
ULTRASCHALLFELDER FÜR
BILDKONTRASTE
-
DÄMPFUNG VON OBERWELLEN DURCH
EINEN AKUSTISCHEN TIEFPASS

von

Julia Volmer

Bachelorarbeit in Physik

angefertigt am

Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Juli 2010

1. Gutachter: Prof. Dr. Karl Maier
2. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Lehnertz

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	4
2.1	Ultraschall	4
2.1.1	Wellen	4
2.1.2	Ultraschallgrößen	4
2.1.3	Ultraschallerzeugung	7
2.2	Oberwellen	8
2.2.1	Entstehung der Oberwellen	8
2.2.2	Mathematische Beschreibung der Oberwellen	10
2.3	Dämpfung	12
2.3.1	Reflexion	12
2.3.2	Absorption	12
2.3.3	Streuung	13
3	Messung der Oberwellen	15
3.1	Aufbau	15
3.2	Signalbeobachtung	17
3.3	Signalauswertung	18
4	Materialüberlegungen	21
4.1	Gummi	21
4.2	Schaumstoffe	21
4.2.1	Porenverteilung	22
5	Messung unter Verwendung eines Gummifilters	25
6	Zusammenfassung und Ausblick	27
A	Anhang	29
A.1	Materialüberlegungen	29
A.2	Messung unter Verwendung eines Gummifilters	30
B	Literaturverzeichnis	32
C	Danksagung	33

1 Einleitung

Nach wie vor ist Krebs die zweithäufigste Todesursache in Deutschland. Die Chance auf Heilung ist abhängig vom Zeitpunkt der Diagnosestellung. Daher spielt die Krebsfrüherkennung eine wichtige Rolle im Heilungsprozess. In der Krebsdiagnostik greift man auf verschiedene Verfahren wie die Palpation (Abtasten des Gewebes von außen), das Röntgen (Bestrahlung des entsprechenden Körperteils mit ionisierender Strahlung), die Kernspintomographie (Erstellung von Schnittbildern des Körpers auf Grundlage der Kernspinrelaxation) mit oder ohne Kontrastmitteln oder den Ultraschall (Bestrahlung des Gewebes mit Schall hoher Frequenz) zurück. Keine dieser Methoden liefert eine hundertprozentige diagnostische Gewissheit, jede von ihnen ist mit Nachteilen verbunden. Die Röntgenaufnahme stellt als Diagnosemethode selbst ein großes Risiko zur Krebserkrankung dar, da die Röntgenstrahlung zu Erbgutänderungen und damit zu einer neuen Tumorausbildung führen kann. Die Ultraschalluntersuchung reicht als alleinige Methode meist nicht aus, da diese zu ungenau ist. Die Palpation hat den Nachteil, dass das Abtasten bestimmter Körperregionen und damit die Unterscheidung zwischen weichem gesunden und hartem potentiellen Tumor-Gewebe subjektiv vom jeweiligen behandelnden Arzt abhängt.

Die Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Maier hat eine Methode entwickelt, die eine objektive physikalische Größe der Festigkeit von Gewebe angeben kann. Dabei wird der betreffende Körperbereich mit Ultraschall bestrahlt, dessen Schallstrahlungskraft innerhalb des Gewebes Verschiebungen von einigen Mikrometern bewirkt. Diese Verschiebungen, die abhängig von den elastischen Eigenschaften des Gewebes sind, können in einem Phasenbild eines Magnetresonanztomographen sichtbar gemacht werden. Aufgrund der kleineren Auslenkung eines festen Tumors kann dieser innerhalb des weichen Gewebes erkannt werden. In Abbildung 1.1a ist ein Magnetresonanztomographie- (MRT) Phasenbild eines Brustphantoms zu sehen, in das auf mittlerer Breite des Bildes von unten Ultraschall eingestrahlt wird. Die Auslenkung des Gewebes entlang des Schallstrahls ist durch die unterschiedlichen Grauwerte erkennbar - je heller der Grauwert, desto größer ist die Verschiebung. Man sieht, dass die Verschiebung abnimmt, je weiter der Ultraschall in das Gewebe eindringt. Es ist außerdem ein dunkler Fleck im Schallstrahl zu erkennen, der einer kleineren Verschiebung entspricht. Diese deutet auf einen dort befindlichen Einschluss im Brustphantom hin, der Tumorgewebe simuliert.

Der Aufbau zur Einstrahlung des Ultraschalls ist in Abbildung 1.1b dargestellt. Der durch einen Emitter erzeugte Ultraschall wird durch eine Linse fokussiert, läuft insgesamt ungefähr 25 cm durch Wasser, wird durch einen Reflektor nach oben reflektiert und dringt in die Brust ein. Der Fokus liegt ungefähr 31 mm tief in der Brust [8]. Das Wasser als Übertragungsmedium der Ultraschallwelle benutzt. Die im Wasser zurückgelegte

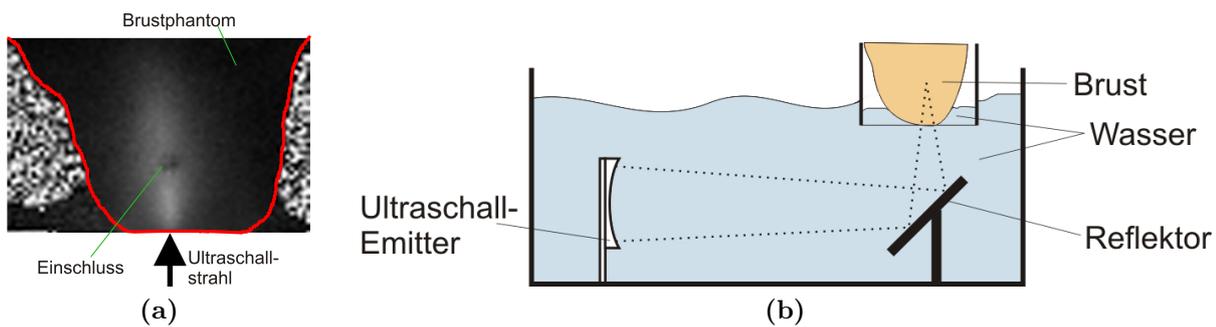


Abbildung 1.1: Einstrahlung von Ultraschall in eine Brust: (a) MRT-Phasenbild eines Brustphantoms mit Einschluss bei Einstrahlung des Ultraschalls von unten, (b) Einstrahlungsaufbau.

Strecke ist dabei so lang, um zum einen einen langen, zylinderförmigen Fokus im Gewebe zu erhalten und zum anderen durch den Emitter verursachte Bildstörungen zu vermeiden.

Die Propagation des Ultraschalls durch das Wasser bewirkt die Entstehung von Oberwellen im Schallstrahl aufgrund der nichtlinearen Eigenschaft des Wassers. Das an der Brust ankommende Signal ist aus vielen Schwingungen unterschiedlicher Amplitude zusammengesetzt, die mit einem Vielfachen der eingestrahlten Frequenz schwingen.

In Abbildung 1.2 ist erkennbar, dass die Schwächung des Ultraschalls aufgrund von Absorption und Streuung in Gewebe mit steigender Frequenz zunimmt. Der im Aufbau benutzte Ultraschall hat eine Frequenz von $\nu = 2,5$ MHz. Diese bildet einen Kompromiss zwischen geringer Absorption im Vergleich zu höheren Frequenzen und guter Auflösung im Vergleich zu niedrigeren Frequenzen. Da die Brust hauptsächlich aus Fettgewebe besteht, ist die Schwächung der ersten Oberwelle mit 2ν schon doppelt so groß.

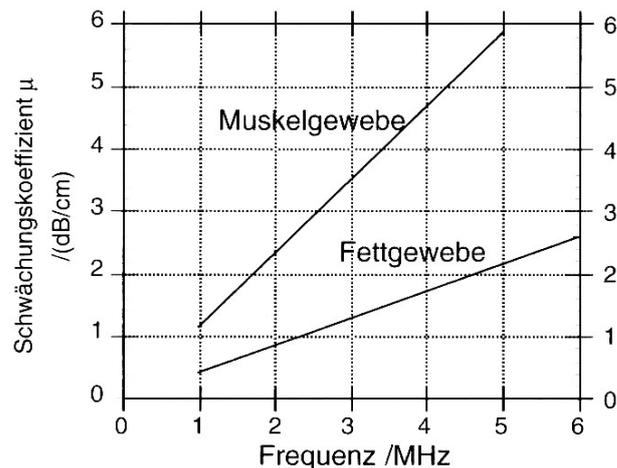


Abbildung 1.2: Abhängigkeit der Dämpfung (Absorption und Streuung) von der Frequenz in Gewebe (der Schwächungskoeffizient μ entspricht in der Arbeit dem Extinktionskoeffizienten α). Aus [3].

Die entstandenen Ultraschall-Oberwellen werden in der Brust stärker absorbiert, dringen deshalb weniger tief in das Gewebe ein und tragen folglich nur in den ersten Zentimetern innerhalb der Brust zur Verschiebung des Gewebes bei. Aufgrund der Absorption

der Ultraschallwelle durch das Gewebe entsteht Wärme, deren Menge von deren Absorptionsfähigkeit abhängig ist. Eine zu große Wärme kann zur Schädigung des Gewebes führen. Um tief in die Brust hineinzublicken und auch weiter innen liegende Tumore entdecken zu können, müssen höhere Eingangssintensitäten benutzt werden. Dadurch entstehen Oberwellen höherer Intensität, folglich auch mehr Wärme in der Brust. Um unnötige Belastungen und mögliche Schädigungen des Gewebes durch zu große Wärme zu verhindern, wäre es wünschenswert, die Oberwellen herauszufiltern, bevor sie in die Brust gelangen. So ein Filter, der bei der Messung im Tomographen direkt vor der Brust angebracht werden soll, kann aus verschiedenen Materialien bestehen, deren jeweilige Eigenschaften in dieser Arbeit diskutiert werden. In der vorliegenden Arbeit wird zunächst die Theorie des Ultraschalls näher erläutert und die theoretischen Grundlagen für die Dämpfung von Wellen erschlossen; daraufhin werden die im Wasser entstehenden Oberwellen experimentell untersucht und erste Messergebnisse für einen Gummifilter präsentiert, während die Messergebnisse für weitere Materialien in der Bachelorarbeit von Farah Afzal vorgestellt werden.

2 Theorie

2.1 Ultraschall

2.1.1 Wellen

Als Schwingung bezeichnet man eine periodisch wiederkehrende Bewegung eines Objekts. Treten mehrere schwingende Objekte in Wechselwirkung miteinander, wird die Schwingung eines Objekts an das Nächste weitergegeben und breitet sich räumlich und zeitlich aus. Diese Auslenkung der Objekte aus ihrer Ruhelage in Abhängigkeit von Zeit und Ort nennt man Welle. Man unterscheidet zwischen longitudinalen Wellen, deren Amplitude entlang ihrer Ausbreitungsrichtung schwingt (Abbildung 2.1a), und transversalen Wellen, deren Amplitude senkrecht zur Ausbreitungsrichtung oszilliert (Abbildung 2.1b). „Schallwellen sind longitudinale oder transversale mechanische Wellen, die sich in elastischen Medien ausbreiten.“, [7] Transversale Wellen entstehen durch Scherkräfte im Medium. Da der Ultraschall bei der in dieser Arbeit untersuchten Methode durch Wasser propagiert, in dem (bei Vernachlässigung der Oberflächenspannung und der Viskosität) annähernd keine Scherkräfte auftreten, betrachten wir im Folgenden ausschließlich longitudinale Wellen.

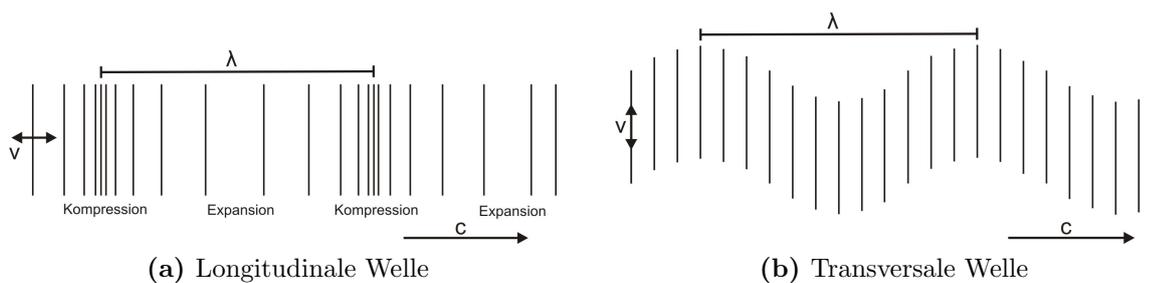


Abbildung 2.1: Longitudinale und transversale Schallwelle mit Schallgeschwindigkeit c , Schallschnelle v und Wellenlänge λ dargestellt durch Linien gleichen Drucks in Abhängigkeit des Ortes.

2.1.2 Ultraschallgrößen

Eine longitudinale Ultraschallwelle ist gekennzeichnet durch Bereiche größeren und kleineren Drucks. Diese Bereiche breiten sich mit der Schallgeschwindigkeit $c = \lambda\nu$ aus, wobei λ die Wellenlänge und ν die Frequenz der Welle darstellt.

Der Gesamtdruck p_g an einer Stelle x im flüssigen Medium setzt sich zusammen aus dem Wechseldruck p und dem Ruhedruck p_0 , der im Medium herrscht:

$$p_g(x) = p_0 + p(x). \quad (2.1)$$

Äquivalent gilt für die Gesamtdichte ρ_g am Ort x :

$$\rho_g(x) = \rho_0 + \rho(x). \quad (2.2)$$

Da beim Ultraschall die Zustandsänderungen sehr schnell ablaufen, können diese adiabatisch betrachtet werden. Der Wechseldruck hängt also nur von der Dichte ab und kann nach dieser in einer Taylor-Reihe um den Ruhedruck p_0 entwickelt werden:

$$p(\rho) = \rho_0 \cdot \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_{\rho=\rho_0} \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \frac{\rho_0^2}{2} \cdot \left(\frac{d^2p}{d\rho^2} \right)_{\rho=\rho_0} \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 + \dots \quad (2.3)$$

Die Beziehung zwischen Impuls und Dichte ist gegeben durch die Impulserhaltung in der Bewegungsgleichung 2.4 und die Massenerhaltung in der Kontinuitätsgleichung 2.5 (Gleichungen der Hydrodynamik):

$$\nabla p + \rho \frac{d\vec{v}}{dt} = 0 \quad \text{Bewegungsgleichung,} \quad (2.4)$$

$$\text{div}(\rho\vec{v}) + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0 \quad \text{Kontinuitätsgleichung.} \quad (2.5)$$

Hierbei ist $\vec{v} = \frac{d\vec{u}}{dt}$, wobei u die Auslenkung eines Teilchens aus seiner Ruhelage beschreibt. \vec{v} wird als Schallschnelle bezeichnet.

Näherung für kleine Schallamplituden

Bei kleinen Schallamplituden, also auch kleinen Druck- und Dichteänderungen kann der Druck aus Gleichung 2.3 approximiert werden zu

$$p \approx \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_{\rho=\rho_0} \cdot \rho = c_0^2 \cdot \rho. \quad (2.6)$$

c_0 ist die Schallgeschwindigkeit mit der sich diese Welle ausbreitet.

Für kleine Schallamplituden gilt $\rho \approx \rho_0$ und $\frac{d\rho}{dt} \approx \frac{\partial\rho}{\partial t}$. Dadurch vereinfachen sich die Gleichungen 2.4 und 2.5 zu:

$$\nabla p + \rho_0 \frac{\partial\vec{v}}{\partial t} = 0 \quad \text{Bewegungsgleichung,} \quad (2.7)$$

$$\rho_0 \text{div}(\vec{v}) + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0 \quad \text{Kontinuitätsgleichung.} \quad (2.8)$$

Diese beiden können durch Eliminierung von \vec{v} zur Wellengleichung zusammengefasst werden, die die Ausbreitung der Welle in Abhängigkeit von Ort und Zeit beschreibt:

$$\Delta p = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}. \quad (2.9)$$

Diese Gleichung wird in einer Dimension gelöst durch

$$p(x, t) = \hat{p}_x \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{x}{c_0}\right)}. \quad (2.10)$$

Ebenso kann auch die Schallschnelle bestimmt werden zu

$$v(x, t) = \hat{v}_x \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{x}{c_0}\right)}. \quad (2.11)$$

Beide Größen können also durch eine Sinuswellen dargestellt werden.

Schallkennimpedanz

Setzt man Gleichung 2.6 in 2.8 ein und ersetzt $\text{div}(\vec{v})$ durch $\frac{\partial v(x)}{\partial x}$, ergibt sich mit 2.10 und 2.11

$$\frac{\hat{p}_x}{\hat{v}_x} = \rho_0 \cdot c_0 = Z_0. \quad (2.12)$$

Die Schallkennimpedanz Z_0 stellt eine wichtige Größe des Mediums dar und wird auch „Wellenwiderstand“ oder „charakteristische Impedanz“ genannt.

Sie wird in im weiteren Verlauf bei der Reflexion von Wellen wichtig sein.

Schallintensität

Durch den Ultraschall werden die Teilchen im bestrahlten Medium zur Schwingung angeregt und geben in Strahlrichtung, das heißt in Richtung des Wechseldrucks, ihre Energie an die nächsten Teilchen ab, die dadurch selbst anfangen zu schwingen. Das Volumen, in dem sich die Energie ausbreitet, wird Schallfeld genannt. Die Energie pro Volumenelement (Energiedichte) setzt sich aus der kinetischen Energie der schwingenden Teilchen und der potentiellen Energie der elastischen Deformation des Mediums zusammen:

$$u = u_{kin} + u_{pot} = \frac{1}{2}\rho_0 v^2(x) + \frac{1}{2}\rho_0 v^2(x) = \rho_0 v^2(x). \quad (2.13)$$

Eine wichtige Größe des Schallfeldes ist die mittlere Energiedichte

$$\bar{u} = \frac{\rho_0 \hat{v}_x^2}{2} = \frac{\hat{p}_x^2}{2\rho_0 c_0^2}. \quad (2.14)$$

Ein energetisches Maß der Abstrahlung stellt die Intensität oder Energieflussdichte dar. Diese gibt an, wie viel Energie pro Zeiteinheit durch die Fläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung transportiert wird:

$$I = \bar{u} \cdot c_0 = \frac{\hat{v}_x^2}{2}\rho_0 c_0 = \frac{\hat{p}_x^2}{2} \frac{1}{\rho_0 c_0} = \frac{\hat{v}_x \hat{p}_x}{2} = v_{x,eff} \cdot p_{x,eff}. \quad (2.15)$$

Zur Darstellung von Intensitätsverhältnissen I_1/I_2 (bzw. Amplitudenverhältnissen A_1/A_2), die sich um mehrere Größenordnungen unterscheiden, ist es sinnvoll als Einheit das Dezibel zu benutzen, das mit dem Zehnerlogarithmus \lg definiert ist durch

$$L = 10 \lg \left(\frac{I_1}{I_2} \right) \quad \text{oder} \quad L = 20 \lg \left(\frac{A_1}{A_2} \right). \quad (2.16)$$

Um mit diesem logarithmischen Maß auch absolute Werte angeben zu können, wird oft als Amplitudeneinheit der Leistungspegel dBm benutzt

$$U[\text{dBm}] = 20 \lg \left(\frac{U[\text{V}]}{\sqrt{RP_0}} \right), \quad (2.17)$$

mit $R = 50 \Omega$ und $P_0 = 1 \text{ mW}$.

2.1.3 Ultraschallerzeugung

Ultraschall kann mit Hilfe von Piezokristallen erzeugt werden, die eine polare Ladungsverteilung besitzen. Dies bedeutet, dass bei einer Drehung um 180° senkrecht zur polaren Achse die Struktur des Kristalls nicht deckungsgleich ist (siehe Abbildung 2.2a). In Abbildung 2.2 ist der Piezoeffekt anhand eines Quarzkristalls (SiO_2) dargestellt, dessen Atome Silicium und Sauerstoff sich in ihrer Partialladungen unterscheiden. Wird der Piezokristall entlang der polaren Achse um Δx deformiert, verschieben sich positiver und negativer Ladungsschwerpunkt, die vorher im selben Punkt lagen, relativ zueinander (siehe Abbildung 2.2b und 2.2c). Dadurch entsteht eine elektrische Spannung $U = \delta \Delta x$ mit der piezoelektrischen Konstanten δ . Umgekehrt wird durch das Anlegen einer elektrischen Spannung in polarer Achsenrichtung eine mechanische Spannung auf den Kristall ausgeübt und es kommt zur Deformation des Kristalls (inverser piezoelektrischer Effekt). Bei der Anlegung einer Wechselspannung mit der mechanischen Eigenschwingung des Piezokristalls, wird dieser resonant zum Schwingen angeregt und erzeugt eine periodische Druckänderung im Medium, in dem er sich befindet.

In dieser Arbeit wurden ferromagnetische Piezokeramiken für den Ultraschallemitter und das Hydrophon benutzt, die aus Blei-Zirkonat-Titanat (PZT) gefertigt waren. Die ferromagnetische Eigenschaft bewirkt, dass das Material oberhalb seiner Curie-Temperatur ein hohes Maß an Symmetrie aufweist, deren Ionen bei Unterschreitung der Temperatur gegeneinander verzerrt werden. Es bilden sich gewisse Bereiche, sogenannte "Domänen", die jeweils einheitlich dielektrisch polarisiert sind und sich wie die verschiedenen partialgeladenen Atome im Quarz verhalten. Das PZT-Material zeichnet sich durch einen sehr starken piezoelektrischen Effekt aus und kann kostengünstig hergestellt werden.

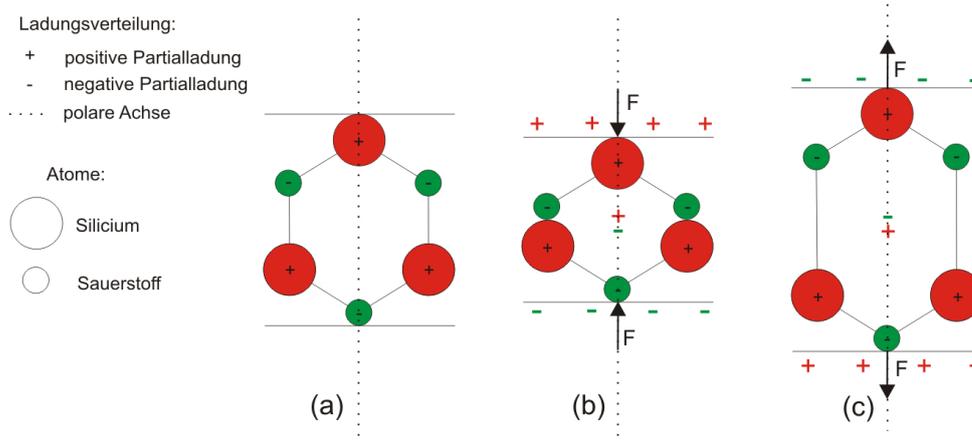


Abbildung 2.2: Funktionsweise des Piezoelektrischen Effekts eines Quarzkristalls (SiO_2): (a) im unbelasteten Zustand, (b) bei Kompression und (c) bei Expansion entlang der polaren Achse.

2.2 Oberwellen

Ist ein Sinussignal einer Frequenz gegeben, nennt man diese Schwingung „Grundwelle“. Die Schwingungen mit der n -fachen Frequenz der Grundwelle werden als „Oberwellen“ bezeichnet. Die erste Oberwelle schwingt mit der doppelten Frequenz der Grundwelle. Verzerrte Signale bestehen aus überlagerten Grund- und Oberwellen mit unterschiedlichen Amplituden. Die Frequenzen und Amplituden können durch eine Fourier-Transformation des verzerrten Signals $x(t)$ ermittelt werden:

$$\hat{x}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-i\omega t} dt. \quad (2.18)$$

2.2.1 Entstehung der Oberwellen

In Abschnitt 2.1.2 wurde eine Lösung des Wechseldrucks für kleine Schallamplituden angegeben, die durch eine Sinusfunktion dargestellt werden kann. Bei größeren Amplituden entstehen bei Propagation durch Wasser zusätzlich Oberwellen, da Wasser ein nicht-lineares Medium darstellt. Was dies bedeutet soll nun erklärt werden.

Wasser besteht aus Wasserstoff- (H) und Sauerstoff- (O) Atomen, die zusammen die H_2O -Moleküle bilden. Aufgrund der Orbitalstruktur des Moleküls und des Platzbedarfs der beiden freien Elektronenpaare des Sauerstoffs schließen die beiden Wasserstoffatome einen Winkel von $104,5^\circ$ ein (siehe Abbildung 2.3). Da Sauerstoff elektronegativer als Wasserstoff ist, das heißt die Bindungselektronen stärker anziehen kann, verschieben sich die Elektronen der kovalenten H-O-Bindung hin zum Sauerstoff, die Bindung wird polar¹. Die Polarisierung wird mit δ_+ oder δ_- gekennzeichnet. Durch die gewinkelte Geometrie

¹Bei der gebräuchlichen PAULING-Elektronegativität wird dem elektronegativsten Atom Fluor der Wert 4 zugeschrieben, auf den sich alle anderen Atome beziehen. Sauerstoff hat eine Elektronegativität von 3,5, Wasserstoff von 2,2.

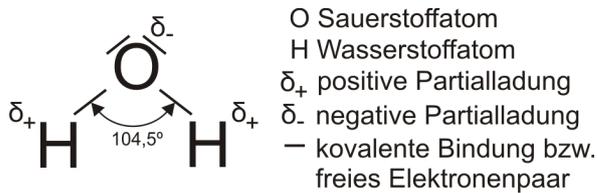


Abbildung 2.3: Aufbau eines Wassermolekül

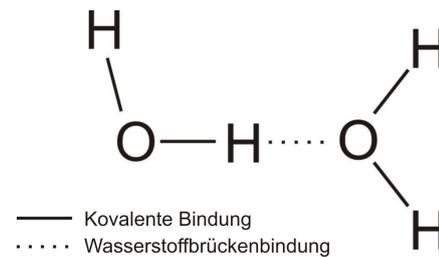


Abbildung 2.4: Wasserstoffbrückenbindung zwischen zwei Wassermolekülen

des Moleküls heben sich die Polaritäten der beiden H-O-Bindungen nicht auf, es entsteht ein Dipolmoment.

Durch das Dipolmoment können sich zwischen den Wassermolekülen Wasserstoffbrückenbindungen ausbilden, indem Wasserstoff mit positiver Partiaalladung vom Sauerstoff mit negativer Partiaalladung eines anderen Moleküls angezogen wird (Abbildung 2.4). Die Bindungsenergie dieser Wasserstoffbrückenbindung zwischen Wasserstoff und Sauerstoff liegt bei etwa 20 kJ/mol . Im Vergleich dazu beträgt die Bindungsenergie von kovalenten Einfachbindungen, die aus Elektronenpaaren bestehen zwischen 200 und 500 kJ/mol . Die Wasserstoffbrückenbindung ist also mindestens zehnmal schwächer.

Wird ein periodischer Wechseldruck auf Wasser ausgeübt, entstehen Phasen der Kompression und Expansion der Wassermoleküle. Bei der Kompression werden die Moleküle zusammengedrückt. Dies geschieht linear, das heißt der Abstand der Moleküle nimmt proportional mit dem Druck ab. Bei der Expansion werden die Moleküle auseinandergezogen und da die Wasserstoffbrückenbindungen, die die Moleküle zusammenhalten, recht schwach sind, reißen sie leicht. Werden mehrere Moleküle auseinandergerissen, steigt der Abstand in Abhängigkeit des Drucks sehr schnell an. Der Zusammenhang ist nicht mehr linear. Schematisch ist dieser Verlauf in Abbildung 2.5 zu sehen.

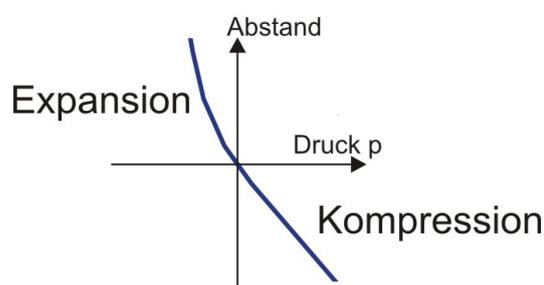


Abbildung 2.5: Qualitativer Verlauf des Abstands der Wassermoleküle in Abhängigkeit des Wechseldrucks.

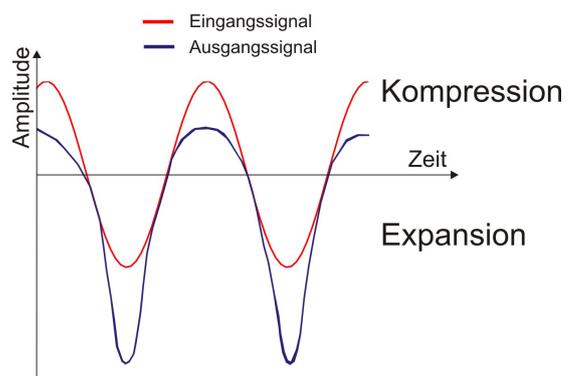


Abbildung 2.6: Verzerrung einer sich in Wasser ausbreitenden Welle.

Wie sich diese Nichtlinearität auf die Wellenausbreitung im Wasser auswirkt, wird in Ab-

bildung 2.6 deutlich. Hier ist die Amplitude der ankommenden Welle, die proportional zum Wechseldruck ist, in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. In der Kompressionsphase, der Phase mit positiven Wechseldrücken, wird das Signal etwas kleiner. In der Expansionsphase jedoch lassen sich die Moleküle viel leichter auseinanderziehen, das Minimum der Kurve ist stärker ausgeprägt.

2.2.2 Mathematische Beschreibung der Oberwellen

Die Abhängigkeit des Drucks von der Dichte (Gleichung 2.3) kann auch geschrieben werden als

$$\begin{aligned}
 p(\rho) &= \rho_0 \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_{\rho=\rho_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \frac{1}{2} \rho_0^2 \left(\frac{d^2p}{d\rho^2} \right)_{\rho=\rho_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 + \dots, \\
 p &= K s + \frac{1}{2} B s^2 + \dots
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

Hierbei ist s die relative Kompression, K das Kompressionsmodul und B das nichtlineare Modul der Volumenelastizität. Die linearisierte Gleichung $p = Ks$ stellt das Hooksche Gesetz mit Proportionalitätskonstanten K dar. Dieses beschreibt die lineare Abhängigkeit von Spannung und Dehnung im Medium. Die Nichtlinearität des Wassers ist die Abweichung des Wechseldrucks vom Hookschen Gesetz.

Die Lösung des nichtlinearen Gleichungssystems (2.4 und 2.5) liefert die Schallschnelle

$$v(x, t) = \hat{v}_x \cdot \sin \left(\omega \left[t - \frac{x}{c+v} \right] \right), \tag{2.20}$$

wobei v die Schwingungsgeschwindigkeit v ist [10]. Diese Lösung beschreibt eine Welle, die sich mit der Phasengeschwindigkeit $c' = c+v$ ausbreitet. Die „Orts-Schallgeschwindigkeit“ c ist definiert durch $c^2 = \frac{dp}{d\rho}$ (analog zu Gleichung 2.6).

Nimmt man an, dass sich Gleichung 2.19 auf die angegebenen Terme beschränkt, kann c approximiert werden zu $c = c_0 \left(1 + \frac{B}{2K}s \right)$ mit der linearen Schallgeschwindigkeit c_0 (Gleichung 2.6). Nutzt man die Linearität zwischen relativer Kompression s und Schwingungsgeschwindigkeit $s = \frac{v}{c_0}$ erhält man für die Phasengeschwindigkeit den Ausdruck

$$c' = c_0 + v \left(\frac{B}{2K} + 1 \right). \tag{2.21}$$

Gleichung 2.21 bedeutet, dass sich durch die Nichtlinearität der Bewegungs- und Kontinuitätsgleichung die Ausbreitungsgeschwindigkeit c' um v vergrößert, während durch die elastische Nichtlinearität des Mediums diese Vergrößerung um $\epsilon_0 := \left(\frac{B}{2K} + 1 \right)$ verstärkt wird. Dieser Faktor wird auch Nichtlinearitätskoeffizient genannt.

Eine sinusförmige Welle wird folglich in Abhängigkeit des Faktors ϵ_0 verzerrt, da jeder Punkt der Welle abhängig von der Schallschnelle $v(x, t)$ eine unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit c' besitzt (siehe Abbildung 2.7). Das Sinussignal nähert sich einem Sägezahnsignal an. Kommt man auf die Überlegungen im vorigen Abschnitt 2.2.1

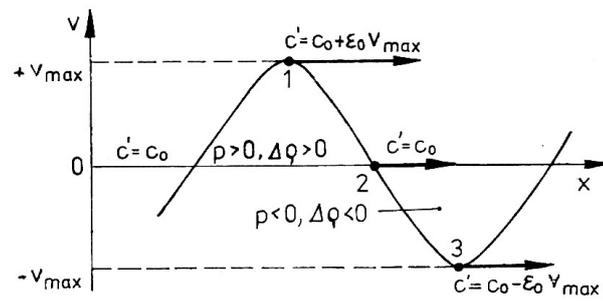


Abbildung 2.7: Verzerrung des Sinussignals aufgrund der Nichtlinearität des Ausbreitungsmediums und der Bewegungs- und Kontinuitätsgleichung. Aus [10].

zurück, kann man erkennen, dass das Aussehen einer verzerrten Welle, wie in Abbildung 2.6 dargestellt, mit der Annäherung eines Sinussignals an ein Sägezahnsignal ungefähr beschrieben werden kann. Durch Fourieranalyse des Signals erhält man eine Summe von Wellen, die mit Vielfachen der Eingangsfrequenz schwingen und unterschiedliche Amplituden besitzen. Die Intensität einer sägezahnförmigen Welle wird nach [10] beschrieben durch

$$I = \hat{I} \sum_n \frac{1}{n^2} \frac{\sin^2(n\pi\delta)}{(n\pi\delta)^2}, \quad (2.22)$$

mit der Vorderfrontbreite δ und der Konstanten \hat{I} . $n = 1$ bezeichnet die Grundwelle, $n > 1$ die Oberwellen. Mit zunehmendem n wird der Ausdruck in der Summe kleiner, was bedeutet, dass die Intensität der Oberwellen mit zunehmender Frequenz abnimmt.

2.3 Dämpfung

Beim Durchgang einer Welle durch ein Störmedium wird ihre Eingangsintensität I_0 gedämpft. Das Lambert'sche Absorptionsgesetz beschreibt die exponentielle Abnahme der Intensität I :

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\alpha x}. \quad (2.23)$$

Hier ist x die Eindringtiefe der Welle in das Medium und α stellt den Extinktionskoeffizienten dar, der materialabhängig ist. Dämpfung wird durch Reflexion und Brechung am Übergang in ein anderes Medium, Absorption im Medium und Streuung an Inhomogenitäten verursacht. Da im Folgenden nur der senkrechte Einfall, bei dem keine Brechung auftritt, betrachtet wird, kann diese im Folgenden vernachlässigt werden. Daher setzt sich der Extinktionskoeffizient aus

$$\alpha = \alpha_{\text{Reflexion}} + \alpha_{\text{Absorption}} + \alpha_{\text{Streuung}} \quad (2.24)$$

zusammen. Diese drei Effekte werden im Folgenden näher erläutert.

2.3.1 Reflexion

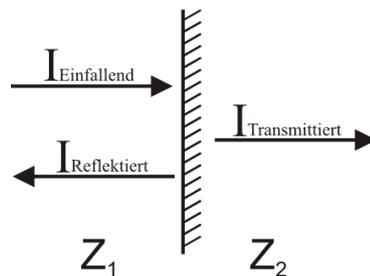


Abbildung 2.8: Reflexion am Übergang zwischen zwei Medien mit Wellenwiderständen Z_1 und Z_2 .

Trifft eine sich im Medium 1 ausbreitende Welle auf ein Medium 2 (Abbildung 2.8), wird ein Teil der einfallenden Intensität an der Grenze zwischen den Medien reflektiert. Der Reflexionskoeffizient ist definiert durch $R = \frac{I_{\text{Reflektiert}}}{I_{\text{Einfallend}}}$. Besitzt Medium 1 einen Wellenwiderstand von Z_1 , sowie Medium 2 Z_2 , so ergibt sich bei senkrechtem Einfall der Reflexionskoeffizient zu

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}. \quad (2.25)$$

Der reflektierte Anteil der Welle wird folglich kleiner, je mehr sich die Wellenwiderstände ähneln.

2.3.2 Absorption

Eine Welle propagiert durch ein Medium, indem die schwingenden Teilchen ihre Energie an die nächsten Teilchen weitergeben, um diese zum Schwingen anzuregen (siehe Kapitel

2.1.2). Die Energie wird jedoch nicht nur in Bewegungsenergie sondern auch in Wärme umgesetzt. Dadurch kommt es zu einem Energieverlust der Welle in Ausbreitungsrichtung. Der Anteil der in Wärme umgewandelten Energie hängt vom jeweiligen Ausbreitungsmedium ab. Daher ist auch der Absorptionskoeffizient $\alpha_{\text{Absorption}}$ bedingt durch die Art des Mediums.

Außerdem ist der Absorptionskoeffizient von der Frequenz der Welle abhängig (siehe Abbildung 1.2). In Festkörpern ist er proportional zur Frequenz [10], in viskosen Flüssigkeiten proportional zum Quadrat der Frequenz [4].

2.3.3 Streuung

Treten im Medium Inhomogenitäten auf, wird die Welle an diesen gestreut. Die Art der Streuung hängt von dem Verhältnis zwischen der einfallenden Wellenlänge λ und der Größe der Inhomogenitäten ab. Wir nehmen vereinfacht an, dass es sich bei den Inhomogenitäten um kugelförmige Teilchen mit dem Radius a handelt. Die Streuung wird durch den Wirkungsquerschnitt σ_{eff} charakterisiert, der die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung zwischen der einfallenden Welle und dem Targetteilchen angibt.

Bei Vernachlässigung von Vielfachstreuung kann der Streukoeffizient durch

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{Streuung}} &= n_0 \sigma_{\text{eff}} = n_0 \frac{D_{\text{Str}}}{I_0} & n_0 &: \text{Streuzentrenkonzentration,} \\ &= \frac{n_0}{I_0} \int_0^\pi d\theta I_{\text{Str}} 2\pi r^2 \sin \theta & D_{\text{Str}} &: \text{gesamte gestreute Leistung} \\ & & \theta &: \text{Raumwinkel} \\ & & r &: \text{Abstand vom Streuzentrum} \\ & & I_{\text{Str}} &: \text{gestreute Intensität} \end{aligned} \quad (2.26)$$

bestimmt werden. Ist der Teilchenradius viel größer als die Wellenlänge, tritt die geometrische oder **Tyndall-Streuung** auf. Die Teilchen sind so groß, dass hier keine Beugung der Welle auftritt und die Streuung mit Hilfe des Reflexionsgesetzes (Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel) bestimmt werden kann. Der Streukoeffizient ist folglich nur vom Teilchenradius und der eingestrahnten Intensität I_0 abhängig:

$$\alpha_{\text{Streuung}} = \frac{n_0}{I_0} 2\pi a^2 \quad (a \gg \lambda). \quad (2.27)$$

Der Streuprozess, bei dem der Teilchenradius viel kleiner als die Wellenlänge ist, wird **Rayleigh-Streuung** genannt. Mit einer Entwicklung der Wellenfunktion der gestreuten Welle nach Kugelflächenfunktionen, der Zerlegung der dadurch erhaltenen Harmonischen nach wachsenden Potenzen von $a\nu$, und unter Berücksichtigung der Näherung $a\nu \ll 1$ ergibt sich die Intensität der gestreuten Welle zu

$$I_{\text{Str}} = I_0 \frac{(2\pi)^4}{9c^4 r^2} \nu^4 a^6 \left(1 + \frac{3}{2} \cos \theta\right)^2 \quad (a \ll \lambda). \quad (2.28)$$

Die genaueren Rechnungen sind in [10] nachzulesen.

Die gestreute Intensität ist also proportional zur vierten Potenz der Frequenz. Daraus

folgt für den Streukoeffizienten

$$\alpha_{\text{Streuung}} = \frac{7}{9} n_0 (2\pi)^4 \pi a^6 \nu^4 \quad (a \ll \lambda). \quad (2.29)$$

In Abbildung 2.9a ist die Winkelverteilung der Rayleigh-Streuung aufgetragen. Der größte Anteil der gestreuten Intensität wird zurückgestreut.

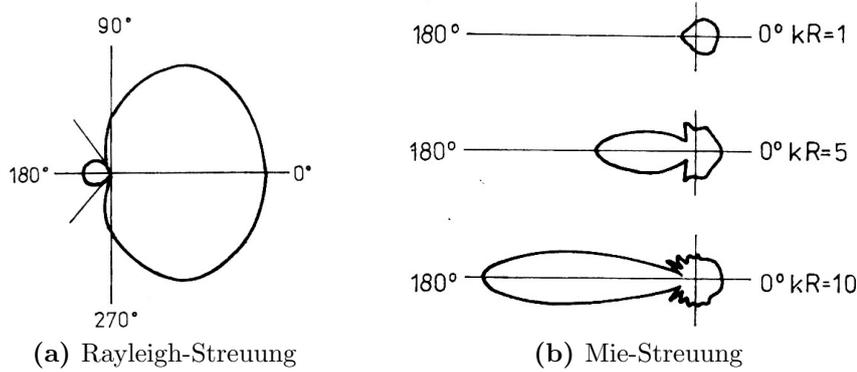


Abbildung 2.9: Winkelverteilung der Rayleigh- und Mie-Streuung (R entspricht dem in der Arbeit benutzen a als Targeteilchen-Radius). Aus [10].

Liegt die Wellenlänge in der Größenordnung des Teilchenradius, kommt es zur **Mie-Streuung**. Die Rechnung dazu ist sehr kompliziert, da hier keine Näherung und damit Vernachlässigung von Termen vorgenommen werden kann. Für die Annahme eines Teilchens als nichtkomprimierbare Kugel mit $a \gg \lambda$ (und $r \gg \lambda$) gilt

$$I_{\text{Str}} = I_0 \frac{a^2}{4r^2} \left[1 + \cot^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) J_1^2 (ka \sin \theta) \right] \quad (a \gtrsim \lambda). \quad (2.30)$$

Hier ist J_1 die Bessel-Funktion erster Ordnung $J_1(x) = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r \left(\frac{x}{2}\right)^{2r+1}}{\Theta(2+r)r!}$. Zwar wurde hier der Grenzfall $a \gg \lambda$ betrachtet, die Charakteristiken der Mie-Streuung werden jedoch nach [10] durch Gleichung 2.30 beschrieben. Wichtig ist, dass die Abhängigkeit von der Frequenz (in der Kreiswellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$) an den Streuwinkel gekoppelt ist und sich somit für unterschiedliche ka unterschiedliche Winkelverteilungen ergeben, was man in Abbildung 2.9b erkennen kann. Bei kleinem ka ähnelt sie der Rayleigh-Streuung, da der größte Anteil zurückgestreut wird; je größer jedoch ka wird, desto mehr wird in Vorwärtsrichtung gestreut.

3 Messung der Oberwellen

In diesem Kapitel wurden die im Wasser entstehenden Oberwellen des Ultraschallstrahls vermessen und deren Abhängigkeit von der eingestrahelten Intensität untersucht.

3.1 Aufbau

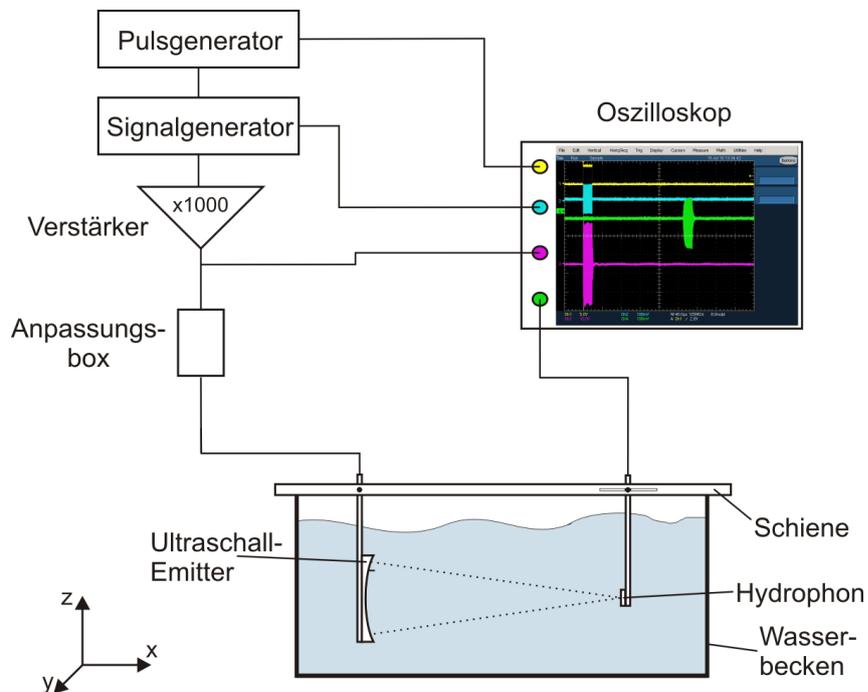


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau zur Messung der Oberwellen.

Zur Messung der Oberwellen wurde ein Ultraschallemitter zur Ultraschallerzeugung und ein Hydrophon zur Detektion der Welle verwendet, die sich beide in einem wassergefüllten Becken befanden (siehe Abbildung 3.1).

Der Ultraschallemitter bestand aus einer Piezokeramik, die leitend mit dem Ansteuerkabel verbunden war, einer darauf geklebten Plexiglas[®]-Linse und einem sich hinter der Piezo-keramik befindenden Hohlraum mit zwei Löchern für eine Heliumleitung. Bei oszillierendem Spannungseingangssignal mit der Emitter-Resonanzfrequenz erzeugte die Piezokeramik aufgrund des inversen piezoelektrischen Effekts Ultraschallwellen. Die Linse

fokussierte den Ultraschallstrahl in etwa 28,5 cm Entfernung vom Emitter. An dem mit Helium gefüllten Hohlraum hinter der Piezokeramik fand Reflexion statt, wodurch der Emitter seine gesamte Intensität in Vorwärtsrichtung abgab. Außerdem ermöglichte fließendes Helium die Abkühlung der aufgrund der Schwingung erwärmten Piezokeramik. Da in dieser Arbeit nur mit kleinen Intensitäten eines gepulsten Ultraschalls gearbeitet wurde, wurde die Heliumzufuhr hier nicht genutzt. Die Resonanzfrequenz der Emitterkeramik betrug $\nu = 2,524380$ MHz.

Um das Signal zu detektieren, wurde ein Hydrophon benutzt. Auch dieses bestand aus einer Piezokeramik. Die Resonanzfrequenz lag hier bei etwa 18 bis 20 MHz und war somit um eine Größenordnung größer als die Resonanzfrequenz des Ultraschallemitters. Kam der Ultraschall am Hydrophon an, führte dieses eine erzwungene Schwingung aus, deren Amplitude unabhängig von der ankommenden Frequenz war.

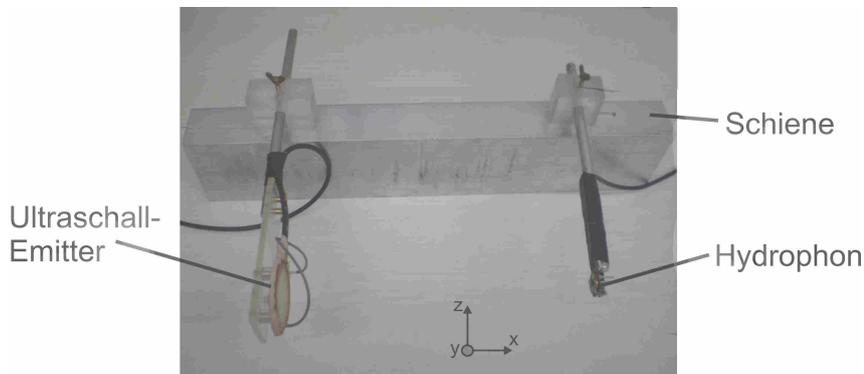


Abbildung 3.2: Foto der Schiene, an der der Ultraschallemitter und das Hydrophon befestigt waren.

Ultraschallemitter und Hydrophon wurden an einer Schiene befestigt, die in Abbildung 3.2 zu sehen ist. So konnten die beiden Geräte zum einen mit Schrauben an dieser fixiert werden, zum andern in z -Richtung verschoben und um die z - und y -Achse gedreht werden. Außerdem konnte das Hydrophon ein kleines Stück in x -Richtung verschoben werden. Dies war wichtig, um das Hydrophon optimal zum Fokus des Ultraschallemitters auszurichten.

Auf den Ultraschallemitter wurde ein gepulstes Sinussignal gegeben. Der Puls hatte eine Länge von $1 \mu\text{s}$ und wiederholte sich alle 10 ms (Philips Pulse Generator PM 5715). Aufgrund dieses Pulses kam es nicht zu Interferenzerscheinungen zwischen den Signalen und der Emitter wurde nicht über den gesamten Zeitraum belastet. Der Emitter war über eine Anpassungsbox und einen Verstärker (Kalmus Wideband RF Amplifier Model 150C) an den Frequenzgenerator (Rohde & Schwarz Signal Generator SMY01) angeschlossen. Die Box passte die Impedanz der Piezokeramik an den Ausgangswiderstand des Frequenzgenerators an und gewährleistete somit eine möglichst verlustfreie Übertragung des Signals auf den Emitter. Durch den Verstärker wurde die Amplitude des Signal um den Faktor 1000 vergrößert.

Die Ausgabesignale des Pulses, des Frequenzgenerators, des Verstärkers und des Hydrophons wurden auf einem Oszilloskop (Tektronix Digital Phosphor Oscilloscope TD 5034) dargestellt.

3.2 Signalbeobachtung



Abbildung 3.3: Ausgabe des Oszilloskops: Puls (blau), Sinussignal des Frequenzgenerators (gelb), verstärktes Signal (violett) und Hydrophonsignal (grün).

Der Emitter und das Hydrophon wurden so positioniert, dass das Hydrophon im Fokus des Emitters lag, indem die Stelle der Maximalamplitude des Hydrophons ermittelt wurde. Die Signale von Pulsgenerator, Frequenzgenerator, Verstärker und Hydrophon sind in Abbildung 3.3 zu sehen. Man erkennt hier sehr deutlich, dass der Signalgenerator nur ein Signal lieferte, solange der Pulsgenerator ein Signal ausgab. Ganz schwach erkennt man auf dem Bild im Hydrophonsignal den elektromagnetischen Impuls der Emitter-Piezokeramik, der wegen der großen Lichtgeschwindigkeit fast zeitgleich zum einkommenden Signal am Hydrophon ankam. Nach der Laufzeit des Ultraschalls im Wasser wurde der durch den Emitter erzeugte Ultraschallimpuls durch das Hydrophon registriert.

Das Hydrophonsignal wurde bei verschiedenen Eingangsamplituden vermessen. Wie in Gleichung 2.15 angegeben, ist das Amplitudenquadrat des Signals proportional zu dessen Intensität. Aussagen über das Verhalten der Amplituden können folglich auf Intensitäten übertragen werden. Die Eingangsamplituden werden im Folgenden ohne Verstärkung in dBm angegeben. Einige der gemessenen Hydrophon-Signale sind in Abbildung 3.4 vergrößert aufgetragen. Da für die Eichung des Hydrophons spezielle Geräte benötigt werden, kann keine Aussage über die Höhe der Wechseldruckamplitude und daher auch nicht über die Intensität des Strahls im Wasser gemacht werden. Als Amplituden werden hier nur die durch das Hydrophon ausgegebenen Spannungswerte angegeben, die wegen des piezoelektrischen Effekts proportional zum Schallwechseldruck sind. Je höher die Eingangsamplitude war, desto höher wurde auch die Hydrophon-Amplitude. Es ist erkennbar, dass das Signal bei größerer Amplitude immer mehr verzerrte und unsymmetrischer wurde. Die Minima wurden spitzer, die Maxima breiter.

Das Signal wurde fouriertransformiert, um die beinhalteten Frequenzen und deren jeweilige Signalamplitude zu ermitteln. In Abbildung 3.5a sehen wir die Grundwelle bei der eingestrahelten Frequenz von ungefähr 2,5 MHz. Der nächste Peak ist bei ungefähr 5 MHz zu sehen. Dies muss die erste Oberwelle sein, die die doppelte Frequenz der Grundwelle besitzt. Man sieht sehr deutlich, dass sich die verschiedenen Signale bei Grund- und Oberwelle passend zur Einstrahlamplitude in der Höhe unterscheiden, die der Oberwelle jedoch deutlich niedriger ausfallen.

Sieht man sich alle erzeugten Oberwellen (Abbildung 3.5b) an, so fällt auf, dass ab

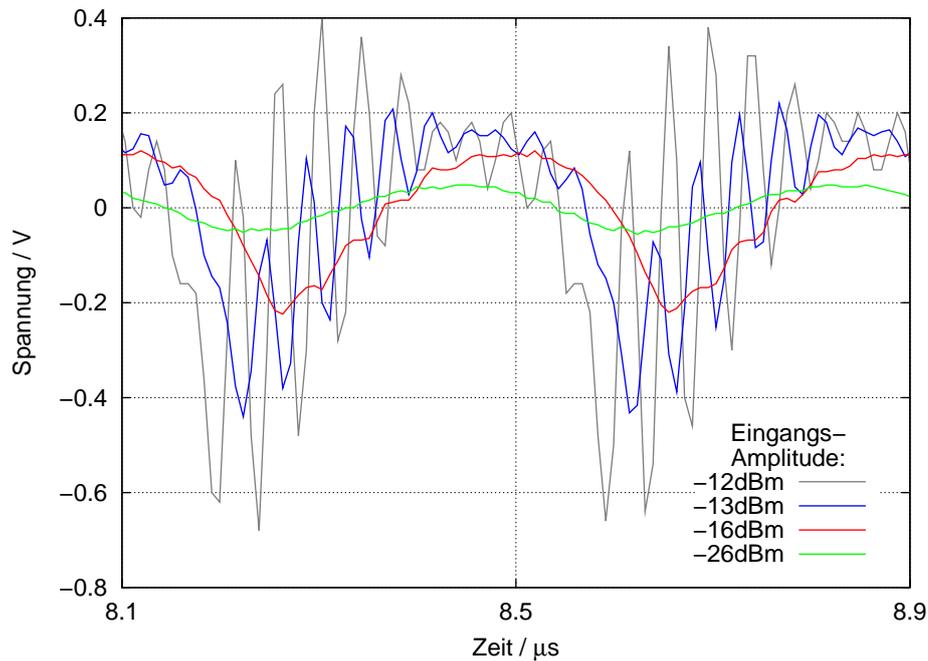


Abbildung 3.4: Hydrophonsignal bei verschiedenen Eingangsamplituden (der Übersichtlichkeit halber werden hier nur vier Signale dargestellt).

ungefähr 17,5 MHz ihre Amplituden wieder steigen. Der Grund dafür ist die Resonanzfrequenz der Hydrophon-Piezokeramik, die in diesem Bereich lag und das Hydrophon dort resonant zum Schwingen angeregt wurde. Dieser Effekt verursachte die Zacken im Anstieg des Hydrophonsignals bei großer Eingangsamplitude. Die Resonanzen haben jedoch nichts mit dem einfallenden Signal des Emitters zu tun und werden deshalb im weiteren Verlauf nicht betrachtet.

In Abbildung 3.5b ist außerdem für die Grund- und die ersten fünf Oberwellen ihr Anteil am gesamten Signal (bis einschließlich zur fünften Oberwelle, da danach die Resonanz des Hydrophons überwiegt) für zwei Eingangsamplituden angegeben. Dadurch wird deutlich, dass bei niedrigerer Eingangsamplitude von -16 dBm im Vergleich zu -12 dBm die Grundwelle prozentual größer, die Oberwellen kleiner sind.

3.3 Signalauswertung

Die Eingangsamplituden wurde zum besseren Verständnis mit Hilfe von Gleichung 2.17 in Volt umgerechnet. Die Intensitäten der ersten Oberwelle können mit denen der Grundwelle quantitativ verglichen werden. Wie in Abbildung 3.5b zu sehen und in Gleichung 2.22 beschrieben, nimmt die Amplitude der Oberwellen mit steigender Ordnung ab. Daher wird im Folgenden nur die erste Oberwelle und deren Dämpfung im Vergleich zur Grundwelle betrachtet. Die Amplituden der Grund- (A_{Grund}) und Oberwellen (A_{Ober}) bei verschieden-

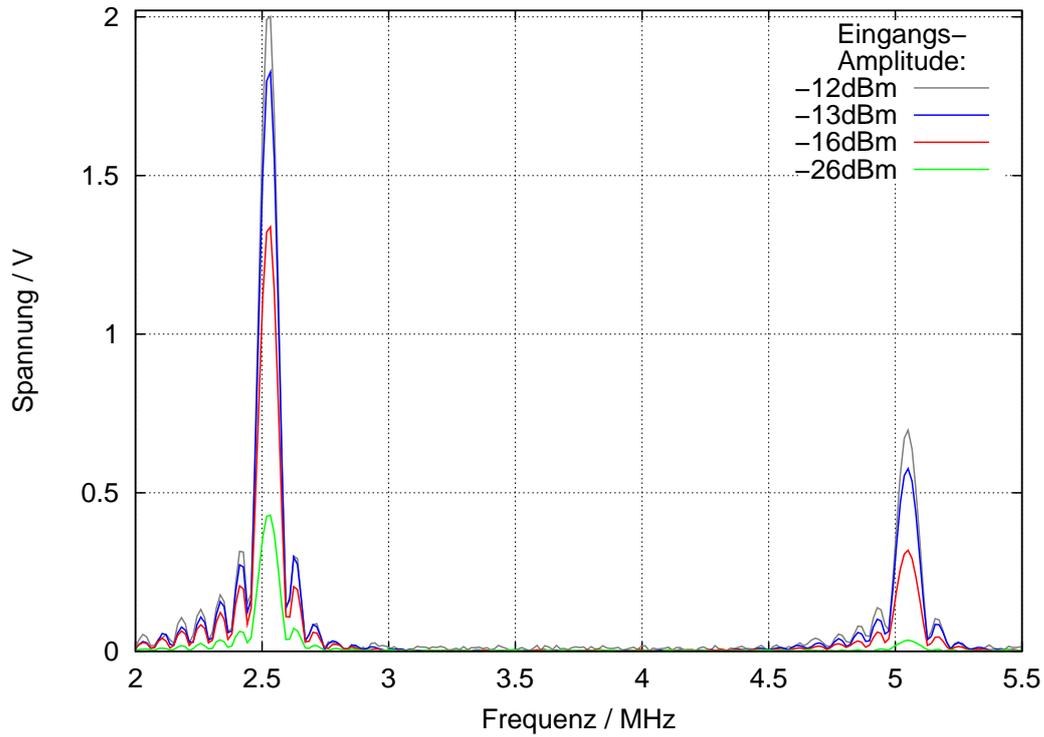
en Eingangsentensitäten sind mit Gaußanpassungen¹ an die Messwerte mit Hilfe des Programms *gnuplot 4.2* bestimmt worden und stehen in Tabelle 3.1². Vergleicht man die Verhältnisse zwischen Grund- und erster Oberwellenamplitude in der letzten Spalte, wird deutlich, dass die Amplitude der Oberwelle bei steigender Eingangsentensität relativ zur Grundwellenamplitude ansteigt. Bei großen Eingangsentensitäten entstehen folglich höhere Oberwellen.

A_{ein} / dBm	A_{ein} / mV	A_{Grund} / V	A_{Ober} / V	$\frac{A_{Ober}}{A_{Grund}}$
-12	56,17	$2,067 \pm 0,085$	$0,712 \pm 0,026$	$0,344 \pm 0,019$
-13	50,06	$1,879 \pm 0,075$	$0,593 \pm 0,019$	$0,316 \pm 0,016$
-14	44,62	$1,717 \pm 0,067$	$0,507 \pm 0,016$	$0,296 \pm 0,015$
-15	39,76	$1,542 \pm 0,060$	$0,411 \pm 0,013$	$0,267 \pm 0,013$
-16	35,44	$1,372 \pm 0,054$	$0,326 \pm 0,011$	$0,238 \pm 0,012$
-18	28,15	$1,100 \pm 0,044$	$0,225 \pm 0,011$	$0,204 \pm 0,013$
-20	22,36	$0,875 \pm 0,034$	$0,143 \pm 0,007$	$0,163 \pm 0,011$
-22	17,76	$0,700 \pm 0,027$	$0,092 \pm 0,005$	$0,131 \pm 0,009$
-26	11,21	$0,443 \pm 0,017$	$0,038 \pm 0,003$	$0,085 \pm 0,007$

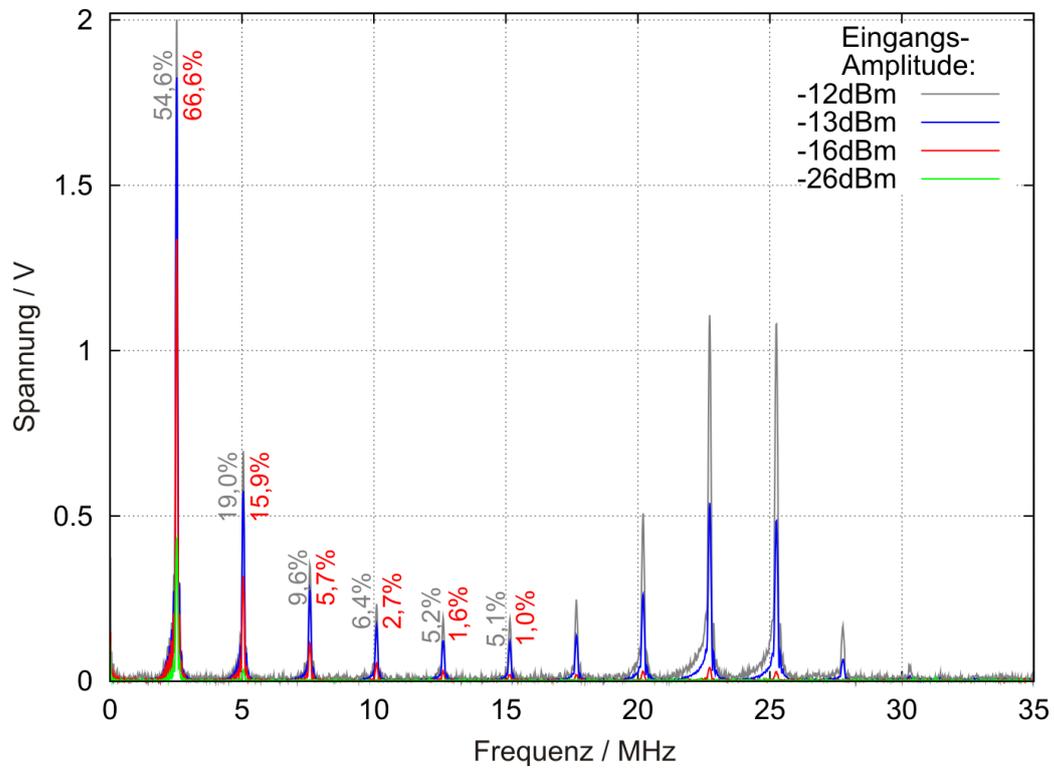
Tabelle 3.1: Amplituden der Grund- und Oberwelle bei verschiedenen Eingangsamplituden.

¹ $U(\nu) = U_0 + A \cdot \exp\left(-\left(\frac{\nu-\nu_0}{\sigma}\right)^2\right)$

²Alle Fehler in dieser Arbeit wurden mittels der Gaußschen-Fehlerfortpflanzung berechnet.



(a) Vergrößerung der Grund- und ersten Oberwelle.



(b) Gesamter relevanter Frequenzbereich mit Angabe der Anteile der Frequenzen am Signal bis einschließlich der fünften Oberwelle von zwei verschiedenen Einstahlintensitäten -12 dBm (grau) und -16 dBm (rot).

Abbildung 3.5: Fourier-Transformation des Hydrophonsignals bei verschiedenen Eingangsamplituden (der Übersichtlichkeit halber werden auch hier nur die vier Signale aus Abbildung 3.4 dargestellt).

4 Materialüberlegungen

Mittels verschiedener Materialien soll nun ein Tiefpass gebildet werden, der die im vorigen Kapitel vermessenen Oberwellen dämpft. Das Material soll in der späteren Anwendung kurz vor der Brust angebracht werden. Welches Material dafür sinnvoll benutzt werden kann, soll in diesem Kapitel weiter erörtert werden.

Bei den zu verwendenden Materialien sollte eine geringe Reflexion des Ultraschalls stattfinden, um die Intensitätsverluste beim Durchgang durch das Material gering zu halten. Um dies zu erreichen, ist auf einen kleinen Unterschied des Wellenwiderstandes des Materials im Vergleich zu Wasser zu achten (siehe Abschnitt 2.3.1). Wasser hat bei 25 °C einen Wellenwiderstand von $Z_0 = 1,50 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

Außerdem sollten Absorption und Streuung der erste Oberwelle deutlich größer ausfallen als die der Grundwelle, so dass die Oberwelle weniger stark durchgelassen wird. Diese beiden Prozesse sollten daher möglichst stark frequenzabhängig sein.

4.1 Gummi

Um die Forderung nach geringer Reflexion zu erfüllen, sollen verschiedene Gummiarten verwendet werden, deren Wellenwiderstand bei weichem Gummi ungefähr $Z_0 = (1,33 \text{ bis } 1,47) \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$ beträgt. Dadurch liegt der Reflexionskoeffizient bei $R = 0,01 \text{ bis } 0,06$, ist also sehr gering. Bei hartem Gummi mit $Z_0 = (1,88 \text{ bis } 2,76) \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ist er mit $R = 0,11 \text{ bis } 0,30$ schon größer. Bei einer Temperatur von 20 °C und einer Frequenz von 2,0 MHz beträgt der Absorptionskoeffizient von Gummi $\alpha_{\text{Absorption}} = 7,4 \text{ dB/cm}$ [2].

4.2 Schaumstoffe

Um die Ultraschall-Oberwellen nicht nur zu absorbieren, sondern auch zu streuen, können Schaumstoffe verwendet werden, die aus Kunststoffen bestehen, die eine zellförmiger Struktur bilden. Man unterscheidet zwischen geschlossenporigen Schaumstoffen, deren Zellwände undurchlässig sind, so dass in ihnen nicht entweichbare Luft enthalten ist, und offenporigen, deren Poren Flüssigkeit aufnehmen können. In Tabelle 4.1 sind Wellenwiderstand Z_0 und Absorptionskoeffizient α_{Abs} bei einer Frequenz von 1,46 MHz einiger Kunststoffe bei verschiedener Temperatur T aufgetragen.

Der Wellenwiderstand liegt also bei Kunststoffen zwischen $1,5 \cdot 10^6$ und $3,5 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$, der

Material	$Z_0 / 10^6 \text{ kg/m}^3$	$T / ^\circ\text{C}$	$\alpha_{\text{Abs}} / \text{dB/cm}$	Änderung von α_{Abs}
Polystyrol (PS)	2,45 bis 2,49	20	1	steigt mit ν
		50	1,5	
Polyäthylen (PE)	1,76 bis 1,80	20	9,7	steigt mit 5,3 dB/MHz
		50	11,2	
Polyvinylchlorid (PVC)	3,0 bis 3,2	20	6,3	steigt mit ν
		50	10	
Polyester	3,8			
Polyurethan (PUR, PU)	2,20			

Tabelle 4.1: Akustische Kenngrößen verschiedener Kunststoffe (α_{Abs} ist für eine Frequenz von 1,46 MHz angegeben). Nach [2].

Reflexionsfaktor zu Wasser ist dann 0 bis 0,4.

Der größte Teil des Schaumstoffes besteht nicht aus Kunststoff, sondern aus den Poren. Wenn der Schaumstoff in das Wasser getaucht wird, enthalten seine Poren je nach Schaumstoffart entweder Luft (geschlossene Poren) oder Wasser (offene Poren), wenn man ihn lange genug bearbeitet, so dass sich alle Poren mit Wasser füllen. Da Luft bei 20 °C einen Wellenwiderstand von $0,427 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^2\text{s}$ besitzt, wäre die Reflexion zwischen Kunststoff und Luft 1, alles würde zurück reflektiert werden. Die zu verwendenden Schaumstoffe sollten folglich offenporig sein, um Wasser eindringen zu lassen und so die Reflexion zu verringern. Der Ultraschall soll also bei den Schaumstoffen in den Porenwänden absorbiert und an den Wänden gestreut werden. Die Wände der Schaumstoffe sind alle ungefähr 40 bis 70 μm dick.

Es sollen unterschiedliche Schaumstoffe bei der Messung verwendet werden, einige aus dem Labor, die im Folgenden mit ihren Farben bezeichnet werden und Luftfiltereinsätze der Firma Pahlke¹ aus Polyurethan-Ester-Weichschaumstoffen auf Polyesterbasis mit verschiedenen Porengrößen. Dies ist deshalb von praktischem Nutzen, weil die Porengröße hierbei die einzige Variable darstellt.

4.2.1 Porenverteilung

Um die Streuung an den Schaumstoffen zu verstehen, werden die Poren unter dem Mikroskop genauer betrachtet. Abbildung 4.1a z.B. zeigt das Mikroskopbild eines Luftfiltereinsatzes mit Porengröße 60 ppi. Dieser von der Firma Pahlke angegebene Wert gibt an, wie viele Poren pro inch, also pro 2,54 cm im Schaumstoff enthalten sind. Um die Porengröße und deren Verteilung genauer bestimmen zu können, werden die kleine a_{klein} und große $a_{\text{groß}}$ Achse aller scharf erkennbaren ellipsenförmigen Poren auf den Bildern vermessen. Für verschiedene Schaumstoffe (60 ppi (Abbildung 4.1a), 80 ppi (4.1b), gelb (4.1c)) sind diese Werte, sowie die Richtwerte der Firma a_{theo} in Abbildung 4.2 dargestellt.

Man erhält durch das Anpassen von Gaußkurven an die Messungen die Werte in Tabelle

¹Oskar Pahlke GmbH, Linzer Straße 95, D-53562 St. Katharinen

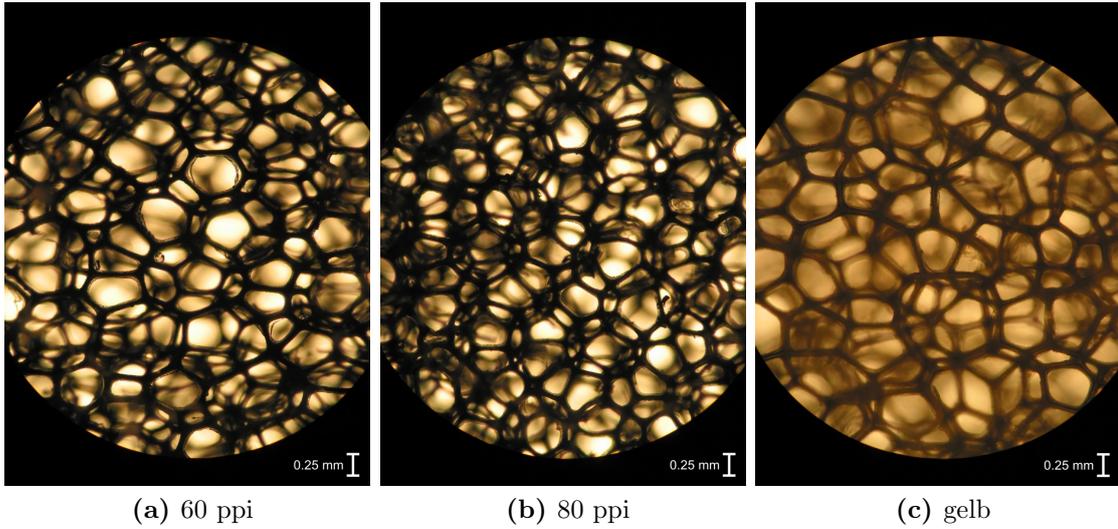


Abbildung 4.1: Mikroskopbilder verschiedener Schaumstoffe

Schaumstoff	$a_{\text{theo}} / \mu\text{m}$	$a_{\text{klein}} / \mu\text{m}$	$\text{FWHM}(a_{\text{klein}}) / \mu\text{m}$	$a_{\text{gro\ss}} / \mu\text{m}$	$\text{FWHM}(a_{\text{gro\ss}}) / \mu\text{m}$
60 ppi	423	$239,6 \pm 5,8$	$12,5 \pm 6,9$	$375,2 \pm 5,4$	$158,5 \pm 6,4$
80 ppi	318	$201,3 \pm 7,5$	$117,1 \pm 8,8$	$323,0 \pm 3,5$	$115,5 \pm 4,2$
gelb		$319,6 \pm 5,4$	$105,9 \pm 6,3$	$418,4 \pm 9,7$	$186,7 \pm 11,4$

Tabelle 4.2: Richtwert a_{theo} der Porengröße; kleiner a_{klein} und großer $a_{\text{gro\ss}}$ Porendurchmesser, sowie die Halbwertsbreiten FWHM der Anpassung an die Porenverteilung für 60 ppi-, 80 ppi- und den gelben Schaumstoff.

4.2. Wie man erkennt, liegen die Porengrößen zwischen 200 und 400 μm und unterscheiden sich daher nicht wesentlich voneinander. Auch der Unterschied zwischen großem und kleinem Durchmesser liegt bei allen drei Schaumstoffen knapp über 100 μm . Auffällig ist, dass die Kurve der großen Achse des gelben Schaumstoffs eine breite Verteilung besitzt, dieser also viele Poren unterschiedlicher Größe enthält. Für die restlichen Schaumstoffe, die verwendet werden sollen, wurde keine Verteilungskurve aufgenommen. Ihre Porendurchmesser wurden anhand der Vermessung einiger Poren unter dem Mikroskop approximiert (siehe Tabelle A.1).

Um die Art der Streuung zu ermitteln, muss das Verhältnis von Wellenlänge und Porengröße bestimmt werden. Die Wellenlänge der Grundwelle beträgt $\lambda_0 = \frac{c_0}{\nu_0} \approx 550 \mu\text{m}$, die der ersten Oberwellen ist dann halb so groß. Die Wellenlänge liegt folglich in der Größenordnung der zuvor bestimmten Porengrößen, es kommt zur Mie-Streuung an den Poren (siehe Abschnitt 2.3.3). Da die Mie-Streuung recht stark vom Radius abhängt, ist auch hier zu erwarten, dass sich die gerade ermittelten Porenverteilungen der Schaumstoffe auf die Streuung auswirken.

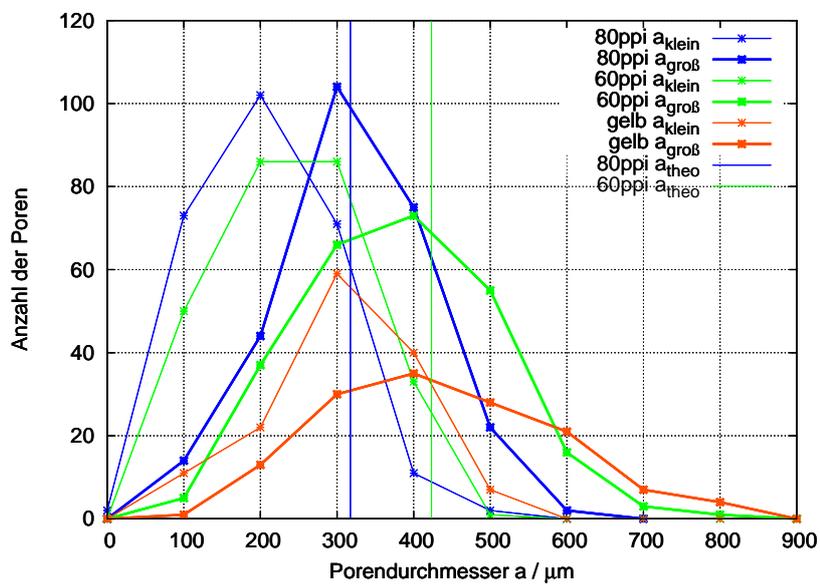


Abbildung 4.2: Porenverteilung verschiedener Schaumstoffe.

5 Messung unter Verwendung eines Gummifilters

Um die Theorie zu testen, wird eine erste Messung mit hartem Gummi durchgeführt, ähnlich dem Material aus dem Fahrradschläuche bestehen. Das Material wird in einer Befestigung so nah wie möglich (ungefähr 1 cm) vor dem Hydrophon angebracht. Es werden zwei verschiedene Gummidicken ($d_1 = 0,41$ mm und $d_2 = 0,98$ mm mit $\Delta d = 0,02$ mm) verwendet, sowie eine Messung ohne Gummi zum Vergleich aufgenommen. Jede Messung wird dreimal vorgenommen, um einen Mittelwert bilden zu können. Grund- und erste Oberwelle aus der Fouriertransformation einer Messung, sowie deren Gaußanpassungskurven sind in den Abbildungen 5.1a und 5.1b zu sehen. Alle Messungen sind in Abbildung A.1 im Anhang zu sehen.

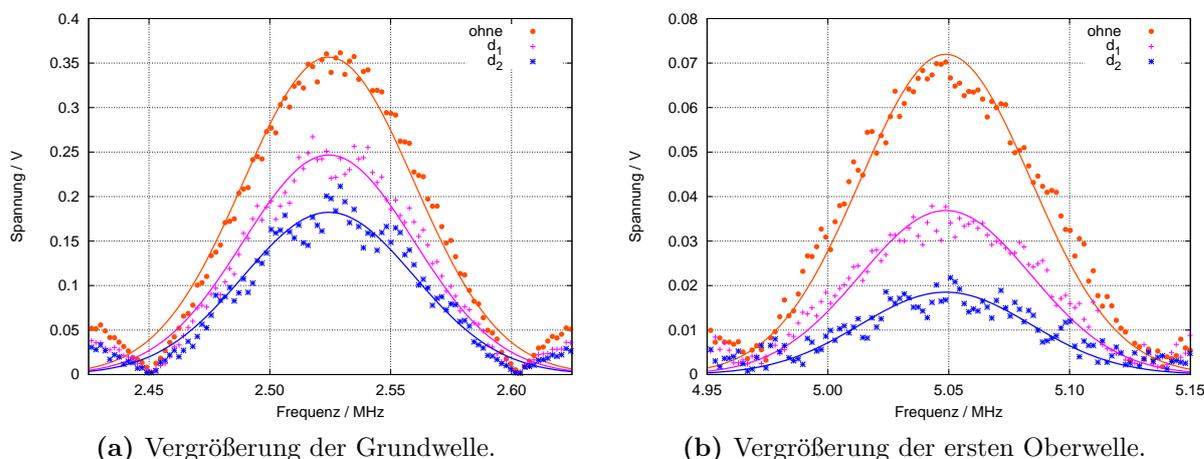


Abbildung 5.1: Fourier-Transformation des Hydrophonsignals beim Durchgang der Welle durch Gummi verschiedener Dicke ($d_1 \approx 0.4$ mm, $d_2 \approx 1.0$ mm) und ohne Gummi mit gaußförmigen Anpassungskurven (es ist nur eine von drei Messungen zu jeder Dicke aufgetragen, alle sind in Abbildung A.1 zu sehen).

Man erkennt beim Vergleich der beiden Bilder, dass die Grundwelle durch das Gummi gedämpft wird. Die erste Oberwelle wird bei beiden Gummidicken stärker gedämpft als die Grundwelle. Zur quantitativen Beschreibung wird aus den Gaußanpassungen die Amplitude von Grund- und Oberwelle bestimmt (Tabelle A.2) und für jede Messung deren fehlergewichteter Mittelwert unter Berücksichtigung des Anpassungsfehlers berechnet¹,

$$^1 \langle A \rangle = \frac{\sum_i \frac{A_i}{\Delta A_i^2}}{\sum_i \frac{1}{\Delta A_i^2}}, \Delta A_i: \text{Anpassungsfehler}$$

siehe Tabellen A.3 und A.4. Aufgrund des Anpassungsfehlers und der Streuung der drei Amplituden lässt sich ein Fehler für diesen Mittelwert bestimmen².

Um die Dämpfung durch die beiden Dicken vergleichen zu können, müssen die Amplitudenwerte in Bezug auf die Messung ohne Material normiert werden ($A_{norm} = \frac{A_{Gummi}}{A_{ohne}}$). Diese sind in Tabelle 5.1 zu finden.

Gummidicke / mm	$A_{G,norm}$	$A_{O,norm}$	$\frac{A_{O,norm}}{A_{G,norm}}$	$1 - \frac{A_{O,norm}}{A_{G,norm}}$
$d_1 = 0,41$	$0,67 \pm 0,02$	$0,49 \pm 0,03$	$0,73 \pm 0,05$	$0,27 \pm 0,05$
$d_2 = 0,98$	$0,45 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,02$	$0,51 \pm 0,02$

Tabelle 5.1: Normierte Amplituden bei Messung der Dämpfung von Grund- und erster Oberwelle durch Gummi verschiedener Dicke.

Die Oberwelle beim dünneren Gummi wird um 30 % besser gedämpft als die Grundwelle, beim dickeren Gummi sogar um 50 %. Im Vergleich zur Messung ohne Gummi beträgt die Transmission der Grundwelle beim dünneren Material 67 %, beim dickeren 50 %. Die Dämpfung der Grundwelle entsteht durch Absorption und Reflexion. Der Reflexionskoeffizient für dickes Gummi liegt nach Abschnitt 4.1 zwischen 0,11 und 0,30.

Außerdem kann der Absorptionskoeffizient des Gummis mit Gleichung 2.16 in dB/m bestimmt werden:

$$\alpha_{Absorption} = \frac{10 \cdot \lg(A_{norm})}{5 \cdot \lg(e) \cdot d}. \quad (5.1)$$

Mit den vorher normalisierten Amplituden ergeben sich die Absorptionskoeffizienten der verschieden dicken Gummis für Grund- α_G und erste Oberwelle α_O in Tabelle 5.2.

d / mm	$\alpha_G / \text{dB/cm}$	$\alpha_O / \text{dB/cm}$	$\frac{\alpha_O}{\alpha_G}$
$0,41 \pm 0,02$	$19,78 \pm 1,88$	$35,18 \pm 3,13$	$1,78 \pm 0,23$
$0,98 \pm 0,02$	$14,17 \pm 0,50$	$28,52 \pm 0,85$	$2,01 \pm 0,09$

Tabelle 5.2: Bestimmung der Absorptionskoeffizienten von verschieden dickem Gummi der Grund- und ersten Oberwelle.

Für die Grundwelle erhält man dadurch einen fehlergewichteten mittleren Absorptionskoeffizienten von $(14,5 \pm 1,4)$ dB/cm des Gummis. Vergleicht man diesen mit dem Literaturwert des Absorptionskoeffizienten von Gummi bei 2 MHz aus Kapitel 4.1 $\alpha_{Absorption} = 7,4$ dB/cm, ist der experimentell bestimmte Wert doppelt so groß. Dies kann zum einen an der größeren Frequenz von 2,5 MHz liegen, zum anderen an der größeren Härte des Gummis, die beim Literaturwert nicht genauer spezifiziert wurde. Vergleicht man α_O mit α_G , ergibt sich aus den beiden Gummis ein Mittelwert von $1,98 \pm 1,01$. Der Absorptionskoeffizient der ersten Oberwelle ist also doppelt so groß wie der der Grundwelle. Dies bestätigt die Theorie aus Abschnitt 2.3.2, dass der Koeffizient bei Festkörpern proportional zur Frequenz ist.

² $\langle \Delta A \rangle_{int} = \sqrt{\frac{3}{\sum_i \frac{1}{\Delta A_i^2}}}$, Fehler aufgrund des Anpassungsfehlers

$\langle \Delta A \rangle_{ext} = \sqrt{\frac{\sum_i \left(\frac{A - \langle A \rangle}{\Delta A_i}\right)^2}{3}} \cdot \langle \Delta A \rangle_{int}^2$, Fehler unter Berücksichtigung der Streuung um $\langle A \rangle$

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der Zusammenarbeit mit Farah Afzal war es, ein Material zu finden, das die Oberwellen des Ultraschalls im Verhältnis zur Grundwelle stärker dämpft. Speziell in dieser Arbeit sollten die theoretischen Grundlagen dazu gelegt und Überlegungen zu möglichen Materialien getroffen werden.

Es wurde erklärt, dass die Oberwellen in Wasser aufgrund des Aufbrechens der Wasserstoffbrückenbindungen während der Expansionsphase und dem damit verbundenen unterschiedlichen Schwingungsverhalten des Wassers in Kompressions- und Expansionsphase entstehen. Mathematisch kann man diese Verzerrung des eingestrahnten Sinussignals durch die Annäherung an ein Sägezahnsignal aufgrund von Nichtlinearitäten des Wassers und der Gleichung der Hydrodynamik beschreiben. Durch eine Fourieranalyse können die Intensitäten der Oberwellen ermittelt werden. Die Vermessung der Oberwellen ergab, dass bei ansteigender eingestrahelter Intensität der Anteil der Oberwellen am Gesamtsignal und relativ zum Anteil der Grundwelle zunimmt. Auf diese Weise konnte gezeigt werden, dass bei höheren Intensitäten ein Filter zur Dämpfung der Oberwellen sinnvoll ist.

Es wurde außerdem verdeutlicht, dass eine theoretische Dämpfung aufgrund von Absorption und Streuung möglich ist, da beide Prozesse frequenzabhängig sind. Bei der Streuung ist allerdings nach der Theorie darauf zu achten, das Verhältnis zwischen der Größe der Streuteilchen und der Wellenlänge des eingestrahnten Ultraschalls passend zu wählen, um den gewünschten Effekt zu erhalten. Dabei ist die Mie-Streuung bei Teilchengrößen in der Größenordnung der Wellenlänge sowie die Rayleigh-Streuung bei sehr viel kleineren Teilchen wichtig. Jedoch ist abzuwarten, in wie weit die Theorie mit den Messergebnissen zu den Schaumstoffen übereinstimmt. Die theoretische Frequenzabhängigkeit der Absorption konnte außerdem in der späteren Messung der Dämpfung durch Gummi bestätigt werden.

Es ist sinnvoll als Material Gummi oder Schaumstoff zu verwenden, da bei diesen die Reflexion des Strahls und damit die Schwächung des gesamten Signals gering ist. Die Poren der Schaumstoffe sollten offen sein, damit Wasser eindringen kann und nicht die gesamte Intensität an Luft in Poren reflektiert wird. An den Poren des Schaumstoffs kann Streuung stattfinden, die aufgrund der Herstellung und dem Entfernen der Luftblasen nicht sehr viel kleiner als die Ultraschallwellenlänge sind. Wäre dies der Fall gewesen, hätte man Rayleigh-Streuung erhalten, die sehr stark frequenzabhängig ist ($I_{\text{Str}} \propto \nu^4$). Die Poren waren hier im Bereich der Wellenlänge. Somit wird Mie-Streuung durch die Poren verursacht. Da diese recht stark vom Radius der Teilchen abhängt, ist eine Untersuchung der Porenverteilung wichtig, die bei dem 80 ppi und 60 ppi Schaumstoff sehr ähnlich aussieht. Der gelbe Schaumstoff hat jedoch eine recht breite Verteilung der Porengrößen. Die Messung der Absorption durch Gummi ergab, dass die erste Oberwelle beim dünnen

Gummi um 30 %, beim dicken sogar um 50 % stärker absorbiert wurde als die Grundwelle. Es wurde jedoch auch ein großer Teil der Grundwelle reflektiert und absorbiert, beim dünnen Gummi 45 %, beim dicken 50 %. Hier wäre es wünschenswert, ein geeigneteres Material zu finden, dessen Wellenwiderstand dem des Wassers gleicht, um die Reflexion zu minimieren. Es wird allerdings deutlich, dass alleine durch die Absorption schon ein großer Teil der Oberwellen aus dem Signal herausgefiltert werden kann. Durch zusätzliche Streuung an Schaumstoffporen sollte sich dieser Effekt noch steigern lassen. Weitere Messergebnisse an Gummi und Schaumstoffen präsentiert Farah Afzal in ihrer Bachelorarbeit.

Es ist also möglich, durch ein bestimmtes Material einen Tiefpass zu bauen, der die Oberwellen sehr stark abschwächt. Bringt man diesen vor der Brust bei Einstrahlung des Ultraschalls an, kann die Wärme, die durch den Strahl in der Brust entsteht, verringert werden. Genauere Werte zu eingestrahltten Intensitäten und derdadurch entstehenden Erwärmungen in der Brust beim Messaufbau sind [5] zu entnehmen. Das durch den Magnetresonanztomographen gemessene Signal wird durch den Tiefpass im relevanten Bereich nicht beeinflusst; nur ganz am Anfang der Brust findet weniger Absorption statt als ohne den Filter. So könnten auch größere Intensitäten des Ultraschalls genutzt werden, um in tieferen Geweberegionen nach Tumoren zu suchen, ohne Schäden hervorzurufen. Hier ist jedoch die Nichtlinearität des Gewebes zu berücksichtigen, die stärker ist als die von Wasser. Dadurch ist eine sehr viel größere Eindringtiefe aufgrund von der Entstehung von Oberwellen hoher Intensität nicht möglich.

A Anhang

A.1 Materialüberlegungen

Material	$a_{\text{theo}} / \mu\text{m}$	$a_{\text{exp}} / \mu\text{m}$
10 ppi	2540	4000
20 ppi	1270	1500
30 ppi	847	900
45 ppi	564	600
weiß		300
grün		300

Tabelle A.1: Porengrößen: Berechnet aus den Richtwerten der Firma Pahlke a_{theo} und experimentell unter dem Mikroskop bestimmt a_{exp} .

A.2 Messung unter Verwendung eines Gummifilters

Gummidicke	A_G / V	A_O / V
ohne 1	$0,364 \pm 0,006$	$0,073 \pm 0,001$
ohne 2	$0,357 \pm 0,006$	$0,072 \pm 0,001$
ohne 3	$0,354 \pm 0,006$	$0,071 \pm 0,001$
d_1 1	$0,230 \pm 0,004$	$0,033 \pm 0,001$
d_1 2	$0,247 \pm 0,004$	$0,037 \pm 0,001$
d_1 3	$0,242 \pm 0,004$	$0,036 \pm 0,001$
d_2 1	$0,175 \pm 0,003$	$0,017 \pm 0,001$
d_2 2	$0,182 \pm 0,004$	$0,019 \pm 0,001$
d_2 3	$0,180 \pm 0,003$	$0,018 \pm 0,001$

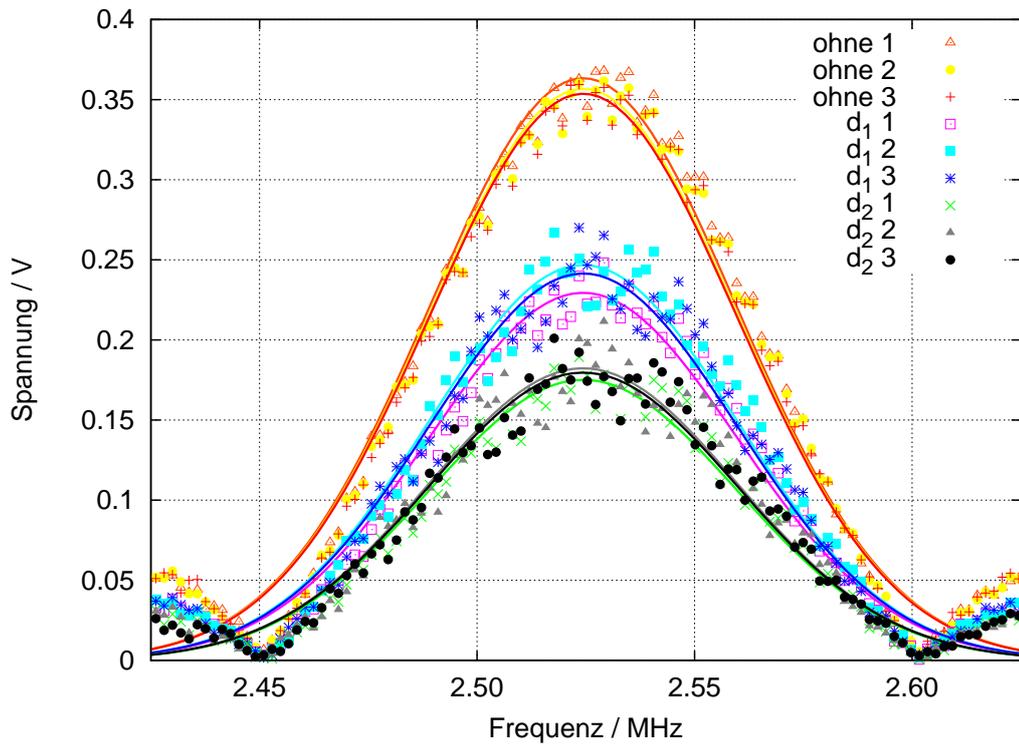
Tabelle A.2: Amplituden der Grund- (A_G) und ersten Oberwelle (A_O) bei Messung mit verschiedenen Gummidicken bestimmt durch eine Gaußanpassung.

Material	$\langle A_G \rangle / V$	$\langle \Delta A_G \rangle_{\text{int}} / V$	$\langle \Delta A_G \rangle_{\text{ext}} / V$
ohne	0,358	0,006	0,004
d_1	0,239	0,004	0,007
d_2	0,179	0,003	0,003

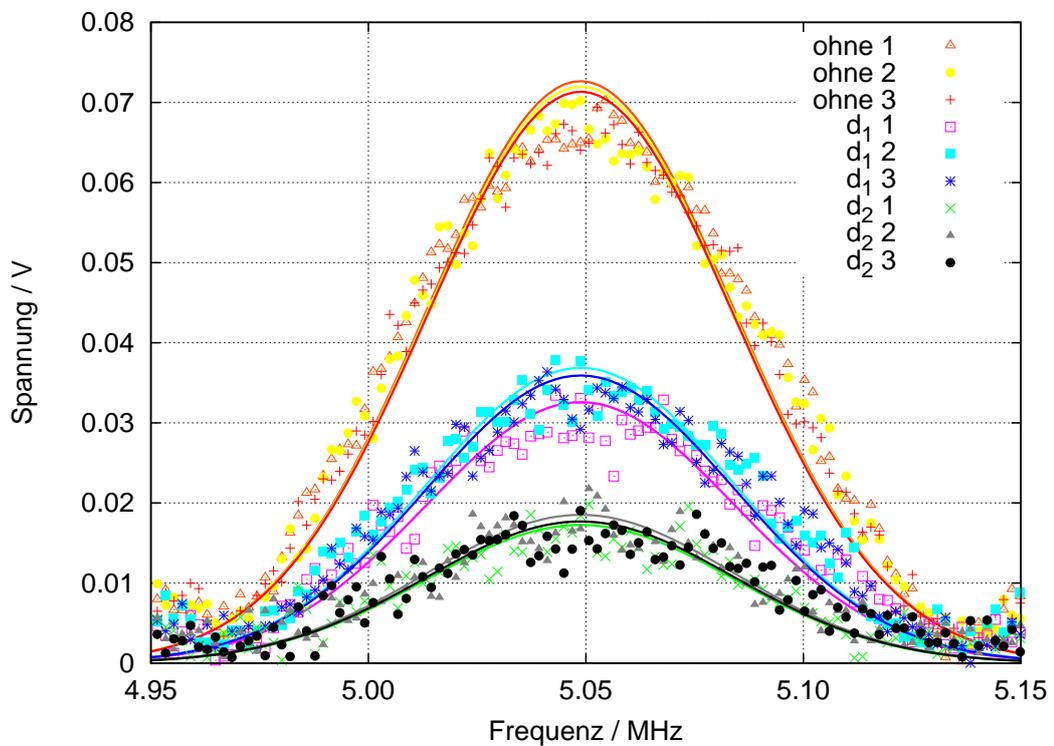
Tabelle A.3: Mittlere Amplituden und Fehler der Grundwelle bei den Messungen mit verschiedenen Gummidicken.

Material	$\langle A_O \rangle / V$	$\langle \Delta A_O \rangle_{\text{int}} / V$	$\langle \Delta A_O \rangle_{\text{ext}} / V$
ohne	0,072	0,001	0,001
d_1	0,035	0,001	0,002
d_2	0,018	0,001	0,001

Tabelle A.4: Mittlere Amplituden und Fehler der Oberwelle bei den Messungen mit verschiedenen Gummidicken.



(a) Vergrößerung der Grundwelle.



(b) Vergrößerung der ersten Oberwelle.

Abbildung A.1: Fourier-Transformation des Hydrophonsignals beim Durchgang der Welle durch Gummi verschiedener Dicke ($d_1 = 0.41$ mm, $d_2 = 0.98$ mm) und ohne Gummi mit gaußförmigen Anpassungskurven zu jeder Messung. Alle Messungen (ohne, d_1 , d_2) sind jeweils dreimal (1, 2, 3) durchgeführt worden.

B Literaturverzeichnis

- [1] Breitmaier, E., Jung, G. *Anorganische Chemie* (Georg Thieme Verlag Stuttgart, 2005)
- [2] Deutsch, V., Platte, M., Vogt, M. *Ultraschallprüfung. Grundlagen und industrielle Anwendung* (Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1997)
- [3] Dössel, O. *Bildgebende Verfahren in der Medizin. Von der Technik zur medizinischen Anwendung* (Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2000)
- [4] Kuttruff, H. *Physik und Technik des Ultraschalls* (S. Hirzel Verlag Stuttgart, 1988)
- [5] Mende, J. A. *Induzierte Kontrast in MRT-Phasenbildern - Detektion von Kalkablagerungen und erste Brustuntersuchungen von Probanden* Doktorarbeit, Universität Bonn (2010)
- [6] Meschede, D. *Gerthsen Physik* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006)
- [7] Pfeifer, H., Schmiedel, H. *Grundwissen Experimentalphysik* (B. G. Teubner Verlagsgesellschaft Leipzig, 1997)
- [8] Radicke, M. *Schallstrahlungskontrast in MR-Phasenbildern. Methode zur Darstellung von Elastizitäts-, Schalldämpfungs- und Schallimpedanzänderungen* Doktorarbeit, Universität Bonn (2009)
- [9] Schindler, J. *Schallstrahlungskontrast in der MRT - Detektion von Mikrokalk* Diplomarbeit, Universität Bonn (2010)
- [10] Šutilov, V. A. *Physik des Ultraschalls* (Akademie-Verlag Berlin, 1984)
- [11] Ulucay, D. *3D Darstellung von Verschiebungsfeldern - Schallstrahlungskraft in der MRT* Diplomarbeit, Universität Bonn (2010)

C Danksagung

Ich möchte mich bei Herrn Prof. Karl Maier dafür bedanken, dass ich meine Bachelorarbeit in seiner Arbeitsgruppe schreiben und ein echt interessantes Thema bearbeiten konnte. Durch seine begeisternde Art, physikalische Zusammenhänge zu erklären und seine Unkompliziertheit hat die Zeit sehr viel Spaß gemacht und ich habe viel Neues gelernt. Gerade die Mischung aus anfänglichen MRT-Messungen und Vorstellen der Methode auf der Hannovermesse mit nachfolgender Arbeit zusammen mit den beiden anderen Bachelor-Studenten Farah Afzal und Theresa Obermann hat mir sehr gut gefallen.

Danken möchte ich Herrn Prof. Klaus Lehnertz für die Übernahme des Korreferates.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Bernd Habenstein, der bei allen Fragen im Bereich des Ultraschalls weiterhelfen konnte. Er hat tatkräftig beim Konzept des Messaufbaus sowie dessen Anfertigung mitgeholfen und hat mir die Arbeit mit den Geräten in der Werkstatt näher gebracht. Auch bei der Messdurchführung und der Materialbeschaffung war er eine große Hilfe.

Farah Afzal danke ich für die gute Zusammenarbeit beim Aufbau, Durchführung und angestellten Überlegungen zu unserer Arbeit. Auch Theresa Obermann möchte ich für die gemeinsam erstellten Aufbauten und das Organisieren der Schaumstoffe Danke sagen. Der gesamten Arbeitsgruppe danke ich für die schöne Zeit und das super Arbeitsklima. Bei Fragen standen alle immer hilfreich zur Seite und haben sich Zeit genommen, Zusammenhänge zu erklären, Aufbauten mit zu konzipieren oder Fehler bei der Oszilloskopeinstellung zu beheben. Vor allem möchte ich der MRT-Gruppe Steffi Blum, Jessica Mende, Judith Schindler und Deniz Ulucay meinen Dank aussprechen, die mir bei jeder Frage schnell weitergeholfen haben und mit Johannes Goetze, Peter Wolf, Theresa und Farah eine gute Büroatmosphäre schufen. Auch für das Korrekturlesen meiner Arbeit und dem Anbringen vieler guter Vorschläge bedanke ich mich sehr bei Jessica, Judith und Deniz. Danke möchte ich auch Peter Wolf sagen für die Bereitstellung seines selbstgeschriebenen Fourier-Transformationsprogramms, das für die gesamte Auswertung sehr hilfreich war und seine hilfreichen Kenntnisse über das Hydrophon.

Mein Dank geht an die Feinmechanik- und die Elektronikwerkstatt des HSKP, die bei jeder Materialfrage die entsprechenden Teile parat hatte.

Außerdem danke ich der Firma Pahlke für das Bereitstellen der Schaumstoffproben.

Ein großer Dank geht an Sabine Undorf, Theresa Obermann sowie Kerstin Gladt, aber auch an alle anderen Kommilitonen für die tolle Zeit während des Studiums.

Meinem Freund David danke ich für die Hilfe bei der Formulierung und einfach dafür dass er da ist.

Meiner Familie, insbesondere meinen Eltern und meiner Schwester danke ich ganz besonders, dafür dass sie mich in jeglicher Weise unterstützen und immer für mich da sind.

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate als solche kenntlich gemacht habe.

Bonn,den

Unterschrift