelten.  $\perp$  bezeichnet dabei die Komponente des Vektors senkrecht zur Faserendfläche. Nun muß das Sekundärfeld berechnet werden, das durch die Schnelleverteilung  $\vec{v}_2^\perp(\vec{r}, t)$  auf der Faserfläche erzeugt würde.

Als Lösungsansatz wird eine ebene Schallquelle angenommen, die in einer unendlich ausgedehnten Ebene schwingt. Nach [Har 81] liefert das Rayleighsche Oberflächenintegral eine allgemeine Lösung für dieses Problem.

$$\phi_2(\vec{r}, t) = \int_A \frac{v_2^\perp(\vec{r}', t - b/c)}{2\pi R} dA' \quad \text{Gl. 2-17}$$

mit

- $\phi_2$  - Geschwindigkeitspotential
- $A$  - Fläche (hier Faserendfläche)
- $b$  -  $b = \vec{r} - \vec{r}'$  (Abstand Punkt  $r$  zum Integrationspunkt  $r'$  von  $A'$ )
- $c$  - Schallgeschwindigkeit im Medium

Der Schalldruck des Sekundärfeldes ist dann

$$p_2(\vec{r}, t) = \rho_0 \frac{\partial \phi_2(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad \text{Gl. 2-18}$$

- $\rho_0$  - Dichte des Mediums (hier Wasser)

Zur Veranschaulichung kann man sich vorstellen, daß das Faserende als kolbenförmiger Schwinger mit gleicher Amplitude gegenphasig zur einlaufenden Welle schwingt und den Druck  $p_2(\vec{r}, t)$  erzeugt. Der Schalldruck des Gesamtfeldes  $p_{tot}$  ist dann:

$$p_{tot}(\vec{r}, t) = p_{Freifeld}(\vec{r}, t) + p_2(\vec{r}, t) \quad \text{Gl. 2-19}$$

Der vom faseroptischen Hydrophon detektierte Druck  $p_{FOH}$  ist die Mittelung des lokalen Drucks  $p_{tot}$  über die sensitive Fläche (Faserkern):

$$p_{FOH}(t) = \frac{1}{\pi a_k^2} \int_0^{2\pi a_k} \int_0^0 p_{tot}(r, \varphi, t) r dr d\varphi \quad \text{Gl. 2-20}$$

- $a_k$  - Faserkernradius

Für die Annahme einer punktförmigen Sensorfläche vereinfacht sich Gl. 2-20 zu:

$$p_{FOH,p}(t) = p_{tot}(0, t) \quad \text{Gl. 2-21}$$

Um den vom Faserkern detektierten Druck numerisch einfacher berechnen zu können, wird dieser als Faltung des Freifelddrucks an der Stelle des Faserkerns mit der Impulsantwort der Faser dargestellt. Nach Fouriertransformation in den Frequenzraum muß nur eine Multiplikation ausgeführt werden.

$$p_{FOH}(t) = p_{Freifeld}(t) \otimes g(t) \quad \text{Gl. 2-22}$$

$$B_{FOH}(\omega) = B_{Freifeld}(\omega) \cdot H(\omega) \quad \text{Gl. 2-23}$$

Durch anschließendes Rücktransformieren in den Ortsraum erhält man

$$p_{Freifeld}(t) = F^{-1} \left( \frac{B_{FOH}}{H(\omega)} \right) \quad \text{Gl. 2-24}$$

mit

$$\begin{aligned} B_{FOH}(\omega) & \\ B_{Freifeld}(\omega) & \text{ - Fouriertransformierte der Druckwerte} \\ H(\omega) & \text{ - Fouriertransformierte der Impulsantwort } g(t) \\ \omega = 2\pi f & \text{ - Kreisfrequenz des Ultraschalls} \\ F^{-1} & \text{ - inverse Fouriertransformation} \end{aligned}$$

$H$  wird aus dem Ansatz einer harmonischen ebenen Welle für den Freifelddruck im Meßpunkt gewonnen:

$$p_{Freifeld,\omega_1}(t) = \hat{p}_{Freifeld} \cdot e^{j\omega t} \quad \text{Gl. 2-25}$$

Der gemessene Druck ergibt sich dann aus

$$p_{FOH}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} p_{Freifeld,\omega_1}(t-\tau) \cdot h(\tau) d\tau \quad \text{Gl. 2-26}$$

$$\begin{aligned} &= \int_{-\infty}^{\infty} \hat{p}_{Freifeld} \cdot e^{j\omega_1 t} \cdot e^{-j\omega_1 \tau} h(\tau) d\tau \\ &= \hat{p}_{Freifeld} \cdot e^{j\omega_1 t} \cdot H(\omega_1) \end{aligned} \quad \text{Gl. 2-27}$$

mit

$$H(\omega_1) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega_1 \tau} h(\tau) d\tau$$

Damit ergibt sich die Transferfunktion  $H$  für die Frequenz der harmonischen Welle  $\omega_1$ . Analytisch ist die Berechnung des Drucks im Rahmen der gemachten Näherungen nur im

Mittelpunkt der Faserendfläche für den senkrechten Einfall der Schallwelle möglich. Die beugungsbedingten Schalldrücke müssen daher auf der ganzen Faserfläche numerisch berechnet werden. Zunächst wird der senkrechte Einfall der Schallwelle betrachtet. Dann folgt die Betrachtung des schrägen Einfalls der Welle, um die Richtcharakteristik des faseroptischen Hydrophons zu berechnen.

**2.4.1 Senkrechter Schalleinfall**

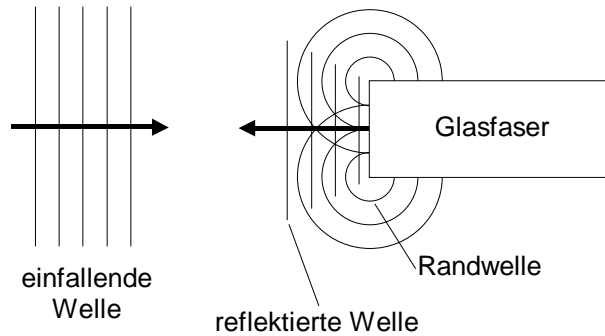


Abb. 2-3 Überlagerung der einfallenden Schallwelle mit an der Faserfläche reflektierter und an der Faserkante gebeugter Welle (Randwelle) für senkrechten Einfall

Fällt eine ebene Welle senkrecht auf die Faserendfläche, ist die Schnelleverteilung der Sekundärwelle auf der Faseroberfläche räumlich konstant. Das Rayleighsche Oberflächenintegral vereinfacht sich dann zu:

$$\phi_2(\vec{r}, t) = \frac{\hat{v}_2^\perp \cdot e^{j\alpha x}}{jk} \left( 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jkd(\theta)} d\theta \right) \tag{Gl. 2-28}$$

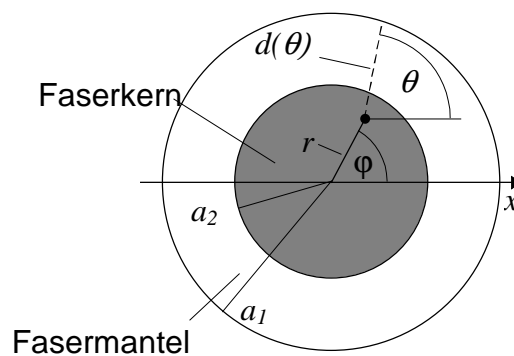


Abb. 2-4 Bezeichnungen für die Geometrie der Faserfläche

- $a_1$             Radius des Fasermantels
- $a_2$             Radius des Faserkerns
- $k = \omega/c$       Betrag des Wellenvektors der einfallenden Schallwelle
- $d(\theta)$         Abstand des Integrationspunkts von Faserrand unter Winkel  $\theta$

Die Sekundärwelle ist die Summe einer ebenen reflektierten Welle und einer gegenphasigen Welle, die am Rand der Apertur gebeugt ist. Mit der Beziehung  $\frac{\hat{p}}{\hat{v}} = \rho_0 \cdot c$  zwischen den Amplituden von Schalldruck und –schnelle und

$$p_2(\vec{r}, t) = \rho_0 \frac{\partial \phi_2(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad \text{Gl. 2-29}$$

ergibt sich für den mittleren Schalldruck vor dem Faserkern

$$\langle p \rangle_{a_2}(k, t) = \hat{p}_{\text{Freifeld}} \cdot e^{j\omega t} \left( 2 - \frac{1}{\pi a_2^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{a_2} e^{-jkd(\theta)} r dr d\theta \right) \quad \text{Gl. 2-30}$$

bzw.

$$p_{\text{tot}}(\vec{r}, t) = \hat{p}_{\text{Freifeld}} \cdot e^{j\omega t} \left( 2 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jkd(\theta)} d\theta \right) \quad \text{Gl. 2-31}$$

Die reflektierte Welle verursacht eine Drucküberhöhung vor der Faserendfläche, die Beugungswelle verändert diese Drucküberhöhung je nach dem Verhältnis von Faserabmessung und Wellenlänge der einfallenden Ultraschallwelle. Der gemessene Druck ist dann der mittlere Druck vor der Fläche des Faserkerns und setzt sich aus der einfallenden, der reflektierten und der gebeugten Druckwelle zusammen.

Nimmt man an, daß der Durchmesser des Faserkerns klein ist gegen die Wellenlänge (bis 70 MHz für Monomode-Lichtleitfasern mit Kerndurchmesser 5µm), dann vereinfacht sich die Transferfunktion zu

$$H_0(\omega) = H_0(k) = 2 - e^{-jka_1} \quad \text{Gl. 2-32}$$

und für den mittleren Schalldruck vor dem Faserkern ergibt sich:

$$\langle p \rangle_{a_2}(k, t) = \hat{p}_{\text{Freifeld}} \cdot e^{j\omega t} \left( 2 - e^{-jka_1} \right) \quad \text{Gl. 2-33}$$

Ist der Faserkern nicht als punktförmig anzusehen (z.B. für Multimodefasern mit Kerndurchmesser 50 µm), ist die Transferfunktion

$$H_{a_2}(\omega) = 2 - \frac{1}{\pi a_2^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{a_2} e^{-jkd(\theta)} r dr d\theta \quad \text{Gl. 2-34}$$

Die Gleichung ist auch für sich überlagernde Wellen mit Wellenvektoren  $k_i$  und Druckamplituden  $p_i$  anwendbar. Der generalisierte Ausdruck für Wellenpakete ist:

$$p(t) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega) e^{j\omega t} d\omega \tag{Gl. 2-35}$$

und es folgt:

$$\langle p \rangle_{a_2}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega) \left( 2 - \frac{1}{\pi a_2^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{a_2} e^{-j\omega l(\theta)} r dr d\theta \right) e^{j\omega t} d\omega \tag{Gl. 2-36}$$

Dies ist die inverse Fouriertransformierte von  $(B(\omega) \cdot H(\omega))$  mit  $H$  als Transferfunktion des faseroptischen Hydrophons.  $H(\omega)$  wird für verschiedene Faserkernradien bis 60 MHz numerisch berechnet und ist in Betrag und Phase in Abb. 2-5 a) und b) dargestellt.

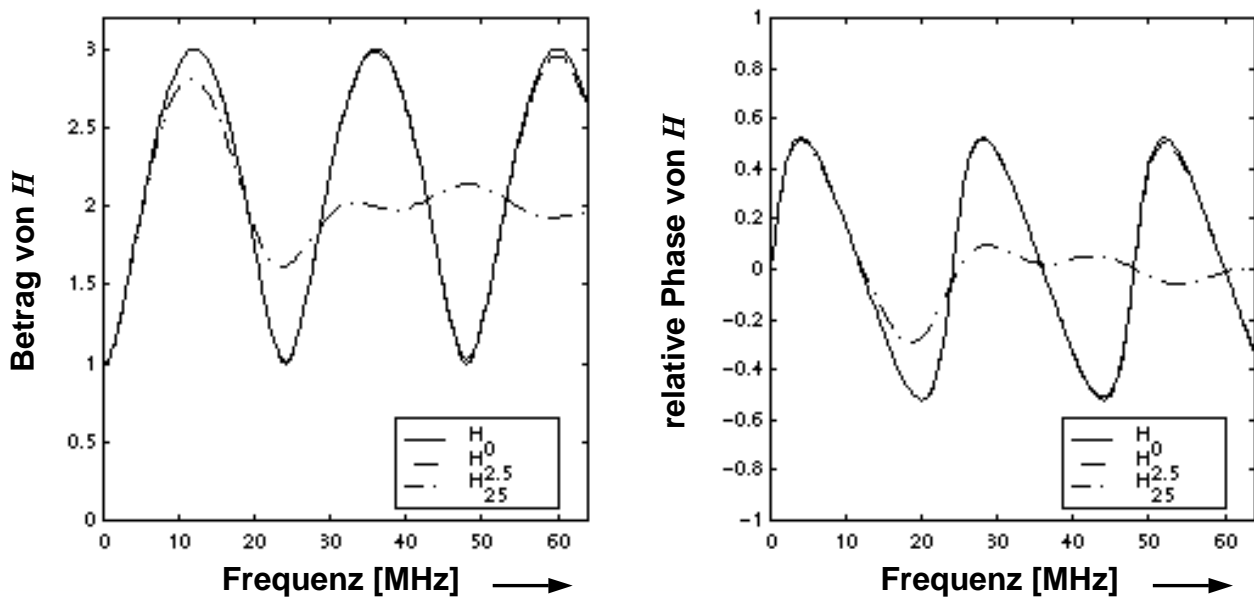


Abb. 2-5 a) Betrag (links) und b) relative Phase (rechts) der Transferfunktion für verschiedene Faserkernradien

Der Index von H gibt den Kernradius in mm an, wobei  $H_0$  für die Transferfunktion eines idealen (punktförmigen) Faserkerns steht.  $H_0$  und  $H_{2.5}$  stimmen im berechneten Frequenzbereich in Amplitude und Phase sehr gut überein, was die Näherung rechtfertigt, den Faserkern für die Monomodefaser als punktförmig anzunehmen. Neben der besseren Ortsauflösung ist auch die Behandlung der Beugungseffekte für die Monomodefaser damit einfacher als für die Multimodefaser.

### 2.4.2 Schräger Schalleinfall

Fällt die Schallwelle nicht mehr senkrecht auf die Faserendfläche, ist die im vorangegangenen Abschnitt berechnete Transferfunktion nicht mehr anwendbar. Allgemein ist zu erwarten, daß wegen Beugungs- und Mittelungseffekten die Richtcharakteristik von Größe, Form und Empfindlichkeitsverteilung der sensitiven Fläche abhängt.

Die Phasenmittelung durch die Sensorfläche wird z.B. bei [Kut 88] behandelt. Die Winkelabhängigkeit des detektierten Signals ist danach proportional zu

$$M(k, \vartheta) = \frac{2J_1(ka \sin \vartheta)}{ka \sin \vartheta} \quad \text{Gl. 2-37}$$

mit

$M$	Proportionalitätsfaktor für die Empfindlichkeit
$J_1$	Besselfunktion erster Art, erster Ordnung
$k$	Betrag des Wellenvektors der Schallwelle
$a$	Radius der Sensorfläche
$\vartheta$	Einfallswinkel der Schallwelle

Diese Betrachtungsweise entspricht dem Ansatz der technischen Normen zur Berechnung der Winkelabhängigkeit der Hydrophonempfindlichkeit. Experimentell zeigt sich jedoch, daß weitere Effekte eine Rolle spielen müssen, da die gemessenen Richtcharakteristiken von Nadelhydrophonen z.T. deutlich von den aus Gl. 2-37 zu erwartenden Ergebnissen abweichen [Krü 00].

Der Einfluß der Phasenmittelung ist für die Monomodefaser erwartungsgemäß sehr gering. Für den maximalen Effekt bei streifendem Einfall der Schallwelle ( $\vartheta = 90^\circ$ ) sind die Auswirkungen bei 60 MHz kleiner als 5%. Hingegen ist für eine Multimodefaser mit Kerndurchmesser von 50µm schon bei  $\vartheta = 37^\circ$  eine Nullstelle der Empfindlichkeit erreicht.

Bei schrägem Einfall der Schallwelle ist die Zylindersymmetrie bezüglich der Faser nicht mehr gegeben. Symmetrie besteht nur bezüglich der Ebene, die durch den Normalenvektor der Faserendfläche und dem Wellenvektor der Ultraschallwelle aufgespannt wird.

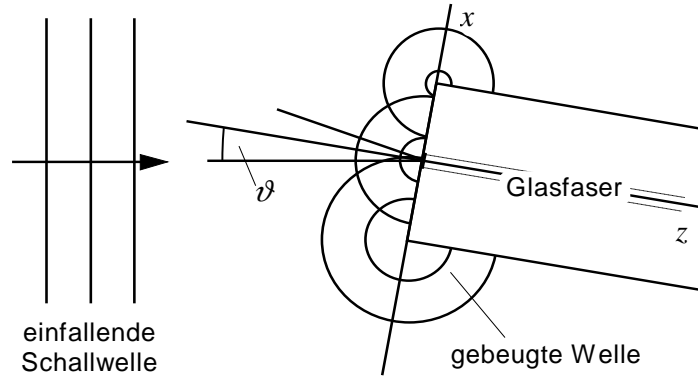


Abb. 2-6 Geometrische Verhältnisse bei schrägem Einfall der Schallwelle auf die Faserfläche

Eine analytische Lösung ist nicht möglich. Wie in [Kru 00] beschrieben, wird der Effekt von Reflexion und Beugungswelle bei schrägem Einfall der Schallwelle durch das Rayleighsche Oberflächenintegral numerisch berechnet. Dazu setzt man als Beschreibung der Druckwelle an:

$$p_{\text{Freifeld}}(\vec{r}, t) = \hat{p}_{\text{Freifeld}} \cdot e^{j(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad \text{Gl. 2-38}$$

mit 
$$\vec{k} = \begin{pmatrix} k \sin \vartheta \\ 0 \\ k \cos \vartheta \end{pmatrix}$$

Die Phase der einfallenden Welle ist dann eine Funktion der Ortskoordinate x, und der Schalldruck in der Grenzfläche ist:

$$p_{\text{Freifeld}}(\vec{r}_0, t) = \hat{p}_{\text{Freifeld}} \cdot e^{j(\omega t - kx \sin \vartheta)} \quad \text{Gl. 2-39}$$

mit 
$$\vec{r}_0 = \begin{pmatrix} r \cos \varphi \\ r \sin \varphi \\ 0 \end{pmatrix}$$
 als Ortsvektor in der Grenzfläche.

Die Schallschnellenkomponente senkrecht zur Sensorfläche ergibt sich dann aus

$$v_{\text{Freifeld}}^{\perp}(\vec{r}_0, t) = \frac{\hat{p}_{\text{Freifeld}}}{\rho_0 c} \cdot \cos \vartheta \cdot e^{j(\omega t - kx \sin \vartheta)} \quad \text{Gl. 2-40}$$



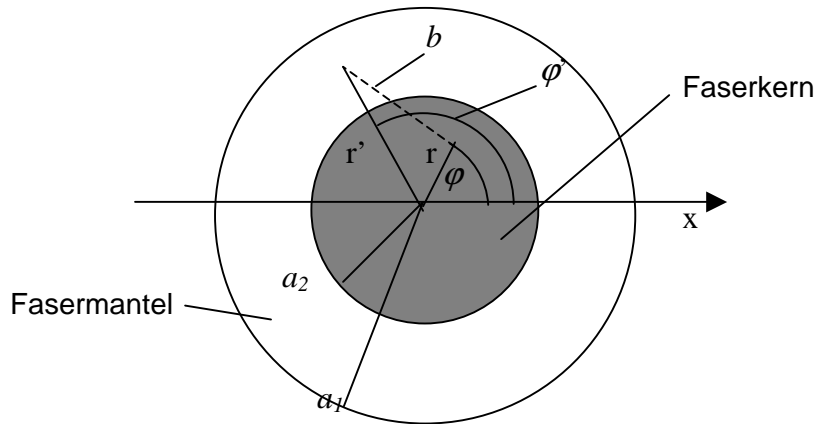


Abb. 2-7 Bezeichnungen für die Geometrie der Faserfläche (schräger Einfall)

mit  $b = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr'\cos(\varphi' - \varphi)}$  als Abstand zwischen Integrations- und Beobachtungspunkt.

Der Gesamtdruck in der Sensorebene muß durch Einsetzen in das Oberflächenintegral und Berechnung des Sekundärdrucks ermittelt werden. Die Addition von Primär- und Sekundärdruck ergibt:

$$p_{total}(\vec{r}_0, t) = \hat{p}_{Freifeld} \cdot e^{j\omega t} \cdot \left( e^{-jkx \sin \vartheta} + \frac{j\omega \cos \vartheta}{2\pi^2 c} \int_{A_{Faser}} \frac{e^{-jkx' \sin \vartheta} e^{-jkb}}{b} dA_{Faser} \right) \quad \text{Gl. 2-41}$$

Der über die sensitive Fläche gemittelte Druck ist dann

$$\begin{aligned} \langle p \rangle_{a_2}(t) = \hat{p}_{Freifeld} \cdot e^{j\omega t} \cdot & \left( \frac{2}{\pi a_2^2} \int_{-a_2}^{a_2} \sqrt{a_2^2 - x^2} e^{-jkx \sin \vartheta} dx \right. \\ & \left. + \frac{j\omega \cos \vartheta}{2\pi^2 a_2^2 c} \int_{A_{Kern}} \int_{A_{Faser}} \frac{e^{-jkx' \sin \vartheta} e^{-jkb}}{b} dA_{Kern} dA_{Faser} \right) \quad \text{Gl. 2-42} \end{aligned}$$

Für die Näherung eines punktförmigen Sensors ( $b = r'$ ) ergibt sich für den Schalldruck  $p_{FOH,0}$ :

$$\begin{aligned} p_{FOH,0}(t) = \hat{p}_{Freifeld} \cdot e^{j\omega t} \cdot & \left( 1 + \frac{jk \cos \vartheta}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{a_1} e^{-jkr'(1+\cos \varphi' \sin \vartheta)} dr' d\varphi' \right) \\ = \hat{p}_{Freifeld} \cdot e^{j\omega t} \cdot & \left( 1 + \frac{\cos \vartheta}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1 - e^{-jka_1(1+\cos \varphi' \sin \vartheta)}}{(1 + \cos \varphi' \sin \vartheta)} d\varphi' \right) \quad \text{Gl. 2-43} \end{aligned}$$

Der in Klammern stehende Term ist die Transferfunktion. Die folgenden Abbildungen aus [Krü 00] zeigen die Auswirkung des Kernradius auf die Winkelabhängigkeit der Transferfunktion (Amplitude) bei Faserkernradien von 2,5  $\mu\text{m}$  und 25  $\mu\text{m}$  bis 30 MHz.

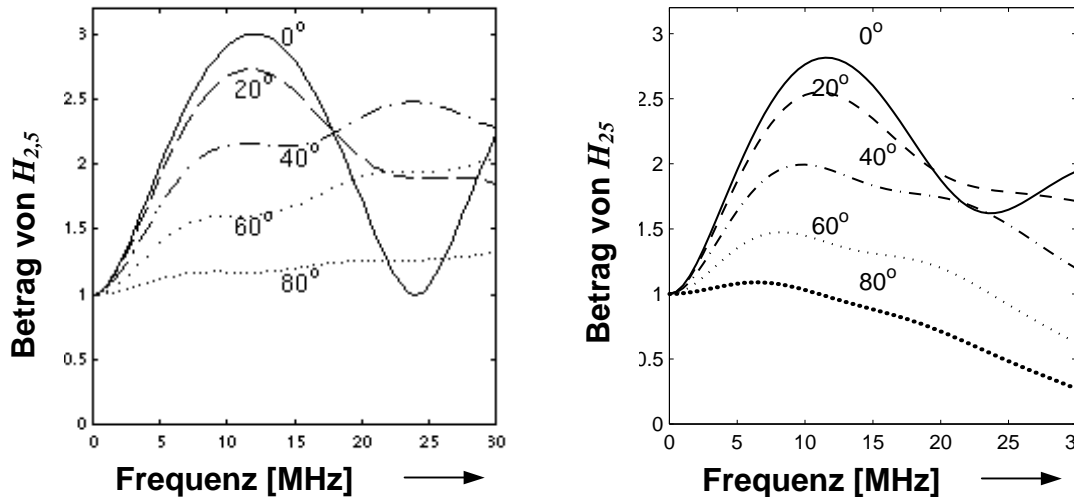


Abb. 2-8 Amplitude der Transferfunktion für verschiedene Winkel a) bei 2,5  $\mu\text{m}$  (links) und b) 25  $\mu\text{m}$  Kernradius (rechts)

Die Transferfunktionen bei 2,5  $\mu\text{m}$  Sensorradius zeigen auch oberhalb von 30 MHz eine gute Übereinstimmung mit der Näherung für einen punktförmigen Faserkern. Auf die Richtcharakteristik haben verschiedene Kernradien erheblichen Einfluß.

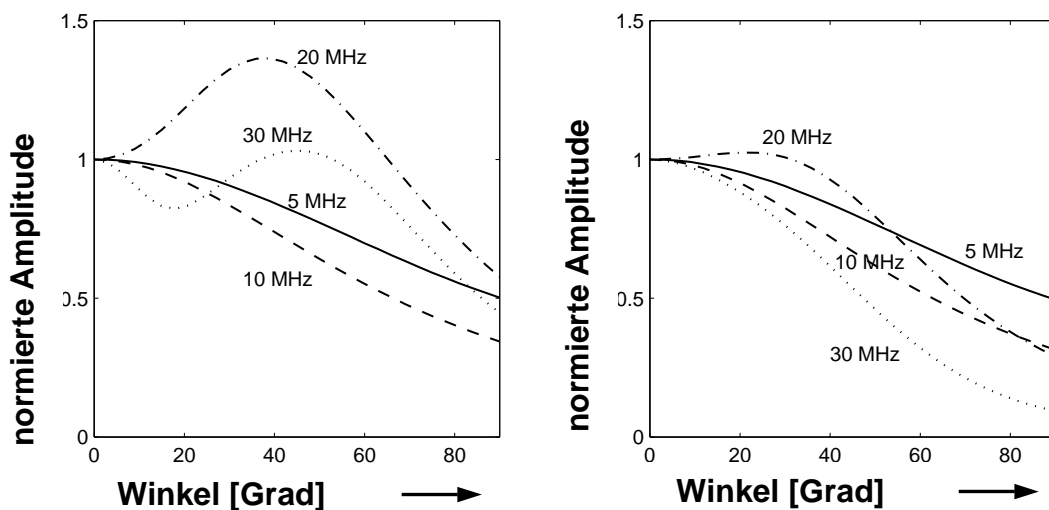


Abb. 2-9 Richtcharakteristik für versch. Faserkernradien a) 2,5  $\mu\text{m}$  links und b) 25  $\mu\text{m}$  rechts

Die Empfindlichkeit fällt für den Kernradius von 25 $\mu\text{m}$  wegen der Mittelung über die größere Fläche mit zunehmender Frequenz und größeren Winkeln ab. Für den näherungsweise punktförmigen Sensor zeigt sich ein deutlich anderer Verlauf der Richtcharakteristik als durch

das Modell nach Gl. 2-37. Insbesondere liegt die maximale Empfindlichkeit nicht für alle Frequenzen bei senkrechtem Einfall der Schallwelle.

Die Transferfunktion für die Näherung einer punktförmigen Faserkernfläche

$$H(k) = 1 + \frac{\cos \vartheta}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1 - e^{-jka_1(1 + \cos \varphi' \sin \vartheta)}}{(1 + \cos \varphi' \sin \vartheta)} d\varphi' \quad \text{Gl. 2-44}$$

wird für verschiedene Winkel bis 50 MHz berechnet, um später die Entfaltung gemessener Signale durchführen zu können.

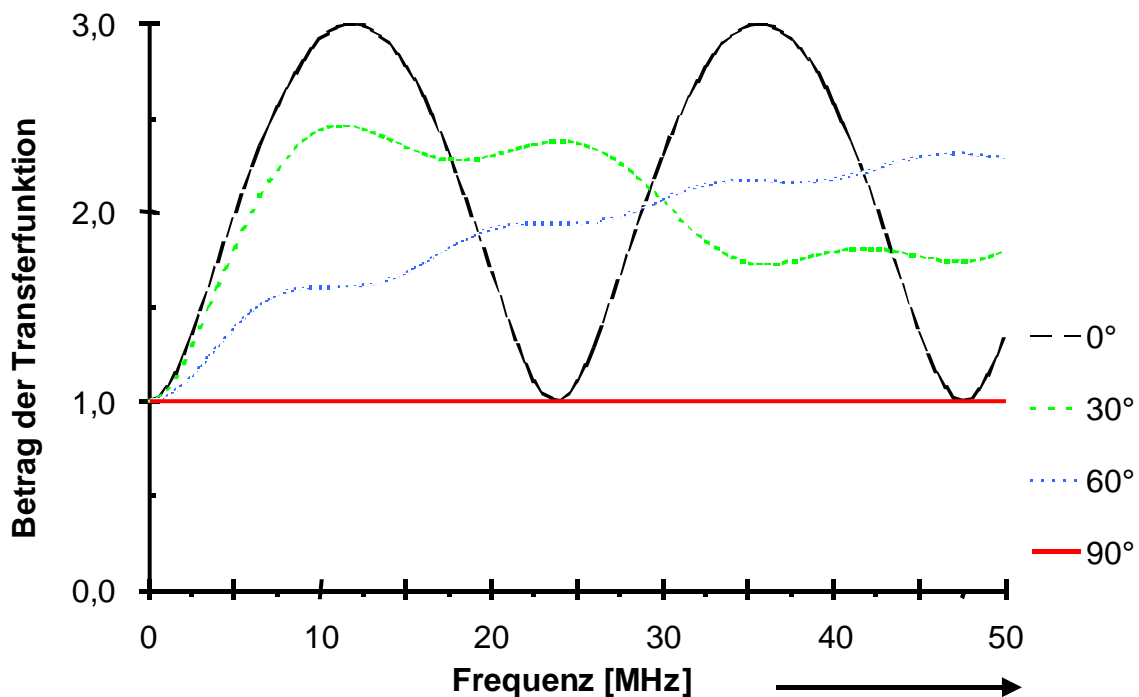


Abb. 2-10 Transferfunktionen bei versch. Einfallswinkeln (Endfläche 125µm Durchm.)

Abb. 2-10 zeigt den Verlauf der Transferfunktion für verschiedenen Winkel. Für den senkrechten Einfall der Schallwelle ( $\vartheta = 0^\circ$ ) liegt das Maximum der Transferfunktion bei 3. Hier überlagern sich einlaufende, auslaufende und die Beugungswelle maximal konstruktiv. Bei einer Frequenz von 23 MHz zeigt sich für  $\vartheta = 0$  ein Minimum der Transferfunktion von 1. Bei dieser Frequenz entspricht der laufzeitbedingte Phasenversatz der Beugungswelle vom Faserrand zum Kern gerade  $\pi$ . Hier besteht maximale Auslöschung zwischen reflektierter und gebeugter Welle.

Da das verwendete Modell nur die Faserendfläche berücksichtigt und nicht die gesamte Geometrie der Faser, ist die mit diesem Modell berechnete Transferfunktion für Einfallswinkel von  $90^\circ$  für alle Frequenzen gleich 1. Der Cosinusterm vor dem Integral in Gl.

2-44 wird bei streifendem Einfall der Schallwelle ( $\vartheta = 90^\circ$ ) zu Null. Unter Vernachlässigung der Effekte am Faserzylinder sollte es also möglich sein, die Transiente unter einem Winkel von  $90^\circ$  mit der Faser direkt zu messen, ohne sie entfalten zu müssen.

In Abb. 2-11 ist die Richtcharakteristik des Monomodefasersensors für 14 MHz, 30 MHz und 54 MHz aufgetragen:

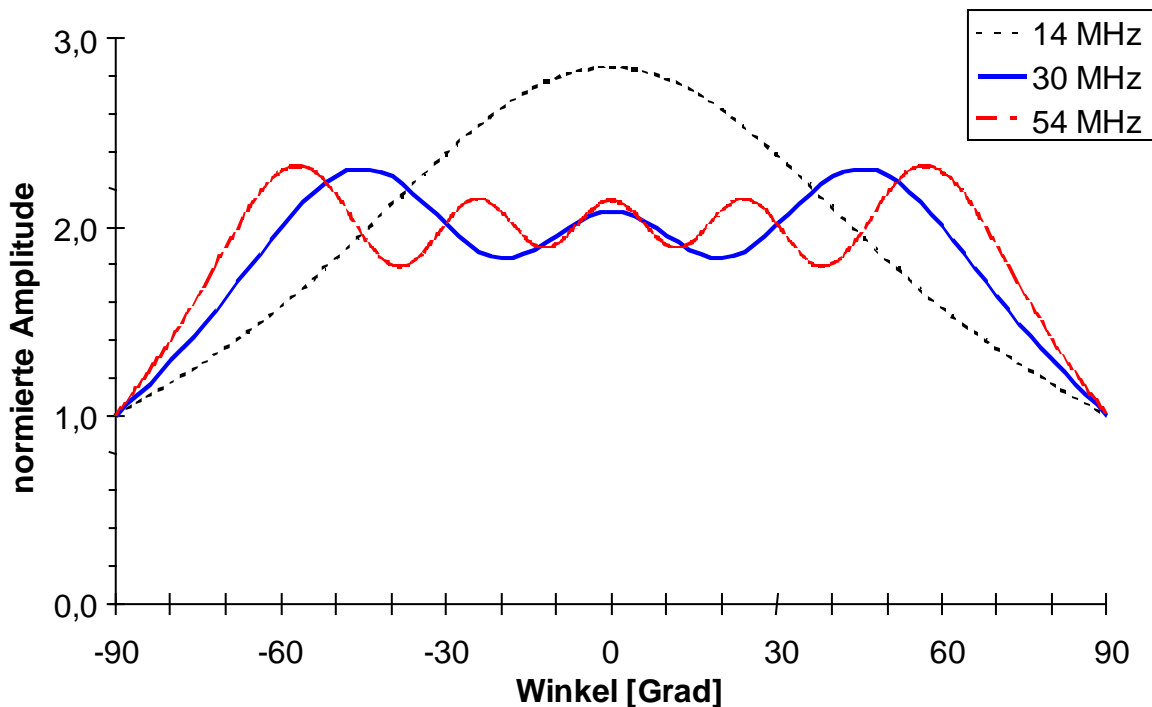


Abb. 2-11 Richtcharakteristik der Monomodefaser bei verschiedenen Frequenzen

### 2.4.3 Grenzen des Modells

Für das verwendete Modell wird davon ausgegangen, daß der akustische Reflexionskoeffizient für die Grenzfläche Wasser/Glas für alle Winkel konstant ist. Dabei wird vernachlässigt, daß unter bestimmten Winkeln Modenkonzersion auftreten kann, d.h. daß eine Transversalwelle in die Faser einkoppelt bzw. sich eine Oberflächenwelle auf der Faser ausbreitet. Für diese Winkel ist eine Abweichung der Richtcharakteristik vom berechneten Verlauf zu erwarten. Weiterhin wird die mögliche Entstehung von Biege- und Torsionswellen in der Faser vernachlässigt.

Außerdem ist das Modell eines Kolbenschwingers in einer unendlichen Ebene erst gut erfüllt, wenn die Wellenlängen kleiner als der Fasermantelradius sind. Dies trifft für Ultraschallfrequenzen von mehr als 20 MHz zu. Beim Einsatz im Frequenzbereich unter 10 MHz werden die Schalldrücke mit diesem Modell überschätzt. Für sehr niedrigen Frequenzen wäre ein Modell einer schwingenden Scheibe besser geeignet. Ein solches Modell liefert für

die Druckamplitude der Sekundärwelle halb so große Werte. In dem Frequenzbereich zwischen 1 MHz und 20 MHz liegt die korrekte Beschreibung der Sekundärwelle zwischen den theoretischen Werten dieser beiden Modelle. Da dieser Effekt erst bei Frequenzen unter 10 MHz eine Rolle spielt und das faseroptischen Hydrophon für den hohen Frequenzbereich (über 20 MHz) ausgelegt ist, wird dieses Problem vernachlässigt.

Weiterhin wird angenommen, daß sich die Druckamplitude am Faserkern nicht wesentlich von der Amplitude am Faserrand (an dem die Beugungswelle entsteht) unterscheidet. Bei sehr stark fokussierten Ultraschallfeldern hat dieser Umstand die Überschätzung der Beugungswelle zur Folge

## **3 Aufbauvarianten des faseroptischen Hydrophons**

Für die Erprobung und Optimierung des Monomodefaser-basierten Hydrophons werden für die Komponenten des Systems verschiedene Aufbauten und Konfigurationen getestet. Zunächst werden die verschiedenen Komponenten und ihre Varianten beschrieben.

### **3.1 Die Komponenten des faseroptischen Hydrophons**

#### **3.1.1 Lichtquellen**

Als Lichtquelle wird eine Laserdiode mit maximaler Lichtleistung von 30mW verwendet. Die Lichtwellenlänge ist 830 nm. Zu Testzwecken steht eine Laserdiode mit 150 mW maximaler Lichtleistung zu Verfügung.

#### **3.1.2 Laserdiodensteuerung**

Die Laserdioden werden mit einer Stromsteuerung wahlweise in einer von zwei möglichen Betriebsarten gesteuert. Im „Constant-Power-Mode“ wird die interne Photodiode der Laserdiode genutzt, um durch Nachregelung des Laserdiodenstroms die Ausgangsleistung des Lasers stabil zu halten. Dies gleicht leichte Laserleistungsschwankungen aus, führt aber während des Nachregelungsvorgangs zu einem erhöhten Rauschen der Laserdiode.

Die Messungen werden daher im „Constant-Current-Mode“ durchgeführt, bei dem der Laserdiodenstrom auf  $\pm < 1\mu\text{A}$  konstant gehalten wird. Die im Laserdiodengehäuse integrierte Monitordiode ermöglicht die Kontrolle der Ausgangsleistung. Nach einer Warmlaufphase von 10 Min. ist die Laserausgangsleistung stabil.

Um thermisch induzierte Modensprünge der Laserdiode zu vermeiden, wird die Laserdiode durch einen Regelkreis mit Temperatursensor und Peltierelement thermisch stabilisiert. Die Temperatur der Laserdiode wird üblicherweise ca. 2 Grad über der Raumtemperatur gehalten, um die Bildung von Kondenswasser auf dem Diodengehäuse zu vermeiden.

#### **3.1.3 Fasern / Faserkoppler**

Der X-Faserkoppler ist ein 3dB Richtkoppler, d. h. das in Richtung zum Koppler geführte Licht eines Faserstrangs wird zu jeweils 50% auf die gegenüberliegenden beiden Faserstränge aufgeteilt. Es werden Monomode-Faserkoppler der Firma Gould eingesetzt. Die hierbei verwendeten Fasern sind vom Typ Corning Flexcor 780-5/125. Das Brechungsindexprofil dieser Gradienten-Index-Faser verläuft parabolisch von 1,4752 bis 1,4469 von innen nach

außen. Der Kerndurchmesser beträgt bei diesem Fasertyp  $5\mu\text{m}$ , der Fasermantel-Durchmesser  $125\mu\text{m}$ .

Das Sensorende muß für eine Messung wie folgt vorbereitet werden:

Die Faserschutzschicht (Coating) wird auf einer Länge von 5-10 cm am Ende des Sensorstrangs entfernt. Die Faser wird dann in eine Halterung entlang einer Mikrobank eingespannt. Etwa 1 cm vom Ende entfernt, wird der Fasermantel (Cladding) mit einer eigens dafür vorgesehenen Klinge unter leichtem Zug eingeritzt. Hierbei ist besonders wichtig, daß außer dem Einritzen keine Beschädigungen des Fasermantels entstehen. Sonst könnte die angenommene kreisrunde Form der Außenkante beschädigt werden, und die Beugungsrechnung würde keine gute Korrektur der gemessenen Pulsformen liefern. Mit stärkerem Zug wird die Faser gebrochen. Ob die dabei entstandene Endfläche zu Meßzwecken geeignet ist, ist durch die Höhe der statischen Reflexion am Faserende feststellbar. Ist der Bruch nicht senkrecht, ist also der Winkel zwischen Endfläche und Faserzylinder nicht rechtwinklig, dann ist die statische Reflexion gering, und der Brechungsvorgang muß wiederholt werden. Die Faserspitze wird zusätzlich mikroskopisch untersucht, bevor Messungen vorgenommen werden.

### 3.1.4 Kollimatoren

Das aus Halbleiterlasern austretende Strahlprofil ist im Allgemeinen divergent und elliptisch. Um Laserlicht auf die Faserendfläche fokussieren zu können, ist zunächst Kollimierung notwendig. Es werden zwei Kollimatoren verwendet, die sich durch thermische Stabilisierung der Laserdiode unterscheiden. Im einfachen Kollimator SK9650 befinden sich Laserdiode und Kollimatoroptik in einem Gehäuse. Das Peltierelement ist von unten an das Gehäuse mit Wärmeleitpaste angekoppelt. Der Temperatursensor befindet sich auf der gegenüberliegenden Seite, wie in Abb. 3-1 gezeigt.

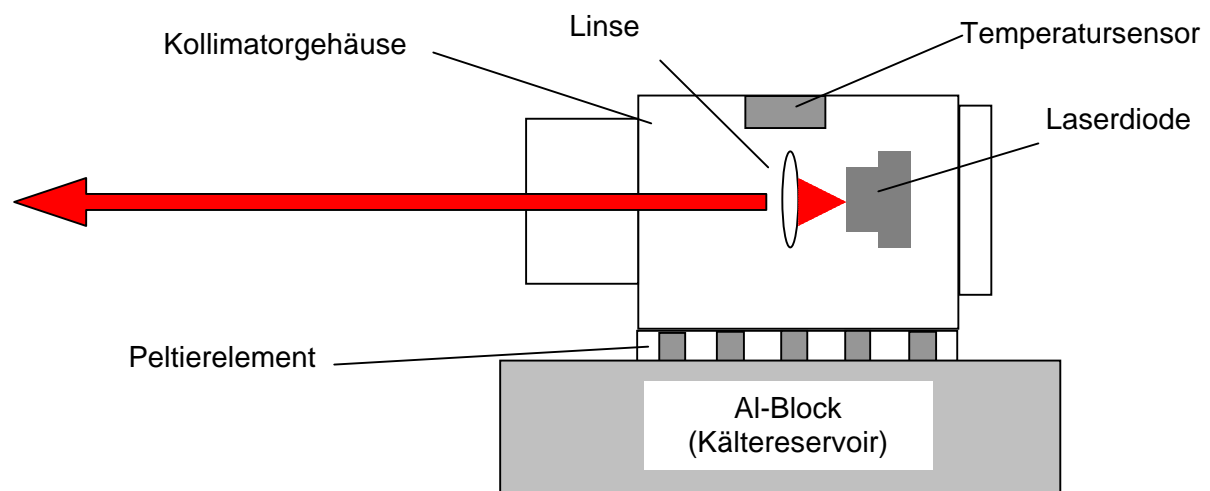


Abb. 3-1 Schematische Darstellung des Laserkollimators

Im zweiten Kollimatorsystem (das zu der Kompakteinkopplung s.u. gehört) ist das Gehäuse der Laserdiode thermisch und galvanisch vom Kollimatorgehäuse isoliert. Die Temperaturregelung erfolgt über ein ringförmig um die Laserdiode gelegtes Peltierelement im Innern des Kollimatorgehäuses. Auch der Temperatursensor befindet sich in unmittelbarer Nähe der Laserdiode. Durch die Verringerung der zu stabilisierenden Wärmekapazität wird die Temperatur schneller und präziser geregelt.

### 3.1.5 Einkoppelsysteme

Zur Einkopplung des Laserlichtes in die Faser werden drei verschiedene Systeme aufgebaut. System 1 besteht aus Komponenten einer optischen Mikrobank und fokussiert den kollimierten Laserstrahl mittels eines Mikroskopobjektivs auf die Faserendfläche. Die Faser ist dabei in einer XYZ-Verschiebung gehalten, um die Faserendfläche in den Fokus des Mikroskopobjektivs zu justieren.

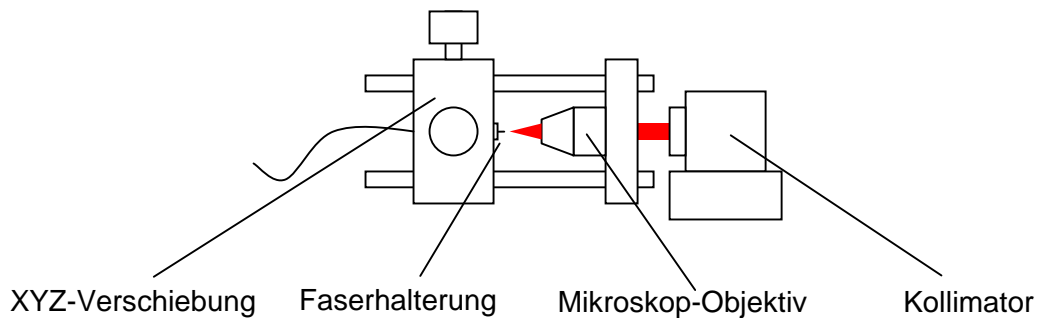


Abb. 3-2 System 1: Mikrobankeinkopplung

Das zweite System ist eine Kompakteinkopplung (Schäfter & Kirchhoff 48TE). Nach dem Kollimator durchläuft das Laserlicht eine anamorphotische Strahlformungsoptik, die das elliptische Strahlprofil in ein (nahezu) kreisrundes Profil transformiert. Die optische Isolierung der Laserdiode wird durch 8°-Schrägschliff des Einkoppelendes der Faser und einem Schrägstellen der Faser erreicht. Damit wird der direkte Reflex vom Einkoppelende der Faser nicht in die Laserdiode geworfen.

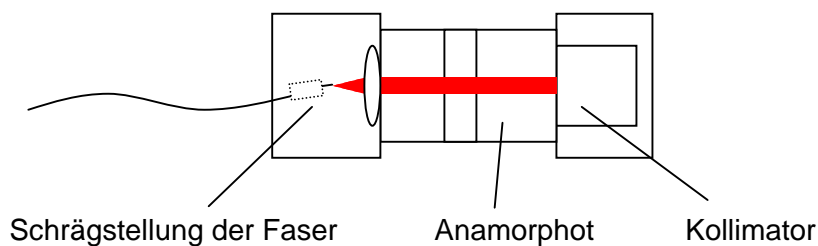


Abb. 3-3 System 2: Kompakteinkopplung mit Schrägschliff der Faser



Für Experimente zum Rauschverhalten der Laserdiode wird ein weiterer Aufbau (System 3) erstellt, der es ermöglicht, einen Faradayisolator zwischen Kollimator und Einkoppeloptik zu plazieren. Dieser Aufbau ähnelt dem ersten, erlaubt aber neben der Verschiebung auch ein Taumeln des Faserendes relativ zur optischen Achse des Systems. Mit einer optischen Bank zwischen Kollimatorgehäuse und Mikroskopobjektiv können außer dem Faraday-Rotator weitere optische Komponenten in den Strahlengang gebracht werden.

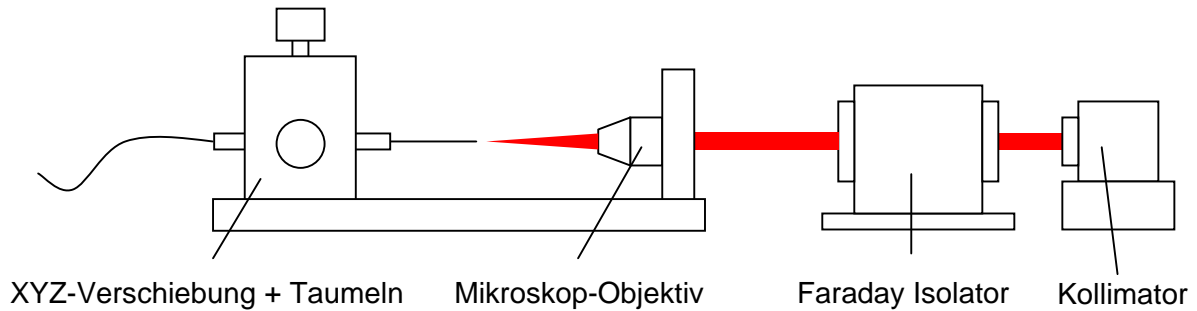


Abb. 3-4 System 3: Einkopplung mit Taumeltisch und optische Isolierung mit Farady-Rotator

### 3.1.6 Detektoren

Zur optischen Signaldetektierung wird ein Lawinendiode-Detektor (APD) verwendet. Die interne Verstärkung der APD ist von deren Vorspannung abhängig. Der Vorteil dieses Detektorsystems liegt in der hohen Signalverstärkung bei gleichzeitig geringer Verstärkung des thermischen Rauschens. Es kann jedoch nur für kleine Lichtleistungen an der Photodiode (< 26 μW bei niedrigster interner Verstärkung) optimal eingesetzt werden.

Zu Testzwecken steht außerdem ein PIN-Dioden-Detektor zur Verfügung. Für das PIN-Diodensystem liegt die Lichtleistungsgrenze bei 4 mW auf der PIN-Diode.

In beiden Detektoren ist die Photodiode über einen Kondensator an einen Transimpedanzverstärker gekoppelt. Der Kondensator dient als Hochpaß, um den hohen Gleichstromanteil des optischen Signals (statische Reflexion am Sensorende) vom eigentlichen Signal aus der Variation des Brechungsindex zu trennen. Die Daten der Detektoren sind in Tab. 3-1 zusammengefaßt.

SYSTEM	PHOTODIODE		VERSTÄRKER		
	Nr.	Typ	Quanteneff.	Verstärkung	Rauschleistung
1	APD	0,77	1000000 V/A	$2,5 \cdot 10^{-24} \text{ A}^2/\text{Hz}$	100Hz - 50 MHz
2	PIN	0,85	50000 V/A	$2,12 \cdot 10^{-23} \text{ A}^2/\text{Hz}$	100Hz - 100 MHz

Tab. 3-1 Detektoreigenschaften

## 4 Zum Signal-Rausch-Verhältnis

Aus der statischen Kalibrierung ergeben sich Empfindlichkeiten von 50 mV/MPa bis 90 mV/MPa für das faseroptische Hydrophon (des verwendeten Typs). Nadelhydrophone weisen bei größerer Sensorfläche geringere Empfindlichkeiten auf. Ein wesentlicher Nachteil des optischen Hydrophons mit Monomodefasern gegenüber piezoelektrischen Sensoren ist aber das geringe Signal-Rausch-Verhältnis (SNR). Da das SNR einen Einfluß auf die Nutzbarkeit des Gesamtsystems hat, wird eine theoretische und experimentelle Analyse der Rauschquellen vorgenommen.

### 4.1 Signal-Rausch-Verhältnis im faseroptischen Hydrophon

SNR wird definiert als der Quotient aus mittlerer Signalleistung und mittlerer Rauschleistung:

$$SNR = \frac{\overline{I_{Sig}^2}}{\overline{I_{Rausch}^2}} \quad \text{Gl. 4-1}$$

mit

$I_{Sig}$	- Signalstrom
$I_{Rausch}$	- Rauschstrom
----	- zeitliche Mittelung

Die hier relevanten Rauschquellen sind:

- relatives Intensitätsrauschen
- thermisches Rauschen
- Schrotrauschen

Diese Rauschquellen sind unabhängig voneinander und liefern im Frequenzbereich über 100 kHz weißes Rauschen. Damit läßt sich die gesamte Rauschleistung des Signals aufstellen:

$$I_{Rausch}^2 = (i_{RIN}^2 + i_{TN}^2 + i_{SN}^2) \Delta f \quad \text{Gl. 4-2}$$

mit

$i^2$	- spektrale Rauschleistungsdichte
$RIN$	- relatives Intensitätsrauschen
$TN$	- thermisches Rauschen
$SN$	- Schrotrauschen

Das RIN umfaßt das der Laserdiode immanente relative Intensitätsrauschen, sowie die Rauscherhöhung durch evtl. Rückkopplung sowie RIN-erhöhende Effekte in der Faser. Thermisches Rauschen ist rein detektorabhängig. Im Schrotrauschen sind die Fluktuationen des Lichtfeldes sowie das Dunkelrauschen des Detektors erfaßt.

Für alle elektronischen Bauteile wird außerdem der universelle Effekt des 1/f-Rauschens erwartet [Hor 89]. Die 1/f-Abhängigkeit dieses Effekts bewirkt aber, daß die Frequenzanteile dieser Rauschquelle im relevanten Frequenzbereich über 500 kHz sehr gering sind. Nach entsprechender Hochpaßfilterung läßt sich dieser Effekt vernachlässigen.

## 4.2 Rauschen des Detektors

Das Rauschen der Detektor-Verstärker-Kombination setzt sich aus Schrotrauschen, thermischem Rauschen, Verstärkerrauschen, und je nach Detektor, auch Überschußrauschen (Excess-Noise) zusammen.

### 4.2.1 Schrotrauschen

Jedes Lichtfeld fluktuiert aufgrund seiner Quantenstruktur. Die Folge ist das sogenannte Quantenrauschen oder auch Schrotrauschen des Detektor-Photostroms. Für Halbleiterdioden gibt die Schottky-Formel das Schrotrauschen mit an:

$$i_{SN}^2 = 2 \cdot e \cdot (I_{phot} + I_d) = 2 \cdot e \cdot P_{phot} \frac{e\eta}{h\nu} + 2 \cdot e \cdot I_d \quad \text{Gl. 4-3}$$

mit

$I_{phot}$	- Photostrom
$I_d$	- Dunkelstrom der Photodiode
$P_{phot}$	- Lichtleistung auf der Photodiode
$e$	- Elementarladung
$\eta$	- Quanteneffizienz der Photodiode
$h$	- Plancksche Konstante
$\nu$	- optische Frequenz

### 4.2.2 Thermisches Rauschen und Verstärkerrauschen

Die Rauschleistungsdichte des Stromrauschens wird durch die Nyquist-Formel gegeben:

$$i_{TN}^2 = \frac{4kT}{R} \quad \text{Gl. 4-4}$$

mit

k	- Boltzmann-Konstante
T	- Temperatur (in Kelvin)
R	- Ohmscher Widerstand

und ist vom Strom unabhängig. Weil auch das Verstärkerrauschen vom Strom unabhängig ist, kann analog die Verstärkerrauschtemperatur  $T_V$  eingeführt werden. Die gesamte Rauschtemperatur ergibt sich dann aus der Summe der Verstärkerrauschtemperatur und der Temperatur  $T$ .

### 4.2.3 Überschußrauschen der Lawinendiode

Setzt man als optischen Detektor für das reflektierte Laserlicht eine Lawinendiode ein, muß zusätzlich das Überschußrauschen beachtet werden. Das Signal erfährt durch den Lawineneffekt eine von der Vorspannung abhängige Verstärkung (interne Verstärkung), so daß die Empfindlichkeit des Systems erhöht wird. Dieser Effekt verstärkt auch die lichtfeldimmanenten Rauschanteile (Schottrauschen und relatives Intensitätsrauschen (RIN); zum RIN siehe auch 4.3). Im Vergleich zu einer PIN-Diode mit nachgeschaltetem Verstärker wird das thermische Rauschen des Eingangswiderstands aber nicht verstärkt. Dieser Vorteil wird jedoch durch das Überschußrauschen (Excess-Noise) der Lawinendiode limitiert:

Bei Verstärkung des Photostroms um den Faktor  $N$  werden Signalleistung und RIN um  $N^2$  größer. Das Überschußrauschen zeigt sich im Verstärkungsfaktor des Schottrauschens  $N^q$  mit  $2 < q < 3$  (abhängig vom Material der Photodiode) [Yar 91]. Das SNR für Detektion mit Lawinendiode ist dann

$$SNR = \frac{\overline{I_{Sig}^2} \cdot N^2}{(i_{SN}^2 \cdot N^q + i_{TH}^2 + i_{RIN}^2 \cdot N^2) \cdot \Delta f} \quad \text{Gl. 4-5}$$

Die Lawinenverstärkung  $N$  ist so zu wählen, daß SNR maximal wird:

$$N = \left( \frac{2 \cdot \overline{i_{TN}^2}}{i_{SN}^2 (q - 2)} \right)^{\frac{1}{q}} \quad \text{Gl. 4-6}$$

Das optimale  $N$  wird mit steigender Lichtleistung kleiner. Die Verstärkung der Lawinendiode kann aber nicht beliebig reduziert werden, da bei Unterschreitung einer Grenzspannung der Photostrom sich nicht mehr linear zur einfallenden Lichtleistung verhält.

#### 4.2.4 Rauschverhältnisse am Detektor

Die den Detektor erreichende Lichtleistung setzt sich aus einer statisch reflektierten Komponente  $P_{stat}$  und der eigentlichen Signalkomponente  $P_{Sig}$  zusammen. Typische Größenordnungen (für den hier verwendeten Aufbau) sind  $P_{stat} = 5\mu\text{W}$ ,  $P_{Sig} = 10\text{ nW}$  bei einer Laserleistung von 30 mW und einer Einkoppelrate von 50%. Das bedeutet, daß die Rauschgrößen  $I_{RIN}$  und  $I_{SN}$  im Wesentlichen durch  $P_{stat}$  bestimmt werden. Für die oben angegebenen Leistungen erhält man bei einem realistischen RIN Wert von  $10^{-15}/\text{Hz}$  folgende Rauschwerte<sup>1</sup>:

$$\begin{aligned} i_{SN}^2: & 1,5 \cdot 10^{-24} \text{ A}^2/\text{Hz} \\ i_{RIN}^2: & 3,4 \cdot 10^{-26} \text{ A}^2/\text{Hz} \end{aligned}$$

Bei diesen Verhältnissen dominiert das Schrotrauschen.

### 4.3 Rauschen der Laserdiode

Im faseroptischen Hydrophon wird das Signal durch Modulation der Lichtleistung am Sensorende erzeugt. Jedes Schwanken der Laserleistung führt demnach zu einer Änderung der Empfindlichkeit. Eventuell auftretendes Frequenzrauschen ist nur relevant, falls es in Intensitätsrauschen umgesetzt wird. Die Ursache des Intensitätsrauschens der Laserdiode ist, abgesehen von äußeren Einflüssen wie Rückkopplung oder Temperaturschwankungen, die spontane Photonenemission. Das Intensitätsrauschen der Laserdiode ist der Quotient aus spektraler Rauschleistungsdichte und dem Quadrat der Ausgangsleistung:

$$RIN(f) = \frac{S_P(f)}{P_{LD}^2} \quad \text{Gl. 4-7}$$

mit

$RIN$	- relatives Intensitätsrauschen
$S_P(f)$	- spektrale Rauschleistungsdichte
$P_{LD}$	- Ausgangsleistung der Laserdiode

<sup>1</sup> experimentell bestimmt

Der durch  $P_{LD}$  in der Photodiode erzeugte Photostrom ist

$$I_{PD} = \frac{P_{LD} e \eta}{h \nu} \quad \text{Gl. 4-8}$$

mit

$I_{PD}$	- Photostrom
$e$	- Elementarladung
$\eta$	- Quanteneffizienz der Photodiode
$h$	- Plancksche Konstante
$\nu$	- optische Frequenz

Die Stromrauschdichte wird damit:

$$i_{RIN}^2 = I_{PD}^2 \cdot RIN \quad \text{Gl. 4-9}$$

Das gemessene RIN kann auch von der Detektion selbst abhängen. Die Verwendung einer Monomode-Lichtquelle in Kombination mit Monomode-Lichtleitfasern erweist sich auch im Hinblick auf die Rauscheigenschaften als vorteilhaft: Ist in einem Multimode-Aufbau ein optisches Element modenselektiv, werden nicht alle Moden der Laserdiode vom Detektor erfaßt. Wegen schwankender Verteilung der Lichtleistung auf verschiedene Moden wird dann eine Intensitätsfluktuation gemessen, die „Mode-Partition-Noise“ genannt wird. Multimodefasern zeigen z.B. bei Biegung ein modenselektives Verhalten. Dieses Phänomen tritt bei dem hier gewählten Ansatz nicht auf. Eine wesentliche Erhöhung des Intensitätsrauschen kann durch folgende Effekte auftreten:

#### *Modensprung (Mode-Hopping-Noise)*

Durch Temperaturschwankungen im Laserresonator kann es zu Schwankungen der erzeugten Lasermoden kommen. Beim „Umspringen“ der Moden, dem sogenannten Mode-Hopping, erhöht sich kurzzeitig das RIN um ein bis zwei Größenordnungen. Störungen durch Mode-Hopping lassen sich durch thermische Stabilisierung der Laserdiode verhindern.

#### *Externe Rückkopplung*

Wird Laserlicht in die Laserdiode zurückgeworfen, entsteht ein externer Resonator. Bei einem reflektierten Anteil von mehr als  $10^{-4}$  der ausgesandten Intensität wird das RIN um mehrere Größenordnungen erhöht [Pet 88]. Geringere Reflexionsstärken bewirken ein erhöhtes Frequenzrauschen. Dieses kann in Intensitätsrauschen umgesetzt werden und ist daher auch zu unterdrücken. Die optische Isolierung der Laserdiode von den übrigen Systemkomponenten ist also wesentlich zur Vermeidung der RIN-Erhöhung.

## 4.4 Rauschen in der Faser

Beim Durchgang des Lichts durch eine Monomodefaser zeigt sich eine Erhöhung des RIN. In einem Monomode-Faserkoppler wird Frequenzrauschen der Laserdiode zunächst nicht in Intensitätsrauschen umgesetzt, wie es bei einem Multimode-Faserkoppler durch Specklebildung geschieht [Kri 95]. Monomode-Fasern wirken für beide Polarisationsrichtungen des geführten Modes selbst bei starker Biegung der Faser wenig selektiv, d.h. durch Umverteilung der Lichtleistung in den beiden Polarisationsrichtungen wird kein signifikantes zusätzliches Rauschen verursacht [Pet 88]. Trotzdem wird eine Rauscherhöhung in der Faser gemessen. Grund dafür ist das Interferometerauschen. Zwei senkrecht zur Faser gebrochenen Endflächen bilden ein Fabry-Perot-Interferometer der Länge der Faser; so kann Frequenzrauschen in zusätzliches Intensitätsrauschen umgesetzt werden.

### 4.4.1 Die Faser als Fabry-Perot-Interferometer

Betrachtet man die Intensitäten in einem Fabry-Perot-Interferometer, so ergibt sich für die maximale Ausgangsintensität [Ber 87]

$$J_{aus}^{\max} = J_{ein} \quad \text{Gl. 4-10}$$

mit

$$\begin{aligned} J_{aus}^{\max} & \text{ - maximale Ausgangsintensität} \\ J_{ein} & \text{ - Eingangsintensität} \end{aligned}$$

und für die minimale Ausgangsintensität

$$J_{aus}^{\min} = \frac{J_{ein} \tau^2}{(1 + \gamma)^2} \quad \text{Gl. 4-11}$$

mit

$$\begin{aligned} \tau & \text{ - Transmissionskoeffizient} \\ \gamma & \text{ - Reflexionskoeffizient} \end{aligned}$$

Die tatsächliche Ausgangsintensität hängt von der Länge des Interferometers ab. Nimmt man für eine ideal gebrochene Faser einen Reflexionskoeffizient von 4% (Glas gegen Luft) an, so ist  $J_{aus}^{\min}$ :

$$J_{aus}^{\min} = J_{ein} \cdot 0,852 \quad \text{Gl. 4-12}$$

In einem Interferometer kann außerdem Frequenzrauschen (spektrale Linienbreite) in Intensitätsrauschen umgesetzt werden. Zur Abschätzung dieses Effektes wird Zweistrahlinterferenz angenommen, da der Reflexionsfaktor an der Grenzschicht Glas/Luft bei etwa 4% liegt und Mehrfachreflexe entsprechend klein sind. Nach der Verzögerung um  $t$  (Zeit, die das Licht braucht, um die doppelte Faserlänge zurückzulegen) ist also noch ein Anteil von 0,16% der Eingangsleistung übrig. Geht man weiterhin von vollständiger Kohärenz aus ( $l_c \gg$  Faserlänge), ergibt sich bei einer typischen Linienbreite einer Monomode-Laserdiode von 50 MHz ein zusätzliches RIN von  $6,4 \cdot 10^{-14}$  /Hz (Rechnung nach [Pet 88]).

## 4.5 Zur Verbesserung des SNR

### 4.5.1 Erhöhung der Lichtleistung

Der  $i_{RIN}$ -Anteil am Gesamttrauschen wird in Relation zum Schrotrauschen mit der Lichtleistung steigen (bei größenordnungsmäßig gleich bleibendem RIN der Laserdiode). Die Erhöhung der Lichtleistung verbessert das SNR folglich nur bis zu einer gewissen Grenze. Für ein  $SNR = 1$  gilt bei Dominanz des RIN:

$$\overline{I_{Sig}^2} = \overline{i_{RIN}^2} \cdot \Delta f \quad \text{Gl. 4-13}$$

und für den minimal detektierbaren Druck

$$P_{RIN, \min} = \frac{R_0}{\partial R_0 / \partial p} \sqrt{RIN \cdot \Delta f}$$

$$= \frac{n_{fl}^2 - n_{eff}^2}{4 \Xi n_{eff}} \sqrt{RIN \cdot \Delta f} \quad \text{Gl. 4-14}$$



Der minimal detektierbare Druck für  $\text{SNR} = 1$  bei Schrotrausch-Dominanz ist mit  $\overline{I_{Sig}^2} = \overline{i_{SN}^2} \cdot \Delta f$  analog:

$$\begin{aligned}
 P_{SN,\min} &= \frac{2\sqrt{R_0}}{\partial R_0 / \partial p} \sqrt{\frac{h\nu}{\eta \cdot P_{phot}} \cdot \Delta f} \\
 &= \frac{(n_{fl} - n_{eff})^2}{2\Xi n_{eff}} \sqrt{\frac{h\nu}{\eta \cdot P_{phot}} \cdot \Delta f}
 \end{aligned}
 \tag{Gl. 4-15}$$

Durch Gleichsetzen der minimal detektierbaren Drücke ergibt sich die maximale Lichtleistung in der Faser, bis zu der sich auch das SNR durch Lichtleistungserhöhung verbessern läßt. Für eine Quanteneffizienz 1 der Photodiode (wegen der Vergleichbarkeit bei verschiedenen Detektoren  $\eta=1$  gesetzt) und einem RIN von  $1,44 \cdot 10^{-15}/\text{Hz}$  ist die maximale Lichtleistung in der Faser 0,53 W.

Abgesehen von dieser Abschätzung stellt sich experimentell heraus, daß leistungsstärkere Laserdioden anfälliger gegen Rückreflexionen hinsichtlich der RIN-Erhöhung sind.

#### 4.5.2 Minimierung des Rauschens

##### *Rauschminimierung I (Photodioden-Detektor-Kombination)*

Die Detektion mit einer Lawinendiode ist schon bei einer Leistung von  $5\mu\text{W}$  am Detektorende durch das Überschußrauschen nicht mehr optimal. Diese Grenze ist für 8 mW eingekoppelter Lichtleistung in der Faser erreicht. Mit einer Erhöhung der Lichtleistung muß also auch die Signaldetektierung von einer Lawinendiode auf eine schnelle PIN-Diode umgestellt werden.

##### *Rauschminimierung II (Faserrauschen und externe Reflexion)*

Die zwei wesentliche Faktoren, die das RIN des Systems erhöhen, sind externe Reflexionen des Laserlichtes in die Laserdiode sowie das Interferometerrauschen der Faser. Das Interferometerrauschen der Faser kann durch Verringerung der Güte des Faserresonators reduziert werden. Schräges Brechen oder Schleifen der Faserenden verhindert ab Winkeln von  $8^\circ$  Reflexion an der Endfläche der Faser. Zur maximalen Unterdrückung des Interferometerrauschens sollten demnach die Faserenden der Lasereinkopplung und des Detektors in einem Winkel von  $8^\circ$  zur Faser geschliffen werden. Die Rückkopplung von Laserlicht in die Laserdiode kann mit einem optischen Isolator oder Schrägschliff des Einkoppelendes (Faserstrang 1) erreicht werden

## 4.6 Experimentelle Quantifizierung der Rauschquellen

### 4.6.1 Der Versuchsaufbau

Mit Hilfe des Systems 3 wird folgender Rauschmeßplatz aufgebaut:

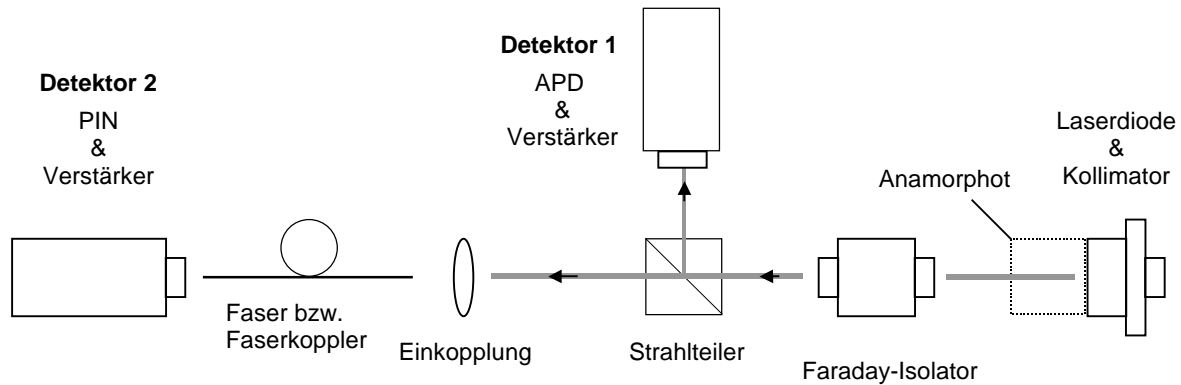


Abb. 4-1 Schematische Darstellung des Rauschmeßplatzes

Durch Detektion des Laserlichts vor und nach dem Durchgang durch die Faser oder andere optische Komponenten wird die Rauscherhöhung bestimmt.

Zur RIN-Bestimmung muß die DC-Lichtleistung auf der Photodiode gemessen werden. Die Hochpaßfilterung der Detektoren wird dazu mit Hilfe eines periodischen optischen Unterbrechers überwunden. Um die Photodiode nicht in die Sättigung zu bringen, wird die Laserleistung auf zwei Weisen abgeschwächt:

1. durch Neutralabschwächer bekannter Schwächung
2. durch Reduzieren des Laserstroms

Beide Methoden liefern gut übereinstimmende Werte mit etwa gleichen Fehlergrenzen (5%). Zur Berechnung der DC-Lichtleistung wird die durch beide Methoden bestimmten Werte gemittelt.

### 4.6.2 Eigenschaften des optischen Isolators

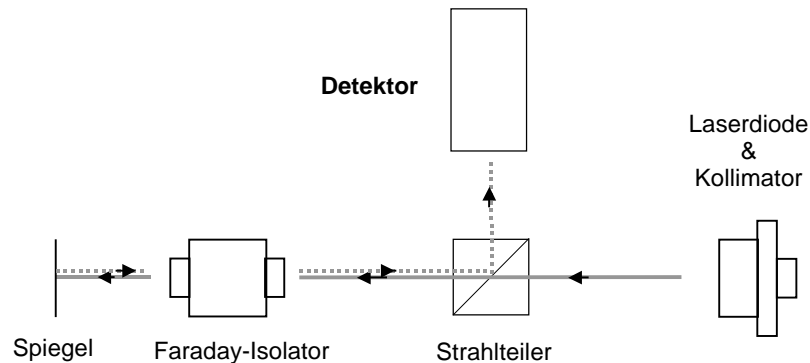


Abb. 4-2 Meßplatz zur Bestimmung der Isolierung durch Faraday-Isolator

Der Faraday-Isolator (Gsänger FR 850) wird zentral in den Strahlengang des Lasers eingebracht und die Isolierung durch Wellenlängenanpassung an den Laser optimiert. Das durch den Strahlteilerwürfel transmittierte Licht trifft auf den Isolator. Hinter dem Isolator befindet sich ein Spiegel, der den Laserstrahl durch den Isolator reflektiert. Die maximale Isolierung liegt bei 35 dB.

### 4.6.3 Quantifizierung des Rauschens (Interferometerrauschen)

Zur Messung des Anteils der Rauscherhöhung in der Faser und zur Prüfung, ob es sich tatsächlich um Interferometerrauschen handelt, wird das Rauschverhalten mit Hilfe des Rauschmeßplatzes untersucht. Das RIN ist:

$$RIN = \frac{(i_{ges}^2 - i_{TN+D}^2 - i_{SN}^2) \Delta f}{I_0^2} \quad \text{Gl. 4-16}$$

mit

- $i_{ges}$  - gemessene Stromrauschdichte
- $i_{TN+D}$  - unter Abdunkelung des Detektors gemessene Stromrauschdichte (thermisch + dunkel)
- $i_{SN}$  - Stromrauschdichte des Schrotrauschens
- $I_0$  - DC-Lichtleistung auf der Photodiode

Die Stromrauschdichte  $i_{ges}$  wird aus der Fluktuation des Photostroms und der Bandbreite des Detektors berechnet. Das 1/f-Rauschen wird durch digitale Filterung beseitigt. Für die beiden Detektorsysteme wird die Ausgangsspannung des Verstärkers bei abgedunkelter Photodiode gemessen. Die so ermittelte Rauschleistungsdichte beinhaltet thermisches Rauschen, Verstärkerrauschen und Schrotrauschen des Photodiodendunkelstroms.

Die Stromrauschdichte des Schrotrauschens wird nach Gl. 4-3 bestimmt.  $I_0$  wird nach den in 4.6.1 beschriebenen Methoden errechnet. Dadurch ergibt sich für alle RIN-Messungen ein Fehler von 10%.

Das Rauschen der Laserdiode wird bei verschiedenen Kohärenzlängen (Laserstrom von 95mA und 80mA) mit beiden Detektoren simultan gemessen. Danach wird das Laserlicht in eine Monomode-Faser ( $l_f = 58$  cm) eingekoppelt. Für maximale Einkoppleffizienz wird das Einkoppelende der Faser senkrecht gebrochen. Zur Abschätzung des Interferometerrauschens wird die Güte  $Q$  des Interferometers durch Bearbeiten des anderen Faserendes verändert.

Um das Interferometerrauschen zu identifizieren, werden Messungen mit großer und kleiner Güte  $Q$  sowie hoher und niedriger Kohärenzlänge  $l_c$  des Laserlichts vorgenommen. Die Kohärenzlänge wird über den Laserstrom variiert. Die Rauschwerte werden mit dem PIN-Dioden-Detektor gemessen. Der zur Messung des Rauschens vor der Einkopplung simultan benutzte APD-Detektor dient zur Überwachung der Laserdiode.

<b>LD-Strom</b> ( $l_c$ =Kohärenzl.)	<b>LD</b>	<b>Faser</b> <b>(Q Groß)</b>	<b>Faser</b> <b>(Q klein)</b>	<b>Koppler</b> <b>(Q groß)</b>
80 mA ( $l_c$ klein)	$6,08 \cdot 10^{-15}$	$3,06 \cdot 10^{-14}$ (+ 7 dB)	$5,42 \cdot 10^{-15}$ (+ 0 dB)	$9,70 \cdot 10^{-15}$ (+ 2 dB)
95 mA ( $l_c >$ Faserlänge)	$1,44 \cdot 10^{-15}$	$5,54 \cdot 10^{-14}$ (+ 16 dB)	$1,16 \cdot 10^{-14}$ (+ 9 dB)	$2,6 \cdot 10^{-14}$ (+ 13 dB)

Tab. 4-1 aus den Stromrauschdichten bestimmte RIN-Werte in 1/Hz

In Tab. 4-1 sind die aus den gemessenen Stromrauschdichten berechneten RIN-Werte (in 1/Hz) dargestellt. Wird die Faser mit großem  $Q$  zwischen die Laserdiode und den Detektor gebracht, erhöht sich das Rauschen für beide Kohärenzlängen.

Wie für Interferometerrauschen zu erwarten, ist die Rauscherhöhung für  $l_c >$  Faserlänge wesentlich höher und erreicht den theoretisch abgeschätzten Wert. Für eine geringe Güte des durch die Faser gebildeten Fabry-Perot-Interferometers wird bei hoher Kohärenzlänge eine Rauscherhöhung gemessen. Bei kleinem  $l_c$  ist keine Rauscherhöhung durch die Faser meßbar.

Da die gemessenen Rauschwerte mit den für Interferometerrauschen aus der Theorie berechneten Werten gut übereinstimmen und sich auch bei Veränderung der Kohärenzlänge und Güte des Interferometers erwartungsgemäß verhalten, wird die Erhöhung des RIN in der Faser als Interferometerrauschen identifiziert.

Zusätzlich wird die Rauscherhöhung im Koppler gemessen. Beim Vergleich mit den anderen Rauschwerten ist der viermal so lange Lichtweg und die Abschwächung um den Faktor zwei

bei jedem Durchgang durch den Koppler zu beachten. Für den Meßbetrieb ist die Auswirkung dieses Effektes aufgrund der geringeren Reflektivität an der Grenzfläche Glas/Wasser deutlich reduziert und kann bei entsprechender Bearbeitung der Faserenden (s. 4.5) vernachlässigt werden.

## 5 Kalibrierverfahren für piezooptische Faserhydrophone

### 5.1 Unabhängige Kalibrierung des faseroptischen Hydrophons

Um aus der Änderung der Lichtleistung am Detektor den Schalldruck des Ultraschallsignals zu bestimmen, muß die frequenzabhängige Empfindlichkeit  $\varepsilon_f$  des faseroptischen Hydrophons bekannt sein. Mit Hilfe des in Kapitel 2.4 eingeführten Modells läßt sich die Frequenzabhängigkeit aufgrund der Welleneffekte an der Faser beschreiben. Für die frequenzabhängige Empfindlichkeit  $\varepsilon_f$  gilt:

$$\varepsilon_f = \varepsilon_{stat} H(2\pi f) \quad \text{Gl. 5-1}$$

mit  $H(2\pi f)$  - Transferfunktion

Die komplexe Funktion  $\varepsilon_f$  beschreibt die unterschiedliche Übertragung von Amplitude und Phase der einzelnen Frequenzkomponenten. Wenn man weitere Frequenzabhängigkeit, die durch den Detektor bzw. Verstärker verursacht werden könnten, vernachlässigt, ist nach Entfaltung der Transiente mit der Transferfunktion noch die Umrechnung der Spannungswerte in Druckwerte durchzuführen. Der Umrechnungsfaktor  $\varepsilon_{stat}$  wird wie in 2.3.2 erläutert, aus der „statischen Kalibrierung“ gewonnen.

$$\varepsilon_{stat} = \frac{\Delta U}{\Delta p} \quad \text{Gl. 5-2}$$

mit

$\varepsilon_{stat}$  - Empfindlichkeit (statisch)  
 $\Delta U$  - Spannungshub des Signals  
 $\Delta p$  - Druckunterschied

Da die (frequenzabhängige) Empfindlichkeit auf diese Weise ohne den Vergleich zu anderen Hydrophonen bestimmt wird, ist diese Methode eine unabhängige Kalibrierung des faseroptischen Hydrophons.

Für die statischen Kalibrierung muß  $S(R(n(p)))$  bestimmt werden. Der Zusammenhang zwischen Brechungsindex und Druck  $n(p)$  ist durch die piezooptische Konstante gegeben. Die Abhängigkeit des Signals  $S$  bzw. der Signalspannung  $U$  am Detektor vom Brechungsindex  $n$  der vor der Faser vorliegt wird durch Messung der statischen Reflexion am Sensorende bei definierter Veränderung des Brechungsindex vor der Faser festgestellt. Dabei ist die „statische“ Empfindlichkeit des faseroptischen Hydrophons allgemein von der Lichtleistung

in der Faser, den Reflexionseigenschaften am Sensorende der Faser und den Detektoreigenschaften abhängig:

Die Reflektivität des Sensorendes ist durch die Brechungsindizes von Fasermaterial und Wassers (ohne Schallwelleneinfluß) bestimmt. Experimentell zeigt sich, daß die Reflektivität nach Brechen der Faser nicht immer exakt den gleichen Wert erreicht. Daher wird nach neuem Brechen des Sensorendes erneut statisch kalibriert, und die Kalibrierung immer dann zur Kontrolle wiederholt, wenn sich einer der oben genannten Faktoren verändert haben könnte. Insbesondere wird vor und nach jedem Meßgang die statische Empfindlichkeit überprüft, um festzustellen ob sie sich während des Meßablaufs verändert hat.

Da der Gleichstromanteil des Signals durch Hochpaßfilterung am Detektor unterdrückt wird, kann die statische Reflexion am Sensorende nicht direkt gemessen werden. Um die Hochpaßfilterung zu überwinden, wird daher die Laserlichtleistung für die statische Kalibrierung mittels Strommodulation der Laserdiode moduliert. Die am Verstärker gemessene Signalamplitude  $U_{pp}$  ist dann proportional zur Lichtleistungs-Modulation  $P_{pp}$ . Für die Empfindlichkeit ergibt sich:

$$\varepsilon_{stat} = \Xi \cdot \frac{P_{LD}}{P_{pp}} \cdot \left. \frac{\partial U_{pp}}{\partial n} \right|_{H_2O} \quad \text{Gl. 5-3}$$

mit

- $U_{pp}$  - Gemessene Spannung am Verstärker
- $P_{pp}$  - Lichtleistungs-Modulation
- $P_{LD}$  - Lichtleistung der Laserdiode im Meßbetrieb

Aufgrund der Linearität der Laserdiodenkennlinie oberhalb des Schwellstroms  $I_{th}$  können die optischen Leistungen  $P_{LD}$  und  $P_{pp}$  durch die Stromwerte  $I_{LD}$  und  $I_{pp}$  ersetzt werden:

$$\varepsilon_{stat} = \Xi \cdot \frac{I_{LD} - I_{th}}{I_{pp}} \cdot \left. \frac{\partial U_{pp}}{\partial n} \right|_{H_2O} \quad \text{Gl. 5-4}$$

mit

- $I_{LD}$  - Laserstrom im Meßbetrieb
- $I_{th}$  - Schwellstrom der Laserdiode
- $I_{pp}$  - Strommodulation bei der Kalibrierung

Das Signal  $U_{pp}$  enthält bis auf eine multiplikative Konstante die Abhängigkeit der Signalspannungsänderung von  $R(n)$ .

## 5.2 Bisherige Kalibriermethoden

Die Abhängigkeit der Signalspannung  $U_{pp}$  am Detektor vom Brechungsindex  $n$ , der vor der Faser vorliegt, wird experimentell bestimmt. Eine definierte Änderung des Brechungsindex vor dem Sensorende der Faser wird durch aufeinanderfolgendes Eintauchen des Sensorendes in Wasser und eine weitere Flüssigkeit (z.B. Ethanol) anderen, bekannten Brechungsindexes realisiert. In beiden Medien wird jeweils die statischen Reflexion gemessen.

### 5.2.1 Lineare Näherung:

Der Spannungsunterschied  $\left. \frac{\partial U_{pp}}{\partial n} \right|_{H_2O}$  wird bei der linearen Näherung direkt aus der Differenz

der von  $U_{pp}$  bei  $n_{H_2O}$  und  $n_{Ethanol}$  ermittelt [Reu 95]. Diese Näherung liefert nur eine sehr grobe Näherung für die Abhängigkeit der Spannungsänderung vom Brechungsindex vor der Faser. Die Unsicherheit der Gesamtempfindlichkeit ist damit nicht mehr nur durch die Unsicherheit der piezooptischen Konstanten dominiert.

### 5.2.2 Quadratische Näherung

Eine bessere Näherung des Verlaufs der Kurve des Reflexionsfaktors  $R$  in Abhängigkeit vom Brechungsindex des umgebenden Mediums liefert ein quadratischer Fit.

Die notwendigen Datenpunkte werden durch Verwendung mehrerer Flüssigkeiten ermittelt. Dazu werden Mischungen unterschiedlicher Mischungsverhältnisse aus Wasser und Ethanol verwendet [Kru 97]. Da sich die Brechungsindizes solcher Mischungen nicht auf einfache Weise aus dem Mischungsverhältnis vorhersagen lassen und sich wegen unterschiedlicher Verdunstung der beiden Stoffe im Gemisch mit der Zeit ändern, müssen die Brechungsindizes der Gemische vor der Kalibrierung mit einem Refraktometer bestimmt werden.

Der Verlauf von  $R(n)$  wird durch Fit eines Polynoms 2. Grades an die so gewonnenen Datenpunkte angenähert. Die Fehler dieser Methode resultieren zum einen aus der Näherung durch den quadratischen Fit und zum anderen aus der Unsicherheit der Brechungsindizes.

Die Refraktometerwerte müssen auf die Laserwellenlänge von 830 nm korrigiert werden. Da die genauen Dispersionskurven für die Gemische unbekannt sind, wird die Korrektur mit dem Korrekturfaktor für Wasser durchgeführt. Die Brechungsindizes sind dadurch mit einem Fehler von 0,2 % behaftet, was sich neben der Ungenauigkeit wegen der quadratischen Näherung in einem Fehler dieser Methode von 8% auswirkt.



## 5.3 Neue Kalibriermethode

### 5.3.1 Kalibrierkurve aus dem Reflexionsgesetz

Der systematisch bedingte Fehler der in 5.2.2 vorgestellten Methode ist für die Kalibrierung des faseroptischen Hydrophons für Messungen an Stoßwellensystemen akzeptabel, jedoch für die Bestimmung sicherheitsrelevanter Parameter an Ultraschall diagnostikgeräten zu hoch. Die quadratische Näherung kann den Verlauf des Reflexionsfaktors in Abhängigkeit des Brechungsindex vor der Faser damit auch die Steigung an der Stelle  $n_{H_2O}$  nur ungenügend annähern.

Der exakte Verlauf von  $R(n)$  wird durch das physikalische Reflexionsgesetz (Gl. 2-10) beschrieben. In Abb. 5-1 ist eine Kurvenschar dargestellt, die den theoretischen Verlauf von  $R(n)$  für den Übergang von Licht aus einem Medium mit dem Brechungsindex  $n_{kern}$  in ein Medium mit Brechungsindex  $n$  für verschiedene (hypothetische) Werte von  $n_{kern}$  zeigt.

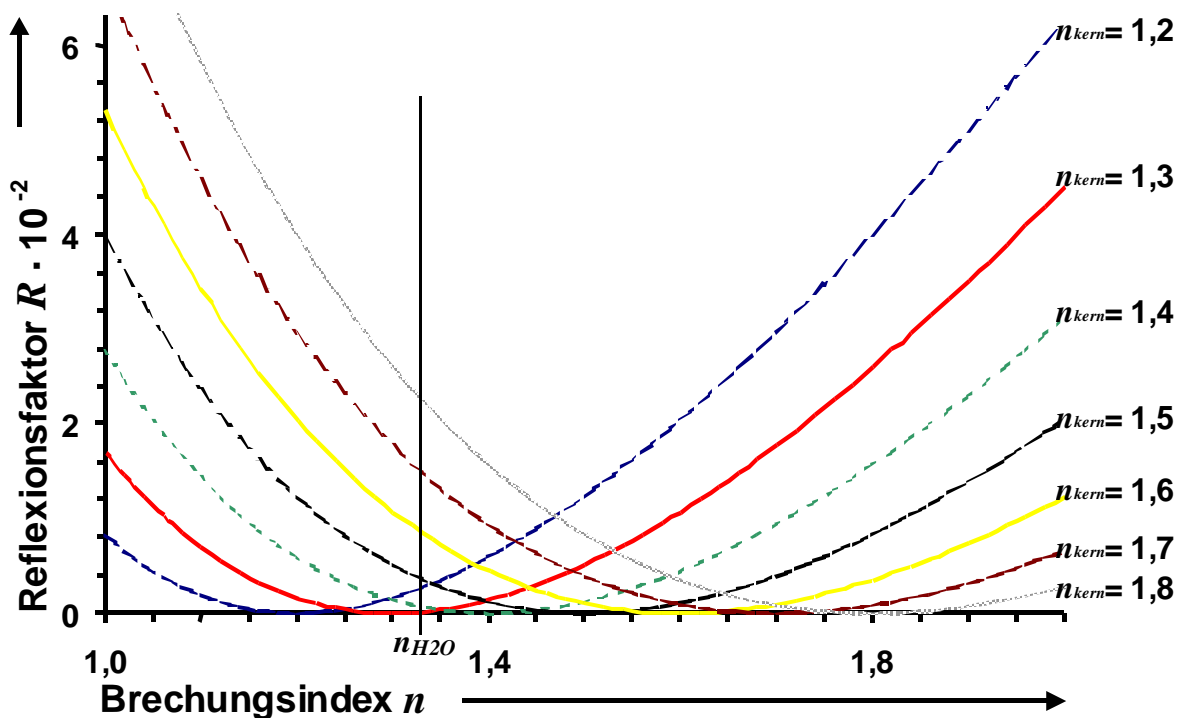


Abb. 5-1 Verlauf des Reflexionsfaktors  $R(n)$  für verschiedene Werte für  $n_{eff}$

Die Kurven für  $R(n)$  sind, wie man z.B. schon an der Asymmetrie um das Minimum erkennt, nicht parabelförmig. Daraus wird ersichtlich, warum die quadratische Näherung keine ausreichende Präzision für die Kalibrierung liefern kann. Die senkrechte Linie in Abb. 5-1 markiert den Brechungsindex von Wasser, d.h. die Steigung der jeweiligen Kurve im Schnittpunkt mit dieser Linie ist ein Maß für die (relative) Empfindlichkeit bei Verwendung

einer Faser mit dem entsprechenden (effektiven) Kernbrechungsindex im faseroptischen Hydrophon.

Ist der effektive Brechungsindex des Faserkernmaterials bekannt, läßt sich  $\partial U(n)/\partial n$  aus nur einem experimentell zu bestimmenden Datenpunkt ermitteln. Dazu wird die Steigung von  $R(n)$  an der Stelle  $n_{H_2O}$  für jene Kurve bestimmt, die durch den experimentell ermittelten Datenpunkt z.B.  $n_{H_2O}$  bei und das Minimum bei  $n_{eff}$  verläuft.

Der effektive Brechungsindex der Gradientenindexfaser wird zwischen dem maximalen und minimalen Brechungsindexwert des Fasermaterials liegen. Abb. 5-2 zeigt den theoretische Verlauf von  $R(n)$  für den (laut Herstellerangaben) maximalen  $n_{max}$  (1,4752) den minimalen  $n_{min}$  (1,4469) und den nach 2.3.3 aus  $n_{max}$  und  $n_{min}$  abgeschätzten, effektiven Brechungsindex  $n_{eff}$  (1,468).

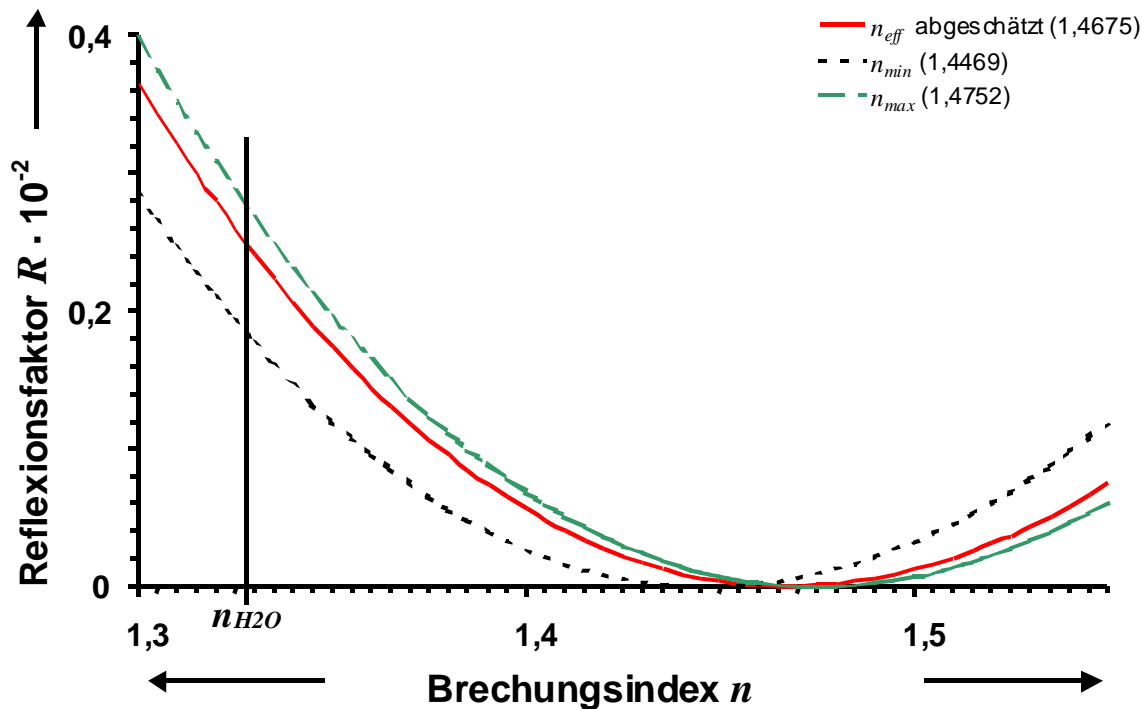


Abb. 5-2  $R(n)$  für maximalen und minimalen Brechungsindex sowie den daraus abgeschätzten effektiven Brechungsindex des Faserkern

Der Brechungsindex für Wasser ist wie in Abb. 5-1 durch eine senkrechte Linie markiert. Um die statische Kalibrierung mit nur einem Meßwert durchzuführen, muß der effektive Brechungsindex des Faserkernmaterials genau bekannt sein.

Die Abschätzung nach 2.3.3. aus den Herstellerangaben ist zu diesem Zweck nicht zuverlässig genug. Daher wird eine experimentelle Bestimmung des effektiven Brechungsindex des verwendeten Faserkernmaterials durchgeführt. Die für die verwendete Faser korrekte Kurve

ist prinzipiell durch zwei Datenpunkte vollständig bestimmt. Durch Messung der Signalhöhe für zwei unterschiedliche, bekannte Brechungsindizes läßt sich die Kurve und damit der effektive Brechungsindex der Faser aus dem Verhältnis der Signalhöhen und den entsprechenden Brechungsindexwerten mit Hilfe des Reflexionsgesetzes bestimmen.

Um  $R(n)$  für das Faserkernmaterial festzulegen, werden Wasser und Ethanol herangezogen, indem die Signalhöhen bei  $n_{H_2O}$  und  $n_{Ethanol}$  gemessen werden. Der effektive Brechungsindex der Faser sollte nun beim Minimum bzw. der Nullstelle der Kurve liegen, für die das Verhältnis der Werte für  $R(n)$  an den Stellen  $n_{H_2O}$  und  $n_{Ethanol}$ , dem Verhältnis der gemessenen Signalamplituden in Wasser und Ethanol entspricht. Die Signalamplituden für  $n_{H_2O}$  und  $n_{Ethanol}$  werden bei fünf unterschiedlichen Lichtleistungen jeweils nach neuem Brechen der Faser bestimmt.

Das Verhältnis der Signalspannungen  $U_{ppH_2O}/U_{ppEthanol}$  beträgt für den verwendeten Fasertyp im Mittel 1,55 mit einem Fehler 0,5%. Die entsprechende Kurve für  $R(n)$  ist in Abb. 5-3 dargestellt.

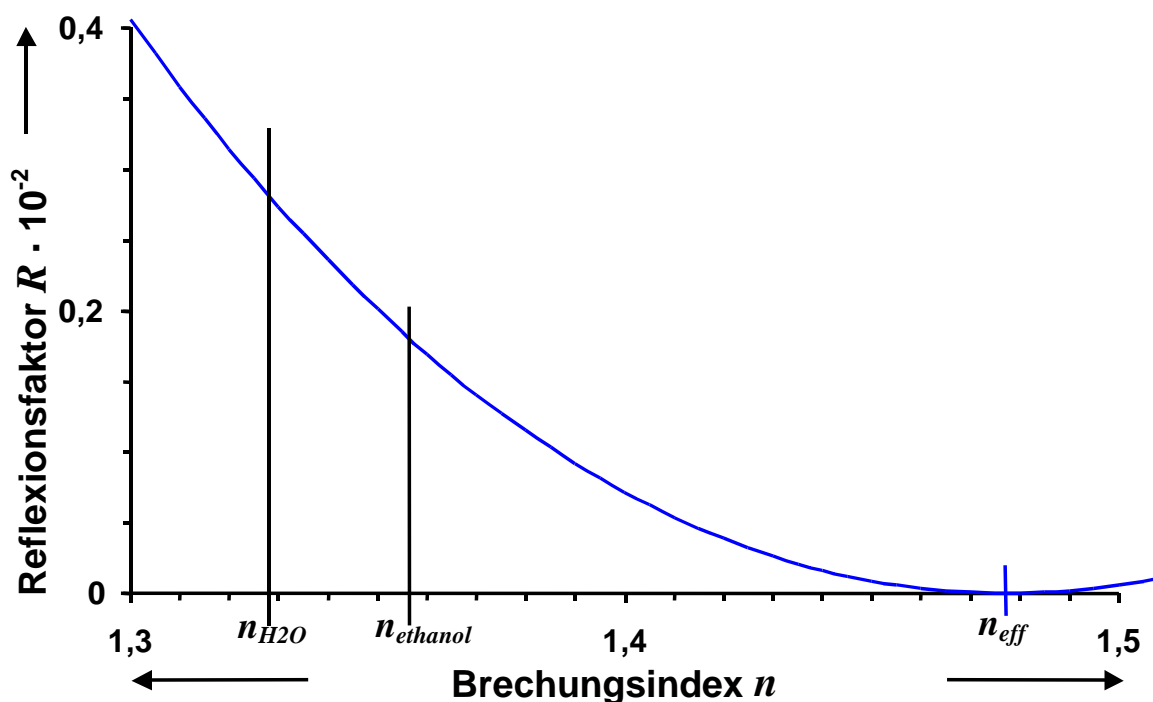


Abb. 5-3 Bestimmung von  $n_{eff}$  für den Faserkern aus dem Verhältnis  $R(n_{H_2O}) / R(n_{Ethanol})$

Der sich daraus ergebende Wert des effektive Brechungsindex des Faserkerns beträgt 1,477. Dieser Wert liegt außerhalb des vom Hersteller angegebenen Bereichs.

Bei der bisherigen Betrachtung ist noch nicht berücksichtigt, daß die experimentell ermittelte Kurve für  $R(n)$  mit einem Offset versehen sein könnte, also die Lichtleistung an der Stelle  $n_{eff}$

nicht gleich Null wäre, sondern nur ein lokales Minimum der Kurve vorläge. Die Existenz eines solchen Offsets bedeutet, daß ein Teil des Signals nicht von der Reflexion am Sensorende herrührt, sondern aus einem anderen Faserstrang in den Detektorzweig des Faserkopplers gelangt.

Dafür gibt es zwei mögliche Ursachen. Zum einen kann eine Restreflexion am Faserstrang 2 auftreten, wenn der Abschluß dort nicht perfekt reflexionsfrei ist. Zum anderen kommt es im Faserkoppler zu Übersprechen zwischen dem Einkoppelstrang und dem Detektorstrang. Dieser sogenannte Crosstalk zwischen den Zweigen des Faserkopplers bewirkt für den verwendeten Faserkoppler einen Offset in der Größe von 3% der gemessenen Signalthöhe bei Reflexion an der Grenzfläche Faserkern/Wasser (experimentell bestimmt unter Ausschluß des Reflexionseffekts am Faserstrang 2). Abb. 5-4 zeigt die Kurve für die relative Lichtleistung unter Berücksichtigung des Offsets von 3%, zusammen mit der Kurve aus Abb. 5-3 zum Vergleich.

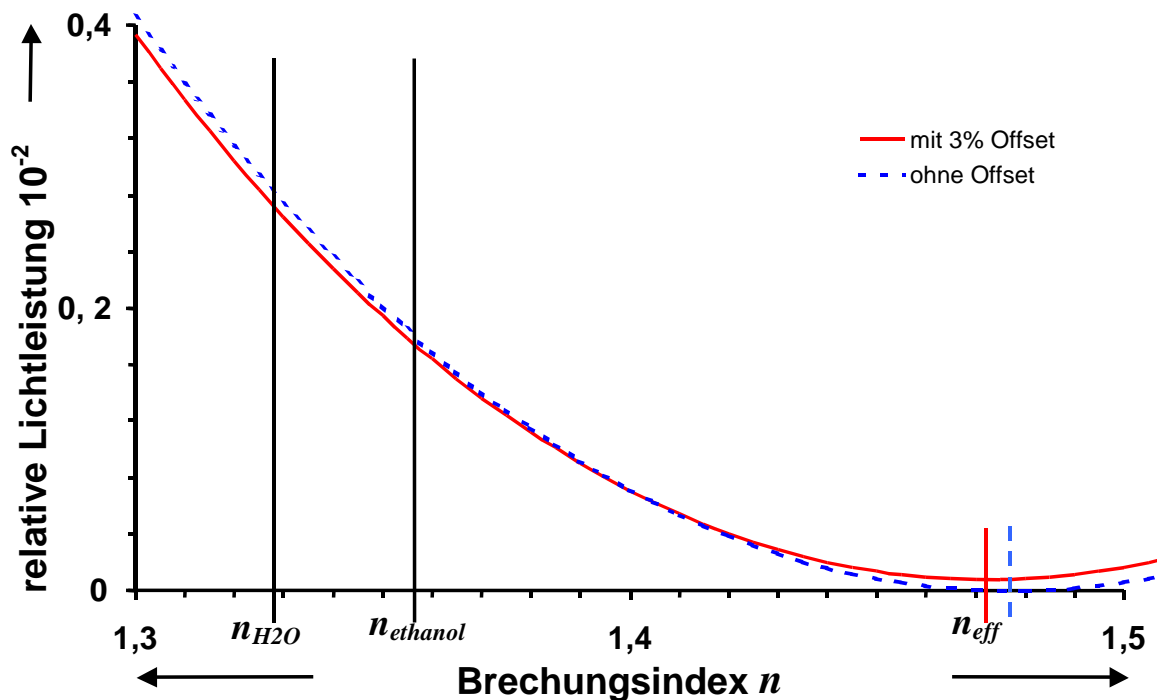


Abb. 5-4 Bestimmung von  $n_{eff}$  für den Faserkern unter Berücksichtigung eines Offsets von 3% des Reflexionsfaktors bei  $n_{H_2O}$ ; gestrichelte Linie zum Vergleich ohne Offset

Die Lage des auf diese Weise bestimmten effektiven Brechungsindex ist mit der roten, senkrechten Linie kenntlich gemacht. Zum Vergleich ist der ohne Offset bestimmte Wert für  $n_{eff}$  mit der blau gestrichelten Linie markiert.

Die Berücksichtigung des Offsets führt zu einem effektiven Brechungsindex des Faserkerns von 1,472, was im Bereich zwischen maximalem und minimalem Brechungsindex laut

Herstellerangaben liegt. In der Steigung von  $R(n)$  an der Stelle  $n_{H_2O}$  und damit in der Empfindlichkeit, wirkt sich die Berücksichtigung des Offsets mit einem Unterschied von 4% aus. Die Abweichung des so bestimmten Wertes von dem in 2.3.3 abgeschätzten Wert liegt bei 3% Unterschied in der Empfindlichkeit.

Die Unsicherheit für das experimentell bestimmte  $n_{eff}$  resultiert aus den Fehlern der Bestimmung des Verhältnisses von  $R(n_{H_2O})/R(n_{Ethanol})$  und des relativen Offsets und beträgt  $\pm 0,002$ . Der effektive Brechungsindex wird also zu  $n_{eff} = 1,472$  mit einem Fehler von 0,2 % bestimmt.

## 5.4 Experimentelle Ergebnisse der Kalibrierung

Der systematische Fehler der neuen Methode zur statischen Kalibrierung des faseroptischen Hydrophons liegt bei unter 1%. Zum Vergleich der Kalibriermethoden wird eine Kalibriermessung durchgeführt und nach den drei in 5.2 und 5.3 diskutierten Methoden (linearer Fit, quadratischer Fit und Reflexionsgesetz) ausgewertet.

Um Messungen der Brechungsindizes der Wasser/Ethanol-Gemische für die quadratische Näherung zu vermeiden, werden statt der Gemische nur reine Flüssigkeiten verwendet. Die Korrektur auf die Wellenlänge von 830 nm wird wie in 5.2.2 (mit einem Fehler von 0,2%) durchgeführt.

FLÜSSIGKEIT	$n_{fl}$	$n_{fl\_korr}$
Wasser	1,3329	1,328
Aceton	1,3591	1,354
Ethanol	1,3616	1,356
2-Propanol	1,3771	1,372
1-Propanol	1,3854	1,380

Tab. 5-1 Brechungsindizes der Flüssigkeiten

Es sind nur Substanzen ausgewählt, die wasserlöslich und rückstandsfrei von der Faser zu entfernen sind

Die Kalibrierung wird mit verschiedenen Modulationsfrequenzen bis 200 kHz getestet. Dabei wird die Unabhängigkeit der Kalibrierung von der Laserstrommodulationsfrequenz in diesem Frequenzbereich bestätigt. Der Strom wird zur Routinekalibrierung mit 5 kHz und 6,4 mA<sub>pp</sub> moduliert.

In Abb. 5-5 sind die Spannungswerte ( $U_{pp}$ ), die beim Eintauchen der Faser in die Flüssigkeiten aus Tab. 5-1 am Detektor gemessen werden gegen den Brechungsindex der Flüssigkeiten aufgetragen.

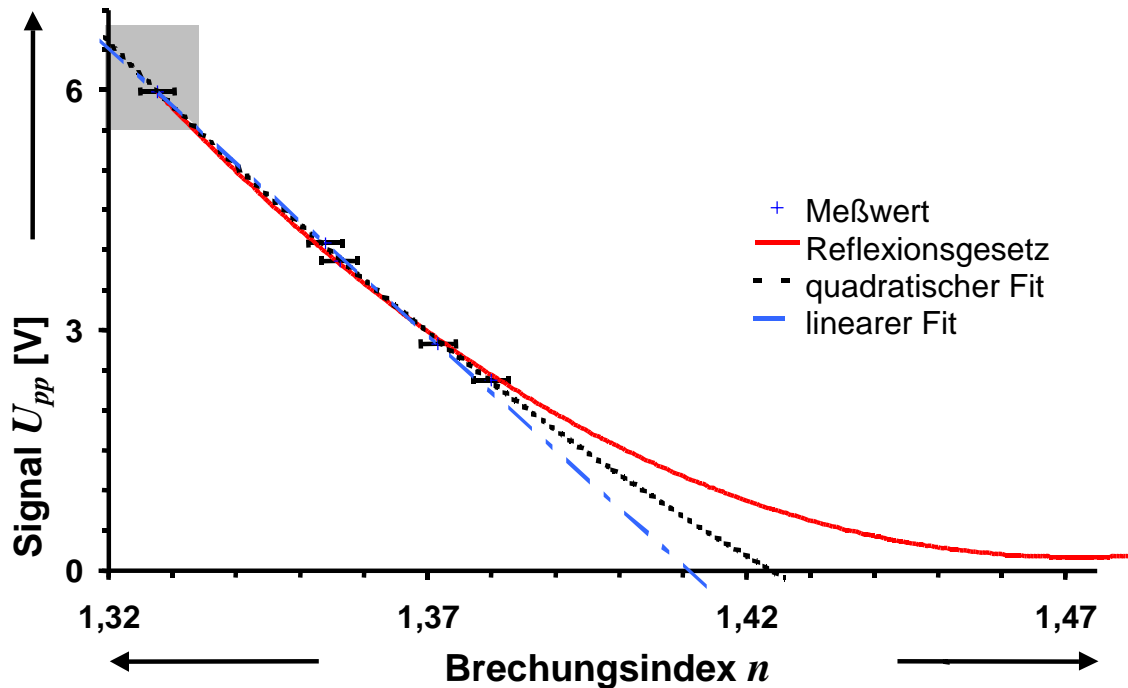


Abb. 5-5 Vergleich der statischen Kalibriermethoden

In Abb. 5-5 zeigen sich die Unterschiede deutlich in der Extrapolation der Kurven für größere Brechungsindizes. Um die Auswirkung auf die Bestimmung der Empfindlichkeit  $\epsilon_{stat}$  (also die Steigung der Kurven bei  $n_{H_2O}$ ) besser zu erkennen, ist der grau unterlegte Ausschnitt um den Brechungsindex von Wasser aus Abb. 5-5 in Abb. 5-6 vergrößert dargestellt:

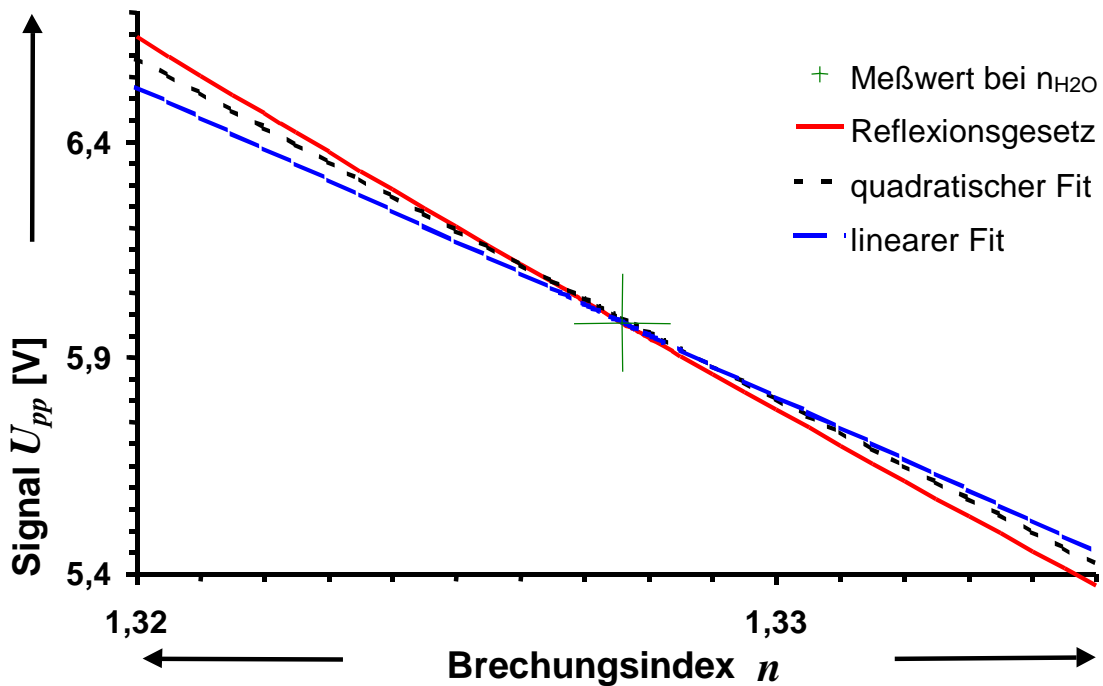


Abb. 5-6 Vergrößerte Darstellung um  $n_{H_2O}$

Der lineare Fit führt zu einer systematischen Unterschätzung der Empfindlichkeit von 15%. Der quadratische Fit liefert Empfindlichkeitswerte, die deutlich näher an dem aus der neuen Methode gewonnenen Wert liegen. Die Steigung bei  $n_{H_2O}$  ist aber vom Brechungsindexbereich abhängig, der mit den Testflüssigkeiten abgedeckt wird: Würde man den Brechungsindexbereich zu höheren Brechungsindizes erweitern, kämen Datenpunkte hinzu, die die Krümmung der angefitteten Parabel erhöhen würden. Damit käme es letztlich zu einer systematischen Überschätzung der Empfindlichkeit. Nur die neue Methode für die statische Kalibrierung liefert den exakten Kurvenverlauf aus dem Reflexionsgesetz und damit akzeptable Fehlergrenzen für die Empfindlichkeit  $\epsilon_{stat}$ .

Die Kalibrierung ausschließlich mit dem Reflexionswert für Wasser hat weitere, vor allem praktische Vorteile: Die Kalibrierung kann zur Kontrolle während des Meßablaufs durchgeführt werden, ohne die Faser aus dem Meßtank zu entfernen. Das Risiko, das Faserende beim Eintauchen in die verschiedenen Flüssigkeiten zu beschädigen, entfällt ebenfalls. Für die vergleichenden Messungen wird die statische Kalibrierung daher nur noch nach der neuen Methode durchgeführt.

Aus der in Abb. 5-5 und Abb. 5-6 gezeigten Kalibrierung wird  $\epsilon_{stat}$  zu 80,4 mV/MPa bestimmt. Dies ist ein typischer Wert bei einer Laserdiodenleistung von 30 mW und einer Einkoppeleffizienz des Laserlichts in die Faser von 70% unter Verwendung des APD-Detektor-Systems. Der Fehler dieser Empfindlichkeitsbestimmung ist durch die Unsicherheit der piezooptischen Konstanten von  $\pm 10\%$  dominiert. Der Fehler ergibt sich zur Zeit aus den wenigen, sich unterscheidenden Literaturwerten.

## 6 Schallfeldmessungen mit kalibrierten Hydrophonen

### 6.1 Schallfeldmeßplatz

Abb. 6-1 zeigt schematisch einen Schallfeldmeßplatz für orts aufgelöste Ultraschall-Feld-Messungen. Das Hydrophon kann in 2 Rotationsachsen und 3 Translationsrichtungen relativ zur Schallquelle justiert werden. Der Sensor wird so montiert, daß das empfindliche Hydrophonelement bzw. die Faserspitze im Drehpunkt der Halterung liegt. Beim Drehen der Halterung (z.B. zur Messung der Richtcharakteristik) bleibt das empfindliche Sensorelement so immer in derselben Position. Die 3 Translationswege sind mit computergesteuerten Schrittmotoren ausgestattet (min. Schrittweite  $6,25 \mu\text{m}$ ). Das elektrische Ausgangssignal des Hydrophons wird mit einem Digitaloszilloskop (LeCroy 9350AL) aufgenommen und vom Computer ausgelesen. Getriggert wird auf den Sendeimpuls der Schallquelle. Die Computersteuerung ermöglicht automatisches, räumliches Abtasten des Schallfeldes.

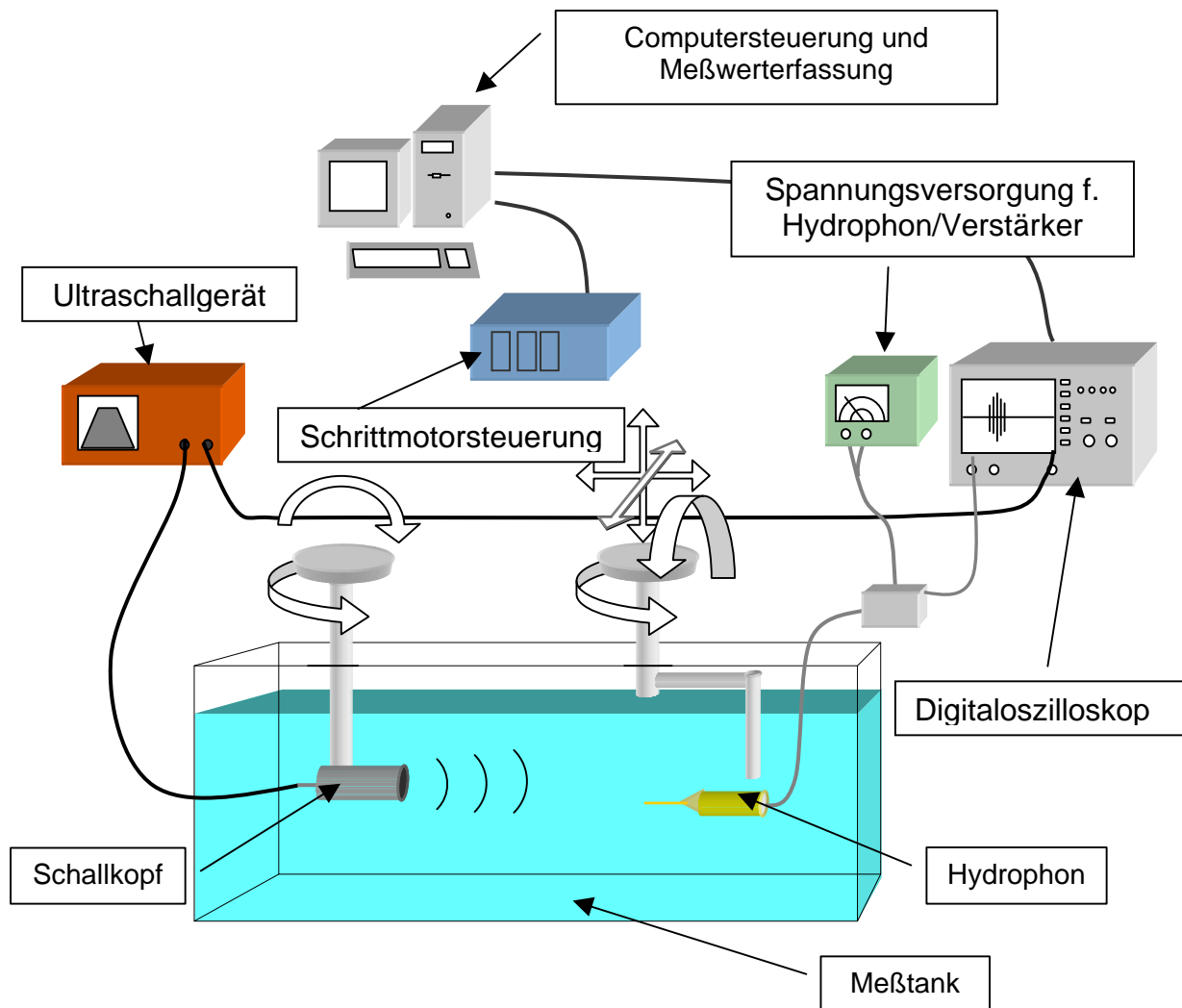


Abb. 6-1 Schematische Darstellung des Schallfeldmeßplatzes hier mit Nadelhydrophon



## 6.2 Vergleich der Aufbauvarianten

Zum Vergleich der verschiedenen Aufbauvarianten des faseroptischen Hydrophons wird zunächst ein punktfokussierter 5 MHz Schallkopf als Schallquelle verwendet (Schallkopf: Panametrics A307, Punktfokus 2,5 Zoll, Impulsgeber: Panametrics 5052UAX-50). Das Schallfeld dieses Schallkopfes zeichnet sich durch Schalldrücke bis 3,5 MPa in einem für die medizinische Diagnostik typischen Frequenzbereich aus.

Das Signal-Rausch-Verhältnis reicht bei allen Aufbauvarianten nicht aus, um die Transiente im ungemittelten Signal zu identifizieren. Daher wird das Meßsignal im folgenden durch Mittelung von Einzelsignalen gewonnen. Zwar ist die Signalmittelung in den relevanten Meßnormen für die medizinische Ultraschalldiagnostik nicht vorgesehen, jedoch wird bei der Einzelmessung gerade davon ausgegangen, daß das Signal repetitiv ist, also eine beliebige Messung des Signals repräsentativ für alle Signale in diesem Betriebsmodus ist. Zu beachten ist dabei, daß das Triggersignal sehr präzise erfaßt werden muß, da zeitliche Schwankungen zwischen Triggersignal und elektrischem Puls zur Erregung des Schallkopfes das gemittelte Signal tiefpaß-filtern würden und damit die Signalamplituden unterschätzt werden würden.

### 6.2.1 Einkoppelsysteme und optische Isolierung

Im folgenden werden 3 Aufbauvarianten des faseroptischen Hydrophons getestet. Die Nummerierung erfolgt nach der Nummerierung in 3.1.5 für die Einkoppelsysteme. Alle Systeme werden mit der 30mW-Laserdiode und dem APD-Detektor-System betrieben. Die weiteren Eigenschaften sind in Tab. 6-1 zusammengefaßt:

Nr.	Einkoppelsystem	optische Isolierung	Einkoppel-effizienz	Stabilität der Einkopplung
1	Optische Bank	keine	50 % max. ca. 30 % stabil	Tage
2	Kompakt-einkopplung (S&K)	8° Schrägschliff	ca. 70 %	Wochen
3	Taumel-Tisch	Faraday-Isolator	60 % max. ca. 40 % stabil	Stunden

Tab. 6-1 Eigenschaften der Aufbauvarianten

Abb. 6-2 bis Abb. 6-4 zeigen den Schallpuls des oben beschriebenen Schallkopfes mit der Aufbauvariante 2 und verdeutlichen die Notwendigkeit der Signalmittelung

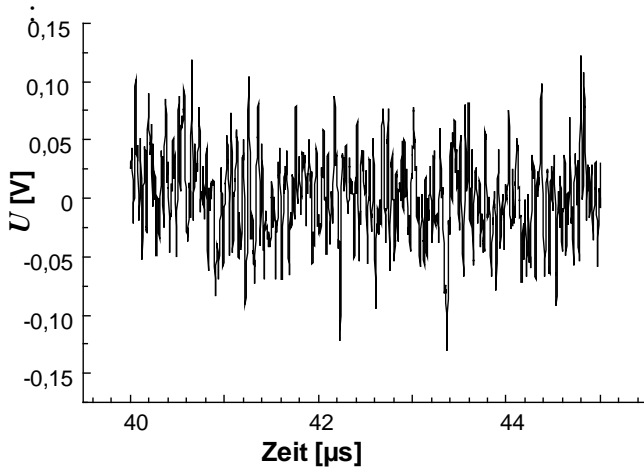


Abb. 6-2 Signal nach 10 Mittelungen

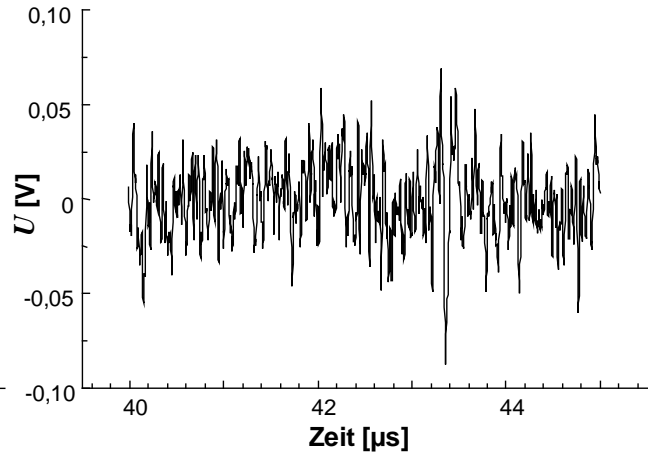


Abb. 6-3 Signal nach 100 Mittelungen

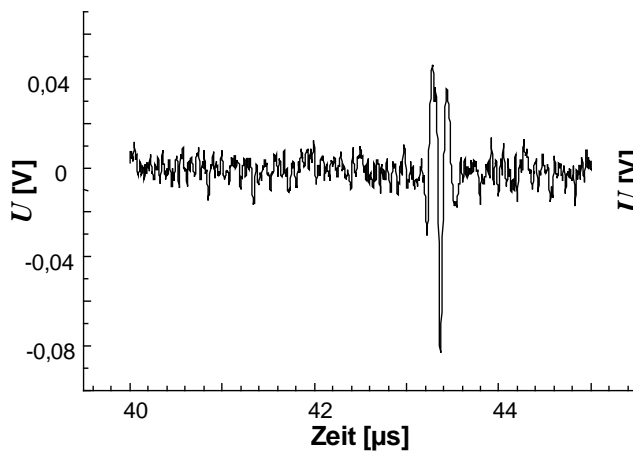


Abb. 6-4 Signal nach 1000 Mittelungen

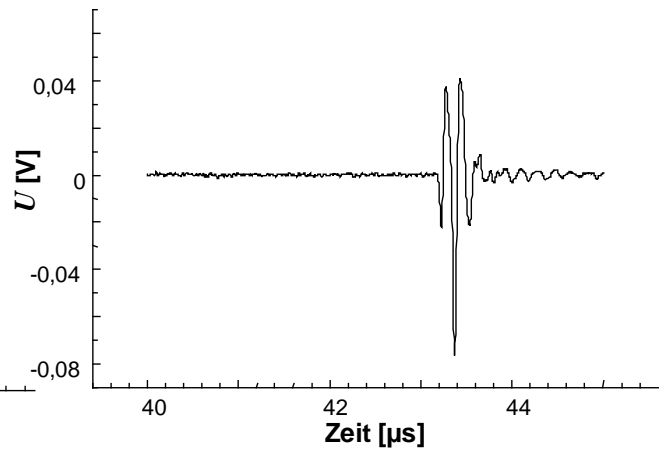


Abb. 6-5 Signal nach 100000 Mittelungen

Die im folgenden bestimmten SNR beziehen sich auf das Signal im Fokus des oben beschriebenen Schallkopfes nach 1000 Mittelungen. Die dominante Meßunsicherheit dieser Vorgehensweise liegt in der Repositioniergenauigkeit der Faser im Schallfeld nach dem Umbau der Systeme und liegt bei 2 dB für die SNR-Werte.

Nr.	Einkoppelsystem	optische Isolierung	SNR für 1000 Mittelungen
1	Optische Bank	nein	19 dB
2	Kompakt-einkopplung (S&K)	8° Schrägschliff	26 dB
3	Taumel-Tisch	Faraday-Isolator	25dB

Tab. 6-2 Ergebnisse des Vergleichs der Aufbauvarianten

Obwohl die optische Isolierung durch den Faraday-Isolator besser ist als durch den 8°-Schrägschliff des Faserendes, ergab sich für diesen Aufbau kein besseres SNR. Das liegt zum

einen an der geringen Auswirkung der optischen Isolierung für kleine Lichtleistungen auf das RIN der Laserdiode, zum anderen an der geringeren Einkoppeleffizienz des Systems 3. Die Isolierung der Kompakteinkopplung reicht für die 30 mW Laserdiode aus, um den Rauschanteil durch Reflexion im Vergleich zum Schrotrauschen am Detektor gering zu halten. Deswegen und aus praktischen Erwägungen (Mobilität und Stabilität des Systems) werden die folgenden Schallfeldmessungen mit der Kompakteinkopplung (System Nr.2) vorgenommen.

### 6.2.2 Auswirkung der Beugungskorrektur

Um die Auswirkung der Beugungskorrektur zu demonstrieren, wird die gleiche Schallquelle mit einem Sinusburst angeregt (Funktionsgenerator (HAMEG 8131-2) mit nachgeschaltetem ENI 2100L Leistungsverstärker).

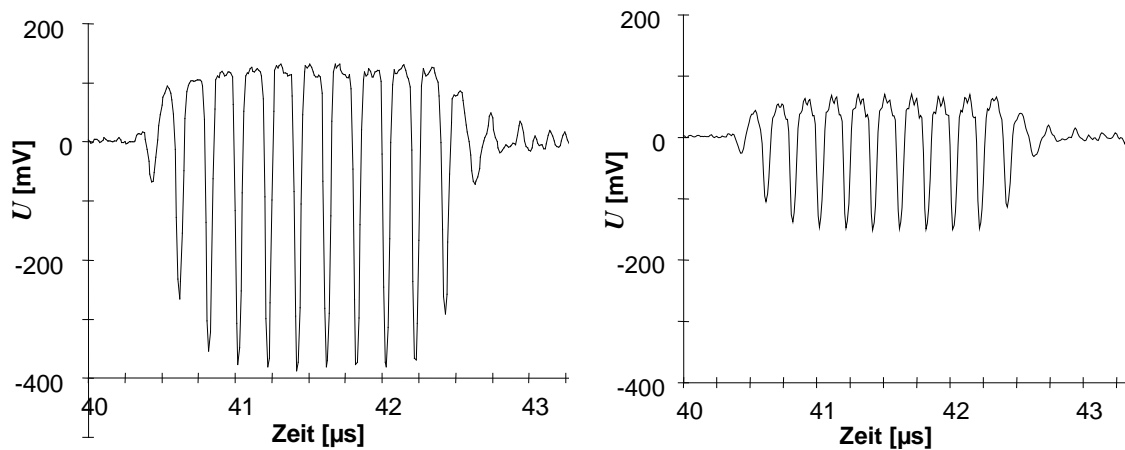


Abb. 6-6 a) Transiente aufgenommen mit faseroptischem Hydrophon und b) entfaltet

Das Ultraschallsignal ist, wie in 2.3.1 beschrieben, invertiert. Es zeigt eine Asymmetrie zwischen positiven und negativen Druckphasen, die auf die Nichtlinearität der Schallausbreitung zurückzuführen (s.a. 6.3.1) ist. Die Entfaltung beseitigt die Überhöhung der Druckamplitude, die durch Reflexion und Beugung der Schallwelle an der Faser auftritt.

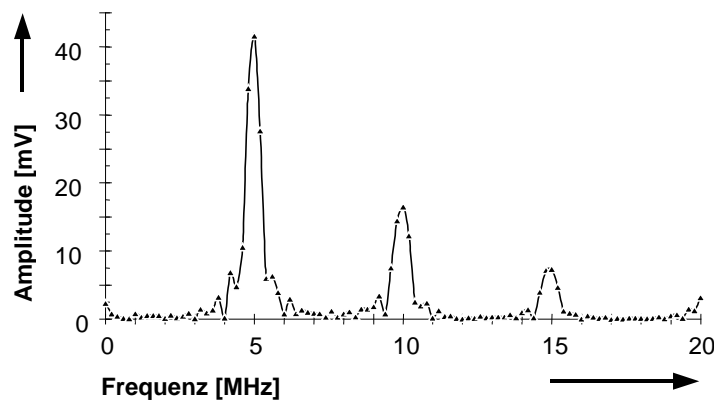


Abb. 6-7 Spektrum der Transiente aus Abb. 6-6

Im Spektrum (Abb. 6-7) ist die Auswirkung der nichtlinearen Ausbreitung durch die entsprechenden Frequenzanteile bei den ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz von 5 MHz zu erkennen.

### 6.2.3 Messungen mit hoher Lichtleistung

Theoretisch sollte eine Erhöhung der Lichtleistung in der Faser das SNR verbessern. Zu diesem Zweck werden Messungen mit einer leistungsstärkeren Laserdiode vorgenommen. Die Kompakteinkopplung (System Nr.2) wird mit einer Laserdiode des Typs SDL 5421 G1 mit maximaler Leistung von 150 mW bestückt.

Die Lawinendiode kann nicht mehr als Detektor eingesetzt werden, da der hohe statische Offset des Signals diese in die Aussteuerung bringt. Außerdem wirkt sich das Überschußrauschen bei hoher Lichtleistung negativ auf das SNR aus. Daher wird der PIN-Detektor eingesetzt. Die Schallquelle wird wie in 6.2.1 betrieben.

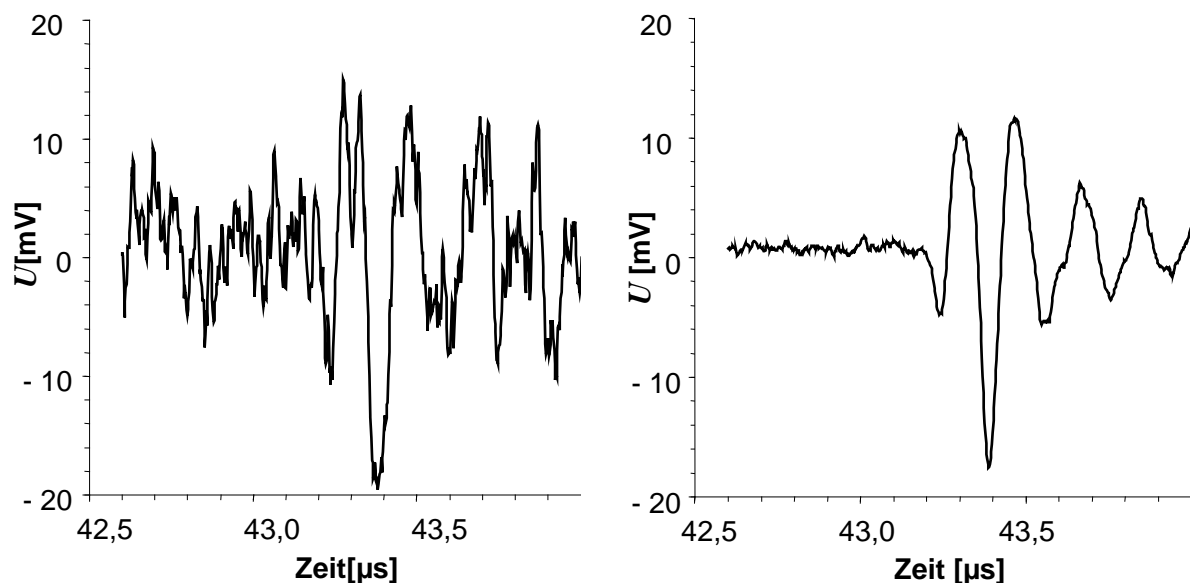


Abb. 6-8 Signal nach 100 Mittelungen und 1000 Mittelungen

Während der Messungen verändert sich das Rauschverhalten der Laserdiode erheblich. Der jeweilige Zustand ist nur für 5-10 Sekunden stabil. Die gezeigten Messungen sind in Phasen relativ niedrigen Rauschens aufgenommen. Für die hohen Lichtleistungen reicht die optische Isolierung durch den 8°-Anschluß der Faser nicht aus, um die reflexionsbedingte RIN-Erhöhung zu verhindern und die Laserdiode über längere Zeiträume stabil zu betreiben. Die Ergebnisse sind in Tab. 6-3 zusammengestellt:

<b>Mittelungen</b>	<b>SNR (100 MHz)</b>	<b>SNR (50 MHz)</b>
1	-2 dB $\pm$ 3dB	1 dB
100	18 dB $\pm$ 3dB	21 dB
1000	30 dB $\pm$ 3dB	33 dB

*Tab. 6-3 SNR - Werte gemessen für 150 mW-Laserdiode*

Die Angaben, bezogen auf die eingeschränkte Bandbreite von 50 MHz, dienen zum besseren Vergleich mit den Ergebnissen aus 6.2.1. Die Erhöhung der Laserleistung steigert das SNR erwartungsgemäß, wobei die Laserdiode aber effizienter vor Reflexionen geschützt werden müßte. Auch bei erhöhter Lichtleistung (und damit verbessertem SNR) kommt man aber nicht ohne Signalmittelung aus. Aus technischen Gründen konnte die 150mW Laserdiode nur in der Kompakteinkopplung (System Nr.2) betrieben werden, was die Verwendung des Faraday-Isolators zur ausreichenden optischen Isolierung unmöglich machte. Wegen des erhöhten und gleichzeitig stark schwankenden Rauschverhaltens der Laserdiode, sowie des deutlich höheren Verstärkerrauschens des PIN-Detektors werden die weiteren Messungen zur Validierung der neuen Kalibriermethode mit 30 mW-Lichtleistung und dem APD-Detektorsystem durchgeführt.

### 6.3 Substitutionsmessungen

Das faseroptische Hydrophon soll nun mit piezoelektrischen Hydrophonen verglichen werden. Lassen sich die theoretischen Überlegungen zur Kalibrierung (statische Kalibrierung und Signal-Entfaltung) experimentell bestätigen, können Ultraschallmessungen mit dieser Technik ohne Referenzkalibrierung durchgeführt werden.

Für den Vergleich mit kalibrierten piezoelektrischen Hydrophonen werden Substitutionsmessungen durchgeführt, d.h. das Schallfeld eines Ultraschallwandlers wird mit verschiedenen Hydrophonen vermessen. Zum Vergleich der Hydrophoneigenschaften über einen weiten Frequenzbereich wird hier die Schockwellentechnik angewendet, die die Nichtlinearität der Schallausbreitung ausnutzt:

#### 6.3.1 Zur Schockwellentechnik

Bei der Übertragung von Schallenergie wird das Medium durch die Schallwelle in seinen Eigenschaften beeinflusst. Aufgrund dieses Einflusses sind die für die Schallausbreitung bestimmenden Parameter Dichte und Elastizität nicht konstant. Deshalb ist die Schallausbreitung nicht mit linearen Gleichungen zu beschreiben.

Die Auswirkungen lassen sich durch Betrachtung der Schallgeschwindigkeit im Medium qualitativ veranschaulichen. In der positiven Druckphase wird das Medium komprimiert. Die Dichte nimmt dadurch zu, was die Schallgeschwindigkeit herabsetzen sollte. Mit der Komprimierung werden auch die elastischen Eigenschaften verändert. Die Kompressibilität nimmt dadurch in stärkerem Maße ab, als die Dichte zunimmt. Die Schallgeschwindigkeit in der positive Druckphase wird insgesamt höher, während das umgekehrte für die negative Druckphase gilt.

Die positive Druckphase eilt der negativen zunehmend voraus, was zu einer Sägezahnform der Transiente in größerem Abstand vom Schallkopf führt

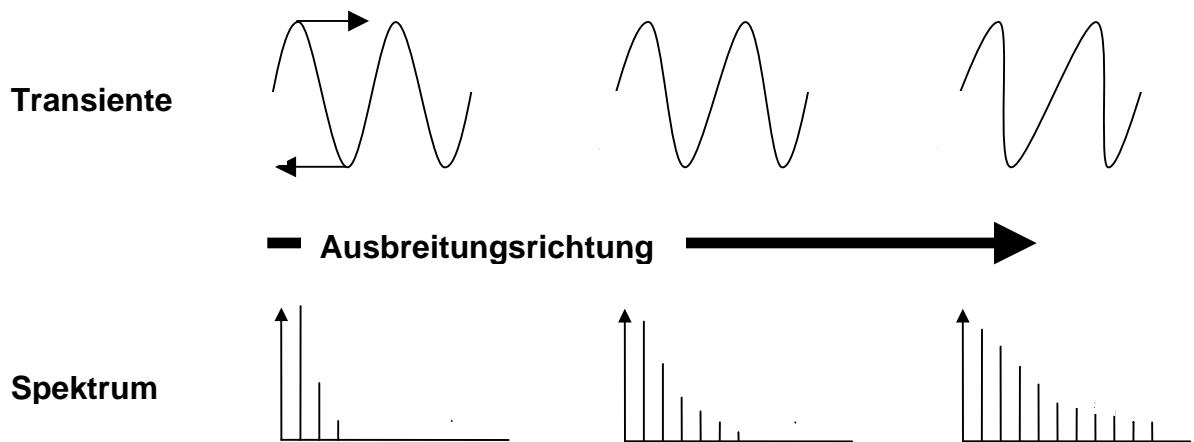


Abb. 6-9 Auswirkung der nichtlinearen Schallausbreitung auf Transiente und Spektrum

In Abb. 6-9 sind ein Ausschnitt aus dem Schallsignal als Transiente und das entsprechende Spektrum in verschiedenen Entfernungen vom Schallkopf schematisch dargestellt. Das Resultat der nichtlinearen Effekte ist eine Aufsteilung der Wellenform und die Bildung einer Schockfront. Die nichtlineare Aufsteilung der Wellenfronten erzeugt höhere Harmonische der Grundfrequenz.

Für Messungen (wie z.B. Referenzkalibrierungen) kann dieser Effekt genutzt werden, um die Hydrophoneigenschaften über einen großen Frequenzbereich (bei diskreten Frequenzen) festzustellen bzw. zu vergleichen. Die Grundfrequenz, mit der die Schallquelle angeregt wird, ist dann der Frequenzabstand der Frequenzwerte, an denen der Vergleich durchgeführt wird.

Idealerweise sollte das Schallfeld für Vergleichsmessungen folgende Anforderungen erfüllen:

- geringe räumliche Variation des Schallfeldes im Meßpunkt
- ausreichend hoher Druck

Die geringe räumliche Variation des Schallfeldes minimiert die Fehler, die beim Positionieren nach Austausch der zu vergleichenden Hydrophone auftreten. Außerdem hat der räumliche Mittelungseffekt über die empfindliche Sensorfläche nur geringe Auswirkungen für den Vergleich unterschiedlich großer Sensorflächen. Der hohe Druck wird benötigt, um auch für die hohen Frequenzkomponenten noch ausreichend hohe Signalamplituden zu erhalten. Um diese Anforderungen zu erfüllen, wird ein unfokussierter Schallwandler mit großem Durchmesser eingesetzt.

### 6.3.2 Vergleich bis 20 MHz

Um das piezooptische Faserhydrophon mit einem piezoelektrischen Hydrophon in einem Frequenzabstand von 1 MHz zu vergleichen, wird eine 1 MHz-Schallquelle (unfokussiert, Durchmesser 2 Zoll) mit einem Sinus-Burst von 30 Zyklen angeregt. Der in 6.3.1 beschriebene Effekt bewirkt in großem Abstand von der Ultraschallquelle ein sägezahnförmiges Drucksignal mit Frequenzkomponenten bis über 20 MHz. Abb. 6-10 zeigt einen Ausschnitt des mit einem piezoelektrischen Nadelhydrophon (Durchmesser 200 $\mu\text{m}$ ) gemessenen Puls (a) zusammen mit dem Spektrum (b). Die Signalverzerrungen, jeweils nach der abfallenden Flanke (durch Kreis in der Abbildung markiert), sind Störungen durch Beugung an der Hydrophonnadel. Zusätzlich entstehen noch Resonanzeffekte in der Schichtstruktur der Sensorfläche.

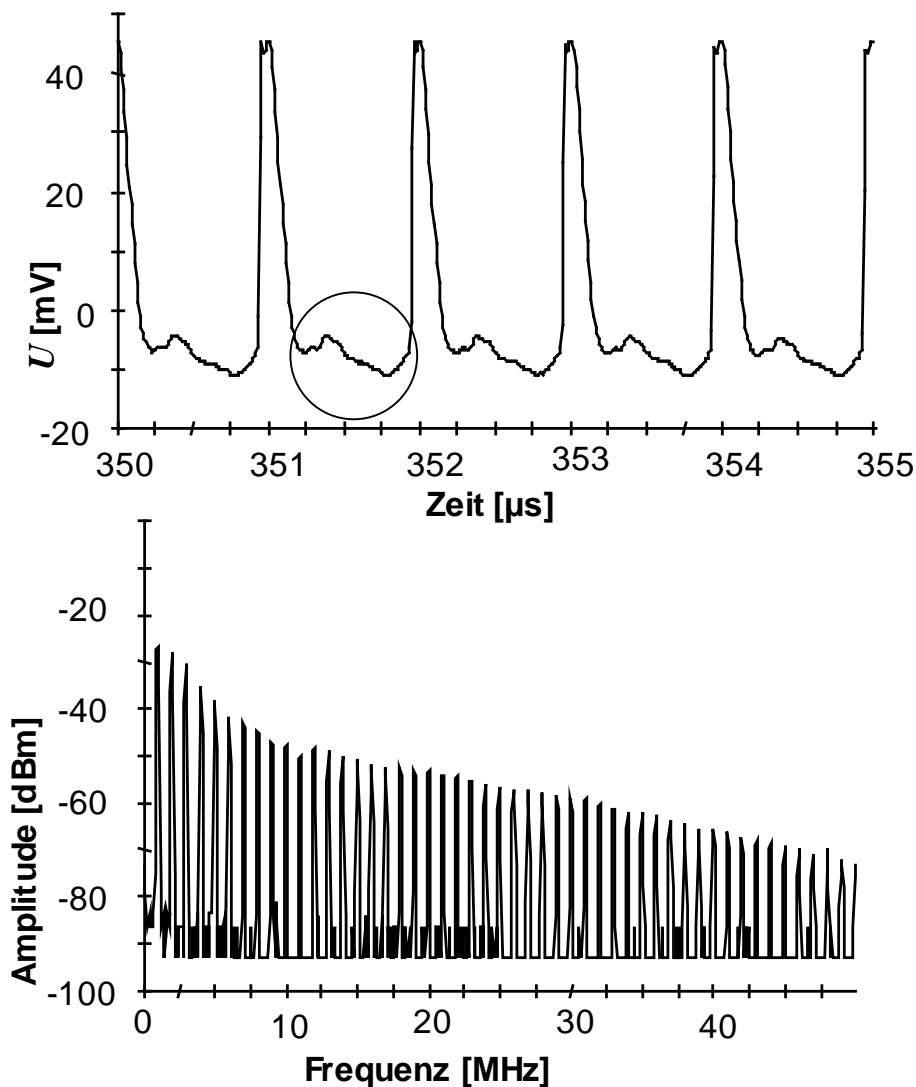


Abb. 6-10 a) Schockwellensignal (oben) und b) Spektrum (unten) einer 1MHz Schallquelle aufgenommen mit 0,2 mm Nadelhydrophon



Abb. 6-11 a) zeigt den gleichen Signalausschnitt mit dem faseroptischen Hydrophon gemessen. In Abb. 6-11 b) ist der Signalausschnitt entfaltet.

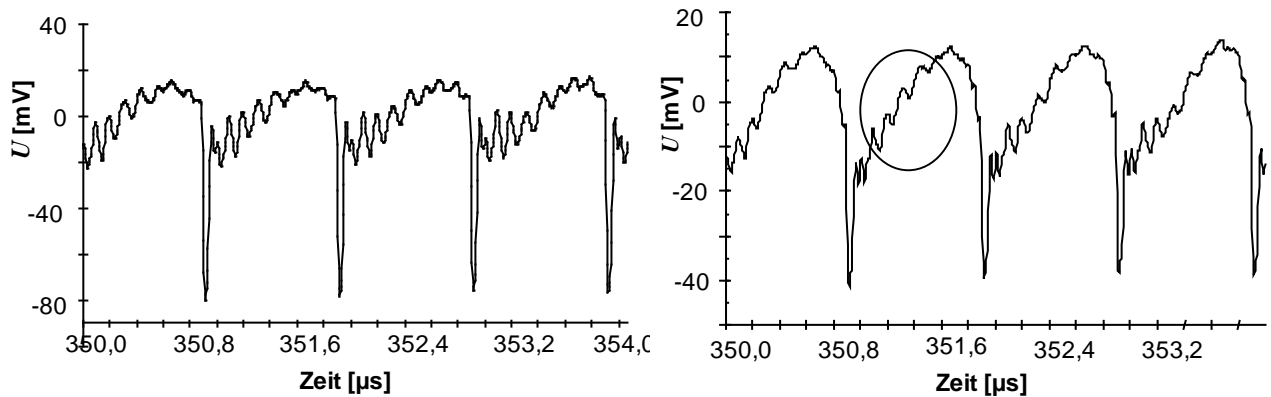


Abb. 6-11 a) Ausschnitt aus Sinus-Burst (1MHz) aufgenommen mit dem faseroptischem Hydrophon (links) und b) Signal aus a) mit Transferfunktion entfaltet (rechts)

Nach der Entfaltung entspricht das Verhältnis von positiven zu negativen Spitzenwerten der Signalspannung dem aus der Messung mit dem Nadelhydrophon. Die Entfaltung kann aber die Oszillation in der ansteigenden Flanke (sinkende Druckflanke wegen Invertierung des Signals) nicht vollständig korrigieren (Markierung in Abb. 6-11 b). Beim Vergleich der frequenzabhängigen Empfindlichkeit wird bei der Oszillationsfrequenz (zwischen 8 MHz und 9 MHz) daher eine Diskrepanz zwischen piezoelektrischem und faseroptischem Hydrophon auftreten.

Um die unabhängige Kalibrierung des piezooptischen Faserhydrophons zu testen, werden die mit dem piezoelektrischen Hydrophon und der Faser ermittelten Druckwerte der einzelnen Frequenzkomponenten in zwei verschiedenen Abständen zum Schallkopf verglichen.

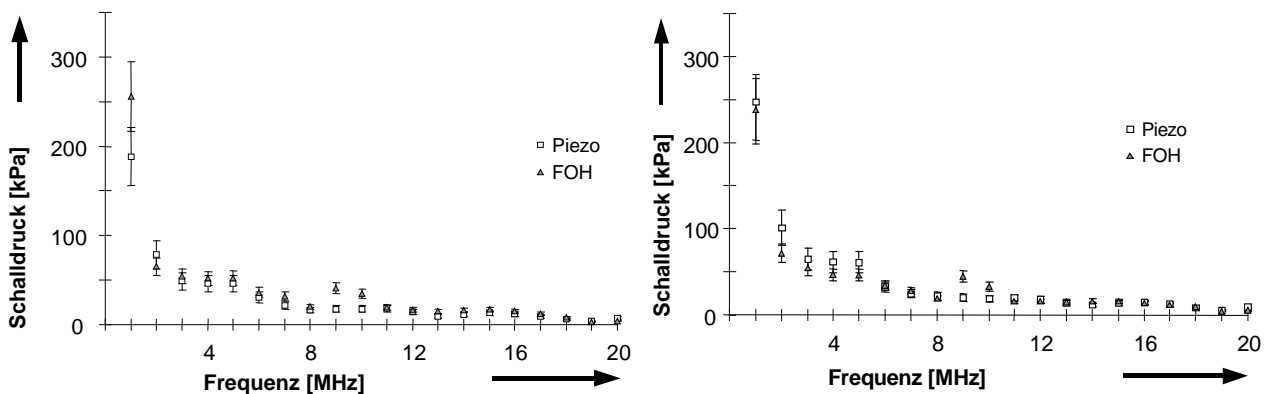


Abb. 6-12 Vergleich zwischen 0,2 mm Nadelhydrophon und faseroptischem Hydrophon

Es zeigt sich gute Übereinstimmung der Druckwerte aus der piezooptischen Messung mit denen des (kalibrierten) piezoelektrischen Hydrophons. Der Vergleich wird bis 20 MHz

durchgeführt, da das Vergleichshydrophon nur bis zu dieser Frequenz kalibriert ist. Eine signifikante Abweichung der ermittelten Schalldruckwerte zeigt sich bei Frequenzen um 9 MHz. Die Transferfunktion liefert für diese Frequenz keine exakte Korrektur wie schon beim Vergleich der Transienten festgestellt wurde. Ein Erklärungsansatz sind Oberflächenwellen, die sich mit einer zur Schallgeschwindigkeit des Wassers leicht unterschiedlichen Geschwindigkeit auf der Faserendfläche ausbreiten und durch die Theorie nicht berücksichtigt werden.

### 6.3.3 Vergleich bis 40 MHz

Der Schalldruck in den Frequenzkomponenten oberhalb von 12 MHz ist bei der Messung aus 6.3.2 sehr gering. Ein Vergleich der Empfindlichkeiten über 20 MHz ist bei so geringen Schalldrücken nicht zuverlässig durchführbar. Daher wird für den Vergleich bis 40 MHz eine Schallquelle mit 2 MHz Grundfrequenz verwendet.

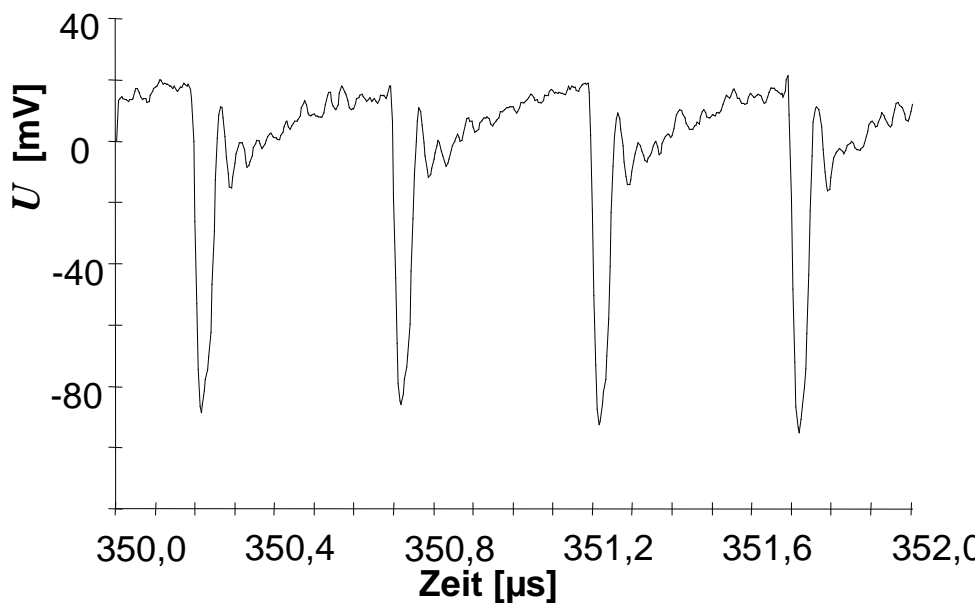


Abb. 6-13 Transiente (Ausschnitt) des Sinus-Burst (2 MHz) mit faseroptischem Hydrophon gemessen

Das Signal der 2 MHz Schallquelle Abb. 6-13 zeigt eine ähnliche Signalform wie bei der 1MHz-Schallquelle mit entsprechend höherer Frequenz. Die Oszillation bei 9 MHz ist nur noch sehr schwach erkennbar, da der Frequenzbereich um 9 MHz durch die Grundfrequenz von 2 MHz gerade „übersprungen“ wird.

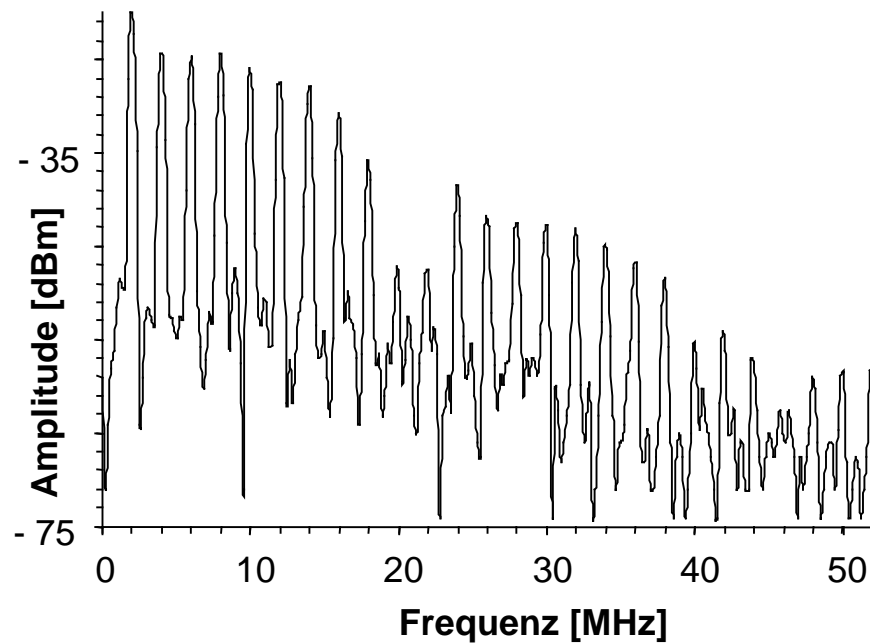


Abb. 6-14 Spektrum des Signals aus Abb. 6-13

Das Spektrum (Abb. 6-14) des nicht entfalteten Signals zeigt Frequenzkomponenten bis 50 MHz. Zwischen 20 MHz und 30 MHz ist aus dem Verlauf der Transferfunktion ein relatives Absinken der Empfindlichkeit zu erwarten. Der Einbruch bei 20 MHz und 22 MHz im Spektrum (Abb. 6-14) liegt in der Frequenz zu niedrig und fällt zu stark aus, um nur auf diesen Effekt zurückzuführen zu sein. Die Druckwerte, die das faseroptische Hydrophon für die Frequenzen ermittelt, werden also zu niedrig sein. Die Entfaltung ergibt:

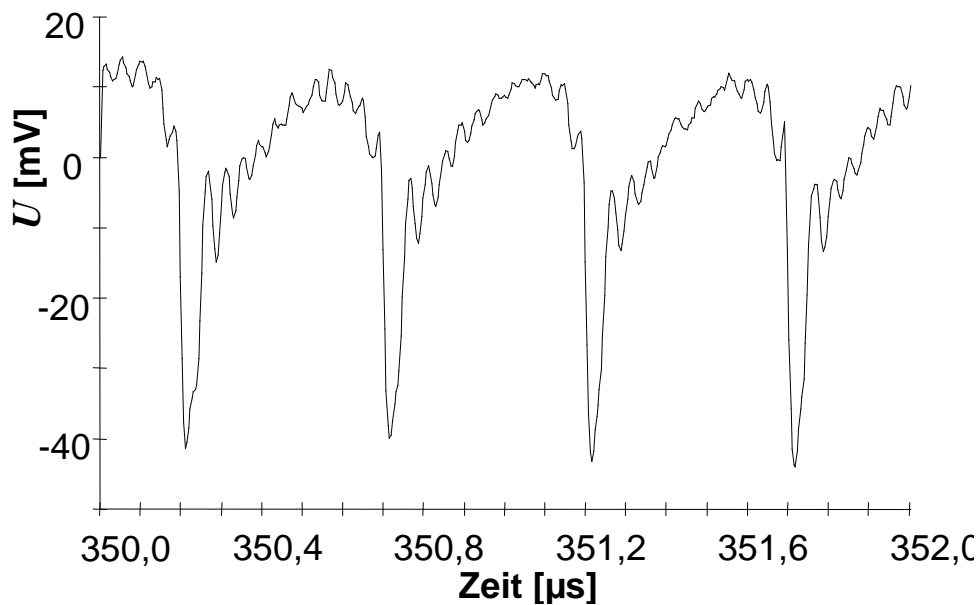


Abb. 6-15 Signal aus Abb. 6-13 entfaltet

Im entfalteten Signal ist eine Oszillation mit einer Frequenz bei ca. 24 MHz zu erkennen. Im Spektrum findet sich bei 24 MHz ein entsprechend überhöhte Spitze der Amplitude.

Wie in Kapitel 2.4.2 beschrieben, sollte unter streifendem Einfall der Schallwelle zur Faserendfläche (Einfallswinkel  $90^\circ$ ) wegen der konstant bei 1 verlaufenden Transferfunktion der Schalldruck ohne Korrektur durch Entfaltung zu messen sein.

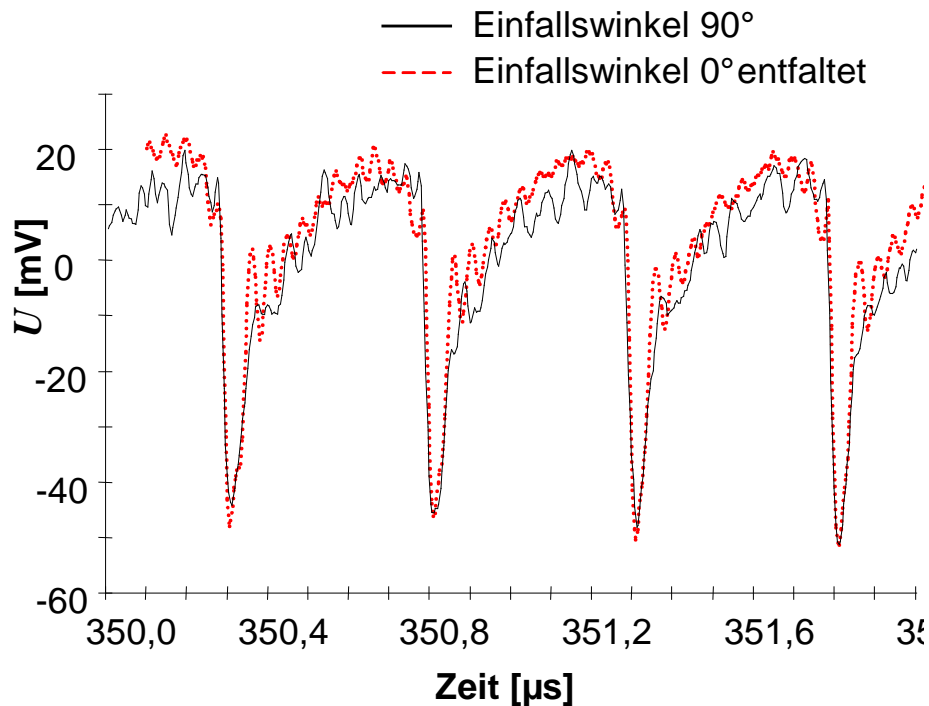


Abb. 6-16 Vergleich der unter streifendem Einfall gemessenen Transiente (schwarz) mit dem entfalteten Signal aus Abb. 6-15 (rot gestrichelt)

Der Vergleich des unter senkrechtem Einfall gemessenen und entfalteten Signal mit dem unter streifendem Einfall gemessenen Signals zeigt gute Übereinstimmung der Signalform und Amplitude. Naheliegend wäre also die prinzipielle Messung unter streifendem Einfall. Zu beachten ist aber, daß in der Näherung aus 2.4 (Kolbenschwinger in unendlich ausgedehnter schallharter Fläche) der Einfluß der Faser auf das Schallfeld vernachlässigt wird, da man bei der berechneten Transferfunktion von einer kreisförmigen Fläche ausgeht. Die Theorie erfaßt also z.B. nicht Effekte des Faserzylinders auf das Schallfeld. Die Messung zeigt aber, daß diese Effekte in schwach fokussierten Schallfeldern vernachlässigt werden können, und die Messung unter streifendem Einfall gute Ergebnisse liefert.

Die Vergleichsmessungen werden analog zum Vorgehen bei Referenzkalibrierungen durchgeführt, d.h. zur Reduzierung der Fehler wird die Messung in 3 verschiedenen Distanzen zur Schallquelle wiederholt. Verglichen wird die interne Kalibrierung des faseroptischen Hydrophons (statische Kalibrierung + Entfaltung) mit einem kalibrierten Nadelhydrophon (SN 556) und einem Membranhydrophon (IP 904).

Das aktive Element des Nadelhydrophons hat einen Durchmesser von 40  $\mu\text{m}$ , das Membranhydrophon ist ein einlagiges („coplanares“) Marconi-Membran-Hydrophon mit einem Durchmesser der sensitiven Fläche von 0,5 mm.

Wegen des unfokussierten Schallfelds sind die unterschiedlichen räumlichen Mittelungseffekte der verschiedenen Hydrophonflächen zu vernachlässigen. Das Membranhydrophon wurde unmittelbar vor der Messung durch das NPL (Teddington, UK) im Frequenzbereich bis 40 MHz kalibriert.

Da die metrologischen Anstalten keine Kalibrierung oberhalb von 40 MHz durchführen, ist eine externe Kalibrierung der Vergleichshydrophone oberhalb von 40 MHz nicht verfügbar. Der Vergleich der Druckwerte an den drei Positionen im Schallfeld kann deshalb nur bis 40 MHz durchgeführt werden:

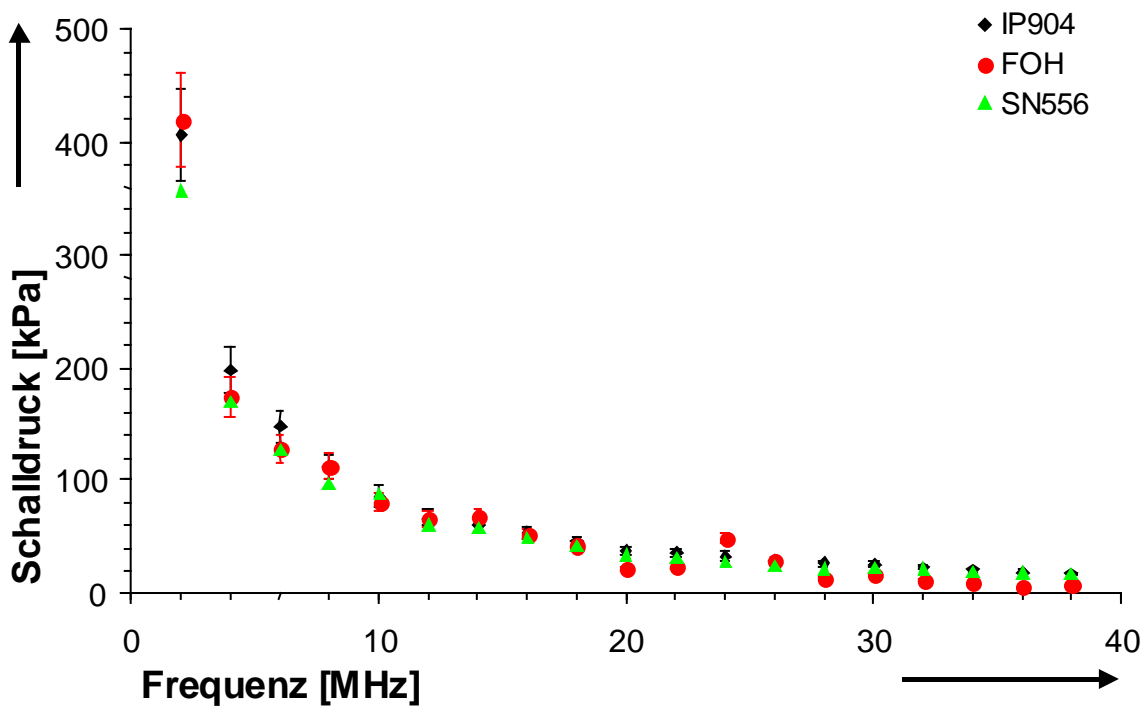


Abb. 6-17 a) Schalldruckvergleich im Abstand von 296,2 mm vom Schallkopf (Schalldruck gemessen mit drei verschiedenen Hydrophonen)

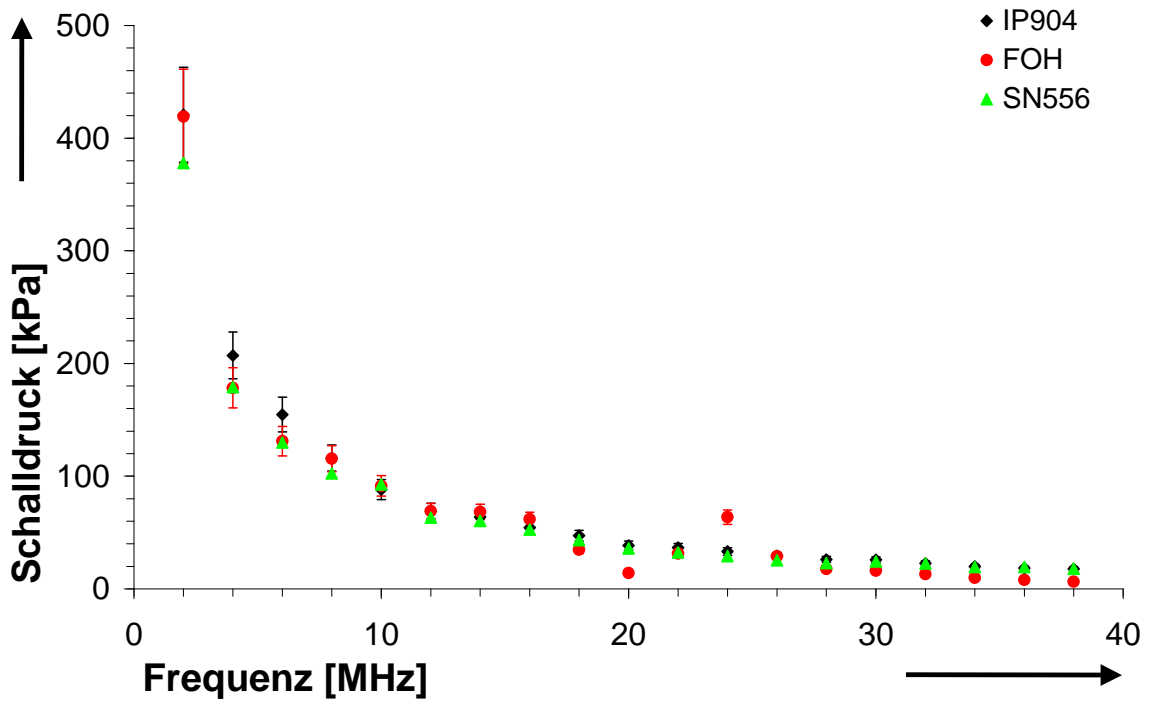


Abb. 6-17 b) Schalldruckvergleich im Abstand von 281,4 mm vom Schallkopf (Schalldruck gemessen mit drei verschiedenen Hydrophonen)

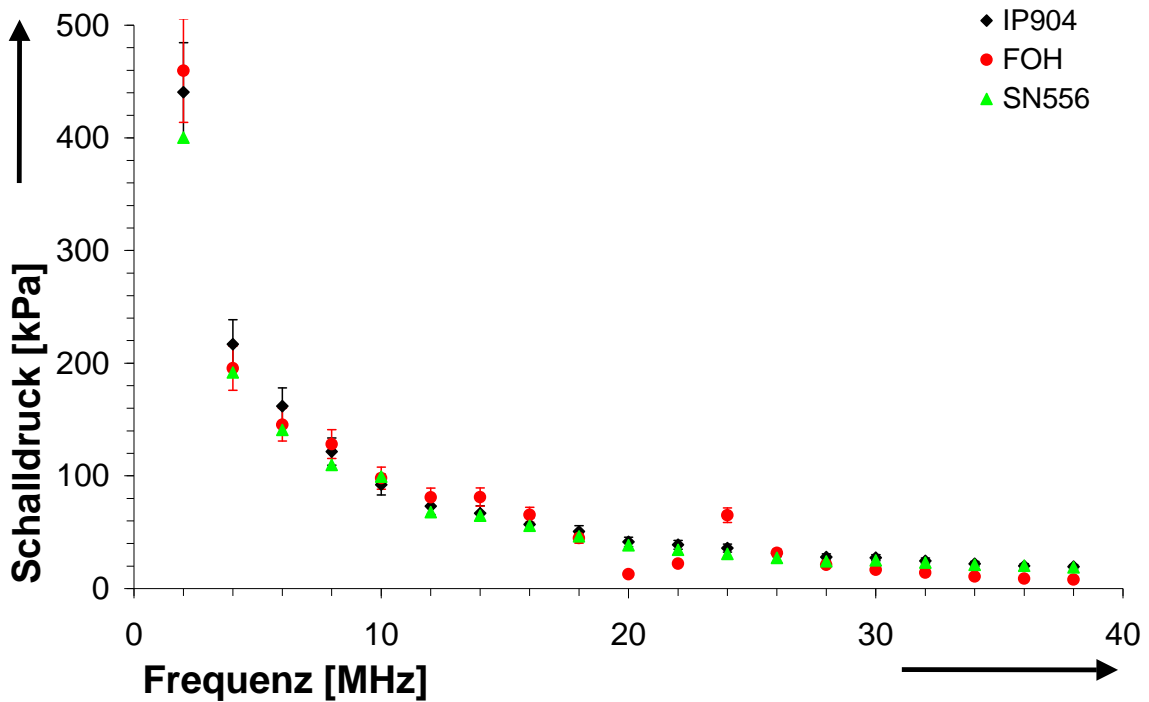


Abb. 6-17 c) Schalldruckvergleich im Abstand von 266,5 mm vom Schallkopf (Schalldruck gemessen mit drei verschiedenen Hydrophonen)

Da die Fehlerbalken für das Nadelhydrophon am größten sind, werden sie der Übersichtlichkeit halber weggelassen. Bis zu einer Frequenz von 18 MHz zeigt sich gute Übereinstimmung der Druckwerte aus den Messungen mit den verschiedenen Hydrophonen innerhalb der Fehlergrenzen.

Bei 20 MHz und 22 MHz sind die Werte des faseroptischen Hydrophons (wie nach Diskussion des Spektrums Abb. 6-14 erwartet) zu niedrig. Zwischen 30 MHz und 40 MHz liegen die Werte des faseroptischen Hydrophons systematisch unter den Druckwerten der Vergleichshydrophone. Da die beiden Vergleichshydrophone gut übereinstimmende Werte auch in diesem Frequenzbereich ergeben, liegt kein Fehler in der Meßmethode mit der Schockwellentechnik vor

Die Frequenzabhängigkeit des Detektors/Verstärkers wird überprüft. Dazu wird die Laserdiode zwischen 1 MHz und 40 MHz moduliert und die relative Signalstärke am Detektor gemessen:

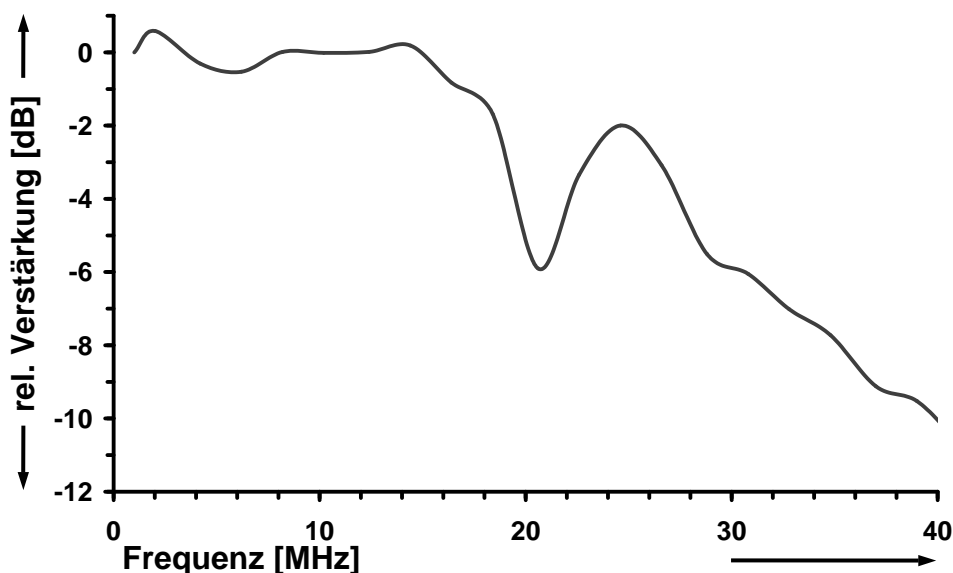


Abb. 6-18 relative Verstärkung des APD-Detektors zwischen 1 und 40 MHz

In Abb. 6-18 ist ein deutlicher Einbruch der Verstärkung zwischen 19 und 23 MHz zu erkennen. Das ist die Begründung für die abweichenden Schalldruckwerte aus dem Hydrophonvergleich bei 20 MHz und 22 MHz. Auch die systematisch zu kleinen Werte oberhalb von 28 MHz erklären sich aus den Frequenzeigenschaften des APD-Detektors. Die Frequenzabhängigkeit der Verstärkung muß für die Kalibrierung berücksichtigt werden, d.h. die Druckwerte müssen entsprechend der Verstärkerkennlinie korrigiert werden.

Die Fehler des Hydrophonvergleichs, dessen Methodik einer Referenzkalibrierung entspricht, werden wie folgt abgeschätzt:

- PVdF-Hydrophon (extern kalibriert):
  - Hydrophonkalibrierung ( $\pm 7\%$  -  $\pm 14\%$ )
- Faseroptischen Hydrophon:
  - piezooptische Konstante  $\pm 10\%$
  - Statische Kalibrierung aus Reflexionsmessung für Wasser  $\pm 1\%$
  - Fehler durch Korrektur auf Verstärkerkennlinie  $\pm 3\%$
- Repositionierung im Schallfeld  $\pm 2\%$

Da die Abweichungen Unterschiede in den Druckwerten im Bereich von 19MHz - 22 MHz und über 28 MHz auf die Detektoreigenschaften zurückzuführen sind, ergibt sich aus den Messungen eine Bestätigung für die neue Kalibriermethode des faseroptischen Hydrophons und die abgeschätzten Fehlergrenzen. Die guten Ergebnisse der statischen Kalibrierung und der Beugungskorrektur für Frequenzen bis 40 MHz lassen den Schluß zu, daß die beschriebene Methode zur Kalibrierung des faseroptischen Hydrophons durch statische Kalibrierung bei  $n_{H_2O}$  und Entfaltung der Transienten prinzipiell auch für höhere Frequenzen geeignet ist. Damit ist die Maximalfrequenz für die Messung von Ultraschallsignalen nicht länger an die Referenzkalibrierung gebunden, sondern letztlich durch die Eigenschaften des optischen Detektors begrenzt.



## 6.4 Messung der Richtcharakteristik

Die Schockwellentechnik bietet sich auch die Möglichkeit zur Messung der Richtcharakteristik für einen weiten Frequenzbereich. Zu diesem Zweck wird die Faser relativ zum Schallfeld gedreht, wobei die Faserspitze im Drehpunkt der Halterung liegt. Für die folgenden Messungen wird die Grundfrequenz von 2 MHz gewählt, um die Richtcharakteristik in einem höheren Frequenzbereich zu messen. Zusätzliche Fehler für die gemessenen relativen Amplituden resultieren aus der Drehung der Faser, die mit einem Feintrieb per Hand ausgeführt wird.

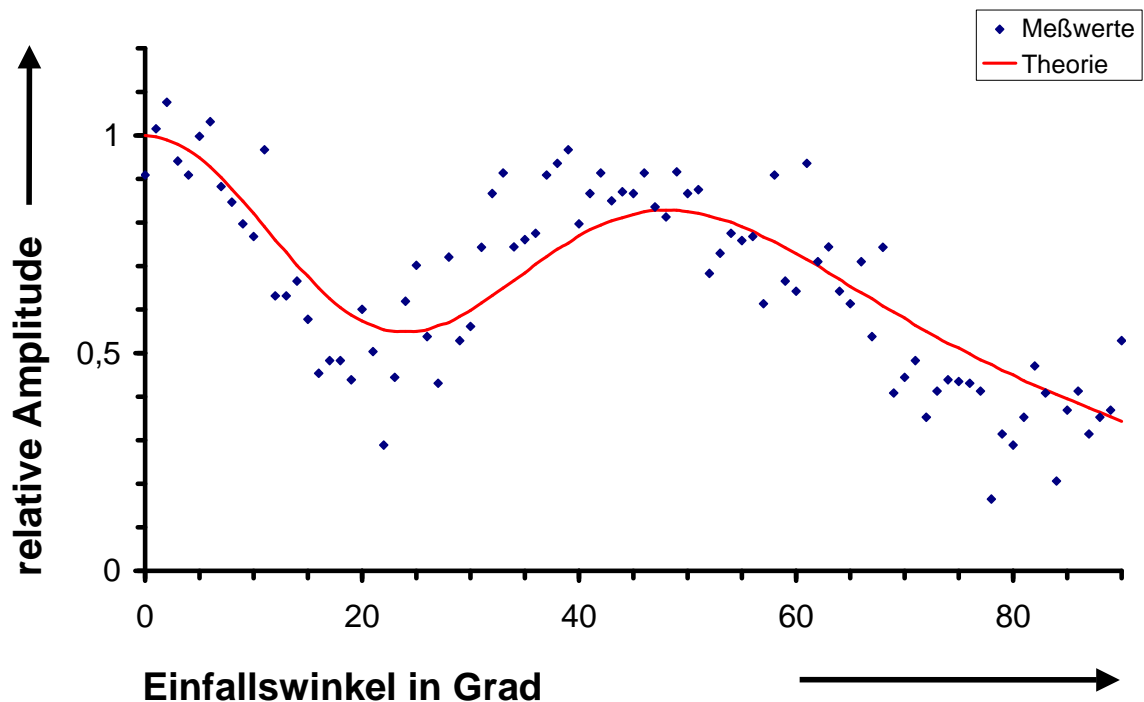


Abb. 6-19 Richtcharakteristik bei 34 MHz; Vergleich Messung / Theorie

Die Abb. 6-19 zeigt den Vergleich der gemessenen Richtcharakteristik mit den aus der Theorie erwarteten Werten repräsentativ für 34 MHz. Im Rahmen der zusätzlichen Fehler (durch Justierung im Drehpunkt und Drehung) stimmt das theoretische Modell aus 2.4 zur Berechnung der Richtcharakteristik der Faser bzw. der Beugungskorrektur mit dem Experiment gut überein.

Insbesondere wird der wellige Verlauf der Richtcharakteristik für diese Frequenz aus der Theorie bestätigt. Der bisherige Ansatz zur Berechnung von Hydrophonrichtcharakteristiken (Gl. 2-37) erklärt diesen Verlauf nicht.

Bei einigen Frequenzen weichen die gemessenen Werte für bestimmte Winkel jedoch erheblich von den theoretischen Werten ab. Abb. 6-20 zeigt diese Abweichung für 14 MHz. Zwischen  $50^\circ$  und  $70^\circ$  sind die gemessenen relativen Amplituden deutlich höher als die theoretischen Werte.

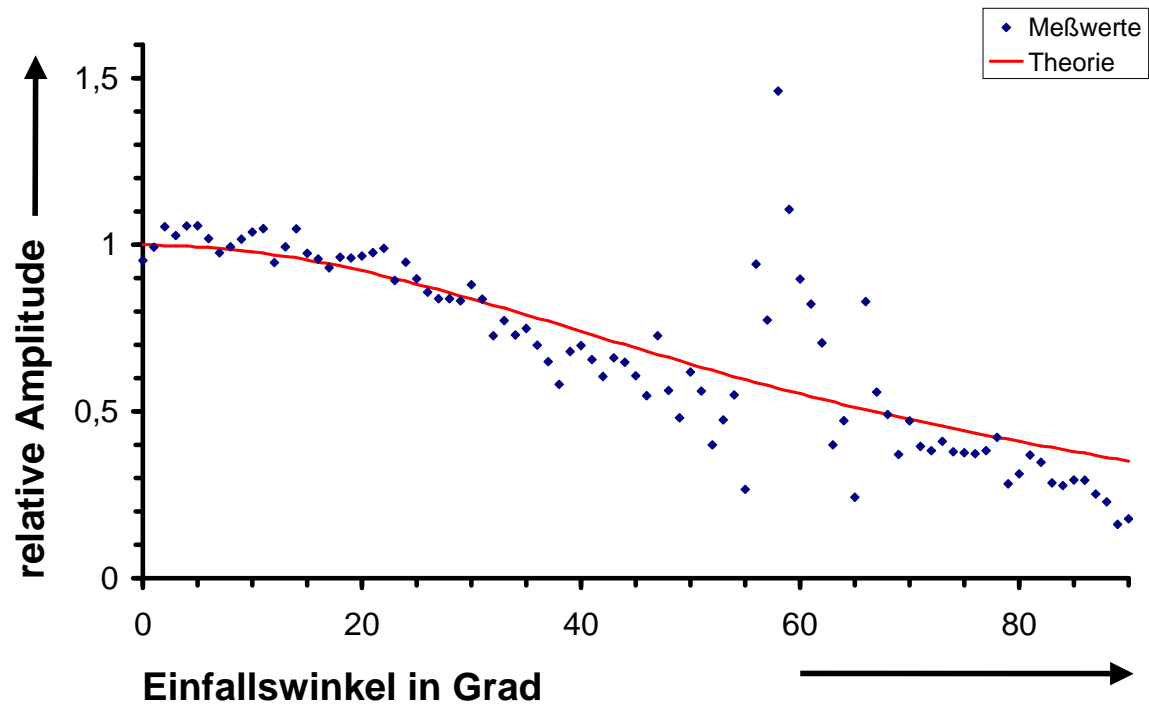


Abb. 6-20 Richtcharakteristik bei 14 MHz; Vergleich Messung / Theorie

Da dieser Effekt auch bei kürzeren Pulsen gemessen wird, ist es kein Resonanzeffekt der langen Schockwellensignale.

Vielmehr ist zu vermuten, daß bei diesen Winkeln die Faserfläche nicht mehr als schallhart zu betrachten ist, der akustische Reflexionsfaktor also kleiner als 1 ist und die Interferenz der reflektierten Welle mit den anderen Wellenanteilen damit geringer ist als bei den übrigen Winkeln. Das Modell für die akustischen Welleneffekte an der Faser müßte um die Betrachtung des winkelabhängigen akustischen Reflexionsfaktors der Faser erweitert werden, um diese Effekte abzudecken.

## 6.5 Messungen hoher Druckamplituden

Als Test für die universelle Einsetzbarkeit dieses Sensortyps werden Messungen an einem Stoßwellen- Lithotripter der Urologie der medizinischen Einrichtungen der Universität Bonn durchgeführt. Zur Zertrümmerung von Nierensteinen sind extrem hohe Schalldrücke notwendig, die jenseits der mechanischen Belastbarkeit von piezoelektrischen Hydrophonen liegen. Abb. 6-21 zeigt das ungemittelte Signal im Randbereich des Schallfeldes.

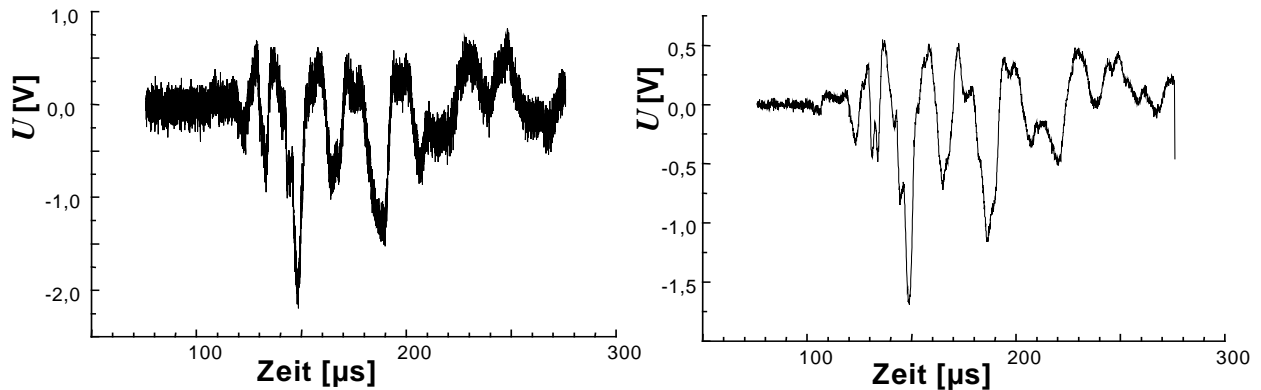


Abb. 6-21 ungemitteltes Signal (links) und Signal nach 10 Mittelungen (rechts)

Ein Problem bei der Messung extremer Drücke ist nicht die mechanische Beanspruchung durch den Schalldruck selbst. Verunreinigtes oder nicht ausreichend entgastes Wasser enthält Kavitationskeime. Beim Kavitationseffekt bilden sich durch große Zugspannung kurzzeitig Vakuumblasen, die beim anschließenden Kollaps erhebliche Wassergeschwindigkeiten und Temperaturen erzeugen. Befindet sich eine solche Blase auf der Faserendfläche, so steigt die Reflexion sprunghaft an, da die Grenzfläche nicht mehr der Übergang Glas/Wasser, sondern Glas/Vakuum ist. Bei der Messung fallen solche Ereignisse wie in Abb. 6-22 durch die Übersteuerung des Verstärkers auf.

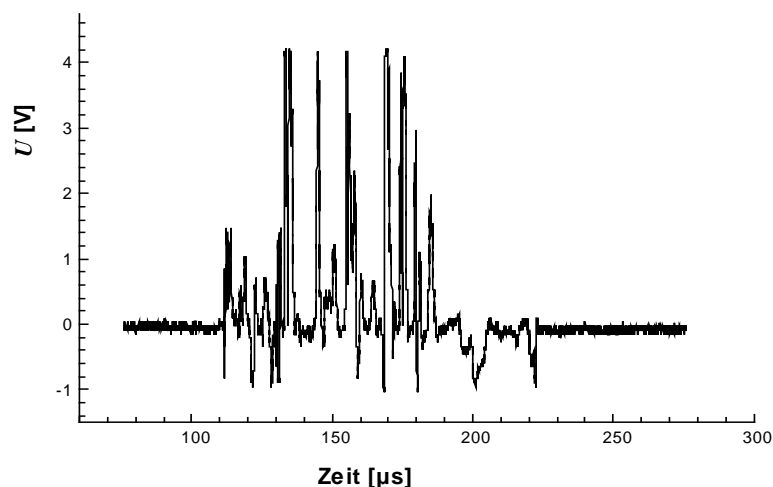


Abb. 6-22 Kavitation vor der Faserendfläche

Abgesehen von der Störung der Messung, können die implodierenden Kavitationsblasen das Faserende beschädigen und damit die Empfindlichkeit verändern. Da die Messungen am Ort des Lithotripters und unter Zeitdruck durchgeführt werden mußten, waren die Umstände für präzise Messungen aus den folgenden Gründen nicht ausreichend:

- Die Wasserqualität war nach Transport und Umfüllen nicht mehr optimal (hinsichtlich Entgasung und Verschmutzung) und konnte auch kurzfristig nicht wiederhergestellt werden.
- Das mobile Positioniersystem ist nicht motor- und computergesteuert und kann bei weitem nicht die Präzision der 3-Achsenverschiebung im Labor erreichen.
- Wegen der ungenauen Justierung war der Winkel zwischen einfallendem Schallsignal und Faserfläche nicht exakt bekannt.
- Das mobile Meßbecken ist zu klein um näherungsweise Freifeldbedingungen herzustellen.

Es wird eine mittlere Einstellung für die Lithotripterleistung gewählt, die nur kleine Wasserbewegungen an der Oberfläche verursacht. Der Durchmesser der Fokuszone des Lithotripters wird grob zu 14 mm bestimmt. Die Fokusbereichslänge beträgt 7 mm. Am Rand der Fokuszone werden Spitzendrücke von 30 MPa gemessen. In der Fokuszone selbst konnte wegen der geringen Wasserqualität nicht störungsfrei gemessen werden. Die gemessenen Transienten zeigen auch nicht die typische Signalform für Lithotrippersignale. Bedingt durch die nicht optimale Halterung der Faser im mobilen Aufbau ist das Signal vermutlich zusätzlich durch ein Bewegungsartefakt gestört. Dies wird durch das Auftreffen der Schockwelle auf das Faser-Coating verursacht. Trotz dieser Widrigkeiten zeigen die Messungen aber, daß auch das faseroptische Hydrophon mit Monomodefaser grundsätzlich geeignet ist, extrem hohe Schalldrücke zu messen. Dabei kommt die speziellen Vorteile dieser Technik zum Tragen: Kavitation und Veränderungen der Empfindlichkeit aufgrund von Beschädigungen der Sensoroberfläche können sofort bemerkt werden und keine hohen Kosten wegen notwendiger Rekalibrierungen

## 6.6 Vergleichende Messungen an Ultraschalldiagnostiksystemen

Zur Validierung des in 5.3 eingeführten Kalibrierverfahrens wird das faseroptische Hydrophon mit piezoelektrischen Hydrophonen anhand von Messungen an medizinischen Ultraschallgeräten verglichen. Dabei wird neben der Kalibrierung auch die prinzipielle Tauglichkeit des faseroptischen Hydrophons zur Messung an Ultraschalldiagnostiksystemen überprüft, indem nicht nur die absoluten Schalldrücke sondern auch die Frequenzspektren, Transienten und andere Schallfeldparameter verglichen werden.

Die Geräte sind so ausgewählt, daß zwei der drei Systeme mit einer Nominalfrequenz von 20 MHz an der oberen Grenze des Frequenzbereichs liegen, der mit herkömmlichen Nadelhydrophonen ausreichend präzise charakterisiert werden kann.

Das faseroptische Hydrophon wird mit verschiedenen 40µm und 200µm-Nadelhydrophonsystemen verglichen. Für eines der Systeme wird zusätzlich eine Vergleichsmessungen zwischen zwei verschiedenen 40µm-Nadeln durchgeführt, um die Abhängigkeit der piezoelektrischen Messung von der individuellen Nadelbeschaffenheit festzustellen.

### 6.6.1 Beschreibung der Diagnostiksysteme

Die Geräteeigenschaften der drei getesteten Ultraschalldiagnostiksysteme sind in Tab. 6-4 zusammengefaßt:

Nr.	System	Einsatz (med. Fachgebiet)	Schallkopf			
			Typ	Durchmesser	Nominalfrequenz	Fokus
1	TPM DUB <i>plus</i>	Dermatologie	Panametrics V317 SN 265958	.25 inch	20 MHz	15 mm
2	TPM DUB <i>plus</i>	Dermatologie	Panametrics PI50-2-RO.50 SN 200151	.25 inch	35 MHz	.5 in
3	Teknar	Ophthalmologie	Teknar probe (no SN)	2.4 mm	20 MHz	---

Tab. 6-4 Gerätedaten der Ultraschalldiagnostiksysteme

Das DUB*plus* ist ein hochauflösendes System zur Untersuchung der Haut. Die Verwendung hoher Frequenzen ist in der Dermatologie möglich und nötig. Die Strukturen bzw. Schichten der Haut sind so klein, daß die notwendige Auflösung nur mit Mittenfrequenzen von 20 MHz und mehr erreicht werden kann. Die „Region of Interest“ liegt für die Dermatologie an der Oberfläche bzw. und maximal einige Millimeter tief, so daß die geringe Eindringtiefe hoher Frequenzen für diese Anwendung unproblematisch ist.

Das Teknar-Gerät ist ein Pachymeter. Es dient zur Feststellung der Hornhautdicke des Auges. Aufgrund der geringen Schichtdicke ist auch hier ein sehr kurzer Ultraschallpuls und damit eine hohe Mittenfrequenz des Ultraschallsignals notwendig.

Alle Messungen werden mit Signalmittelung durchgeführt. Das faseroptische Hydrophon wird standardmäßig mit 1000 Mittelungen betrieben. Auch für die 40 $\mu$ m-Nadelhydrophone wird wegen der geringen Empfindlichkeit dieses Sensortyps zur Verbesserung des SNR Signalmittelung eingesetzt.

Alle Ultraschallsysteme werden nach dem folgenden Schema analysiert:

1. Zur Berechnung der Druckwerte muß zunächst die akustische Mittenfrequenz ( $f_{awf}$ ) festgestellt werden. Nach Norm IEC 61157 liegt diese Frequenz beim arithmetischen Mittel der Frequenzwerte, für die das Amplitudenspektrum um 3 dB kleinere Werte als das Maximum annimmt.
2. Die Drucktransienten werden im Fokus (Maximum of  $I_{spta}$ ) aufgenommen. Die Fokuslänge  $l_p$  wird bestimmt. Um die Signalform zu vergleichen, werden die Transienten auf den positiven Spitzendruck normiert.
3. Die Pulsbündelbreite im Fokus ( $w_{pb6}$ ) wird bestimmt.
4. Negativer und positiver Spitzendruck ( $p_-$  and  $p_+$ ) werden bestimmt. Das räumliche Maximum der zeitlich gemittelten Intensität ( $I_{spta}$ ), die Gesamtleistung ( $P_{tot}$ ) und die Intensität des ausgehenden Bündel ( $I_{ob}$ ) werden aus den Schallfelddaten berechnet.

### 6.6.2 System 1 (DUB plus 20 MHz)

#### Schritt 1: Bestimmung der akustischen Mittenfrequenz:

Abb. 6-23 zeigt die gemessenen Spektren für zwei 40µm-Nadeln (SN 516 und SN 520) zusammen mit dem Spektrum, das mit dem faseroptischen Hydrophon gewonnen wird (FOH).

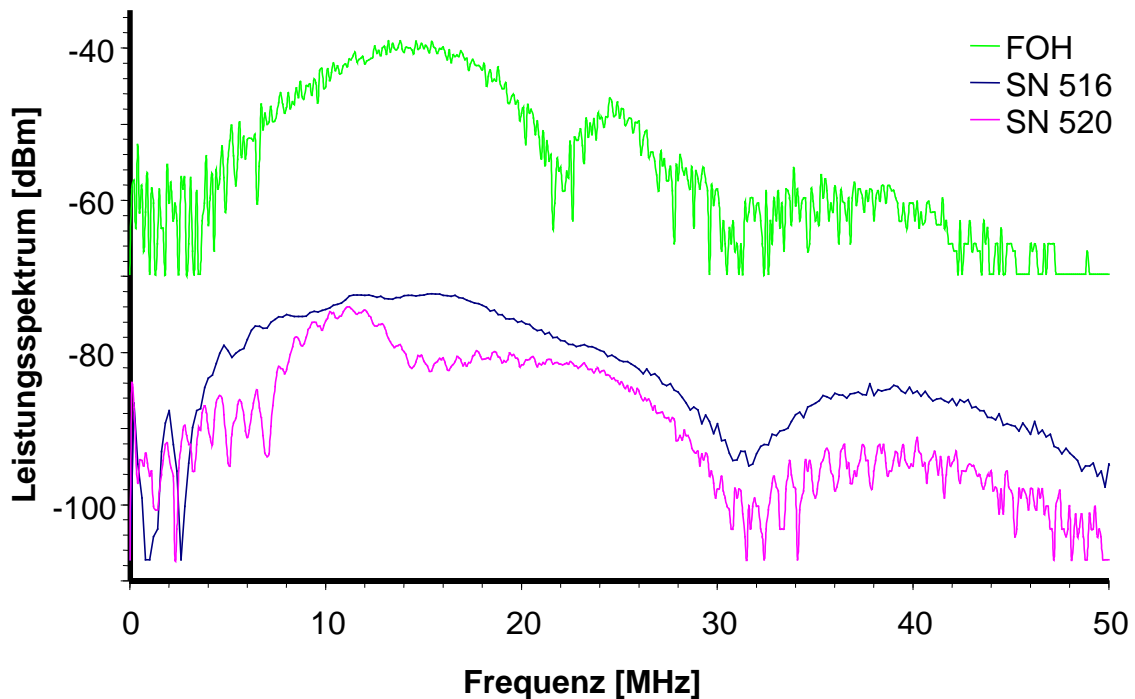


Abb. 6-23 Leistungsspektrum DUBplus 20 aufgenommen mit verschiedenen Hydrophonen

Alle drei Hydrophonsysteme messen ein Breitbandspektrum mit Frequenzkomponenten bis 40 MHz. Da das absolute Signal des faseroptischen Hydrophons wesentlich größer ist (typisch 75mV/MPa) als das der 40 µm- Nadelhydrophone nach dem Vorverstärker (typisch zwischen 1,5 bis 4 mV/MPa), liegt das gesamte Spektrum höher.

Das geringe SNR zeigt sich für das faseroptische Hydrophon an starkem Rauschen. Das Spektrum weist den erwarteten (6.3.3) Einbruch zwischen 20 MHz und 24 MHz auf. Das Spektrum der SN 520-Nadel zeigt im Vergleich zur SN516-Nadel geringere Signalstärken und stärkeres Rauschen sowie eine Verzerrung des Spektrums um 15 MHz. Diese Abweichung wird auf fertigungsbedingte Asymmetrien des Sensorelements und des Nadelschafts zurückgeführt, die zu komplexen Beugungseffekten an der Hydrophonnadel führen.

Wegen dieser Unterschiede im Spektrum weichen die nach IEC 61157 berechneten Mittenfrequenzen  $f_{awf}$  für die verschiedenen Hydrophone stark voneinander ab. Diese Differenz in  $f_{awf}$  wird schließlich aufgrund der frequenzabhängigen Empfindlichkeit der

Nadelhydrophone zu unterschiedlichen Druck- und Intensitätswerten für die verschiedenen Hydrophone führen. Um die Ergebnisse besser vergleichen zu können, wird daher zusätzlich der gewichtete Mittelwert über das gesamte Spektrum berechnet.

Hydrophon	$f_{awf}$	gewichtetes $f$
SN 516	14.0 MHz	18.9 MHz
SN 520	11.1 MHz	17.7 MHz
POFH	14.5 MHz	18.4 MHz

Tab. 6-5  $f_{awf}$  verglichen mit dem gewichteten Mittelwert

Die Werte der gewichteten Mittelwerte liegen erwartungsgemäß dichter beieinander. Die akustischen Parameter werden im Folgenden für beide Frequenzen berechnet. Es ist zu erwarten, daß die mit dem gewichteten Mittelwert errechneten Werte bessere Übereinstimmungen zeigen. Die Resultate für das faseroptische Hydrophon sind davon nicht betroffen, da die Empfindlichkeit nach Beugungskorrektur und Korrektur der Verstärkerkennlinie nicht mehr frequenzabhängig ist.

### Schritt 2: Vergleich der Transienten:

Abb. 6-24 zeigt den Vergleich der Transienten im Fokus des Schallfelds. (räumliches Maximum des Pulsintegrals des quadrierten Schalldrucks  $p_i$ ). Die Amplitude ist auf den positiven Spitzendruck normiert, um die Pulsform zu vergleichen. Die Auswirkung der Entfaltung wird beim Vergleich der Transiente des faseroptischen Hydrophons vor und nach Entfaltung deutlich.

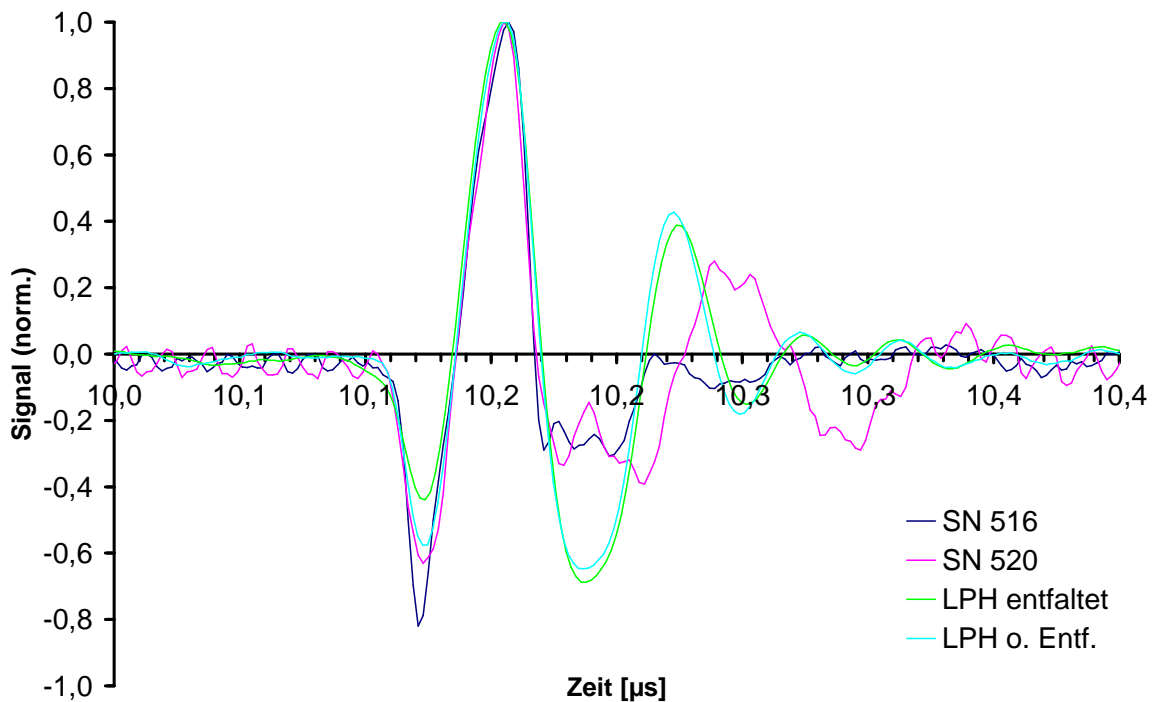


Abb. 6-24 Pulsform DUBplus 20 im Fokus mit verschiedenen Hydrophonen aufgenommen



Die Signalform ist während der ersten 100 ns für alle Hydrophone sehr ähnlich. Es zeigen sich aber folgende Unterschiede:

- a) Die Höhe der ersten negativen Spitze eines Einzelsignals ist von Signal zu Signal unterschiedlich, was zum großen Teil ein Effekt des hohen Rauschens ist. Das Verhältnis zwischen positiven und negativen Druckspitzen wird durch die Entfaltung für das faseroptische Hydrophon verändert, da die positiven und negativen Signalspitzen unterschiedliche Frequenzanteile enthalten. Das hohe Rauschen wird auch zu einer Überschätzung der Intensitätswerte führen, da diese aus dem Pulsquadratintegral berechnet werden.
- b) Die Form der zweiten positiven Signalspitze zeigt für die Messung mit den Nadelhydrophonen eine stark gestörte Form aufgrund von nicht kompensierten und z.T. unsymmetrischen Beugungseffekten, sowie Kavitationseffekten an der Nadelspitze. Dies wird wegen der Integration der Transienten bei der Berechnung der Intensitätsparameter auch zu unterschiedlichen Intensitätswerten führen.
- c) Wegen der in b) beschriebenen Phänomene ist auch die Position, an der maximale Intensitätswerte gefunden werden, für die Hydrophone leicht unterschiedlich. Dieser Effekt wird zur besseren Vergleichbarkeit der Ergebnisse in der Darstellung in Abb. 6-24 kompensiert, ist aber auch ein Grund für leichte Unterschiede in der Pulsform.

Der Fokus wird mit 15.0 mm bei einer wegen c) relativ großen Unsicherheit von 0,5 mm in guter Übereinstimmung mit den Herstellerangaben von 15.2 mm, festgestellt.

**Schritt 3: Bündelbreite im Fokus:**

Die Fokusbündelbreite wird aus den Flächenscans in der Fokusebene ermittelt. Abb. 6-25 zeigt das normierte  $p_i$  für die 3 Hydrophonsysteme in jeweils zwei senkrechten Achsen.

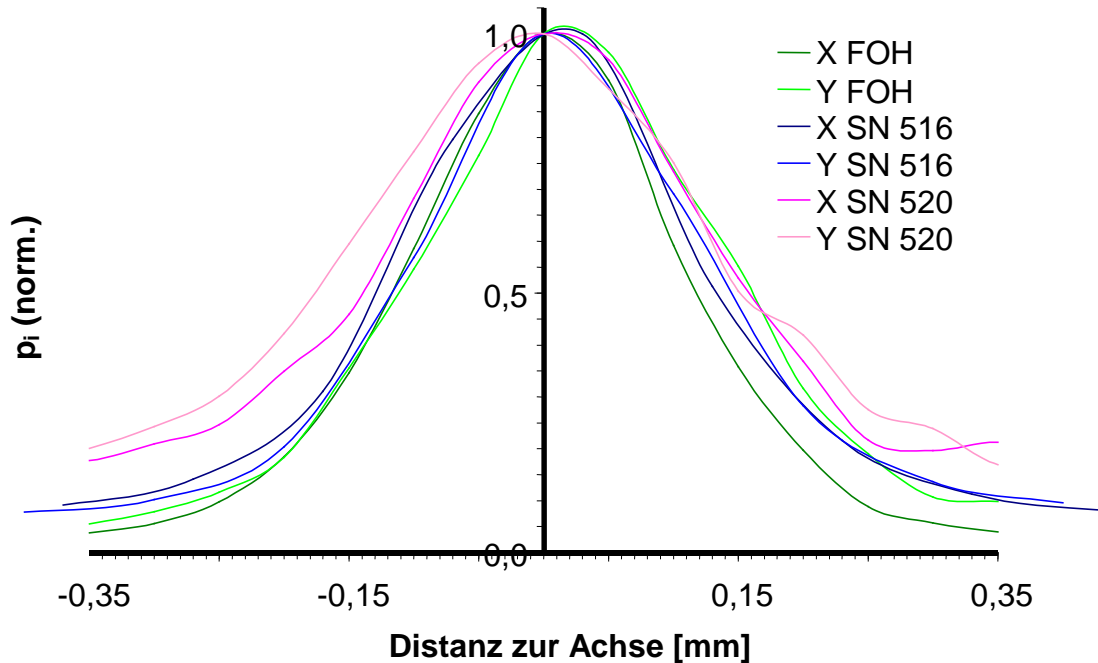


Abb. 6-25 Pulsbündelbreite im Fokus mit verschiedenen Hydrophonen gemessen

Die Ergebnisse der Auswertung der Kurven aus Abb. 6-25 sind in Tab. 6-6 zusammengestellt:

Hydrophon	$W_{pb6} \parallel$	$W_{pb6} \perp$
SN 516	0.26 mm	0.27 mm
SN 520	0.29 mm	0.32 mm
POFH	0.24 mm	0.27 mm

Tab. 6-6 DUB plus 20 MHz Bündelbreite

Das höhere Rauschniveau (in Relation zum Signal) des SN 520 Nadelhydrophons führt zu einem höheren  $p_i$  Grundlevel und resultiert in einem flacheren Abfall des normalisierten  $p_i$  in lateraler Richtung. Dies führt zu größeren Werten der Bündelbreite. Werden die  $-6$ dB-Punkte aus der Differenz des Maximums zum Grundrauschlevel bestimmt, ergeben sich die gleichen Werte für die Bündelbreite im Fokus wie bei den anderen Hydrophonen.

**Schritt 4: Berechnung der akustischen Parameter:**

Wegen der starken Fokussierung ist der Schalldruck direkt vor der Wandlerfläche in Relation zum Fokus sehr gering. Um die Bündelbreite des Ausgangsbündels zu bestimmen, wird daher ein 0.2mm Nadelhydrophon eingesetzt.

Das Ausgangsbündel zeigt eine leicht asymmetrische Form. Die -6dB Bündelbreite wird in zwei zueinander senkrechten Achsen zu 3,75 mm für X und 3,9 mm für Y Richtung bestimmt.

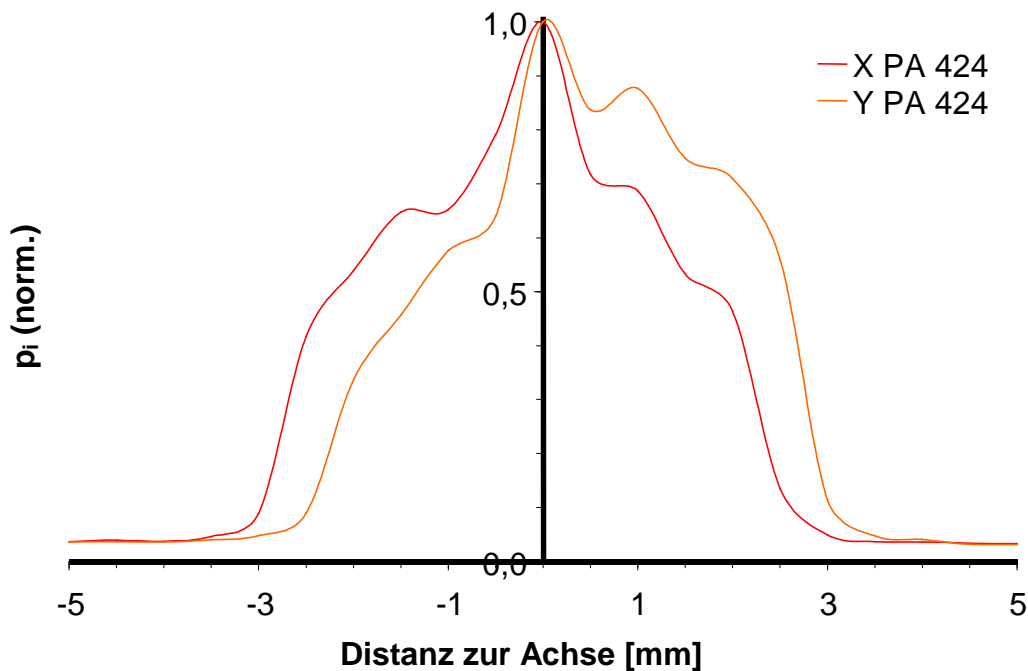


Abb. 6-26 Bündelbreite des Ausgangsbündels

Die Pulsrepetitionsrate prr wird separat gemessen. Aus diesen Werten und der jeweiligen Hydrophonempfindlichkeit werden dann die akustischen Parameter  $p_+$ ,  $p_-$ ,  $I_{spta}$ ,  $P_{tot}$  und  $I_{ob}$  berechnet.

Für das DUB-System hatte nur die eingestellte Eindringtiefe einen Einfluß auf die akustischen Parameter (über die Puls-Wiederholfrequenz prr). Die minimale Eindringtiefe von 1 mm erzielt die höchste prr und damit maximales  $I_{spta}$ ,  $P_{tot}$  und  $I_{ob}$ .

Hydrophon Parameter	SN 516	SN 520	POFH	SN 516	SN 520
Frequenz $f_{awf}$ [MHz]	14.0	11.1	14.5	---	---
gewichtete Frequenz $f$ [MHz]	---	---	18.4	18.9	17.7
Maximum pos. Druck $p_+$ [MPa]	2.80	1.66	4.30	3.52	3.67
Maximum neg. Druck $p_-$ [MPa]	2.28	1.08	2.9	2.88	2.39
Intensität $I_{spta}$ [mW/cm <sup>2</sup> ]	13.6	6.2	35.5	21.8	30.4
Fokus $l_p$ [mm]	15.4	15.0	14.9	15.4	15.0
Gesamtleistung $P_{tot}$ [mW]	< 0.04	< 0.04	< 0.05	< 0.07	< 0.19
Intensität des Ausgangsbündels $I_{ob}$ [mW/cm <sup>2</sup> ]	< 0.13	< 0.13	< 0.16	< 0.22	< 0.6
Bündelbreite im Fokus $w_{pb6} \parallel$ [mm]	0.26	0.29	0.24	0.26	0.29
$w_{pb6} \perp$ [mm]	0.27	0.32	0.27	0.27	0.32
Puls-Wiederholfrequenz $prf$ [Hz]	1113	1113	1113	1113	1113

Tab. 6-7 Schallfelddaten DUB plus 20

Wegen der geringen  $prf$  und der kurzen Pulslänge sind die Werte für  $P_{tot}$  and  $I_{ob}$  sehr klein. Alternativ zum Integrieren der Hydrophonmessungen über die Fläche kann die Gesamtleistung mit einer Schallstrahlungskraftwaage bestimmt werden. Besonders wegen des relativ hohen Rauschens und der Kalibrierfehler ist die Messung mittels Schallkraftwaage mit deutlich kleineren Fehlern behaftet.

Zum Vergleich der Sensoren wird aber trotzdem die Methode des Flächenintegrals herangezogen. Wegen des Rauschens, das zu einer Überschätzung des Pulsintegrals und damit der Leistung führt, sind die angegebenen Werte nach oben abgeschätzte Grenzen. Wie erwartet stimmen die Parameter  $p_+$ ,  $p_-$  and  $I_{spta}$  für die gewichtete Frequenzbestimmung besser überein als die mit  $f_{awf}$  bestimmten.

Die Werte der faseroptischen Messung sind durch die Änderung in der Frequenzbestimmung nicht betroffen, da nach Entfaltung die Frequenzabhängigkeit der Empfindlichkeit beseitigt ist.

Die Abweichungen für die Druck- und Intensitätswerte der verschiedenen Hydrophonmessungen haben folgende Ursachen:

- a) Wie in Schritt 1 beschrieben, führen die verschiedenen Werte für die Mittenfrequenz zu unterschiedlichen Werten für  $p_-$ ,  $p_+$  und  $I_{\text{spta}}$ .
- b) Die Intensitätswerte differieren aufgrund der unterschiedlichen Signalform (in Schritt 2 beschrieben).
- c) Der räumliche Mittelungseffekt der Nadelhydrophone ist wegen 64-fach größeren sensitiven Fläche wesentlich größer. Das führt bei fokussierten Feldern zu einer Unterschätzung der Druckwerte. Dementsprechend sind die Nadelhydrophonwerte für  $p_-$  und  $p_+$  kleiner als die mit der faseroptischen Messung bestimmten Werte.

Für alle Parameter, die aus der Druckmessung abgeleitet werden, müssen die Fehler aus der jeweiligen Kalibrierung berücksichtigt werden. Im Rahmen der Fehlergrenzen stimmen die Parameter gut überein.

### 6.6.3 System 2 (DUB plus 50 MHz)

#### Schritt 1: Bestimmung der akustischen Mittenfrequenz:

Für die Messungen am DUB *plus* 50 MHz Schallkopf stand nur eines des 40  $\mu\text{m}$  Hydrophone zur Verfügung (SN 520). In Abb. 6-27 ist der Vergleich der Leistungsspektren aufgenommen mit dem faseroptischen Hydrophon und dem 40  $\mu\text{m}$  Nadelhydrophon dargestellt.

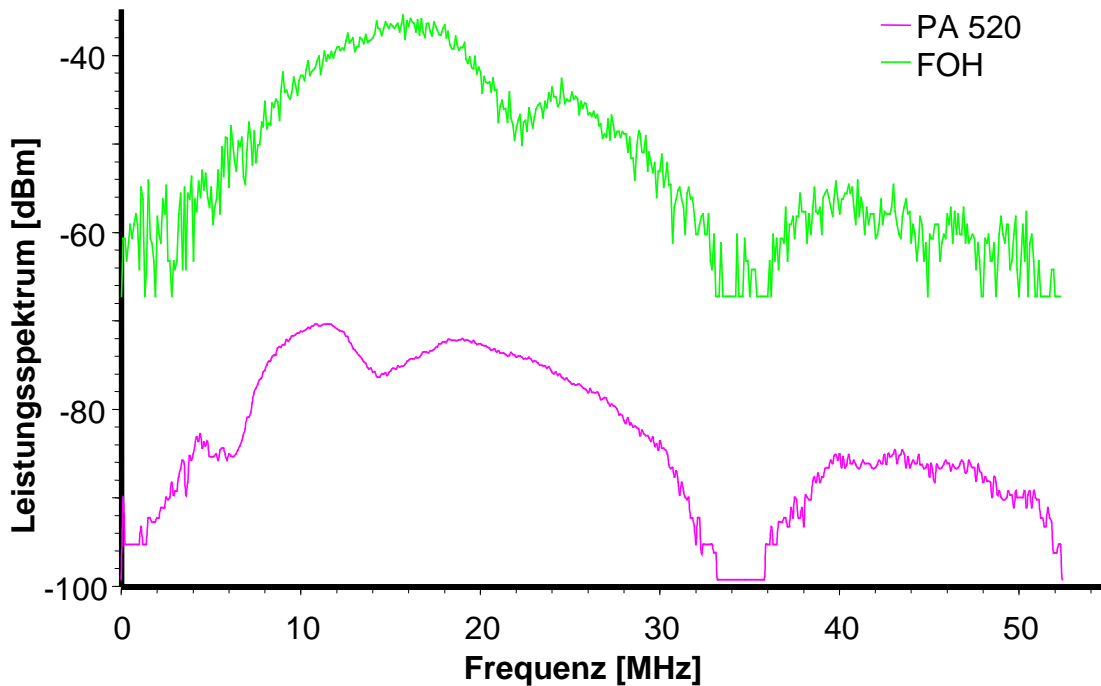


Abb. 6-27 Leistungsspektrum DUBplus 50, aufgenommen mit faseroptischem und piezoelektrischem Hydrophon

Die Form des Spektrums ähnelt stark der des DUB*plus* 20-Systems Abb. 6-23, so daß die generellen Anmerkungen zum Spektrum Abb. 6-23 auch hier gelten. In Abb. 6-27 ist deutlich erkennbar, daß die Mittenfrequenz weit von dem spezifizierten Wert von 35 MHz entfernt ist.

Das könnte durch den Anregungspuls verursacht sein, der eventuell nicht ausreichend kurz ist, bzw. nicht auf die Mittenfrequenz von 35 MHz abgestimmt ist. Ein weiterer Aspekt ist, daß die Mittenfrequenz vom Hersteller im Puls/Echo-Verfahren bestimmt worden ist, so daß das reflektierte Signal durch die Empfangscharakteristik des Schallkopfes bandpaßgefiltert wird.

Die Mittenfrequenz und der gewichtete Mittelwert des Spektrums sind:

Hydrophon	$f_{awf}$	Weighted f
SN 520	16.2 MHz	19.7 MHz
FOH	15.4 MHz	20,1 MHz

Tab. 6-8 Mittenfrequenz und gewichtetes Mittel des Spektrums für DUBplus 50

**Schritt 2: Vergleich der Transienten:**

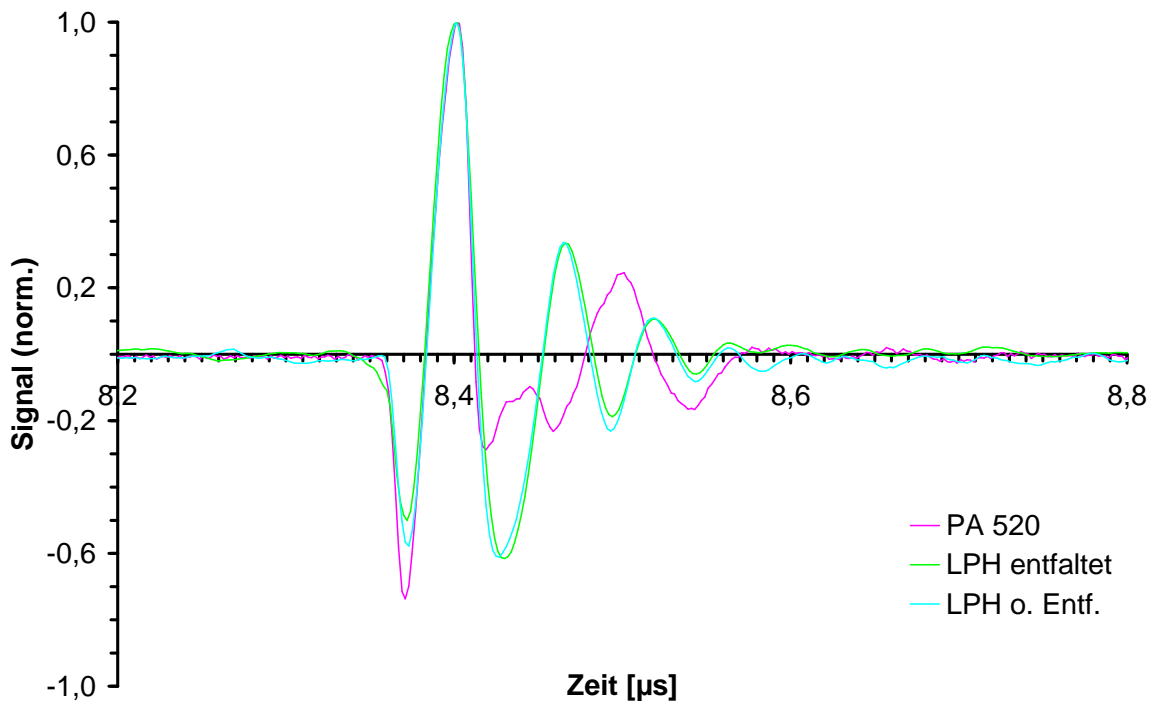


Abb. 6-28 Pulsform DUBplus 50 im Fokus mit verschiedenen Hydrophonen aufgenommen

Die Pulsformen stimmen für die positiven Druckspitzen gut überein. Es gelten die gleichen Anmerkungen wie für die den Transienten des 20 MHz-Schallkopfes des DUB-Systems. Die Abweichung in der Pulsform führt auch hier zu leicht unterschiedlichen Werten für den Fokusabstand. Der Mittlere Wert beider Messungen ist 12.37 mm. Dies stimmt gut mit der Herstellerangabe von 12.5 mm überein.

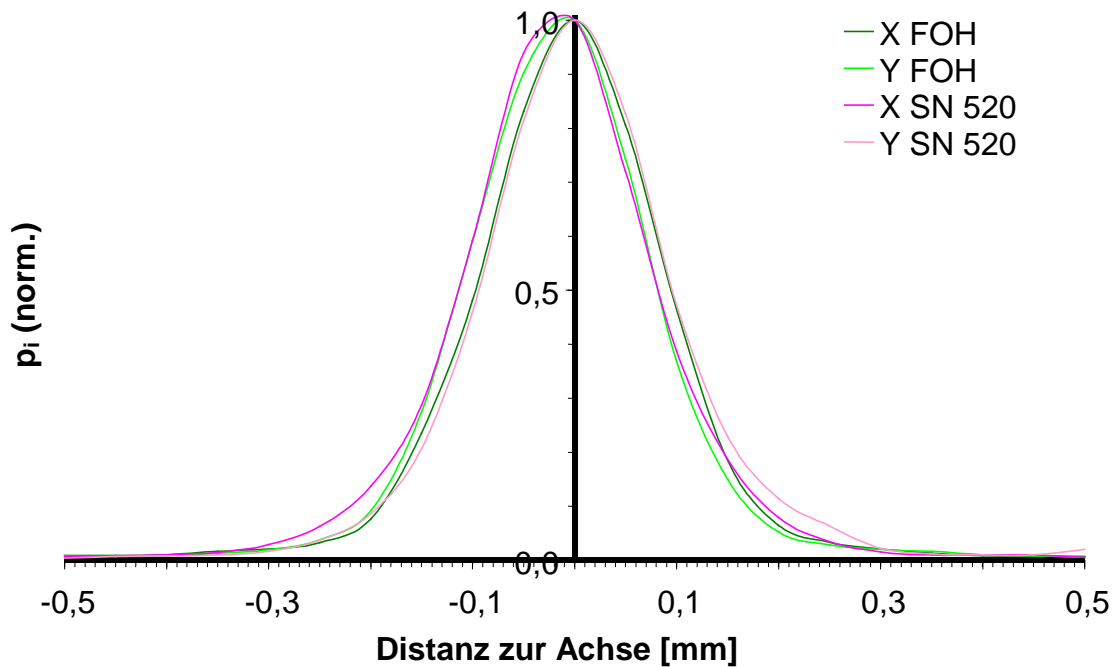
**Schritt 3: Bündelbreite im Fokus:**

Abb. 6-29 Pulsbündelbreite im Fokus DUBplus 50

Die Ergebnisse:

Hydrophone	$W_{pb6} \parallel$	$W_{pb6} \perp$
SN 520	0.2 mm	0.2 mm
FOH	0.2 mm	0.2 mm

Tab. 6-9 DUB plus 50 Pulsbündelbreite im Fokus

Wegen der höheren Signalamplituden ist der Einfluß des Rauschens bei der Messung mit der SN 520 Nadel geringer, und die Ergebnisse der beiden Hydrophonsysteme stimmen gut miteinander überein.

**Schritt 4: Berechnung der akustischen Parameter:**

Die Messung der Bündelbreite des Ausgangsbündels ist in unmittelbarer Nähe des Schallkopfes durch einen konstruktionsbedingten Umstand verhindert: Die Kante des Wandlergehäuses steht einige mm vor, so daß die Sensorspitze nicht frei von der Wandlerfläche manövriert werden kann. Zur Berechnung der Intensität des Ausgangsbündels wird daher die Herstellerangabe für die Größe des aktiven Elements benutzt.



Hydrophon Parameter	SN 520	FOH	SN 520
Frequenz $f_{awf}$ [MHz]	16.2	15.4	---
gewichtete Frequenz $f$ [MHz]	---	20.1	19.7
Maximum pos. Druck $p_+$ [MPa]	7.91	5.84	7.51
Maximum neg. Druck $p_-$ [MPa]	5.73	3.90	5.44
Intensität $I_{spta}$ [mW/cm <sup>2</sup> ]	96	53.5	86
Fokus $I_p$ [mm]	12.41	12.32	12.41
Gesamtleistung $P_{tot}$ [mW]	< 0.06	< 0.03	< 0.05
Intensität des Ausgangsbündels $I_{ob}$ [mW/cm <sup>2</sup> ]	< 0.29	< 0.11	< 0.15
Bündelbreite im Fokus $w_{pb6}$ [mm]	0.2	0.195	0.2
$w_{pb6}^\perp$ [mm]	0.195	0.2	0.195
Puls-Wiederholfrequenz $prr$ [Hz]	993	993	993

Tab. 6-10 Schallfelddaten DUB plus 50

Da die Empfindlichkeiten des SN 520-Hydrophons zwischen der Mittenfrequenz und der “gewichteten Frequenz” nur um 5% voneinander abweichen, ergeben sich nur kleine Unterschiede für die abgeleiteten Parameter für  $f_{awf}$  und den gewichteten Mittelwert des Spektrums.

Die mit dem faseroptischen Hydrophon gemessenen/berechneten Werte sind signifikant kleiner als die Nadelhydrophonwerte. Hier kommt der schon bei den Vergleichsmessungen der Hydrophonkalibrierungen festgestellte Bandpaßeffect des optischen Detektors zum Tragen, der in Bereich von 20 MHz – 24 MHz deutliche Abweichungen von der nominellen Verstärkung zeigt. Die Druckwerte werden daher für diese Frequenzanteile um 30% bis 50 % unterschätzt. Kompensiert man diesen Effekt rechnerisch, kommt man zu höheren Werten für Druck und Intensität als mit dem Nadelhydrophon. Dies entspricht dann der Erwartung wegen der kleineren Sensorfläche und damit der geringeren räumlichen Mittelung.

### 6.6.4 System 3 (Teknar)

Das dritte getestete Ultraschallsystem ist ein Pachymeter. Dieser Gerätetyp wird zur Dickenmessung der menschlichen Hornhaut am Auge eingesetzt. Die zu diesem Zweck benutzten Schallköpfe haben die Besonderheit, daß sie mit einer Plexiglasvorlaufstrecke ausgestattet sind. Diese ist nötig, um das Cornea-Eintrittsecho erkennen zu können, das bei direktem Aufsetzen des Wandlers auf das Auge im Sendeartefakt des Ultraschallgebers verschwinden würde.

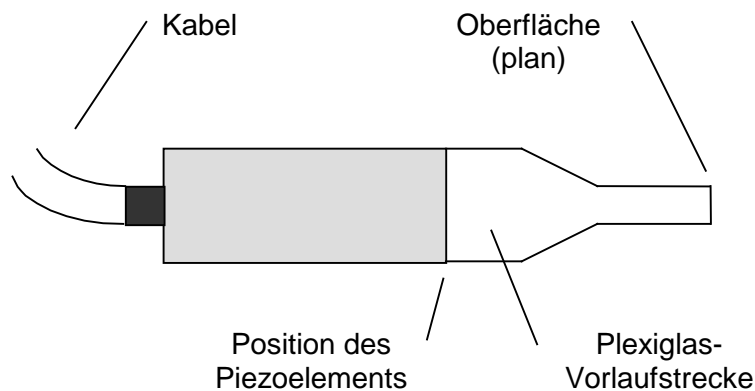


Abb. 6-30 Schematische Darstellung des Pachymeter-Schallkopfes

Die Oberfläche der Plexiglasvorlaufstrecke ist eben. Da keine Fokussierung vorgenommen wird, sind die höchsten Druckwerte nah an der Oberfläche zu erwarten. In unmittelbarer Nähe zu der Plexiglasoberfläche zeigt das faseroptische Hydrophon sehr großes, niederfrequentes (bis 500 kHz) Rauschen, das deutlich über dem normalen Grundrauschen liegt. Dieses Rauschen wird auch ohne Ultraschalleinwirkung und vor andern ebenen Glas- und Plexiglasflächen gemessen.

Daraus wird geschlossen, daß es sich bei dem Rauschen um Störungen handelt, die durch reflektiertes Licht verursacht werden, welches wieder in die Faser einkoppelt. Um zu beurteilen, ob es sich um eine plausible Erklärung handelt, wird die Größe des postulierten Effektes wie folgt abgeschätzt:

Laser-Leistung (Diode)	≈ 30 mW	
Eingekoppelte Leistung (Faser)	≈ 20 mW	(70 % Effizienz)
Leistung am Sensor:	≈ 10 mW	(3dB-Koppler)
Statische Reflexion:	≈ 0.025 mW	(0.25 % Glas / Wasser)
Signal bei 1 MPa peak to peak	≈ 125 nW	( $\Delta R = 5 \cdot 10^{-6} / \text{MPa}$ )
Transmission am Sensor	≈ 9.975 mW	

Wenn nur 1% des an der Grenzfläche Faser/Wasser transmittierten Laserlichts an der Wandleroberfläche reflektiert wird, genügt eine Einkoppeleffizienz in die Faser von nur 0,1% für das reflektierte Licht, um ein 1 MPa äquivalentes Störsignal zu erzeugen.

Diese Abschätzung stützt die oben genannte Vermutung. Das niederfrequente Rauschen wird mit einer Hochpaßfilterung eliminiert. Die gemessenen Signale zeigen trotzdem starke Schwankungen. Wegen der Positionsänderungen während des Scannens des Schallfeldes verändert sich die in die Faser zurück eingekoppelte Lichtleistung und damit die Lichtleistung in der Faser.

Um diese Probleme zu umgehen, wird die Faser für diese Messung mit streifendem Einfall benutzt (s. 6.3.3). Das Schallfeld des Pachymeters ist nicht fokussiert, so daß für das gesamte Schallfeld in guter Näherung angenommen werden kann, daß die Ausbreitungsrichtung der Wellenfronten parallel zur Faserendfläche verläuft.

**Schritt 1: Bestimmung der akustischen Mittenfrequenz:**

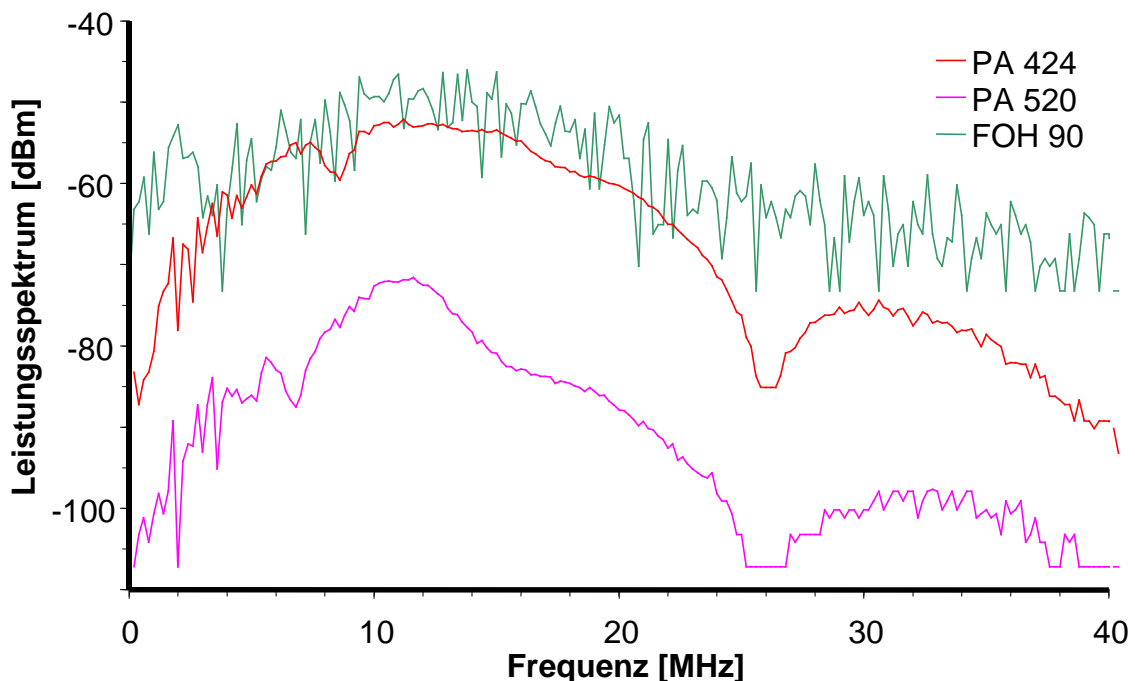


Abb. 6-31 Leistungsspektrum Pachymeter Teknar mit verschiedenen Hydrophonen aufgenommen

Das Spektrum, das mit dem SN 520-Nadelhydrophon aufgenommen wird, zeigt die aus Abb. 6-23 bekannte Verzerrung um 12 MHz. Das Spektrum der faseroptischen Messung mit streifendem Einfall (FOH 90) ist aufgrund der geringen Signalamplituden stärker verrauscht als bei den Messungen an den dermatologischen Geräten. Prinzipiell kann das durch höhere Mittelungszahlen kompensiert werden. Davon ist hier aber abgesehen worden, um die Vergleichbarkeit zu den vorherigen Messungen beizubehalten. Um einen Vergleich zu

konventioneller Meßtechnik herzustellen, werden die Messungen am Pachymeter nicht nur mit dem 40µm-Nadelhydrophon sondern auch mit einem 0,2mm Nadelhydrophon verglichen.

Hydrophon	$f_{awf}$	gewichtet f
SN 424	11.6 MHz	13.7 MHz
SN 520	11.4 MHz	13.6 MHz
FOH 90	14.0 MHz	16.8 MHz

Tab. 6-11 austische Mittenfrequenz  $f_{awf}$  Pachymeter Teknar

Der hohe Rauschanteil über die gesamte Bandbreite der faseroptischen Messung verursacht die Verschiebung der gewichteten Frequenz zu höheren Werten im Vergleich zu den piezoelektrischen Hydrophonmessungen. Wie bereits erläutert beeinflusst dies aber nicht die Bestimmung der Druck- und Intensitätswerte.

### Schritt 2 : Vergleich der Transienten:

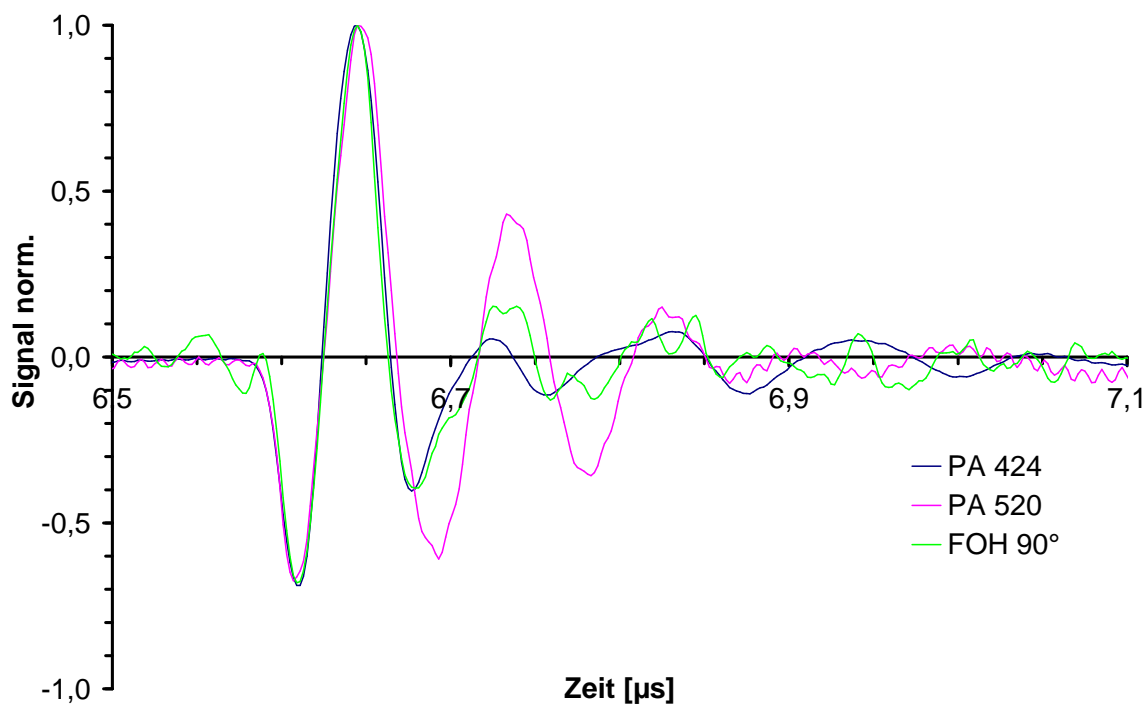


Abb. 6-32 Transienten Teknar Pachymeter

Das normierte Zeitsignal zeigt sehr gute Übereinstimmung für die 3 Transienten in der ersten negativen und der ersten positiven Spitze. Bei der zweiten negativen Spitze wirkt sich die größere Fläche des 0,2mm Nadelhydrophons aus: Die Beugungswelle der Nadelkante wird über eine größere Fläche gemittelt und stört daher die Transiente deutlich weniger, während das Signal der kleineren Nadel stärker durch die (asymmetrisch über die Hydrophonfläche laufende) Beugungswelle gestört wird.

Auf dem Signal des SN 520-Hydrophons kann man außerdem eine Hochfrequenzstörung erkennen (77,5 MHz). Durch weitere Messungen konnte ausgeschlossen werden, daß die Quelle dieses Störsignals in der Meßanordnung oder dem Labor lag. Aufgrund des optischen Meßprinzips fängt das faseroptische Hydrophon dieses Signal nicht auf.

Wegen der planen Fläche des Schallwandlers (Plexiglasoberfläche) sind die Werte für das  $p_i$  größer, je dichter sich das Hydrophon vor der Plexiglasfläche befindet. Die Meßdistanz zur Ermittlung der abgeleiteten Parameter ist die kleinste Distanz, bei der eine Beschädigung der Nadelhydrophone ausgeschlossen werden kann. Das so gewonnene Signal liegt  $6,59\mu\text{s}$  nach dem Triggerereignis (elektrische Anregung des Wandlerelements). Wegen der Vorlaufstrecke ist die Strecke zwischen Hydrophon und Plexiglasoberfläche deutlich kleiner als die für  $6,59\mu\text{s}$  Laufzeit in Wasser anzunehmende Strecke. Die tatsächliche Distanz wird daher aus dem Echo der Hydrophonnadel über das Pachymeter bestimmt. Der Wert ist  $1,2\ \mu\text{s}$  entsprechend  $0,9\ \text{mm}$ .

### **Schritt 3: Bündelbreite im Fokus:**

Der Fokusabstand wird mit der geringst möglichen Meßentfernung angegeben. Daher sind in diesem Fall die Fokusbündelbreite und die Breite des Ausgangsbündels identisch.

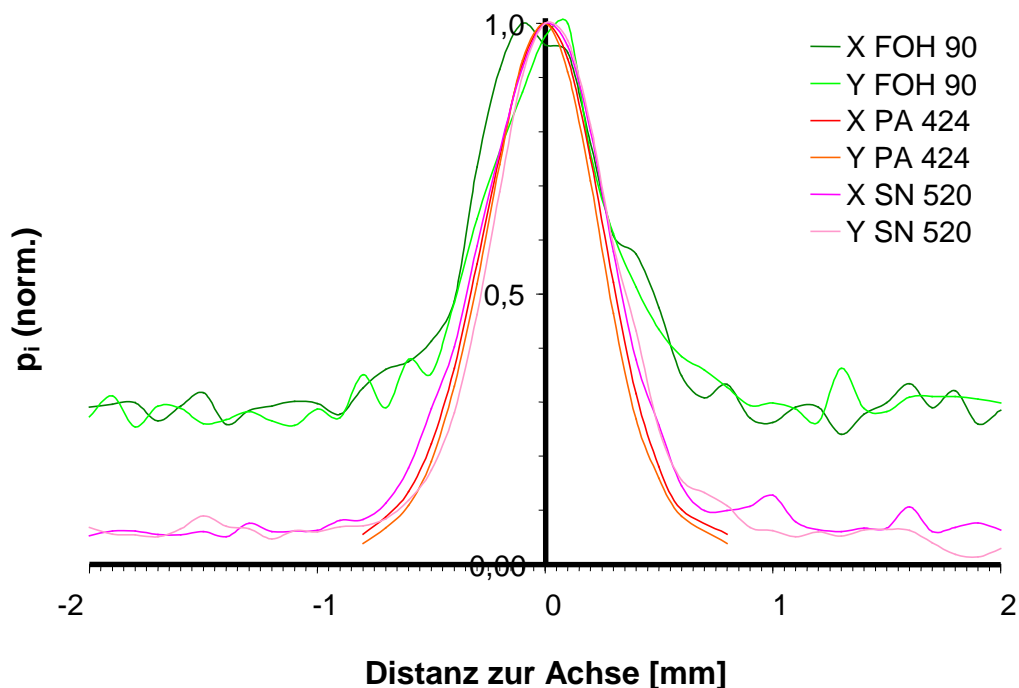


Abb. 6-33 Pulsbündelbreite Pachymeter

Erwartungsgemäß zeigt die faseroptische Messung ein hohes Grundrauschen. Wie schon für das DUB plus 20 MHz-System erläutert, führt das hohe Grundrauschen zu größeren Werten für die Bündelbreite.

Hydrophon	$W_{pb6} \parallel$	$W_{pb6} \perp$
SN 424	0.63 mm	0.59 mm
SN 520	0.68 mm	0.64 mm
FOH 90	0.90 mm	0.84 mm

Tab. 6-12 Pulsbündelbreite im Fokus PachymeterTeknar

**Schritt 4: Berechnung der akustischen Parameter:**

Hydrophon Parameter	SN 424	SN 520	FOH 90°	SN 424	SN 520
Mittenfrequenz $f_{awf}$ [MHz]	11.6	11.4	14.0	---	---
gewichtete Frequenz $f$ [MHz]	---	---	16.7	13.7	13.6
Maximum pos. Druck $p_+$ [MPa]	1.1	0.69	0.86	1.0	0.87
Maximum neg. Druck $p_-$ [MPa]	0.75	0.48	0.63	0.72	0.60
Intensität $I_{spta}$ [mW/cm <sup>2</sup> ]	3.39	1.9	2.9	3.18	3
Fokus $l_p$ [mm]	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9
Gesamtleistung $P_{tot}$ [mW]	< 0.02	< 0.01	< 0.3	0.02	< 0.02
Intensität des Ausgangsbündels $I_{ob}$ [mW/cm <sup>2</sup> ]	< 1.7	< 0.9	< 2.6	< 1.7	< 1.7
Fokus Bündelbreite $w_{pb6} \parallel$ [mm]	0.63	0.68	0.90	0.63	0.68
$w_{pb6} \perp$ [mm]	0.59	0.64	0.84	0.59	0.64
Puls-Wiederholffrequenz $p_{rr}$ [Hz]	1320	1320	1320	1320	1320

Tab. 6-13 Schallfelddaten Pachymeter Teknar

Die Werte für  $p_-$ ,  $p_+$  und  $I_{spta}$  stimmen im Rahmen der Fehlergrenzen gut überein. Wegen des unfokussierten Feldes kommt es hier nicht zu einer Unterschätzung des Spitzendrucks aufgrund der größeren sensitiven Fläche der Nadelhydrophone.

### **6.6.5 Diskussion der Vergleichsmessungen an Ultraschall diagnostiksystemen**

Die an allen drei Systemen mit dem faseroptischen Hydrophon festgestellten akustischen Parameter stimmen im Rahmen der Fehlergrenzen gut mit den Werten überein, die mit kalibrierten piezoelektrischen Hydrophonen gemessen werden.

Dies bestätigt die Kalibriermethode des faseroptischen Hydrophons zusätzlich. Die Pulsform wird durch das faseroptische Hydrophon wegen der Beugungskorrektur und der exakten Symmetrie der Sensorgeometrie besser wiedergegeben als mit piezoelektrischen Nadelhydrophonen. Insgesamt zeigen die Messungen die Tauglichkeit des faseroptischen Hydrophons (in der Bauart nach Trier et. al) für die Messung akustischer Parameter an diagnostischen Ultraschallsystemen.

## 7 Diskussion

Das Konzept von Eisenmenger und Staudenraus für die piezooptische Messung von Ultraschallsignalen mit Hilfe einer Lichtleitfaser wird durch Trier et al. durch die Benutzung von Monomode-Lichtquellen und Monomode-Fasern erweitert. Damit wird die Ortsauflösung und die Messung hoher Frequenzen verbessert, da die Monomode-Lichtleitfaser einen 10fach kleineren Kerndurchmesser hat als die Multimode-Faser.

Ein solcher piezooptischer Drucksensor nach Trier et al. wird aufgebaut. Die theoretische Behandlung der Welleneffekte an der Faser im Schallfeld werden anhand des Modells eines Kolbenschwingers in einer unendlich ausgedehnten schallharten Fläche [Krü 00] nachvollzogen. Der effektive Radius des Fasersensors liegt für Frequenzen oberhalb von 10 MHz bei Werten zwischen dem Fasermantel ( $62,5 \mu\text{m}$ ) und dem Faserkern ( $2,5 \mu\text{m}$ ) und ist damit kleiner als bei jedem piezoelektrischen Hydrophon. Für Einfallswinkel von  $90^\circ$  wird eine Transferfunktion von konstant 1 vorhergesagt, was bedeutet, daß bei streifendem Einfall der Schallwelle zur Faser, keine Beugungskorrektur der Drucksignale stattfinden muß.

Die Beugungsrechnung nach Krücker [Krü 00] wird experimentell überprüft. Dabei wird die Sensorfläche der Monomode-Faser als punktförmig angenommen. Die aus dem Modell berechnete Richtcharakteristik wird für die meisten Frequenzen gut bestätigt. Auch der Spezialfall des streifenden Einfalls, für den keine Beeinflussung der Transiente durch die Welleneffekte an der Faserendfläche vorhergesagt wird, wird experimentell bestätigt.

Die Abweichungen, die sich bei den Messungen der Richtcharakteristik zeigen, sind nicht auf die Näherung eines punktförmigen Sensors zurückzuführen. Vielmehr ist das Modell für bestimmte Winkel nicht ausreichend, da die akustische Wellenausbreitung in der Faser im Modell vernachlässigt wird.

Das Signal-Rausch-Verhältnis des Systems wird experimentell untersucht und bestätigt die theoretischen Überlegungen zu den Rauschquellen und ihren Beiträgen zum Gesamtrauschen. Hier liegen Ansätze zur weiteren Optimierung des Systems im Hinblick auf das Signal-Rausch-Verhältnis.

Verschiedene Aufbauten des faseroptischen Hydrophons werden durch Messung an einem fokussierten Ultraschallwandler getestet. Modifikationen werden vorgenommen, um das Signal-Rausch-Verhältnis zu optimieren. Dabei sind auswertbare Ergebnisse nur zu erreichen, wenn Signalmittelung eingesetzt wird. Dies ist aber kein prinzipieller Nachteil der faseroptischen Messung, da auch die kleinsten piezoelektrische Sensoren ( $40\mu\text{m}$  Sensor-Durchmesser) für geringe Signalamplituden Signalmittelung benötigen. Die Verlängerung der



Meßzeit durch die Mittelung der Signale ist ein akzeptabler Nachteil im Verhältnis zu der Verbesserung der Ortsauflösung und Bandbreite.

Die Frequenzabhängigkeit der relativen Empfindlichkeit wird durch die Entfaltung mit der Transferfunktion aus der Beugungsrechnung nach [Krü 00] korrigiert. Um absolute Druckwerte mit dem faseroptischen Hydrophon zu bestimmen, muß die sogenannte statische Empfindlichkeit des Systems festgestellt werden.

Bisherige Methoden zur statischen Kalibrierung des faseroptischen Hydrophons liefern nur einen groben Schätzwert der Empfindlichkeit, was für die Anwendung der faseroptischen Messung an Stoßwellensystemen ausreichend ist. Bei diesen Methoden wird die Empfindlichkeit zum einen systematisch falsch geschätzt, zum anderen sind auch die methodisch bedingten Fehlergrenzen zu hoch.

Um das piezooptische Faserhydrophon für diagnostische Ultraschallfelder einzusetzen, muß die Kalibrierung verbessert werden, damit die Fehlergrenzen eingehalten werden, wie sie bei der Referenzkalibrierung von piezoelektrischen Hydrophonen typisch auftreten. Die piezooptische Konstante des Wassers, die die Relation von Brechungsindexänderung zu Druckänderung angibt, ist mit einer Unsicherheit von 10% dominierend für Fehlergrenzen der piezooptischen Schalldruckmessung. Der Fehler aus der Korrektur der Verstärkerkennlinie liegt bei 3%. Wegen dieser systematisch bedingten, hohen Unsicherheit müssen die Fehler aus der statischen Kalibrierung minimiert werden, um den Gesamtfehler unterhalb der Fehlergrenzen piezoelektrischer Hydrophone zu halten.

Die neue Kalibrieremethode ist die Anwendung des physikalischen Reflexionsgesetzes an der Grenzfläche Faserkern/Wasser. Zunächst wird der effektive Brechungsindex der Lichtleitfaser experimentell bestimmt. Danach wird die statische Kalibrierung des faseroptischen Hydrophons mit nur einem experimentell zu ermittelnden Meßwert (statische Reflexion an Wasser) durchgeführt. Der Fehler der statischen Kalibrierung nach der neuen Methode liegt bei Berücksichtigung des Crosstalks im Faserkoppler unter 1%. Unter Einbeziehung der zusätzlichen Fehler durch die Korrektur der Verstärkerkennlinie von 3,5% liegt die obere Abschätzung für die Unsicherheit der Druckbestimmung mit dem piezooptischen Faserhydrophon für die gesamte Bandbreite bei 11%.

Neben der höheren Genauigkeit bietet das neue Verfahren zur statischen Kalibrierung auch wesentliche praktische Vorteile:

Der Kalibriervorgang ist wesentlich einfacher und kann nicht nur vor und nach jedem Meßgang, sondern auch während des Meßablaufs durchgeführt werden. Empfindlichkeitsänderungen werden dann unmittelbar bei der Messung festgestellt.

Die Messung der Druckverteilung in Ultraschallfeldern mit dem faseroptischen Hydrophon erfolgt in vier Schritten:

- 1) Statische Kalibrierung des Systems
- 2) Aufnahme der Transiente
- 3) Korrektur der Frequenzabhängigkeit (Entfaltung mit Beugungskorrektur nach [Krü 00] und Korrektur aus Verstärkerkennlinie)
- 4) Umrechnung der Spannungswerte in Druckwerte mit Hilfe der statischen Kalibrierung aus 1)

Mit Hilfe der Schockwellentechnik wird das faseroptische Hydrophon mit kalibrierten piezoelektrischen Hydrophonen verschiedener Bauart bis 40 MHz verglichen. Im Rahmen der Gesamtunsicherheit der Messung zeigen sich sehr gute Übereinstimmungen der ermittelten Schalldrücke aus der faseroptischen Messung mit den Werten der extern kalibrierten Hydrophone. Abweichungen des faseroptischen Hydrophons können auf das Verhalten des optischen Detektors zurückgeführt werden und stehen nicht im Widerspruch zu den theoretischen Überlegungen.

Um den Einfluß systematischer Fehler der Vergleichsmessungen abzuschätzen, wird ein 40 µm-Nadelhydrophon auf diese Weise gegen das faseroptische Hydrophon und anschließend vom NPL, London unabhängig kalibriert. Die Abweichungen der Empfindlichkeitswerte sind maximal 3%, was die Genauigkeit der neuen Kalibrieremethode für das piezooptische Faserhydrophon bestätigt.

Wegen der Unsicherheit der piezooptischen Konstante ist die Kalibrierung des faseroptischen Hydrophons mit einer systematischen Unsicherheit von 10% behaftet. Dazu kommt die Unsicherheit durch die Korrektur der Detektoreigenschaften (3%) und die Unsicherheit der statischen Kalibrierung von 1% (nach oben abgeschätzt). Andere Fehlerquellen, wie sie durch Positionierung in einem bekannten Schallfeld bei Kalibrierung mittels Referenzhydrophonen entstehen, treten nicht auf. Zudem kann die Kalibrierung schnell und einfach durchgeführt werden. Die Unsicherheit von insgesamt 11% für die Empfindlichkeit liegt im gleichen Bereich wie die Unsicherheit externer Kalibrierungen an Referenzhydrophonen.

Mit Hilfe der Schockwellentechnik wird für ein unfokussiertes Schallfeld auch bestätigt, daß bei streifendem Einfall keine Entfaltung der Signale des faseroptischen Hydrophons notwendig ist. Aufgrund der theoretisch nicht berücksichtigten Einflüsse der Zylinderform der Faser auf das Schallfeld ist dieses Ergebnis aber nicht auf stark fokussierte Ultraschallfelder übertragbar.

Die grundsätzliche Tauglichkeit des Sensors zur Messung großer Schalldrücke wird bei Messungen an einem Lithotripter bestätigt.

Ein auf Langzeitstabilität optimiertes System wird an verschiedenen diagnostischen Ultraschallsystemen erprobt. Diese Ergebnisse werden mit Messungen verglichen, die mit kalibrierten, piezoelektrischen Nadelhydrophonen durchgeführt werden. Die akustischen Parameter, die mit den verschiedenen Techniken gemessen werden, stimmen gut überein.

Insgesamt zeigt sich aus den Vergleichsmessungen, daß das faseroptische Hydrophon mit dieser Kalibriermethode vergleichbare Genauigkeit wie piezoelektrische Hydrophone erreicht. Durch die wesentliche Verbesserung der Kalibrierung ist das faseroptische Hydrophon basierend auf dem piezooptischen Effekt mit der neuen Kalibriermethode auch für die Messung diagnostischer Ultraschallfelder geeignet.

Darüber hinaus zeigen sich die Vorteile des Systems durch Frequenzunabhängigkeit der Kalibrierung (nach Entfaltung) und der sehr kleinen effektiven Fläche des Sensors. Die guten Ergebnisse beim Vergleich des faseroptischen Hydrophons mit kalibrierten piezoelektrischen Hydrophonen lassen die Schlußfolgerung zu, daß die Schalldruckmessung mit dem faseroptischen Hydrophon auch bei höheren Frequenzen als 40 MHz zuverlässige Ergebnisse liefert. Damit ist die obere Grenze der Bandbreite für Schallfeldmessungen nicht mehr durch die Maximalfrequenz der Vergleichskalibrierung beschränkt.

## 7.1 Ausblick

Obwohl die Beugungsrechnung nach [Krü 00] experimentell gut bestätigt wird, werden einige Effekte nicht berücksichtigt. Eine Erweiterung der theoretischen Betrachtung müßte die Zylindergeometrie der Faser beinhalten. Der niedrige Frequenzbereich, bei dem die Näherung eines Kolbenschwingers in einer schallharten Ebene nicht mehr gilt, müßte durch Verwendung eines anderen Modells (kreisförmige schwingende Platte) behandelt werden. Schließlich könnte das theoretische Modell noch um die winkelabhängige Schallreflexion an der Faserfläche (bzw. Einkopplung der Schallwelle in die Faser) erweitert werden. Eine solche Theorie sollte dann auch in der Lage sein, Abweichung vom bisherigen Modell, wie in 6.4 bei der Messung der Richtcharakteristik beobachtet, abzudecken.

Das Signal-Rausch-Verhältnis des Systems läßt sich durch Verwendung eines optimierten Detektors weiter verbessern. Dieser Detektor müßte mit einer PIN-Diode und einem Verstärker mit geringerem Rauschen, als der getestete PIN-Dioden-Detektor, ausgestattet sein.

Prinzipiell könnte die Messung der piezooptischen Konstante mittels des faseroptischen Hydrophons durchgeführt werden, wenn der Meßfehler der Vergleichsmessung mit einem Primärstandard deutlich kleiner als 10% wäre.

Da auch piezoelektrische Sensoren bei kleineren aktiven Flächen geringere Signale liefern, ist die Einführung der Signalmittelung in die Normung unter bestimmten Voraussetzungen für die Messung hochfrequenter Schallfelder vorzusehen.

Die Beugungskorrektur (Entfaltung der Transienten mit der Transferfunktion) sollte in einer weiteren Ausbaustufe des faseroptischen Hydrofons nach der digitalen Signalerfassung automatisch durchgeführt werden. Wegen der durch Signalmittelung erhöhten Meßzeit pro Punkt bei einem Schallfeldscan, kann diese Berechnung nach Anfahren des jeweils nächsten Meßpunktes durchgeführt werden und verursacht keine weitere Verlängerung der Meßzeit. Auch die statische Empfindlichkeitsbestimmung durch Messung der statischen Reflexion am Sensorende kann automatisiert werden.

Die bisher benutzte Funktion zur Berechnung der effektiven Radien von Hydrophonen zeigt keine gute Übereinstimmung mit der Richtcharakteristik von Faser- und Nadelhydrophonen für hohe Frequenzen. Die Berechnung der effektiven Radien müßte daher auf den Verlauf der Richtcharakteristik für hohe Frequenzen angepaßt werden.

## 8 Anhang:

### 8.1 Piezoelektrisches PVdF - Hydrophon.

Die im Anhang 8.1 dargestellten Ergebnisse sind zusammen mit Precision Acoustics Ltd. in einem Gemeinschaftsprojekt erarbeitet worden und sind der Arbeit angehängt, um einen Einblick in die mit dem faseroptischen Hydrophon in dieser Arbeit verglichene Technik zu geben.

#### 8.1.1 Design eines 40 $\mu\text{m}$ Nadel-Hydrophons

Basierend auf der etablierten Nadelhydrophontechnik hat die Firma Precision Acoustics Ltd. (Dorchester, Dorset, UK) ein Nadelhydrophon entwickelt, das eine empfindliche Fläche von nur 40  $\mu\text{m}$  bei einer Piezoschichtdicke von 9  $\mu\text{m}$  aufweist. Die typische Empfindlichkeit dieser Hydrophone ist 6.3 mV/MPa bei 3 MHz. Für diese Nadelhydrophone ergibt sich konstruktionsbedingt ein ähnliches Beugungsproblem wie für das faseroptische Hydrophon, da die sensitive Fläche deutlich kleiner als der Außendurchmesser des Nadelschafts ist.

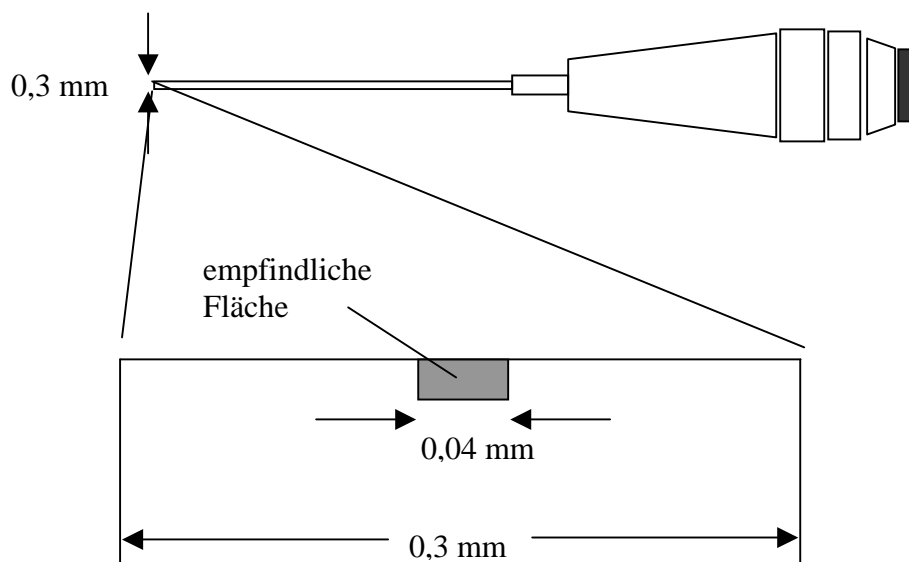


Abb. 8-1 Aufbau eines 40 $\mu\text{m}$  Nadel-hydrophons schematisch

### 8.1.2 Theoretische Überlegungen und experimentelle Ergebnisse

Es wird nun untersucht, in wie weit sich die für das faseroptische Hydrophon bewährte Beugungskorrektur auch für das Nadelhydrophon anwenden läßt. Die Transferfunktion  $H(\omega)$  ist allgemein

$$H(\omega) = 2 - \frac{1}{\pi a_2^2} \int_0^{2\pi a_1} \int_0^{\theta} e^{-kb(\theta)} r dr d\theta \quad \text{Gl. 8-1}$$

mit

- $a_2$      Radius des aktiven Elements
- $b(\theta)$    Abstand von Integrationspunkt zum Rand

Für das 40  $\mu\text{m}$  Nadelhydrophon kann das aktive Element nicht mehr als punktförmig angenommen werden. Deshalb muß

$$H(\omega) = 2 - \frac{1}{2\pi^2 a_2^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi a_1} \int_0^{\theta} e^{-kb(r,\theta,\varphi)} r dr d\theta d\varphi \quad \text{Gl. 8-2}$$

mit

$$b(\theta) = b(r, \theta, \varphi) = \sqrt{(a_1 \cos \theta - r \cos \varphi)^2 + (a_1 \sin \theta - r \sin \varphi)^2}$$

numerisch bestimmt werden. Für den Frequenzbereich 0-50 MHz ist die Transferfunktion in Betrag und Phase in Abb. 8-2 gezeigt.

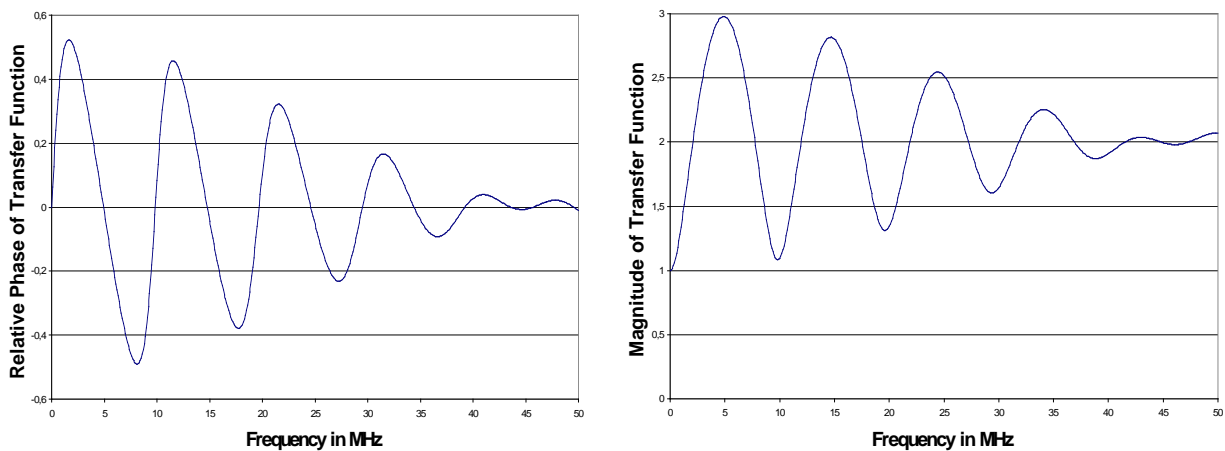


Abb. 8-2 Phase und Amplitude der Transferfunktion für 40  $\mu\text{m}$  Nadel

Die Entfaltung der Hydrophonsignale zeigt wider Erwarten eine Signalverschlechterung für die 40  $\mu\text{m}$  Nadel. Wird die entsprechende Beugungsrechnung für ein Standardhydrophon von 0,2 mm Durchmesser durchgeführt, zeigt sich die erwartete Verbesserung der Signalform. Für die Faser können folgende Voraussetzungen als erfüllt angesehen werden:

- die Außenkante (an der die Beugungswelle entsteht) ist kreisförmig
- das Sensorelement ist kreisförmig
- das Sensorelement ist genau in der Mitte der Endfläche (Außenkante und Sensor sind konzentrische Kreise)
- das Sensorelement liegt exakt in der Ebene der Endfläche

Bedingung a) kann auch für Nadelhydrophone als erfüllt gelten. Fertigungsbedingt sind die Bedingungen b)-d) für die 40  $\mu\text{m}$  Nadeln nicht exakt erfüllt, so daß die Beugungsrechnung hier keine adäquate Korrekturen liefern kann. Mit Hilfe der Schock-Wellen-Technik wird auch für die 40  $\mu\text{m}$  Hydrophone die Richtcharakteristik bestimmt.

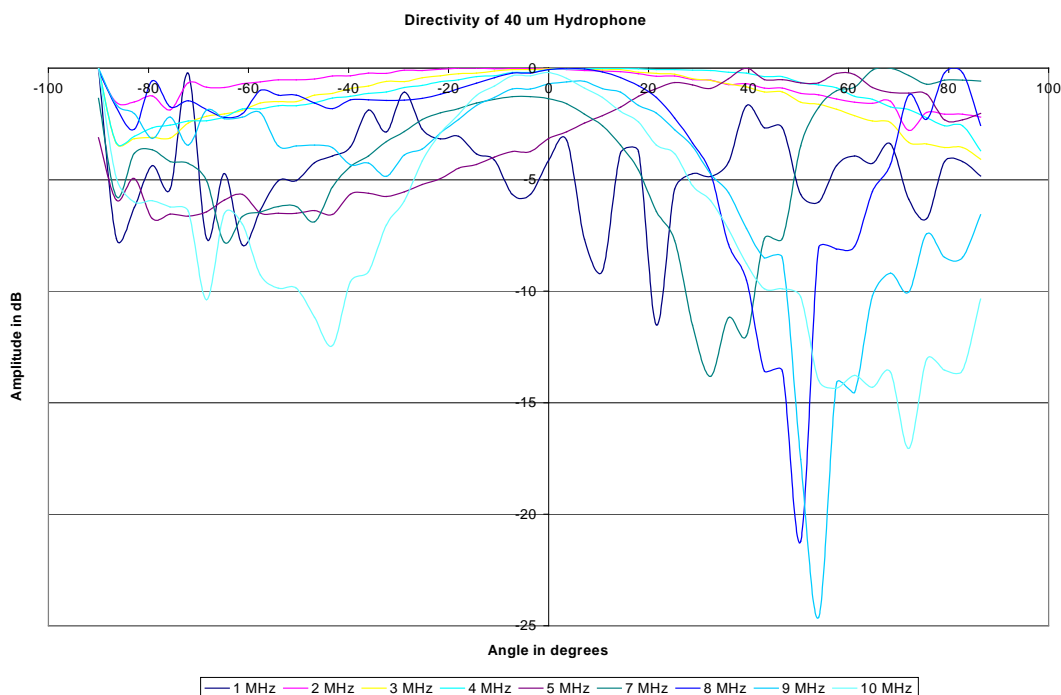


Abb. 8-3 Richtcharakteristik 40  $\mu\text{m}$ -Nadelhydrophon für Frequenzen von 1 MHz bis 10 MHz

Die Richtcharakteristik Abb. 8-3 zeigt eine starke Asymmetrie, was die Erklärung für die fehlgeschlagene Beugungskorrektur stützt. Vor den Messungen an kommerziellen Systemen (6.6) werden die Nadelhydrophone mit der Schockwellentechnik gegen ein kalibriertes Membranhydrophon kalibriert.

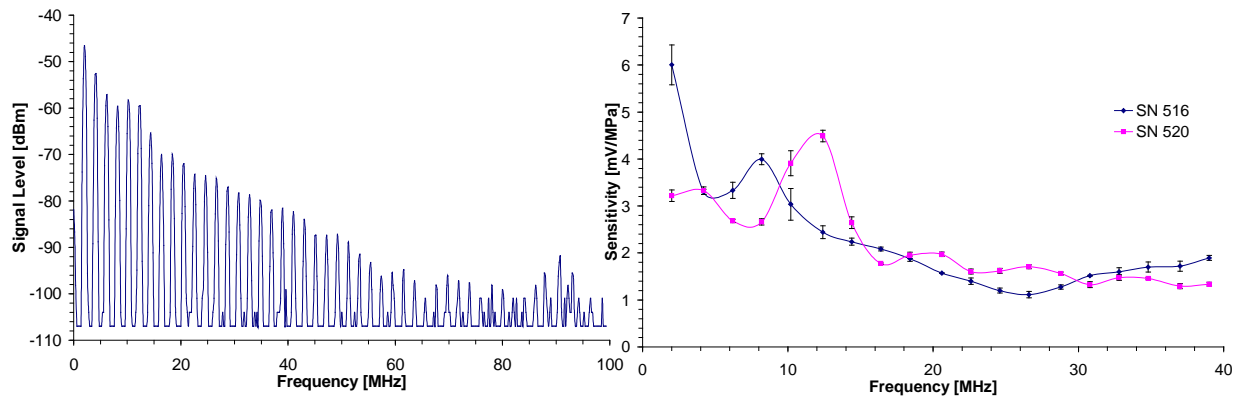


Abb. 8-4 Spektrum und Empfindlichkeit zweier 40µm-Nadelhydrophone

Aus den Unsicherheiten der Kalibrierung des Referenzhydrophons und den Unsicherheiten für die Positionierung der Hydrophone im Schallfeld ergeben sich für die 40 µm Nadelhydrophone folgende Fehlergrenzen der Kalibrierung:

Frequenzbereich	Fehler
2-14 MHz	10%
16-30 MHz	15%
32-40 MHz	20%

Tab. 8-1 Fehlergrenzen der Kalibrierung

Die Unterschiede in der Hydrophonempfindlichkeit der beiden 40µm-Nadeln sind durch leicht unterschiedliche geometrische Formen des sensitiven Elements begründet und wie erwähnt herstellungsbedingt.

### 8.1.3 Effektiver Radius des aktiven Elements

Nach IEC EN 61102 kann der effektive Radius  $a_{eff}$  eines Ultraschallsensors durch einen Fit der Richtcharakteristik an die folgende Formel bestimmt werden:

$$M(k, \vartheta) = \frac{2J_1(ka_{eff} \sin \vartheta)}{ka_{eff} \sin \vartheta} \tag{Gl. 8-3}$$

mit

- $J_1$  Bessel Funktion erster Ordnung
- $k$  Wellenvektor
- $\vartheta$  Einfallswinkel der Schallwelle
- $M$  Gemessene Empfindlichkeit bei best. Frequenz und Winkel  $\vartheta$



Für das 40µm-NadelHydrophon ergeben sich folgende effektive Radien:

Frequenzbereich	$a_{eff}$
1-5 MHz	95 µm
5-7 MHz	100 µm
7-10 MHz	105 µm

Tab. 8-2 effektive Radien für 40 µm-Nadelhydrophon

Die Werte liegen zwischen den Werten für das aktive Element und dem Radius des Nadelschafts. Bei höheren Frequenzen als 10 MHz folgt die Richtcharakteristik auch näherungsweise nicht mehr der oben angegebenen Formel.

Gründe dafür sind die angesprochenen Asymmetrien durch die Herstellung und die in der Formel nicht berücksichtigten Beugungseffekte.

## 8.2 Technische Spezifikationen des faseroptischen Hydrophons

Die mit \* gekennzeichneten Komponenten sind die Komponenten, die zu den vergleichenden Messungen in Kapitel 6 benutzt wurden.

### Faserkoppler:

Gould 3dB - X – Coupler    Material: Corning Flexcor 780-5/125    \*

### Laserdioden Strom Steuerung:

Wavelength LFI-4502 \*

### Laserdioden Temperatur Steuerung

Wavelength LFI-3525 \*

### Laserdioden:

- 1. Sharp LT015 MDO \*    Power : 30 mW    @    830 nm
- 2. SDL 5421 G1    Power: 150 mW    @    830 nm

### Lasereinkoppelsysteme:

- 1. S&K 9648 \*    70%
- 2. Exper. Set-Up

### Detektoren

<u>Detektor</u> <u>System</u>	<u>Photodiode</u>		<u>Verstärker</u>		
	<u>Typ</u>	<u>Quanteneff.</u>	<u>Verstärkung</u>	<u>Rauschen</u>	<u>Bandbreite (nom.)</u>
AMI *	APD	0,77	1000000 V/A	$2,5 \cdot 10^{-24} \text{ A}^2/\text{Hz}$	100Hz - 50 MHz
Femto	PIN	0,85	50000 V/A	$2,12 \cdot 10^{-23} \text{ A}^2/\text{Hz}$	100Hz - 100 MHz

## 9 Literatur

- [All 89] Allard, F. C., Fibre optics handbook for engineers and scientists, McGraw - Hill Publishing Company, New York, St. Louis, San Francisco, Auckland, Bogotá [...], 1989
- [Bac 88] Bacon, D. R., Primary calibration of ultrasonic hydrophones using optical interferometry, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Control UFFC* **35**, 152-161, 1988]
- [Ber 90] Bergmann, Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 1 Mechanik, Akustik, Wärme, 10. Auflage, Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1990
- [Ber 87] Bergmann, Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3 Optik, 8. Auflage, Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1987
- [Blu 96] Blum A., Elektronisches Rauschen , B. G. Teubner, Stuttgart 1996
- [Bor 85] Born, M., Optik, ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1985
- [Bro 81] Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A., Taschenbuch der Mathematik, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 1981
- [Bre 76] Brendel, K., Ludwig, G., Calibration of ultrasonic standard probe transducers, *Acustica* **36**, 203-208, 1976
- [Bus 89] Buschmann, W, Trier, H.G., Ophthalmologische Ultraschalldiagnostik, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo 1989
- [Des 96] Desinger, K., Stein, Th., Tschepe, I., Müller, G., Laser ultrasound surgical therapy (LUST), *Minimal Invasive Medizin* **7**, No. 3, 123-127, 1996
- [Eis 89] Eisenmenger, W., Sondenhydrophon, Offenlegungsschrift DE 3802024 A1, Deutsches Patentamt, 1989
- [Fay 94] Fay, B., Ludwig, G., Lankjaer, C., and Lewin, P. A., Frequency Response of PVDF Needle-Type Hydrophones, *Ultrasound in Med. & Biol.* **20**, No. 4, 361-366, 1994
- [Fuj 84] Fujita, T., Ishizuka, S., Fujito, K., Serizawa, H., Sato, H., Intensity Noise Suppression and Modulation Characteristics of a Laser Diode Coupled to an External Cavity, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-20, No. 5, May 1984
- [Gla 63] Gladstone, J. H., Dale, T. P., *Phil. Trans.* **153**, 317-343, 1863

- [GEF 01] GEFAU N01 Ultrasound Field Safety Classification for Medical Diagnostic Devices, Gesellschaft für angewandte Ultraschallforschung e.V. 2001
- [Ger 97] Gerhard, E., Meininger, M., Schulz, D., Lorenz, T., Faseroptisches Multi-Sensor-System für Anwendungen in der Medizin – Glasfaser-Multisensorik und Technologie, BMBF-Verbundprojekt, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg 1997
- [Ger 00] Gerhard, E., Faseroptische temperaturkompensierte Drucksensoren für die Medizin, BMBF-Verbundprojekt FATDRUS Abschlussbericht 2000; Kurzbericht VDI/VDE-IT Infobörse Mikrosystemtechnik, 11-2001
- [Ham 93] Hamilton, J. J., Pang, Y., Richard, J. P., Output beam intensity noise induced by fiber perturbations in a fiber-linked laser, *Applied Optics* **32**, No. 25, 4913-4915, September 1993
- [Har 81a] Harris, G. R., Review of transient field theory for a baffled planar piston, *J. Acoust. Soc. Am.* **70**, No. 1, 10-20, July 1981
- [Har 81b] Harris, G. R., Transient field of a baffled planar piston having an arbitrary vibration amplitude distribution, *J. Acoust. Soc. Am.* **70**, No. 1, 186-204, July 1981
- [Har 85] Harris, G. R., A discussion of procedures for ultrasonic intensity and power calculations from miniature hydrophone measurements, *Ultrasound in Med. & Biol.* **11**, No. 6, 803-817, 1985
- [Hec 87] Hecht, E., Optics, Addison-Wesley Publishing Company, Reading, 1987
- [Hor 89] Horowitz, P., Hill, W., The Art of Electronics, 2<sup>nd</sup> Edition, Cambridge University Press, 1989
- [Hub 92] Huber, P., Debus, J., Lorenz, A., Laseroptisches Hydrophon zur Vermessung von gepulstem hochenergetischem Ultraschall, *Z. Med. Phys.* **2**, 52-56, 1992
- [Hub 94] Huber, P., Debus, J., Peschke, P., Hahn, E. W., Lorenz, W. J., In vivo detection of ultrasonically induced cavitation by a fibre-optic technique, *Ultrasound in Med. & Biol.* **20**, No. 8, 811-825, 1994
- [IEC 60866] IEC 866:1987 International standard: Characteristics and calibration of hydrophones for operation in the frequency range 0,5 MHz to 15 MHz, Int. Electrotech. Commission, Genève, 1987
- [IEC 61101] IEC 1101:1991 Internationale Norm, deutsche Fassung prEN61101:1993: Die absolute Kalibrierung von Hydrophonen nach dem Planar Scanning-Verfahren im Frequenzbereich von 0,5 MHz bis 15 MHz, Int. Electrotech. Commission, Beuth Verlag, Berlin, 1993

- [IEC 61102] IEC 1102:1991 Internationale Norm, deutsche Fassung prEN61102:1993: Messung und Charakterisierung von Ultraschallfeldern mit Hydrophonen im Frequenzbereich 0.5 MHz bis 15 MHz, Int. Electrotech. Commission, Beuth Verlag, Berlin, 1993
- [IEC 61157] IEC 1157:1992 Internationale Norm, deutsche Fassung: Festlegungen für die Deklaration der akustischen Ausgangsgrößen von medizinischen Ultraschalldiagnostikgeräten, Int. Electrotech. Commission, Beuth Verlag, Berlin, 1993
- [Koc 96] Koch, Ch., Coated fiber-optic hydrophone for ultrasonic measurement, *Ultrasonics* **34**, 687-689, 1996
- [Kri 95] Krix, M., Ein faseroptisches Hydrophon zur Vermessung von Ultraschallfeldern der medizinischen Diagnostik, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn, 1995
- [Krü 97] Krücker, J., Weiterentwicklung eines faseroptischen Hydrophons, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn, 1997
- [Krü 00] Krücker, J.F., Eisenberg, A., Krix, M., Lotsch, R., Pessel, M., Trier, H.G., Rigid piston approximation for computing the transfer function and angular response of a fiber-optic hydrophone, *J Acoust Soc Am.* 2000 Apr;107(4):1994-2003.
- [Kut 83] Kutzner, J., Grundlagen der Ultraschallphysik, Teubner, Stuttgart, 1983
- [Kut 88] Kuttruff, H., Physik und Technik des Ultraschalls, Hirzel Verlag, Stuttgart, 1988
- [Loc 73] Lockwood, J. C., Willette, J. G., High-speed method for computing the exact solution for the pressure variations in the nearfield of a baffled piston, *J. Acoust. Soc. Am.* **53**, No. 3, 735-741, 1973
- [Mei 01] Meininger, M., Faseroptische Multi-Fabry-Perot-Sensoren in Schichtbauweise, Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, 2001
- [Pan 94] Pannell, C. N., Jonest, J. D. C., Jackson, D. A., The effect of environmental acoustic noise on optical fibre based velocity and vibration sensor systems, *Meas. Sci. Technol.* **5**, 412-417, 1994
- [Pet 80] Petermann, K., Nonlinear Distortions and Noise in Optical Communication Systems due to Fibre Connectors, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-16, No. 7, 761-770, July 1980
- [Pet 82] Petermann, K., Arnold, G., Noise and Distortion Characteristics of Semiconductor Lasers in Optical Fiber Communication Systems, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-18, No. 4, 543-554, April 1982

- [Pet 88] Petermann, K., Laser Diode Modulation and Noise, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1988
- [Pla 85] Platte, M., A polyvinylidene fluoride needle hydrophone for ultrasonic applications, *Ultrasonics*, 113-118, May 1985
- [Pre 91] Preston, R., Output Measurements for Medical Ultrasound, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo 1991
- [Rei 74] Reid, J. M., Self-reciprocity calibration of echo-ranging transducers, *J. Acoust. Soc. Am.* **55**, 862-868, 1974
- [Reu 95] Reuner, T., Buchholtz, G., Oesterle, J., Schätzle, U., The fiber-optic hydrophone - a new quality in measuring lithotripter shock waves, *1995 World Congress on Ultrasonics*, 939-942, 1995
- [Ril 67] Riley, W. A., Klein, W. R., Piezo-Optic Coefficients of Liquids, *J. Acoust. Soc. Am.* **42**, No. 6, 1258-1261, 1967
- [Sch 50] Schoch, A., Schallreflexion, Schallbrechung und Schallbeugung, *Erg. d. exakten Naturwissenschaften*, **XXIII**, 127-234, 1950
- [Smi 89] Smith, R. A., Are hydrophones of diameter 0.5 mm small enough to characterise diagnostic ultrasound equipment ?, *Phys. Med. Biol.* **34**, No. 11, 1593-1607, 1989
- [Smi 90] Smith, R. A., Bacon, D. R., A multiple-frequency hydrophone calibration technique, *J. Acoust. Soc. Am.* **87**, No. 5, 2231-2243, May 1990
- [Sta 88] Staudenraus, J., Eisenmenger, W., Optisches Sondenhydrophon, *Fortschritte der Akustik - DAGA '88*, 467-470, 1988
- [Sta 91] Staudenraus, J., Köhler, M., Eisenmenger, W., Charakterisierung verschiedener Hydrophone unter Stoßwellenbedingungen, *Fortschritte der Akustik - DAGA '91*, 221-224, 1991
- [Sta 92] Staudenraus, J., Eisenmenger, W., Optisches Sondenhydrophon für Ultraschall- und Stoßwellenmessungen mit einem Meßbereich von 0.1 bar bis 1000 bar, *Fortschritte der Akustik - DAGA '92*, 301-304, 1992
- [Sta 93] Staudenraus, J., Eisenmenger, W., Fibre-optic probe hydrophone for ultrasonic and shock-wave measurement in water, *Ultrasonics* **31**, No. 4, 267-272, 1993
- [Ste 81] Stephanishen, P. R., Acoustic transients from planar axisymmetric vibrators using the impulse response approach, *J. Acoust. Soc. Am.* **70**, No. 4, 1176-1181, October 1981

- [Stu 84] Stubkjaer, K. E., Small, M. B., Noise Properties of Semiconductor Lasers Due to Optical Feedback, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-20, No. 5, May 1984
- [Stu 83] Stubkjaer, K., Samall, M. B., Feedback-Induced Noise In Index-Guided Semiconductor Lasers And Its Reduction By Modulation, *Electronic Letters*, Vol. 19, No. 10, 12<sup>th</sup> May 1983
- [Tel 93] Telle, H. R., Stabilization and modulation schemes of laser diodes for applied spectroscopy, *Spectrochimica Acta Rev.* **15**, No. 5, 301-327, 1993
- [TIM 98] TIMUG e.V., Faseroptisches Sondenhydrophon, Patentschrift DE 197 08 806 C 1, Deutsches Patentamt 1998
- [VDI 91] VDI Fortschrittsberichte, Reihe 21 (Elektrotechnik), Nr. 89, 116-132, 1991
- [Yad 73] Yadav, H., Murty, D. S., Verma, S. N., Sinha, K. H. C., Gupta, B. M., and Dal Chand, Measurement of refractive index of water under high dynamic pressures, *J. Appl. Phys.* **44**, No. 5, 2197-2200, 1973
- [Yar 91] Yariv, A., *Optical Electronics*, Saunders College Publishing, Harcourt Brace Jovanovich College Publishers, Fort Worth, Philadelphia, San Diego [...], 1991
- [Yeh 90] Yeh, C., *Handbook of Fibre Optics - Theory and Applications*, Academic Press, Inc., Harcourt Brace Jovanovich Publishers, San Diego, New York, Boston, London, Sydney, Tokyo, Toronto [...], 1990
- [Zeq 92] B. Zeqiri, A.D. Bond, The influence of waveform distortion on hydrophone spatial averaging corrections – Theory and Measurement, *J Acoust Soc Am* October 1992, 92 (4) 1809-1814

## Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. J. Herbertz für die engagierte Betreuung dieser Arbeit, die zielführenden Gespräche und die gerätetechnische Unterstützung.

Ich danke Herrn Professor E. Gerhard für die Bereitschaft das Korreferat für diese Arbeit zu übernehmen.

Besonders danke ich Herrn Professor H.G. Trier für die langjährige, freundschaftliche Unterstützung und Förderung, sein großes Interesse und für die Möglichkeit zur Durchführung der experimentellen Arbeiten im Labor der Professur für experimentelle Ultraschalldiagnostik der Universität Bonn.

Bei der wissenschaftlichen Vereinigung Technologie in Medizin und Gesundheitswesen TIMUG e.V., Bonn bedanke ich mich für die Unterstützung dieser Arbeit.

Dem RheinAhrCampus Remagen (Fachhochschule Koblenz Standort Remagen) danke ich für die Möglichkeit zur Fortsetzung meiner Arbeiten zum faseroptischen Hydrophon.

Ich danke der Firma Precision Acoustics Ltd. für die gute Zusammenarbeit und die technische Unterstützung bei gemeinsamen Messungen.

Andrew Hurrell, PhD. danke ich für seine langjährige Freundschaft und die Hilfe in Fragen der Nadelhydrophontechnik.

Ich danke meiner Großmutter Dr. med. Wilma Krueger, die mein wissenschaftliches Interesse geweckt, mich zum Studium der Naturwissenschaften inspiriert und auf diesem Weg stets bestärkt hat.