
ABBILDUNG MECHANISCHER
GEWEBEPARAMETER MIT DER MRI
-
DÄMPFUNG VON OBERWELLEN DURCH
EINEN AKUSTISCHEN TIEFPASS

von

Farah Noreen Afzal

Bachelorarbeit in Physik

angefertigt am

Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

August 2010

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

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Ultraschall	3
2.1.1	Grundlagen des Ultraschalls	3
2.1.2	Ultraschallerzeugung	5
2.1.3	Dämpfung von Ultraschallwellen	6
2.2	Oberwellen	8
2.2.1	Nichtlinearität des Wassers	8
2.2.2	Fourier Analyse	9
3	Versuchsaufbau	11
3.1	Aufbau zur Untersuchung der Dämpfung von Oberwellen	11
3.2	Messmethode	12
3.3	Aufbau zur Untersuchung des Ultraschallfeldes	13
4	Messergebnisse	14
4.1	Schaumstoffe	15
4.1.1	Messungen mit dünnen Schaumstoffen	16
4.1.2	Messungen mit grünem Schaumstoff	17
4.1.3	Messungen mit dickem Schaumstoff	18
4.2	Latex-Handschuhe	19
4.2.1	Messungen mit unterschiedlich vielen Handschuhen	20
4.3	Leiterplatten (Platinen)	21
4.3.1	Messungen mit unterschiedlich dicken Platinen	22
4.4	Fokus des Ultraschalls	24
5	Zusammenfassung und Ausblick	27
	Anhang	29
	Literaturverzeichnis	30
	Danksagung	32

1 Einleitung

Die Ausbreitung einer Ultraschallwelle in einem Medium ist allgemein nichtlinear. Die Nichtlinearität ist mit einer Verzerrung der Wellenform verbunden. Im Fourierraum bedeutet dies die Entstehung von Oberwellen, Wellen die mit einem ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz der Ultraschallwelle schwingen. Nichtlineare Effekte treten besonders stark in Flüssigkeiten auf, die eine geringe Dämpfung des Ultraschalls bewirken. So eine Flüssigkeit stellt Wasser mit einem Absorptionskoeffizienten von $\alpha = 0,009 \text{ dB/cm}$ dar [2]. Auch in Gewebe kommt es zu nichtlinearen Effekten. In der medizinischen Physik hat man sogar in den letzten Jahren versucht dies für eine bildgebendes Verfahren zunutze zu machen. Die Idee dabei ist die Messung und anschließende Darstellung des Nichtlinearitätsparameters B/K , der für fetthaltiges, weiches Gewebe größer ist als für nichtfettiges. Auf diese Weise könnte man in einem Bild die verschiedenen Gewebe voneinander unterscheiden [18].

Innerhalb der MRT-Gruppe in der Arbeitsgruppe von Prof. Maier wurde eine Methode entwickelt mit der die Frühdiagnostik von Brustkrebs ermöglicht werden soll.

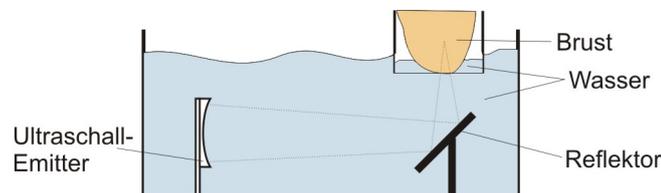


Abbildung 1.1: Von der MRT-Gruppe verwendete Aufbau. Aus [8].

Der schematische Aufbau ist in Abbildung 1.1 zu sehen. Es wird fokussierter Ultraschall so in das Gewebe eingekoppelt, dass der Fokus des Ultraschalls im Gewebe liegt. Dadurch bewirkt die durch den Fokus gerichtete Schallstrahlungskraft eine Auslenkung der Gewebeteilchen in Ausbreitungsrichtung des Ultraschalls. Befindet sich in dem Gewebe ein Tumor oder auch nur Mikrokalk, so erfährt dieses wegen seines höheren Youngschen Elastizitätsmodul eine geringere Auslenkung. Der Unterschied in der Verschiebung kann mit Hilfe eines Magnetresonanztomographen in einem Phasenbild sichtbar gemacht werden. Wie in Abbildung 1.1 zu erkennen, legt der Ultraschall eine Strecke von etwa 25 cm in Wasser zurück. Das ist notwendig, weil nur auf diese Weise der Fokus mit einer Fokuslänge von etwa 30 cm im Gewebe liegen kann. Außerdem besitzt Wasser einen ähnlichen Wellenwiderstand wie das Gewebe, wodurch es nur zu geringen Intensitätsverlusten durch Reflexion beim Einstrahlen des Ultraschalls in das Gewebe kommt. Während des Ausbreitungsprozesses in Wasser werden Oberwellen wegen der nichtlinearen Eigenschaft des

Wassers entstehen. Anna-Lisa Kofahl hat im Rahmen ihrer Diplomarbeit mit Hilfe einer Modellsimulation zeigen können, dass Einschlüsse im Gewebe besonders deutlich zu erkennen sind, wenn keine Oberwellen vorhanden sind. Allerdings berücksichtigt das Modell nicht die Nichtlinearität des Gewebes, wodurch ebenfalls Oberwellen entstehen.

Diese werden vom Gewebe stärker absorbiert (Absorption \propto Frequenz) und können somit nicht sehr tief ins Gewebe gelangen. Sie erzeugen zudem unerwünschte Wärme, die im schlimmsten Fall schädlich für das Gewebe sein kann.

In dieser Arbeit habe ich mich damit beschäftigt einen mechanischen Tiefpass zu finden, der die Oberwellen herausfiltert. Dabei ist es wichtig, dass die für den Tiefpass benutzten Materialien die Ultraschallwelle frequenzabhängig dämpfen. Je größer die Frequenzabhängigkeit, umso besser werden die Oberwellen im Vergleich zu der Grundwelle gedämpft. In Zusammenarbeit mit Julia Volmer wurden Schaumstoffe, Latex-Handschuhe und Platinen als Filter verwendet. Während der Schwerpunkt von Julia Volmers Bachelorarbeit auf der Theorie lag, stehen in der vorliegenden Arbeit die experimentellen Ergebnisse im Mittelpunkt.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Ultraschall

Als Schall wird eine sich in einem elastischen Medium (Gas, Flüssigkeit oder Festkörper) ausbreitende mechanische Welle bezeichnet. Mechanische Welle bedeutet hierbei, dass die einzelnen Atome bzw. Moleküle des Übertragungsmediums Schwingungen um ihre Ruhelage ausführen und diese Bewegung an ihre Nachbaratome bzw. Moleküle weitergeben. Die Schallwelle breitet sich auf diese Weise aus. Liegt die Frequenz dieser Welle zwischen 20 kHz und 1 GHz, so spricht man von Ultraschallwellen [2].

Je nach den Eigenschaften eines Mediums kann die Propagation einer Ultraschallwelle longitudinal (Oszillation in Ausbreitungsrichtung) oder transversal (Oszillation senkrecht zur Ausbreitungsrichtung) erfolgen. In Wasser kann nur eine longitudinale Ausbreitung stattfinden, da in Flüssigkeiten keine Scherkräfte wirken ¹.

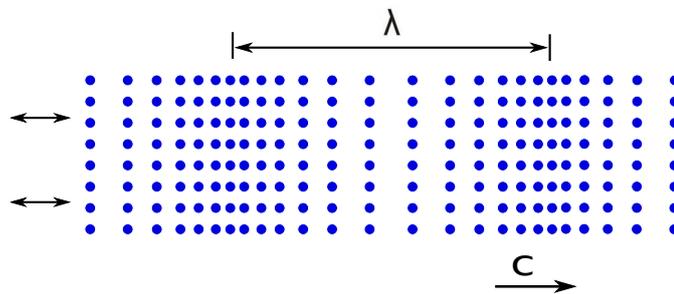


Abbildung 2.1: Momentanaufnahme einer Longitudinalwelle

2.1.1 Grundlagen des Ultraschalls

Wie in 2.1 zu sehen breitet sich die periodische Verformung des Mediums mit der *Ultraschallgeschwindigkeit*

$$c = \lambda \nu = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (2.1)$$

aus, wobei λ die Wellenlänge und ν die Frequenz des Ultraschalls ist. Die Ultraschallgeschwindigkeit ist von den Eigenschaften des Mediums, nämlich der Dichte ρ

¹Die Oberflächenspannung und Viskosität der Flüssigkeiten wird hier vernachlässigt

und dem Kompressionsmodul K^2 , aber auch von der Temperatur und dem Druck abhängig. In Wasser beträgt die Ultraschallgeschwindigkeit 1484 m/s (bei 20 °C und Atmosphärendruck).

Aufgrund der periodischen Kompression und Dekompression des Mediums, wird eine Ultraschallwelle auch als Druckwelle bezeichnet. Der gesamte Druck an einem bestimmten Ort und zu einer bestimmten Zeit wird beschrieben durch die Summe von Ruhedruck p_0 und dem *Schallwechseldruck* $p(x, t)$. Entsprechendes gilt für die Dichte. Die zeitliche und örtliche Beschreibung des Schallwechseldrucks ist gegeben durch die nichtlineare Wellengleichung

$$\rho_0 \frac{\delta^2 p}{\delta x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\delta^2 p}{\delta t^2} \quad (2.2)$$

Die Geschwindigkeit mit der ein einzelnes Teilchen um seine Ruhelage schwingt, wird als *Schallschnelle* $v(x, t)$ bezeichnet. Ihr zeitlicher Verlauf lautet

$$v(x, t) = v_0 \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \quad (2.3)$$

wobei v_0 die maximale Geschwindigkeitsamplitude, ω die Kreisfrequenz und x die Auslenkung des Teilchens beschreibt.

Berücksichtigt man den Effekt der Konvektion, dass “die Schallwelle durch sich selbst verweht wird” [4], so folgt daraus, dass die Schallgeschwindigkeit von der momentanen und lokalen Schallschnelle abhängt. Schwingungsphasen mit großem Schalldruck (bei Kompression), der einer großen Teilchenschnelle entspricht, breiten sich schneller aus als Phasen geringen Drucks (bei Expansion). Damit erhält man eine Modifikation für die Schallgeschwindigkeit

$$c'(x, t) = c + v(x, t). \quad (2.4)$$

Der Wellenwiderstand des Mediums, auch *Schallkennimpedanz* genannt, ist definiert über das Verhältnis von Schalldruck p , der dem Maximalwert des Schallwechseldrucks entspricht, und Schallschnelle v .

$$Z = \frac{p}{v} = \rho c \quad (2.5)$$

Eine Schallwelle transportiert Energie. Ein Maß dafür, wie viel Energie pro Zeit und Fläche transportiert wird, ist die *Schallintensität* I . Sie lässt sich über den Schalldruck und der Schallkennimpedanz berechnen.

$$I = \frac{p^2}{2Z} \quad (2.6)$$

Das Ultraschallfeld eines runden Emitters lässt sich in zwei Bereiche, nämlich in das Nah- und das Fernfeld einteilen. Im Nahfeld kommt es zu Interferenzerscheinungen. Folglich schwankt die Intensität stark zwischen ihrem maximalen und minimalen Wert. Beim

²Dies gilt für Flüssigkeiten. In Festkörpern treten auch Scherwellen auf. Dann muss K durch das Schermodul G für die transversale Ultraschallgeschwindigkeit ersetzt werden.

Übergang zum Fernfeld befindet sich der Fokus des Ultraschalls. Hier ist die Intensitätsverteilung gleichmäßig durch die maximale Intensität I_0 gegeben. Nach dem Fokus nimmt die Intensität mit größer werdendem Abstand ab. Der Strahl divergiert.

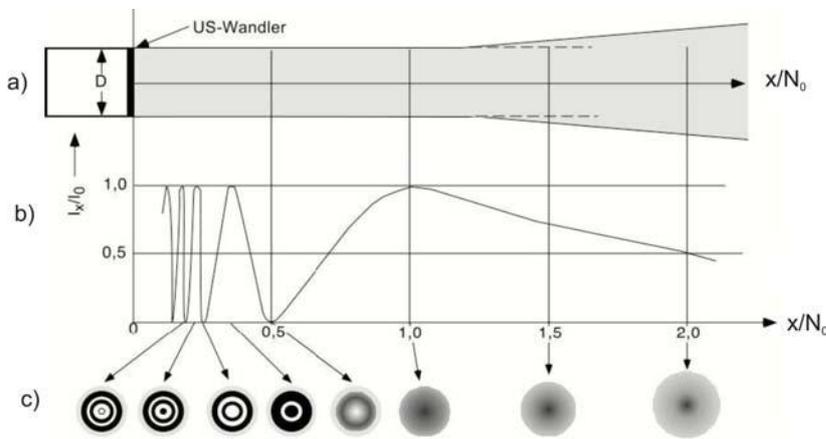


Abbildung 2.2: a) Schallfeld eines runden Schwingers, b) Schallintensität I_x in der Mitte des Strahls und c) Intensitätsverteilung als Querschnitt des Feldes an verschiedenen Stellen x . Aus [6]

Die Fokuslänge N_0 berechnet sich nach [17] mit Hilfe des Durchmessers des Emitters D und der Wellenlänge des Ultraschalls zu $N_0 = D^2/(4\lambda) \approx 1$ m (mit $\nu = 2,5$ MHz und $D = 5$ cm).

2.1.2 Ultraschallerzeugung

Bei Ausübung von mechanischem Druck auf einen Festkörper, der mindestens eine polare Achse besitzt, lässt sich eine Spannung, die proportional zur Verformung ist, an dessen Oberfläche abgreifen. Denn aufgrund der Verformung verschieben sich die Ladungsschwerpunkte in den Elementarzellen des Festkörpers. Es entstehen viele Dipolmomente, die zusammen eine messbare Spannung ergeben. Dies ist der piezoelektrische Effekt, der auch umkehrbar ist. Das bedeutet, dass eine angelgte Spannung an einem piezoelektrischen Material eine mechanische Dickenänderung des Materials zur Folge hat (inverser Piezoeffekt).

In dem verwendeten Versuchsaufbau wird eine Piezokeramik zur Ultraschallerzeugung genutzt. Diese besteht, wie die meisten Piezokeramiken heutzutage aus Bleizirkonattitanat $Pb(ZrTi)O_3$ (PZT), das zu den ferroelektrischen Materialien zählt. Analog zu ferromagnetischen Materialien besitzen sie sogenannte Domänen, die spontan elektrisch polarisiert sind. Die spontane Polarisation lässt sich erklären durch die Perowskit-Kristallstruktur, der die einzelnen Elementarzellen der Domänen unterliegen[5]. Oberhalb der Curietemperatur T_c haben die Elementarzellen eine kubisch flächenzentrierte Gitterstruktur (vgl. Abb.2.3). Unterhalb von T_c wird die Gitterstruktur je nach Zr/Ti-Verhältnis zu einer tetraedrischen oder rhomboedrischen Struktur verzerrt. Dadurch fallen die Ladungsschwerpunkte nicht mehr zusammen. Es resultiert ein permanentes Dipolmoment.

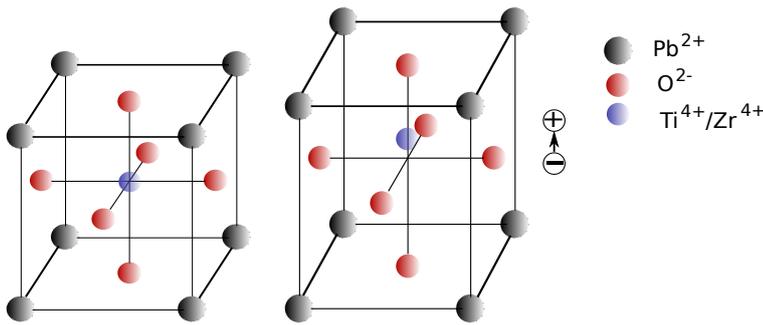


Abbildung 2.3: Links ist die kubisch flächenzentrierte Gitterstruktur ($T > T_c$) und rechts die verzernte Gitterstruktur ($T < T_c$) zu sehen.

Die Ausrichtung der Domänen ist statistisch verteilt. Daher wird die Keramik einem Polungsvorgang unterzogen, wodurch die Domänen ausgerichtet werden. Damit erhält die Keramik eine Vorzugsrichtung und ist piezoelektrisch. Legt man nun eine Wechselfspannung an diese, so kommt es wegen dem inversen Piezoeffekts zu mechanischen Dehnungen der Keramik, die mit einem hohen Kopplungsfaktor an das Medium weitergegeben werden.

2.1.3 Dämpfung von Ultraschallwellen

Die Intensität einer Ultraschallwelle nimmt bei der Ausbreitung durch ein Medium ab. Die Intensitätsverluste sind umso größer, je höher die Intensität I und je größer die zurückgelegte Strecke dx im Medium ist.

$$dI = -\alpha \cdot I \cdot dx \quad (2.7)$$

Durch Integration ergibt sich

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (2.8)$$

was auch unter dem Lambert'sche Gesetz bekannt ist. I_0 stellt die maximale Anfangsintensität dar. Die Dämpfung wird vor allem durch drei Prozesse, die im Folgenden erläutert werden, verursacht. Diese drei Prozesse sind die Reflexion, die Absorption und die Streuung von Ultraschall. Dementsprechend setzt sich der Extinktionskoeffizient α aus drei Anteilen zusammen:

$$\alpha = \alpha_{\text{Reflexion}} + \alpha_{\text{Absorption}} + \alpha_{\text{Streuung}} \quad (2.9)$$

Reflexion

Trifft die in Medium 1 ausbreitende Ultraschallwelle auf ein Medium 2, das einen von Medium 1 verschiedenen Wellenwiderstand besitzt, so kommt es zur Reflexion der Ultraschallwelle. Je höher der Impedanzsprung zwischen den beiden Medien ist, umso mehr wird reflektiert. Für senkrechten Einfall beträgt der reflektierte Anteil der Ultraschallamplitude

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}. \quad (2.10)$$

Absorption

Die Absorption von Ultraschall ist in jedem Medium infolge der Viskosität und der Wärmeleitfähigkeit des Mediums gegeben: Wenn sich benachbarte Volumenelemente mit unterschiedlicher Geschwindigkeit ausbreiten, kommt es einerseits zu innerer Reibung (Viskosität) und andererseits zu einem Wärmestrom vom wärmeren zum kälteren Volumenelement. Beides resultiert in eine Energiedissipation in Ausbreitungsrichtung des Ultraschalls.

Im Fall von Fluiden besitzt der Absorptionskoeffizient $\alpha_{Absorption}$ eine Proportionalität zu ν^2 . Dagegen ist er bei Festkörpern nur zur Frequenz ν proportional [14].

Streuung

Besitzt ein Medium Inhomogenitäten wie etwa Poren und haben diese Inhomogenitäten andere physikalische Eigenschaften (Dichte ρ und Kompressibilität κ) als das sie umgebende Medium, so folgt eine Streuung der Ultraschallwelle an diesen. Ist nur eine Kompressibilitätsänderung vorhanden, so ergibt sich nach [20] ein winkelunabhängiges Streuverhalten. Dagegen führt eine Dichteinhomogenität zu einem Dipolcharakter in der Winkelabhängigkeit der gestreuten Intensität der Ultraschallwelle. In der Regel treten beide Fälle gemeinsam auf. Der Streukoeffizient kann durch Integrieren der gestreuten Intensität berechnet werden:

$$\alpha_{Streuung} \propto \int_0^\pi I_{Streu} 2\pi r^2 \sin \theta d\theta \quad (2.11)$$

Im Gegensatz zur Absorption geht bei der Streuung die Energie nicht in Form von Wärme verloren, sondern sie ändert nur ihre Richtung. Näherungsweise kann man davon ausgehen, dass die Streuer nichtkomprimierbar und kugelförmig mit dem Radius a sind.

Je nachdem wie groß der Radius a der streuenden Teilchen im Vergleich zu der Wellenlänge λ der einfallenden Ultraschallwelle ist, unterscheidet man drei Fälle. Ist die Wellenlänge λ viel größer als a , sprich wenn $ka \gg 1$ (k = Wellenzahl) gilt, liegt der Fall der *Rayleigh-Streuung* vor. Hierbei ist die gestreute Intensität I_{Streu} proportional zur vierten Potenz der Frequenz. Die Winkelverteilung der Rayleigh-Streuung (Abb.2.4) weist eine starke Dominanz der Rückwärtsstreuung auf.

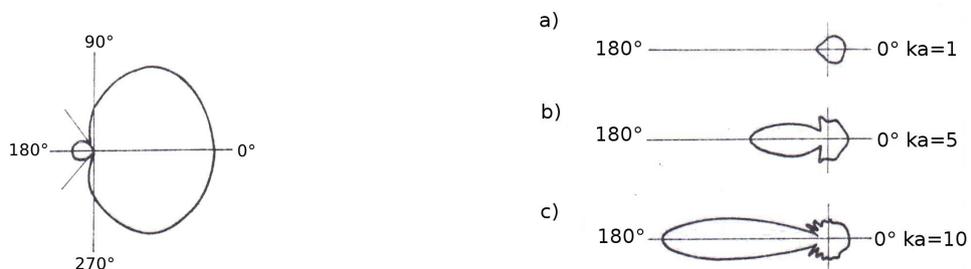


Abbildung 2.4: Winkelverteilungen der Rayleigh(links)- und Mie-Streuung(rechts). Die Ausbreitungsrichtung der Ultraschallwelle ist hier von 0° nach 180° gegeben. Aus [14]

Wenn der Radius der streuenden Teilchen etwa so groß ist wie die Wellenlänge ($ka \geq 1$), so tritt *Mie-Streuung* ein. Die gestreute Intensität ist hier gegeben durch

$$I_{Streu} = I_0 \frac{a^2}{4r^2} [1 + \cot^2 \frac{\theta}{2} J_1^2(ka \sin \theta)], \quad (2.12)$$

wobei r die Entfernung und $J_1(x) = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r (\frac{x}{2})^{2r+1}}{\Theta(2+r)r!}$ die erste Besselfunktion ist. Die Winkelverteilung der Mie-Streuung ähnelt für $ka = 1$ der der Rayleigh-Streuung. Für größer werdendem ka nimmt dagegen die Streuung in Vorwärtsrichtung zu (Abb.2.4). Der Fall $ka \ll 1$ beschreibt die Tyndall-Streuung. Hierbei kann die Streuung durch die Reflexionsgesetze (siehe 2.1.3) ausgedrückt werden.

2.2 Oberwellen

2.2.1 Nichtlinearität des Wassers

Das Wassermolekül setzt sich zusammen aus einem Sauerstoffatom und zwei Wasserstoffatomen. Die Wasserstoffatome bilden gemeinsam mit den beiden freien Elektronenpaaren des Sauerstoffs eine tetraedrische Anordnung, in deren Mitte sich das Sauerstoffatom befindet. In einem Tetraeder sollte der Bindungswinkel $109,5^\circ$ betragen. Wegen den freien Elektronenpaaren, die das Bestreben haben einen möglichst großen Abstand zueinander zu gewinnen, ist der Bindungswinkel im Wassermolekül auf $104,5^\circ$ verkleinert (vgl. 2.5a). Da Sauerstoff (EN=3,5) elektronegativer ist als das Wasserstoffatom (EN=2,2), wird die Elektronenpaarbindung zwischen dem Sauerstoff und dem Wasserstoff stärker zum Sauerstoff hingezogen. Aus diesem Grund lässt sich dem Sauerstoffatom eine negative Partialladung δ^- zuordnen (siehe 2.5b). Das Wasserstoffatom erhält entsprechend eine positive. Insgesamt besitzt die kovalente Bindung zwischen Sauer- und Wasserstoff also einen Dipolcharakter, der wegen der gewinkelten Anordnung im Wassermolekül permanent ist. Aufgrund dieser asymmetrischen Ladungsverteilung im Wassermolekül, kommt es zu einer Anziehung zwischen verschiedenen Wassermolekülen. Diese äußert sich in der Ausbildung von Wasserstoffbrückenbindungen. Die Wasserstoffbrückenbindung ist etwa zehnmal schwächer als die kovalente Bindung.

Breitet sich eine Ultraschallwelle in Wasser aus, kommt es zu einer periodischen Kompression und Expansion des Wassers. In der Kompressionsphase ist die Druckänderung $p = P - P_0$ gemäß dem Hookeschen Gesetz

$$p = K \cdot s \quad (2.13)$$

proportional zur relativen Kompression s der Wassermoleküle. K ist das Kompressionsmodul³.

³Dies ist eine linearisierte Gleichung, die sich ergibt, wenn man den Wechseldruck, der nur von der Dichte abhängt, in eine Taylorreihe entwickelt und nach dem ersten Glied abbricht:

$$p(\rho) = \rho_0 \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_{\rho=\rho_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \frac{1}{2} \rho_0^2 \left(\frac{d^2p}{d\rho^2} \right)_{\rho=\rho_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 + \dots = Ks + \frac{1}{2}Bs^2 + \dots$$

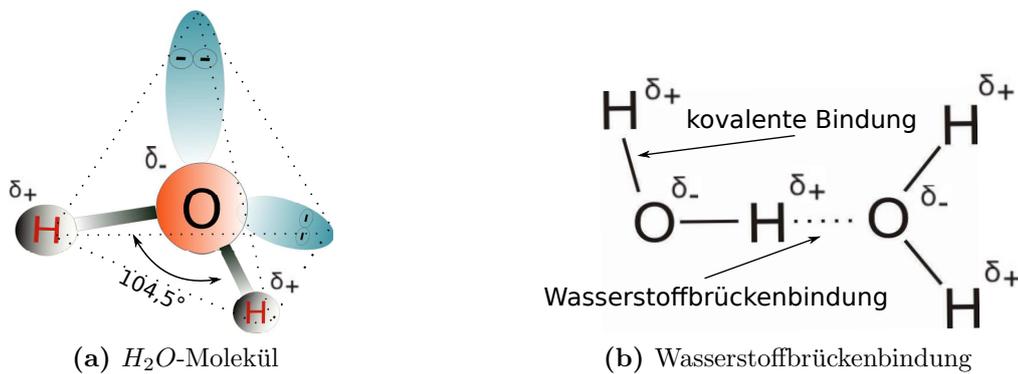


Abbildung 2.5: Dargestellt ist die tetraedrische Anordnung des H_2O - Moleküls und die Wasserstoffbrückenbindung zwischen zwei Wassermolekülen

Diese Linearität ist dagegen in der Expansionsphase nicht mehr gegeben⁴. Der Grund hierfür ist in der schwachen Wasserstoffbrückenbindung zu finden. Beim Auseinanderziehen des Wassers brechen die Wasserstoffbrückenbindungen sehr leicht auf. Folglich lässt sich Wasser leichter auseinanderziehen als zusammenziehen. Diese nichtlineare Eigenschaft der Elastizität von Wasser führt dazu, dass eine sinusförmige Ultraschallwelle im Laufe der Propagation durch Wasser verzerrt.

Mathematisch äußert sich die Nichtlinearität darin, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit (Gleichung 2.4) um einen Term erweitert werden muss:

$$c'(x, t) = c + \left(1 + \frac{B}{2K}\right) v(x, t) \quad (2.14)$$

Der Ausdruck $\epsilon_0 = \left(1 + \frac{B}{2K}\right)$ wird Nichtlinearitätskoeffizient genannt. Während das erste Glied, wie schon im Abschnitt 2.1.1 erklärt, von der Konvektion herrührt, beschreibt das zweite Glied gerade die Nichtlinearität des Mediums. Für Wasser ergibt das Verhältnis B/K etwa den Wert 5 [18]. Eingesetzt in Gleichung 2.14, bedeutet dies, dass die Verzerrung der Ultraschallwelle zu einem Drittel durch die Konvektion und zu zwei Drittel durch die nichtlineare Eigenschaft des Wassers verursacht wird.

Dadurch ähnelt eine anfangs sinusförmige Schallwelle im Laufe des Ausbreitungsprozesses immer mehr einem sägezahnförmigen Signal.

2.2.2 Fourier Analyse

Das verzerrte Signal kann man beschreiben durch eine Überlagerung von mehreren sinusförmigen Wellen, die mit der n -fachen Grundfrequenz ν_0 schwingen. Entspricht $n=1$, so spricht man von der Grundwelle, bei allen höheren Ordnungen werden diese als Oberwellen bezeichnet. Die erste Oberwelle schwingt damit mit der doppelten Grundfrequenz.

⁴Es ist nun nicht mehr sinnvoll nach dem ersten Glied der Taylorreihe abzubrechen, sondern erst nach dem zweiten.

Durch eine Fourier Analyse des verzerrten Signals erhält man dessen Frequenzspektrum. Je größer die Verzerrung ist, umso höher sind die Amplituden der Oberwellen. Dieser Anteil fehlt dann der Grundwelle an Amplitude. Die Fourier Transformation einer Funktion $f(t)$ ist definiert als

$$\hat{f}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt. \quad (2.15)$$

Für diese Arbeit ist die Fourier Transformierte eines endlichen Wellenzugs interessant. Die Funktion eines endlichen Wellenzugs ist gegeben durch

$$f(t) = \begin{cases} A_0 e^{i\omega_0 t} & -T < t < T \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.16)$$

Die Fouriertransformierte ergibt eine sinc- Funktion ⁵. Nachfolgend ist diese beispielhaft für $\omega_0 = 10$ und $A_0 = T = 1$ dargestellt. Betrachtet man die Summe von mehreren

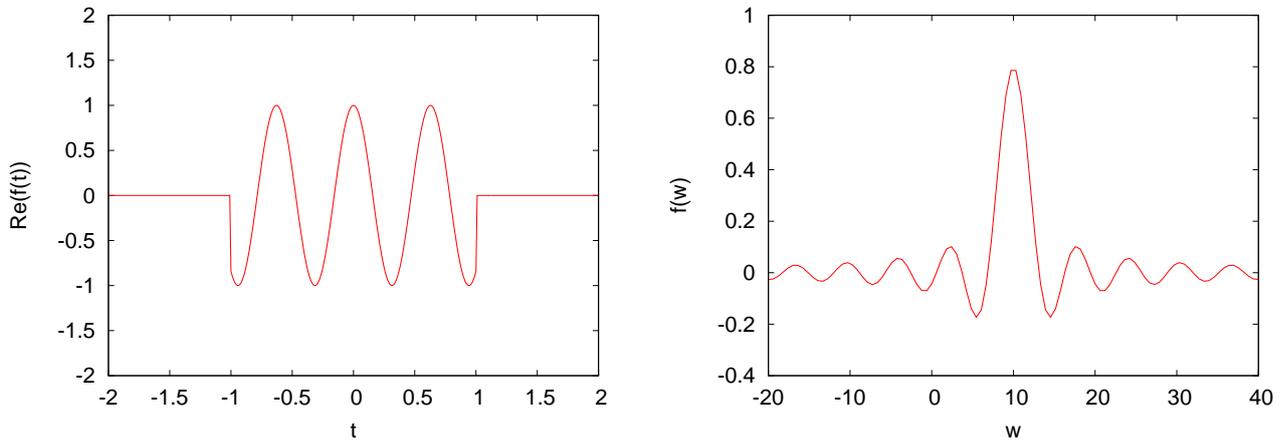


Abbildung 2.6: Die Funktion $f(t)$ (links) und ihre Fourier Transformierte(rechts)

endlichen Wellenzügen der Form $g(t) = A_1 e^{i\omega_0 t} + A_2 e^{i2\omega_0 t} + A_3 e^{i3\omega_0 t} \dots$ und berücksichtigt die Additivität der Fouriertransformation, so ergibt sich für die Fouriertransformierte des zuvor beschriebenen verzerrten Signal

$$\hat{g}(\omega) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} T \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\sin(n \cdot \omega_0 - \omega)}{n \cdot \omega_0 - \omega}, \quad (2.17)$$

wobei die A_n die jeweiligen Amplituden der Grundwelle ($n = 1$) und der Oberwellen ($n > 1$) sind.

⁵

$$\hat{f}(\omega) = \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{-T}^{+T} e^{i(\omega_0 - \omega)t} dt = \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{i(\omega_0 - \omega)} [e^{i(\omega_0 - \omega)t}]_{-T}^{+T} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} A_0 T \frac{\sin(\omega_0 - \omega)}{\omega_0 - \omega}$$

3 Versuchsaufbau

3.1 Aufbau zur Untersuchung der Dämpfung von Oberwellen

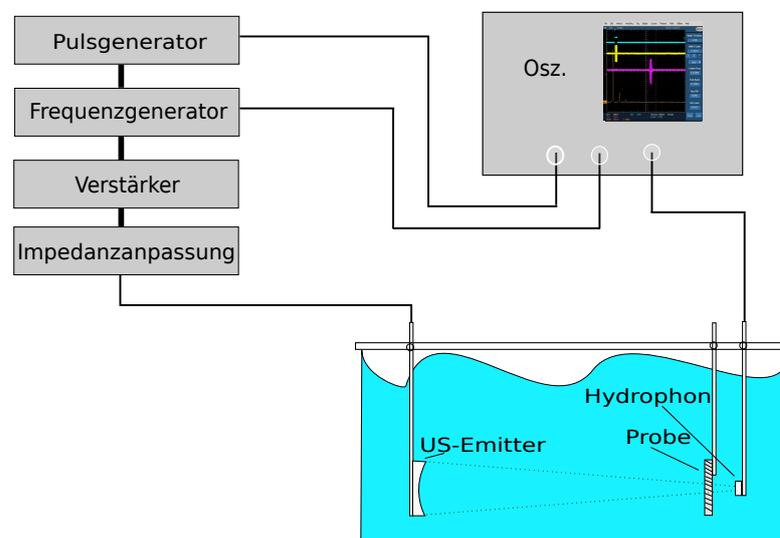


Abbildung 3.1: Verwendeter Aufbau

Der Ultraschall wird durch eine runde Piezokeramik (vgl. Abschnitt 2.1.2) erzeugt. Diese wurde auf eine Plexiglasplatte zur besseren Stabilität geklebt. Die Fokuslänge, wie sie in Abschnitt 2.1.1 berechnet wurde, konnte mit Hilfe einer plankonkaven Plexiglas-Linse auf dem Emitter auf eine Länge von etwa 28,5 cm verkürzt werden. Dies ist auch gleichzeitig der Abstand zwischen der Piezokeramik und dem Hydrophon, mit dem das Signal detektiert wird. Das Hydrophon besteht genauso wie der Emitter aus Bleizirkonattitanat. Während zur Ultraschallerzeugung der inverse Piezoeffekt genutzt wird, beruht die Detektion des Ultraschall Impulses durch das Hydrophon auf den direkten Piezoeffekt.

Der Frequenzgenerator (Rohde & Schwarz Signal Generator SMY01) erzeugt eine sinusförmige Wechselspannung der Frequenz $\nu = 2,524\,380$ MHz, was gerade der Resonanzfrequenz des Emitters entspricht. Das Sinussignal wird durch den Verstärker (Kalmus Wideband RF Amplifier Model 150C) um den Faktor 1000 verstärkt und über eine Anpassungsbox auf den Ultraschallemitter gegeben. Die Anpassungsbox passt die Impedanz des Emitters an den Ausgangswiderstand des Verstärkers an, damit eine optimale Leistungsübertragung stattfinden kann. Der Pulsgenerator (Philips Pulse Generator PM

5715) schließlich sorgt für einen gepulsten Ultraschall. Dadurch kommt es am Ort des Hydrophons nicht zu Interferenzerscheinungen und gleichzeitig wird der Emitter geschont. Denn eine zu hohe Erwärmung führt zur Zerstörung der piezoelektrischen Eigenschaft der Keramik.

Unmittelbar vor das Hydrophon werden Proben von den untersuchten Materialien, die auf einen aus Platine bestehenden Rahmen gespannt waren, angebracht. Emitter, Probe und Hydrophon wurden mit Halterungen an eine Schiene festgeschraubt um eine optimale Ausrichtung zu erreichen. Die Schiene wurde auf einem mit Wasser gefüllten Behälter gelegt, so dass sich Emitter, Probe und Hydrophon unter Wasser befanden. Mit Hilfe des Oszilloskops (Tektronix Digital Phosphor Oscilloscope TD 5034) werden die Veränderungen des Hydrophonsignals (\propto Schallwechseldruck) durch die eingebrachten Proben betrachtet. Allerdings lassen sich keine genauen Werte des Schallwechseldrucks angeben, da das verwendete Hydrophon nicht geeicht ist.

3.2 Messmethode

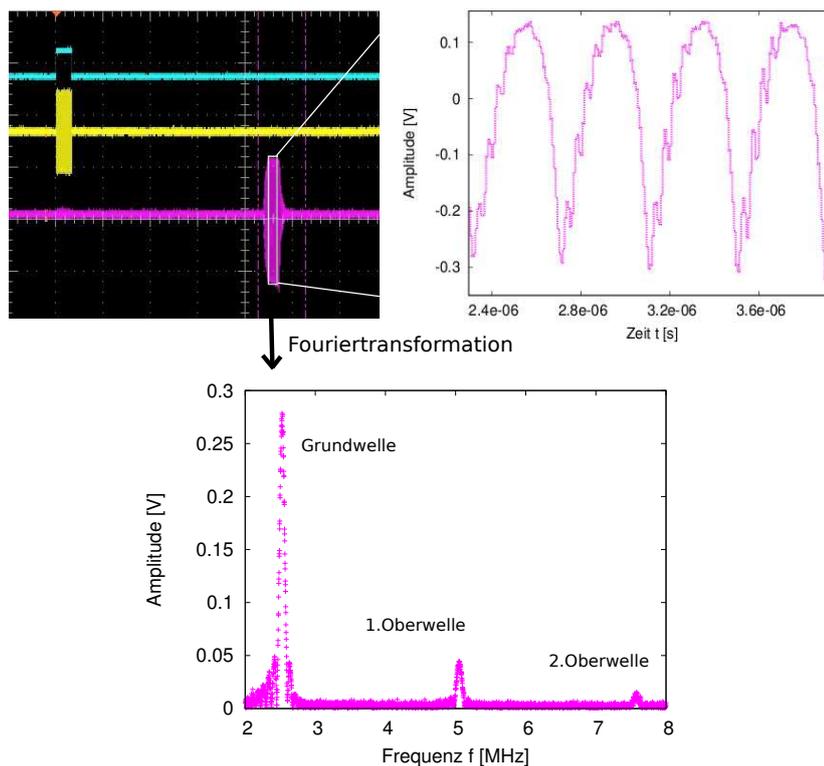


Abbildung 3.2: Links ist ein typisches Oszilloskop-Bild zu sehen, rechts ist eine Vergrößerung des Hydrophonsignals zu sehen und unten die FT des Hydrophonsignals

Eine Aufnahme des Oszilloskops ist in Abbildung 3.2 zu finden. Sie zeigt den Rechteckpuls (blau), die unverstärkte, gepulste sinusförmige Wechselfspannung (gelb) und den Ultraschall Impuls (lila), der nach der Zeit, die der Ultraschall vom Emitter zum Hydrophon

benötigt, vom Hydrophon registriert wird. Es ist gut zu erkennen, dass das Hydrophonsignal im Gegensatz zum gelben Signal nicht mehr symmetrisch um die Nulllage ist, sondern stärker nach unten gezogen ist. Noch deutlicher wird die Verzerrung bei Vergrößerung des Ultraschall Impulses. Man sieht, dass bei positiver Amplitude (bzw. Wechseldruck), was gerade der Kompressionsphase des Wassers entspricht, das Signal viel kleiner ist als bei negativer Amplitude. Zudem lässt sich eine Ähnlichkeit zu einem sägezahnförmigen Signal ausmachen. Diese Verzerrungen sind auf die Nichtlinearität des Wassers zurückzuführen (vgl. Abschnitt 2.2.1).

Außerdem sind Zacken im Signal zu beobachten, die aufgrund der Eigenresonanz des Hydrophons zustande kommen, wenn die Frequenzen der Oberwellen in der Nähe der Eigenresonanzfrequenz des Hydrophons (etwa 20 MHz) liegen.

Eine Fouriertransformation des Hydrophonsignals ergibt wie erwartet eine Summe von sinc-Funktionen, deren Peaks gerade bei der n -fachen Grundfrequenz $\nu_0 = 2,5 \text{ MHz}$ liegen. Da die Amplituden der zweiten Oberwelle und der Oberwellen höherer Ordnung sehr klein sind, wird bei den Messergebnissen (Kapitel 4) nur auf die Grund- und erste Oberwelle eingegangen.

3.3 Aufbau zur Untersuchung des Ultraschallfeldes

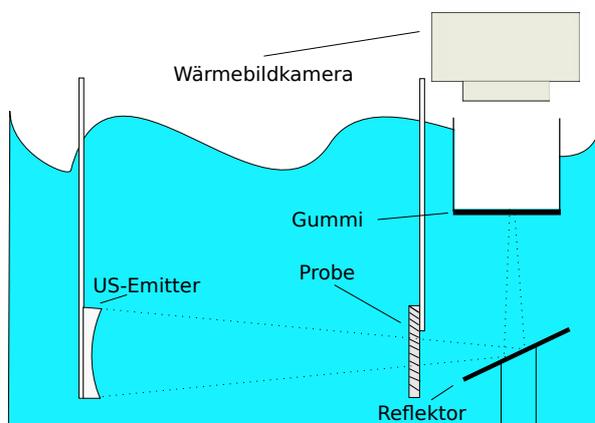


Abbildung 3.3: Der Ultraschallstrahl wird mit dem Reflektor in vertikale Richtung reflektiert, wo sich eine Gummischicht befindet. Der absorbierte Ultraschall erwärmt das Gummi, das mit der Wärmebildkamera betrachtet wird.

Es ist wichtig zu wissen, wie die Proben den Fokus des Ultraschalls beeinflussen. Dazu wurde der zuvor beschriebene Aufbau (Abbildung 3.3) leicht verändert. Der Ultraschallstrahl wird nach Passieren der Probe durch einen Reflektor in vertikale Ebene reflektiert. Er trifft dann auf einen gespannten Gummi der Dicke 0,7 mm, der den Ultraschall absorbiert. Die Absorption führt zu einer Erwärmung des Gummis, was mit Hilfe einer Wärmebildkamera (InfraTec VarioCAM®hr) registriert werden kann. Auf diese Weise wird der Fokus des Ultraschalls "sichtbar". Damit der Fokus des Ultraschallstrahls genau auf dem Gummi trifft, kann die Position des Ultraschallmitters variiert werden.

4 Messergebnisse

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Messungen mit Schaumstoffen, Latex-Gummi und Platinen, die als Probe verwendet wurden, vorgestellt. Um die Zuverlässigkeit der Ergebnisse zu steigern, wurde jede Messung drei mal wiederholt (Abb.4.1). Die so erhaltenen Hydrophonsignale wurden anschließend fouriertransformiert. Die maximalen Amplituden der Grund- und ersten Oberwellen konnten bestimmt werden, indem an die Peaks der Fouriertransformierten Gaußkurven der Form $U(\nu) = U_0 + A \cdot \exp\left(-\left(\frac{\nu-\nu_0}{\sigma}\right)^2\right)$ gefittet wurden. Anschließend wurde der fehlergewichtete Mittelwert ¹ der drei Amplituden gebildet, der im weiteren Verlauf als A_G bzw. A_O bezeichnet wird. Der Fehler dieser Mittelwerte ergibt sich aus dem Anpassungsfehler der Fits und der Streuung der drei Amplitudenwerte².

Um die Dämpfung der Grund- und ersten Oberwelle miteinander vergleichen zu können, wurde auch jeweils eine Messung ohne die jeweiligen Materialien gemacht, so dass die Werte von A_G und A_O auf diese Messung normiert wurden ($A_{G/O,norm} = \frac{A_{G/O}}{A_{Ohne}}$). Es werden allerdings nur die Wichtigsten Größen in den Tabellen aufgeführt. Die vollständigen Tabellen sind im Anhang zu finden.

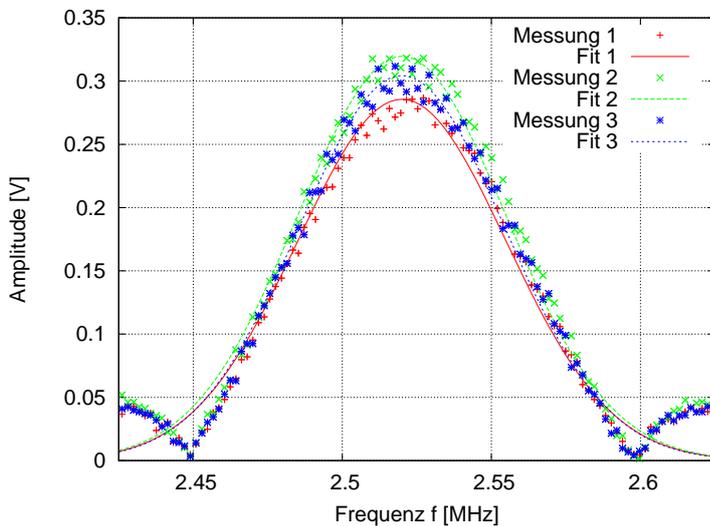


Abbildung 4.1: Hier sind beispielhaft die Fouriertransformierten der drei Messungen für 80ppi-Schaumstoff (Grundwelle) dargestellt. Gerade bei den Schaumstoffen ist die dreifache Messung wichtig, weil es bei diesen schwer gewesen ist, alle Poren mit Wasser zu füllen und es somit zu kleineren Schwankungen in den Messwerten kommen kann.

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

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

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

4.1 Schaumstoffe

Als erstes wurden Messungen mit Schaumstoffen der Firma Pahlke durchgeführt. Diese sind Polyurethan-Ester-Weichschaumstoffe auf Polyesterbasis und gehören damit zu den Elastomeren³. Das heißt sie sind sehr elastisch und weich. Außerdem zeichnen sie sich durch eine regelmäßige, offenporige Zellstruktur aus. Es standen Schaumstoffe mit einer Porengröße von 10ppi bis 80ppi zur Verfügung (siehe Abb.4.2). Die Angabe 10 ppi (pores per inch) bedeutet, dass sich auf einer Strecke von 2,5 cm 10 Poren befinden. Zudem wurden noch drei andere Schaumstoffe aus dem Labor verwendet, die nach ihren Farben benannt sind.



Abbildung 4.2: Schaumstoffe nach kleiner werdenden Poren sortiert

Polyurethan besitzt eine Schallkennimpedanz von $Z = 2,2 \cdot 10^6 \text{ kg/ms}$, so dass der Reflexionskoeffizient $R = 0,2$ beträgt. Berücksichtigt man noch die Tatsache, dass die Reflexion und Absorption von Ultraschall nur an den Wänden der Poren, die bei allen Materialien zwischen $40 \mu\text{m}$ und $70 \mu\text{m}$ dick sind, stattfindet, so ist davon auszugehen, dass bei einem dünnen Schaumstoff nur sehr wenig Dämpfung durch Reflexion und Absorption entsteht. Mit Hilfe eines Mikroskops konnten die Porendurchmesser $2a$ der einzelnen Schaumstoffe bestimmt werden (siehe Tabelle 4.1.). Berechnet man nun ka , so ergeben sich Werte zwischen 5 und 15. Nach Abschnitt 2.1.3 kann also davon ausgegangen werden, dass es in den Schaumstoffen zur Mie-Streuung kommen wird.

Schaumstoff	a [μm]	$k_G a$
10ppi	4000	42
20ppi	1500	16
30ppi	900	10
45ppi	600	7
60ppi	400	4
80ppi	300	3
gelb	470	5
grün	300	3
weiss	300	3

Tabelle 4.1: Für die Grundwelle des Ultraschalls ($\lambda = 600 \mu\text{m}$) wurde ka berechnet.

³Kunststoffe lassen sich in den drei Gruppen Thermoplaste, Elastomere und Duroplaste einteilen. Die Thermoplasten bestehen aus linearen, langkettigen Molekülen. Bei Erwärmung verformt sich der Kunststoff. Sowohl bei Elastomeren als auch bei Duroplasten sind die Molekülketten miteinander vernetzt, wobei die Vernetzung bei den Elastomeren grobmaschiger ist, so dass diese sich leicht gummiartig verformen lassen

4.1.1 Messungen mit dünnen Schaumstoffen

Zunächst einmal wurden alle beutzten Schaumstoffe auf eine Dicke von 3 bis 4 mm gebracht. Diese geringe Dicke ermöglichte, dass so gut wie alle Poren mit Wasser gefüllt werden konnten, indem in warmen Spülmittelwasser die Luftblasen in den Poren herausgedrückt wurden.

Die erhaltenen Ergebnisse sind in Abbildung 4.3 zu sehen, wobei der Übersichtlichkeit halber nur die Resultate von drei Schaumstoffen im Vergleich zu der Messung ohne Schaumstoff dargestellt sind. Als erstes fällt auf, dass sowohl bei Grund- und Oberwelle die Dämpfung sehr gering ist. Bei der Grundwelle gelangen 78%-95% und bei der Oberwelle 66%-91% der maximalen Wellenamplitude durch die Schaumstoffe hindurch (siehe Tabelle 4.2). Der Grund hierfür ist einerseits in der geringen Reflexion und Absorption der Welle wegen den mit Wasser gefüllten Poren. Andererseits wird nach der Mie-Streuung der überwiegende Teil der Ultraschallwelle in Vorwärtsrichtung (180°), also gerade dort wo mit dem Hydrophon gemessen worden ist, gestreut (vgl. Abbildung 2.4).

Als zweites ist bemerkenswert, dass die Dämpfung der Ultraschallwelle entscheidend von der Porengröße abhängig ist. Man erkennt, dass mit kleinerer Porengröße (10ppi \rightarrow 80ppi) die Transmission der Ultraschallwelle steigt. Nimmt man nun an, dass die Mie-Streuung die entscheidende Rolle bei der Dämpfung spielt, so lässt sich dieses Resultat durch die Proportionalität der gestreuten Intensität zum Quadrat des Porenradius verstehen (vgl. Gleichung 2.12). Je kleiner der Porenradius, umso weniger wird gestreut und umso höher ist der transmittierte Anteil der Welle, was gerade dem Beobachteten entspricht.

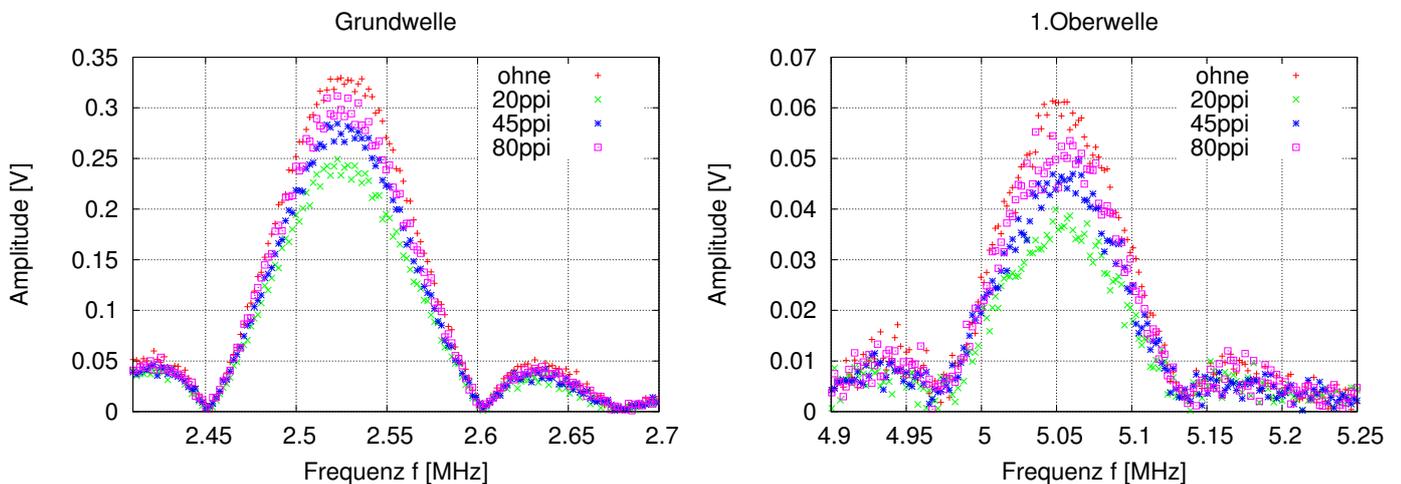


Abbildung 4.3: Fouriertransformierte des Hydrophonsignals beim Durchgang der Ultraschallwelle bei verschiedenen Schaumstoffen.

Betrachtet man in Tabelle 4.2 die Werte von $A_{G,norm}/A_{O,norm}$, so nimmt dieser für alle Schaumstoffe den Wert 1 an, was auf eine frequenzunabhängige Dämpfung hindeutet. Setzt man in Gleichung 2.12 für den Winkel $\theta 180^\circ$ ein, so ist die gestreute Intensität nur noch von dem Porenradius a abhängig: $I_{streu} = I_0 \frac{a^2}{4r^2}$.

Schaumstoff	$A_{G,norm}$	$A_{O,norm}$	$A_{G,norm}/A_{O,norm}$
10ppi	$0,84 \pm 0,04$	$0,72 \pm 0,03$	$1,15 \pm 0,08$
20ppi	$0,76 \pm 0,03$	$0,66 \pm 0,04$	$1,16 \pm 0,09$
30ppi	$0,78 \pm 0,06$	$0,70 \pm 0,05$	$1,12 \pm 0,12$
45ppi	$0,84 \pm 0,06$	$0,79 \pm 0,06$	$1,07 \pm 0,11$
60ppi	$0,90 \pm 0,04$	$0,83 \pm 0,05$	$1,07 \pm 0,08$
80ppi	$0,93 \pm 0,06$	$0,91 \pm 0,06$	$1,03 \pm 0,09$
gelb	$0,83 \pm 0,04$	$0,76 \pm 0,06$	$1,09 \pm 0,10$
grün	$0,95 \pm 0,05$	$0,91 \pm 0,06$	$1,05 \pm 0,09$
weiss	$0,89 \pm 0,05$	$0,80 \pm 0,04$	$1,11 \pm 0,09$

Tabelle 4.2: Normierte Amplitudenwerte der Grund- und Oberwelle für verschiedene Schaumstoffe.

4.1.2 Messungen mit grünem Schaumstoff

Nach Tabelle 4.2 erhält man mit dem 20ppi-Schaumstoff die bestmögliche Dämpfung der Oberwelle ($A_{G,norm}/A_{O,norm} = 1,16$). Das ist aber auch der Schaumstoff mit der größten Dicke (vgl. Tabelle im Anhang). Um festzustellen, ob die Dicke des Schaumstoffs eine bessere Dämpfung der Oberwelle im Vergleich zur Grundwelle ermöglicht, wurde für den grünen Schaumstoff, der aufgrund seiner Porengröße mit dem 80ppi-Schaumstoff vergleichbar ist, Messungen für unterschiedliche Dicken durchgeführt.

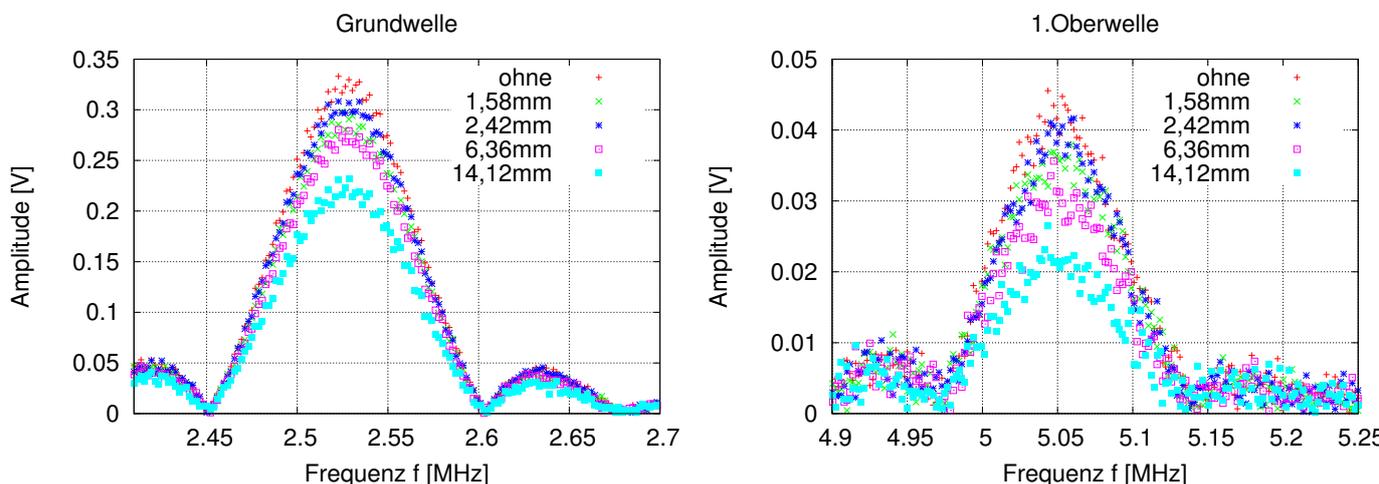


Abbildung 4.4: Fouriertransformierte des Hydrophonsignals beim Durchgang der Ultraschallwelle für verschiedene Dicken des grünen Schaumstoffs.

Es lässt sich bestätigen, dass bei Verwendung eines Schaumstoffs ab einer Dicke von 6 mm die Oberwelle etwas stärker gedämpft wird als die Grundwelle. Je dicker der Schaumstoff dabei, umso besser ist die Dämpfung. Das bedeutet bei dickerem Schaumstoff ist die

Dämpfung nicht mehr frequenzunabhängig. Die Absorption des Ultraschalls scheint nun eine größere Rolle bei der Dämpfung zu spielen ($\alpha_{Absorption} \propto \text{Frequenz}$).

Dicke [mm]	$A_{G,norm}$	$A_{O,norm}$	$A_{G,norm}/A_{O,norm}$
1,58	$0,89 \pm 0,01$	$0,86 \pm 0,02$	$1,03 \pm 0,03$
2,42	$0,94 \pm 0,02$	$0,92 \pm 0,02$	$1,01 \pm 0,03$
6,36	$0,84 \pm 0,01$	$0,72 \pm 0,02$	$1,16 \pm 0,03$
14,12	$0,68 \pm 0,01$	$0,51 \pm 0,01$	$1,35 \pm 0,04$

Tabelle 4.3: Normierte Amplitudenwerte der Grund- und Oberwelle für verschiedene Dicken des grünen Schaumstoffs.

4.1.3 Messungen mit dickem Schaumstoff

Aufgrund der Erkenntnisse des letzten Abschnitts wurde nochmals mit fast allen Schaumstoffen die Hydrophonsignale aufgenommen, jetzt allerdings beträgt die Dicke bei allen 11,5 mm. Vergleicht man die Abbildungen 4.3 und 4.5, so lassen sich einige Unterschiede feststellen.

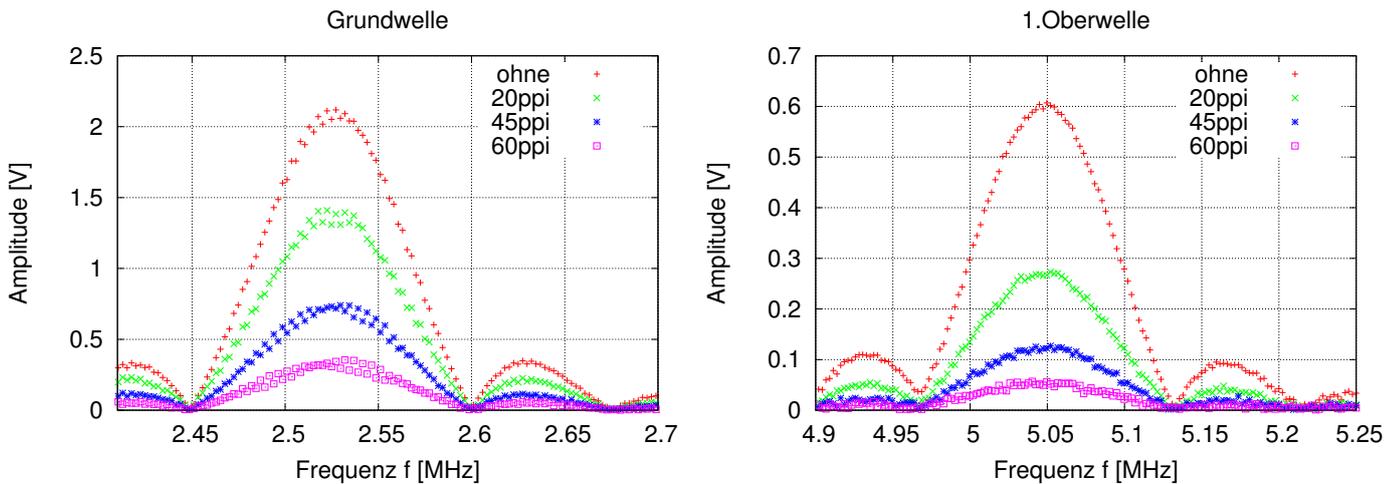


Abbildung 4.5: Fouriertransformierte des Hydrophonsignals beim Durchgang der Ultraschallwelle für unterschiedliche, 11,48 mm dicke Schaumstoffe.

Die Dämpfung der Ultraschallwelle ist nun viel höher. Für den 60ppi- Schaumstoff verringert sich die Grundwellenamplitude sogar um 86% (siehe Tabelle 4.4). Diese starke Abnahme lässt sich durch die höhere Absorption und Reflexion der Welle erklären, da nämlich bei dem dickeren Schaumstoff mehr Porenwände vorhanden sind an denen reflektiert und absorbiert werden kann. Es wird sicherlich auch hier zur Mie-Streuung, sogar zu Mehrfachstreuungen kommen. Allerdings scheint nun die Absorption die dominante Komponente bei der Dämpfung zu sein. Darauf deutet die Tatsache hin, dass nach Abbildung 4.5 und Tabelle 4.4 die Schaumstoffe mit den kleineren Poren (z.B. 60ppi-Schaumstoff)

zu einer höheren Dämpfung führen. Denn kleinere Poren bedeuten mehr Porenwände pro Flächeneinheit, was zu einer stärkeren Absorption führt. Außerdem war es bei den Schaumstoffen mit den kleineren Poren besonders schwer alle Luftblasen herauszudrücken, so dass man bei diesen zum Teil auch von Reflektion an den Luftblasen ausgehen muss. Luft hat bei 20°C einen Wellenwiderstand von $0,429 \times 10^3 \text{ kg/m}^2\text{s}$ [2], so dass an den Luftblasen fast alles reflektiert wird.

Schaumstoff	$A_{G,norm}$	$A_{O,norm}$	$A_{G,norm}/A_{O,norm}$
20ppi	$0,60 \pm 0,07$	$0,41 \pm 0,05$	$1,48 \pm 0,25$
30ppi	$0,54 \pm 0,06$	$0,37 \pm 0,06$	$1,46 \pm 0,30$
45ppi	$0,29 \pm 0,07$	$0,17 \pm 0,05$	$1,72 \pm 0,65$
60ppi	$0,14 \pm 0,04$	$0,08 \pm 0,02$	$1,62 \pm 0,66$
80ppi	$0,50 \pm 0,18$	$0,26 \pm 0,15$	$1,91 \pm 1,27$
gelb	$0,14 \pm 0,01$	$0,10 \pm 0,01$	$1,37 \pm 0,08$

Tabelle 4.4: Normierte Amplitudenwerte der Grund- und Oberwelle für verschiedene Schaumstoffe der Dicke 11,48 mm.

Insgesamt konnte durch die dicken Schaumstoffe eine bessere Dämpfung der ersten Oberwelle erreicht werden, was die Werte von $A_{G,norm}/A_{O,norm}$ unterstreichen. Als Kompromiss zwischen hoher Grundwellenamplitude und starker Oberwellendämpfung ist hier der 20ppi- oder der 80ppi-Schaumstoff als mechanischer Tiefpass zu empfehlen. Warum sich der 80ppi-Schaumstoff nicht in ähnlicher Weise verhält wie der 60ppi-Schaumstoff ist nicht ganz klar. Eventuell könnte es bei diesem zu einer Eigenresonanz kommen.

4.2 Latex-Handschuhe



Abbildung 4.6: Zwei Lagen Latex-Handschuhe auf dem Rahmen gespannt

Als zweites wurden Latex-Handschuhe (*Kimberly Clark SATIN PLUS Powder free Natural Rubber Latex Gloves*) verwendet. Diese werden aus vulkanisiertem Naturkautschuk hergestellt. Naturkautschuk wird aus dem Milchsaft des Kautschukbaumes gewonnen und ist ein polymerer Kohlenwasserstoff. Erst durch das Vulkanisieren, also durch Erhitzen von Kautschuk mit Schwefel, wird dieses zu einem elastischen Gummi wie etwa Gummi-Handschuhe weiterverarbeitet. Zum Experimentieren wurden die Handschuhfinger abgeschnitten und der Rest des Handschuhs wie in Abbildung 4.6 zu sehen auf dem Rahmen gespannt. Die Ultraschallgeschwindigkeit in vulkanisiertem Naturkautschuk beträgt $c_L = 2300 \text{ m s}^{-1}$ [21]. Die Dichte der Handschuhe wurde durch Wiegen zu etwa 647 kg/m^3 bestimmt. Damit folgt für den Wellenwiderstand eines Handschuhs $Z = 1,49 \times 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$, der mit dem von Wasser fast übereinstimmt

($Z_{Wasser} = 1,50 \times 10^6 \text{ kg/m}^3$). Folglich wird an der Grenzfläche Wasser- Handschuh so gut wie keine Reflexion ($R \approx 0$) stattfinden.

Aufgrund der Homogenität des Mediums Handschuh kann hier die Streuung als Dämpfungsprozess des Ultraschalls ausgeschlossen werden. Infolgedessen trägt nur die Absorption zur Dämpfung bei. Damit entspricht der Extinktionskoeffizient nach Gleichung 2.9 gerade dem Absorptionskoeffizienten ($\alpha = \alpha_{Absorption}$). Bei einer Frequenz von 2 MHz hat dieser den Wert $\alpha_{Absorption} = 7,4 \text{ dB/cm}$ [2].

4.2.1 Messungen mit unterschiedlich vielen Handschuhen

Es wurden Messungen mit ein bis vier Schichten der Latex-Handschuhe durchgeführt. Die Abbildung 4.7 zeigt die erhaltenen Ergebnisse. Man sieht, dass die Transmission der Grundwelle durch die Handschuhe hoch ist. Nach Tabelle 4.5 nimmt diese von 92% auf 66% mit steigender Anzahl der Handschuhe ab. Offensichtlich wird bei einer dickeren Gummischicht mehr Ultraschall absorbiert. Zudem wird die hohe Transmission durch die so gut wie gar nicht vorhandene Reflexion der Ultraschallwelle an dem Gummi möglich.

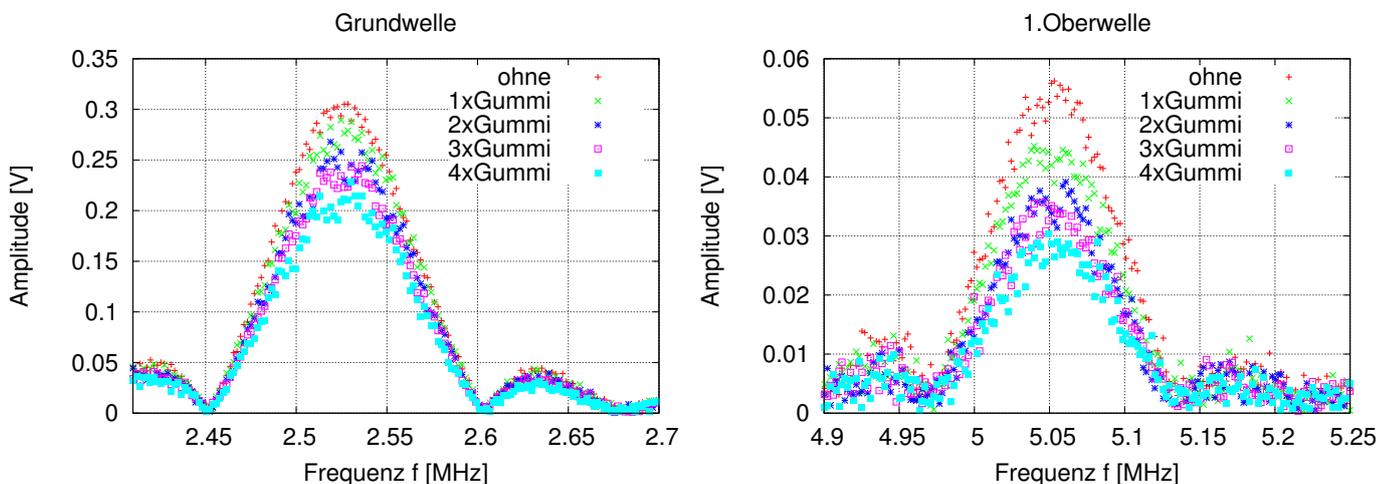


Abbildung 4.7: Fouriertransformierte des Hydrophonsignals bei der Propagation der Ultraschallwelle bei verschieden vielen Latex-Handschuh-Schichten

Die Oberwelle wird im Vergleich dazu etwas stärker gedämpft. Die maximale Oberwellenamplitude wird bei vier Handschuhen um 55% verringert. Die bestmögliche Dämpfung der Oberwelle im Verhältnis zu der der Grundwelle ist durch die vier Schichten Latex-Handschuhe gegeben (vgl. Tabelle 4.5).

Anz. Handschuhe	$A_{G,norm}$	$A_{O,norm}$	$A_{G,norm}/A_{O,norm}$
1	$0,92 \pm 0,01$	$0,81 \pm 0,02$	$1,13 \pm 0,03$
2	$0,84 \pm 0,02$	$0,69 \pm 0,02$	$1,22 \pm 0,05$
3	$0,76 \pm 0,02$	$0,59 \pm 0,03$	$1,31 \pm 0,08$
4	$0,66 \pm 0,10$	$0,45 \pm 0,13$	$1,46 \pm 0,48$

Tabelle 4.5: Normierte Amplitudenwerte der Grund- und Oberwelle für verschieden viele Handschuhe.

Um zu Überprüfen, ob die Dämpfung in den Latex-Handschuhen tatsächlich nur durch die Absorption des Ultraschalls erfolgt, wurde nach Gleichung 2.8 der Extinktionskoeffizient in dB/cm für Grund- und Oberwelle berechnet,

$$\alpha = \frac{\lg(A_{norm})}{5 \cdot \lg(e) \cdot d} \quad (4.1)$$

wobei die Dicke eines Handschuhs $d = 0,45 \pm 0,05$ mm betrug. Entspricht der Extinktionskoeffizient hier dem Absorptionskoeffizienten des Latex- Gummis, so sollte das Verhältnis α_O/α_G gerade zwei ergeben wegen der Proportionalität des Absorptionskoeffizienten zur Frequenz.

Anz. Handschuhe	α_G [dB/cm]	α_O [dB/cm]	α_O/α_G
1	$3,85 \pm 0,73$	$9,26 \pm 0,87$	$1,71 \pm 0,09$
2	$3,75 \pm 0,45$	$8,25 \pm 0,72$	$1,83 \pm 0,07$
3	$3,98 \pm 0,48$	$7,93 \pm 0,81$	$2,01 \pm 0,08$
4	$4,68 \pm 0,96$	$8,88 \pm 1,25$	$2,11 \pm 0,27$

Tabelle 4.6: Absorptionskoeffizienten der Grund- und Oberwelle für verschieden viele Handschuhe.

Aus der Tabelle 4.6 entnimmt man, dass α_O immer fast doppelt so groß ist wie α_G . Für den Quotienten α_O/α_G erhält man im Mittel $\alpha_O/\alpha_G = 1,92 \pm 0,10$, was die theoretischen Überlegungen bestätigt.

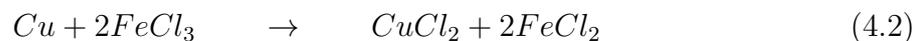
4.3 Leiterplatten (Platinen)



Abbildung 4.8: Verschieden dicke Platinen-Platten

Beim Experimentieren hat sich herausgestellt, dass der im Aufbau benutzte Rahmen die Oberwellen sehr gut dämpft. Auf diese Weise ist eine Messreihe mit verschiedenen dicken Platinen (0,5 mm – 3,1 mm) entstanden. Die dicksten drei Platten wurden von der Firma Isola zur Verfügung gestellt.

Eine Platine besteht aus Glasfasergewebe (meist E-Glas), das mit Epoxidharz, einem Duroplast, imprägniert ist. Dabei beträgt der Glasfaseranteil etwa 60%. Epoxidharz ist besonders hart, chemisch reaktionsbeständig und besitzt eine hohe Haftfestigkeit und wird daher oft als Klebstoff verwendet. Die Glasfasern erhöhen noch zusätzlich die Festigkeit des Epoxidharzes. Auf der Oberfläche einer Leiterplatte ist in der Regel eine 35 μm dicke Kupferschicht angebracht. Auf diese Weise können auf dem sonst isolierenden Material Leiterbahnen geätzt werden, so dass die Platinen als Trägermaterial für elektronische Bauteile eingesetzt werden können. Wie in der Einleitung erwähnt, soll der Tiefpass in einem Magnetresonanztomographen nutzbar sein. Daher wurde die Kupferschicht mit wässriger Eisen(III)chlorid-Lösung entfernt. Das Kupfer geht dabei unter Reaktion mit den Chloridionen in die Lösung über.



Nach Entfernen der Kupferschicht besteht die Oberfläche der Platine aus Epoxidharz. Die Dichte von Epoxidharz ist etwa $\rho_{\text{Epoxidharz}} = 1,15 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ und die Ultraschallgeschwindigkeit in diesem beträgt $c_{\text{Epoxidharz}} = 2650 \text{ m s}^{-1}$ [2]. Folglich nimmt die Schallkennimpedanz den Wert $Z_{\text{Epoxidharz}} = 3,05 \times 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$ an und es ist damit zu rechnen, dass 35% der Ultraschallamplitude an der Grenzfläche Wasser- Platine reflektiert wird.

Die Platine ist ein inhomogenes Medium, da die Glasfasern in der Epoxidharzmasse sich in Dichte und Kompressibilität vom Epoxidharz unterscheiden. Um die Größe einer Glasfaser zu ermitteln, wurde ein Teil der Platinenoberfläche entfernt und dies dann unter dem Mikroskop angeschaut. Eine solche Aufnahme ist in Abbildung .2 zu sehen. Der Durchmesser einer Glasfaser konnte so zu etwa 3 μm bestimmt werden. Nach Abschnitt 2.1.3 sollte eine Ultraschallwelle beim Durchgang durch eine Platine an den Glasfasern nach der Rayleigh-Theorie gestreut werden. Es wird ebenfalls zur Absorption des Ultraschalls kommen.

4.3.1 Messungen mit unterschiedlich dicken Platinen

In Abbildung 4.9 erkennt man zum einen, dass mit steigender Dicke der Platine die Dämpfung der Ultraschallwelle zunimmt, was nach Gleichung 2.8 nicht weiter verwundert. Die Dämpfung ist dabei im Vergleich zu den Schaumstoffen und Latex-Handschuhen deutlich höher. Es gelangen nur noch etwa 40% der Grundwellenamplitude durch die Platine

hindurch (vgl. Tabelle 4.7). Das liegt vor allem an dem großen Reflexionskoeffizienten der Platine. Aber auch die duroplastische Eigenschaften des Epoxidharzes bewirkt ein hohes Absorptionsvermögen von Ultraschall (und damit eine höhere Dämpfung) durch die Platine als durch die Elastomere (Schaumstoffe, Latex-Handschuhe). Zwar sind die Makromoleküle der Elastomere genauso wie die der Duroplasten miteinander vernetzt, allerdings ist der Vernetzungsgrad bei den Duroplasten höher und engmaschiger. Das hat zur Folge, dass bei einer Dehnung und Kompression des Kunststoffes durch die Ultraschallwelle die stark vernetzten Molekülketten einige Zeit brauchen, um diesem Dehnungs- und Kompressionszustand zu folgen. Wegen dieser Eigenschaft, die als "elastische Nachwirkung" [4] bezeichnet wird, kommt es bei der Schallausbreitung zur Dämpfung dieser durch Relaxationsprozesse. Unter diesen Relaxationsprozessen ist folgendes zu verstehen: Bei Kompression wird dem Kunststoff Energie zugeführt. Diese Energiezufuhr verteilt sich aber erst allmählich auf alle Freiheitsgrade der Moleküle indem diese untereinander zusammenstoßen. So wird ein Teil der zugeführten Energie in Wärme umgewandelt. Zum anderen zeigt ein Vergleich von Grund- und erster Oberwelle, dass die erste Oberwelle sehr viel stärker gedämpft wird.

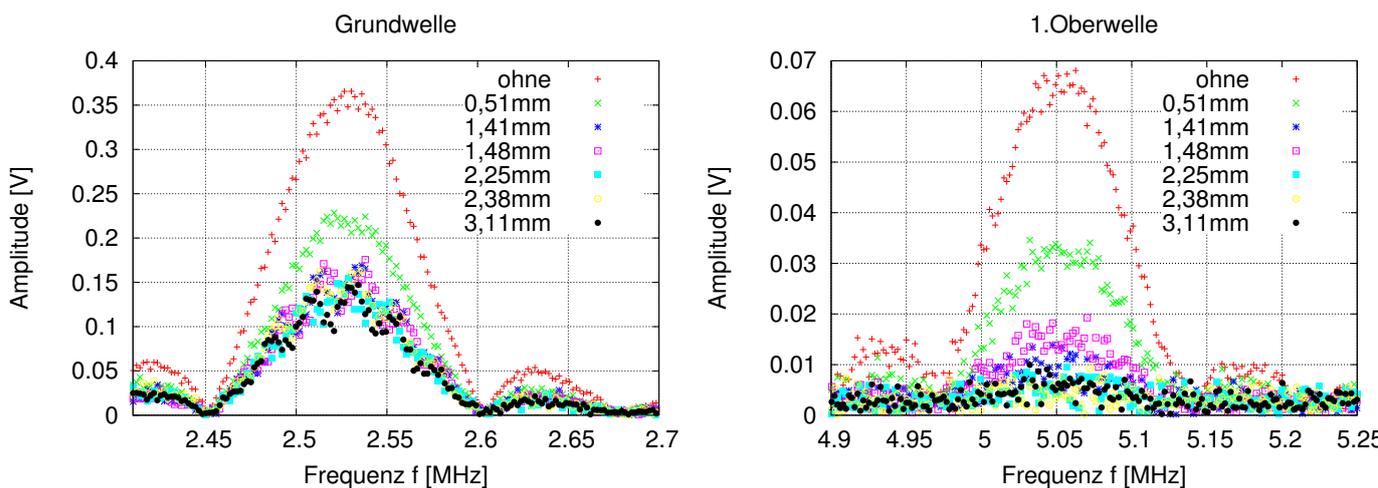


Abbildung 4.9: Fouriertransformierte des Hydrophonsignals bei Verwendung von unterschiedlich dicke Platinen

Nach Tabelle 4.7 ist die bestmögliche Dämpfung der Oberwelle bei einer Platinendicke von 2,38 mm erreicht. Dann wird die erste Oberwelle um den Faktor 4 stärker gedämpft als die Grundwelle. Dieser erfreulich hohe Faktor kommt einerseits durch die Absorption des Ultraschalls, da nämlich der Absorptionskoeffizient proportional zur Frequenz ist. Andererseits könnte nach den Überlegungen des vorherigen Abschnitts die Rayleigh-Streuung eine Rolle spielen. Da ist der Steuungskoeffizient proportional zur vierten Potenz der Frequenz, was die sehr starke Dämpfung der ersten Oberwelle erklären würde. Ob und wie sehr die Rayleigh-Streuung zur Dämpfung der Ultraschallwelle beiträgt, lässt sich nicht eindeutig aus den Messwerten erschließen.

Dicke [mm]	$A_{G,norm}$	$A_{O,norm}$	$A_{G,norm}/A_{O,norm}$
0,51	$0,61 \pm 0,01$	$0,49 \pm 0,01$	$1,24 \pm 0,03$
1,41	$0,42 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,07$	$2,55 \pm 0,11$
1,48	$0,40 \pm 0,01$	$0,23 \pm 0,03$	$1,74 \pm 0,24$
2,25	$0,37 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,15$	$3,27 \pm 0,44$
2,38	$0,40 \pm 0,01$	$0,09 \pm 0,06$	$4,34 \pm 0,27$
3,11	$0,35 \pm 0,01$	$0,09 \pm 0,06$	$4,02 \pm 0,28$

Tabelle 4.7: Die höchste Dämpfung der Oberwelle wird durch die 2,38 mm dicke Platine bewirkt.

4.4 Fokus des Ultraschalls

Um zu untersuchen wie die verwendeten Materialien den fokussierten Ultraschallstrahl beeinflussen, wurde der Aufbau nach Abschnitt 3.3 zur Aufnahme von Wärmebildfotos benutzt. Die Farben auf den Wärmebildfotos stehen für bestimmte Temperaturen zwischen $23,5^{\circ}\text{C}$ und $26,5^{\circ}\text{C}$ (siehe Temperaturskala in Abb. 4.10). Der reflektierte Ultraschall trifft auf eine Gummischicht (Fahrradschlauch ähnlicher Gummi), die auf einen zylinderförmigen Metallstück (rosafarbener Kreis) gespannt ist. Der Kreisinnendurchmesser beträgt $d = (6,2 \pm 0,1)\text{cm}$. Die Gummischicht, indem der Ultraschall zum Teil absorbiert wird, ist in den Abbildungen als blaufarbene Kreisfläche, die von dem rosafarbenen Kreis umschlossen wird, zu sehen. Die durch die Absorption entstandene Wärme ist mit einer Temperaturänderung verknüpft. Auf diese Weise wird die Stelle, wo der Ultraschall auf das Gummi trifft, in dem Foto sichtbar.

Als erstes wurde die Position des Fokus gefunden, indem der Abstand zwischen Emitter und der Gummischicht (ohne Probe) verändert wurde. Die Aufnahme a) entstand bei einem Abstand von $18,0 \pm 1,0\text{cm}$ und die Aufnahme b) für einen Abstand von $30,0 \pm 1,0\text{cm}$. Offenbar entspricht ersteres dem Nahfeld, da hier der Querschnitt des Ultraschallstrahls breiter ist als der in b) zu sehende Querschnitt. Außerdem ist die Intensität des Ultraschalls an dieser Stelle geringer, worauf die niedrigere Temperatur hinweist. Bei Vergrößerung des Abstandes von 18 cm nahm der Querschnittsradius des Ultraschalls ab und gleichzeitig erhöhte sich die Intensität. So wurde die Position des Ultraschallfokus zu $30,0 \pm 0,5\text{cm}$ bestimmt. Der Fokus hat einen Durchmesser von $0,95 \pm 0,05\text{cm}$.

Nun wurde der Abstand nicht mehr variiert und zusätzlich wurde von jedem Materialtyp das Material, das sich aufgrund der Ergebnisse der vorherigen Abschnitte am Besten als Tiefpass eignet, wie in Abbildung 3.3 zu sehen, zwischen Emitter und Reflektor mit einer Halterung reingehalten. Die Aufnahme d) wurde unter Verwendung von dem dickeren 80ppi-Schaumstoff und die Aufnahme f) mit den vier Schichten Latex-Handschuhen gemacht. Als Vergleich zu den Aufnahmen mit den Materialien wurden auch unmittelbar vor dem Hereinhalten der Materialien Fotos aufgenommen (Foto c) und e)), da sich bereits bei kleinsten Stößen mit dem Aufbau eine kleine Positionsänderung des reflektierten Ultraschalls resultierte. Sie sind im Prinzip identisch zu der Aufnahme b).

Bei beiden Aufnahmen d) und f) ist keine Verbreiterung des Ultraschallquerschnitts zu erkennen. Es nimmt lediglich die Intensität ab, mit dem Schaumstoff mehr als mit den Latex-Handschuhen, was man an den Farbunterschieden sehen kann. Die Intensitätsverringering hängt mit der Dämpfung der Ultraschallwelle durch die Materialien zusammen. Für eine quantitative Betrachtung wurde der Durchmesser des reflektierten Ultraschalls ermittelt (siehe Tabelle 4.8).

Material	Durchmesser [cm]
ohne Gummi	$0,8 \pm 0,1$
mit Gummi	$0,7 \pm 0,1$
ohne 80ppi	$0,9 \pm 0,1$
mit 80ppi	$0,7 \pm 0,1$

Tabelle 4.8: Durchmesser des Ultraschallquerschnitts für die verschiedenen Materialien.

Die Werte der Durchmesser mit und ohne Material sind sich sehr ähnlich (Tabelle 4.8). Dies verstärkt den Eindruck, dass sowohl die Schaumstoffe als auch die Latex-Handschuhe den Fokus des Ultraschalls nicht beeinflussen.

Es konnte leider kein Foto unter Benutzung der 2,38 mm dicken Platine gemacht werden, da durch die Platine die Intensität des Ultraschalls so stark abnahm, dass der reflektierte Ultraschall nicht mehr zu sehen war. Um den Ultraschall dennoch zu sehen, könnte man einen besseren Verstärker benutzen oder das Ultraschallfeld mit dem Hydrophon untersuchen. Im Zeitrahmen der Bachelorarbeit war dafür leider keine Zeit mehr vorhanden.

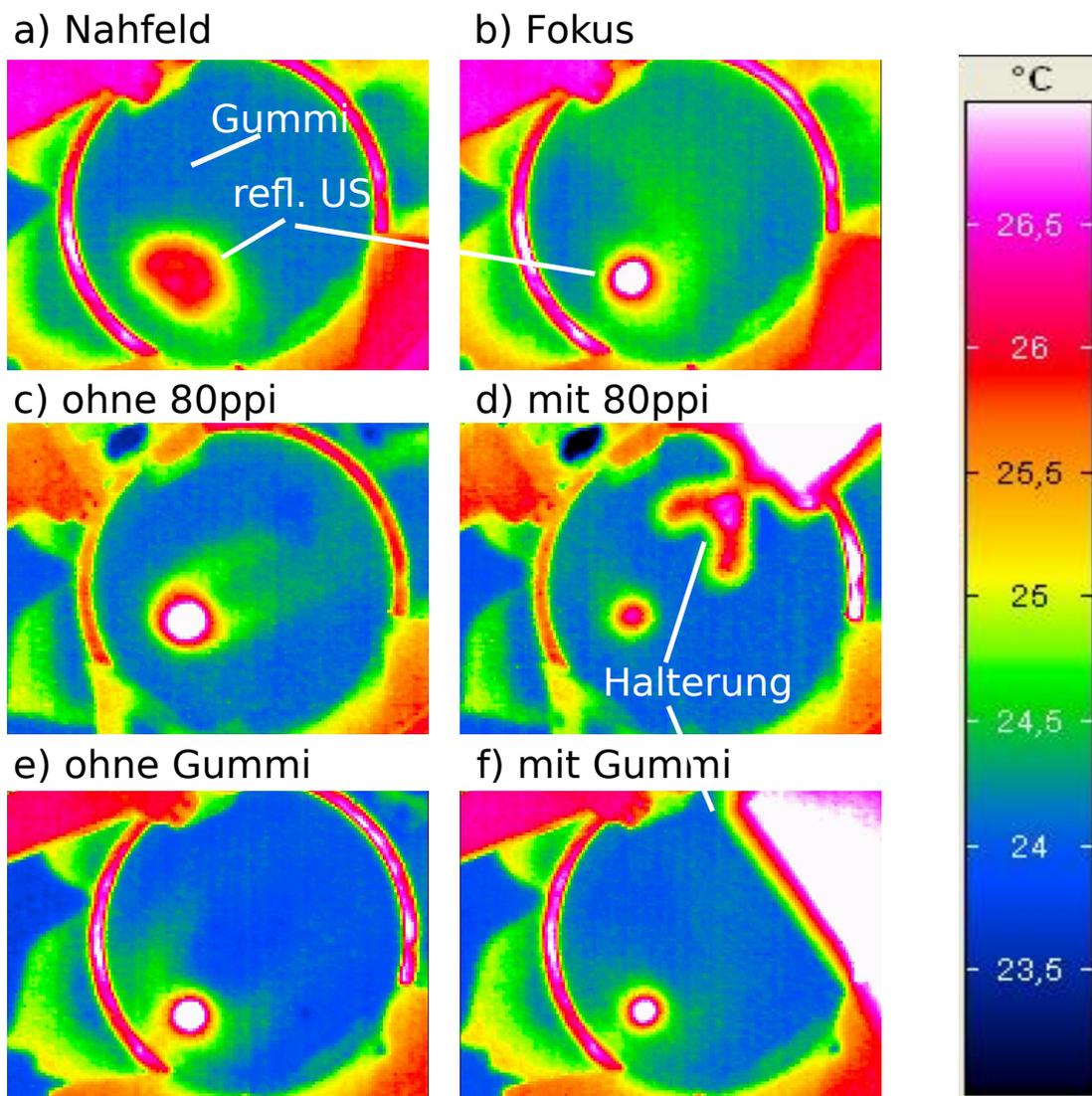


Abbildung 4.10: Aufnahmen mit der Wärmebildkamera

5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der Bachelorarbeit ist es gewesen, ein Material zu finden, das als mechanischer Tiefpass im Aufbau der MRT-Gruppe verwendet werden kann. Es sollte dabei die Oberwellen im Vergleich zu der Grundwelle stärker dämpfen. Zu diesem Zweck wurden insgesamt drei verschiedene Materialtypen, nämlich Schaumstoffe, Latex-Handschuhe und Platinen getestet.

Die Messergebnisse mit den Schaumstoffen haben gezeigt, dass die dünnen Schaumstoffe wegen der Mie-Streuung die Grund- und Oberwelle gleich stark dämpfen und sich deswegen nicht als mechanischen Tiefpass eignen. Dickerer Schaumstoff dagegen bewirkt eine höhere Dämpfung der ersten Oberwelle im Vergleich zu der Grundwelle, da nun die Absorption eine entscheidende Rolle beim Dämpfen spielt. Der 20ppi- oder 80ppi-Schaumstoff erzielt dabei die besten Resultate.

Die Absorption des Ultraschalls ist auch die tragende Komponente bei der Dämpfung der Oberwellen mit Latex-Handschuhen. Mit vier Schichten von den Latex-Handschuhen wird die erste Oberwelle um den Faktor 1,5 stärker gedämpft, ähnlich wie bei den dicken Schaumstoffen.

Die optimale Dämpfung der Oberwelle wird durch die 2,38 mm dicke Platine erreicht. Bei der Platine verursacht das Zusammenspiel von frequenzabhängiger Absorption und (eventuell) der Rayleigh-Streuung eine 4,5 fach-stärkere Dämpfung der Oberwelle im Vergleich zur Grundwelle. Der Nachteil der Platine ist die geringe Grundwellenamplitude. Dies ist zum großen Teil dem reflektierten Anteil der Ultraschallwelle an der Grenzfläche Wasser-Platine verschuldet. Das Problem kann durch Anbringen einer Anpassungsschicht an beiden Seiten der Platine behoben werden. Beträgt die Dicke der Anpassungsschicht gerade $\lambda/4$, so wird es bei senkrechtem Einfall des Ultraschalls auf die Schicht zu einer destruktiven Interferenz des reflektierten Ultraschalls (an der Schicht und der Platine) kommen. Berücksichtigt man noch, dass es zu einer völligen Auslöschung nur dann kommt, wenn die Amplituden der reflektierten Ultraschallwellen gleich groß sind, so ergibt sich eine Bedingung für den Wellenwiderstand der Anpassungsschicht: $Z_A = \sqrt{Z_{Wasser} \cdot Z_{Epoxydharz}}$. Gesucht wird demnach ein Material dessen Schallkennimpedanz etwa $Z_A = 2,12 \times 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$ beträgt. Dafür in Frage käme z.B. Neopren ($Z = 2,10 \times 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$) oder Siegelack ($Z = 2,15 \times 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$)[2]. Die angebrachte Schicht muss dabei etwa $150 \mu\text{m}$ dick sein.

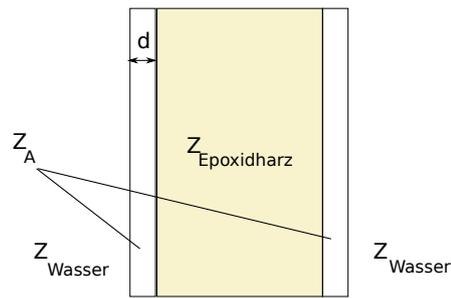


Abbildung 5.1: Verringerung der Reflexionsverluste durch eine Anpassungsschicht an beiden Seiten der Platine

Es ist aber sicherlich sinnvoll, zuerst zu überprüfen wie die Platine den Fokus des Ultraschalls beeinflusst. Sollte der Fokus nicht mehr erhalten bleiben, so würde sich der Aufwand nicht lohnen, da der fokussierte Ultraschall für die MRT-Gruppe von entscheidender Bedeutung ist, wie in der Einleitung bereits erwähnt. Die Aufnahmen mit der Wärmebildkamera haben für die Schaumstoffe und den Latex-Handschuhen zeigen können, dass mit ihnen als Tiefpass der Fokus nicht weiter gestört wird.

Anhang

Platine

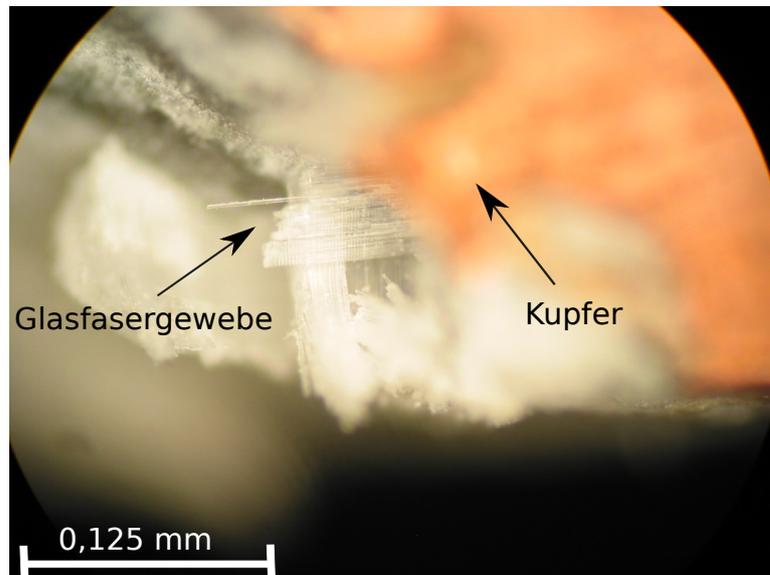


Abbildung .2: Die Mikroskopaufnahme zeigt die innere Struktur der Platine.

Literaturverzeichnis

- [1] Hart, H., Craine, L.E., Hart, D.J., Hadad, C.M. *Organische Chemie* (WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2007)
- [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] CeramTech *Hochleistungskeramik in der Piezotechnik* (Forschungsbericht)
- [6] Wolf, P.J. *Energieeinkopplung ins Gewebe mittels mesoskopischer Transmitter* Diplomarbeit, Universität Bonn (2010)
- [7] Mende, J. A. *Induzierte Kontrast in MRT-Phasenbildern - Detektion von Kalkablagerungen und erste Brustuntersuchungen von Probanden* Doktorarbeit, Universität Bonn (2010)
- [8] Volmer, J. *Ultraschallfelder für Bildkontraste- Dämpfung von Oberwellen durch einen akustischen Tiefpass*
- [9] Kofahl, A.-L. *FEM-Simulationen von Ultraschall-induzierten Gewebeverschiebungen*
- [10] Pfeifer, H., Schmiedel, H. *Grundwissen Experimentalphysik* (B. G. Teubner Verlagsgesellschaft Leipzig, 1997)
- [11] Fercher, A.F. *Medizinische Physik - Physik für Mediziner, Pharmazeuten und Biologen* (Springer- Verlag Wien, 1999)
- [12] Radicke, M. *Schallstrahlungskontrast in MR-Phasenbildern. Methode zur Darstellung von Elastizitäts-, Schalldämpfungs- und Schallimpedanzänderungen* Doktorarbeit, Universität Bonn (2009)
- [13] Schindler, J. *Schallstrahlungskontrast in der MRT - Detektion von Mikrokalk* Diplomarbeit, Universität Bonn (2010)
- [14] Šutilov, V. A. *Physik des Ultraschalls* (Akademie-Verlag Berlin, 1984)
- [15] Ulucay, D. *3D Darstellung von Verschiebungsfeldern - Schallstrahlungskraft in der MRT* Diplomarbeit, Universität Bonn (2010)

- [16] Schlegel, W., Bille, J. *Medizinische Physik 2 - Medizinische Strahlenphysik* (Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2002)
- [17] Krautkrämer *Das Krautkrämer Ultraschall-Taschenbuch* (Krautkrämer GmbH & Co., 4. deutsche Auflage, 1998)
- [18] Duck, Francis A. *Nonlinear acoustics in diagnostic ultrasound* (Ultrasound in Medicine & Biology Vol. 28, 1-18 (2002))
- [19] Korsch, H.J. *Mathematische Ergänzungen zur Einführung in die Physik* (Binomi Verlag, 2004)
- [20] Heer, V.K. *Untersuchungen zur Propagation von Ultraschallwellen in schwach streuenden Medien* (Doktorarbeit, Universität Nürnberg, 1987)
- [21] <http://www.bamr.co.za/velocity%20of%20materials.shtml>

Danksagung

Ich möchte Herrn Prof. Maier für die Aufnahme in seiner Arbeitsgruppe und für die Betreuung dieser Arbeit mein Dank aussprechen, wo ich in den letzten vier Monaten viel neues nicht nur inhaltlich sondern auch methodisch lernte. Auch Frau Maier möchte ich für ihre herzliche Gastfreundlichkeit und das gute Essen danken.

Für die Übernahme des Korreferates danke ich Herrn Prof. Klaus Lehnertz.

Zusammen mit Theresa Obermann und Julia Volmer wurde der Versuchsaufbau konzipiert. Für die gute Zusammenarbeit während der Durchführung und auch der gesamten Zeit möchte ich mich ganz besonders bei Julia Volmer bedanken.

Herrn Habenstein sei für seine Unterstützung bei dem Aufbau, bei Fragen zu Ultraschall oder sei es bei der Benutzung der Geräte in der Werkstatt gedankt, wo er mir immer durch Rat und Tat zur Seite stand.

Der Firma Pahlke und Herrn Keller von der Firma Isola danke ich für die Bereitstellung der Schaumstoffe und der Platinen. Ebenfalls möchte ich mich bei der Feinmechanik- und die Elektronikwerkstatt des HISKP bedanken, die bei allen Materialfragen weiterhelfen konnten.

Ferner möchte ich auch Peter Wolf danken, dass er mir sein selbstgeschriebenes Programm zur Durchführung von Fouriertransformationen für meine Auswertung zur Verfügung stellte und somit zum Gelingen dieser Arbeit beitrug.

Neben Peter Wolf, danke ich Judith Schindler, Steffi Blum, Deniz Ulucay, Johannes Goetze, Theresa Obermann und Julia Volmer für das gute Arbeitsklima im Büro. Auch Jessica Mende sei hier gedankt, die mir stets bei Fragen aller Art weiterhalf. Für das Korrekturlesen meiner Arbeit und konstruktive Kritik danke ich Anna Hambitzer, der an dieser Stelle für die gute Unterstützung während des gesamten Bachelorstudiums gedankt sei.

Meinen Eltern und meiner Schwester Shazia gilt mein aufrichtiger Dank für ihre unermüdliche Unterstützung während meiner gesamten Arbeit.

Vielen Dank!

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