

**Ultraschallspektroskopie an fokussierenden
Systemen unter Berücksichtigung
vorgelagerter absorbierender Schichten**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)**

von Dipl.-Ing. Sebastian Brand

geb. am 03. März 1976 in Mühlhausen

genehmigt durch die Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik
der Otto- von- Guericke- Universität Magdeburg

Gutachter:

Prof. Dr. rer.nat. P. Hauptmann
Prof. Dr. rer.nat. R. Höche

Promotionskolloquium am: 28.01.2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Ultraschall	1
1.2	Schallfelder	2
1.3	Problemstellung	2
2	Schallwellenausbreitung	5
2.1	Schallwellenausbreitung in homogenen Medien	5
2.1.1	Die Kontinuitätsgleichung	5
2.1.2	Die Zustandsgleichung	6
2.1.3	Die Bewegungsgleichung als Bindeglied	8
2.1.4	Die Wellengleichung	8
2.2	Phänomene der Schallausbreitung in realen Medien	10
2.2.1	Dämpfung	10
2.2.2	Verhalten an Grenzflächen	13
2.3	Ultraschallausbreitung in biologischem Gewebe	15
2.3.1	Streuung	16
2.3.2	Dämpfung	20
2.4	Das Schallfeld	22
2.4.1	Der einelementige Kolbenschwinger	22
2.4.2	Fokussierung von Ultraschall	24
2.4.3	Einflüsse des Schallfeldes auf die Messung	26
3	Ultraschallspektroskopie	29
3.1	Messungen mit Ultraschall	29
3.1.1	Impuls-Echo- und Transmissionsmessungen	29
3.1.2	B-Bild-Systeme	30
3.2	Ultraschallspektroskopie im Impuls-Echo-Betrieb	32
3.2.1	Ultraschall-Spektralanalyse	33
3.3	Gewebemodelle	34
3.3.1	Gewebemodell "Inhomogenes Kontinuum"	35
3.3.2	Das Modell "Diskrete Streuer"	37
3.4	Akustische Parameter	39

4	Theoretische und messtechnische Beschreibung von Schallfeldern	41
4.1	Verfahren zur Korrektur des Schallfeldes	41
4.1.1	Messung im Fokus	42
4.1.2	Reflexionsmessungen	43
4.1.3	Analytische und numerische Simulation	43
4.1.4	Verwendung von Streudaten	43
4.1.5	Signale aus biologischem Normalgewebe	44
4.2	Methoden zur Vermessung von Schallfeldern	45
4.2.1	Messung mit Hydrophon	45
4.2.2	Messung mit Vibrometer	49
4.2.3	Messung an einem dünnen Draht	52
4.2.4	Messung an einem Referenzphantom	57
4.2.5	Messung am Stahlreflektor	60
4.3	Numerische Simulation von Schallfeldern	61
4.3.1	Basis der Simulation	61
4.3.2	Simulation des Schallfeldes eines ebenen, einelementigen Kolbenschwingers	62
4.4	Schallfelder in geschichteten Medien	62
4.4.1	Die vorgelagerte, absorbierende Schicht	64
4.4.2	Simulation eines zweischichtigen Mediums	64
4.4.3	Vermessung des Schallfeldes hinter einer vorgelagerten Schicht	69
4.5	Diskussion	71
5	Verwendung von Schallfeldkorrekturfunktionen zur Bestimmung akus- tischer Parameter	75
5.1	Signalanalyse zur Bestimmung akustischer Parameter	75
5.1.1	Dämpfung	77
5.1.2	Rückstreuung	77
5.1.3	Betrachtung der Fehler bei der Berechnung der Parameter	78
5.1.4	Analysesoftware	80
5.2	Ableiten der Korrekturfunktion	82
5.3	Ergebnisse aus den Messungen am PANAMETRICS V306	83
5.3.1	Messungen am Stahlreflektor und am dünnen Draht mit und ohne vorgelagerter Speckschicht	83
5.3.2	Korrekturfunktionen aus verschiedenen Messungen	87
5.3.3	Simulation des PANAMETRICS V306	87
5.3.4	Bestimmung der akustischen Dämpfung eines IEC-Phantoms unter Verwendung verschiedener Schallfeldkorrekturfunktionen	88
5.4	Ergebnisse aus den Messungen am KONTRON WOBBLER AA5A	88
5.4.1	Messungen am dünnen Draht mit und ohne vorgelagerter Speck- schicht und am Referenzphantom	89
5.4.2	Bestimmung der akustischen Dämpfung eines IEC-Phantoms unter Verwendung verschiedener Schallfeldkorrekturfunktionen	89
5.5	Darstellung der Abweichungen	90

5.6	Diskussion	90
6	Bestimmung von akustischen Gewebeparametern zur Schätzung des IMF im m. longissimus dorsi von Schweinen	105
6.1	Erhebung der Daten	106
6.1.1	Messaufbau	106
6.1.2	Messobjekte	107
6.2	Verarbeitung der Messdaten	108
7	Zusammenfassung und Ausblick	111
A	Anhang	113
A.1	Die Tiefenabhängige Verstärkung (TGC)	113
A.1.1	Beschreibung der TGC	113
A.1.2	Kalibrierung der TGC durch Beschallung mit einem zweiten Wandler	114
A.2	Gewebenachbildende Phantome	115
A.2.1	Messungen zur Bestimmung der Phantomeigenschaften	116
	Literaturverzeichnis	I
	Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	IX
	Abbildungsverzeichnis	XI

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Ultraschall

Als Ultraschall bezeichnet man Schallwellen im Frequenzbereich von $20kHz$ bis $1GHz$. Wie das Beispiel der Fledermaus beweist, eignen sich Ultraschallmessungen hervorragend zur Entfernungsbestimmung. So lassen sich, ähnlich wie bei RADAR-Verfahren, auch aus Ultraschallechos Rückschlüsse über die Topologie des Ausbreitungsmediums erhalten. Diese Eigenschaft bildete die Grundlage dafür, dass ultraschallbasierte Verfahren in weitreichenden Gebieten des täglichen Lebens Einzug gehalten haben. Hierzu gehören vor allem Anwendungen in der Medizin, in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung und zunehmend auch in der Qualitätskontrolle.

Seit den 60er Jahren des 20. Jahrhunderts ist der Ultraschall Gegenstand zahlreicher Forschungsvorhaben. Dort erzielte Erfolge führten dazu, dass er seinen Haupteinsatzbereich in der medizinischen Diagnostik fand. Neben Entfernungsbestimmungen über die Laufzeit lassen sich auch Flussgeschwindigkeiten nach dem Dopplerverfahren ermitteln. Unter dem Vorteil der Strahlungsfreiheit zählt der Ultraschall, gemeinsam mit der Röntgendiagnostik, heute zu den entscheidenden Verfahren der medizinischen Bildgebung. Die Visualisierung des Untersuchungsmediums erfolgt dabei durch Grauwertcodierung der Amplituden empfangener Echos und der Zusammenführung zu einem zweidimensionalen Schnittbild (B-Bild). Durch stetige Weiterentwicklung solcher B-Bildsysteme liegt die örtliche Auflösung heute im Bereich von ca. $1mm$.

Die Beurteilung von Objekten im Schnittbild unterliegt jedoch der subjektiven Erfahrung des Betrachters. Seit einigen Jahren gibt es daher Bestrebungen, aus den qualitativen B-Bildern quantisierbare physikalische Größen abzuleiten. Erste Ansätze verwendeten die abgebildeten Grauwerte, um Beziehungen zu den Gewebeparametern zu finden. Zur Bestimmung quantitativer akustischer Parameter hingegen beschäftigten sich weiterführende Arbeiten mit der Untersuchung spektraler Eigenschaften der rückgestreuten Echos. Unter der Voraussetzung der Messsystemunabhängigkeit ermöglichen solche Parameter eine objektive Klassifizierung von Gewebe- und Materialeigenschaften. Es ist jedoch notwendig, die charakteristischen Übertragungseigenschaften des Messsystems zu kennen und zu kompensieren, um systemunabhängige Daten zu erhalten. Bei in vivo Messungen bzw. in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung ist es häufiges Anliegen, Bereiche zu untersuchen, welche bei der Messung nicht direkt zugänglich sind. Der sich ausbreitende Schall

erfährt somit eine zusätzliche Beeinträchtigung durch vorgelagerte Medien. Für die Bestimmung von Zusammenhängen zwischen Signalcharakteristika und Eigenschaften des Untersuchungsmediums ist auch eine Berücksichtigung dieser Einflüsse notwendig.

Neben dem Anliegen der Gewebedifferenzierung in der Humanmedizin eröffnen Ultraschallmessungen auch die Möglichkeit der Qualitätsbeurteilung von Lebensmitteln. In Anlehnung an diesen Gedanken entstand ein Projekt zur "Bestimmung des intramuskulären Fettgehaltes (IMF) im musculus longissimus dorsi von Schweinen aus den hochfrequenten Ultraschallechos eines klinischen B-Bildgerätes". Die Qualität von Schweinefleisch ist unter anderem durch den intramuskulären Fettgehalt beschreibbar. Eine kostensparende und schnelle Erfassung des IMF auf der Basis von Ultraschallmessungen soll Ziel der vorgenommenen Untersuchung sein. Dieses Forschungsvorhaben wird vom Institut für Tierzucht in Kooperation mit dem Institut für Medizinische Physik und Biophysik an der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg umgesetzt.

1.2 Schallfelder

Durch Interferenzen von Schallwellen entstehen im Halbraum vor dem Ultraschallwandler räumlich verteilte Druckmaxima und -minima. Das so entstehende Muster von Druckamplituden wird als Schallfeld bezeichnet. Hierbei sind die räumliche Verteilung und die Höhe der Amplituden neben den Eigenschaften des Schallwandlers auch von denen des Untersuchungsmediums abhängig. Schon bei einfachen Ultraschallwandlern entstehen deutlich strukturierte Schallfelder, die zusätzlich zur Dämpfung eine tiefenabhängige Signalveränderung der Echos hervorrufen. Kommerzielle Ultraschallgeräte verwenden für die Erzeugung von Schnittbildern sehr starke Fokussierungen. Bei der Bestimmung der Schallfelder reichen dann Annahmen einfacher Wandlergeometrien nicht mehr aus, da die Formung meist elektronisch und im Empfangsfall sogar dynamisch erfolgt. Zusätzlich zur Fokussierung ist die Form des Schallfeldes in homogenen Medien vor allem von der Schallausbreitungsgeschwindigkeit abhängig. Bei Messungen *in vivo* und in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung befindet sich häufig ein zusätzliches Medium zwischen dem Schallwandler und der Untersuchungsregion. Diese vorgelagerte Schicht unterscheidet sich in ihren Eigenschaften von denen des Untersuchungsobjektes. Folglich ist mit einer Veränderung der Schallfeldform und -amplitude in Abhängigkeit von den akustischen Eigenschaften der Schicht auszugehen. Es ist zu erwarten, dass der Grad der Beeinflussung neben den Dämpfungseigenschaften vor allem von den Ausbreitungsgeschwindigkeiten bestimmt wird. Eine Korrektur der Schallfeldeinflüsse müsste demnach auch unter Berücksichtigung der vorgelagerten Schicht erfolgen.

1.3 Problemstellung

Bei der Verwendung von fokussiertem Ultraschall zur Bestimmung von Gewebeparametern im musculus longissimus dorsi von Schweinen muss der Schall auf seinem Weg in die Untersuchungsregion eine vorgelagerte Speckschicht passieren. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, den Einfluss vorgelagerter absorbierender Schichten auf die Ausbildung des Schallfeldes und somit auf die Bestimmung akustischer Parameter zu untersuchen. Damit

liefert diese Arbeit die physikalisch-technischen Grundlagen für die Bestimmung des intramuskulären Fettgehaltes aus Ultraschallsignalen und ist demnach in den Bereich der Grundlagenforschung zu zählen.

Ausgehend von einer theoretischen Beschreibung der Schallausbreitung bis hin zur Entstehung von Schallfeldern werden die Grundlagen der Arbeit im zweiten Kapitel erläutert. Neben einer Darstellung von derzeit üblichen Ultraschallmessverfahren beinhaltet Kapitel 3 den aktuellen Stand der Forschung auf dem Gebiet der Ultraschallspektroskopie und der Modellierung der Ultraschallausbreitung in biologischem Gewebe. Kapitel 4 beinhaltet eine Diskussion von aus der Literatur bekannten Verfahren zur Korrektur von Schallfeldern. Weitere Bestandteile dieses Kapitels sind die Beschreibungen der durchgeführten Messungen und Simulationen zur Schallfelderfassung. Zusätzlich erfolgt an dieser Stelle die Einführung eines Verfahrens zur Schallfeldsimulation in geschichteten Medien. Während die aus den durchgeführten Messungen und Simulationen erhaltenen Ergebnisse in Kapitel 4 qualitativ dargestellt werden, erfolgt im darauf folgenden eine quantitative Betrachtung mit Diskussion. Im dritten Teil dieses Kapitels werden die abgeleiteten Funktionen zur Schallfeldkorrektur verwendet, um stellvertretend für akustische Parameter, die Dämpfung in einem nach IEC Norm [28, 39] hergestellten Gewebephantom zu bestimmen. Die Betrachtung der erhaltenen Ergebnisse und daraus resultierende Folgerungen werden im letzten Teil von Kapitel 5 besprochen. Die im Rahmen des Projektes zur Bestimmung des IMF verwendeten Messaufbauten und Messobjekte sowie der Ablauf der Messungen sind in Kapitel 6 erläutert. Eine Zusammenfassung der aus dieser Arbeit erhaltenen Erkenntnisse gemeinsam mit den sich daraus ergebenden Möglichkeiten enthält Kapitel 7.

Zusätzlich entstand im Rahmen der Arbeit eine Software, die es dem Anwender ermöglichen soll, quantitative akustische Parameter aus Ultraschallechos zu bestimmen. Neben der Kompensation von systematischen Einflüssen verfügt diese Software über die Möglichkeit, vorgelagerte absorbierende Schichten zu berücksichtigen.

Das Projekt zur Bestimmung des intramuskulären Fettgehaltes im musculus longissimus dorsi ist im Bereich der Tierzucht angesiedelt. Aufgrund dessen erfolgt die Untersuchung von Zusammenhängen zwischen akustischen Parametern und dem intramuskulären Fettgehalt im Rahmen einer Dissertationsschrift von Herrn Daniel Mörlein an der Landwirtschaftlichen Fakultät der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg.

Kapitel 2

Schallwellenausbreitung

2.1 Schallwellenausbreitung in homogenen Medien

Im nachfolgenden Abschnitt werden die theoretischen Hintergründe der Ausbreitung einer akustischen Welle in einem homogenen, unendlich ausgedehnten Medium betrachtet. Eine sich ausbreitende Schallwelle verursacht periodische Änderungen von Druck, Dichte und Temperatur. In verlustfreien Medien lässt sich ihre Wellenausbreitung mittels der allgemeinen Wellengleichung beschreiben. In diesem Falle setzt sich die Wellengleichung aus Abwandlungen von Kontinuitäts-, Zustands- und Bewegungsgleichung der Teilchen, aus denen das Medium besteht, zusammen. Die Dichteänderungen resultieren aus der Bewegung der Teilchen und werden mit der Kontinuitätsgleichung beschrieben. Zusätzlich lassen sich diese Dichteänderungen mittels der Zustandsgleichung des Mediums erfassen. Eine Kopplung dieser beiden Beschreibungsgleichungen erfolgt unter Verwendung der Bewegungsgleichung. Die Schallgeschwindigkeit, die sich ableiten lässt, gibt folglich Informationen über Dichte, Druck und Temperatur des durchlaufenen Mediums.

Im Folgenden wird die Wellengleichung für verlustfreie Medien hergeleitet. Phänomene wie Dämpfung und Streuung werden zunächst vernachlässigt, sie werden erst in Abschnitt 2.2.1 bei der Betrachtung der Schallausbreitung in realen Medien berücksichtigt. Abschnitt 2.4 behandelt die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung von Schallfeldern.

2.1.1 Die Kontinuitätsgleichung

Beziehungen zwischen Druck p , Dichte ρ und Schallgeschwindigkeit c basieren auf zwei physikalischen Grundgesetzen, zum einen auf der Erhaltung der Masse und zum anderen auf der Erhaltung des Impulses. Die Kontinuitätsgleichung beschreibt die Massenerhaltung, womit die durch Teilchenbewegung hervorgerufenen Dichteschwankungen erklärt werden. Bewegung in Flüssigkeiten ist mit Kompression oder Dilatation über eine funktionelle Beziehung zwischen Teilchengeschwindigkeit und momentaner Dichte verknüpft. Bei Betrachtung eines Volumenelementes mit den Abmessungen $\Delta V = dx \cdot dy \cdot dz$, welches einer Druckschwankung (Schallwelle) ausgesetzt ist, muss die in ΔV einfließende Masse gleich seinem Massenzuwachs sein. Wenn eine akustische Welle das Volumenelement ΔV

durchsetzt, so ist der Massenzustrom:

$$-\left[\frac{\partial\rho u_x}{\partial x} + \frac{\partial\rho u_y}{\partial y} + \frac{\partial\rho u_z}{\partial z}\right] dV = -[\nabla(\rho u)] dV. \quad (2.1)$$

Die Geschwindigkeit, mit welcher sich die Teilchen des Mediums infolge der Druckschwankung bewegen, ist u mit den Komponenten $u_x dx$, $u_y dy$, $u_z dz$. Dabei stellen u_x , u_y , u_z die Komponenten des Schallschnellevektors dar. Setzt man den Massenzuwachs dem Massenzustrom $(\frac{\partial\rho}{\partial t}) dV$ gleich, so ergibt sich:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla(\rho u) = 0. \quad (2.2)$$

Führt man die Dichtezunahme s mit

$$s = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\rho_e}{\rho_0} \quad (2.3)$$

ein und ersetzt ρ durch

$$\rho = \rho_0(1 + s), \quad (2.4)$$

führt dieses zur Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial(\rho_0(1 + s))}{\partial t} + \nabla(\rho_0(1 + s)u) = 0. \quad (2.5)$$

Mit der Annahme, dass s klein gegenüber 1 sei, wandelt sich Gleichung 2.5 in

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \nabla u = 0 \quad (2.6)$$

um.

2.1.2 Die Zustandsgleichung

Ausgehend von der Zustandsgleichung einer idealen, komprimierbaren Flüssigkeit in Form des HOOKEschen Gesetzes für die allseitige Kompression:

$$p = \kappa s \quad (2.7)$$

wird der Einfluss der Zustandsgleichung auf die Wellenausbreitung in homogenen Flüssigkeiten hergeleitet. In Gleichung 2.7 ist κ der lineare Kompressionsmodul. s beschreibt die relative Erhöhung der Dichte mit

$$s = \frac{\Delta\rho}{\rho_0}, \quad (2.8)$$

und p charakterisiert den Überschussdruck mit

$$p = P - P_0. \quad (2.9)$$

Der orts- und zeitabhängige Überschussdruck $p = p(x, t)$ ergibt sich nach Gleichung 2.9 aus dem Schalldruck P an einem beliebigen Punkt zu einer beliebigen Zeit und dem Gleichgewichtsdruck P_0 . Analog verhält es sich mit der Dichte des Mediums. Nach Gleichung 2.10 erhält man die momentane Dichte ρ als Summe aus Gleichgewichtsdichte ρ_0 und Überschussdichte ρ_e .

$$\rho = \rho_0 + \rho_e. \quad (2.10)$$

Im Allgemeinen ist der Zusammenhang zwischen der Dichte ρ und dem Druck p nichtlinear, so dass er dem Ausdruck

$$P = P(\rho) \quad (2.11)$$

entspricht. Analog gilt unter Gleichgewichtsbedingungen

$$P_0 = P(\rho_0). \quad (2.12)$$

Kombiniert man 2.9 und 2.10, wandelt sich 2.11 in

$$P_0 + p = P(\rho_0 + \rho_e). \quad (2.13)$$

Gleichung 2.7 setzt $\rho_e \ll \rho_0$ und $p \ll P_0$ voraus, was bedeutet, dass der Überschussdruck und die Überschussdichte wesentlich kleiner sind als Druck und Dichte im Gleichgewichtszustand. Weiterhin werden adiabatische Zustandsänderungen vorausgesetzt, es findet also kein Energieaustausch zwischen den Teilchen des Mediums statt. Auch der Temperaturverlauf zwischen zwei unterschiedlich stark komprimierten Volumina wird vernachlässigt. Unter diesen Prämissen lässt sich Gleichung 2.13 wie folgt in eine Taylorreihe entwickeln:

$$p = \frac{\rho_0}{1!} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right) \left(\frac{\rho_e}{\rho_0} \right)_0 + \frac{\rho_0^2}{2!} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_0 \left(\frac{\rho_e}{\rho_0} \right)^2 + \dots \quad (2.14)$$

Diese Annahmen gestatten die Vernachlässigung aller Glieder höherer Ordnung, womit Gleichung 2.14 folgende Form annimmt:

$$p = \rho_e \frac{\partial p}{\partial \rho}. \quad (2.15)$$

Beim Überprüfen der Einheit des Termes $\frac{\partial p}{\partial \rho}$ erhält man:

$$\left[\frac{\partial p}{\partial \rho_e} \right] = \frac{kg \cdot m^4}{kg \cdot m^2 \cdot s^2} = \frac{m^2}{s^2},$$

was dem Quadrat einer Geschwindigkeit entspricht. Gleichung 2.15 geht nun über in:

$$p = c^2 \rho_e, \quad (2.16)$$

wobei c die Schallgeschwindigkeit darstellt.

2.1.3 Die Bewegungsgleichung als Bindeglied

Um den Druck und die Bewegungsänderung der Teilchen in einem Volumenelement mit den Kantenlängen $dV = dx \cdot dy \cdot dz$ zu beschreiben, wird nachfolgend die Bewegungsgleichung verwendet. Auf das Volumenelement dV wirke, hervorgerufen durch eine Druckstörung, eine Kraft F aus $+x$ -Richtung. Der Druck entlang der x -Achse ist dann

$$p(x) = p + \frac{\partial p}{\partial x} dx. \quad (2.17)$$

Auf das Material wirkt somit die Kraft:

$$F(x) = - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dA. \quad (2.18)$$

Die auf das Volumenelement dV wirkende Nettokraft ergibt sich dann zu:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} dV = p dA - p dA - \frac{\partial p}{\partial x} dx dA. \quad (2.19)$$

Berücksichtigt man nun noch NEWTONs Bewegungsgleichung, so ergibt sich

$$-\frac{\partial p}{\partial x} dV = (\rho_0 \cdot dV) \ddot{\xi} \quad (2.20)$$

oder auch

$$\rho_0 \ddot{\xi} = -\frac{\partial p}{\partial x}. \quad (2.21)$$

ξ definiert die Verschiebung der Teilchen von ihrer Gleichgewichtslage und $\ddot{\xi} = \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$ entsprechend deren Beschleunigung. Erweitert man Gleichung 2.21 von der Abhängigkeit der x -Koordinate auf alle drei Raumkoordinaten, so ergibt sich

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = -\nabla p \quad (2.22)$$

als Bewegungsgleichung des Systems.

2.1.4 Die Wellengleichung

Die Wellengleichung beschreibt die zeitliche und örtliche Abhängigkeit des Druckes einer sich ausbreitenden Schallwelle. Hierzu werden die Zustands-, Bewegungs- und Kontinuitätsgleichung kombiniert. Nach Bildung der Divergenz von Gleichung 2.22 ergibt sich:

$$\rho_0 \nabla \frac{\partial u}{\partial t} = -\Delta p. \quad (2.23)$$

Die zeitliche Ableitung der Kontinuitätsgleichung führt zu:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} + \nabla \frac{\partial u}{\partial t} = 0. \quad (2.24)$$

Setzt man Gleichung 2.23 in Gleichung 2.24, so erhält man

$$\Delta p = \rho_0 \frac{\partial^2 s}{\partial t^2}. \quad (2.25)$$

Nach der Zustandsgleichung 2.16 und Gleichung 2.3 ist

$$s = \frac{\rho_e}{\rho_0} = \frac{p}{c^2 \cdot \rho_0}. \quad (2.26)$$

Gemeinsam mit 2.25 ergibt sich daraus die Wellengleichung, die den Druck p in Abhängigkeit von Ort und Zeit beschreibt:

$$\Delta p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}, \quad (2.27)$$

wobei c die vom Ausbreitungsmedium abhängige Geschwindigkeit der Welle ist. Die Wellengleichung 2.27 besitzt allgemeinen Charakter und ist eine fundamentale Gleichung der Akustik. Sie basiert auf dem zweiten NEWTONschen und dem HOOKEschen Gesetz, sie beschreibt die Ausbreitung einer Kompression in einem elastischen Medium. Hängt diese Gleichung von nur einer kartesischen Koordinate ab, handelt es sich um eine eindimensionale, ebene Welle. In der Akustik werden solche Wellen praktisch nur im Ultraschallbereich realisiert [74].

Ebene Wellen

In der einfachsten Form einer Schallwelle hängen die Schallfeldgrößen lediglich von einer Ortskoordinate ab. In jeder beliebigen Ebene senkrecht zu dieser Koordinatenrichtung herrschen einheitliche Schwingungszustände (Phasenflächen). Da diese Phasenflächen parallele Ebenen sind, liegt eine ebene Welle vor, die sich senkrecht zu den Phasenebenen ausbreitet. Aus Gleichung 2.21 ist zu ersehen, dass der Vektor der Schallschnelle in die Richtung weist, bezüglich welcher sich der Druck p überhaupt ändern kann. Hieraus folgt, dass Schallwellen in Flüssigkeiten Longitudinalwellen sind, bei welchen die Richtung der Teilchenbewegungen und die Ausbreitungsrichtung identisch sind. Im Nachfolgenden wird die Koordinate x als Ausbreitungsrichtung angenommen. Die Wellengleichung 2.27 wandelt sich um in:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}. \quad (2.28)$$

Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung lautet

$$p(x, t) = F(x - ct) + G(x + ct). \quad (2.29)$$

F und G müssen zweimal differenzierbar, können aber ansonsten beliebige Funktionen sein. Die erhaltene Lösung beinhaltet zwei Wellen, eine einlaufende und eine auslaufende. $F(x - ct)$ beschreibt eine Druckstörung zur Zeit $t = 0$, die durch $F(x)$ gegeben ist, und sich unter Beibehaltung ihrer Form mit der Geschwindigkeit c in x -Richtung ausbreitet. Ersetzt man s in Gleichung 2.6 durch Gleichung 2.26, so ergibt sich:

$$c^2 \rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial t} = 0. \quad (2.30)$$

Setzt man $F(x - ct)$ aus 2.29 dort ein, so erhält man $u_x = \frac{p}{\rho_0 c}$. Der Wellenwiderstand Z_0 beschreibt das Verhältnis des Schalldruckes zur Schallschnelle:

$$\frac{p}{u_x} = \rho_0 c = Z_0. \quad (2.31)$$

Analog entspricht $G(x + ct)$ einer in die negative x -Richtung laufenden Welle.

Harmonische Wellen

Werden für die Funktionen $F(x - ct)$ und $G(x + ct)$ harmonische Funktionen gewählt, so beschreibt Gleichung 2.29 eine harmonische Welle. Aus Dimensionsgründen müssen zwei Konstanten \hat{p} und k eingeführt werden. Für $F(x - ct)$ wird zunächst $\hat{p} \cos[k(x - ct)]$ eingesetzt. Gleichung 2.29 geht nun über in

$$p(x, t) = \hat{p} \cos[k(x - ct)] = \hat{p} \cos(\omega t - kx) \quad (2.32)$$

mit \hat{p} für den Scheitelwert des Schalldruckes, $\omega = 2\pi f = kc$ als Kreisfrequenz und der Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Wird nun für beide Funktionen $F(x - ct)$ und $G(x + ct)$ die Funktion $\hat{p} \cos[k(x - ct)]$ eingesetzt, führt dieses zu:

$$\begin{aligned} p(x, t) &= \hat{p} [\cos(\omega t - kx) + \cos(\omega t + kx)] \\ &= 2\hat{p} \cos(kx) \cos(\omega t), \end{aligned} \quad (2.33)$$

einer stehenden Welle, die sich aus zwei in entgegengesetzte Richtung ausbreitenden Wellen zusammensetzt [46]. In Exponentialform lautet Gleichung 2.33

$$p(x, t) = \hat{p} e^{i(\omega t - kx)}. \quad (2.34)$$

Werden zusätzlich die auftretenden Verluste berücksichtigt, die bei harmonischen Wellen stets zur exponentiellen Abnahme der Amplitude mit dem Weg führen, so ergänzt sich Gleichung 2.34 zu

$$p(x, t) = \hat{p} e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - kx)}. \quad (2.35)$$

2.2 Phänomene der Schallausbreitung in realen Medien

2.2.1 Dämpfung

In den vorangegangenen Abschnitten wurde bei der Herleitung der Wellengleichung von homogenen, verlustfreien Medien ausgegangen. Bei Betrachtung der Schallausbreitung in realen Medien ist es jedoch erforderlich, von inhomogenen, verlustbehafteten Medien auszugehen. Dämpfung ist die Folge von Umwandlung der Schallenergie durch Absorption und Streuung, welche durch die speziellen Eigenschaften des Mediums beeinflusst werden. Dieser Sachverhalt betont die Bedeutung der Dämpfung in Hinblick auf eine quantitative Charakterisierung. Inhalt dieses Abschnittes sind die Beschreibung der Mechanismen Absorption und Streuung sowie der geometrischen Akustik.

Absorption

Jede Schallausbreitung wird unvermeidlich von Verlusten begleitet, ein Teil der Energie der Schallwelle wandelt sich in Wärme um. Als Folge davon wird die Welle gedämpft. Absorption ist das Resultat von verschiedenen physikalischen Erscheinungen, die bei der Ausbreitung von Ultraschallwellen in realen verlustbehafteten Medien auftreten. Die Abschwächung der Welle durch Absorption nimmt mit wachsender Weglänge nach Gleichung 2.36, bezogen auf die Intensität, zu.

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad (2.36)$$

α beschreibt den Absorptionskoeffizienten und I die Intensität. Die wesentlichsten Absorptionsmechanismen sind viskose Verluste, Wärmeleitung und Relaxationsprozesse. Viskose Verluste haben ihr Ursache in dem Widerstand, den Flüssigkeiten Störungen wie Kompression oder Expansion entgegensetzen. Dieser Widerstand wird als Viskosität bezeichnet.

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\sqrt{1 + (\omega \tau)^2} - 1}{1 + (\omega \tau)^2}} \quad (2.37)$$

α bezeichnet die durch viskose Verluste hervorgerufene Absorption und τ die Relaxationszeit. Die Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit c_p von der Frequenz ist ein Indiz dafür, dass dissipative Medien dispersiv sind.

$$c_p = c \sqrt{2} \sqrt{\frac{1 + (\omega \tau)^2}{\sqrt{1 + (\omega \tau)^2} + 1}} \quad (2.38)$$

Ein weiterer Absorptionsmechanismus hat seine Ursache in der Wärmeleitung. Der klassische Absorptionskoeffizient setzt sich aus der Summe der beiden von STOKES und KIRCHHOFF abgeleiteten Koeffizienten zusammen und impliziert Verluste durch Scherviskosität und Wärmeleitung.

$$\alpha_{\text{klassisch}} = \frac{\omega^2}{2 \rho_0 c^3} \left[\frac{4}{3} \eta + (\gamma - 1) \frac{c_k}{c_p} \right]. \quad (2.39)$$

η ist die Scherviskosität, c_k die Wärmekapazität und γ das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und konstantem Volumen. Experimentell erhaltene Ergebnisse zeigen jedoch Abweichungen zum klassischen Absorptionskoeffizienten [38]. Der Hauptteil der nicht durch klassische Absorption beschriebenen Energieumwandlungen hat seine Ursache in chemischen, thermischen und strukturellen Absorptionsmechanismen. Diese werden auch als Volumenviskosität bezeichnet [68].

Streuung

Besitzt das von der Schallwelle durchlaufene Medium Störungen oder Unregelmäßigkeiten der Ausbreitungseigenschaften, so wird dieses Änderungen von Amplitude, Frequenz,

Phasengeschwindigkeit und/oder der Ausbreitungsrichtung zur Folge haben. Dieses Phänomen ist als Streuung definiert. Die für die Streuprozesse notwendige Energie wird der einfallenden Primärwelle entzogen, was zur Schallschwächung führt. Eine Abhandlung der Streutheorie ist in einer Fülle von Texten umfassend diskutiert [74] [56] [78] [66]. Nach dem grundlegenden Prinzip ist die Streuwelle die Differenz der tatsächlichen Druckwelle und der Welle, die ohne Störung vorhanden gewesen wäre. Auf der Basis dieser Definition kann die Betrachtung der Streuung in verschiedene Richtungen führen. Form und Intensität des Streufeldes hängen im Wesentlichen von der Form des Streuers, seiner Kompressibilität und Dichte sowie von seiner physischen Ausdehnung ab. Für große Teilchen ist $ka \gg 1$ (a : Streueradius), und die Wechselwirkung Welle-Streuer kann gemäß den Gesetzen der geometrischen Akustik (Abschnitt 2.2.2) betrachtet werden. Als Streuung bezeichnet man eher die Fälle, bei denen $ka \approx 1$ (MIE-Streuung) oder $ka \ll 1$ (RAYLEIGH-Streuung) ist. Oft wird das Verhältnis von gesamter gestreuter Leistung D_{str} zur Intensität der einfallenden Welle I_0 als Maß zur Charakterisierung benutzt:

$$\sigma_{eff} = \frac{D_{str}}{I_0}, \quad (2.40)$$

was die Dimension einer Fläche hat und deshalb in der Literatur häufig als effektiver Streuquerschnitt bezeichnet wird. Bei geometrischer Streuung an einer Kugel ist der effektive Streuquerschnitt gleich der doppelten Fläche des diametrischen Kugelschnittes [74] $\sigma_{eff} = 2\pi a^2$. Für den Fall $kr \gg 1$ (große Entfernung zum Beobachtungspunkt r) und $ka \ll 1$ (RAYLEIGH-Streuung) ergibt sich für die Intensität der an einer Kugel gestreuten Welle:

$$I_{Rayleigh} = I_0 \frac{\omega^4 a^6}{9c^4 r^2} \left(\frac{\kappa_1 - \kappa_2}{\kappa_1} + 3 \frac{\rho_2 - \rho_1}{2\rho_2 + \rho_1} \cos \theta \right)^2. \quad (2.41)$$

Charakteristisch hierbei sind das Überwiegen der Rückstreuung und die Proportionalität der Intensität der Streuung zur vierten Potenz der Frequenz sowie zur sechsten Potenz des Radius der Kugel. Die Kompressibilitäten κ_i und die Dichten ρ_i beeinflussen lediglich den Winkel θ , bei dem die Streuung Null ist. Der effektive Streuerquerschnitt ist:

$$\sigma_{eff} = \frac{4\pi\omega^4 a^6}{9c^4 r^2} \left(\left| \frac{\kappa_1 - \kappa_2}{\kappa_1} \right|^2 + \frac{1}{3} \left| \frac{3\rho_2 - 3\rho_1}{2\rho_2 + \rho_1} \right|^2 \right). \quad (2.42)$$

Für den Fall $ka \ll 1$ ist demzufolge σ_{eff} nur ein Bruchteil der Kugelquerschnittsfläche. Die Beschreibung des Falls $ka \approx 1$, der der MIE-Streuung entspricht, ist mit einem sehr hohen Arbeitsaufwand verknüpft und führt zu aufwendigen Resultaten [74]. Die einfachste Lösung erhält man für den Fall der nichtkomprimierbaren Kugel ($\kappa \rightarrow \infty$) für $ka \gg 1$ und $kr \gg 1$ [55].

$$I_{Mie} = I_0 \frac{a^2}{4r^2} \left(1 + \cot \frac{\theta}{2} J_1^2(ka \sin \theta) \right) \quad (2.43)$$

J_1 ist die BESSEL-Funktion erster Ordnung. Im Gegensatz zur RAYLEIGH-Streuung ist hier die Frequenzabhängigkeit durch eine komplizierte Form im Quadrat der BESSEL-Funktion enthalten. Auch der Streuparameter ka hat einen anderen Einfluss auf die Form

des Streufeldes. Für kleine Werte von ka entspricht das Streufeld annähernd der RAYLEIGH-Streuung, mit steigenden Werten für ka hingegen wächst der Anteil des Streufeldes in Richtung der einfallenden Welle. Eine bedeutende Besonderheit für den Fall der komprimierbaren Kugel ist die Möglichkeit der Anregung von Eigenschwingungen der elastischen Streuer. Diese Erscheinung führt für charakteristische Werte von ka zu einem deutlichen Anstieg von σ_{eff} . Tritt im beschallten Medium Vielfachstreuung auf, d.h. die Streuwelle wird an weiteren Teilchen gestreut, erhält die Beschreibung einen außerordentlich komplizierten Charakter. Das Feld der sekundär gestreuten Wellen kann unter der Annahme, dass das Streufeld bezüglich des Primärfeldes klein ist, die Anzahl der Streuer nicht allzu groß ist und ihre Abstände nicht allzu klein sind, vernachlässigt und das Gesamtfeld aus der Superposition der Einzelstreufelder ermittelt werden (BORN-Näherung).

2.2.2 Verhalten an Grenzflächen

Das Verhalten von Ultraschallwellen an Grenzflächen zwischen zwei Medien unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeiten lässt sich anhand der aus der Strahlenoptik bekannten Gesetze beschreiben. Hierzu ist es notwendig, materialspezifische Kenngrößen einzuführen, die das Ausbreitungsverhalten geeignet charakterisieren. Eine besonders wichtige Größe ist die akustische Impedanz. Sie ergibt sich aus:

$$Z = \rho c. \quad (2.44)$$

ρ ist die Dichte des Mediums und c die Schallausbreitungsgeschwindigkeit, die sich aus

$$c = \frac{1}{\sqrt{\kappa \rho}} \quad (2.45)$$

ergibt. κ ist hier die adiabatische Kompressibilität.

Reflexion und Brechung

Trifft eine ebene longitudinale Ultraschallwelle, kommend aus einem Medium 1, auf eine Grenzschicht zu einem Medium 2, so wird ein Teil von ihr an der Grenzfläche, abhängig vom Einfallswinkel, reflektiert. Ein anderer Teil wird an der Grenzschicht gebrochen und durchläuft das Medium 2 unter einem Winkel, der sich nach dem SNELLIUSSchen Brechungsgesetz aus dem Einfallswinkel ergibt.

$$\frac{\sin \alpha}{c_1} = \frac{\sin \beta}{c_2} \quad (2.46)$$

Der Schalldruck der einfallenden Welle ist

$$p_e(x, y, t) = \hat{p} \cdot e^{j(\omega t - kx \cos \theta - ky \sin \theta)}. \quad (2.47)$$

Normiert man nun die Amplituden der reflektierten und gebrochenen Welle auf die der einfallenden Welle, so ergibt sich:

$$T = 1 - R \quad (2.48)$$

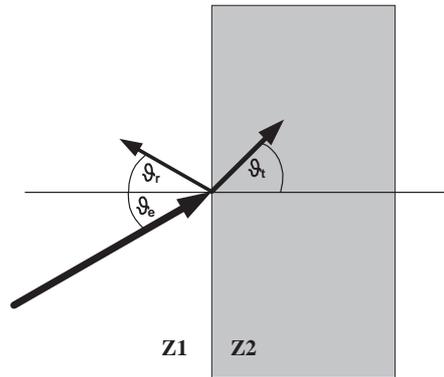


Abbildung 2.1: Brechung und Reflexion an einer Grenzfläche zwischen zwei Medien unterschiedlicher Materialeigenschaften

Da sich die reflektierte Welle in entgegengesetzter Richtung zur einfallenden ausbreitet, führt die Superposition beider zur durchgehenden gebrochenen Welle. Die Amplitudenverringerung der Welle bei Reflexion erfolgt in Betrag und Phase so, dass sich ein komplexer Reflexionskoeffizient ergibt:

$$R = |R| e^{j\beta}. \quad (2.49)$$

Der Schalldruck der reflektierten Welle ist somit

$$p_r(x, y, t) = |R| \cdot \hat{p} \cdot e^{j(\omega t + kx \cos \theta - ky \sin \theta + \beta)}. \quad (2.50)$$

Die Vorzeichenumkehr bei kx signalisiert, dass die reflektierte Welle in entgegengesetzter x -Richtung fortläuft. Die Gleichungen 2.47 und 2.50 enthalten das Reflexionsgesetz, nach dem Einfallswinkel und Reflexionswinkel gleich sind. Die in Abbildung 2.2.2 dargestellte Grenzfläche ist die Trennung zwischen zwei Medien mit den Schallgeschwindigkeiten c_1 und c_2 sowie mit den akustischen Impedanzen Z_1 und Z_2 . Der Reflexionsfaktor ist im Fall einer "schallharten" Grenzfläche reell:

$$R = \frac{Z_2 \cos \theta_e - Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \cos \theta_e + Z_1 \cos \theta_t}. \quad (2.51)$$

Ein schallharter Übergang findet statt, wenn die Schallwelle von einem Medium mit kleinerer akustischer Impedanz in ein Medium mit größerer akustischer Impedanz übergeht. Die auf die Schalldruckamplitude der einfallenden Welle bezogene Amplitude der gebrochenen Welle ist der Transmissionskoeffizient:

$$T = \frac{2 Z_2 \cos \theta_e}{Z_2 \cos \theta_e + Z_1 \cos \theta_g}. \quad (2.52)$$

Für den senkrechten Einfall der Welle vereinfachen sich die Gleichungen 2.51 und 2.52 zu

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (2.53)$$

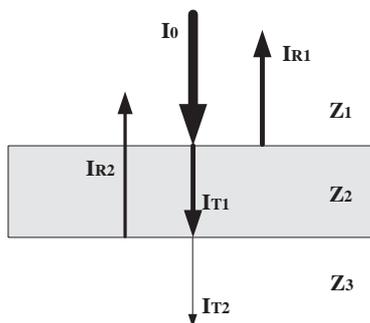


Abbildung 2.2: Reflexion und Transmission an einer Schicht zwischen zwei Medien unterschiedlicher akustischer Impedanz

bzw.

$$T = \frac{2 Z_2}{Z_2 + Z_1} = 1 - R. \quad (2.54)$$

Abbildung 2.2 zeigt die Reflexion und Transmission bei einer senkrecht einfallenden Welle auf eine Schicht mit der akustischen Impedanz Z_2 . An dieser Stelle sei auf das Phänomen der Totalreflexion verwiesen, die unter einem bestimmten Winkel, abhängig von der Differenz der akustischen Impedanzen, auftritt. Ein anderer Weg, den Reflexionskoeffizienten zu minimieren, um eine optimale Transmission zu erhalten, ist der $\frac{\lambda}{4}$ -Transformator. Der $\frac{\lambda}{4}$ -Transformator ist eine Schicht, die zwischen zwei Medien unterschiedlicher akustischer Impedanzen gebracht wird und eine optimale Anpassung ermöglicht. Die akustische Impedanz des Koppelmediums errechnet sich nach Gleichung 2.56 unter den Voraussetzungen, dass die Schicht eine Dicke von $\frac{\lambda}{4}$ besitzt und die Reflexionsfaktoren R_{12} und R_{23} Null werden, zu:

$$\frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} = \frac{Z_3 - Z_2}{Z_2 + Z_3}. \quad (2.55)$$

Somit ergibt sich die akustische Impedanz der $\frac{\lambda}{4}$ -Schicht zu:

$$Z_2 = \sqrt{Z_1 Z_3} \quad (2.56)$$

für eine optimale akustische Anpassung bei einer Frequenz von

$$f = \frac{c}{\lambda}. \quad (2.57)$$

2.3 Ultraschallausbreitung in biologischem Gewebe

Seit den ersten Experimenten von Wild (1950), bei denen biologisches Gewebe auf seine Eigenschaften bezüglich der Rückstreuung von Ultraschall untersucht wurde, hat sich die Verwendung von Ultraschall in der medizinischen Diagnostik rapide entwickelt. Erste

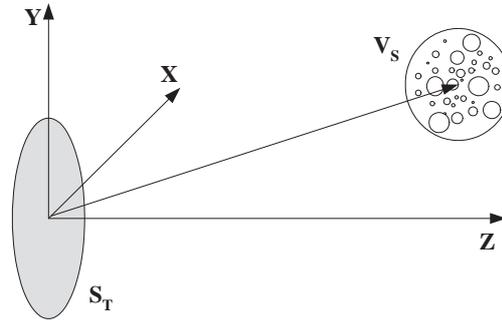


Abbildung 2.3: Streugeometrie, S_T ist die Oberfläche des Ultraschallwandlers und V_S das die Streuer enthaltende Volumen

Messverfahren zur Bestimmung der Rückstreuung, bei denen ein Ultraschallsignal in nur eine Richtung ausgesendet wurde, die sogenannten A-Scans, sind bald durch die B-Scan-Technik abgelöst worden, wobei das Grundprinzip des Messverfahrens beibehalten wurde. Mittels dieser Technik ist es möglich, ein zweidimensionales Schnittbild zu erzeugen. Laut Abschnitt 2.2 tritt bei Ausbreitung einer Ultraschallwelle in einem inhomogenen Medium Streuung auf, wenn die Strukturen im Gewebe in der Größenordnung der Wellenlänge oder darunter liegen. Die Art der Streuung und somit Intensität und Spektrum des gestreuten Signals sind hierbei vom Verhältnis der Wellenlänge zur Größe des Streuers und den akustischen Eigenschaften der Inhomogenitäten abhängig.

2.3.1 Streuung

Die in der klinischen Diagnostik verwendeten Ultraschallgeräte arbeiten nach dem Impuls-Echo-Prinzip. Nach dem Aussenden eines Ultraschallimpulses werden die zum Schallwandler zurückgeworfenen Signale empfangen und dargestellt. Durch die hohe Signalempfindlichkeit und räumliche Auflösung dieser Geräte ist es möglich, die sehr schwachen, durch Streuung im Gewebe entstehenden Signale zu detektieren. Bislang werden diese Signale jedoch meist nur zur qualitativen Messung der Rückstreuungsfähigkeit der internen Gewebestruktur benutzt, und Zusammenhänge mit den Gewebeeigenschaften müssen noch untersucht werden. Aus diesem Grunde ist es wichtig, die Rückstreuungsfähigkeit von Gewebe zu verstehen und Gewebemodelle für die quantitative Charakterisierung aufzustellen.

Bei in der klinischen Diagnostik verwendeten Ultraschallsystemen kann die Amplitude der durch den Ultraschall hervorgerufenen Druckschwankungen als klein betrachtet werden. In typischem Gewebe ohne harte Einschlüsse können auch die Änderungen der Dichte $\Delta\rho$ und der Kompressibilität $\Delta\kappa$ um ihren Mittelwert als klein angesehen werden. Es ergeben sich aus der Dichte und der Kompressibilität

$$\begin{aligned}\kappa &= \kappa_0 + \Delta\kappa \\ \rho &= \rho_0 + \Delta\rho,\end{aligned}\tag{2.58}$$

deren relative Änderungen zu:

$$\begin{aligned}\gamma_\kappa &= \Delta\kappa/\kappa_0 \\ \gamma_\rho &= \Delta\rho/\rho_0.\end{aligned}\tag{2.59}$$

Unter diesen Voraussetzungen kann die Schallausbreitung mit der Wellengleichung für inhomogene Medien beschrieben werden [56]. Die Änderung des Druckes $p(r, t)$ im Punkt r zur Zeit t lautet mit der mittleren Schallgeschwindigkeit $c_0 = 1/\sqrt{\rho_0\kappa_0}$

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \gamma_\kappa(\underline{r}, t) + \nabla \gamma_\rho(\underline{r}, t) \cdot \nabla p.\tag{2.60}$$

Unter Verwendung der ersten BORN-Näherung lässt sich der Gesamtdruck in den Druck der einfallenden Welle und den Streudruck zerlegen.

$$p(\underline{r}, t) = p_i(\underline{r}, t) + p_s(\underline{r}, t)\tag{2.61}$$

Es wird angenommen, dass der Druck des einfallenden Feldes vom Streudruck unbeeinflusst bleibt. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich die homogene Lösung der Wellengleichung zu

$$\nabla^2 p_s - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_s}{\partial t^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_i}{\partial t^2} \gamma_\kappa(\underline{r}, t) + \nabla \gamma_\rho(\underline{r}, t) \cdot \nabla p_i.\tag{2.62}$$

Gleichung 2.62 besitzt Gültigkeit für einen Großteil biologischen Gewebes, solange keine harten Einschlüsse, wie z.B. Mikrokalkifikationen, enthalten sind. Im Spektralbereich können die fouriertransformierten Drücke $P_i(\underline{r}, \omega)$ und $P_s(\underline{r}, \omega)$ mit $k = \omega/c_0$ wie folgt dargestellt werden:

$$\nabla^2 P_s + k^2 P_s = -k^2 \gamma_\kappa(\underline{r}) P_i - \nabla \gamma_\rho(\underline{r}) \cdot \nabla P_i.\tag{2.63}$$

Bei Verwendung der in Abbildung 2.3 dargestellten Streugeometrie erhält man als Lösung das folgende Volumenintegral über V_S , in welchem alle betrachteten Streuer enthalten sind:

$$\begin{aligned}P_s(\underline{r}, \omega) &= \int_{V_S} k^2 \gamma_\kappa(\tilde{\underline{r}}) P_i(\tilde{\underline{r}}, \omega) g(\underline{r}|\tilde{\underline{r}}, \omega) \\ &\quad + \gamma_\rho \nabla P_i(\tilde{\underline{r}}, \omega) \cdot \nabla g(\underline{r}|\tilde{\underline{r}}, \omega) d^3 \tilde{\underline{r}},\end{aligned}\tag{2.64}$$

mit der dreidimensionalen GREENSchen Funktion des freien Raumes

$$g(\underline{r}|\tilde{\underline{r}}, \omega) = \frac{\exp jk|\underline{r} - \tilde{\underline{r}}|}{4\pi|\underline{r} - \tilde{\underline{r}}|}\tag{2.65}$$

und dem Bezug des Gradientenoperators auf $\tilde{\underline{r}}$. Ist der Ort des Beobachters weit vom Streuvolumen V_S entfernt, ist folgende Approximation zulässig :

$$\nabla g(\underline{r}|\tilde{\underline{r}}, \omega) \approx -j\underline{k}_S g(\underline{r}|\tilde{\underline{r}}, \omega).\tag{2.66}$$

\underline{k}_S zeigt in Richtung von $\underline{r} - \tilde{\underline{r}}$, d.h. vom Streuvolumen zum Beobachtungspunkt, und es gilt $|\underline{k}_S| = k$. Weiterhin kann die einfallende Welle als eine ebene Welle angenommen werden, wenn die Entfernung zwischen Ultraschallwandler und dem Streuvolumen wesentlich größer ist als der Radius des Schallwandlers. Für die einfallende Welle ergibt sich:

$$\nabla P_i(\underline{r}, \omega) \approx jk_i P_i(\underline{r}, \omega). \quad (2.67)$$

\underline{k}_i ist der Wellenvektor der einfallenden Welle mit der Amplitude k . Die Lösung vereinfacht sich bei Annahme einer ebenen, einfallenden Welle weiter zu

$$\begin{aligned} P_S(\underline{r}, \omega) &= k^2 \int_{V_S} \left(\gamma_\kappa(\tilde{\underline{r}}) + \gamma_\rho(\tilde{\underline{r}}) \frac{\tilde{\underline{k}}_i \cdot \underline{k}_S}{k^2} \right) P_i(\tilde{\underline{r}}, \omega) g(\underline{r}|\tilde{\underline{r}}, \omega) d^3\tilde{\underline{r}} \\ &= \frac{k^2}{4\pi} \int_{V_S} \gamma_{\kappa\rho}(\tilde{\underline{r}}) P_i(\tilde{\underline{r}}, \omega) \frac{\exp(jk|\underline{r} - \tilde{\underline{r}}|)}{|\underline{r} - \tilde{\underline{r}}|} d^3\tilde{\underline{r}}. \end{aligned} \quad (2.68)$$

Der Ausdruck

$$\gamma_{\kappa\rho}(\tilde{\underline{r}}) = \left(\gamma_\kappa(\tilde{\underline{r}}) + \gamma_\rho(\tilde{\underline{r}}) \frac{\tilde{\underline{k}}_i \cdot \underline{k}_S}{k^2} \right) \quad (2.69)$$

beschreibt die im Gewebe enthaltenen Inhomogenitäten.

Das Feld der einfallenden Welle Um das Streufeld unter den oben genannten Bedingungen errechnen zu können, ist es notwendig, das Feld einer vom Ultraschallwandler ausgesendeten Welle in einem homogenen Medium zu berechnen. Der einfallende Druck P_i kann aus dem Geschwindigkeitspotential $\Psi(\underline{r}, \omega)$ mit

$$P_i(\underline{r}, \omega) = j\omega\rho_0\Psi(\underline{r}, \omega) \quad (2.70)$$

berechnet werden [65]. Die Gleichung des Geschwindigkeitspotentials lautet:

$$\nabla^2\Psi(\underline{r}, \omega) + k^2\Psi(\underline{r}, \omega) = 0. \quad (2.71)$$

Die Erregung des Ultraschallwandlers wird beschrieben durch die Amplitude $v(\underline{r}, \omega)$ der Geschwindigkeit senkrecht zur Wandleroberfläche im Punkt \underline{r} . Für einen üblichen Ultraschallwandler, bei dem die Keramik in eine starre Sondenoberfläche eingebettet ist, gilt die Annahme einer unendlich ausgedehnten, ebenen, starren Schallwand als gute Approximation und führt zu Gleichung 2.72.

$$\Psi(\underline{r}, \omega) = \int_{S_T} v(\tilde{\underline{r}}, \omega) \frac{\exp jk|\underline{r} - \tilde{\underline{r}}|}{2\pi|\underline{r} - \tilde{\underline{r}}|} d^2\tilde{\underline{r}}. \quad (2.72)$$

Der rechte Term des Integrals ist die GREENSche Funktion für einen begrenzten Raum. Die Integration wird über die Oberfläche des Ultraschallwandlers ausgeführt. Für die

Berechnung von Schallfeldern elektronisch fokussierter Wandler ist es hilfreich, $v(\underline{r}, \omega)$ wie folgt zu zerlegen:

$$v(\underline{r}, \omega) = \frac{1}{j\omega\rho_0} H_{em}^{(T)}(\omega) A_T(\underline{r}, \omega). \quad (2.73)$$

$H_{em}^{(T)}$ beschreibt die elektromechanische Sende-Übertragungsfunktion der Umwandlung einer Spannung in einen Druck auf der Wandleroberfläche. Die dimensionslose Belegungs-funktion beschreibt die Änderung des Signals über der Oberfläche des Schallwandlers. Die Kombination aus Gleichung 2.72 und 2.73 führt zu:

$$\Psi(\underline{r}, \omega) = \frac{1}{j\omega\rho_0} H_{em}^{(T)}(\omega) H_{\Phi}^{(T)}(\underline{r}, \omega) \quad (2.74)$$

mit

$$H_{\Phi}^{(T)}(\underline{r}, \omega) = \int_{S_T} A_T(\underline{r}, \omega) \frac{\exp(jk|\underline{r} - \tilde{\underline{r}}|)}{2\pi|\underline{r} - \tilde{\underline{r}}|} d^2\tilde{\underline{r}}. \quad (2.75)$$

$H_{\Phi}^{(T)}(\underline{r}, \omega)$ beschreibt das Sendeschallfeld mit der räumlichen Impulsantwort des Ultraschallsystems. Die Lösung für den einfallenden Druck ist somit gegeben durch

$$P_i(\underline{r}, \omega) = H_{em}^{(T)}(\omega) H_{\Phi}^{(T)}(\underline{r}, \omega). \quad (2.76)$$

Das Streufeld Im Empfangsmodus integriert der Ultraschallwandler die gestreuten Signale über der Wandleroberfläche auf und erzeugt ein Spannungssignal $U(\omega)$ gemäß

$$U(\omega) = \frac{1}{S_R} H_{em}^R \int_{S_R} A_R(\underline{r}, \omega) P_S(\underline{r}, \omega) d^2\underline{r}. \quad (2.77)$$

S_R beschreibt die Wandleroberfläche im Empfangsfall, $H_{em}^{(T)}$ die elektroakustische Übertragungsfunktion im Empfangsfall und A_R die Empfangsapertur des Wandlers. Setzt man Gleichung 2.68 der gestreuten Welle in Gleichung 2.77 ein, so führt dieses zu

$$\begin{aligned} U(\omega) &= \frac{k^2}{2S_R} H_{em}^{(R)} \int_{V_S} \gamma_{\kappa\rho}(\tilde{\underline{R}}) P_i(\tilde{\underline{r}}, \omega) \\ &\times \int_{S_R} A_R(\underline{r}, \omega) \frac{\exp(jk|\underline{r} - \tilde{\underline{r}}|)}{2\pi|\underline{r} - \tilde{\underline{r}}|} d^2\underline{r} d^3\tilde{\underline{r}} \end{aligned} \quad (2.78)$$

mit S_R als Oberfläche des Empfangswandlers. Das zweite Integral von Gleichung 2.78 beschreibt das Schallfeld im Empfangsmodus H_{Φ} :

$$H_{\Phi}^{(R)}(\tilde{\underline{r}}, \omega) = \int_{S_R} A_R(\underline{r}, \omega) \frac{\exp(jk|\underline{r} - \tilde{\underline{r}}|)}{2\pi|\underline{r} - \tilde{\underline{r}}|} d^2\underline{r}. \quad (2.79)$$

Werden die Terme der elektromechanischen Übertragungsfunktionen H_{em} und der Schallfelder H_Φ für den Sende- und Empfangsmodus

$$H_{em} = H_{em}^{(T)} H_{em}^{(R)} \quad (2.80)$$

und

$$H_\Phi = H_\Phi^{(T)} H_\Phi^{(R)} \quad (2.81)$$

zusammengefasst und gemeinsam mit Gleichung 2.79 und dem Druck der einfallenden Welle in Gleichung 2.78 eingesetzt, so folgt für das empfangene Streusignal

$$U(\omega) = \frac{k^2}{2S_R} H_{em}(\omega) \int_{V_S} \gamma_{\kappa\rho}(\underline{r}) H_\Phi(\underline{r}, \omega) d^3 \underline{r}. \quad (2.82)$$

Der Bezug zu den im Gewebe enthaltenen Streuern wird durch die Inhomogenität des Gewebes mit

$$\gamma_{\kappa\rho}^{(B)}(\underline{r}) = \left(\frac{\Delta\kappa(\underline{r})}{\kappa_0} - \frac{\Delta\rho(\underline{r})}{\rho_0} \right) \quad (2.83)$$

beschrieben. Die Inhomogenität kann auch als Fluktuation Δc der Schallgeschwindigkeit c_0 um ihren Mittelwert

$$\gamma_{\kappa\rho}^{(B)}(\underline{r}) \approx -2 \left(\frac{\Delta c(\underline{r})}{c_0} + \frac{\Delta\rho(\underline{r})}{\rho_0} \right) \quad (2.84)$$

oder aber als Variation der akustischen Impedanz $Z = c\rho$ um ihren Mittelwert $Z_0 = c_0\rho_0$

$$\gamma_{\kappa\rho}^{(B)}(\underline{r}) \approx 2 \frac{\Delta Z(\underline{r})}{Z_0} \quad (2.85)$$

ausgedrückt werden.

2.3.2 Dämpfung

Bei den vorangegangenen Betrachtungen wurde die Dämpfung der Schallwelle vernachlässigt. Nach Abschnitt 2.2 wird Dämpfung sowohl durch Streuung als auch durch Absorption hervorgerufen. Die für Absorptionserscheinungen verantwortlichen Relaxationsprozesse in biologischem Gewebe sind schwer zu modellieren. Aus diesem Grund erfolgt die Modellierung auf der Basis eines parametrischen Modells, welches aus den Ergebnissen von Dämpfungsmessungen an entsprechenden Geweben erstellt wird. Um die Absorption in biologischem Gewebe in Betracht zu ziehen, muss die Wellengleichung 2.63 für frequenzabhängige komplexe Kompressibilitäten $\kappa(\omega) = \kappa'(\omega) - j\kappa''(\omega)$ gelöst werden. Der Imaginärteil des Wellenvektors, verglichen mit dem Realteil, ist aufgrund der Dämpfung klein, womit die Dämpfung als "kleine Störung" betrachtet werden kann. Die homogene Lösung der Wellengleichung in einem absorbierenden Medium lautet für die Ausbreitung der Welle in positive z -Richtung:

$$P(\omega, z) = P_0 \exp(-jkz - \alpha(\omega) - j\beta_{min}(\omega)). \quad (2.86)$$

$\alpha(\omega)$ beschreibt die frequenzabhängige Dämpfung und $\beta_{min}(\omega)$ die aufgrund von Dispersion hervorgerufene Phase. β_{min} kann mit Hilfe der KRAMERS-KRONIG-Beziehung wie folgt aus α berechnet werden:

$$\beta_{min}(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha(\tilde{\omega})}{\tilde{\omega}^2 - \omega^2} d\tilde{\omega}. \quad (2.87)$$

In biologischem Gewebe ist kz im Vergleich zu $\alpha(\omega)$ groß, daher genügt, um die Absorption einzubeziehen, die Multiplikation des nach Gleichung 2.82 erhaltenen Spannungssignals $U(\omega)$ mit dem Term $\exp(-2\alpha(\omega)z)$, der mit der Tiefe z korrespondiert. Der Faktor 2 erklärt sich damit, dass für die bisherigen Berechnungen ein Puls-Echo-System vorausgesetzt wurde und das Schallsignal sowohl auf dem Weg vom Ultraschallwandler zum Beobachtungspunkt als auch auf seinem Rückweg gedämpft wird. Für das empfangene Spannungssignal, erhalten aus den gestreuten Signalen eines Volumenelementes V_S mit den Inhomogenitäten $\gamma_{\kappa\rho}$, ergibt sich dann unter Berücksichtigung der Dämpfung α :

$$U(z, \omega) = \frac{k^2}{2S_R} \exp[-2\alpha(\omega)z - 2j\beta_{min}(\omega)z] \quad (2.88)$$

$$\times H_{em}(\omega) \int_{V_S(z)} \gamma_{\kappa\rho}(\tilde{\underline{r}}) H_{\Phi}(\tilde{\underline{r}}, \omega) d^3\tilde{\underline{r}}.$$

Mit dem Ausdruck in Gleichung 2.88 für ein empfangenes Echosignal können die üblichen Modelle für rückgestreute Signale aus Gewebe und Blut betrachtet werden. Der Dämpfungskoeffizient $\alpha(\omega)$ ist für Gewebe im Normalfall nicht analytisch ableitbar, sondern gemessen. Es gibt verschiedene Modelle, um die Frequenzabhängigkeit des Dämpfungskoeffizienten zu charakterisieren. Für einen großen Frequenzbereich kann eine Potenzfunktion an die Messwerte angepasst werden.

$$\alpha(\omega) = a_{\nu} \left| \frac{\omega}{2\pi} \right|^{\nu} \quad (2.89)$$

Für Wasser ist $\nu = 2$, wohingegen es für biologische Gewebe meist im Bereich von 1 bis 1.5 variiert. Wenn die Bandbreite des Systems nicht zu groß ist, kann die Exponentialfunktion in guter Näherung als linear im untersuchten Frequenzbereich um die Mittenfrequenz ω_c approximiert werden.

$$\alpha(\omega) = \alpha_1 \frac{\omega - \omega_c}{2\pi} + \alpha_0. \quad (2.90)$$

Eine lineare Beziehung der Art $\alpha(\omega) = \alpha_1\omega/(2\pi)$, obwohl in manchen Literaturstellen zu finden, sollte nicht für einen größeren Frequenzbereich angenommen werden, da ein linearer Fit der Exponentialfunktion den Wert $\alpha(0) = 0$ nicht liefert [65].

Genauere, in vivo gemessene Werte für die Dämpfung biologischen Gewebes sind, außer für Leberparenchym, schwer zu finden. Es ist bekannt, dass die Werte zwischen einzelnen Individuen erheblich variieren. Eine umfassende Sammlung an Gewebeparametern von Säugetieren ist in [9] zu finden.

2.4 Das Schallfeld

Aufgrund der endlichen Abmessung eines realen Ultraschallwandlers kommt es zu Interferenzen und zur Diffraktion des Schallbündels. Folge der Überlagerung der einzelnen Elementarwellen ist die Abhängigkeit des Schalldruckes von der Entfernung zur Wandleroberfläche. Folglich existiert eine Funktion $p(x, y, z, \omega)$, die die Schalldruckverteilung im Halbraum vor dem Ultraschallwandler beschreibt. Für Untersuchungen zur quantitativen Charakterisierung von Materialeigenschaften mittels spektraler Parameter ist es notwendig, Kenntnis über das entstehende Schallfeld zu besitzen, um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten. Da die Form des Schallfeldes auf der Geometrie des Wandlers bzw. auf der phasenabhängigen Überlagerung der Elementarwellen beruht ist es möglich, die Form des Schallfeldes gezielt zu verändern und somit an die Aufgabenstellung anzupassen. In klinischen Ultraschallgeräten wird das Schallfeld gezielt zur Fokussierung des Schallstrahls verändert, um so eine bessere laterale Auflösung zu erhalten. Zudem eröffnet dieses die Möglichkeit, beim Senden und Empfangen getrennt zu fokussieren, um beim Empfangen des Echos den Fokus dynamisch nachführen zu können.

2.4.1 Der einelementige Kolbenschwinger

Zur Beschreibung des Schallfeldes wird seine Entstehung an einem ebenen Kolbenschwinger betrachtet. Der Ultraschallwandler sei rund und habe den Radius R , Vorder- und Rückseite seien voneinander entkoppelt. Koordinatenursprung und Mittelpunkt des Wandlers liege in einem Punkt, und die abgestrahlte Schallwelle breite sich in positiver x -Richtung aus. Das Geschwindigkeitspotential φ_A im Aufpunkt $A(x, y, z)$ kann mit Hilfe der RAYLEIGH-Formel

$$\varphi_A = \frac{-e^{j\omega t}}{2\pi} \int_S \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_S \frac{e^{jk r}}{r} dS \quad (2.91)$$

errechnet werden [74]. r ist der Abstand zwischen der Wandlermitte und dem Aufpunkt $A(x, y, z)$, n die Normale der Strahleroberfläche S und $\frac{\partial \varphi}{\partial n}$ die Amplitudenverteilung der Schwingungsgeschwindigkeit auf der Oberfläche S . Unter der Annahme, dass diese Verteilung gleichmäßig sei, ergeben sich die Grenzbedingungen

$$-\left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_{x=0} = \begin{cases} v_0 & \text{für } y, z \leq R, \\ 0 & \text{für } y, z > R, \end{cases}$$

die unter Vernachlässigung der zeitlichen Abhängigkeit

$$\varphi_A = \frac{v_0}{2\pi} \int_S \frac{e^{jk r}}{r} dS \quad (2.92)$$

ergeben. $d\varphi$ ist das Potential einer Punktquelle, die in den Raumwinkel 2π strahlt. Gleichung 2.92 ist die phasenabhängige Summation aller Potentiale $d\varphi$ im Punkt A nach dem HUYGENS-FRESNEL'schen Prinzip. Entsprechend wäre für $S \rightarrow \infty$ die Welle eben. Im Fall einer begrenzten Fläche S wird die Amplituden- und Phasenverteilung uneinheitlich.

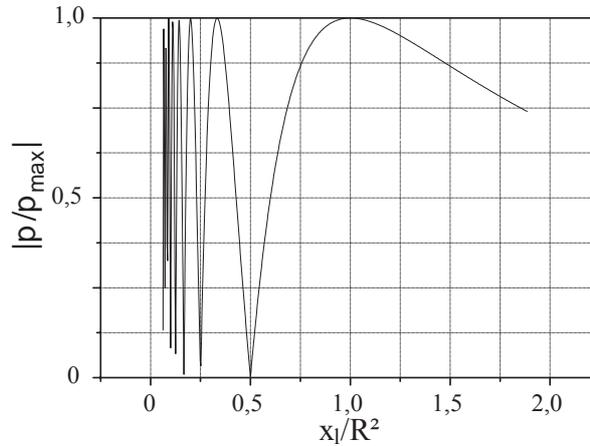


Abbildung 2.4: Axiale Druckverteilung eines ebenen Kolbenschwingers

Trotz zulässiger Idealisierungen stellt die Berechnung des Wandlernahfeldes ein mathematisches Problem dar, eine Ausnahme ist jedoch die Schalldruckverteilung auf der Achse des Strahlers (akustische Achse). Teilt man die Oberfläche S in Ringelemente dS mit dem Radius y und der Breite dy , so ergibt sich auf der Basis der Gleichung 2.92 für die Schalldruckverteilung in x -Richtung

$$\begin{aligned}
 p(x) &= \rho \frac{\partial \varphi_A}{\partial t} & (2.93) \\
 &= j\omega\rho \frac{v_0}{2\pi} \int_0^R \frac{e^{-jk\sqrt{x^2+y^2}}}{\sqrt{x^2+y^2}} 2\pi y dy \\
 &= \rho c v_0 \left[e^{-jkx} - e^{-jk\sqrt{x^2+y^2}} \right]
 \end{aligned}$$

mit ρ und c als Dichte und Schallausbreitungsgeschwindigkeit. Unter Verwendung von

$$\alpha \equiv \sqrt{x^2 + R^2} - x \approx \frac{R^2}{2x} \quad (\text{bei } x \gg R) \quad (2.94)$$

ergibt sich für die Druckamplitude in einer Entfernung von $x \gg R$

$$\begin{aligned}
 p_{max}(\alpha) &= \text{Re}(p(x)) & (2.95) \\
 &= v_0 \rho c \left| (1 - \cos(k\alpha) + j \sin(k\alpha)) e^{jkx} \right| \\
 &= 2\rho c v_0 \left| \sin\left(\frac{k\alpha}{2}\right) \right|.
 \end{aligned}$$

Aus Gleichung 2.95 ist zu ersehen, dass der Druck bei $k\alpha = (2n+1)\pi$ ein Maximum und bei $k\alpha = 2n\pi$ ein Minimum annimmt. Die Druckmaxima mit der Amplitude

$$p_{max} = 2\rho c v_0 \quad (2.96)$$

werden folglich erreicht, wenn α ungeradzahlige Vielfache von π annimmt, die Druckminima hingegen befinden sich bei geradzahligen Vielfachen von π . Die Position der Maxima

und Minima lässt sich zusammenfassend ausdrücken durch:

$$x_m = R \left[\frac{R}{m\lambda} - \frac{m}{4} \frac{\lambda}{R} \right] \quad (2.97)$$

mit

$$m = \begin{cases} 2n + 1 & \text{für Maxima} \\ 2n & \text{für Minima.} \end{cases} \quad n = 0, 1, 2, \dots,$$

Demnach tritt das letzte Maximum bei $m = 1$ auf. Somit ergibt sich für $R \gg \lambda$

$$x_1 = \frac{R^2}{\lambda}, \quad (2.98)$$

was die Grenze des Nahfeldes darstellt (siehe Abbildung 2.4). In diesem Bereich ähnelt die Form des Schallbündels einem Zylinder, was bedeutet, dass die Wellenfront in etwa eben bleibt. In dem Bereich $x > x_1$, dem Fernfeld, errechnet sich der Druck in einem beliebigen Punkt $A(x, y, z)$ unter dem Winkel ϑ im Abstand r zu:

$$p_{max}(\vartheta) = \omega \rho \frac{\pi R^2 v_0}{2\pi r} \left[2 \frac{J_1(kR \sin(\vartheta))}{kR \sin(\vartheta)} \right]. \quad (2.99)$$

J_1 ist die BESSEL-Funktion erster Ordnung und ϑ der Winkel zwischen der akustischen Achse und dem Ortsvektor zu $A(x, y, z)$. Das Maximum von Gleichung 2.99 stellt sich unter dem Winkel $\vartheta = 0$ ein. Das erste Minimum des Druckes ergibt sich bei

$$\sin(\vartheta_0) = \frac{3,38}{kR} = 0,61 \frac{\lambda}{R}. \quad (2.100)$$

Hieraus folgt, dass das Untersuchungsobjekt bei Messungen mit Ultraschall im Fernfeld auf der akustischen Achse platziert werden sollte, um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten.

2.4.2 Fokussierung von Ultraschall

Das im Vorangegangenen beschriebene Schallfeld stellt sich bei einem kreisrunden, ebenen Ultraschallwandler ein. Wie bereits erwähnt, lässt sich durch die Wahl einer geeigneten Fokussierungsmethode die Form des Schallfeldes beeinflussen, was die Möglichkeit einer Anpassung an die gestellte Messaufgabe eröffnet. Je nach Art und Größe des verwendeten Schallwandlers können verschiedene Methoden zum Erfolg führen.

Fokussierung mit einer akustischen Linse

Teilt man die Wandleroberfläche in Ringelemente auf, wie in Abschnitt 2.4.1 bereits angedeutet, so lässt sich nach dem HUYGENS-FRESNEL'schen Prinzip die abgestrahlte Welle als Überlagerung von Elementarwellen erklären. Die Interferenz dieser Elementarwellen führt zu einem charakteristischen Muster, da sie sich durch Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Laufzeit konstruktiv oder destruktiv überlagern. Durch definierte

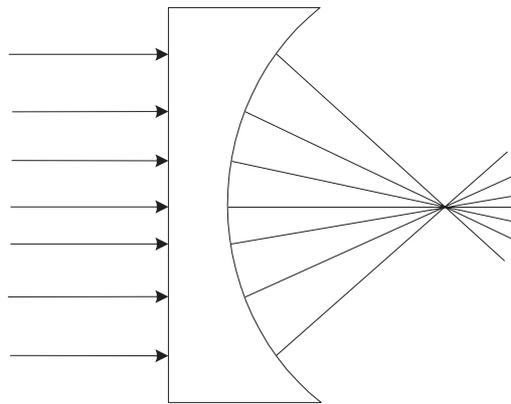


Abbildung 2.5: Akustische Sammellinse

Phasenverschiebung der einzelnen Wellenanteile lässt sich ein gewünschtes Interferenzmuster erzielen. Hierzu nutzt man bei einelementigen Schallwandlern entweder eine gebogene Wandleroberfläche oder aber eine akustische Linse. Im Fall der akustischen Sammellinse, in Abbildung 2.5 dargestellt, laufen alle Wellenanteile durch die Linse, in der sie sich mit höherer Geschwindigkeit ausbreiten und überlagern sich im Brennpunkt zu einem Maximum des Druckes.

Fokussierung durch phasengesteuerte Anregung

Bei Mehrelementwandlern besteht die Möglichkeit der Schallfeldformung darin, die einzelnen Wandler Elemente phasengesteuert anzuregen, um somit die Position zu bestimmen, bei welcher sich der Großteil der emittierten Wellenanteile konstruktiv überlagert. Um den Fokus z.B. auf der Rotationsachse zu positionieren, müssen alle Wandler Elemente, die den gleichen Abstand zur Rotationsachse haben, phasengleich angesteuert werden. Die Phasendifferenzen zwischen den Wandler Elementen müssen die Laufzeitunterschiede der einzelnen Wellenanteile in der gewünschten Fokusposition so ausgleichen, dass sie sich im Fokus konstruktiv überlagern. Abbildung 2.6 zeigt die prinzipielle Abhängigkeit der Richtwirkung von der Phasenfunktion. Es ist zu erkennen, dass mit der Erhöhung der lateralen Auflösung die Größe der Nebenkeulen zunimmt. Folglich ist bei der Wahl der Fokusbreite ein Kompromiss zwischen Auflösungsvermögen und der Intensität in Hauptstrahlrichtung zu finden.

Die Besonderheit der Fokussierung durch phasengesteuerte Anregung besteht in der elektronischen Formbarkeit der Geometrie des Schallfeldes. Somit ist es möglich, den Fokus derart schnell zu verschieben, dass bei einer Messung über der Tiefe der Fokus scheinbar verlängert werden kann.

Strahlschwenkung

Zusätzlich zur Verschiebung des Bereiches maximalen Druckes entlang der akustischen Achse kann das Strahlenbündel in seiner Richtung durch phasenversetzte Anregung elektronisch geschwenkt werden. Hierzu werden die Anregungen der Wandler Elemente jedoch

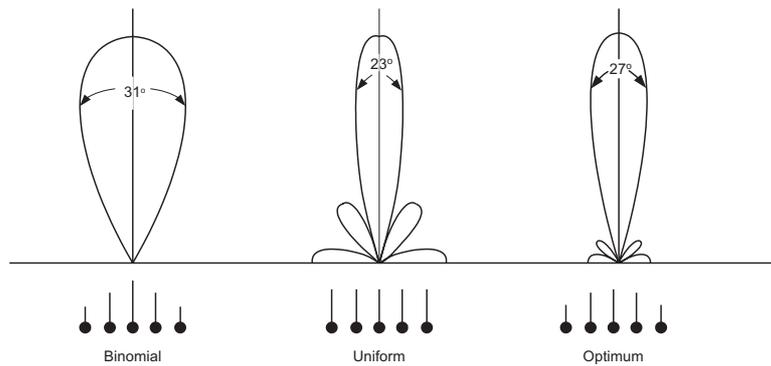


Abbildung 2.6: Phasengesteuerte Anregung zur Schallfeldformung

nicht symmetrisch zur Symmetrieachse in der Phase verschoben, sondern ansteigend bezüglich der gewünschten Hauptstrahlrichtung. Dieses Phänomen ermöglicht es, nacheinander verschiedene Richtungen vor dem Schallwandler auszuleuchten, ohne die Wandleroberfläche bewegen zu müssen. Die Phasendifferenz $\Delta\varphi$ zwischen zwei benachbarten Wandlerelementen ergibt sich mit $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ und α als Neigungswinkel des Schallstrahls sowie dem Abstand d zweier benachbarter Wandlerelemente zu

$$\Delta\varphi = k d \cos \alpha. \quad (2.101)$$

Das Prinzip dieser Methode ist in Abbildung 2.7 skizziert.

2.4.3 Einflüsse des Schallfeldes auf die Messung

Die aufgrund des Wellencharakters von Ultraschall entstehenden Interferenzen, die zur Ausbildung der Schallfeldcharakteristik führen, haben zur Folge, dass die Druckverteilung im Halbraum vor dem Ultraschallwandler in Abhängigkeit vom verwendeten System uneinheitlich ist. Der Schalldruck im Nahfeld schwankt periodisch bis zum Erreichen des Fokus, wo der Schalldruck ein Maximum und die laterale Ausdehnung des Schallstrahls ein Minimum annimmt. Hinter dem Fokus divergiert der Schallstrahl, was zur Folge hat, dass der Schalldruck stetig abnimmt. Selbst bei unfokussierten Einzelwandlern bilden sich deutliche Schallfelder aus. Bei Ultraschallgeräten aus dem Bereich der klinischen Diagnostik kommen sehr viel stärker fokussierende Schallwandler zur Anwendung. Hinzu kommt, dass bei der Fokussierung zwischen Sende- und Empfangsfall unterschieden werden muss. Im Empfangsfall wird dynamisch nachfokussiert, was der Form des Schallfeldes einen komplizierten Charakter verleiht. Während sich der Einfluss des Schallfeldes bei der Bildgebung nur auf das laterale Auflösungsvermögen auswirkt, ist es für Untersuchungen zur quantitativen Bestimmung von Gewebeparametern dringend notwendig, den Schallfeldeinfluss zu kompensieren, da der hohe Grad an Fokussierung aufgrund der örtlichen Abhängigkeit des Druckes zu unterschiedlichen Parameterwerten führt. Für die Untersuchung von Zusammenhängen zwischen spektralen Parametern der empfangenen Ultraschallechos und Eigenschaften biologischen Gewebes ist die Korrektur der Schallfeldeinflüsse elementar, um weitestgehend vom verwendeten Messsystem unabhängige Ergebnisse zu erhalten.

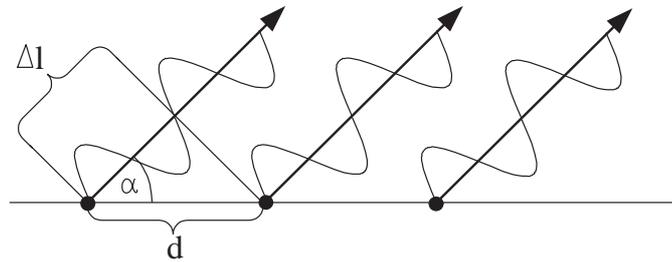


Abbildung 2.7: Strahlschwenkung mit einem mehrelementigen Wandler

Hierfür wird eine eindimensionale Funktion zur Korrektur der Laufzeitabhängigkeit der Rückstreuenspektren in Ausbreitungsrichtung gesucht. Zur Bestimmung des wandlerspezifischen Schallfeldes gibt es verschiedene Verfahrensweisen. Bei kommerziellen Ultraschallgeräten aus der klinischen Diagnostik steht die Möglichkeit der Simulation aufgrund der Geheimhaltung von notwendigen Informationen über Geometrie und Anregungssignale in der Praxis meist nicht zur Verfügung. In diesem Falle können unterschiedliche Methoden der Vermessung des Schallstrahlungsfeldes zum Erfolg führen. Aufgrund der besonderen Bedeutung der Schallfeldkorrektur für Verfahren der Ultraschallspektroskopie bzw. für deren Ergebnisse werden im Rahmen dieser Arbeit einige Verfahren zur Schallfeldmessung angewendet und beschrieben. Zusätzlich zu den Messverfahren wird eine Methode für die Simulation von Schallfeldern in geschichteten Medien entwickelt. Sowohl die aus den Schallfeldmessungen als auch die aus der Simulation erhaltenen Schallfelder werden benutzt, um Korrekturfunktionen abzuleiten, deren Aufgabe es sein soll, die Zuverlässigkeit der aus den gemessenen Ultraschallsignalen errechneten spektralen Parameterwerte zu erhöhen.

Kapitel 3

Ultraschallspektroskopie

Seit der Etablierung des Ultraschalls als bildgebendes Verfahren in der medizinischen Diagnostik gibt es Bestrebungen, aus den Echos neben den Informationen über die Topologie des Gewebes auch den Gewebezustand beschreibende Parameter in die Diagnostik einzubeziehen. In biologischem Gewebe als Untersuchungsmedium können grundsätzlich die frequenzabhängige Dämpfung und die frequenzabhängige Rückstreuung sowie die Verschiebung der Mittenfrequenz aus den HF-Signalen bestimmt werden. Auch Texturparameter auf der Basis der räumlichen Anordnung der Signalamplituden sind bestimmbar. Im Gegensatz zur Bestimmung von Dämpfung und Rückstreuung, für welche die hochfrequenten Ultraschallsignale erforderlich sind, reichen bereits gleichgerichtete Signale (RAW-Daten) zur Bestimmung von Texturparametern aus. Die Ultraschallspektroskopie will mittels spektraler Parameter Eigenschaften und Beschaffenheit des Untersuchungsobjektes, hier biologischen Gewebes, quantitativ erfassen. Die ersten Arbeiten zur Ultraschallparameterbestimmung wurden in den siebziger Jahren veröffentlicht [62, 69]. Gegenstand der Untersuchungen waren zunächst Dämpfung und Rückstreuung in Abhängigkeit von der Frequenz. Erste Ansätze zur Gewebecharakterisierung mittels Ultraschall entstanden aus einem Verfahren zur Dämpfungsbestimmung auf der Basis der Differenz zweier Spektren [29].

3.1 Messungen mit Ultraschall

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die Erzeugung und Ausbreitung von Ultraschallwellen theoretisch betrachtet wurde, sollen an dieser Stelle die Prinzipien von Ultraschallmessungen, wie sie in der klinischen Diagnostik sowie zur zerstörungsfreien Materialprüfung zur Anwendung kommen, besprochen werden.

3.1.1 Impuls-Echo- und Transmissionsmessungen

Das Prinzip des Impuls-Echo-Verfahrens beruht auf der Aussendung einer Ultraschall-Impulsfolge in das Untersuchungsobjekt und dem Empfang der rückgestreuten und reflektierten Signale. Hierfür ist lediglich ein Wandler für den Sende- und Empfangsvorgang notwendig. Die Wechselwirkung des Ultraschallimpulses mit den echoerzeugenden

Strukturen führt zu charakteristischen Amplitudenschwankungen, aus denen sich Rückschlüsse über die Materialeigenschaften ziehen lassen. Eine Bestimmung von Entfernungen zwischen Streuern und dem Schallwandler ist, speziell bei inhomogenem Untersuchungsobjekt, nur mit Fehlern realisierbar, da die Schallgeschwindigkeiten und die Dicken der einzelnen Inhomogenitäten nicht bekannt sind. Die Entfernung wird nach

$$\Delta x = \frac{1}{2} c \Delta t \quad (3.1)$$

bestimmt, wobei c die Schallgeschwindigkeit im Untersuchungsmedium, x der Abstand zwischen zwei Objekten und Δt die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen zweier Echos ist. Der Faktor $\frac{1}{2}$ resultiert aus der Tatsache, dass der Schall die Entfernung vom Wandler zum Objekt zweimal zurücklegt, da der das Schallsignal aussendende Wandler die am Objekt entstehenden Echos detektieren muss. Eine Bestimmung der mittleren Schallgeschwindigkeit des Mediums ist bei Messungen im Impuls-Echo-Verfahren nur mittels eines Reflektors in definiertem Abstand bzw. mit definierten Abstandsänderungen möglich. Hier zeigt sich eine Grenze der Anwendung dieses Verfahrens. Besitzt ein Untersuchungsobjekt eine derart große Dämpfung, dass die Leistung des Schallsignals zum zweimaligen Durchdringen nicht ausreicht, so ist es für die Anwendung des Impuls-Echo-Verfahrens notwendig, einen Reflektor im Objekt zu positionieren. Eine *in vivo* Messung ist somit nicht möglich.

In Transmissionsmessungen hingegen befinden sich zwei Ultraschallwandler direkt gegenüber. Der Abstand der Wandler lässt sich bestimmen, indem man durch ein Medium schallt, dessen Schallgeschwindigkeit bekannt ist. Über die definierte Entfernung der beiden Wandler lässt sich die durchschnittliche Schallgeschwindigkeit eines inhomogenen Mediums sehr einfach bestimmen. Das Transmissionsverfahren eignet sich hervorragend für Messungen zur Dämpfungsbestimmung in Abhängigkeit von der Frequenz. Die frequenzabhängige Dämpfung erhält man, indem man die Differenz eines Spektrums eines gemessenen Impulses mit Objekt im Schallweg von dem eines Impulses ohne Objekt im Schallweg bildet [51, 52].

Beide Verfahren eignen sich verschieden gut für spezielle Messaufgaben, weswegen man sich im Einzelfall für eines der beiden entscheiden muss. Eine Kombination beider Verfahren kann jedoch zu optimalen Ergebnissen führen.

3.1.2 B-Bild-Systeme

Das Grundprinzip klinischer Ultraschallsysteme ist das Puls-Echo-Verfahren [53]. Das von einem piezoelektrischen Wandler aus einem Spannungssignal erzeugte Schallsignal wird in das Untersuchungsmedium ausgesendet. Das am Ultraschallwandler im Empfangsfall abgreifbare Spannungssignal entsteht durch Integration aller am Wandler eintreffenden Wellenanteile über die Wandleroberfläche. Die Darstellung der zeitabhängigen Amplituden, die über die Schallgeschwindigkeit mit der Position der Echo- oder Streuerquellen korrespondieren, trägt die Bezeichnung A-Mode. Eine Erweiterung der eindimensionalen A-Mode-Technik auf einen zweidimensionalen Schnitt durch das Untersuchungsobjekt erreicht man, indem der Schallstrahl nach jeder A-Mode-Aufnahme z.B. senkrecht zur Körperoberfläche verschoben wird. Zur Bilderzeugung werden die Einhüllenden der HF-Signale, z.B. berechnet durch HILBERTtransformation, der einzelnen A-Mode-Messungen

helligkeitsmoduliert dargestellt. Die Abbildung der einzelnen Linien entsprechend der Position und Richtung des Schallstrahls an jedem Scanpunkt führt zu einem zweidimensionalen Schnittbild. Aufgrund der Helligkeitsmodulation der Echosignale (engl. brightness) trägt das entstehende Bild die Bezeichnung B-Bild. Entscheidende Bedeutung für die Qualität des entstehenden Bildes besitzt das örtliche Auflösungsvermögen, welches seine Begrenzung durch die verwendete Wellenlänge erfährt. Da jedoch mit wachsender Frequenz die realisierbare Eindringtiefe des Ultraschallsignals sinkt, erfährt die Wahl der anwendbaren Wellenlänge je nach Untersuchungsobjekt eine Beschränkung. Während sich die axiale Auflösung aus der Pulslänge bestimmt und im Bereich weniger Wellenlängen der verwendeten Mittenfrequenz liegt, hat die laterale Auflösung ihre Ursache in der Form und Querschnittsfläche des Schallstrahls, welcher neben der Wellenlänge auch von der Form und Anregung des Schallwandlers abhängig ist. Zur Erhöhung der Ortsauflösung erfolgte daraufhin die Entwicklung stark und variabel fokussierender Ultraschallwandler. Mechanisch scannende Einzelementwandler wurden zunehmend von Wandler-Arrays abgelöst. Wandlerarrays entstehen durch Zusammenschaltung von kleinen Einzelementwandlern, sie können, wie in Kapitel 2.4.2 beschrieben, mittels phasengesteuerter Anregung fokussiert werden. Aufgrund der geometrischen Anordnung wird zwischen Linear und Curved Arrays unterschieden. Bei den Curved Arrays sind die Wandlerelemente auf einer konvex gekrümmten Oberfläche nebeneinander angeordnet, was zur Folge hat, dass das entstehende Bild sektorförmig ist. Die elektronische Fokussierung ermöglicht eine variable Festlegung des Fokuspunktes. Während sich im Sendefall verständlicherweise nur ein Fokuspunkt realisieren lässt, ist im Empfangsfall eine kontinuierliche Mitführung des Fokuspunktes (dynamische Empfangsfokussierung) möglich. Derzeit übliche Array-Wandler verfügen über mehrere unterschiedliche Einstellungen des Sendefokus, jeweils kombiniert mit dynamischer Empfangsfokussierung, um eine optimale Ultraschallbildgebung für die Diagnostik in verschiedenen Regionen des menschlichen Körpers realisieren zu können. Die Erzeugung eines B-Bildes kann auch als Kombination zeitlich versetzt aufgenommener Einzelbilder verschiedener Fokuszonen erfolgen. Die derzeitige Entwicklung von Wandlern betrifft unter anderem die Verbesserung der Fokussierung quer zur Anordnung des Arrays durch eine weitere Unterteilung der Wandlerelemente in dieser Richtung.

Die Bildinformation in konventionellen B-Bild-Systemen beschränkt sich auf die Grauwertkodierung der Amplituden des empfangenen Ultraschallsignals. Obwohl diese Darstellung quantitative Aussagen über die Topologie der untersuchten Anordnung erlaubt, können aus ihr gewonnene Informationen bezüglich spektraler Parameter wie Dämpfung und Rückstreuung nur qualitativer Art sein. Verwendet man jedoch die unverarbeiteten, hochfrequenten Signale solcher B-Bild-Systeme, so lassen diese weiterführende Analysen auf der Basis spektraler Parameter zu. Zur Untersuchung von Zusammenhängen akustischer Parameter biologischen Gewebes und dem Gewebezustand sind kommerzielle B-Bildgeräte unter der Voraussetzung der Verfügbarkeit wenig verarbeiteter und vor allem nicht gleichgerichteter Echosignale prinzipiell gut geeignet. Einschränkend muss jedoch erwähnt werden, dass systemspezifische Einflüsse wie z.B. die tiefenabhängige Verstärkung (TGC) und das Wandlerschallfeld zu kalibrieren und zu kompensieren sind, da eine zuverlässige Bestimmung akustischer Parameter sonst nicht möglich ist.

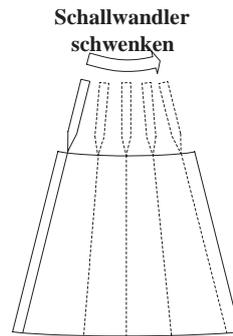


Abbildung 3.1: Wandlerführung für B-Bild

3.2 Ultraschallspektroskopie im Impuls-Echo-Betrieb

Die bereits beschriebene Technik der Ultraschallmessung im Puls-Echo-Verfahren beruht auf der Detektion von im Gewebe entstehenden Echos. Da die Entstehung dieser Signale verschiedene Ursachen hat und sie demzufolge verschiedene Eigenschaften besitzen, eignen sie sich zur Bestimmung quantitativer akustischer Parameter. Neben der Bestimmung der Dämpfung lassen sich im Puls-Echo-Betrieb auch andere Parameter wie Rückstreukoeffizienten oder Parameter des Cepstrums ermitteln. Hinzu kommt, dass bei Messungen im Puls-Echo-Betrieb ohne Zerstörung des Untersuchungsobjektes *in vivo* gemessen werden kann. Erste Arbeiten zur Ultraschallparameterbestimmung wurden bereits in den siebziger Jahren veröffentlicht. Gegenstand der Untersuchungen waren zunächst Dämpfung und Rückstreuung. Aus der beobachteten Verschiebung der Mittenfrequenz hin zu niedrigeren Frequenzen beim Durchdringen biologischen Gewebes entstand ein Verfahren zur Bestimmung der Dämpfung und somit ein erster Ansatz zur Gewebecharakterisierung mit Ultraschall. Zur Bestimmung der Dämpfung ist die Auswertung zweier Reflexe an einer Grenzfläche mit bekannten Reflexionseigenschaften prinzipiell ausreichend [41, 69], die Echofolgen aus Weichgewebe hingegen bestehen vorwiegend aus Rückstreusignalen mit statistisch schwankender Amplitude. Somit führte die Verwendung der gesamten Echofolge zu besseren Ergebnissen [42]. Es wurden eine Reihe von spektralen Verfahren zur Dämpfungsbestimmung vorgeschlagen, darunter erzielten vor allem Ansätze mit der Annahme eines Pulses mit GAUSSförmiger Einhüllender die besten Ergebnisse [42]. Im Gegensatz zu den spektralen Methoden, bei denen sich die frequenzabhängige Dämpfung aus der Differenz zweier gemessener Pulse eines Reflektors mit und ohne Untersuchungsobjekt im Ausbreitungsweg bestimmen lässt, ist die derzeitige effektivste Methode, die zudem keinerlei Modellannahmen über den Puls oder die zu messende Dämpfung voraussetzt, die Schmalbandmethode (multi narrow band, MNB) [76, 18, 27]. Bei dieser Methode basiert die Analyse auf der Auswertung der Amplituden einzelner Frequenzen des logarithmierten Rückstrespektrums innerhalb der effektiven Bandbreite des Ultraschallwandlers. Der Vergleich der beiden Techniken führte zu übereinstimmenden Ergebnissen, wenn für die Datenanalyse die systemabhängigen Übertragungseigenschaften kompensiert wurden. Bei Nichtberücksichtigung der Diffraktionserscheinungen ergaben sich jedoch zum Teil erhebliche Abweichungen bei der Dämpfungsbestimmung zwischen beiden Methoden [29]. Neben der Dämpfung gewann auch die Rückstreuung bei Untersuchungen zur Gewebedif-

ferenzierung mittels Ultraschall an Bedeutung. Bei der Bestimmung der Rückstreuungseigenschaften von Gewebe ist neben den Korrekturen der Systemeigenschaften auch eine Dämpfungskorrektur notwendig. Aus diesem Grund findet man Dämpfungs- und Rückstreuanalyse häufig in kombinierter Form. Nach erfolgversprechenden Ansätzen *in vitro* an Gewebeproben und *in vivo* am Auge, die eine Übereinstimmung der Untersuchungsergebnisse für den Rückstreukoeffizienten mit verschiedenen gewebetypischen Streuermodellen zeigten [49, 50, 59, 58, 70], sind quantitative Messungen *in vivo* bisher nur in speziellen Anwendungen mit ausreichender Zuverlässigkeit möglich [24]. Bei Verfahren der *in vivo* Messung des Rückstreukoeffizienten führt die Wechselwirkung des Ultraschalls in der Strecke zwischen Schallwandler und der Untersuchungsregion zu einer Unsicherheit bei der Parameterbestimmung. Hier kann eine Dämpfungskorrektur in Kombination mit einer Bestimmung der Dicke der vorgelagerten Schicht die Genauigkeit der Ergebnisse verbessern. Eine solche Korrektur würde aber aus Gründen der Praxistauglichkeit immer von einer homogenen Schicht mit einer mittleren Dämpfung ausgehen müssen.

Zusätzlich zu den spektralen Parametern ist die Bestimmung von Parametern des Cepstrums möglich. Das Wort Cepstrum ist eine Paraphrase des Wortes Spektrum (engl. spectrum) und verweist darauf, dass das Cepstrum über eine weitere Fouriertransformation aus dem Spektrum ableitbar ist. Wird ein Medium beschallt, das eine reguläre Anordnung von kleinen Streuern besitzt, so wirken sie sich durch Interferenzen auf das entstehende Rückstreusignal aus. Das Cepstrum des detektierten Signals wird dann einen Peak bei der Zeit besitzen, die, über die Schallgeschwindigkeit, mit dem mittleren Abstand der Streuer korrespondiert. Sind die Abstände der Streuer im beschallten Medium nicht regulär, sondern besitzen eine GAUSSsche Verteilung um einen mittleren Abstand, so wird der Peak breiter, besitzt jedoch sein Maximum nach wie vor bei der Zeit, die mit dem Abstand korrespondiert. Bei Ultraschalluntersuchungen an der Leber führte die Auswertung des Cepstrums zu einer Unterscheidbarkeit zwischen verschiedenen Leberkrankheiten. Die Streuerabstände, die aufgrund der pathologischen Veränderung variieren, konnten mittels cepstraler Analyse ermittelt und mit der jeweiligen Krankheit identifiziert werden [73]. Da die Streuerabstände offensichtlich mit den Gewebeeigenschaften in Verbindung zu bringen sind, scheint es sinnvoll, weitere Eigenschaften des Cepstrums zu untersuchen.

In der Ultraschallgewebedifferenzierung bezüglich pathologischer Veränderungen charakterisiert man die Gewebeeigenschaften zunehmend über die Änderung akustischer Parameter relativ zu Normalgewebe, was insbesondere die Rückstreuungseigenschaften betrifft. Um ein besseres Verständnis über die Entstehung der Echos und somit über die Streuung im Gewebe zu erhalten, wurden verschiedene Gewebemodelle entwickelt, die unterschiedliche Phänomene erklären sollen.

3.2.1 Ultraschall-Spektralanalyse

Ultraschallstreuung an biologischem Gewebe zeigt eine deutliche Frequenzabhängigkeit, die in engem Zusammenhang mit der Struktur des beschallten Gewebes steht. Die für die Entstehung von Streusignalen verantwortliche Struktur wird grob in drei Gruppen unterteilt, wobei sich die Zugehörigkeit zu den einzelnen Gruppen aus dem Verhältnis der Streuergröße zur Wellenlänge ergibt. Wie in Abschnitt 2.2 erwähnt, gibt es drei Arten von Streuung. Streuer, deren Durchmesser viel größer als die Wellenlänge ist, zeigen dabei

keinerlei Frequenzabhängigkeit. Jene, welche wesentlich kleiner als die Wellenlänge sind, rufen RAYLEIGH-Streuung hervor und haben eine Frequenzabhängigkeit der Rückstreuungsspektren von f^4 . Liegt der Durchmesser des Streuers allerdings im Bereich der Wellenlänge, so ergeben sich verschiedene Frequenzabhängigkeiten und können, in Abhängigkeit von Form und Material, Resonanzeffekte hervorrufen. Bestimmte Gewebe, wie z.B. das der Leber, haben eine mehr oder weniger reguläre Streuerstruktur in der Größenordnung der Wellenlänge und erzeugen kohärente Streuung ähnlich der BRAGG-Diffraktion. Sind alle drei Gruppen von Streuern enthalten, zeigt die Zusammensetzung der Spektren innerhalb einer großen Bandbreite unterschiedliche Frequenzabhängigkeiten. Chen et al. [5, 6] haben gezeigt, dass im Fall dicht gepackter Streuer sogar Frequenzabhängigkeiten mit einem Exponenten größer als 4 auftreten. Aufgrund dieser unterschiedlichen Zusammenhänge wurden zur Unterscheidung von gesundem und pathologisch verändertem Gewebe bei einer Reihe von Untersuchungen spektrale Parameter aus den Rückstreuungssignalen des beschallten Gewebes extrahiert. Gewöhnlich erfolgt die Differenzierung von Gewebeständen mit einer parametrischen Beschreibung der Form des Spektrums nach Korrektur der Übertragungseigenschaften des Messsystems und Kompensation der Dämpfung der zwischenliegenden Schicht. In den meisten Fällen wird eine gerade Linie durch das logarithmierte Spektrum gefittet. Zur Klassifizierung werden dann Parameter wie der Anstieg der Regressionsgeraden oder die Amplitude der Mittenfrequenz benutzt. Zur Differenzierung wurden die Unterschiede der einzelnen Werte zwischen verschiedenen Pathologien untersucht, z.B. für Leber [60], Prostata [77], Brust [47] und Auge [50]. Bei Untersuchungen der Leber konnte gezeigt werden, dass die Peaks im Spektrum mit der nahezu periodischen Struktur des Leberparenchyms verwandt sind. Die Struktur des Leberparenchyms ändert sich mit seiner Pathologie. Neben Parametern, die die Rückstreuungskraft des Gewebes beschreiben, wurden eine Vielzahl anderer Parameter auf ihre Zuträglichkeit zur Charakterisierung von Ultraschallechos eingehend untersucht. Eine häufig verwendete Größe bei Untersuchungen der Zusammenhänge von akustischen Parametern und Eigenschaften biologischen Gewebes ist die Dämpfung. Sie ergibt sich aus dem tiefenabhängigen Amplitudenabfall der Spektren und resultiert aus den in Abschnitt 2.2 besprochenen Phänomenen. Da zur Bestimmung der Rückstreuungskoeffizienten eine Korrektur der Dämpfung innerhalb der untersuchten Region erforderlich ist, findet man beide Parameter in Arbeiten zur Gewebecharakterisierung häufig gemeinsam vor.

3.3 Gewebemodelle

Zur Beschreibung der Phänomene, die bei der Schallausbreitung im Gewebe auftreten, gibt es generell zwei verschiedene Modelle. Das allgemeingültigere und leistungsfähigere von beiden beruht auf der Beschreibung des Gewebes als inhomogenes Kontinuum mit zufällig verteilten, stochastischen Dichte- und Kompressibilitätsfluktuationen unter Verwendung des in Abschnitt 2.3 beschriebenen Signalmodells. Das zweite Modell beschreibt Gewebe als eine zufällige Verteilung diskreter Streuer, deren Dichte und Kompressibilität von der des homogenen Umgebungsgewebes, in welches die Streuer eingebettet sind, abweichen. Oftmals wird die Form der Streuer als sphärisch angenommen. Die Ähnlichkeit dieses Modells zu biologischem Gewebe ist begrenzt. Es liefert dennoch wichtige Einbli-

cke, da detaillierte analytische Modelle verfügbar sind und Gewebephantome mit genau bekannten Eigenschaften hergestellt werden können, da sie aus Glaskügelchen oder Sephadexperlen in Agar oder Gelatine bestehen. Auf diesem Modell basierende Berechnungen und Experimente mit den beschriebenen Gewebephantomen zeigen auf, welche Näherungen in der Praxis zulässig sind und wie sich Streuergröße, Dichte und Material auf das empfangene Signal auswirken. Im Nachfolgenden wird die spektrale Leistungsdichte für das inhomogene Kontinuum abgeleitet. Der Kern dieses Modells ist die Gewebekorrelationsfunktion, in welcher verschiedene, das Gewebe beschreibende Ausdrücke zusammengefasst werden. Das Modell der diskreten Streuer wird ebenfalls diskutiert und mit dem Modell des inhomogenen Kontinuums verglichen.

3.3.1 Gewebemodell "Inhomogenes Kontinuum"

Die spektrale Leistungsdichte R_{UU} des empfangenen Signals $U(z, \omega)$, wie in Abschnitt 2.3 hergeleitet, kann wie folgt ausgedrückt werden [65]:

$$\begin{aligned} R_{UU}(z, \omega) &= E U(z, \omega) U^*(z, \omega) \\ &= \frac{k^4}{4S_R^2} \exp[-4\alpha(\omega)z] |H_{em}(\omega)|^2 \\ &\times \int_{V_S} \int_{V_S} H_{\Phi}(\underline{r}_1, \omega) H_{\Phi}^*(\underline{r}_2, \omega) E \gamma_{\kappa\rho}(\underline{r}_1) \gamma_{\kappa\rho}(\underline{r}_2) d^3\underline{r}_1 d^3\underline{r}_2 \end{aligned} \quad (3.2)$$

mit V_S als Streuvolumen, S_R als Wandleroberfläche im Empfangsfall, der Signalschwächung α , H_{Φ} als das Sendeschallfeld und H_{em} als elektromechanisches Übertragungsverhalten. Ein Teil des Signals wird als Schwankung der Dichte und Kompressibilität betrachtet. Die Modellierung der Gewebeinhomogenitätsfunktion $\gamma_{\kappa\rho}$ erfolgt mittels eines stationären stochastischen Prozesses, dessen Mittelwert 0 ist, mit der Autokorrelation $\gamma_0^2 r_{\gamma\gamma}(\underline{r})$, der normierten Autokorrelation $r_{\gamma\gamma}$ und der Varianz $\gamma_0^2 = E \gamma_{\kappa\rho}^2(\underline{r})$. Wie in Gleichung 3.2 dargestellt, ist die charakteristische Gewebeinhomogenitätsfunktion $\gamma_{\kappa\rho}$ mit dem systemabhängigen Muster des Schallstrahlungsfeldes H_{Φ} verknüpft. Nur unter der zusätzlichen Annahme, dass die Korrelationslänge von $\gamma_{\kappa\rho}$ klein ist im Vergleich zu der Strecke, in welcher signifikante Änderungen im akustischen Feld auftreten, kann H_{Φ} durch die Ausbreitung einer ebenen Welle angenähert werden, z.B. $H_{\Phi}(\underline{r}_2, \omega) \approx H_{\Phi}(\underline{r}_1, \omega) \exp(-j(\underline{k}_i - \underline{k}_s) \cdot (\underline{r}_2 - \underline{r}_1))$. Das Volumenintegral in Gleichung 3.2 kann dann bequem in einen systemspezifischen und einen gewebespezifischen Teil separiert werden, was die Voraussetzung für systemunabhängige Messungen darstellt.

$$\begin{aligned} R_{UU}(z, \omega) &= \frac{k^4 \gamma_0^2}{4S_R^2} |H_{em}(\omega)|^2 \exp[-4\alpha(\omega)z] \\ &\times \int_{V_S} |H_{\Phi}(\underline{r}, \omega)|^2 d^3\underline{r} \int_{V_S} r_{\gamma\gamma}(\tilde{\underline{r}}) \exp(-j(\underline{k}_i - \underline{k}_s) \cdot \tilde{\underline{r}}) d^3\tilde{\underline{r}} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Der Term

$$\eta(\omega) = \frac{k^4 \gamma_0^2}{16\pi^2} \int_{V_S} r_{\gamma\gamma}(\tilde{\underline{r}}) \exp(-j(\underline{k}_i - \underline{k}_s) \cdot \tilde{\underline{r}}) d^3\tilde{\underline{r}} \quad (3.4)$$

ist der Streukoeffizient. Im Fall diskreter RAYLEIGH-Streuer mit der Dichtezahl N_0 pro Volumeneinheit ist $\eta(\omega)$, bezogen auf den differentiellen Streuerquerschnitt der einzelnen Streuer:

$$\eta(\omega) = N_0 \sigma_d(\omega). \quad (3.5)$$

Deshalb kann der Streukoeffizient auch als mittlerer differentieller Streuerquerschnitt pro Volumeneinheit interpretiert werden [85, 5]. In Puls-Echo-Ultraschallsystemen kann $(\underline{k}_i - \underline{k}_S) \cdot \underline{\tilde{r}}$ durch $2\underline{k}_i \cdot \underline{\tilde{r}}$ ersetzt werden. Für die quantitative Beschreibung der Rückstreuung ist es von Bedeutung, die systemabhängigen Effekte zu kalibrieren. Zusätzlich muss die Dämpfung bekannt sein oder aus den empfangenen Rückstreusignalen ermittelt werden. Eine gute Näherung zusammen mit einer Prüfung von bekannten Standardtechniken zur Kalibrierung mit der SINGELMANN-REID-Methode [72] kann in [5] gefunden werden. Bei den vorangegangenen Berechnungen reduzierte sich die Modellierung des Gewebes auf das Finden einer geeigneten Korrelationsfunktion und die Materialeigenschaften. Ein einfaches und gängiges Modell ist die Behandlung des Gewebes als ein Ensemble von diskreten Kugeln. Das Modell der diskreten Kugeln ist mit dem des inhomogenen Kontinuums verwandt, es werden jedoch zwei Korrelationsfunktionen zusammen mit den zugehörigen Rückstreukoeffizienten benutzt. Das Modell der "flüssigen Kugeln" ist unter der Annahme, dass die Kugel komplett vom Schall penetriert wird, gültig, wohingegen das Modell der "runden Schale" keinen Beitrag einer harten Schale annimmt. Scherwellen, die an der Oberfläche auftreten können, werden von den Gleichungen des Modells "inhomogenes Kontinuum" nicht erfasst und können somit nicht in die Betrachtung einbezogen werden. Der physikalische Hintergrund des Modells "flüssige Kugel" ist fraglich, und die Ähnlichkeit zu biologischem Gewebe ist begrenzt [65]. Trotzdem ist dieses Modell auf die Berechnung der Rückstreuung von in Agar eingebetteten Glaskugeln für große Wellenlängen anwendbar [30].

Die Varianz γ_0^2 von $\gamma_{\kappa\rho}$ kann als Funktion der Streuerdichte N_0 , des Streueradius r , der Kompressibilität κ_1 , der Dichte ρ_1 innerhalb und κ_0 und ρ_0 außerhalb ausgedrückt werden:

$$\gamma_0^2 = N_0 \frac{4\pi r_F^3}{3} \left(\frac{\kappa_1 - \kappa_0}{\kappa_0} \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} \right)^2. \quad (3.6)$$

Ein weiteres übliches Gewebemodell benutzt eine GAUSSsche Korrelationsfunktion. Dieses Modell nimmt ausgeglichene Fluktuationen im Gewebe an und ist somit realistischer. Aufgrund seiner analytischen Einfachheit wird es häufig benutzt. Zu physikalisch motivierteren und realistischeren Modellen führt die Betrachtung dicht gepackter Streuer mit dem Modell der "diskreten Kugeln". Die Basis dieser Modellierung sind die veränderten Streueigenschaften von dicht gepackten, aneinander angrenzenden Streuern bezüglich der Betrachtung eines einzelnen Streuers. Für ein Volumenelement mit Streupartikeln eines Zweikomponentenmediums, das durch H gegeben ist, leiteten Debye et. al. [10] eine exponentielle Korrelationsfunktion mittels geometrischer Betrachtung ab. Ein exakteres Modell wurde später von Yagi und Nakayama [90, 91] gegeben. Ein guter Überblick über die verschiedenen Modelle ist in den Arbeiten von Insana [30] und Chen und Zagzebsky [6] gegeben. Einige der Korrelationsfunktionen mit den zugehörigen Streukoeffizienten sind in Tabelle 3.1 dargestellt. Die charakteristischen Längen r_F , r_S , r_G , r_D und r_Y sind für

spezifische Gewebe jedoch unterschiedlich. Bei dem Modell von Debye und Yagi lässt sich die Streukraft γ_0^2 explizit aus der Dichte und der Kompressibilität der Streuer und des Umgebungsgewebes errechnen. Mit

$$\begin{aligned}\kappa_m &= (1 - H)\kappa_0 + H\kappa_1 \\ \rho_m &= (1 - H)\rho_0 + H\rho_1\end{aligned}\tag{3.7}$$

ergibt sich für die Varianz γ_0^2 von $\gamma_{\kappa\rho}$

$$\gamma_0^2 = H(1 - H) \left(\frac{\kappa_1 - \kappa_0}{\kappa_m} \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_m} \right)^2.\tag{3.8}$$

Für die Autokorrelationsfunktionen von Yagi und Debye ergaben sich gute Übereinstimmungen mit experimentellen Ergebnissen aus Messungen mit Sephadex-Kugeln in Agar [6]. Für biologisches Gewebe ist von Interesse, wie charakteristisch seine verschiedenen Bestandteile die Streustärke beeinflussen. Die meisten Gewebe zeigen Materialeigenschaften, die denen von Wasser sehr ähnlich sind. Die Gewebekomponenten Fett und Kollagen weichen jedoch in ihren Eigenschaften erheblich davon ab. Kollagen bildet die größeren Strähnen und Fasern einer Matrix, in die das wasserähnliche Gewebe und Fett eingebettet sind. Es wird als die Hauptquelle der Streuung angesehen. Aufgrund seiner Materialeigenschaften leistet auch Fett einen signifikanten Beitrag zur Streuung [65]. Bei Verwendung einer binären Kollagen-Fett- oder eines Dreikomponentenmodells, bestehend aus Kollagen, Fett und Wasser, ließen sich Ausdrücke für die Abhängigkeit der Varianz γ_0^2 von den Konzentrationen der Gewebekomponenten und ihren Schallgeschwindigkeiten in guter Näherung ableiten [79]. Die erhaltenen Ergebnisse verdeutlichen die wichtige Rolle von Kollagen und Fett bei der Erklärung von 65% bis 90% der Streukraft. Da Kollagen anisotrop in seiner Struktur ist, wird angenommen, dass die anisotrope Schallausbreitung für diesen Anteil der Streuung Verantwortung trägt. Das Modell des inhomogenen Kontinuums mit all seinen Abwandlungen der Korrelationsfunktion ist für Anwendungen in der Praxis nicht geeignet. Gewebe muss als Medium dicht gepackter Streuer realistischer modelliert werden, z.B. durch die Veränderung der charakteristischen Länge der Korrelationsfunktion, denn die in Tabelle 3.1 dargestellten Korrelationsfunktionen passen nicht für den größten Teil biologischen Gewebes [65]. Es ist notwendig, die Anisotropie in die Korrelationsfunktion zur Modellierung biologischen Gewebes mit einer geordneten Struktur, wie Muskel oder Nierenparenchym, einzubeziehen. Insana [31] schlug vor, für die Modellierung parallel und senkrecht zu den Muskelfasern verschiedene GAUSSsche Autokorrelationsfunktionen zu verwenden.

3.3.2 Das Modell "Diskrete Streuer"

Bei dem Modell des inhomogenen Kontinuums wird das Gewebe in einigen Fällen zur Ableitung der Korrelationsfunktion als ein Medium mit zufällig verteilten, diskreten Streuern angenommen. Bei dem Gewebemodell auf der Basis der rein diskreten Streuer gilt die Annahme, dass das empfangene Echosignal aus der Superposition der Echos der einzelnen Streuer entsteht. Diese Annahme kann nicht für Medien mit dicht gepackten Streuern

Model	$r_{\gamma\gamma}(r)$	$\eta(\omega)$
flüssige Kugel	$1 - \frac{3 r }{4r_F} + \frac{ r ^3}{16r_F^3}$ für $ r \leq r_F$, 0 sonst	$\frac{k^4 \gamma_0^2 r_F^3}{12\pi} \left(\frac{3}{2kr_F} J_1(2kr_F) \right)^2$
runde Schale	$\frac{r_S}{6 r }$ für $ r \leq 2r_S$, sonst 0	$\frac{k^4 \gamma_0^2 r_S^3}{12\pi} J_0(2kr_S)$
Gauss	$\exp - \left(\frac{ r }{r_G} \right)^2$	$\frac{k^4 \gamma_0^2 r_G^3}{16\sqrt{\pi}} \exp(-k^2 r_G^2)$
Debye	$\exp \left(-\frac{3 r }{4r_D(1-H)} \right)$	$\frac{k^4 \gamma_0^2 r_D^3}{12\pi} (1-H)^3 \frac{1152}{[9+64k^2 r_D^2 (1-H)^2]^2}$
Yagi	$0.40 \exp \left(-\frac{ r }{0.53(1-H)r_Y} \right)$ $+0.60 \exp \left[\left(-\frac{ r }{0.92(1-H)r_Y} \right)^2 \right]$	$\frac{k^4 \gamma_0^2 r_Y^3}{12\pi} (1-H)^3 \times \left\{ \frac{0.37}{[1+1.1k^2 r_Y^2 (1-H)^2]^2} \right.$ $\left. +0.63 \exp(-0.85k^2 r_Y^2 (1-H)^2) \right\}$

Tabelle 3.1: Gewebekorrelationsfunktionen und die zugehörigen Rückstreuoeffizienten [65]

gelten, da bei der Erhöhung der Streuerkonzentration sich Gruppen ausbilden, die im Vergleich zur Überlagerung der Echos von Einzelstreuern abweichende akustische Streueigenschaften besitzen. Jedoch rechtfertigt sich die Untersuchung dieses Modells, um die Bedeutung von Scherwellen in elastischen Streuern im Gewebe zu erfassen. Aufgrund der Annahme, dass das gesamte Medium flüssig sei, gehen Scherwellen nicht in die Betrachtungen des Modells "inhomogenes Kontinuum" ein. Daher geben Vergleiche von experimentell und theoretisch erhaltenen Ergebnissen von elastischen Streuern in homogenen Medien wichtige Informationen über die Korrektheit von Gewebemodellen. Faran [12] und Hickling [25] lösten für sphärische, elastische Streuer die Wellengleichung für die Betrachtung von Scherwellen. Unter Verwendung dieser Ergebnisse zeigte Insana [30], dass für Fettkügelchen in Agar und für Glaskügelchen die Korrelationsfunktionen für "flüssige Kugeln" und "runde Schalen" gute Übereinstimmungen mit experimentellen Ergebnissen erzielbar sind. Für große Wellenlängen ist die tatsächliche Form der Korrelationsfunktion weniger von Bedeutung, und auch das GAUSSsche Modell zeigt gute Übereinstimmung mit den experimentell erhaltenen Ergebnissen. Bei Messungen an Polystyrenkugeln wichen die Ergebnisse von diesen Modellen ab. Die Ergebnisse dieser Messungen ließen sich nur mit dem exakten FARAN-Modell erklären, wenn die Wellenlänge in der Größenordnung der Streuerdurchmesser lag. Das zeigt, dass Scherwellen in diesem Fall einen wichtigen Beitrag leisten. Da die Materialeigenschaften von Kollagen und Polystyren ähnlich sind, scheinen Scherwellen wichtig für die Charakterisierung biologischen Gewebes zu sein [65].

3.4 Akustische Parameter

Für die Charakterisierung von Gewebeständen zur Unterstützung der Diagnostik steht dem klinischen Untersucher das grauwertcodierte Schnittbild zur Verfügung. Dieses Bild macht dem Anwender die Topologie eines Schnittes durch die Untersuchungsregion zugänglich. Bei der Auffindung von verändertem Gewebe wie z.B. Tumoren beruht die Diagnose mittels Ultraschall größtenteils auf der Erfahrung des Anwenders. Es ist verständlich, dass dieses zu Fehldiagnosen führen kann. Die Gewebecharakterisierung mittels Ultraschallspektroskopie will unter Verwendung verschiedener Signalanalyseverfahren zusätzlich zur Topologie Informationen aus den Ultraschallechos gewinnen, die Rückschlüsse auf Eigenschaften des beschallten Objektes ermöglichen. Den Schlüssel zu den gewünschten Informationen bilden quantitative akustische Parameter, die mittels spektraler Analyse aus den Signalen abgeleitet werden.

In den meisten Arbeiten zur Gewebedifferenzierung mittels Ultraschall werden Zusammenhänge zwischen der frequenzabhängigen Dämpfung und dem Gewebestand untersucht. Die Dämpfung beschreibt das Vermögen, ein Schallsignal in Abhängigkeit von der Frequenz beim Durchdringen eines Mediums zu schwächen. Diese Eigenschaft wird maßgeblich durch Absorptionsprozesse und Streuung bestimmt und aus dem Anstieg des logarithmierten Leistungsspektrums ermittelt. Aus der Dämpfung lassen sich weitere Parameter ableiten, die Informationen zusätzlich zur eigentlichen Dämpfungscharakteristik enthalten. Ein solcher Parameter ist z.B. der Integrated Attenuation Coefficient (IAC), er beschreibt die unter der Dämpfungskurve befindliche Fläche und somit die "Dämpfungsleistung" innerhalb eines definierten Frequenzbereiches. Ein weiterer, aus der frequenzabhängigen Dämpfung abgeleiteter Parameter ist der Increase Of Attenuation (IOA). Dieser Parameter beinhaltet Informationen darüber, wie stark die Dämpfung in Abhängigkeit von der Frequenz steigt. Weitere Parameter, die das Schwächungsvermögen beschreiben, sind z.B. die Mittenfrequenzverschiebung und die relative Änderung der Bandbreite. Neben Parametern der Dämpfung findet man häufig eine Analyse des Rückstreuvermögens. Aufgrund der Notwendigkeit der Korrektur der Signalabschwächung zur Bestimmung der Rückstreuparameter werden beide Untersuchungen oft in Kombination durchgeführt. Die Rückstreuparameter beschreiben prinzipiell das Vorhandensein von Streuern und somit die Stärke der im Gewebe hervorgerufenen Streuung. Man geht davon aus, dass die vom Ultraschallwandler empfangenen Echos in weitgehend homogenen Gewebepartien an Streuern entstehen, deren Durchmesser im Verhältnis zur Wellenlänge klein ist. Aus der Frequenzabhängigkeit der Streusignale ist erkennbar, welche Art von Streuung vorliegt, womit indirekt eine Aussage über die Größe, Verteilung und Zusammensetzung von streuenden Partikeln getroffen wird. Aus dem spektralen Rückstreuvermögen lassen sich ebenfalls wie bei der Dämpfung verschiedene Unterparameter zur Beschreibung der Charakteristik ableiten. Der "Integrated Backscatter Coefficient" repräsentiert die gesamte rückgestreute Leistung innerhalb eines Frequenzintervalls. Weiterhin sind in der Literatur, speziell bei der Untersuchung anisotroper Gewebe wie z.B. Muskelgewebe, Parameter zu finden, die die Rückstreuungsfähigkeit in Abhängigkeit vom Winkel beschreiben. Einschränkend ist allerdings zu erwähnen, dass die Rückstreuungsfähigkeit innerhalb einer Gewebepartie nur mit Kenntnis der tatsächlich eingeschallten Leistung als absoluter Parameter bestimmt werden kann. In der Literatur handelt es sich häufig um

einen relativen Rückstreukoeffizienten, der in engem Zusammenhang mit dem verwendeten Ultraschallgerät steht, und man untersucht dort das Verhalten der Rückstreuung an verschiedenen Gewebeproben in Abhängigkeit von der Frequenz relativ zueinander. Zur Erhöhung der Allgemeingültigkeit und zur Kompensation von Geräteeinflüssen besteht die Möglichkeit, das gemessene Rückstreupektrum auf ein Referenzspektrum zu beziehen. Als Referenz wird häufig das Rückstreupektrum eines Gewebephantoms mit definierter Zusammensetzung benutzt. Neben diesen eher klassischen Parametern der Ultraschallspektroskopie wurden auch Parameter des Cepstrums untersucht. Mittels Fouriertransformation des logarithmierten Leistungspektrums lässt sich das Cepstrum eines Signalfraktals bestimmen. Allgemein ausgedrückt, beschreibt das Cepstrum die Periodizität des Spektrums, womit Rückschlüsse über Streuerabstände und somit über die interne Struktur gezogen werden können [45]. Für pathologische Veränderungen von Leberparenchym lieferte diese Art der Signalanalyse eine Verbesserung in der Differenzierung zwischen zirrhotischen, benignen und malignen Gewebepartien [73]. Parameter wie die Anzahl der auftretenden Peaks und der mittlere Abstand zwischen den Peaks lassen sich aus dem Cepstrum ableiten, um den Informationsgehalt zur Charakterisierung von Gewebe zu erhöhen. Eine weitere Möglichkeit der Informationsgewinnung aus hochfrequenten Ultraschallechos ermöglicht die Verwendung der Continuous Wavelet Transformation. Hierbei werden die im rückgestreuten Ultraschallsignal enthaltenen Informationen bezüglich der internen Streuerstruktur der untersuchten Gewebepartie gewonnen, wie beispielsweise der mittlere Streuerabstand. Eine Zerlegung des Rückstreusignals in seine Streukomponenten unter Annahme regulärer Strukturen wurde erstmals 1997 von Cohen et. al.[8] vorgestellt. Eine Weiterentwicklung des Verfahrens hatte zum Ziel, auch weniger reguläre Strukturen in die Analyse einzubeziehen. Auf der Basis der Zerlegung des Echosignals in seinen kohärenten und seinen diffusen Anteil gelang es unter Aufteilung der Energien mittels geeigneter Wavelets, strukturelle Parameter auch für weniger regulär strukturiertes Gewebe, wie dem der Brust, zu erhalten [22].

Jedoch sind die Verwendung der genannten Verfahren und die Bestimmung der Parameter auf eine umfangreiche und genaue Korrektur der Einflüsse der systemabhängigen Geräteeigenschaften und der benutzerdefinierten Einstellungen angewiesen. So ist es beispielsweise bei der Verwendung klinischer B-Bildgeräte von besonderer Bedeutung, die tiefenabhängige Verstärkung (TGC) zu kompensieren. Auch die Auswirkungen von Beugungserscheinungen, die zur Ausbildung des Schallfeldes führen, sind aus den gemessenen HF-Signalen zu korrigieren. Der Korrektur der systemabhängigen Übertragungseigenschaften kommt eine wesentliche Rolle bei der Berechnung quantitativer akustischer Parameter zu, da letztlich die erzielbare Genauigkeit des Verfahrens von ihr abhängig ist.

Kapitel 4

Theoretische und messtechnische Beschreibung von Schallfeldern

Bei der Kombination von Spektroskopieverfahren mit klinischen B-Bildsystemen führt die strenge Fokussierung zu Problemen bei der Ermittlung quantitativer akustischer Parameter aus den hochfrequenten Ultraschallechos. Das Ziel dieser starken Fokussierung ist die Erhöhung der lateralen Auflösung, was zu einer Verbesserung der Bildqualität beiträgt. Zur Abschätzung der Schallfelder genügen einfache Annahmen der Wandlergeometrie nicht mehr. Hinzu kommt, dass Sender und Empfänger zwar physisch gleich sind, sich jedoch hinsichtlich ihrer Richtcharakteristika, z.B. aufgrund dynamischer Fokussierung und der unterschiedlichen Apertur beim Empfang, unterscheiden. Korrekturverfahren für Laboraufbauten mit einfachen Wandlern sind dagegen nur eingeschränkt übertragbar, da der Anstieg des Schalldruckes im Fokus deutlich höher ist als bei unfokussierten Einzelwandlern. Die Korrektur der systemabhängigen Übertragungseigenschaften, insbesondere des Schallfeldes, gewinnt besondere Bedeutung, da sie maßgeblich zur Qualität des Verfahrens beiträgt.

Die Implementierung von Verfahren zur Schallfeldkorrektur in die quantitative Analyse von Ultraschallechos ist ein zentrales, viel diskutiertes Problem. Die Schallfeldkorrektur ist stets in engem Zusammenhang mit der spektralen Normierung zu sehen, da nur beide gemeinsam die Signalübertragungseigenschaften des Gerätes vollständig erfassen können.

4.1 Verfahren zur Korrektur des Schallfeldes

Für eine zuverlässige Berechnung akustischer Parameter, wie z.B. der Dämpfung aus dem Signalabfall über der Tiefe, ist eine Schallfeldkorrektur, das heißt ein Ausgleich der durch den Schallwandler verursachten Tiefenabhängigkeit der Signale, unverzichtbar. Diese Korrektur muss jedoch nicht notwendigerweise eine spektrale Normierung beinhalten. Soll hingegen lediglich die Rückstreuung eines Gewebeareals in einem eng eingegrenzten Tiefenbereich bewertet werden, so genügt unter Umständen die spektrale Normierung mit Hilfe eines Reflektorechos. Genaue Messungen erfordern jedoch auch hier die Unterscheidung zwischen Reflex- und Rückstreusignal. Diese basieren auf einer Annahme der Schallfeldfunktion und entsprechen daher ebenfalls einer Schallfeldkorrektur für einen fes-

ten Ort.

Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, entsteht aufgrund des Schallfeldes eine Tiefenabhängigkeit der rückgestreuten Signale zusätzlich zur Dämpfung. Dieses Phänomen ist bereits in frühen Arbeiten zur Ultraschall-Gewebecharakterisierung mit Puls-Echo-Systemen beschrieben worden. Erste Strategien für eine Korrektur der beobachteten Beugungserscheinungen wurden 1984 veröffentlicht und basieren auf laufzeitabhängigen Messungen an ebenen Reflektoren [7, 19]. Da Reflektoren die bei der Messung in Gewebe auftretenden Streusignale nur ungenügend nachbilden [19, 4, 58, 84], verwendete man später Streusignale von Phantomoberflächen [18, 29, 58]. Insana [29] zeigte, dass die Verwendung makroskopisch inhomogener und irregulärer Vorlaufstrecken, welche die akustischen Verhältnisse durch die Verteilung von Muskel- und Fettgewebe in der Bauchdecke simulieren, zu einer anderen Ausbildung des Schallfeldes führt als in makroskopisch homogenen Gewebephantomen. Die Berechnung der Dämpfung lieferte in diesem Fall indirekt den Nachweis dafür. Auch wenn mittlerweile die HF-Daten eines gesamten B-Bildes ausgewertet werden können und sich durch Mittelung detaillierte Schallfeldinformationen erhalten lassen, bleibt das grundsätzliche Problem unverändert. Die wesentliche Einschränkung für Korrekturen der Beugungseffekte des Schallstrahls besteht darin, dass die Eigenschaften Dämpfung, Streuung, phase cancellation und nichtlineare Schallausbreitung die Ausbildung des Schallfeldes beeinflussen. Die Dicke einer vorgelagerten Schicht ist von Proband zu Proband verschieden, was die Form des Schallfeldes zusätzlich beeinflussen kann. Messungen der räumlichen Druckverteilung im Wasserbad sind nur eingeschränkt auf die Verhältnisse im Gewebe übertragbar. Für die Korrektur im Rahmen eines Verfahrens zur Parameterbestimmung ist daher statt von einem wandlerspezifischen Schallfeld eher von einem effektiven Schallfeld, d.h. von einer Betrachtung des Wandlerschallfeldes in engem Zusammenhang mit den Verhältnissen im beschallten Medium auszugehen. Diese Korrekturen können jedoch nur Näherungen sein, da exakte Messungen des Schalldruckes in biologischem Gewebe derzeit nicht möglich sind. Entscheidend für die Qualität eines Korrekturverfahrens sind neben der Genauigkeit und Zugänglichkeit der realen Ausgangsparameter (Wandlergeometrie und Pulsform) auch die optimale Anpassung der Ausbreitungsbedingungen während der Korrekturmessung (oder Simulation) an die Verhältnisse in biologischem Gewebe. Einen wesentlichen Einfluss hat der Grad der Genauigkeit bei mehreren Frequenzen und Fokuszonen. Im Folgenden soll eine Übersicht über die wichtigsten bislang publizierten Methoden zur Korrektur des Schallfeldeinflusses auf die gemessenen hochfrequenten Echosignale gegeben werden.

4.1.1 Messung im Fokus

Werden nur Signale in der unmittelbaren Nähe des Fokuspunktes ausgewertet, so kann auf eine tiefenabhängige Korrektur des Schallfeldes verzichtet werden. Liegt der untersuchte Bereich symmetrisch zum Fokus, besteht die Möglichkeit, den Bereich etwas zu vergrößern. Schallfeldbedingte Fehler bei der Parameterberechnung gleichen sich in diesem Fall aus oder können abgeschätzt und korrigiert werden [5, 13]. Da diese Vorgehensweise nur bei schwach fokussierenden Wandlern angewendet werden darf, schränkt sie die praktische Anwendbarkeit deutlich ein. Hinzu kommt, dass nur Daten aus einem Bereich von wenigen Millimetern Länge für die Auswertung herangezogen werden dürfen. Eine Erweiterung der

Methode nach [4, 61] beinhaltet die Variation des Abstandes vom Wandler zum Medium, so dass sich der untersuchte Bereich ständig im Fokus befindet. Dies ist technisch jedoch nur schwer umsetzbar und verlängert die Messzeit erheblich.

4.1.2 Reflexionsmessungen

Die einfachste experimentelle Methode, ein Maß für das Schallfeld zu finden, stellt die tiefenabhängige Aufnahme des Echos eines ebenen Reflektors dar. Ist dessen Reflexionsfaktor bekannt, so dient die Messung gleichzeitig als Bezugspunkt für die Bewertung der Rückstreuung [7]. Obwohl damit eine erste Schätzung gelingt, genügt die Genauigkeit bei stärker fokussierenden Wandlern nicht. Grund dafür sind die annähernde Dämpfungsfreiheit im Wasserbad und der Unterschied zwischen Reflexion und Streuung bei der Erzeugung der Echos [59, 84]. Wird jedoch anstelle eines ebenen Reflektors ein dünner Draht oder eine Kugel benutzt, deren Abmessungen in der Größenordnung der Wellenlänge oder darunter liegen, so lassen sich die aufgrund von Streuung entstandenen Signale detektieren.

4.1.3 Analytische und numerische Simulation

Die Schallfelder von einfach geformten Einzelelementwandlern (kreisförmig, rechteckig) sind bei Kenntnis der Wandlerabmessungen, des elektrischen Anregeimpulses und der Übertragungsfunktion des Schallwandlers analytisch bestimmbar und können als Näherung dienen [5, 34, 69, 86, 87]. Eine Verbesserung erreicht man, wenn die Simulation auf den "effektiven" Parametern des Schwingers beruht. Diese kennzeichnen den Wandler als Gesamtheit von Wandlerkeramik, Anpassungsschichten und Gehäuse und lassen sich experimentell bestimmen [1, 59]. Zusätzlich ist bei Array-Wandlern die Einbeziehung der Empfangscharakteristik notwendig, die bei dynamischer Fokussierung über die Abschätzung der Wandlerfläche hinausgeht. Moderne Array-Wandler verfügen über eine wählbare, elektronische Fokussierung. Eine Berechnung des Schallfeldes kann hier bei Kenntnis des Array-Aufbaus und des Anregeimpulses analytisch oder numerisch mit relativ hohem Aufwand erfolgen [36, 37, 40]. Eine getrennte Betrachtung von Sende- und Empfangscharakteristik ist jedoch notwendig, da im Empfangsfall fast immer eine dynamische Nachfokussierung erfolgt. Eine weitere Einschränkung besteht darin, dass die effektiven Wandlereigenschaften von den vereinfachten Werten der Simulation abweichen.

4.1.4 Verwendung von Streudaten

Aufgrund der Erkenntnis, dass das Schallfeld in biologischem Gewebe mittels Reflektormessungen nur ungenau nachgebildet werden kann, wurden entsprechende Messungen mit Streuern vorgeschlagen. Hierfür können sowohl Messungen an einzelnen Streuern als auch an einer Gruppe von Streuern in einem Phantom durchgeführt werden [84]. Messungen an Einzelstreuern sind in der Praxis schwieriger zu realisieren, Streuphantome hingegen verursachen aufgrund der Überlagerung von Streusignalen mehrerer Streuquellen Modulationen im Spektrum.

Die Aufnahme der Punktbildfunktion (Abbildung eines punktförmigen Einzelstreuers) in

veränderlichem Abstand zum Wandler und der akustischen Achse wird in [76] beschrieben. Für mechanisch scannende Schallwandler mit kreisrundem, aktivem Element besteht die Möglichkeit, die Symmetrie des Schallfeldes auszunutzen. Die Korrektur basiert auf der Ableitung der Punktbildfunktion aus der im Wasserbad aufgenommenen Linienbildfunktion eines dünnen Drahtes. Das Punktziel wird aufgrund des verbesserten Signal-Rausch-Verhältnisses durch einen dünnen Draht ersetzt. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass mit einem vertretbaren Aufwand das im Wasserbad real existierende Schallfeld bestimmt werden kann. Zusätzlich wird die dynamische Nachfokussierung im Empfangsfall erfasst, es sind diesbezüglich keinerlei Zusatzinformationen zum Diagnostiksystem erforderlich. Grenze des Verfahrens ist die eingeschränkte Übertragbarkeit der Verhältnisse im Wasserbad auf Messungen in biologischem Gewebe. In diesem Zusammenhang ist vor allem die Schallausbreitung ohne nennenswerte Streuung und Dämpfung während der Messung im Wasserbad zu erwähnen, die deutlich von der Situation in biologischem Gewebe abweicht.

Schallfeldkorrekturverfahren unter Verwendung von Streuphantomen sind in [29, 84] beschrieben. Eine Bestimmung der akustischen Phantomeigenschaften ist nicht notwendig, wenn für jede Messung nur ein kurzes Zeitfenster direkt unterhalb der Oberfläche des Phantoms verwendet und der Abstand zwischen Phantom und Wandler variiert wird. In diesem Fall kann der Einfluss der Dämpfung auf die Messung vernachlässigt werden, da zum einen bei jeder Messpunktaufnahme die gleiche Dämpfung des Signals stattfindet und zum anderen das Signal nur sehr schwach gedämpft wird. Aufgrund der Überlagerung mehrerer Streusignale und Variation einzelner Streusignale ist bei dieser Methode die Aufnahme von verschiedenen unabhängigen Scanlinien mit anschließender Mittelwertbildung notwendig. Diese Messung findet ebenfalls im Wasserbad statt.

Werden hingegen für die Messungen Streusignale aus unterschiedlicher Tiefe des Phantoms verwendet, so müssen Dämpfung und Rückstreuung im verwendeten Phantommaterial bekannt sein, da sie nicht wie im Fall von Wasser vernachlässigt werden können. Mit einem entsprechenden Verfahren lassen sich aus dem relativen, laufzeitabhängigen Verlauf der Rückstreuenspektren die akustischen Parameter zweier Phantome im Vergleich zueinander ermitteln [92, 93].

4.1.5 Signale aus biologischem Normalgewebe

Da bei der Anwendung der beschriebenen Methoden zur Schallfeldkorrektur auf in vivo Messungen häufig eine Tiefenabhängigkeit der Signale verbleibt, ist nach Ansicht einiger Autoren nur die Korrektur mit Hilfe von Daten aus Messungen an Normalgewebe zuverlässig [26, 48]. Als Ursache vermutet man vor allem Regionen unterschiedlicher Schallgeschwindigkeiten im der ROI¹ vorgelagerten Gewebeareal. Richtig ist, dass so die Ausbreitungsbedingungen der angestrebten Messaufgabe besser angepasst sind als durch simulierte akustische Parameter mittels Phantommessungen. Nachteilig wirkt sich aus, dass die akustischen Eigenschaften der zur Korrektur verwendeten Gewebebereiche nicht bekannt sind. In der praktischen Umsetzung nimmt man den normalen Gewebezustand aufgrund von Voruntersuchungen an. Die Überprüfung durch eine Entnahme von Gewebeproben ist

¹ROI - Region Of Interest (Bereich in welchem die Parameter bestimmt werden)

nur eingeschränkt möglich. Zusätzlich ist bekannt, dass es, wie bei anderen Parametern auch, für akustische Eigenschaften in biologischem Gewebe keinen Normalwert, sondern vielmehr einen Normalbereich gibt. Diese Betrachtung bezieht sich weiterhin nur auf die Verhältnisse in einem für die Auswertung geeigneten Organ. Die vorgelagerten Haut- und möglicherweise Muskel- und Fettschichten (z.B. bei Untersuchungen im Abdomen) verändern nachweislich die Ausbildung des Schallfeldes [48]. Die Einflüsse auf das Schallfeld korrelieren jedoch nicht mit dem Zustand des jeweiligen Organs. Um einen repräsentativen Mittelwert zu gewährleisten, muss folglich eine große Anzahl von Messungen an gesundem Normalgewebe für die Erstellung einer solchen Schallfeldkorrektur durchgeführt werden. Die erforderliche Anzahl der Messungen ergibt sich aus der Variabilität der genannten Einflüsse und ihrer Auswirkungen auf die Schallfeldkorrektur. Der so errechnete Mittelwert über die realen Schallfeldverläufe in vivo stellt eine gerätespezifische Korrektur für einen Wandler und jeweils eine Fokuszone dar, die eine Charakterisierung des Gewebes auf der Basis relativer Gewebeparameter ermöglicht. Beim Vergleich von Messergebnissen, erhalten an verschiedenen Geräten, entsteht damit die Notwendigkeit, mit jedem verwendeten Gerät für jede Fokuszone entsprechend viele Messungen an Normalgewebe durchzuführen. Mit keinem der oben beschriebenen Verfahren wird die exakte Ausbildung des Schallfeldes in biologischem Gewebe erfasst.

4.2 Methoden zur Vermessung von Schallfeldern

Nachdem im Vorangegangenen aus der Literatur bekannte Methoden zur Bestimmung oder Kompensation von Schallfeldern beschrieben wurden, werden nachfolgend die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Schallfeldmessungen dargestellt. Im Anschluss daran soll die Anwendbarkeit der einzelnen Verfahren für die Erstellung von Funktionen zur Schallfeldkorrektur in Hinblick auf die Bestimmung von akustischen Gewebeparametern unter Verwendung von Ultraschallmessdaten aus einem fokussierenden System diskutiert werden.

Die Ergebnisse der Schallfeldmessungen beschreiben die räumliche Amplitudenverteilung des Schalldruckes bei diskreten Frequenzen. Hierzu sind die detektierten Signale nach der Digitalisierung unter Verwendung eines FFT-Algorithmus in den Spektralbereich transformiert worden. Nach der Multi-Narrow-Band-Methode wurden aus den Spektren die Amplituden bei diskreten Frequenzen ermittelt. Abgebildet sind die räumlichen Verteilungen der auf das Maximum normierten Amplituden in dB.

4.2.1 Messung mit Hydrophon

Ultraschallmessungen mit Hydrophonen basieren auf der Fähigkeit der Hydrophonspitze, Schallwellen in Spannungssignale umzuwandeln. Um das Schallstrahlungsfeld eines Ultraschallwandlers zu vermessen, muss dieser im Wasserbad über dem Hydrophon positioniert werden. Aus den vom Hydrophon aufgenommenen Signalen lässt sich, in Kombination mit den jeweiligen Positionen des Wandlers, das spezifische Sendeschallfeld messen. Bei der im Nachfolgenden beschriebenen Messung finden folgende Geräte Verwendung:

- Schrittmotorgeführte 3D-Positionierung der Firma ISEL AUTOMATION

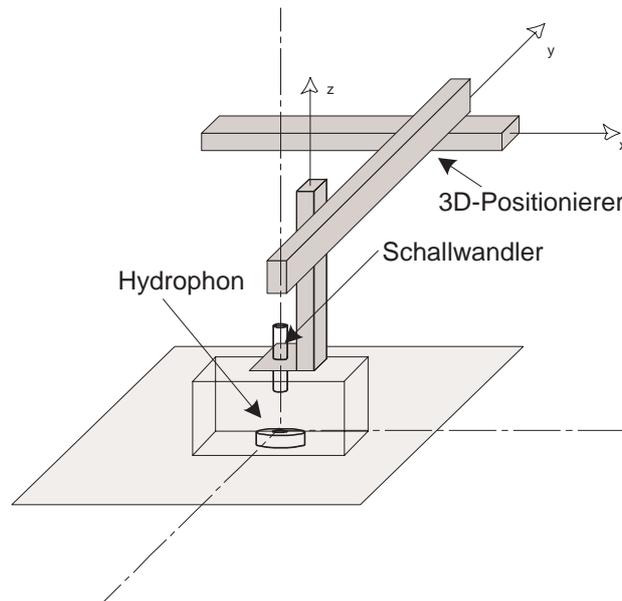


Abbildung 4.1: Hydrophonmessplatz

- Funktionsgenerator LECROY 9190
- Digitalspeicheroszilloskop LECROY 9430
- Hydrophon Fa. Richter STT, PVDF, $\varnothing 1 \text{ mm}$
- Schallwandler Fa. RICHTER STT, $f_c = 9.1 \text{ MHz}$, Bandbreite = 60%, Durchmesser der Wandlerkeramik = 5 mm
- PC mit
 - Schrittmotorsteuerkarte MPK 3 der Firma ISEL
 - GPIB-Einsteckkarte zur Kommunikation und Datenübertragung mit dem Oszilloskop

Aufbau

Das Triggersignal des Funktionsgenerators steuert die zeitliche Abfolge der Messungen und ist deshalb mit dem TTL-Triggereingang des DSO verbunden. Die Auskopplung des Anregesignals des Ultraschallwandlers auf den ersten Eingang des DSO ermöglicht die Darstellung des Sendesignals. In den zweiten Eingang des Oszilloskops wird das verstärkte Empfangssignal des Hydrophons gespeist. Über die im PC befindliche GPIB-Einsteckkarte ist die Datenübertragung und Kommunikation zwischen PC und DSO realisiert. Die auf dem PC befindliche Software, welche die Messung und Steuerung koordiniert, erhält per Tastatureingabe Mess- und Steuerparameter. Messparameter sind die Frequenzen, für welche die Amplituden des vom Hydrophon empfangenen Signals bestimmt werden sollen, die Schallgeschwindigkeit des Mediums zwischen Wandler und Hydrophon und die relative

Position des Wandlers bezüglich des Hydrophons. Steuerparameter sind Schrittweite und die Anzahl der Schritte, um die der Ultraschallwandler nach jeder Messwertaufnahme über dem Hydrophon bewegt werden soll. Aus der Schrittweite ergibt sich die räumliche Auflösung des gemessenen Schallfeldes.

Ablauf

Das Anregesignal des Schallwandlers ist ein vom Funktionsgenerator erzeugter Rechteckimpuls der Dauer $50ns$ und einer Amplitude von $10V$. Das Ausrichten des Ultraschallwandlers auf die Hydrophonspitze erfolgt in zwei Schritten. Im ersten Schritt wird der Schallwandler bis auf $5cm$ Entfernung an die Grundplatte des Gefäßes bewegt, in dessen Inneren sich das Hydrophon im Wasserbad befindet, um sowohl das Echo von der Bodenplatte als auch von deren Unterseite auf dem Oszilloskop darstellen zu können. Der Wandler wird nun so ausgerichtet, dass beide Echos maximale Amplitude besitzen. Im zweiten Schritt wird der Wandler in eine Position gebracht, in der er sich mittig über der Hydrophonspitze befindet. Das Hydrophon kann durch Einstellung der Justierung geschwenkt werden, bis das von ihm auf dem DSO abgebildete Signal maximal wird.

Nach vollendeter Justierung erfolgt die Positionierung des Schallwandlers so, dass seine Symmetrieachse mit der des Hydrophons übereinanderliegt. Die Entfernung zwischen Wandlerkeramik und Hydrophonspitze läßt sich über die Zeitdifferenz zwischen Sendesignal (Schallwandler) und Empfangssignal (Hydrophon) mit dem DSO bestimmen. Diesen Wert benötigt das Messprogramm, um die errechneten Amplitudenwerte der richtigen räumlichen Position des Schallwandlers zuordnen zu können. Das Steuerprogramm positioniert den Wandler an der Anfangsposition und startet die Messung des Oszilloskops, welches an jedem Messpunkt den Mittelwert aus 250 Einzelmessungen ermittelt. Das gemittelte Zeitsignal wird über den GPIB-Bus zur Auswertung zum PC übertragen. Dort erfolgt die Bestimmung der spektralen Amplitudenwerte bei den zuvor festgelegten Frequenzen. Gemeinsam mit der jeweiligen Wandlerposition werden diese Werte für die spätere Auswertung gespeichert. Auf diese Weise ist es möglich, im Fall der gepulsten Anregung das Schallfeld sowohl für verschiedene Frequenzen als auch für das Betragsmaximum des detektierten Signals zu ermitteln. Im Falle der Anregung des Schallwandlers mit einer harmonischen Schwingung wird das Maximum der HILBERTtransformierten des Empfangssignals für die Auswertung errechnet und gespeichert.

Ergebnisse der Hydrophonmessung

Die Ergebnisse der Schallfeldmessungen unter Verwendung eines Hydrophons sind in den Abbildungen 4.2 bis 4.7 dargestellt. Der Anstieg des Schalldruckes bis zum Fokus sowie der darauf folgende Abfall sind deutlich zu erkennen. Über das Eichprotokoll des Hydrophons können den Spannungsamplituden die zugehörigen Drücke zugeordnet werden. In Abbildungen des Schnittes durch das Schallfeld sind neben dem axialen Verhalten auch die lateralen Topologien der Druckverteilungen zu sehen. Hier ist zusätzlich die Ausbildung der Nebenkeulen gut zu erkennen.

Als Nachteil von Hydrophonmessungen ist zu erwähnen, dass lediglich das Sendefeld erfasst werden kann. Hinzu kommt, dass Hydrophone kostenaufwendig geeicht werden müs-

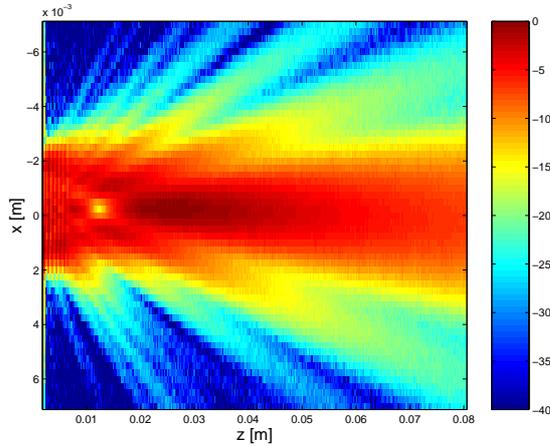


Abbildung 4.2: Schnitt durch das Schallfeld bei 7 MHz (Hydrophonmessung)

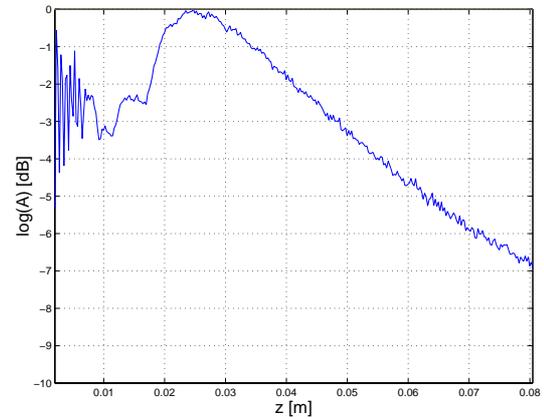


Abbildung 4.3: Druck entlang der akustischen Achse bei 7 MHz (Hydrophonmessung)

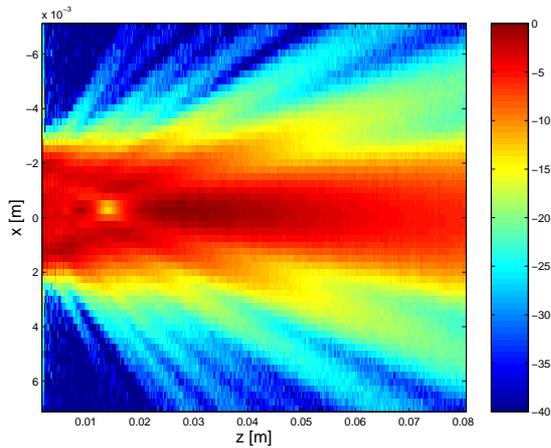


Abbildung 4.4: Schnitt durch das Schallfeld bei 8 MHz (Hydrophonmessung)

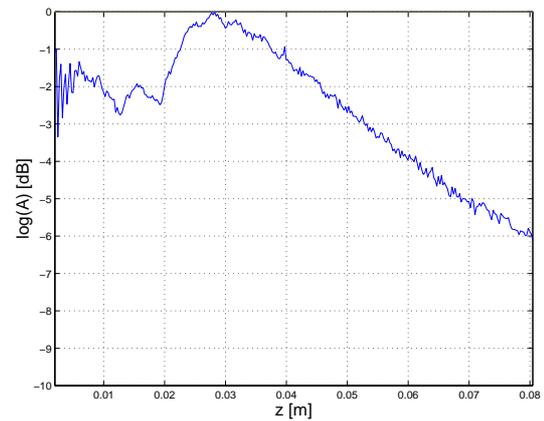


Abbildung 4.5: Druck entlang der akustischen Achse bei 8 MHz (Hydrophonmessung)

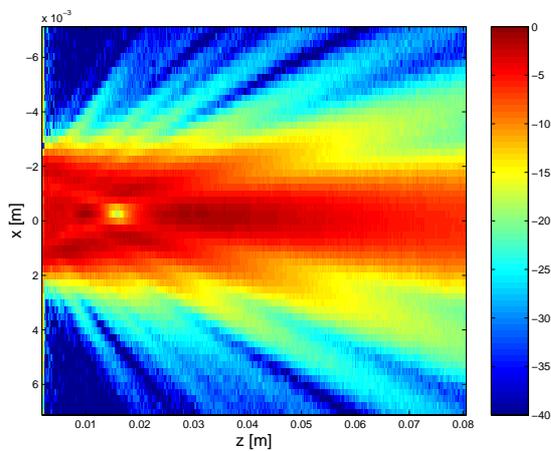


Abbildung 4.6: Schnitt durch das Schallfeld bei 9 MHz (Hydrophonmessung)

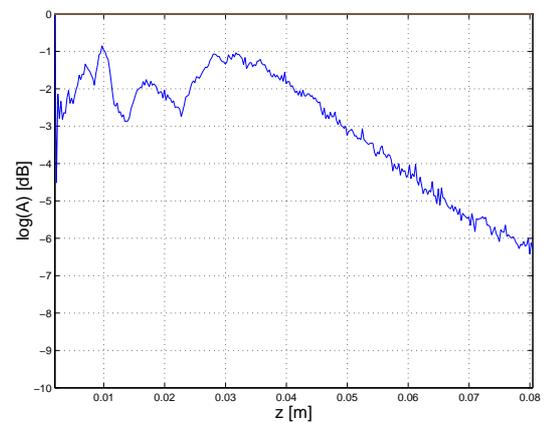


Abbildung 4.7: Druck entlang der akustischen Achse bei 9 MHz (Hydrophonmessung)

sen. Da zur Bestimmung quantitativer akustischer Parameter das Sende- und Empfangsschallfeld zur Korrektur herangezogen werden muss, eignen sich Hydrophonomessungen zur Erstellung von Schallfeldkorrekturfunktionen nur bedingt. Die Ergebnisse der angestellten Schallfeldmessungen werden gemeinsam ausführlich am Ende dieses Kapitels diskutiert. Der Wandler wurde gepulst angeregt, die Abbildungen 4.2 bis 4.7 zeigen die Druckverteilungen bei 7 MHz, 8 MHz und 9 MHz. Die Positionierung des Schallwandlers erfolgte sowohl in z - als auch in x -Richtung in 0.2 mm -Schritten. In Richtung der akustischen Achse des Wandlers ist dieser von 3 mm bis 83 mm vom Hydrophon entfernt worden. Die Ausdehnung der Messung in lateraler Richtung reichte von -7 mm bis 7 mm .

4.2.2 Messung mit Vibrometer

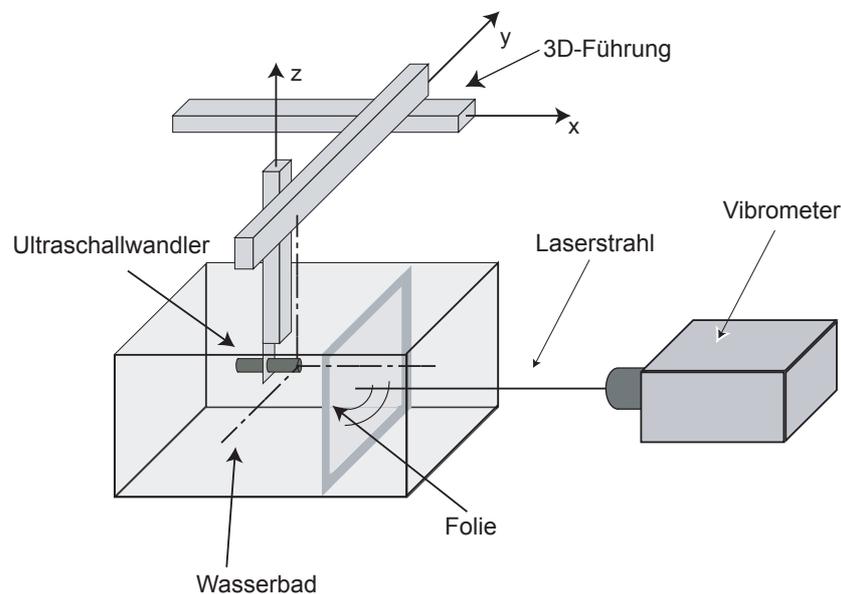


Abbildung 4.8: Messung mit Vibrometer

Eine weitere Möglichkeit zur Vermessung des Schallfeldes von Ultraschallwandlern besteht darin, die Auslenkung einer vom Schallwandler angeregten Folie unter Verwendung eines Vibrometers zu messen. Im Rahmen der Untersuchung verschiedener Verfahren der Schallfeldmessung zur Erstellung geeigneter Schallfeldkorrekturen für die Bestimmung quantitativer akustischer Gewebeparameter wird eine Methode untersucht, die nach dem Prinzip der Laservibrometrie arbeitet. In Kooperation mit dem Institut für Mikro- und Sensorsysteme der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg entstand ein Gemeinschaftsexperiment zur Vermessung des Schallfeldes eines Ultraschallwandlers mit der Mittenfrequenz 9.1 MHz .

Das Prinzip des Verfahrens beruht auf der Anregung einer Folie durch die vom Schallwandler ausgesendete Welle. Die Schwingung wird von einem Laservibrometer, das auf die Folie fokussiert, detektiert. Der Messplatz bestand aus folgenden Geräten:

- Ultraschallwandler mit einer Mittenfrequenz von 9.1 MHz , einer Bandbreite von 60% , mit einem Durchmesser der Keramik von 5 mm

- Laser-Interferometer SH-140 der Firma THOMSON CSF-LASER
- Funktionsgenerator AWG 250 der Firma SONY/TEKTRONIX
- Leistungsverstärker ar75A250 der Firma AMPLIFER RESEARCH
- Schrittmotorgesteuerter 3D-Positionierer der Firma PHYSIK INSTRUMENTE
- PC mit
 - Einsteckkarte zur Steuerung der Motoren des 3D-Positionierers C-842 der Firma PHYSIK INSTRUMENTE
 - Oszilloskopkarte CS-12100 der Firma GaGe APPLIED SCIENCES Inc.
 - Mehrzweck-DAQ-Karte PCI-6035E der Firma NATIONAL INSTRUMENTS
- Spannrahmen mit Folie

Messaufbau und Ablauf

Der Ultraschallwandler ist an dem 3D-Positionierer befestigt und befindet sich in dem mit demineralisiertem und entgastem Wasser gefüllten Becken unterhalb des Wasserspiegels. Der Wandler ist so im Wasserbad positioniert, dass sich die Schallwellen in Richtung einer Seitenwand des quaderförmigen Gefäßes ausbreiten (siehe Abb. 4.15). Zwischen der Seitenwand des Beckens und dem Schallwandler befindet sich der mit einer Folie bespannte Rahmen so, dass die emittierten Schallwellen die Folie in Schwingung versetzen können. Zu Beginn der Messung wird der Schallwandler senkrecht auf eine Seitenwand des Aquariums ausgerichtet. Die exakte Positionierung erfolgt über die am 3D-Positionierer befindliche Feinjustierung. Anschließend wird der Spannrahmen mit Folie im Wasserbad platziert. Die Einstellung des Vibrometerobjektives erfolgt so, dass der Laserstrahl genau auf die im Spannrahmen befindliche Folie fokussiert.

Die Anregung des Schallwandlers erfolgt mit einem vom Funktionsgenerator erzeugten Peak der Dauer 50 ns , der mittels des Leistungsverstärkers auf eine Spannung von 80 V verstärkt wird. Das aus dem Funktionsgenerator ausgekoppelte Triggersignal startet die Oszilloskopkarte und somit, wenn der Wandler die vorgesehene Position erreicht hat, die Messungen an jedem Punkt im Schallfeld. Die Signale des Vibrometers werden für die weitere Verarbeitung von der Oszilloskopkarte digitalisiert und von der Software mit der Information über die Wandlerposition gespeichert. Das Signal des Pegelausgangs des Vibrometers ist mit dem Eingang der Mehrzweckkarte verbunden. Die Positionierung des Schallwandlers erfolgt mit den Motoren, die von der im PC befindlichen Motorsteuerkarte angesteuert werden. Gemeinsam mit der Information über die Wandlerposition wird für jeden Messpunkt eine gemittelte Zeitsequenz auf der Festplatte des PC gespeichert.

Ergebnisse

Die Abbildungen 4.9 bis 4.14 zeigen die mittels Vibrometermessung ermittelten Schallfelder bei verschiedenen Frequenzen innerhalb der effektiven Bandbreite des verwendeten Schallwandlers. Der Anstieg des Schalldruckes zum natürlichen Fokus des Wandlers und

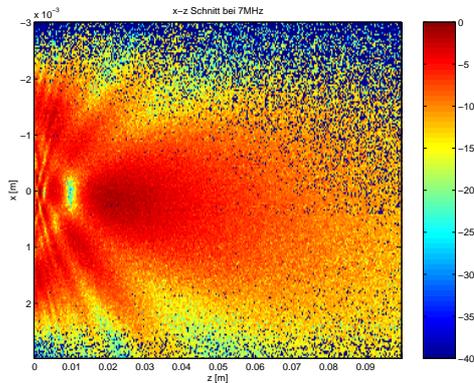


Abbildung 4.9: Schnitt durch das Schallfeld bei 7 MHz (Vibrometermessung)

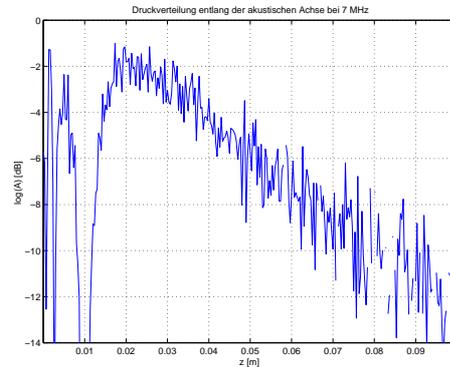


Abbildung 4.10: Druckverteilung entlang der akustischen Achse bei 7 MHz (Vibrometermessung)

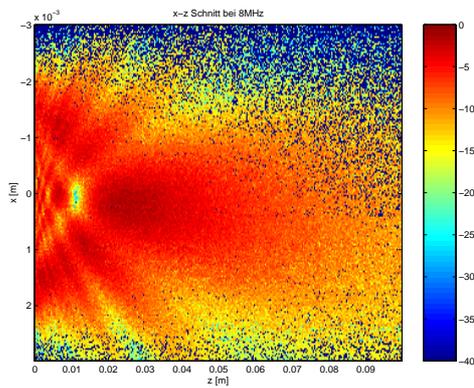


Abbildung 4.11: Schnitt durch das Schallfeld bei 8 MHz (Vibrometermessung)

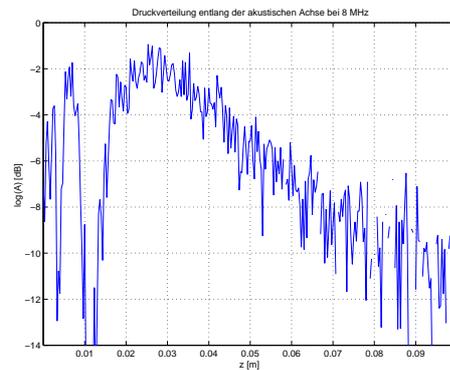


Abbildung 4.12: Druckverteilung entlang der akustischen Achse bei 8 MHz (Vibrometermessung)

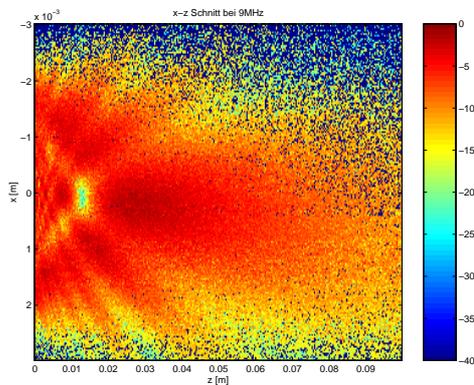


Abbildung 4.13: Schnitt durch das Schallfeld bei 9 MHz (Vibrometermessung)

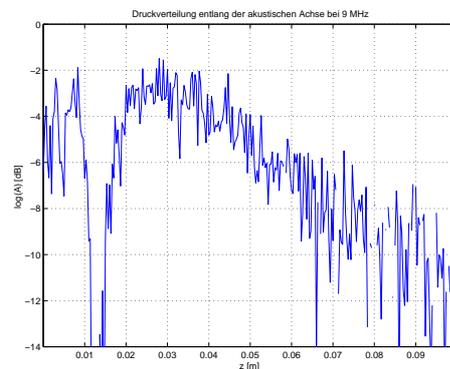


Abbildung 4.14: Druckverteilung entlang der akustischen Achse bei 9 MHz (Vibrometermessung)

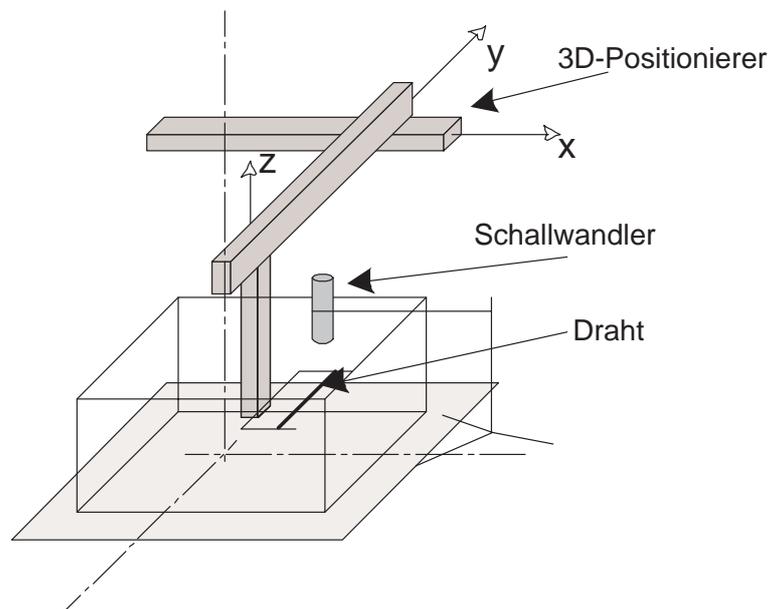


Abbildung 4.15: Schallfeldmessung an einem dünnen Draht

der nachfolgende Abfall sind gut zu erkennen. Ebenfalls gut zu erkennen sind die sich ausbildenden Nebenkeulen. Da der Zusammenhang zwischen einfallendem Druck und der daraus resultierenden Auslenkung der Folie von ihren Eigenschaften und der Einspannung im Rahmen abhängt, ist es nicht möglich, den Schwingungsamplituden einen Druck zuzuordnen, was einen Nachteil des Verfahrens darstellt. Da aber zur Erstellung von Schallfeldkorrekturen die gemessenen Amplituden auf das Maximum normiert werden, würde sich diese Methode dennoch eignen, wenn lediglich eine Korrektur des Sendeschallfeldes nötig ist. Bei der Verwendung von kommerziellen klinischen Ultraschallgeräten zur Messung im Impuls-Echo-Betrieb gleichen sich Sende- und Empfangsschallfeld aufgrund der starken dynamischen Nachfokussierung im Empfangsmodus nicht. Aus diesem Grund muss für die Erstellung von Schallfeldkorrekturfunktionen für die quantitative Gewebecharakterisierung mittels klinischer Ultraschallgeräte im Impuls-Echo-Betrieb eine andere Methode gewählt werden, welche es ermöglicht, das Sende-Empfangsschallfeld zu vermessen.

4.2.3 Messung an einem dünnen Draht

Schallfeldmessungen an Reflektoren eröffnen die Möglichkeit, das Sende-Empfangsschallfeld eines Schallwandlers zu ermitteln, da die reflektierten bzw. gestreuten Schallwellen nach dem Puls-Echo-Verfahren gemessen werden. Der Schallwandler, welcher die Schallwelle aussendet, empfängt demzufolge die reflektierten und gestreuten Signale. Da Reflektoren, welche im Verhältnis zur Wellenlänge groß sind, die Verhältnisse in biologischem Gewebe nur in grober Näherung nachbilden, eignen sich Messungen an einem dünnen Draht als Streu- bzw. Echoquelle besser. Ist der Durchmesser des Drahtes in der Größenordnung der Wellenlänge oder darunter, so sind die empfangenen Signale durch Streuung entstanden.

Bei der Verwendung von klinischen B-Bildgeräten zur Gewebecharakterisierung eignet sich die Methode der Messung an einem dünnen Draht zur Erstellung einer Schallfeldkorrektur besonders gut. Da das Schallfeld in Kombination mit der im Empfangsfall praktizierten dynamischen Nachfokussierung gemessen wird, geht das Verhalten des Ultraschallsystems im Empfangsmodus somit in die Schallfeldkorrektur ein. Die Messung des Schallfeldes ist in dieser Hinsicht genau den Bedingungen bei der Untersuchung des Gewebes angepasst.

Der Messplatz für die Vermessung des Schallstrahlungsfeldes mittels der Messung am dünnen Draht bestand aus folgenden Geräten:

- Schrittmotorgesteuerter 3D-Positionierer der Firma ISEL AUTOMATION
- Ultraschall-B-Bildgerät KONTRON SIGMA 44 HVCD mit dem mechanischen Sectorscanner WOBBLER AA5MHzA, Mittenfrequenz 3.5 MHz, Durchmesser des Annular Arrays 25 mm
- Digitalspeicheroszilloskop (DSO) LeCROY 9430
- Funktionsgenerator LECROY 9109
- Ultraschallwandler PANAMETRICS V306, Mittenfrequenz 3.5 MHz, Durchmesser 5 mm
- PC mit
 - A/D-Wandlerkarte PCI 2.12 der Firma SPECTRUM mit 2 Kanälen und 20 MHz Samplingfrequenz
 - eigens für diesen Messplatz entwickelter Software zur Steuerung des Positionierers und zur Erfassung, Verarbeitung und Abspeicherung der Messdaten
- Elektronik zur Ansteuerung des 3D-Positionierers über die RS232-Schnittstelle des PC inklusive Treiberstufen
- Wasserbecken mit den Abmessungen 0.25m x 0.25m x 0.25m
- Wolframdraht der Dicke 200 μm mit entsprechender Halterung

Aufbau des Messplatzes

Der Wandler des Ultraschallgerätes ist unter Verwendung eines Statives so befestigt, dass er in das mit demineralisiertem und entgastem Wasser gefüllte Becken ragt und die Schallausbreitungsrichtung in Richtung der Bodenplatte des Wasserbades weist. Der Wolframdraht der Dicke 200 μm befindet sich, unter Verwendung einer entsprechenden Halterung, senkrecht zur Scanebene des Schallwandlers und ist an dem 3D-Positionierer befestigt. Er befindet sich unterhalb der Wasseroberfläche im Becken.

Anhand der Serviceunterlagen von KONTRON wurden geeignete Punkte für den Abgriff des Hochfrequenzsignals, der Triggersignale für den Bild- und Linienanfang sowie der TGC-Charakteristik ausgewählt. Der Zugriff auf das Hochfrequenzsignal erfolgt nach

der tiefenabhängigen Verstärkung (TGC). Somit verfügt das Ultraschallgerät über eine Schnittstelle, die alle für die Messung nötigen Signale zur Verfügung stellt.

Um die laufzeitabhängige Verstärkung der Hochfrequenzsignale zu kompensieren, ist eine Kalibrierung der TGC auf einen festen Wert notwendig. Der Bildtrigger des B-Bildgerätes ist mit dem TTL-Triggereingang der A/D-Wandlerkarte verbunden, um die Aufnahme der Messwerte nach der Freigabe durch die Software zu starten. Die ausgekoppelten Signale des Linientriggers werden als Spannungssignale in den digitalen Eingang des A/D-Wandlers gespeist. Sie werden in den oberen 4 Bit jedes Samplewertes gespeichert, was den Zugriff auf den Linientrigger für die nachfolgende Mittelwertbildung ermöglicht. Die vorverstärkten HF-Signale werden zur Digitalisierung auf den ersten Kanal der Transientenrecorder-Karte geleitet und mit einer Auflösung von 12 Bit abgetastet.

Am RS232-Anschluss COM1 des PC ist eine Transistorschaltung angeschlossen, die als vom PC gesteuerter Schalter arbeitet. Da das Ultraschallgerät nach 5 Minuten in den Standby-Zustand schaltet, muss die Messsoftware selbständig das Eintreten dieses Zustandes verhindern. Hierfür ist der Ausgang des Schalters mit dem am Ultraschallgerät befindlichen Anschluss für einen Fußschalter verbunden. Die Umschaltung im Gerät erfolgt, wenn die Steuerleitung für die Reaktivierung des Geräts kurzzeitig auf Massepotential gezogen wird.

Über die zweite serielle Schnittstelle des PC kommuniziert die Messsoftware mit einer Mikrocontrollerschaltung, welche über Leistungstreiberstufen die Schrittmotoren des 3D-Positionierers ansteuert. Die Halterung mit dem Wolframdraht wird unterhalb des Schallwandlers im Wasserbad mit einer Auflösung von 20 μm -Schritten positioniert.

Zur manuellen Einstellung der Startposition des Drahtes sind der Linientrigger und die hochfrequenten Ultraschallechos aus dem B-Bildgerät zusätzlich mit den Eingängen des Oszilloskops verbunden. Somit ist es möglich, den Wolframdraht exakt mittig unterhalb des Schallwandlers zu positionieren.

Zur Kalibrierung der laufzeitabhängigen Verstärkung des B-Bildgerätes wird ein zweiter Schallwandler (PANAMETRICS 3.5 MHz) verwendet, dessen Anregung mit dem Funktionsgenerator erfolgt.

Ablauf der Messung

Kalibrierung der geräteinternen laufzeitabhängigen Verstärkung des Kontron Sigma 44 HVCD Um zu verhindern, dass die aufgenommenen Signale neben dem Einfluss des Schallfeldes eine Tiefenabhängigkeit durch die laufzeitabhängige Verstärkung erfahren, ist es notwendig, die exakte Verstärkung der TGC (siehe A.1) zu kennen. Da bei der Auswertung der an biologischem Gewebe aufgenommenen Signale der Einfluss der TGC kompensiert wird, ist es bei der Vermessung des Schallfeldes ausreichend, die laufzeitabhängige Verstärkung als konstant über der Tiefe einzustellen. Die Kalibrierung der TGC erfolgt unter Verwendung eines zweiten Ultraschallwandlers. Beide Schallwandler werden im Wasserbad mittels Stativen so positioniert, dass der Wandler des B-Bildgerätes die vom PANAMETRICS-Wandler ausgesendeten Schallwellen optimal empfangen kann. Der PANAMETRICS-Ultraschallwandler wird mit einer 3.5 MHz Sinusschwingung von 10 V Signalamplitude angeregt. Zur Korrektur der Ausrichtung der beiden Wandler wird das B-Bildgerät im B-Mode betrieben, um die relative Position nach der Helligkeit im B-

Bild optimieren zu können. Während der Einstellung der laufzeitabhängigen Verstärkung befindet sich das B-Bildgerät jedoch im M-Mode, in welchem nur eine Scanlinie aufgenommen wird. Mittels des Oszilloskops, welches mit den Linientrigger- und HF-Signalen gespeist wird, kann die Einstellung der realisierten laufzeitabhängigen Verstärkung kontrolliert werden. Die Einstellregler der TGC werden in Positionen gebracht, bei denen das auf dem Oszilloskop dargestellte Signal über der gesamten Tiefe eine nahezu konstante Amplitude aufweist. Die laufzeitabhängige Verstärkung ist somit über der gesamten Dauer eines A-Scans konstant eingestellt.

Vermessung des Schallfeldes Das B-Bildgerät befindet sich während der Schallfeldmessung im M-Mode, die Einstellung für die Tiefe des Untersuchungsbereiches beträgt, genau wie bei den Messungen an biologischem Gewebe während der Studie, 10 cm, was bedeutet, dass jede aufgenommene Linie eine Länge von 198.5 μs besitzt. Die Zeitdifferenz zwischen zwei aufeinander folgenden Linientriggern beträgt 480.5 μs . Die Grundverstärkung des B-Bildgerätes befindet sich in Stufe 3. Damit ist gewährleistet, dass sich die Eingangsverstärker während der gesamten Messung in einem linearen Aussteuerbereich befinden.

Die Justierung des Wolframdrahtes bezüglich seiner Position senkrecht zur akustischen Achse des Schallwandlers erfolgt unter Verwendung des Oszilloskops. Der Draht befindet sich genau mittig unter dem Schallwandler, wenn auf dem DSO ein maximales Echo erkennbar ist. Anschließend wird der Abstand des Drahtes zum Wandler in der Tiefe verändert und der Winkel der Drathalterung mittels der an der Fassung des 3D-Positionierers befindlichen zweidimensionalen Justierung eingestellt.

Die Abtastung der aus dem Ultraschallgerät ausgekoppelten HF-Signale erfolgt mit einer Samplingfrequenz von 20 MHz mit der Spectrum-A/D-Wandlertkarte. Der Sendepuls des Ultraschallgerätes besitzt eine Breite von ca. 20 Samplepunkten, was einer Zeitdauer von 1 μs entspricht.

Während der Messung des Schallfeldes wird der Wolframdraht mittels des 3D-Positionierers entlang der xz -Ebene in x -Richtung von -2.8 mm bis 2.8 mm in Schritten von 200 μm und in z -Richtung von 17 mm bis 107 mm in Schritten von ebenfalls 200 μm mäanderförmig bewegt. An jeder dieser Positionen erfolgt die Aufnahme eines Zeitsignals aus 80 vom B-Bildgerät getätigten Einzelmessungen und nachfolgender Mittelwertbildung. Die ungefähre Position des Drahtechos im Zeitsignal lässt sich anhand der Position des Drahtes in grober Annäherung bestimmen. Für die spektrale Analyse des Echosignals ist es jedoch notwendig, Kenntnis über seine exakte Position zu besitzen. Um die mittels Näherung erhaltene Position wird innerhalb eines Radius von 125 Samplepunkten nach der exakten Position des Echos mittels Kreuzkorrelationsanalyse mit einem vorher als Referenz aufgenommenen Drahtechos gesucht. Ein 250 Samplepunkte langes Signalfraktal um die exakte Mittenposition des Drahtechos herum wird für die weiteren Untersuchungen aus dem Gesamtsignal extrahiert. Zur Transformation in den Spektralbereich erfolgt die Fensterung des Zeitsignalfraktals mit einem GAUSSfenster der Halbwertsbreite 70 Samplepunkte. Aus dem logarithmierten Leistungsspektrum werden anschließend für 13 ausgewählte Frequenzen innerhalb der effektiven Bandbreite des Schallwandlers die Amplituden im Spektrum des Drahtechos bestimmt und in Verbindung mit der Position des Drahtes bezüglich des Schallwandlers gespeichert.

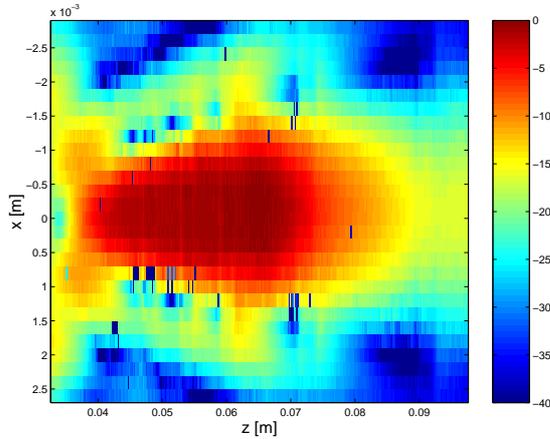


Abbildung 4.16: Schnitt durch das Schallfeld bei 2.5 MHz (Drahtmessung)

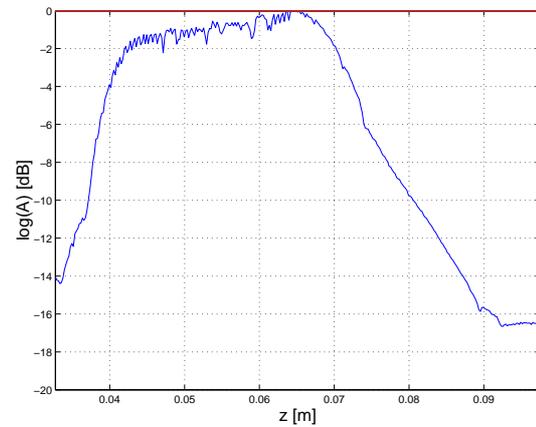


Abbildung 4.17: Druck entlang der akustischen Achse bei 2.5 MHz (Drahtmessung)

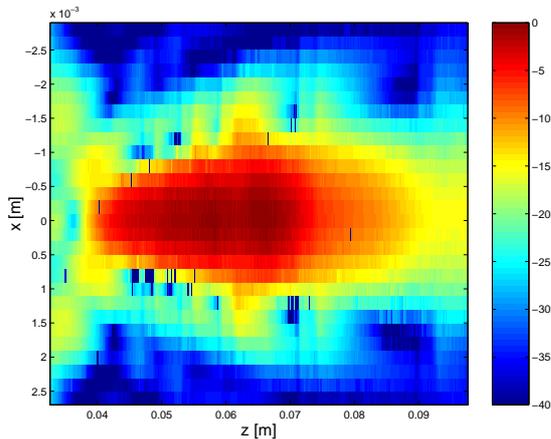


Abbildung 4.18: Schnitt durch das Schallfeld bei 3.5 MHz (Drahtmessung)

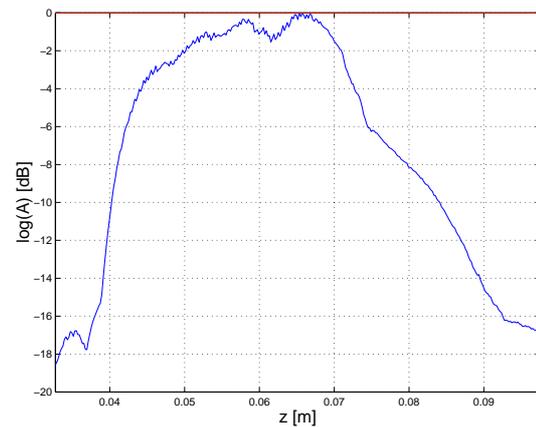


Abbildung 4.19: Druck entlang der akustischen Achse bei 3.5 MHz (Drahtmessung)

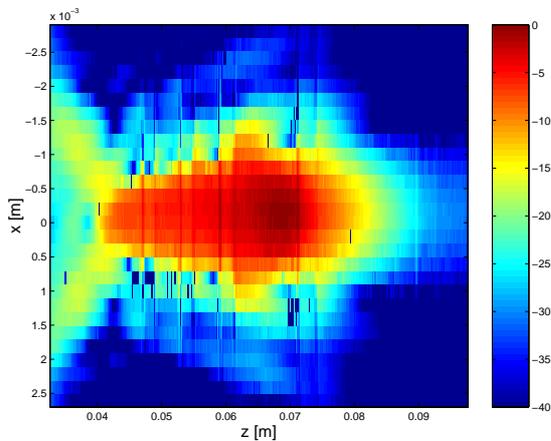


Abbildung 4.20: Schnitt durch das Schallfeld bei 4.5 MHz (Drahtmessung)

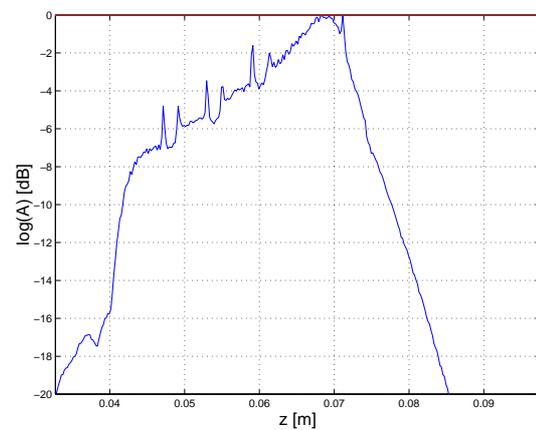


Abbildung 4.21: Druck entlang der akustischen Achse bei 4.5 MHz (Drahtmessung)

Ergebnisse

Für die Visualisierung und Auswertung der im Vorangegangenen beschriebenen Messung des Schallfeldes an einem dünnen Draht wird eine eigens für diesen Messplatz entwickelte Software benutzt. Die Auswertungssoftware ist mit dem Programmpaket MATLAB erstellt worden und ermöglicht sowohl die eindimensionale Visualisierung der gemessenen spektralen Amplituden entlang der akustischen Achse als auch die 2- und 3- dimensionale entlang der aufgenommenen Ebene. Die Abbildungen 4.16 bis 4.21 zeigen die Ergebnisse der in diesem Abschnitt beschriebenen Messungen bei verschiedenen Frequenzen innerhalb der effektiven Bandbreite des mechanischen Sectorscanners WOBLER AA5MHzA der Firma KONTRON MEDICAL SYSTEMS. Dieser Ultraschallwandler kam gemeinsam mit dem Ultraschall B-Bildgerät KONTRON SIGMA 44 HVCD bei den Untersuchungen zur Bestimmung des intramuskulären Fettgehaltes im musculus longissimus dorsi von Schweinen zur Anwendung. Die mit der Vermessung des Schallfeldes gewonnenen Erkenntnisse über die Topologie des Schallfeldes sollen im Rahmen einer Schallfeldkorrektur zu einer Verbesserung der Vorhersagewahrscheinlichkeit des intramuskulären Fettgehaltes verwendet werden.

4.2.4 Messung an einem Referenzphantom

Das hier beschriebene Verfahren beruht auf der Annahme, dass sich im Puls-Echo-Betrieb das Schallfeld in einem gewebesimulierenden Phantom ähnlich wie im Gewebe selbst ausbildet. Für die Bestimmung einer Schallfeldfunktion müssen die akustischen Parameter des Phantoms bekannt sein. Die zu berücksichtigenden Phantomeigenschaften sind die Schallgeschwindigkeit, die Dämpfung und die Streuung. Es ist zu erwarten, dass in diesem Zusammenhang besonders die Dämpfung und die Schallgeschwindigkeit des Ausbreitungsmediums die Ausbildung des Schallfeldes beeinflussen. Es sind daher Phantome zu verwenden, die in dieser Hinsicht an biologisches Gewebe angepasst sind. Eine Beschreibung der Phantome sowie der Messung ihrer akustischen Eigenschaften befindet sich in den Abschnitten A.2 und A.2.1. Während sich bei den im vorangegangenen beschriebenen Verfahren ein zwei- oder dreidimensionales Schallfeld ermitteln lässt, aus dem eine eindimensionale Schallfeldfunktion abgeleitet wird, ist es mit dem an dieser Stelle beschriebenen möglich, eine eindimensionale Funktion in Ausbreitungsrichtung zu finden. Da diese auf Signalen beruht, welche aus einem Volumen zum Wandler zurückgestreut werden, eignet sie sich zur Korrektur der Schallfeldeinflüsse bei der Bestimmung akustischer Gewebeparameter [19].

Ein Maß für das Schallfeld ergibt sich aus den Hochfrequenzdaten einer B-Bildaufnahme an einem gewebesimulierenden Phantom. Aus einem solchen Datensatz lassen sich mit dem in Kapitel 6 beschriebenen Signalanalyseverfahren für einen Satz von Frequenzen die cepstral geglätteten Spektren für jede Torposition der HF-Signale innerhalb einer ROI berechnen. Dabei kommen dieselben Analyseparameter wie für die Messungen an biologischem Gewebe zum Einsatz (Frequenz, Torart, Torbreite und Torabstand). Nachfolgend wird der Mittelwert über die so ermittelten frequenzabhängigen Scanlinien gebildet. Für jede der betrachteten Frequenzen steht damit ein Maß für die Signaländerung mit der Laufzeit zur Verfügung. Die Abschwächungen, resultierend aus Schallfeld- und Dämp-

fungseinflüssen, sind jedoch überlagert. Durch die Kenntnis der akustischen Dämpfung im Phantom ist es nun möglich, eine Schallfeldfunktion zu separieren. Als Bezugspunkt dient der Wert der ersten Torposition innerhalb der ROI, die nur Signale aus dem Referenzphantom enthält. Der Quotient aus dem Mittelwert der Scanlinien und dem berechneten dämpfungsbedingten Abfall der Signalamplitude stellt die Schätzung für das Schallfeld bei einer entsprechenden Frequenz dar. Diese Charakteristik wird geglättet und als Korrekturfunktion gespeichert.

Der Messplatz für die Aufnahme von Streusignalen aus einem IEC-Referenzphantom (siehe Abschnitt A.2) bestand aus folgenden Geräten:

- A-Bildgerät der Firma GAMPT mit einem fokussierten 2.25 MHz PANAMETRICS-Schallwandler, $\varnothing 6.35 \text{ mm}$
- 3D-Positionierer der Firma ISEL AUTOMATION
- Ultraschall-B-Bildgerät KONTRON SIGMA 44 HVCD mit dem mechanischen Sectorscanner WOBLER AA5MHzA, Mittenfrequenz 3.5 MHz, Durchmesser des Annular Arrays 25 mm
- PC mit
 - A/D-Wandlerkarte PCI 2.12 der Firma SPECTRUM mit 2 Kanälen und 20 MHz Samplingfrequenz
 - eigens für diesen Messplatz entwickelter Software zur Steuerung des Positionierers und zur Erfassung, Verarbeitung und Abspeicherung der Messdaten
- Elektronik zur Ansteuerung des 3D-Positionierers über die RS232-Schnittstelle des PC inklusive Treiberstufen

Messaufbau und Ablauf

Zur Aufnahme von Schallfeldfunktionen an einem Referenzphantom sind Messungen an zwei verschiedenen Geräten mit jeweils einem Schallwandler durchgeführt worden. Eines dieser Geräte war ein von der Firma GAMPT entwickeltes A-Bild-Gerät, bei dem die HF-, Trigger- und TGC-Signale zur Verfügung standen. Im Zusammenhang mit diesem Messaufbau kam ein fokussierter Ultraschallwandler V306 der Firma PANAMETRICS zur Anwendung. Unter Verwendung eines 3D-Positionierers wurden 100 A-Linien aufgenommen, mit einer Abtastrate von 20 MHz digitalisiert und zu einem B-Bild zusammengefügt.

Bei dem zweiten Messaufbau wurden die Messungen am Ultraschallgerät KONTRON SIGMA 44 HVCD durchgeführt. Dieses ist ein klinisches B-Bildgerät, welches bei dem in Kapitel 6 beschriebenen Projekt zur Bestimmung des intramuskulären Fettgehaltes im LD von Schweinen zur Anwendung kam. Die Übernahme der HF- und TGC-Daten des gemessenen B-Bildes erfolgte mit dem in Kapitel 6 beschriebenen Messaufbau. Das verwendete IEC-Phantom und seine Eigenschaften sind in Abschnitt A.2 beschrieben. Bei der Signalanalyse kamen in beiden Fällen folgende Analyseparameter zur Anwendung:

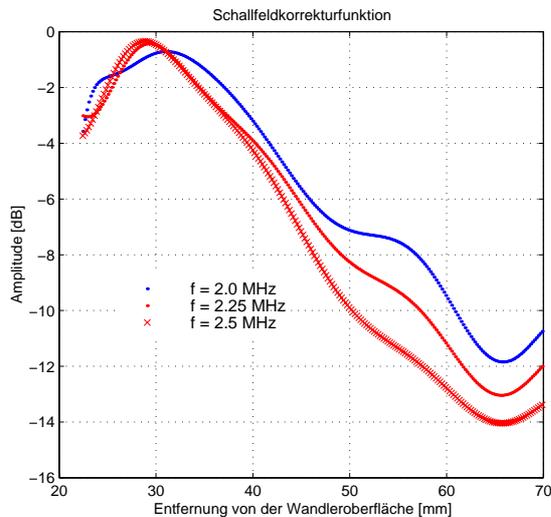


Abbildung 4.22: Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am IEC-Phantom bei verschiedenen Frequenzen

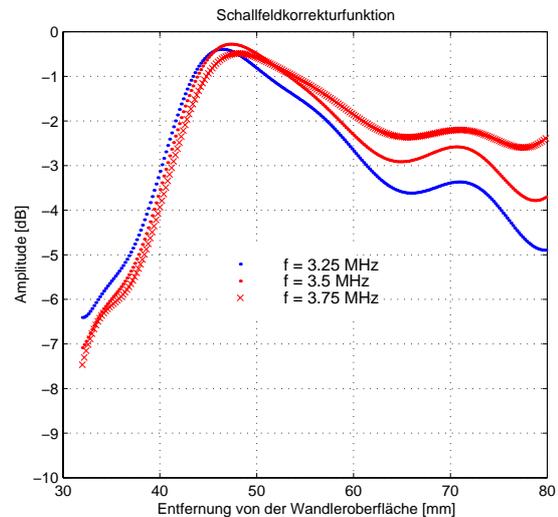


Abbildung 4.23: Schallfeldfunktion des KONTRON - Ultraschallwandlers, ermittelt am IEC-Phantom bei verschiedenen Frequenzen

- Torbreite : 180 Samplepunkte
- Torabstand : 15 Samplepunkte
- Torart : GAUSstor
- Frequenzsatz (KONTRON) : 2 MHz bis 5 MHz in Schritten von 0.25 MHz
- Frequenzsatz (PANAMETRICS) : 0.5 MHz bis 3.5 MHz in Schritten von 0.25 MHz

Ergebnisse

Die digitalisierten Signale wurden für die Messungen an beiden Geräten so gespeichert, dass sie mit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Software verarbeitet werden konnten. Die daraus erhaltene Schallfeldfunktion ergibt sich aus den Differenzen der gemessenen Signalamplituden in Abhängigkeit von der Tiefe und der Frequenz nach Korrektur des Dämpfungseinflusses. Um den Messfehler zu vermindern, wurden für jede Frequenz und Torposition die Mittelwerte über alle aufgenommenen A-Linien innerhalb der ROI gebildet. Das Resultat aus dieser Signalverarbeitung und anschließender Separation der Dämpfung ist für jeweils drei, die Mittenfrequenz umgebenden Frequenzen, in den Abbildungen 4.22 und 4.23 dargestellt. Da die erhaltene Schallfeldfunktion aus Impuls-Echo-Signalen resultiert, liefert die erhaltene Funktion ein Maß für das Sendempfangsschallfeld. Ein Vergleich der Ergebnisse aus diesem Abschnitt mit der Messung am dünnen Draht bzw. am Stahlreflektor sollte in einem fokushen Bereich Übereinstimmung zeigen. Dieser Sachverhalt wird im Kapitel 5 untersucht und diskutiert.

4.2.5 Messung am Stahlreflektor

Eine weitere Methode, eine eindimensionale Funktion der Laufzeitabhängigkeit aufgenommener Signale zu erhalten, eröffnen Messungen an einem Stahlreflektor. Der Stahlreflektor stellt eine unendlich ausgedehnte Ebene dar, da er im Verhältnis zum Durchmesser des Schallstrahls groß ist. Dieses Verfahren arbeitet nach dem Puls-Echo-Prinzip. Wellenanteile, die, vom Wandler ausgesendet, auf den Stahlreflektor treffen, sind aufgrund des Schallfeldes in ihrer Intensität abhängig vom Ort des Auftreffens. So sind die Intensitäten innerhalb der 6 dB Grenze des Schallstrahls deutlich größer als außerhalb. Der Schallwandler bildet beim Empfangen der reflektierten Wellenanteile das Integral über die Wandleroberfläche, woraus sich, im Zusammenhang mit dem akustoelektrischen Übertragungsverhalten, das detektierte Spannungssignal ergibt. Im Gegensatz zur Messung am dünnen Draht stammen bei Reflektormessungen die Signale aus Reflexionen an einer Ebene senkrecht durch den Schallstrahl. Die Intensitäten der detektierten Echos korrespondieren demnach mit der axialen Druckverteilung senkrecht zur Wandleroberfläche innerhalb des Schallstrahls.

Der Messplatz bestand aus folgenden Geräten:

- A-Bildgerät der Firm GAMPT mit einem fokussierten 2.25 MHz PANAMETRICS-Schallwandler, $\varnothing 6.35 \text{ mm}$
- 3D-Positionierer der Firma ISEL AUTOMATION
- Digitalspeicheroszilloskop LECROY 9430
- PC mit
 - A/D-Wandlertkarte PCI 2.12 der Firma SPECTRUM mit 2 Kanälen und 20 MHz Samplingfrequenz
 - eigens für diesen Messplatz entwickelter Software zur Steuerung des Positionierers und zur Erfassung, Verarbeitung und Abspeicherung der Messdaten
- Elektronik zur Ansteuerung des 3D-Positionierers über die RS232-Schnittstelle des PC inklusive Treiberstufen
- ebener Edelstahlreflektor, Abmessungen $10\text{cm} \times 10\text{cm}$

Messaufbau und Ablauf

Zur Beurteilung der Messungen am dünnen Draht und am Referenzphantom wurden zusätzlich Messungen an einem Stahlreflektor durchgeführt. Der Ultraschallwandler war in einem Stativ eingespannt und senkrecht auf den Stahlreflektor ausgerichtet. Die Startposition des Reflektors betrug 14.2 mm hinter der Wandleroberfläche, er wurde in Schritten von 0.2 mm bis in eine Tiefe von 110 mm vom Wandler entfernt. An jeder Reflektorposition wurde der Mittelwert aus 60 aufgenommenen A-Linien gebildet und die Amplituden für einen Satz von Frequenzen nach durchgeführter FFT gespeichert. Die für die Auswertung gespeicherten Frequenzen umfassten einen Bereich von 0.5 MHz bis 3.5 MHz in Schritten von 0.25 MHz. Für die Berechnung der Spektren erfolgte die Fensterung der Reflektorechos mit einem GAUSStor der Halbwertsbreite 80 Samplepunkte.

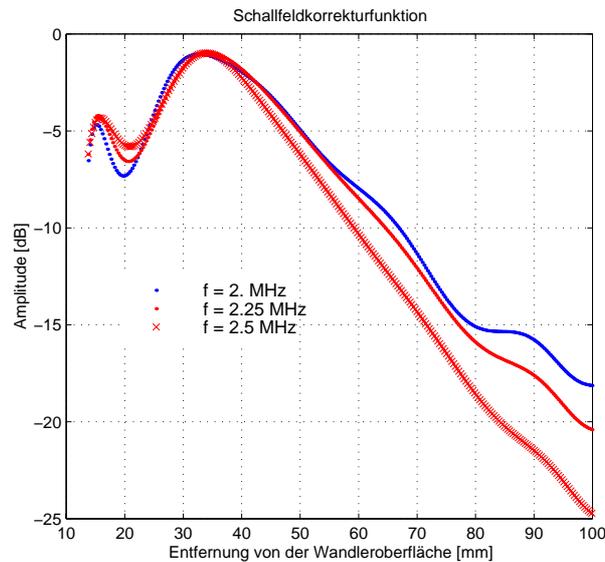


Abbildung 4.24: Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am Stahlreflektor bei verschiedenen Frequenzen

Ergebnisse

Die Ergebnisse der Schallfeldmessung am Stahlreflektor basieren auf Reflexionen von Wellenanteilen. Da diese Methode nach dem Puls-Echo-Verfahren arbeitet, beinhaltet die gemessene Funktion ein Maß für das Sendempfangsschallfeld. In Abbildung 4.24 sind die Schallfeldfunktionen für 2 verschiedene Frequenzen um die Mittenfrequenz des PANAMETRICS Schallwandlers dargestellt. Eine Diskussion und ein Vergleich der erhaltenen Schallfeldcharakteristik erfolgt im Kapitel 5.

4.3 Numerische Simulation von Schallfeldern

Die numerische Simulation stellt, aufgrund des enormen Aufwandes von Schallfeldmessungen, eine Alternative bei der Erstellung von Schallfeldkorrekturfunktionen für die Bestimmung von quantitativen akustischen Parametern zur Gewebecharakterisierung mittels Ultraschall dar. Aus diesem Grund soll im Nachfolgenden die Simulation von Schallfeldern für die Erstellung von Schallfeldkorrekturfunktionen untersucht werden.

4.3.1 Basis der Simulation

Für die in diesem Abschnitt durchgeführten Berechnungen der Schallfelder kam das Programmpaket MATLAB und das von J. A. Jensen entwickelte Package „FIELD II“ zur Anwendung. Das Prinzip der Simulation beruht auf der Methode der räumlichen Impulsantwort, die von Tupholme und Stepanishen entwickelt und in mehreren Publikationen beschrieben wurde [83, 80, 81]. Die Methode stützt sich auf die lineare Systemtheorie zur Beschreibung von Ultraschallfeldern sowohl für die gepulste als auch für die kontinuierliche Anregung. Die räumliche Impulsantwort beschreibt das emittierte Ultraschallfeld in einem

Raupunkt als Funktion der Zeit, wenn der Ultraschallwandler mit einem DIRACschen Deltaimpuls angeregt wurde. Das Schallstrahlungsfeld eines Wandlers mit beliebiger Anregung ergibt sich dann aus der Faltung der räumlichen Impulsantwort mit dem Signal der Anregung. Für die Berechnung der räumlichen Impulsantwort und somit auch des Schallstrahlungsfeldes wird die Wandleroberfläche sowie die Oberfläche einzelner Wandlerelemente in sogenannte mathematische Elemente, wahlweise Rechtecke oder Dreiecke, zerlegt. Die Kantenlängen der mathematischen Elemente sind dabei wesentlich kleiner als die Wellenlänge, womit die Fernfeldapproximation benutzt werden kann. Die räumliche Impulsantwort² variiert von Raupunkt zu Raupunkt, da es aufgrund der Wegunterschiede zwischen den Wandlerelementen und dem jeweiligen Raupunkt zu Phasendifferenzen kommt. Zur Modellierung des Puls-Echo-Betriebes wird die Anregungsfunktion des Wandlers mit der räumlichen Impulsantwort der Sendeapertur und danach mit der Empfangsapertur gefaltet. Nach Einbeziehung der elektromechanischen Übertragungsfunktion ergeben sich die am Wandler abgreifbaren Spannungen. Unter Verwendung der linearen Systemtheorie kann jede beliebige Anregungsfunktion verwendet werden. Für die Simulationen im Rahmen dieser Arbeit wurde für die Anregung ein Rechteckimpuls der Zeitdauer $50ns$ verwendet.

Begrenzt werden die Möglichkeiten der Simulationsmethode durch die Beschränkung auf die lineare Schallausbreitung.

4.3.2 Simulation des Schallfeldes eines ebenen, einelementigen Kolbenschwingers

Die Ergebnisse der Simulation von Schallfeldern mittels der beschriebenen Methode auf der Basis der räumlichen Impulsantwort sind in den Abbildungen 4.25 bis 4.30 dargestellt. Für die Simulation ist der in den Abschnitten 4.2.1 und 4.2.2 vermessene Schallwandler modelliert worden. Der Radius der Wandlerkeramik betrug 2.5 mm . Aus der spektralen Analyse eines aufgenommenen Reflektorechos an einer Stahlplatte ergab sich als Impulsantwort des Wandlers ein GAUSSpuls mit einer Mittenfrequenz von 9.1 MHz und einer effektiven Bandbreite von 60% . Das entstehende Schallfeld wurde in einem Bereich von -4 mm bis 4 mm in x -Richtung (parallel zur Wandleroberfläche) und von 0.01 mm bis 100 mm in z -Richtung (in Richtung der Schallausbreitung) in Wasser berechnet. Das Medium, in welchem sich der Schall ausbreitet, wurde als dämpfungsfrei angenommen.

Die Abbildungen zeigen die berechneten Amplituden der räumlichen Impulsantwort nach Faltung mit dem Anregeimpuls. Die dargestellten Signale sind auf das Maximum im Schallfeld normiert.

4.4 Schallfelder in geschichteten Medien

Für Messungen an lebenden Probanden ist es aus Gründen des Arbeits- und Zeitaufwandes wünschenswert, ein nichtinvasives Verfahren anzuwenden. Dies hat zur Folge, dass der Ultraschall die Haut und besonders bei Messungen im Abdomen eine vorge-

²SIR = Spatial Impulse Response

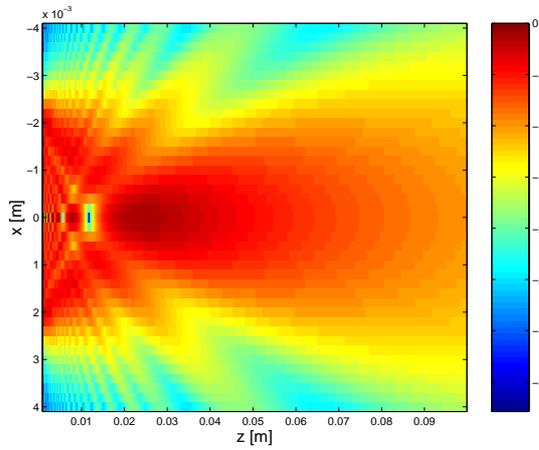


Abbildung 4.25: Schnitt durch das Schallfeld bei 7 MHz (Simulation)

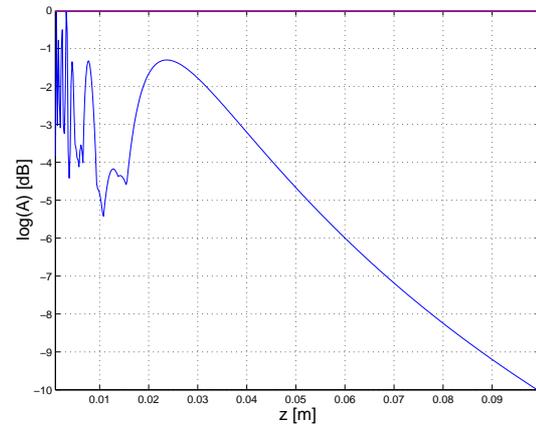


Abbildung 4.26: Druck entlang der akustischen Achse bei 7 MHz (Simulation)

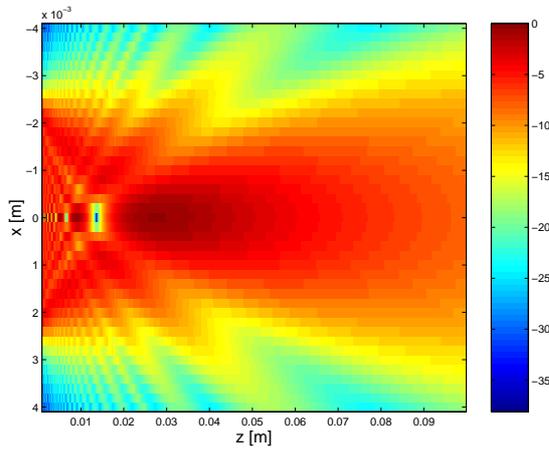


Abbildung 4.27: Schnitt durch das Schallfeld bei 8 MHz (Simulation)

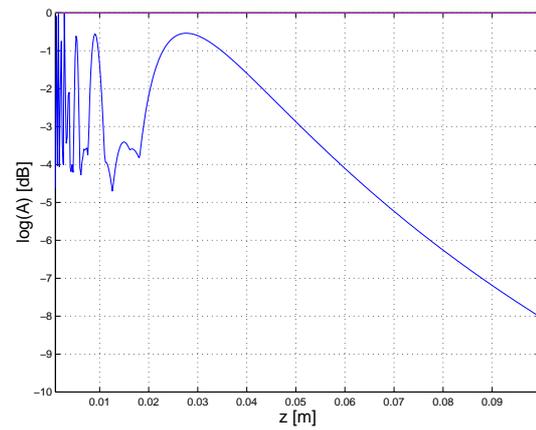


Abbildung 4.28: Druck entlang der akustischen Achse bei 8 MHz (Simulation)

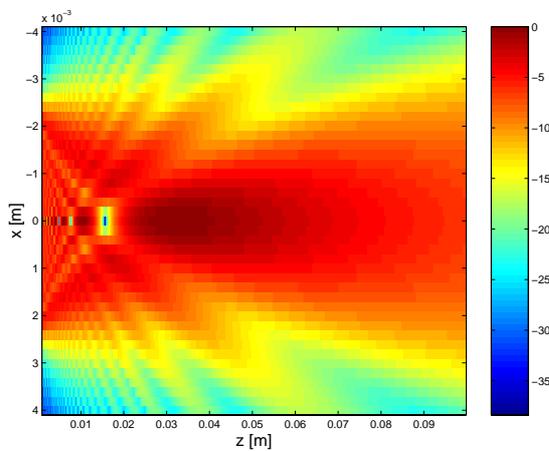


Abbildung 4.29: Schnitt durch das Schallfeld bei 9 MHz (Simulation)

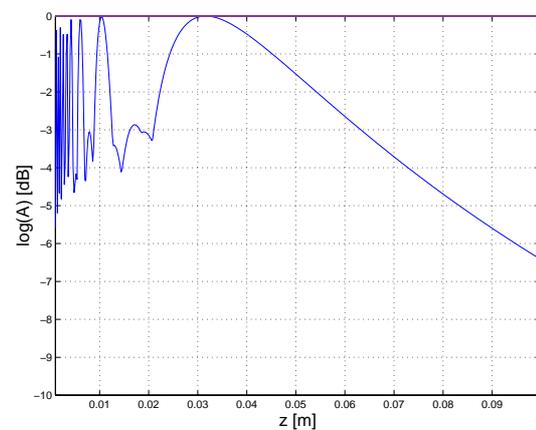


Abbildung 4.30: Druck entlang der akustischen Achse bei 9 MHz (Simulation)

lagerte Speckschicht durchlaufen muss, bevor er das zu untersuchende Organ oder Gewebe erreicht. Analog verhält es sich bei Anwendungen in der zerstörungsfreien Werkstoff/Materialprüfung.

An dieser Stelle sollen Auswirkungen einer vorgelagerten Schicht, die zudem eine Schallgeschwindigkeit besitzt, die von der des zu untersuchenden Organs/Gewebes verschieden ist, und absorbierende Eigenschaften aufweist, auf die sich entsprechend ausbildenden Schallfelder untersucht werden.

Da das MATLAB-Package "FIELD II" nur Simulationen in einem Medium konstanter Schallgeschwindigkeit zulässt, war es notwendig, ein Zusatzmodul zur Erweiterung für geschichtete Medien zu entwickeln. Für die in diesem Abschnitt durchgeführte Berechnung der Schallfelder in geschichteten Medien kamen die beiden genannten Programme in Kombination zur Anwendung. Die messtechnische Bestimmung von sich in geschichteten Medien ausbildenden Schallfeldern erfolgte mit der Methode der Messung an einem dünnen Wolframdraht, mit der man das Sende-Empfangsschallfeld ermitteln kann.

4.4.1 Die vorgelagerte, absorbierende Schicht

Bei sonografischen Untersuchungen von geschichteten Medien, insbesondere bei Messungen zur Bestimmung quantitativer Parameter, erlangt die Berücksichtigung der Phänomene des Zusammenwirkens beider Medien bezüglich der Schallausbreitung besondere Bedeutung. Bezogen auf die Schallausbreitung in einem homogenen Medium konstanter Schallgeschwindigkeiten und Dämpfungseigenschaften bewirkt das Zusammenspiel zweier geschichteter Medien, die in diesen Eigenschaften nicht konform sind, Diskrepanzen sowohl in der Intensität als auch in der räumlichen Amplitudenverteilung. Zum einen sorgt die spezifische Dämpfung des vorgelagerten Mediums für eine Schwächung des Schallsignals, die nicht mit der des nachfolgenden Mediums übereinstimmt. In einem beliebigen Punkt innerhalb des zweiten Mediums ist der Schalldruck bei Einschaltung mit vorgelagerter Schicht demnach verschieden von dem, der entstünde, wäre die vorgelagerte Schicht in ihren Eigenschaften mit dem dahinter befindlichen Medium identisch. Zum anderen sorgen die ungleichen Schallgeschwindigkeiten der beiden Medien für die Ausbildung eines veränderten Schallstrahlungsfeldes. Der Punkt maximalen Druckes verschiebt sich z.B. je nach Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten zueinander, zum Wandler hin oder vom Wandler weg. Für die Berücksichtigung dieser Einflüsse sind vier Kenngrößen von besonderer Bedeutung. Diese Einflussgrößen sind: Dicke, Dämpfung und Schallgeschwindigkeit der vorgelagerten Schicht sowie die Schallgeschwindigkeit des dahinter befindlichen Mediums. Die im Vorangegangenen beschriebenen Einflüsse des Schallstrahlungsfeldes sind bei der Bestimmung akustischer gewebspespezifischer Parameter um die Einwirkungen der vorgelagerten Schicht zu ergänzen. Die Korrektur der Dämpfungsunterschiede hingegen muss in Abhängigkeit von der Dicke des vorgelagerten Mediums lediglich bei der Bestimmung von absoluten und relativen Rückstreuoeffizienten erfolgen.

4.4.2 Simulation eines zweischichtigen Mediums

Das MATLAB-Package zur Simulation von Ultraschallfeldern lässt die Simulation in einem Medium konstanter Schallgeschwindigkeit zu. Um Schallfelder in geschichteten Me-

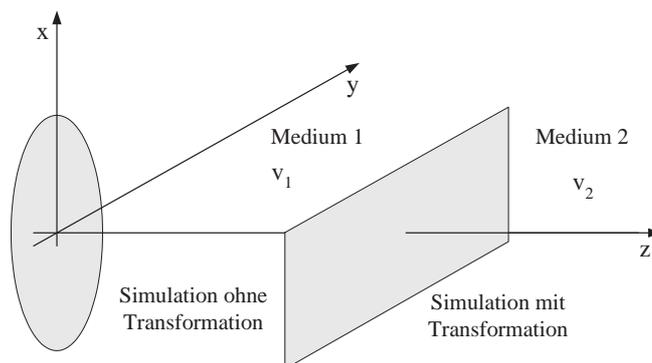


Abbildung 4.31: Zweischichtmodell

dien unter Verwendung von FIELD II trotzdem simulieren zu können, ist die Entwicklung eines Zusatzmoduls notwendig. Abbildung 4.31 zeigt die Anordnung des Zweischichtmodells. In dem Modell befindet sich ein Medium 1, was die vorgelagerte Schicht darstellt und eine Schallgeschwindigkeit v_1 besitzt. Das durch die Grenzfläche getrennte Medium 2 besitzt die Schallgeschwindigkeit v_2 . Eine mögliche Lösung des Problems besteht darin, das hinter der vorgelagerten Schicht befindliche Medium 2 in ein Medium mit der Schallgeschwindigkeit v_1 so zu transformieren, dass mit einer konstanten Schallgeschwindigkeit gerechnet werden kann. Da zur Bestimmung der räumlichen Impulsantwort die Beiträge aller mathematischen Wandlerelemente phasenrichtig aufsummiert werden, hängt diese von den Entfernungen der einzelnen mathematischen Elemente zum betrachteten Punkt ab. Die Transformation des zweiten Mediums in eines mit der Schallgeschwindigkeit des ersten könnte mit einer definierten Verschiebung der Raumpunkte bzw. der mathematischen Elemente auf der Wandleroberfläche erfolgen. Die Distanz, um welche die Elemente verschoben werden müssen, ergibt sich aus der Zeitdifferenz des Eintreffens des Elementbeitrages aufgrund der veränderten Schallgeschwindigkeit in Medium 2.

$$d_1 = \sqrt{(x_{P1} - x_{E1})^2 + (y_{P1} - y_{E1})^2 + (z_{P1} - z_{E1})^2}. \quad (4.1)$$

Die benötigte Zeit errechnet sich zu:

$$t_1 = \frac{d_1}{v_1}. \quad (4.2)$$

Ein im Medium 2 befindlicher Raumpunkt P_3 wird von dem Beitrag des Wandlerelementes, welches sich in E_2 befindet, nach der Zeit $t_2 + t_3$ erreicht. Dabei ist t_2 die Zeit, in der sich der Schall mit v_1 durch Medium 1 von E_2 bis zum Punkt P_2 auf der Grenzfläche bewegt. t_3 entspricht der Zeit, die er benötigt, um von P_2 aus mit der Schallgeschwindigkeit v_2 den Punkt P_3 zu erreichen. Abbildung 4.32 skizziert die Entfernungen, die der Schall zurücklegen muss, um vom jeweiligen Wandlerelement zu einem bestimmten Raumpunkt zu gelangen. Die Strecke d_2 (Entfernung zwischen Wandlerelement und Grenzfläche $\overline{E_2P_2}$) errechnet sich zu:

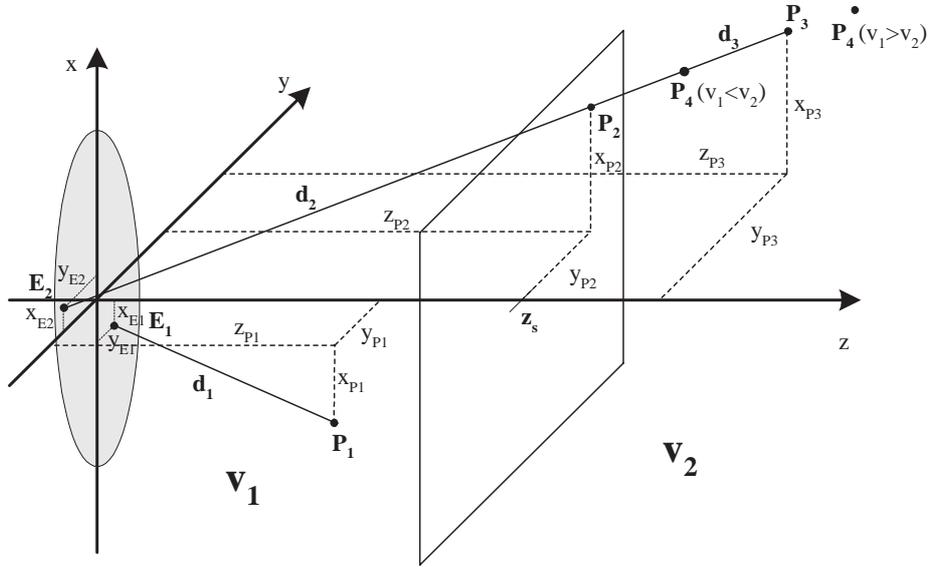


Abbildung 4.32: Entfernungen im Zweischichtmodell

Im Medium 1 mit der Schallgeschwindigkeit v_1 wird ein Raumpunkt P_1 von dem Beitrag des Wandlerelementes, das sich im Punkt E_1 befindet, nach der Zeit t_1 erreicht (Abbildung 4.32). Die Entfernung zwischen Wandlerelement und Raumpunkt beträgt:

$$d_2 = \sqrt{(x_{P_2} - x_{E_2})^2 + (y_{P_2} - y_{E_2})^2 + (z_{P_2} - z_{E_2})^2}, \quad (4.3)$$

analog erhält man für d_3 (Entfernung zwischen Grenzfläche und Raumpunkt $\overline{P_2 P_3}$):

$$d_3 = \sqrt{(x_{P_3} - x_{P_2})^2 + (y_{P_3} - y_{P_2})^2 + (z_{P_3} - z_{P_2})^2}. \quad (4.4)$$

Die Koordinaten x_{P_2}, y_{P_2} lassen sich mit dem bekannten Abstand zur Grenzfläche $z_{P_2} = z_s$, den Koordinaten des Raumpunktes P_3 und den Koordinaten des Wandlerelementes E_2 zu

$$\begin{aligned} x_{P_2} &= x_{E_2} + (z_{P_2} - z_{E_2}) \frac{x_{P_3} - x_{E_2}}{z_{P_3} - z_{E_2}} \\ y_{P_2} &= y_{E_2} + (z_{P_2} - z_{E_2}) \frac{y_{P_3} - y_{E_2}}{z_{P_3} - z_{E_2}} \end{aligned} \quad (4.5)$$

berechnen. Die Zeit t_2 , die vom Schall benötigt wird, um von E_2 nach P_2 mit der Geschwindigkeit v_1 zu gelangen, und die Zeit t_3 , die er benötigt, um von P_2 aus P_3 zu erreichen, errechnen sich analog zu t_1 nach Gleichung 4.6.

$$\begin{aligned} t_2 &= \frac{d_2}{v_1} \\ t_3 &= \frac{d_3}{v_2}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Eine Transformation der Raumkoordinaten des Mediums 2 zur Schallgeschwindigkeit des Mediums 1 könnte nach diesem Prinzip durchgeführt werden. Unter der Annahme, dass

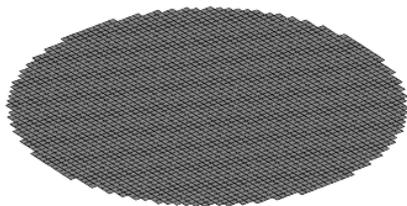


Abbildung 4.33: Zu simulierender Ultraschallwandler

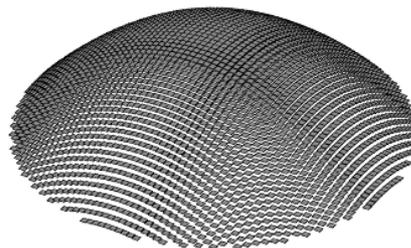


Abbildung 4.34: Verschiebung der mathematischen Elemente der Wandleroberfläche

sich der Schall in Medium 2 mit der Geschwindigkeit v_1 bewegt, legt er in der Zeit t_3 die Strecke

$$d_{v1} = v_1 t_3 \quad (4.7)$$

zurück, der Raumpunkt P_3 verschiebt sich demnach entlang des Strahls von E_2 nach P_3 um $\Delta s = d_{v1} - d_3$ zum Punkt P_4 . Ist $v_1 < v_2$, so befindet sich P_4 auf dem Strahl $\overline{E_2 P_3}$ zwischen P_2 und P_3 , andernfalls hinter P_3 . Abbildung 4.33 und 4.34 stellen das Ergebnis einer solchen Transformation durch Verschiebung der mathematischen Elemente auf der Wandleroberfläche für den Fall $v_1 \gg v_2$ dar. Der Raumpunkt, in welchem die räumliche Impulsantwort errechnet werden soll, befindet sich bei $x = 0 \text{ mm}$, $y = 0 \text{ mm}$, $z = 70 \text{ mm}$. Die Ausdehnung der Schicht beträgt in z -Richtung 30 mm .

Die dargestellte Transformation muss für jeden Raumpunkt und jedes mathematische Element auf der Wandleroberfläche durchgeführt werden, was einen beträchtlichen Aufwand an Rechenleistung in sich birgt. Die Lösung des Problems besteht darin, nicht für jeden Raumpunkt einen speziellen Wandler zu definieren, sondern die Wandlerelemente mit einer Zeitverzögerung ΔT anzusteuern, die dem Laufzeitunterschied aufgrund der von v_1 verschiedenen Schallgeschwindigkeit des Mediums 2 in dem jeweiligen Raumpunkt entspricht. Die Transformation der Raumpunkte wird somit durch eine Transformation der Zeit ersetzt.

$$t_v = \frac{d_2}{v_1} + \frac{d_3}{v_2} \quad (4.8)$$

$$t_s = \frac{d_2 + d_3}{v_1} \quad (4.9)$$

Der zeitliche Unterschied zwischen einem Raumpunkt und einem mathematischen Element des Ultraschallwandlers beträgt unter der Annahme von v_1 als Schallgeschwindigkeit des Mediums 2:

$$\Delta T = t_s - t_v. \quad (4.10)$$

Schallfeld eines ebenen Kolbenschwingers in einem geschichteten Medium

Die Ergebnisse verschiedener Simulationen des Schallstrahlungsfeldes eines ebenen Kolbenschwingers werden im Nachfolgenden dargestellt. Um die Auswirkungen der unterschiedlichen Schallgeschwindigkeiten der beiden Medien auf die Ausbildung des Schallfeldes zu verdeutlichen, wurden bewusst große Differenzen zwischen den Geschwindigkeiten

zur Simulation verwendet. Die Auswertung erfolgt qualitativ mit Hilfe von visualisierten Schallfeldern als Bilder und Querschnitte. Eine quantitative Beschreibung der Ausdehnung und Position des Bereiches, in dem der Schalldruck bis auf -6 dB des Maximums absinkt, ist jedoch ebenfalls möglich.

Simulation mit $v_1 \ll v_2$ (Pulsanregung)

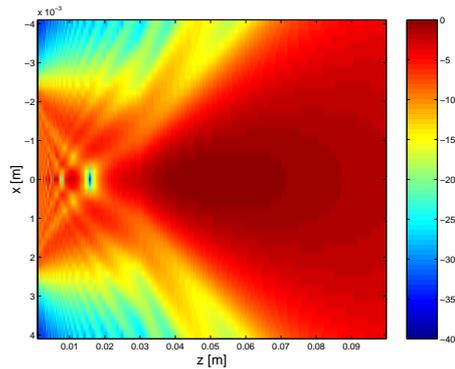


Abbildung 4.35: Schnitt durch das Schallfeld in geschichtetem Medium bei der Mittenfrequenz des Wandlers ($v_1 \ll v_2$)

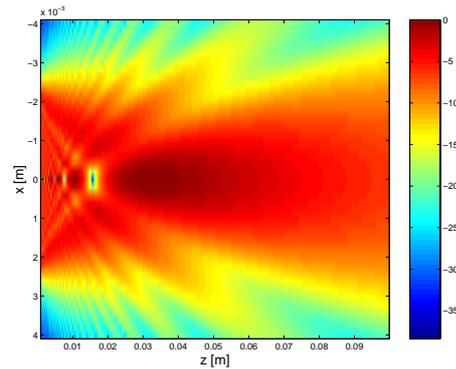


Abbildung 4.36: Schnitt durch das Schallfeld in homogenem Medium bei der Mittenfrequenz des Wandlers

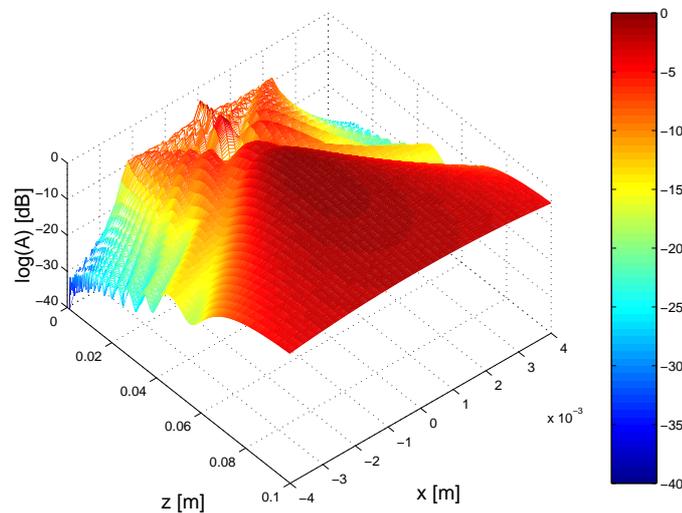


Abbildung 4.37: Schnitt durch das Schallfeld in geschichtetem Medium bei der Mittenfrequenz des Wandlers ($v_1 \ll v_2$)

Die Abbildungen 4.35 und 4.37 zeigen das simulierte Schallfeld eines ebenen Kolbenschwingers mit einem Radius von 2.5 mm und einer Impulsantwort, die im Spektralbereich einem GAUSSpuls mit einer Mittenfrequenz von 9.1 MHz entspricht und eine Bandbreite von 60% besitzt, in einem zweischichtigen Medium. Entlang der z -Achse, die der Schallaus-

breitungsrichtung entspricht, wurde das Schallfeld innerhalb eines Bereiches von 1 mm bis 100 mm berechnet. Die laterale Ausdehnung des dargestellten Schallfeldes reicht von -4 mm bis 4 mm , wobei der Koordinatenursprung mit der Mitte der Wandlerkeramik zusammenfällt. Der Schallwandler ist mit einem 50 ns ausgedehnten Rechteckimpuls angeregt worden. Die Schallgeschwindigkeit der Schicht beträgt $1540\frac{\text{m}}{\text{s}}$, sie besitzt eine Dicke von 20 mm . Im angrenzenden Medium breitet sich der Schall mit einer Geschwindigkeit von $2540\frac{\text{m}}{\text{s}}$ aus. Das zum direkten Vergleich dargestellte Schallfeld in Abbildung 4.36 zeigt ebenfalls die Schallausbreitung eines ebenen Kolbenschwingers, jedoch in einem homogenen Medium, dessen Schallgeschwindigkeit $1540\frac{\text{m}}{\text{s}}$ beträgt. Es ist zu erkennen, dass das Schallbündel aufgrund der geringeren Schallgeschwindigkeit innerhalb der vorgelagerten Schicht divergiert.

Simulation mit $v_1 \gg v_2$ (Pulsanregung)

Die Abbildungen 4.38 und 4.37 zeigen das numerisch berechnete Schallfeld desselben Schallwandlers wie im vorigen Abschnitt. Die Anordnung unterscheidet sich lediglich hinsichtlich der Schallgeschwindigkeiten der beiden Medien. Im vorliegenden Fall beträgt die Schallgeschwindigkeit des Mediums hinter der Schicht $v_2 = 850\frac{\text{m}}{\text{s}}$, was dazu führt, dass der Schallstrahl gebündelt wird.

Ergebnisse der Simulation

Wie zu erwarten, ändert sich das Schallfeld in Abhängigkeit von der Schallgeschwindigkeit der vorgelagerten Schicht. Im Fall $v_1 \gg v_2$ bilden sich Nebenkeulen aus, die zur akustischen Achse des Wandlers hin gebeugt werden. Die Ursache hierfür besteht darin, dass sich die Anteile der emittierten Welle, welche die Nebenkeulen hervorrufen, länger in der Schicht ausbreiten und sich somit länger mit einer höheren Geschwindigkeit bewegen als die Anteile, welche die Hauptkeule hervorrufen. Der Schallstrahl wird demzufolge bei $v_1 \gg v_2$ gebündelt. Im umgekehrten Falle, wenn also $v_1 \ll v_2$ ist, werden die Nebenkeulen von der akustischen Achse weg gebeugt, was zu einer Zerstreuung bzw. einer Verbreiterung des Schallstrahls führt. In beiden Fällen wurden Einflüsse eines Dämpfungsunterschiedes zwischen den Medien auf die Ausbildung des Schallfeldes nicht berücksichtigt.

4.4.3 Vermessung des Schallfeldes hinter einer vorgelagerten Schicht

Zur Untersuchung der Einflussstärke einer vorgelagerten Schicht auf die Topologie des sich ausbildenden Schallstrahlungsfeldes sind im Rahmen dieser Arbeit Messungen an einem geschichteten Medium durchgeführt worden. Da Messungen an einem dünnen Draht eine zweidimensionale Erfassung der Schallfeldtopologie ermöglichen, fand dieses Verfahren zur Schallfeldmessung hinter einer Schicht Anwendung.

Messaufbau und Ablauf

Der Aufbau des Messplatzes für die Vermessung des Schallfeldes in einem geschichteten Medium entspricht im Wesentlichen dem, welcher in Abschnitt 4.2.3 bei der Schallfeld-

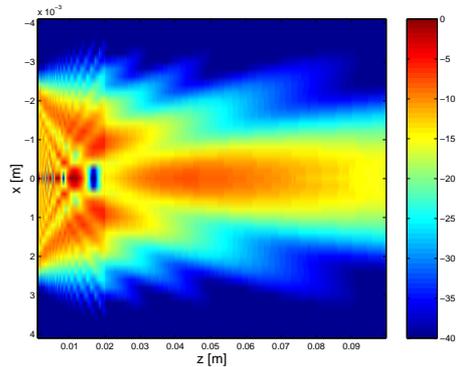


Abbildung 4.38: Schnitt durch das Schallfeld in geschichtetem Medium bei der Mittenfrequenz des Wandlers ($v_1 \gg v_2$)

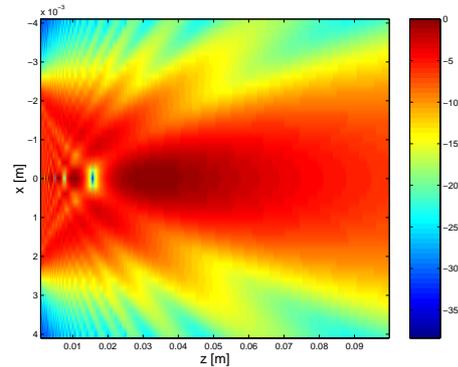


Abbildung 4.39: Schnitt durch das Schallfeld in homogenem Medium bei der Mittenfrequenz des Wandlers

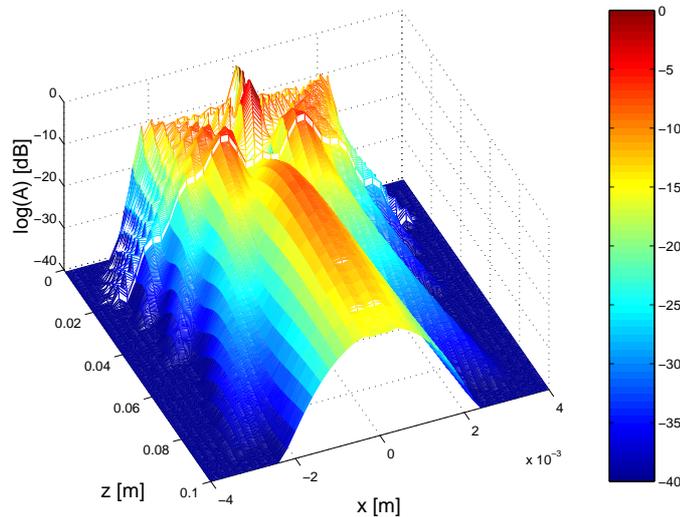


Abbildung 4.40: Schnitt durch das Schallfeld in geschichtetem Medium bei der Mittenfrequenz des Wandlers ($v_1 \gg v_2$)

messung in Wasser verwendet und bereits beschrieben wurde. Da für die Vermessung des Schallfeldes mit der Drahtmethode ein flüssiges Untersuchungsmedium erforderlich ist, musste auch die vorgelagerte Schicht flüssig sein. In Anbetracht der Tatsache, dass Öl eine von Wasser verschiedene Dichte besitzt und benetzende Eigenschaften aufweist, wurde als vorgelagerte Schicht Speiseöl verwendet. Wichtig für die Messung war, dass das Öl auf dem Wasser schwimmt und sich nicht im Wasser löst. Aufgrund der physikalischen Eigenschaften des Öls bildete sich eine Grenzfläche zwischen beiden Medien aus, welche während des gesamten Messablaufs bestehen blieb. Nachteilig für die Anwendung der Drahtmethode ist, dass die Schallfelder in beiden Medien getrennt zu messen sind, da sich beim Austritt des Drahtes aus dem Öl ein Film um den Draht bildet, was zur Folge hat, dass nach Abreißen des Films Öltröpfchen am Draht verbleiben, welche die Messung

beeinflussen könnten. Deshalb wurde das Öl erst nach dem Platzieren des Drahtes in das Becken eingefüllt.

Um den Aufwand der Messung in einem vertretbaren Rahmen zu halten, sind die Schallfeldmessungen nur hinter der Ölschicht durchgeführt worden. Dies ist legitim, da die Möglichkeit des Vergleiches der aufgenommenen Schallfelder verbleibt und die Korrektur der Übertragungseinflüsse lediglich im Untersuchungsmedium zu kompensieren sind.

Ergebnisse

In den Abbildungen 4.41 bis 4.46 sind die Ergebnisse der Schallfeldmessungen in einem geschichteten Öl-Wasserbad mittels der Drahtmethode dargestellt. Die aus Messungen an geschichteten Medien gewonnenen Erkenntnisse sollen in Kapitel 5 anhand von Schallfeldkorrekturfunktionen bei der Berechnung akustischer Parameter verwendet werden. Dies erscheint sinnvoll, da bei nichtinvasiven Ultraschalluntersuchungen immer eine Haut- oder Fettschicht zwischen der Untersuchungsregion und dem Schallwandler befindlich ist, welche sich auf die Ausbildung des Schallstrahlungsfeldes auswirken kann.

4.5 Diskussion

Ein Verfahren zur Bestimmung akustischer Gewebeparameter ist auf eine umfassende und genaue Korrektur des wandlerspezifischen Schallfeldes angewiesen, da die erreichbare Genauigkeit direkt von deren Qualität abhängt. Die Ergebnisse der beschriebenen Messungen können nur Näherungen des sich tatsächlich ausbildenden Schallfeldes sein. Der Grund hierfür besteht vor allem in der Tatsache, dass Messungen im Wasserbad die Verhältnisse in biologischem Gewebe nur annähernd nachbilden. Eine Ursache ist der Unterschied in den charakteristischen Dämpfungseigenschaften: In Wasser kann die Dämpfung vernachlässigt werden, im Muskelgewebe beträgt sie ca. $0.7 \frac{dB}{MHzcm}$ [9].

Bei der Verwendung klinischer B-Bildgeräte ist es bei der Erstellung einer geeigneten Schallfeldkorrektur besonders wichtig, die Einflüsse der dynamischen Nachfokussierung zu erfassen, da hierdurch der Empfangsfokus in axialer Richtung verlängert wird. Folglich besteht die Notwendigkeit, das systemspezifische Sende-Empfangsschallfeld zu bestimmen. Der Messung mit Hydrophon, genau wie der Messung mit einem Vibrometer, sind jedoch nur die Sendeschallfelder zugänglich. Da es nach dem Verfahren der Abbildung der Linienebildfunktion mit der Messung an einem dünnen Draht möglich ist, das Puls-Echo-Feld eines Schallwandlers zu bestimmen, erfasst es auch den Einfluss der dynamischen Fokussierung. Ein zusätzlicher Vorteil dieses Verfahrens besteht in der Möglichkeit, das Schallfeld hinter einer Vorlaufschicht zu vermessen. Mit Messungen an Referenzphantomen ist zwar ebenfalls das systemspezifische Schallfeld bestimmbar, jedoch lassen sich aufgrund der internen Dämpfung die Einflüsse vorgelagerter Schichten nur mit Schwierigkeiten untersuchen. Stahlreflektormessungen hingegen berücksichtigen die Frequenzabhängigkeit der Streuung nicht, da erhaltene Echos aufgrund von Reflexion entstanden sind. Mit solchen Messungen ist es aber möglich, genau wie bei Messungen an einem dünnen Draht, Einflüsse vorgelagerter Schichten zu untersuchen.

Vorteil aller Schallfeldmessungen ist, dass keine Informationen über die Anregung des

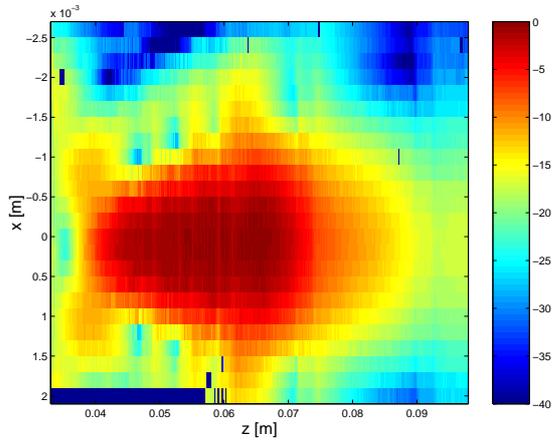


Abbildung 4.41: Schnitt durch das Schallfeld bei 2.5 MHz (Drahtmessung)

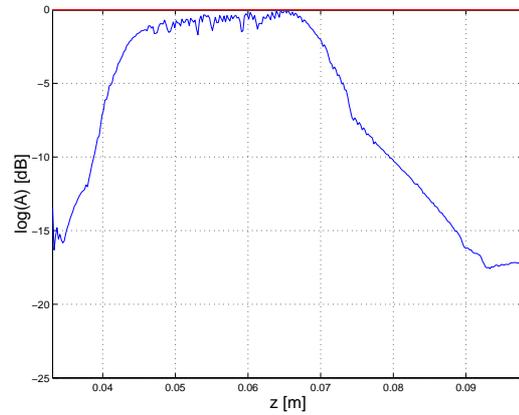


Abbildung 4.42: Druck entlang der akustischen Achse bei 2.5 MHz (Drahtmessung)

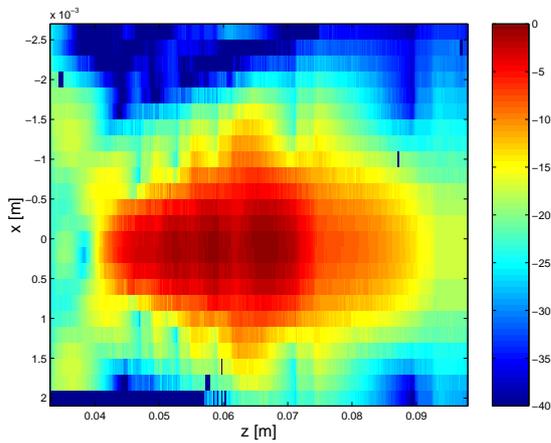


Abbildung 4.43: Schnitt durch das Schallfeld bei 3.5 MHz (Drahtmessung)

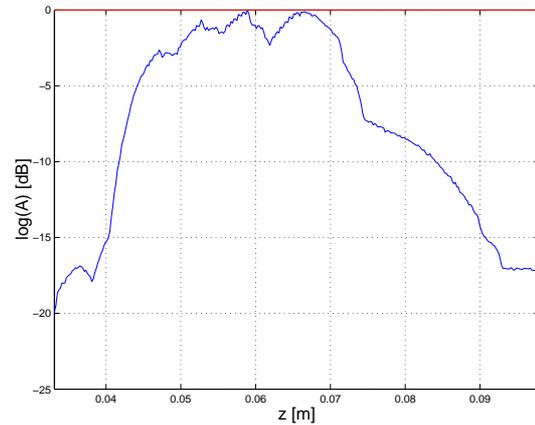


Abbildung 4.44: Druck entlang der akustischen Achse bei 3.5 MHz (Drahtmessung)

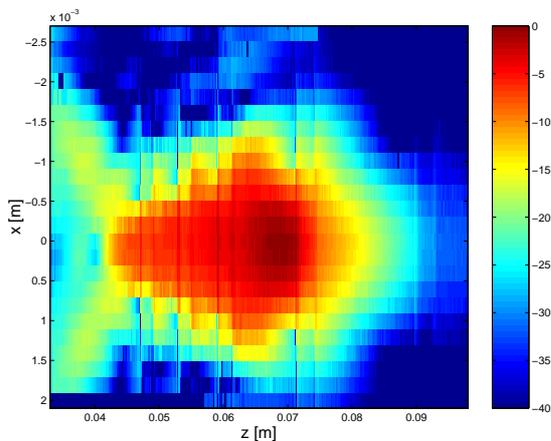


Abbildung 4.45: Schnitt durch das Schallfeld bei 4.5 MHz (Drahtmessung)

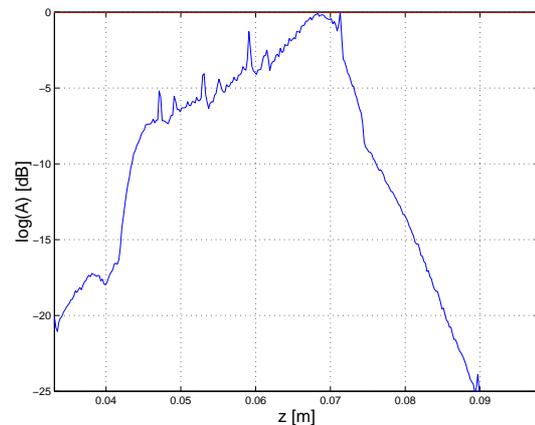


Abbildung 4.46: Druck entlang der akustischen Achse bei 4.5 MHz (Drahtmessung)

Schallwandlers bekannt sein müssen. Bei Simulationsrechnungen zur Bestimmung des Schallfeldes hingegen werden eine Reihe von Detailinformationen benötigt. Die Modellierung des Schallwandlers erfordert Angaben über die Geometrie und Anregung der Wandler Elemente. Für die Berechnung des Sende-Empfangsschallfeldes sind zudem genaue Kenntnisse über die Phasenbeziehungen zwischen Signalen einzelner Wandler Elemente unerlässlich. Bei Kenntnis dieser Phasendifferenzen lässt sich dann auch die dynamische Nachführung des Fokus erfassen. Die Einbeziehung aller Effekte führt zu einem sehr komplexen Modell. Da moderne Schallwandler in vielen verschiedenen Arten angeregt werden, um das Auflösungsvermögen speziellen Messaufgaben anzupassen, ist ein Zugang zu solchen Informationen auch aus Gründen der Geheimhaltung äußerst schwierig. Infolge dieser Gegebenheiten war es nicht möglich, das im Rahmen dieser Arbeit verwendete kommerzielle B-Bildgerät zu modellieren.

Kapitel 5

Verwendung von Schallfeldkorrekturfunktionen zur Bestimmung akustischer Parameter

Bei der Verwendung von spektroskopischen Verfahren zur Bestimmung von akustischen Gewebeparametern mittels Ultraschall spielt die Korrektur der Übertragungseigenschaften, speziell des wandlerspezifischen Schallfeldes, eine wichtige Rolle. In diesem Kapitel sollen die aus den im vorangegangenen beschriebenen Verfahren gewonnenen Korrekturfunktionen überprüft werden. Hierfür werden die Ergebnisse der Signalanalyse nach Korrektur des Schallfeldes mit jenen Werten verglichen, welche bei Transmissionsmessungen am gleichen Phantom erhalten wurden. Dieses Kapitel beinhaltet ebenfalls eine Beschreibung des Analyseverfahrens und der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Software, mit welcher die Signalanalyse in Kombination mit den Korrekturen der Übertragungseigenschaften durchgeführt wird. Eine Beschreibung des verwendeten Ultraschallphantoms ist im Anhang A.2 dargestellt.

5.1 Signalanalyse zur Bestimmung akustischer Parameter

Die vom Ultraschallgerät detektierten Echosignale sind auf ihrem Weg vom Schallwandler in das Gewebe und von dort zurück zum Schallwandler bis zur Digitalisierung verschiedenen Einflüssen ausgesetzt. Für die Modellierung wurden die nachfolgenden einbezogen:

$$A(s, f) = A_0(f)W_s(f)W_e(f)T_0^2 e^{-2\alpha_0(f)s_0} D(s, f)H(s, f)E(s, f)V_{TGC}(s). \quad (5.1)$$

Hierbei stellt $A(s, f)$ das detektierte Ultraschallsignal, $A_0(s, f)$ das gesendete Signal, $W_s(f)$ das elektroakustische, $W_e(f)$ das akustoelektrische Übertragungsverhalten des Schallwandlers, T_0 den Transmissionskoeffizienten an der Grenzfläche Koppelmedium - Untersuchungsobjekt, α_0 und s_0 die Dämpfung und Dicke der Vorlaufstrecke, $D(s, f)$ die Schallfeldcharakteristik beim Senden, $E(s, f)$ die Schallfeldcharakteristik beim Empfangen und $V_{TGC}(s)$ die tiefenabhängige Empfangsverstärkung dar. H ist die Probenfunktion,

welche die Gesamtheit der akustischen Eigenschaften des Gewebes beschreibt. Mit A werden alle elektrischen Signale bezeichnet, die durch elektroakustische Wandlung entstehen. Die hier betrachteten Terme beschreiben die Signale im Frequenzbereich. Dazu werden die einzelnen Scanlinien mit einem GAUSSstor der Breite $9 \mu s$ gefenstert. Der Abstand zwischen den Toren ist so gewählt, dass sich die Signale unter den Toren zu 91% überlappen. Die Halbwertsbreite des GAUSSstores ist dabei größer als die Dauer eines ausgesendeten Ultraschallimpulses. Die gefensterten Signalfraktale werden unter Verwendung eines FFT Algorithmus' in den Spektralbereich transformiert.

Ausgehend davon, dass immer derselbe Schallwandler verwendet wird, können folgende Größen zusammengefasst werden:

$$\tilde{A}_0(f) = W_s(f)W_e(f)A_0(f). \quad (5.2)$$

Da alle Messungen mit Koppelgel durchgeführt werden, kann der Transmissionskoeffizient T_0 den Systemeigenschaften zugeordnet werden. $\tilde{A}_0(f)$ ist demnach ein Maß für das elektroakustische Übertragungsverhalten. Die tiefenabhängige Verstärkung korrespondiert mit einem aus dem Gerät ausgekoppelten Signal und kann daher getrennt von den restlichen Übertragungseigenschaften des Gerätes kalibriert werden. Eine solche Kalibrierung muss die Tiefenabhängigkeit der Verstärkung umfassen und einen Zusammenhang zwischen dem TGC-Signal und der realisierten Verstärkung in Abhängigkeit von der Laufzeit besitzen. Wird das Schallfeld getrennt von den übrigen Übertragungsfunktionen betrachtet, so können die beiden Größen $D(f)$ und $E(f)$ zu $\tilde{D}(s, f)$ zusammengefasst werden [19]. Es ergibt sich nun für die Signalausbreitung

$$A(s, f) = \tilde{A}_0 \tilde{D}(s, f) V_{TGC}(s) H(s, f) e^{-2\alpha_0(f)s_0}. \quad (5.3)$$

Zur Bestimmung der akustischen Eigenschaften des Untersuchungsobjektes ist demzufolge eine Korrektur der tiefenabhängigen Verstärkung, des Schallfeldes und der Dämpfung der Vorlaufstrecke notwendig. Die Probenfunktion $H(s, f)$ beinhaltet die Streuerverteilung $Z_s(s, f)$, die Amplituden-Rückstreuung $R(s, f)$ und den dämpfungsbedingten Signalabfall $e^{-2\alpha(f)[s-s_0]}$ des beschallten Gewebes. Die räumliche Streuerverteilung verursacht Störungen im Spektrum eines Zeittores, da sich die Signale mehrerer Streuer aus einem Volumenelement überlagern. Die Folge ist eine spezifische, für Streueranzahl und -anordnung typische Modulation des Spektrums. Ein Verfahren zur Trennung dieser Modulation vom eigentlichen Rückstreuwert des Volumenelements ist die cepstrale Glättung. Für die cepstral geglätteten Spektren gilt :

$$A_c(s, f) = \tilde{A}_0(s, f) \tilde{D}(s, f) V_{TGC}(s) e^{-2\alpha_0(f)s_0} R(s, f) e^{-2\alpha(f)[s-s_0]}. \quad (5.4)$$

Nach Korrektur der laufzeitabhängigen Verstärkung (TGC) verbleibt für die cepstral geglätteten Spektren im logarithmischen Maß:

$$\begin{aligned} \ln A_c(s, f) &= -2\alpha(f)s + \ln \tilde{D}(s, f) \\ &+ \ln R(f) + 2[\alpha(f) - \alpha_0(f)] s_0 \\ &+ \ln \tilde{A}_0(s, f). \end{aligned} \quad (5.5)$$

In der ersten Zeile sind nur tiefenabhängige Terme enthalten, in der zweiten tiefenunabhängige und in der dritten die systembedingten Übertragungseigenschaften. Gleichung

5.5 bildet die Grundlage für die nachträgliche Parameterbestimmung von Dämpfung und Rückstreuung. Die nachfolgenden Betrachtungen beziehen sich auf Signale innerhalb einer "Region of Interest" (ROI), bei der die benachbarten Torpositionen der Scanlinien jeweils den gleichen Abstand zur Wandleroberfläche besitzen. Für eine bessere Übersichtlichkeit beschränkt sich die nachfolgende Beschreibung auf eine einzelne Frequenz.

5.1.1 Dämpfung

Setzt man eine mittlere Schallgeschwindigkeit c als konstant voraus, so lässt sich die Dämpfung α berechnen, wenn die Abhängigkeit $\tilde{D}(s, f)$ bekannt ist, oder aber, wenn lediglich ein Bereich betrachtet wird, in welchem $\tilde{D}(s, f) = \text{const.}$ ist (Kapitel 4). Für α und R ist ein konstanter, ortsunabhängiger Volumenmittelwert für den betrachteten Bereich des Mediums angesetzt (ROI). Die im Kapitel 4 dargestellten Betrachtungen des Schallfeldes führen dazu, dass nach der Korrektur der TGC alle nicht durch die Dämpfung verursachten Abhängigkeiten der Signale von der Tiefe s im Medium vollständig über $\tilde{D}(s)$ beschrieben werden. Aus Gleichung 5.5 folgt, dass zur Bestimmung der Dämpfung eine Korrektur des Schallfeldes in Form von $\tilde{D}(s)$ vorliegen muss. Aus der linearen Regression der Amplituden aller Torpositionen einer Scanlinie ergibt sich die Dämpfung als Anstieg der Regressionsgeraden. Sie ist nur noch vom untersuchten Gewebe innerhalb der betrachteten ROI abhängig. Insbesondere wird die Dämpfung innerhalb der ROI unabhängig von der Dämpfung der Vorlaufstrecke bestimmt.

5.1.2 Rückstreuung

Im Gegensatz zur Bestimmung der Dämpfung lässt sich der Rückstreuoeffizient auch ohne lineare Regression bestimmen (Kapitel 4). Da er jedoch das Maß für die Rückstrefähigkeit beschreibt, muss für seine Berechnung die einfallende Schallintensität bekannt sein. Sollen nicht nur Werte in einer konstanten Tiefe s betrachtet werden, ist es notwendig, neben dem Einfluss des Schallfeldes auch die Dämpfung in der gesamten Strecke bis zur jeweiligen Torposition zu korrigieren. Die Dämpfung einer Vorlaufstrecke kann in den meisten Fällen nicht aus derselben Messung bestimmt werden. Es ist möglich, Tabellenwerte einzelner Gewebearten zu verwenden [13], oder aber die Dämpfung der Vorlaufstrecke in einer gesonderten Transmissionsmessung zu bestimmen. Zur Korrektur der gewebeinternen Dämpfung hingegen kann der in Abschnitt 5.1.1 ermittelte Wert herangezogen werden. Genau wie im vorhergehenden Abschnitt ist auch für eine Ermittlung des Rückstreuoeffizienten eine Korrektur des Schallfeldes notwendig. Weiterhin wirken sich auf den Rückstreuoeffizienten systemabhängige Einflüsse aus, die dieser Messung ebenfalls nicht zugänglich sind.

Aufgrund fehlender Daten zur exakten Bestimmung wird der Rückstreuoeffizient häufig als relativer Wert berechnet. Zum Teil bezieht sich die Analyse auf die Messung an einem ebenen Reflektor, die Näherungen für das Schallfeld und für den Normalimpuls enthält [13, 49].

Für die Signalanalyse im Rahmen dieser Arbeit wird die Rückstreuung aus dem Absolutglied der linearen Regression der Amplitudenwerte aller Torpositionen über der Tiefe frequenzabhängig bestimmt. Die Regression erfolgt nach der Korrektur des Schallfeldein-

flusses und der internen Dämpfung des Gewebes. Zur Kompensation der verbleibenden Systemeinflüsse wird der so ermittelte Rückstreukoeffizient auf den an einem Phantom bestimmten Wert bezogen. Hiermit ergibt sich eine Unabhängigkeit des ermittelten Parameters vom verwendeten Gerät.

5.1.3 Betrachtung der Fehler bei der Berechnung der Parameter

Die erreichbare Genauigkeit des beschriebenen Verfahrens zur Bestimmung von Dämpfung und Rückstreuung hängt von der Homogenität des untersuchten Gewebes und der Güte der verwendeten Korrekturen ab. Basis des Verfahrens ist die Annahme einer räumlich gleichmäßigen Verteilung von Inhomogenitäten im Gewebe, die zu gewebespezifischen und messbaren akustischen Eigenschaften führt. Die Abschätzung der statistischen Fehler legt diese Annahme zu Grunde. Die Ursache dieser Fehler bilden die statistischen Schwankungen der Streusignale an den einzelnen Torpositionen. Damit beeinflusst die Anzahl der Scanlinien und Torpositionen, also die Größe der ROI, die Aussagesicherheit. Aufgrund dieser Objekteigenschaften ergibt sich nach [19] eine Mindestgröße für die ROI.

Verschiedene Autoren haben sich mit dem Problem der statistischen Fehler in der Ultraschallspektroskopie beschäftigt [27, 64, 93]. Sind die Entfernungen der Torpositionen von der Wandleroberfläche mit einer konstanten Varianz normalverteilt, so lassen sich die Standardabweichungen von Anstieg und Absolutglied schätzen. Zur Sicherstellung berechnen die genannten Autoren den Mittelwert der Spektren an einer festen Torposition über alle Scanlinien der ROI. Da diese Spektren den gleichen Mittelwert und die gleiche Verteilung besitzen, ist ihre Summe annähernd normalverteilt [19]. Die Forderung nach einer von der Torposition unabhängigen Varianz wird mit Hilfe der TAYLORreihenentwicklung des Logarithmus für eine im Verhältnis zur Wellenlänge kleinen Varianz erfüllt. Geht man weiterhin von einer RAYLEIGH-Statistik für die Verteilung der Spektren aus [88], so ist das konstante Signal-Rauschverhältnis dieser Verteilung mit 1.91 bekannt [41]. Da die daraus gewonnene Abschätzung der Fehler schon bei der Verwendung weniger Linien gute Ergebnisse zeigt [64], kann man davon ausgehen, dass bereits durch das Logarithmieren eine Verteilung der Spektren entsteht, die eine Abschätzung der Fehler der Regressionsparameter wie bei normalverteilten Messgrößen rechtfertigt. Nach [19] kann für die Verteilung der Spektren von einer Normalverteilung mit über der Tiefe konstanter Varianz ausgegangen werden. Die Dämpfung verursacht demnach eine konstante Verschiebung des Mittelwertes der Spektren in einer festen Entfernung, was die Varianz nicht beeinflusst.

Für den durch lineare Regression über die Torpositionen m erhaltenen Anstieg a ergibt sich die Standardabweichung σ_a nach [71] zu:

$$\sigma_a^2 = \frac{\sigma_y^2}{\sum_{i=1}^m (s_i - \bar{s})^2}. \quad (5.6)$$

σ_y bezeichnet die Varianz der logarithmierten Spektralwerte, \bar{s} die mittlere Entfernung der ROI vom Wandler und S die Entfernung des Tores vom Wandler. Ist die Entfernung benachbarter Tore konstant, so gilt mit s_0 als kleinster Entfernung eines Tores zur Wandleroberfläche innerhalb der betrachteten ROI für die Entfernung:

$$s_i = s_0 + (i - 1)\Delta s, \quad (5.7)$$

$$\bar{s} = s_0 + \frac{m-1}{2} \Delta s, \quad (5.8)$$

$$(s_i - \bar{s}) = \Delta s \left(i - \frac{m+1}{2} \right). \quad (5.9)$$

Nach der Berechnung der Summe ergibt sich nun:

$$\sigma_a^2 = \sigma_y^2 \frac{12}{\Delta s^2 (m^3 - m)}. \quad (5.10)$$

Berücksichtigt man, dass das Signal bis zum Erreichen des Wandlers zweimal der Dämpfung ausgesetzt ist:

$$-2\alpha = a, \quad (5.11)$$

$$\sigma_{\ln A_c} = \sigma_y \quad (5.12)$$

ergibt sich für die Standardabweichung der Dämpfung einer Scanlinie

$$\sigma_\alpha = \sigma_{\ln A_c} \frac{\sqrt{3}}{\Delta s \sqrt{m^3 - m}}. \quad (5.13)$$

Die Berechnung der Dämpfung innerhalb einer ROI erfolgt durch Mittelwertbildung über die so bestimmten Dämpfungswerte für jede der n Scanlinien, womit sich für die Standardabweichung des Mittelwertes der Dämpfung einer ROI

$$\sigma_{\bar{\alpha}} = \sigma_{\ln A_c} \frac{\sqrt{3}}{\Delta s \sqrt{m^3 - m} \sqrt{n}} \approx \sigma_{\ln A_c} \frac{\sqrt{3}}{\Delta s \sqrt{m^3} \sqrt{n}} \quad (5.14)$$

ergibt. Die Näherung gilt für $m \geq 4$ und ist bei der praktischen Anwendung des Verfahrens immer erfüllt. Bei festem Torabstand ist die Genauigkeit der Dämpfungsbestimmung stärker von der Zahl der verwendeten Tore m pro Linie als von der Zahl der Scanlinien n pro ROI abhängig, was bedeutet, dass die Dämpfung mit zunehmender Länge der ROI zuverlässiger bestimmt werden kann. Nach [19] lässt sich die Dämpfung aus cepstral geglätteten Spektren aufgrund der geringeren Varianz genauer bestimmen als aus ungeglätteten Spektren. Zusätzlich unterliegt die Dämpfungsbestimmung systematischen Fehlern. Den wichtigsten Einfluss übt hier die Schallfeldkorrektur aus. Mit wachsender Größe der ROI bestimmt zunehmend die Schallfeldkorrektur den Fehler der Dämpfungsbestimmung.

Wird als Maß für die Rückstreuungsfähigkeit des untersuchten Gewebes das aus linearer Regression erhaltene Absolutglied errechnet, so entspricht das Vorgehen zur Fehlerabschätzung dem bereits beschriebenen. Mit linearer Regression über m äquidistante Torpositionen s_i gilt für die Standardabweichung $\sigma_{\bar{a}}$ des Absolutwertes:

$$\sigma_{\bar{a}}^2 = \frac{\sigma_a^2}{m} \sum_{i=1}^m s_i^2. \quad (5.15)$$

Für die weiteren Berechnungen ist es zweckmäßiger, die Summe über die Torpositionen s_i^2 durch den mittleren Abstand \bar{s} der ROI von der Wandleroberfläche auszudrücken:

$$s_i = \bar{s} + \Delta s \left(i - \frac{m+1}{2} \right). \quad (5.16)$$

So erhält man für $\sigma_{\bar{a}}$:

$$\sigma_{\bar{a}} = \sigma_y^2 \frac{1}{m} \left(m\bar{s}^2 + \frac{\Delta s^2(m^3 - m)}{12} \right) = \sigma_a^2 \bar{s}^2 + \frac{\sigma_y^2}{m}. \quad (5.17)$$

Nach Mittelwertbildung über n Scanlinien ergibt sich für die Standardabweichung des Rückstreuparameters σ_{RP}

$$\sigma_{RP} = \sqrt{4 \frac{\sigma_{\alpha^2}}{n} \bar{s}^2 + \frac{\sigma_{\ln A_c}^2}{mn}} = \sqrt{4\sigma_a^2 \bar{s}^2 + \frac{\sigma_{\ln A_c}^2}{mn}}. \quad (5.18)$$

Der Fehler des Rückstreuparameters enthält folglich neben der Standardabweichung der Spektren zusätzlich einen Anteil, der durch die Standardabweichung der berechneten Dämpfung und der ROI-Position relativ zum Wandler bestimmt ist. Unter Ausschluss der systematischen Fehler und bei Annahme einer fehlerfreien Zuordnung der Torpositionen aus den Laufzeiten ergibt sich die Standardabweichung des relativen Rückstreukoeffizienten:

$$\sigma_{RRK} = \sqrt{4\sigma_a^2 \bar{s}^2 + \sigma_{\ln A_c}^2}. \quad (5.19)$$

Dabei gehen die Standardabweichungen der Dämpfung und der cepstral geglätteten Spektren quadratisch ein.

5.1.4 Analysesoftware

Zur Signalanalyse ist im Rahmen dieser Arbeit eine Software entwickelt worden, die in zwei Offline-Schritten die Berechnung der Parameter durchführt. Als Entwicklungsumgebung für die Software diente das Programmpaket BORLAND DELPHI unter dem Betriebssystem WINDOWS 2000. Die analogen hochfrequenten Ultraschallechos liegen nach dem Digitalisieren in einer Datei mit einem speziellen Dateikopf vor. Die Informationen im Dateiheder beschreiben den Schallwandler und gegebenenfalls die Fokuszonen, welche während der Messwertaufnahme am Gerät eingestellt waren. Im letzten Block der Messwertdatei sind die Einstellungen der TGC als laufzeitabhängiges Steuersignal enthalten. Zur Berechnung der Parameter werden in dem rekonstruierten B-Bild 3 ROI's markiert. Zur Optimierung der Rechenzeit wird die Transformation in den Spektralbereich nur für eine, die beiden anderen umfassende ROI durchgeführt. Die beiden kleineren ROI's sind in ihren Abmessungen beschränkt. Die 3 erwähnten ROI's werden gemeinsam mit den Analyseparametern, Torfunktion, Torbreite und Torabstand in einem Makrofile gespeichert. Für diese Parameter werden wandlerspezifisch voreingestellte Werte verwendet. Der Ablauf der Transformation in den Spektralbereich ist in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt. Nach dem Einlesen der Zeitsignale werden diese einer TGC-Korrektur unterzogen (Abschnitt

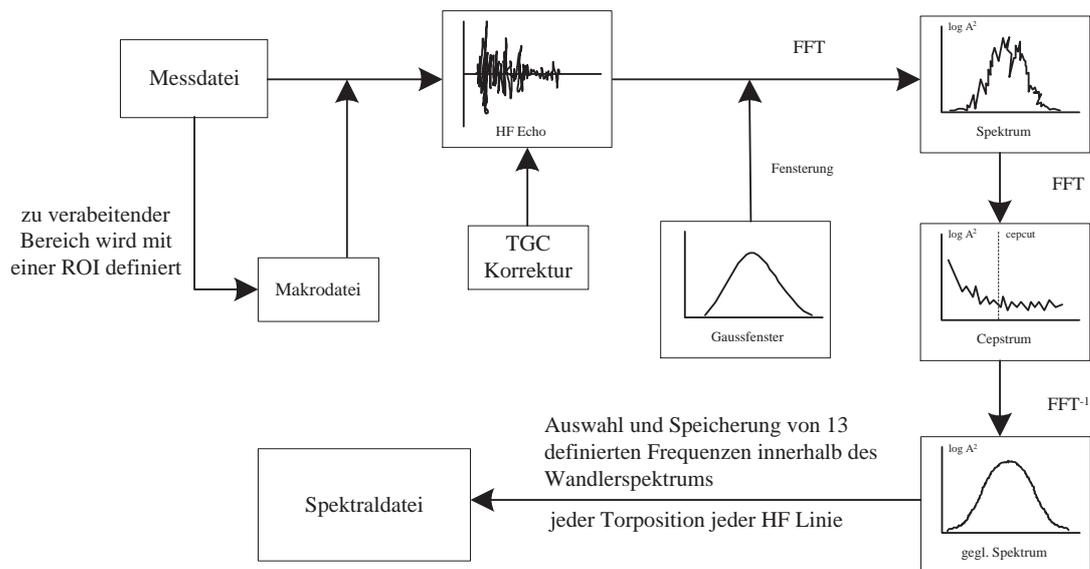


Abbildung 5.1: Auswahl der ROI und Transformation in den Spektralbereich mit TGC-Korrektur

A.1.1). Anschließend erfolgt linienweise die Fensterung von einzelnen Segmenten der Zeitsignale mit nachfolgender Transformation in den Frequenzbereich unter Verwendung eines FFT-Algorithmus. Das nun vorliegende Amplitudenspektrum wird quadriert und logarithmiert. Eine zweite Fouriertransformation erzeugt das Cepstrum des Zeitsignals unter dem Tor. An dieser Stelle werden cepstrale Parameter wie z.B. die Fläche unter dem Cepstrum sowie Anzahl und Abstände der Peaks errechnet und in einer Parameterdatei gespeichert. Nach den wandlerspezifischen Informationen wird darauf folgend der mittlere Teil des Cepstrums zu Null gesetzt. Die inverse Fouriertransformation wandelt dieses Cepstrum in ein geglättetes Spektrum, von welchem die Amplitudenwerte von 13 definierten Frequenzen innerhalb des Wandlerspektrums für die Berechnung der Parameter gespeichert werden. Im zweiten Teil der Signalanalyse werden aus den spektralen Daten weitere akustische Parameter errechnet. Wie bereits beschrieben, führt nach Mittelung über alle in der ROI befindlichen Scanlinien eine lineare Regression über der Tiefe zur akustischen Dämpfung und Rückstreuung. Aus der Differenz aus Referenzspektrum und gemessenem Rückstreuungsspektrum ergeben sich die relativen, geräteunabhängigen Rückstreuoeffizienten. Weitere Parameter wie der Dämpfungsanstieg über der Frequenz oder der integrierte Rückstreuoeffizient werden anschließend, auch unter Berücksichtigung der Richtungsabhängigkeit, errechnet. Alle im Rahmen dieser Signalanalyse ermittelten Parameter werden in einer PARADOX-Datenbank gemeinsam mit den Informationen zur Identifikation des Untersuchungsobjektes für die weitere Verarbeitung gespeichert.

Mit dieser Software steht ein universell einsetzbares Werkzeug zur Berechnung akustischer Parameter zur Verfügung. Das Programm verfügt über eine Schnittstelle, über die individuelle Schallfeldkorrekturfunktionen eingebunden werden können. Zusätzlich lässt sich bei Einbeziehung vorgelagerter Schichten der Signalabfall in Abhängigkeit von Dämpfung und Dicke berücksichtigen.

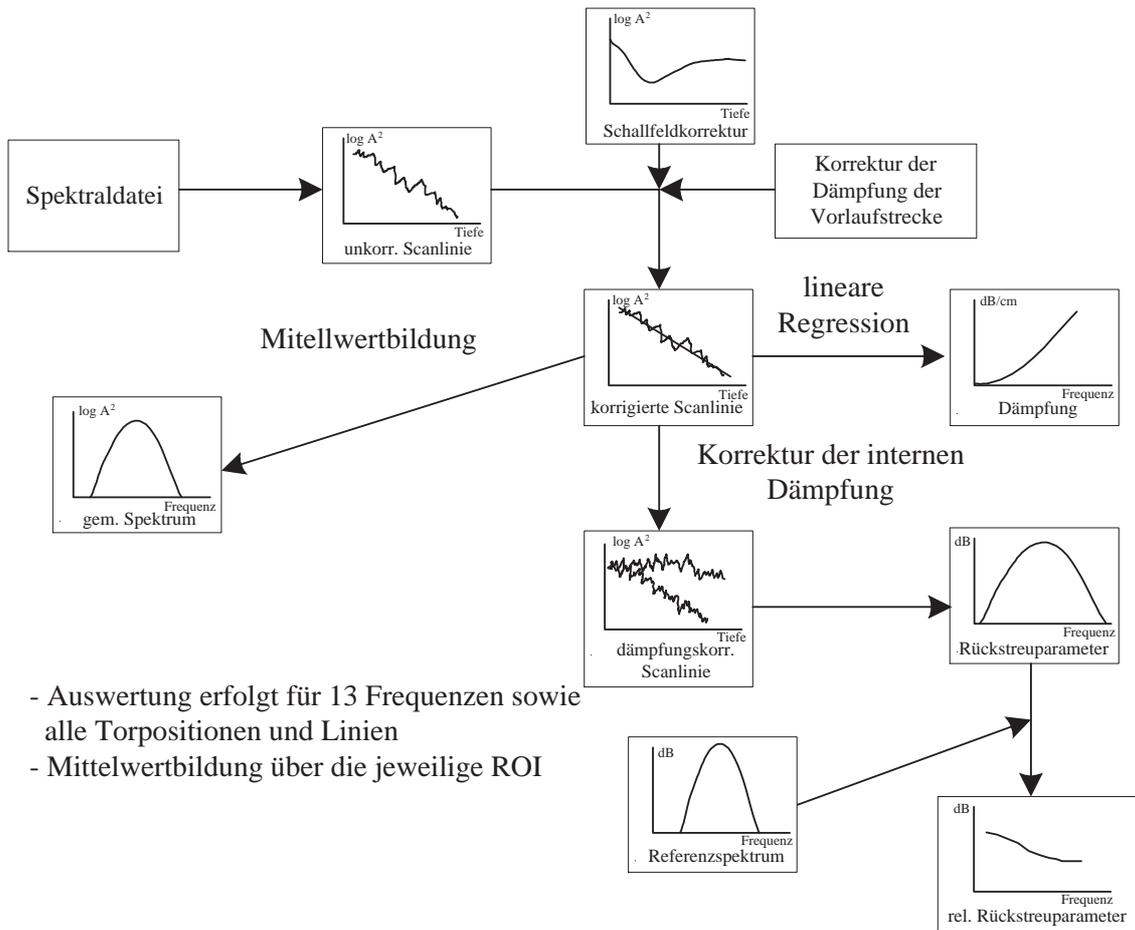


Abbildung 5.2: Berechnung der Parameter aus den Spektraldaten

5.2 Ableiten der Korrekturfunktion

Die Topologie des Schallfeldes übt einen Einfluss auf die bei Ultraschallmessungen aufgenommenen Signalamplituden in Abhängigkeit von der Position der Echoquelle aus. Zur Bestimmung von akustischen Parametern zur Gewebecharakterisierung ist es deshalb unerlässlich, eine Korrektur dieser Einflüsse vorzunehmen. Bei der Aufnahme der HF-Daten mit einem klinischen B-Bildgerät werden nacheinander A-Scans in verschiedenen Richtungen aufgenommen. Wird die Richtungsänderung durch Schwenken des Schallwandlers realisiert (mechanischer Sectorscanner), so ist das wandlerspezifische Schallfeld für jeden A-Scan gleich.

Unter der Voraussetzung, dass die zur Bestimmung der Parameter herangezogenen HF-Signale aus homogenen Gewebepartien stammen, bedarf der Durchmesser der Hauptkeule des Schallfeldes bei der Korrektur keiner gesonderten Berücksichtigung. Streuer, welche sich in der Nähe der akustischen Achse befinden, liefern so zwar einen Beitrag zum empfangenen Signal, sind aber nahezu denselben Schallfeldeinflüssen unterworfen wie ihre Nachbarn, welche sich auf der akustischen Achse befinden. Auch wenn sie nicht aufgelöst werden können, liefern sie trotzdem, aufgrund von Schwankungen im Spektrum, einen

Beitrag bei der Bestimmung der axialen Streuerabstände. Eine Korrekturfunktion ergibt sich aus der auf das Maximum normierten Druckverteilung entlang der akustischen Achse. Da sowohl die Korrekturfunktion als auch die Signalamplituden im logarithmischen dB-Maß vorliegen, ist eine einfache Subtraktion der Korrekturfunktion von den HF-Signalen möglich.

5.3 Ergebnisse aus den Messungen am PANAMETRICS V306

In Kapitel 4 sind zur Bestimmung von wandlerspezifischen Schallfeldern Messungen mit verschiedenen Methoden durchgeführt worden. Die dort abgebildeten Ergebnisse sind jedoch nur qualitativer Art und zeigen übereinstimmende Tendenzen. Im vorliegenden Abschnitt sollen die Ergebnisse der Messungen an einem 2.25 MHz PANAMETRICS V306 herangezogen werden, um Unterschiede zwischen den einzelnen Verfahren zu untersuchen. Weiterhin wird ein Vergleich der Ergebnisse aus Messungen mit bzw. ohne einer vorgelagerten Speckschicht angestellt. Mit den gewonnenen Erkenntnissen sollen Aussagen getroffen werden, inwiefern eine vorgelagerte Speckschicht Einfluss auf die Bestimmung akustischer Parameter ausübt. Weiterhin werden die abgeleiteten Korrekturfunktionen dazu verwendet, die akustische Dämpfung des in Abschnitt A.2 dargestellten IEC-Phantoms im Impuls-Echo-Verfahren zu bestimmen.

5.3.1 Messungen am Stahlreflektor und am dünnen Draht mit und ohne vorgelagerter Speckschicht

Bei den in Abschnitt 4.2.5 und 4.2.4 beschriebenen Messungen ist das Schallfeld eines einelementigen Ultraschallwandlers des Typs PANAMETRICS V306 an einem Stahlreflektor und an einem $100\ \mu\text{m}$ starken Kupferdraht vermessen worden. Die Mittenfrequenz des Schallwandlers betrug 2.25 MHz mit einer Bandbreite von 60%, weiterhin war dieser Wandler unter Verwendung einer akustischen Linse, deren Fokus mit $25\ \text{mm}$ angegeben war, fokussiert. In den Abbildungen 5.3 bis 5.8 sind zum Vergleich die am Stahlreflektor und am dünnen Draht erhaltenen Schallfeldverläufe bei Messungen mit und ohne vorgelagerter Speckschicht im logarithmischen dB-Maß abgebildet. Die Darstellung umfasst die Ergebnisse beider Messungen, sowohl bei der angegebenen Mittenfrequenz des Schallwandlers als auch bei zwei Frequenzen innerhalb der -6dB Bandbreite. Die abgebildeten Kurven stellen die nach der Multi-Narrow-Band-Methode erhaltenen Amplituden des logarithmierten Leistungsspektrums an jeder Reflektorposition dar. Sie sind auf das jeweils auftretende Maximum normiert.

Nach den Ausführungen in Kapitel 4 beeinflusst die Dichte und somit die Schallgeschwindigkeit einer vorgelagerten Schicht die Ausbildung und die Form des Schallfeldes. Für Messungen mit einer vorgelagerten Schicht wurde eine $18\ \text{mm}$ dicke Speckschicht am Schallwandler befestigt. Die Schicht bestand aus einer dem Schweinerücken entnommenen Speckauflage. Zur besseren Ankopplung befand sich zwischen der Linse des Schallwandlers und der Speckauflage für Ultraschalluntersuchungen praxisübliches Koppelgel. Die Mes-

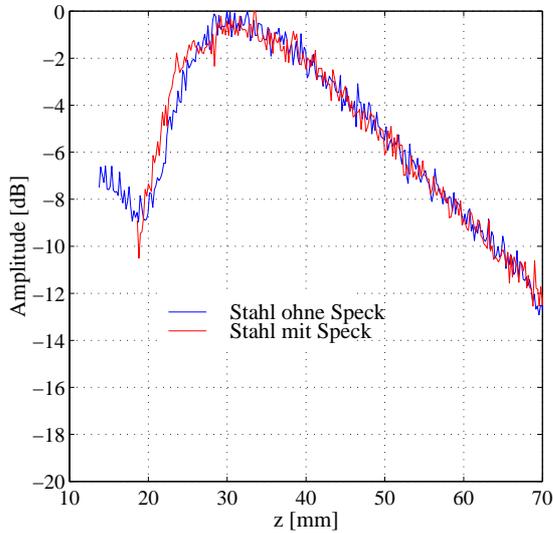


Abbildung 5.3: Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am Stahlreflektor mit und ohne Speckschicht bei 2 MHz

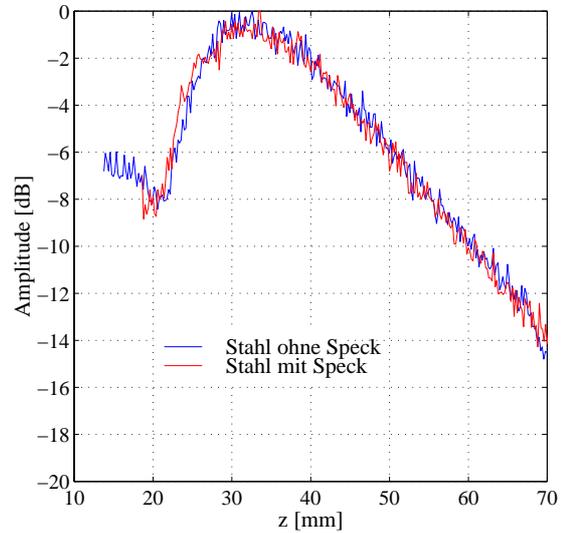


Abbildung 5.4: Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am Stahlreflektor mit und ohne Speckschicht bei 2.25 MHz

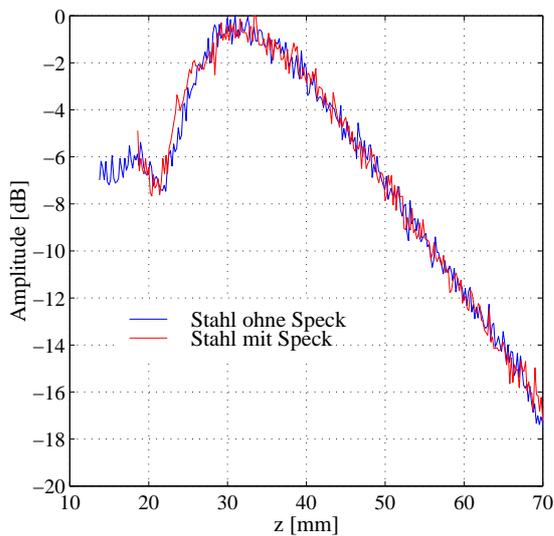


Abbildung 5.5: Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am Stahlreflektor mit und ohne Speckschicht bei 2.5 MHz

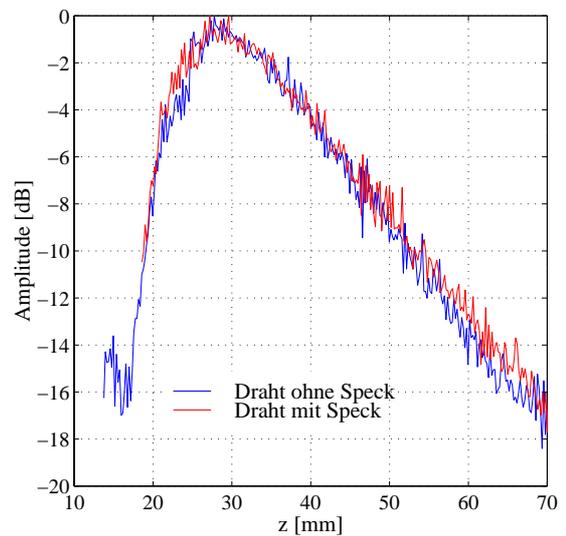


Abbildung 5.6: Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am Draht mit und ohne Speckschicht bei 2 MHz

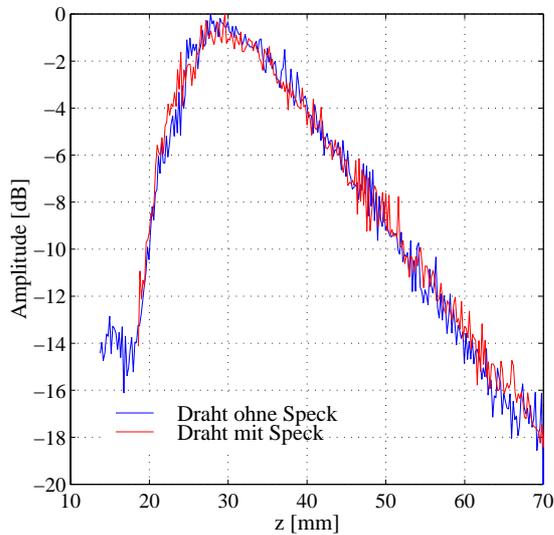


Abbildung 5.7: Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am Draht mit und ohne Speckschicht bei 2.25 MHz

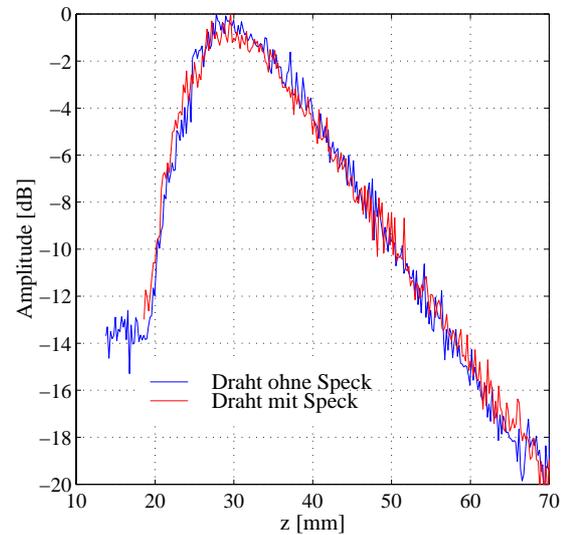


Abbildung 5.8: Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am Draht mit und ohne Speckschicht bei 2.5 MHz

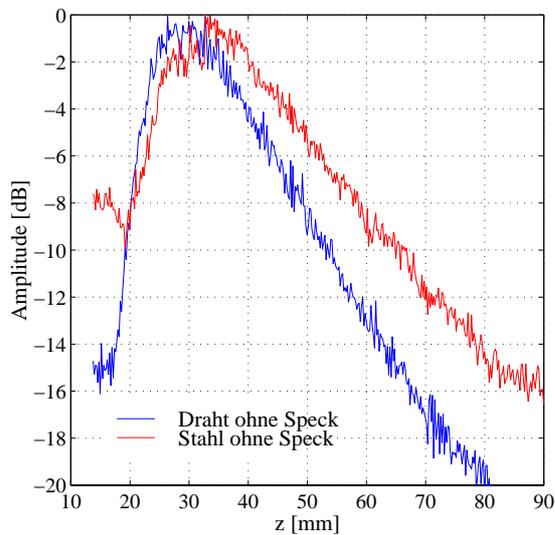


Abbildung 5.9: Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt an Draht und Stahlreflektor ohne Speck bei 2 MHz

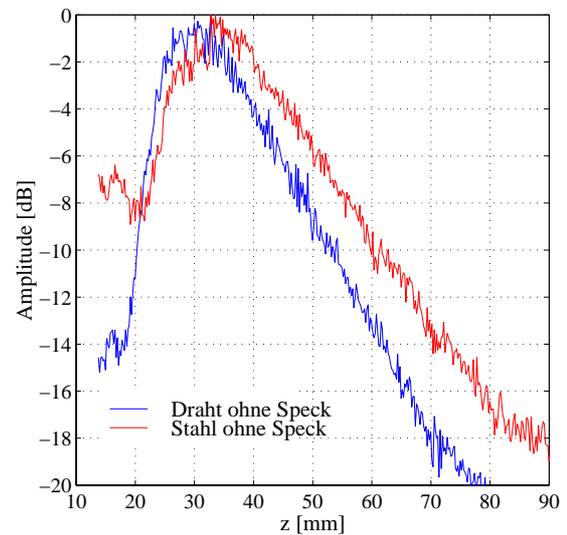


Abbildung 5.10: Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt an Draht und Stahlreflektor ohne Speck bei 2.25 MHz

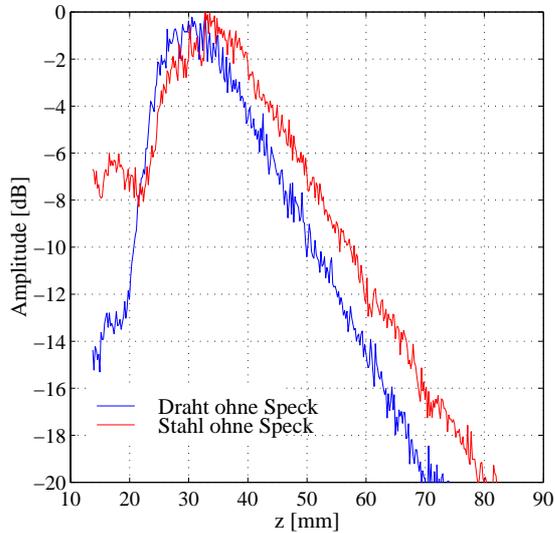


Abbildung 5.11: Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt an Draht und Stahlreflektor ohne Speck bei 2.5 MHz

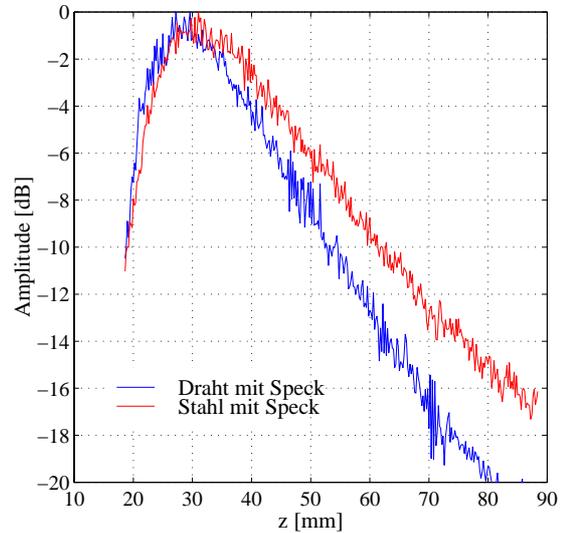


Abbildung 5.12: Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt an Draht und Stahlreflektor mit Speck bei 2 MHz

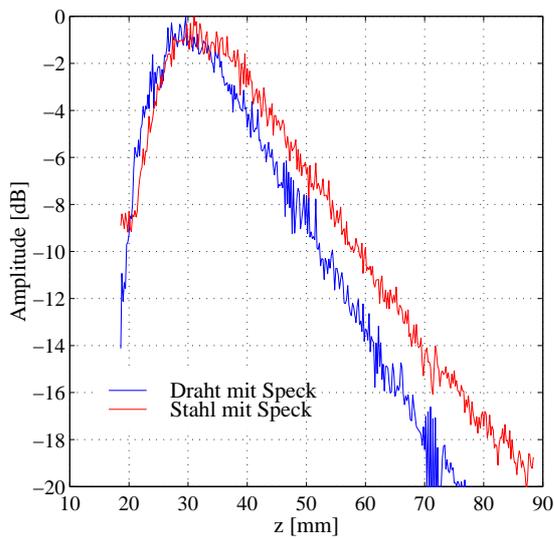


Abbildung 5.13: Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt an Draht und Stahlreflektor mit Speck bei 2.25 MHz

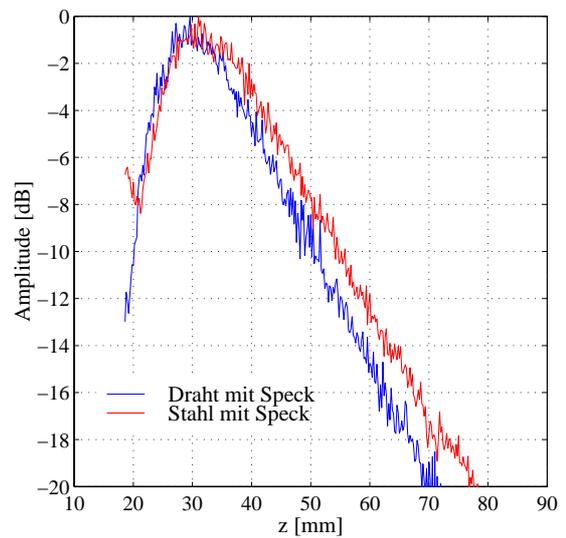


Abbildung 5.14: Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt an Draht und Stahlreflektor mit Speck bei 2.5 MHz

sung der Dicke und der Schallgeschwindigkeit der Speckauflage erfolgte in Transmission. Die Schallgeschwindigkeit c der Speckschicht betrug $1526 \frac{m}{s}$. Die Kurven in den Abbildungen 5.3 bis 5.8 zeigen eine Übereinstimmung der Messungen mit Speckauflage und den Messungen ohne. Die Ursache hierfür besteht darin, dass der Unterschied zwischen den Schallgeschwindigkeiten beider Medien (Speck und Wasser) zu gering ist, um eine deutliche Änderung des Schallfeldes hervorzurufen. Parallel zu den Messungen durchgeführte Simulationen zeigen bei Einbindung einer Schicht in die Anordnung einen Unterschied zwischen der Simulation mit und ohne vorgelagerter Schicht von 0.5 mm . Aufgrund der geringen Abweichungen zwischen den Schallfeldverläufen der beiden Anordnungen ist zu erwarten, dass die Auswirkungen einer vorgelagerten Speckschicht auf die Bestimmung akustischer Parameter ebenfalls gering sind.

In den Abbildungen 5.9 bis 5.14 sind zum Vergleich die Ergebnisse der Messungen am Stahlreflektor und am dünnen Draht mit und ohne vorgelagerter Schicht abgebildet. Es ist zu erkennen, dass sich bei Messungen am dünnen Draht die Nahfeldgrenze näher an der Wandleroberfläche befindet als bei Messungen am ebenen Stahlreflektor. Da der dünne Draht einem Punktziel ähnlicher ist als der Stahlreflektor, war zu erwarten, dass sich die Nahfeldgrenze bei einer Messung am Draht näher an der Wandleroberfläche befindet. Die aus den Messungen erhaltenen Ergebnisse decken sich demnach mit den Erwartungen aus der Theorie.

5.3.2 Korrekturfunktionen aus verschiedenen Messungen

In Hinblick auf die Untersuchung von Einflüssen der Schallfeldkorrektur auf die Bestimmung der akustischen Dämpfung eines IEC-Phantoms sind Korrekturfunktionen aus Ergebnissen verschiedener Verfahren abgeleitet worden. Die Abbildungen 5.15 bis 5.17 zeigen für jedes Messverfahren die Mittelwerte der abgeleiteten Korrekturfunktionen bei drei Frequenzen innerhalb des Wandlerspektrums. Abgebildet ist eine Korrekturfunktion erhalten aus Messungen am Stahlreflektor mit und ohne vorgelagerter Speckschicht, aus Messungen am dünnen Draht und an einem IEC-Referenzphantom. Der Vergleich der Kurven muss an dieser Stelle tiefenabhängig erfolgen: Fokusnah entspricht das Verhalten des Phantoms dem dünnen Draht, fokusfern dagegen eher dem Stahlreflektor. Erklärbar ist dieses damit, dass die Signale im Phantom aufgrund von Streuung entstehen. Im Fokus verhält sich das Phantom aufgrund des geringen Schallfelddurchmessers als Punktziel, entfernt davon hingegen wie eine Gruppe von Einzelstreuern.

5.3.3 Simulation des PANAMETRICS V306

Zur Untersuchung der Einwirkung einer vorgelagerten Speckschicht auf die Ausbildung des Schallfeldes sind Simulationen mit verschiedenen Schallgeschwindigkeiten einer 18 mm ausgedehnten Schicht durchgeführt worden. In den Abbildungen 5.18 bis 5.20 sind die erhaltenen Schalldruckverläufe hinter der Schicht entlang der akustischen Achse für drei verschiedene Frequenzen dargestellt. Die Schallgeschwindigkeiten der vorgelagerten Schicht betragen $1460 \frac{m}{s}$, $1490 \frac{m}{s}$ und $1525 \frac{m}{s}$, die des dahinter befindlichen Mediums konstant $1490 \frac{m}{s}$. Mit diesen Werten lässt sich die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von Schweinespeck in einem für in vivo Messungen realistischen Anwendungsbereich

erfassen. Für die Dichte wurden folgende Werte verwendet: Vorgelagerte Schicht $0.97 \frac{g}{cm^3}$, dahinter befindliches Medium $1 \frac{g}{cm^3}$. Mit diesen Simulationen ist die Ausbildung des Schallfeldes in Wasser hinter jeweils einer vorgelagerten Speckschicht berechnet worden.

Zum Vergleich der Ergebnisse aus den beschriebenen Simulationen und der Messung am dünnen Draht sind diese in den Abbildungen 5.21 bis 5.23 gemeinsam für drei verschiedene Frequenzen dargestellt.

5.3.4 Bestimmung der akustischen Dämpfung eines IEC-Phantoms unter Verwendung verschiedener Schallfeldkorrekturfunktionen

Zur Untersuchung von Einflüssen der Schallfeldkorrektur auf die Bestimmung der frequenzabhängigen Dämpfung im Impuls-Echos-Verfahren sind mit der in Abschnitt 5.1 beschriebenen Signalverarbeitung die Dämpfungswerte bei drei verschiedenen Frequenzen ermittelt worden. Die für die Berechnung notwendigen HF-Signale wurden in Form von B-Scans mit dem PANAMETRICS V306 an dem in Abschnitt A.2 beschriebenen IEC-Phantom aufgenommen. Als Referenz zu den berechneten Werten dienten die in Transmission gemessenen Werte der frequenzabhängigen Dämpfung. Für die Aufnahme des B-Scans wurde die Position des Schallwandlers in diskreten Schritten zu 1 mm parallel zur Phantomoberfläche verändert. Die erhaltenen A-Scans sind nach Beendigung der Messung in einer Datei zu einem B-Scan zusammengeführt worden. Bei der Aufnahme der Echosignale wurde darauf geachtet, dass die Entfernung zwischen der Phantomoberfläche und dem Schallwandler konstant blieb. Die Länge der ROI betrug konstant ca. 2.2 cm . Die Abbildungen 5.24 bis 5.29 zeigen die unter Verwendung unterschiedlicher Schallfeldkorrekturfunktionen errechneten Dämpfungswerte in verschiedenen Tiefen gemeinsam mit den in Transmission gemessenen Werten. Die abgebildeten Kurven stellen die Mittelwerte der Dämpfungsberechnung aus fünf separat aufgenommenen B-Scans mit den zugehörigen Standardabweichungen dar. Die Abbildungen 5.24 bis 5.26 zeigen die mit verschiedenen Funktionen zur Korrektur des Schallfeldes errechneten Dämpfungswerte frequenzabhängig für drei verschiedene Entfernungen der ROI zur Wandleroberfläche. Für die Bestimmung der Werte sind ROI's konstanter Abmessungen in drei diskreten Schritten von der Wandleroberfläche entfernt worden. In den Abbildungen 5.27 bis 5.29 sind für jeweils feste Frequenzen die Abhängigkeiten der Abweichungen von der Position der ROI für verschiedene Schallfeldkorrekturen dargestellt.

5.4 Ergebnisse aus den Messungen am KONTRON WOBLER AA5A

Im Rahmen der in Kapitel 6 beschriebenen Untersuchungen zur Bestimmung des intramuskulären Fettgehaltes im m. longissimus dorsi von Schweinen sind Ultraschallmessungen mit einem klinischen B-Bildgerät durchgeführt worden. Das verwendete Ultraschallgerät war ein KONTRON SIGMA 44 HVCD mit einem mechanischen Sectorscanner des Typs KONTRON WOBLER AA5A mit einer Bandmittenfrequenz von 3.5 MHz . Kapitel 4

beinhaltet unter anderem die Beschreibung von Schallfeldmessungen an diesem System. So sind Messungen am Referenzphantom und an einem dünnen Draht mit und ohne Ölschicht durchgeführt worden. Da klinische Ultraschallsysteme im Empfangsfall dynamisch nachfokussieren, war es besonders wichtig, dieses Phänomen zu erfassen und im Rahmen einer Schallfeldkorrektur zu kompensieren.

5.4.1 Messungen am dünnen Draht mit und ohne vorgelagerter Speckschicht und am Referenzphantom

In den Abbildungen 5.30 bis 5.32 sind zum Vergleich die Ergebnisse von Messungen an einem dünnen Draht mit und ohne einer zwischen Schallwandler und Draht befindlichen Schicht abgebildet. Während im Zentrum des Fokus nur geringe Unterschiede erkennbar sind, tritt in den Randbereichen eine Verschiebung der Grenzen auf. Bei den abgebildeten Ergebnissen handelt es sich um die Darstellung des Mittelwertes aus je drei Schallfeldmessungen. Neben Messungen an einem dünnen Draht ist das Schallfeld des WOBBLER auch mit der Referenzphantommethode ermittelt worden. Die Abbildungen 5.33 bis 5.35 zeigen die Resultate aus Phantom- und Drahtmessungen bei verschiedenen Frequenzen. Bei den Aufnahmen an einem Referenzphantom sind sowohl Messungen mit über der Tiefe konstanter als auch mit variabel eingestellter TGC durchgeführt worden. Ähnlich wie im vorhergehenden Abschnitt bei den Messungen an einem fokussierten Einzelelementwandler, besitzen die mit verschiedenen Methoden aufgenommenen Schallfeldfunktionen im Bereich des Fokus starke Ähnlichkeit, die aber mit der Entfernung vom Fokus abnimmt. Die konstant eingestellte TGC ruft hinter dem Fokus einen stärkeren Abfall der Korrekturfunktion hervor. Die Ursache dafür ist der dämpfungsbedingte Abfall der Echoamplituden und der damit verbundene geringere Signal-Rausch-Abstand. Bei der Messung mit variabler TGC lassen sich dämpfungsbedingte Signalabschwächungen dagegen ausgleichen. Damit gewährleistet eine variable Einstellung zwar die Kompensation geringer Signal-Rausch-Abstände, hat jedoch eine exakte Korrektur der laufzeitabhängigen Verstärkung zur Folge (siehe Kap. A.1.1).

Analog zu den Messungen am PANAMETRICS V306 lässt sich auch bei den Messungen am WOBBLER feststellen, dass adäquate Schallfeldfunktionen mit verschiedenen Methoden im Bereich des Fokus bestimmbar sind.

5.4.2 Bestimmung der akustischen Dämpfung eines IEC-Phantoms unter Verwendung verschiedener Schallfeldkorrekturfunktionen

Im Nachfolgenden werden die erhaltenen Funktionen zur Schallfeldkorrektur angewendet, um ihren Einfluss auf die Bestimmung der akustischen Dämpfung bei Messungen im Impuls-Echo-Betrieb mit einem WOBBLER AA5A zu untersuchen. Die Ermittlung der Dämpfung erfolgt aus B-Mode-Aufnahmen an einem IEC-Phantom, dessen Ausdehnung in Schallausbreitungsrichtung ca. 80 mm betrug. Die Parameterwerte der akustischen Dämpfung innerhalb des Phantoms wurden mit dem in Abschnitt 5.1 beschriebenen Verfahren unter Verwendung verschiedener Schallfeldkorrekturfunktionen berechnet.

Als Referenz zu den im Impuls-Echo-Verfahren bestimmten Dämpfungswerten dienen die Transmissionsmessungen aus Abschnitt A.2. Im Vordergrund der Untersuchung stehen die Einflüsse der ROI bezüglich der Entfernung zur Fokusposition. Darüber hinaus ist auch die Abhängigkeit der Bestimmungsgenauigkeit von der gewählten Korrekturfunktion von Bedeutung. Hierfür wurden die Werte der akustischen Dämpfung in verschiedenen Tiefen des Phantoms innerhalb fest dimensionierter ROI's mit einer Tiefe von ca. 2.2 cm errechnet. Die Abbildungen 5.36 bis 5.38 zeigen für drei verschiedene ROI-Positionen den Verlauf der frequenzabhängigen Dämpfung für verschiedene Korrekturfunktionen. Für drei jeweils feste Frequenzen ist die Abhängigkeit von der Position der ROI für verschiedene Korrekturfunktionen in den Abbildungen 5.39 bis 5.41 dargestellt. Zum Vergleich sind auch die ohne Schallfeldkorrektur errechneten Dämpfungswerte abgebildet.

5.5 Darstellung der Abweichungen

In den Abbildungen 5.42 bis 5.55 und 5.57 bis 5.65 sind die Mittelwerte gemeinsam mit den mittleren Abweichungen der am WOBLER AA5A und am PANAMETRICS V306 durchgeführten Messungen dargestellt. Während die Abweichungen bei den Messungen am Draht und am Stahlreflektor eher gering sind, schwanken die am Referenzphantom erhaltenen Schallfeldfunktionen mit zunehmender Tiefe stärker um ihren Mittelwert. Diese Erscheinung ist mit der dämpfungsbedingten Verringerung des Signal-Rausch-Abstandes (SNR) erklärbar.

Die Abweichungen der in Frequenz- und Tiefenabhängigkeit bestimmten Dämpfungswerte sind neben den in Abschnitt 5.1 dargestellten statistischen auch systematischen Fehlern unterworfen.

5.6 Diskussion

Aufgabe dieses Kapitels war es, die in Abschnitt 4 erhaltenen Ergebnisse der Schallfeldmessungen auszuwerten und miteinander zu vergleichen. Im weiteren Verlauf wurden die daraus erhaltenen Korrekturfunktionen angewendet, um im Puls-Echo-Verfahren die akustische Dämpfung eines IEC-Phantoms zu bestimmen.

Mit den Messungen zur Bestimmung des Schallfeldes eines fokussierten Einzelelementwandlers konnte ein Unterschied in der Ausbildung des Schallfeldes nachgewiesen werden, wenn sich im Untersuchungsmedium statt eines Punktzieles ein ebener Reflektor befand. Diese Tatsache belegt, dass die räumliche Auflösung des verwendeten Messaufbaus für die Erfassung von Schallfeldveränderungen grundlegend geeignet ist.

Der Einfluss der vorgelagerten Schicht Mit den durchgeführten Messungen gelang es nicht, einen deutlichen Einfluss einer vorgelagerten Speckschicht auf die Ausbildung des Schallfeldes festzustellen. Örtliche Differenzen der Nahfeldgrenze sind zwar erkennbar, resultieren jedoch eher aus Ungenauigkeiten der Anfangsposition. Verantwortlich dafür ist die Konsistenz der vorgelagerten Speckschicht, durch die eine exakte Dickenbestimmung nicht möglich ist. Das Fehlen eines deutlichen Einflusses kann darin begründet sein, dass die Unterschiede zwischen den Schallgeschwindigkeiten beider Medien, Schweinespeck und Wasser, zu gering sind. Diese Annahme deckt sich mit den Ergebnissen der Simulation. Hier ließ sich zeigen, dass eine Variation der Schallgeschwindigkeit der Speckschicht zwischen $1455 \frac{m}{s}$ und $1545 \frac{m}{s}$ eine Verschiebung der Nahfeldgrenze von $\pm 0.5 \text{ mm}$ hervorruft. Dieses entspricht einem Temperaturbereich von $15^\circ C$ bis $40^\circ C$ der Speckschicht. Deutlichere Unterschiede zeigen die Simulationsrechnungen in der Form des sich ausbildenden Schallfeldes bei Schallgeschwindigkeitsdifferenzen von mehr als $150 \frac{m}{s}$. Derartige Unterschiede der Schallgeschwindigkeiten zwischen Wasser/Gewebe und Speck werden bei Temperaturen unterhalb von $12^\circ C$ und oberhalb von $45^\circ C$ realisiert. Mit dem verwendeten Messaufbau war es jedoch nicht möglich, die Probe zu temperieren. Daher konnten keine Differenzen von mehr als $40 \frac{m}{s}$ hervorgerufen werden (bei einer Temperatur von $21^\circ C$).

Nach diesen Betrachtungen erscheint es nicht notwendig, die Wirkung einer vorgelagerten Speckschicht auf die Ausbildung des Schallfeldes zu berücksichtigen, wenn die Schallgeschwindigkeiten der einzelnen Medien in einem Bereich bis $100 \frac{m}{s}$ voneinander abweichen. Für Messungen in Wasser hinter einer vorgelagerten Speckschicht ist diese Bedingung innerhalb eines Temperaturbereiches von $20^\circ C$ bis $40^\circ C$ gewährleistet [9].

Für praktische Anwendungen in der Tierzucht bei der Bestimmung akustischer Parameter ist folglich der Einfluss einer vorgelagerten Speckschicht bei in vivo Verhältnissen nicht relevant.

Bestimmung der Dämpfung Bei der Anwendung der erhaltenen Korrekturfunktionen zur Bestimmung der Dämpfung eines IEC-Ultraschall-Phantoms zeigten sich Abhängigkeiten der Bestimmungsgenauigkeit von der verwendeten Korrekturfunktion und der Position der ROI. Dabei beschreibt der Abstand zum Fokus die Position der ROI. Während die Standardabweichung bei der Bestimmung der Dämpfung im Bereich des Fokus unter 0.3 dB liegt, ist mit zunehmender Entfernung von der Fokusposition eine Abnahme der Bestimmungsgenauigkeit zu erkennen. Das führt zu der Annahme, dass eine exakte Bestimmung akustischer Parameter nur in einem fokusnahen Bereich möglich ist. Hierbei muss betont werden, dass die absolute Differenz zwischen den errechneten Dämpfungswerten und den Referenzwerten im Bereich vor dem Fokus geringer ist als dahinter. Diese Tendenz zeigt sich auch bei einem Vergleich der Dämpfungswerte, erhalten aus Messungen am fokussierten Einzelelementwandler (PANAMETRICS) und dem kommerziellen B-Bildsystem (WOBBLER). Bei Messungen mit dem WOBBLER nehmen die Abweichungen von den Referenzwerten mit zunehmender Entfernung vom Fokus stärker zu als beim PANAMETRICS V306. Die Schallfeldcharakteristik ist darauf zu untersuchen, ob sie bei der Erklärung dieses Verhaltens von Nutzen sein kann. Betrachtet man die Schalldruckverteilungen entlang der akustischen Achse, so ist deutlich erkennbar, dass bei dem stärker fokussierenden WOBBLER das Signal-Rausch-Verhältnis nach Verlassen

des Fokus drastischer abnimmt. Das führt zu dem Schluss, dass sich der Gradient dieses Verhältnisses auf die Genauigkeit der Parameterbestimmung auswirkt. Daher ist es nicht zwingend notwendig, sich bei der Positionierung der ROI auf einen engen Bereich um den Fokus zu beschränken. Vielmehr ist darauf zu achten, dass die detektierten Signale ein Mindest-Signal-Rausch-Verhältnis aufweisen. In praktischen Anwendungen zur Parameterbestimmung wäre jedoch eine Anpassung der Fokussierung am einfachsten zu realisieren. Eine laufzeitabhängige Verstärkung führt an dieser Stelle nicht zum Ziel, da das Signal-Rausch-Verhältnis nicht verändert wird.

Während der Einfluss einer vorgelagerten Speckschicht auf die Form des Schallfeldes nur unwesentlich ist, müssen hingegen ihre Dämpfungseigenschaften bei der Parameterberechnung berücksichtigt werden. Dabei hängt die Verschiebung der Signalamplituden von der Dicke der vorgelagerten Schicht ab. Demnach sind die Signalamplituden um den Betrag der durch die Schicht hervorgerufenen Dämpfung anzuheben.

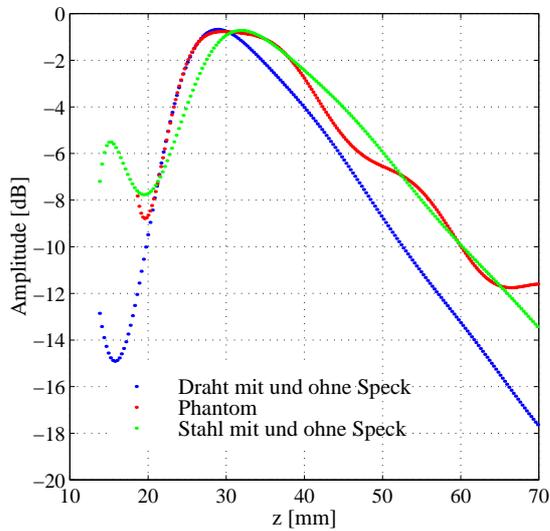


Abbildung 5.15: Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt aus verschiedenen Messverfahren bei 2 MHz

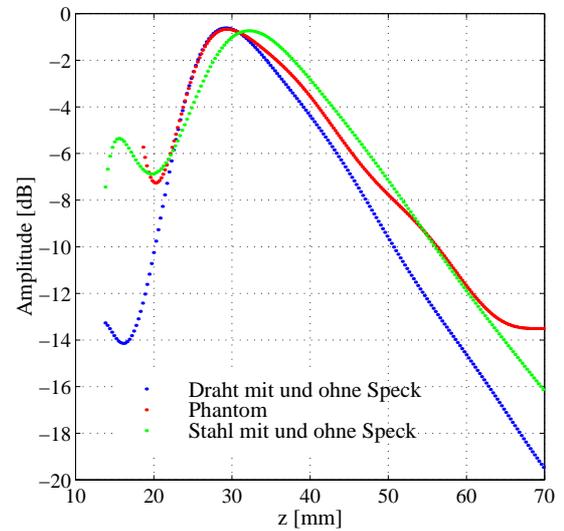


Abbildung 5.16: Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt aus verschiedenen Messverfahren bei 2.25 MHz

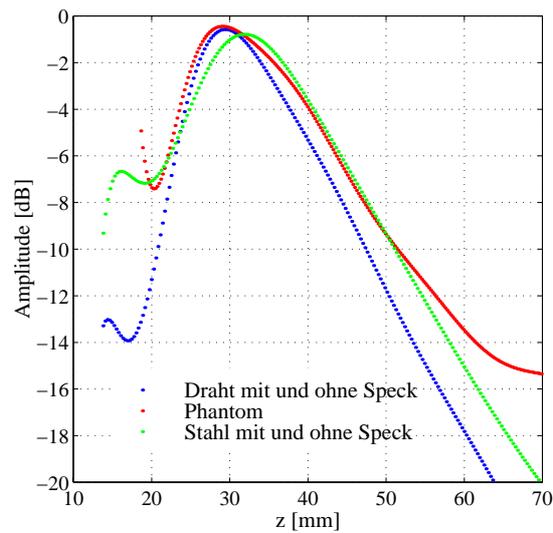


Abbildung 5.17: Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt aus verschiedenen Messverfahren bei 2.5 MHz

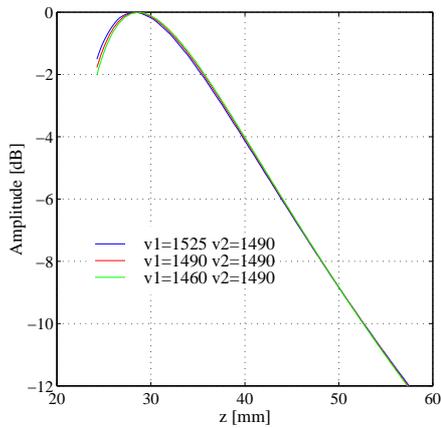


Abbildung 5.18: Simulation mit verschiedenen Schallgeschwindigkeiten der Schicht bei 2 MHz

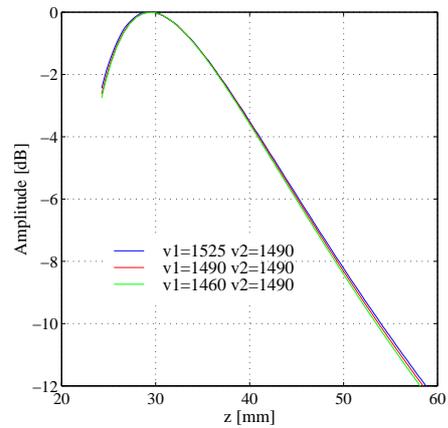


Abbildung 5.19: Simulation mit verschiedenen Schallgeschwindigkeiten der Schicht bei 2.25 MHz

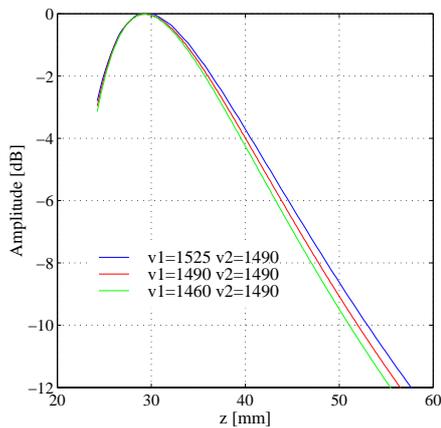


Abbildung 5.20: Simulation mit verschiedenen Schallgeschwindigkeiten der Schicht bei 2.5 MHz

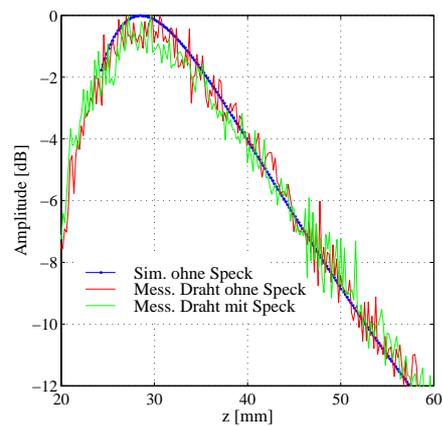


Abbildung 5.21: Vergleich Simulation eines Punktziels und Messung am dünnen Draht bei 2 MHz

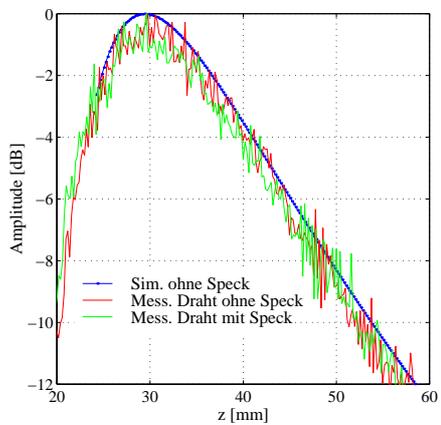


Abbildung 5.22: Vergleich Simulation eines Punktziels und Messung am dünnen Draht bei 2.25 MHz

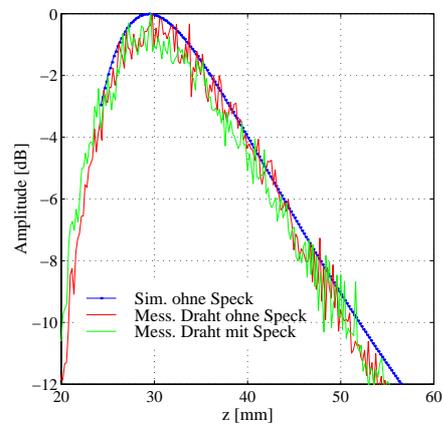


Abbildung 5.23: Vergleich Simulation eines Punktziels und Messung am dünnen Draht bei 2.5 MHz

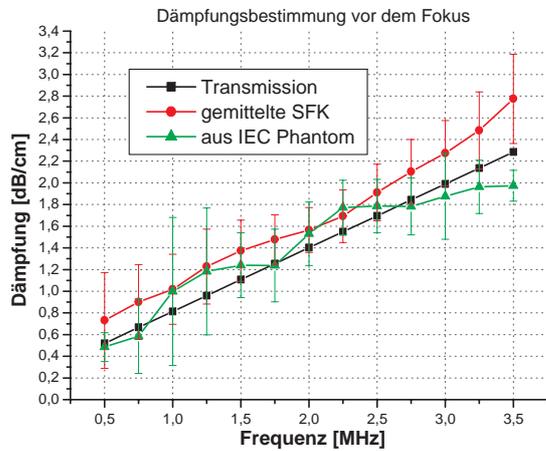


Abbildung 5.24: Im vorderen Bereich des Fokus bestimmte Dämpfung (PANAMETRCS)

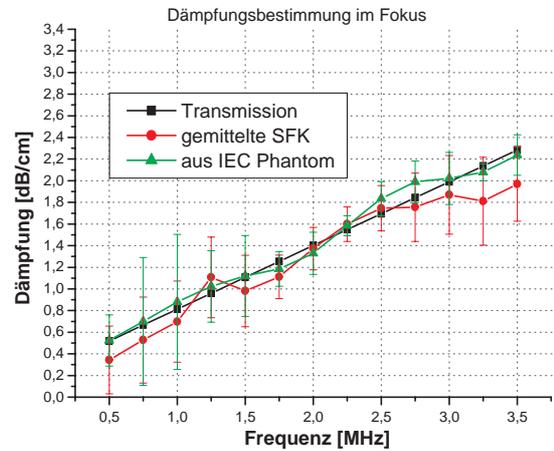


Abbildung 5.25: Im Bereich des Fokus bestimmte Dämpfung (PANAMETRCS)

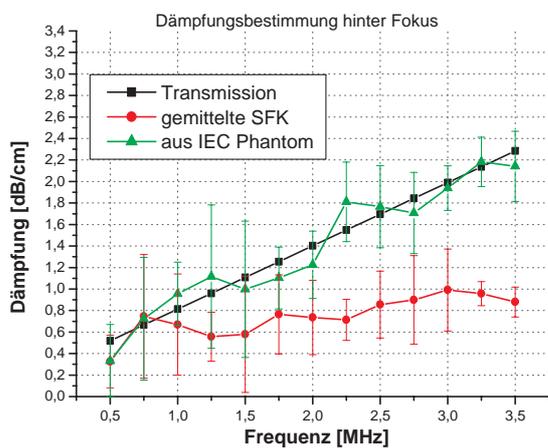


Abbildung 5.26: Im Bereich hinter dem Fokus bestimmte Dämpfung (PANAMETRCS)

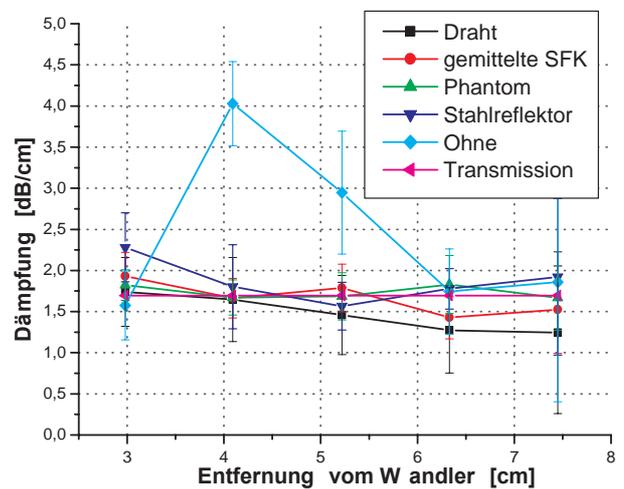


Abbildung 5.27: Dämpfungsbestimmung in verschiedenen Entfernungen von der Wandleroberfläche bei 2 MHz (PANAMETRCS)

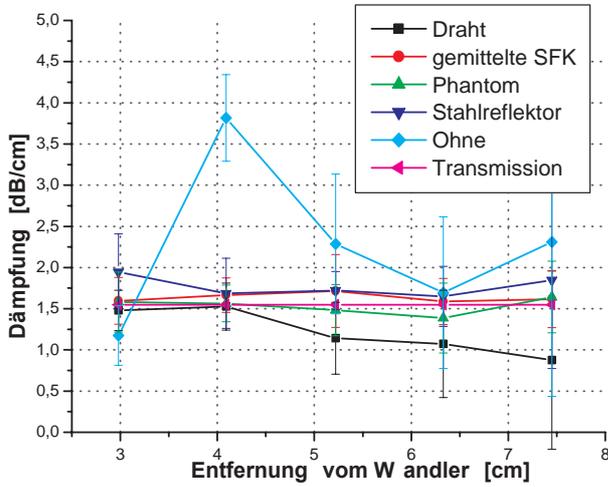


Abbildung 5.28: Dämpfungsbestimmung in verschiedenen Entfernungen von der Wandleroberfläche bei 2.25 MHz (PANAMETRICS)

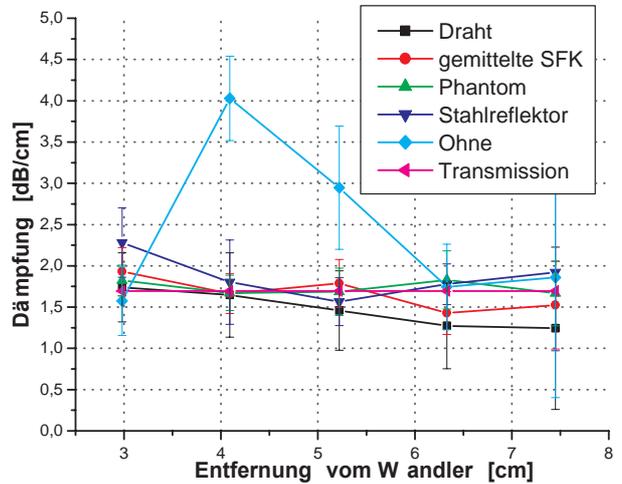


Abbildung 5.29: Dämpfungsbestimmung in verschiedenen Entfernungen von der Wandleroberfläche bei 2.5 MHz (PANAMETRICS)

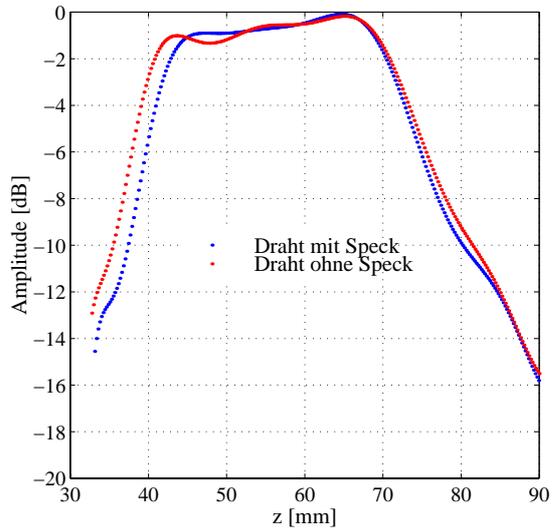


Abbildung 5.30: Schallfeldfunktion des WOBLER AA5A - Ultraschallwandlers ermittelt an einem dünnen Draht bei 3.25 MHz

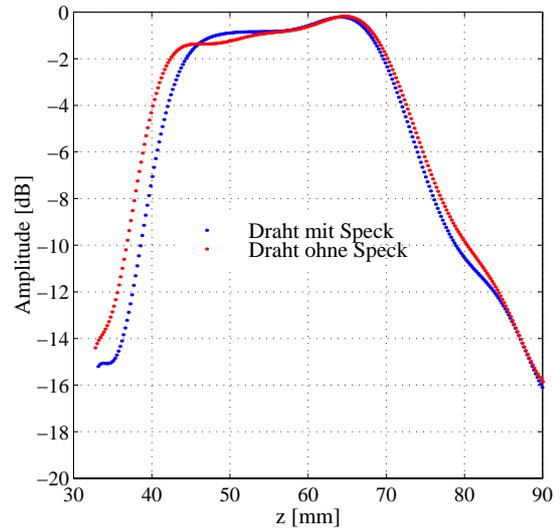


Abbildung 5.31: Schallfeldfunktion des WOBLER AA5A - Ultraschallwandlers ermittelt an einem dünnen Draht bei 3.5 MHz

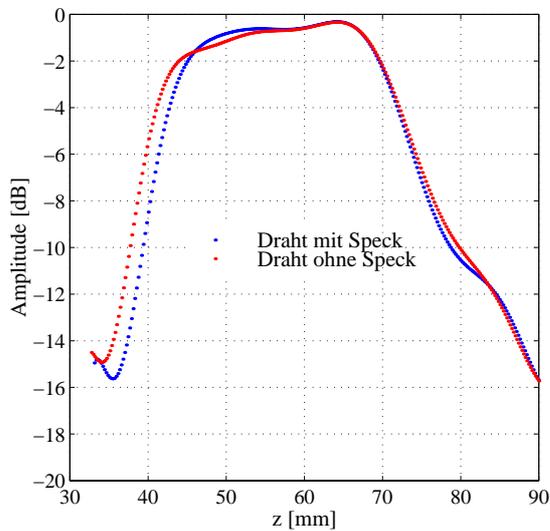


Abbildung 5.32: Schallfeldfunktion des WOBBLER AA5A - Ultraschallwandlers ermittelt an einem dünnen Draht bei 3.75 MHz

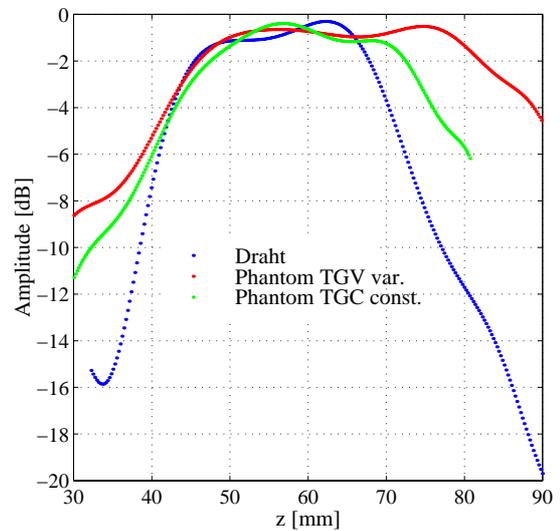


Abbildung 5.33: Schallfeldfunktion des WOBBLER AA5A - Ultraschallwandlers ermittelt mit verschiedenen Methoden bei 3.25 MHz

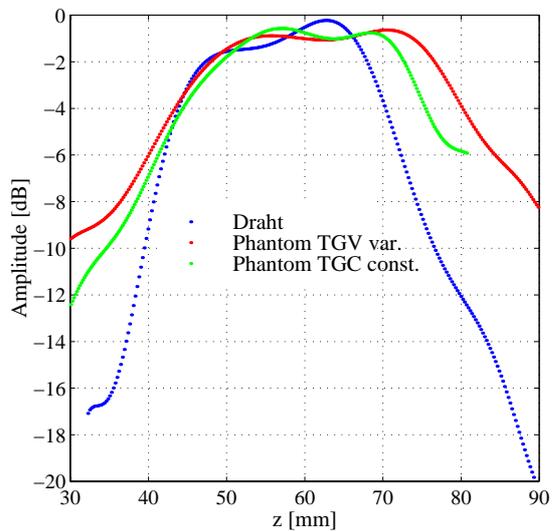


Abbildung 5.34: Schallfeldfunktion des WOBBLER AA5A - Ultraschallwandlers ermittelt mit verschiedenen Methoden bei 3.5 MHz

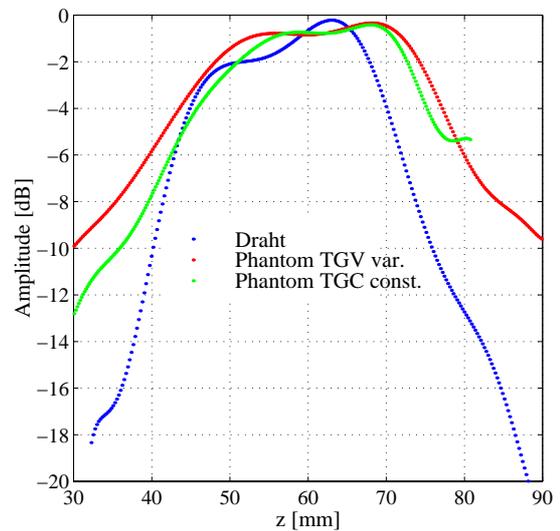


Abbildung 5.35: Schallfeldfunktion des WOBBLER AA5A - Ultraschallwandlers ermittelt mit verschiedenen Methoden bei 3.75 MHz

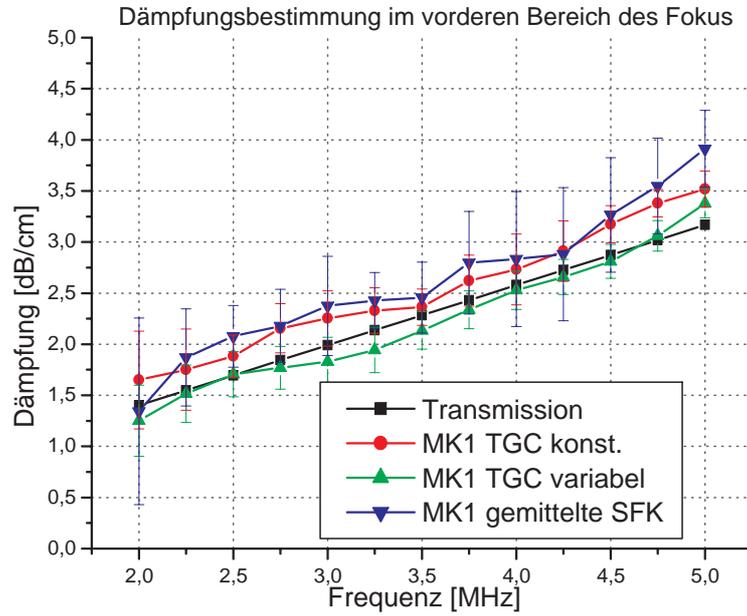


Abbildung 5.36: Im vorderen Bereich des Fokus bestimmte Dämpfung (WOBBLER AA5A)

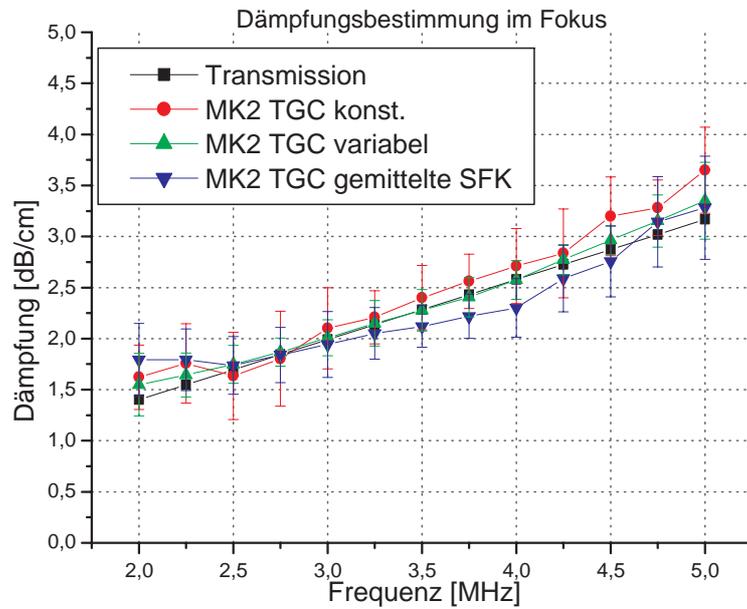


Abbildung 5.37: Im Bereich des Fokus bestimmte Dämpfung (WOBBLER AA5A)

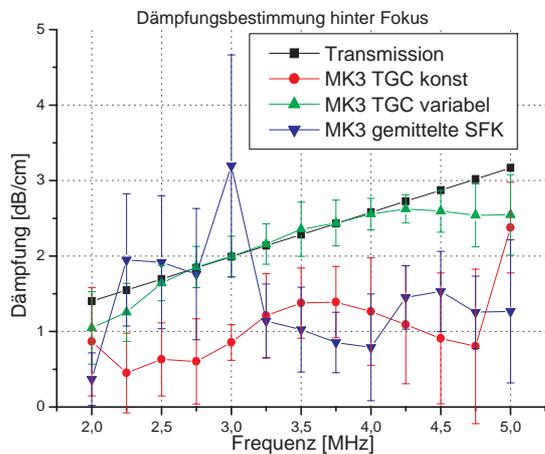


Abbildung 5.38: Im Bereich hinter dem Fokus bestimmte Dämpfung (WOBBLER AA5A)

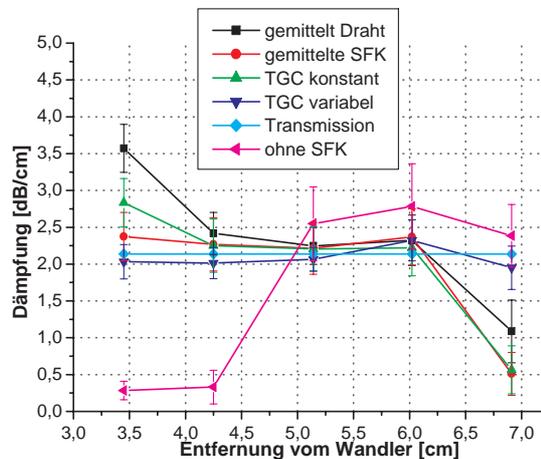


Abbildung 5.39: Dämpfungsbestimmung in verschiedenen Entfernungen von der Wandleroberfläche bei 3.25 MHz (WOBBLER AA5A)

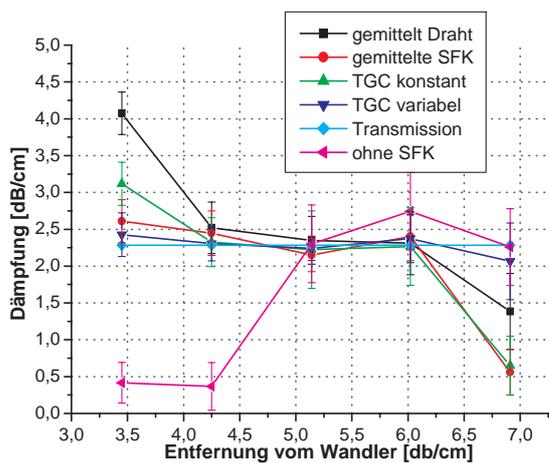


Abbildung 5.40: Dämpfungsbestimmung in verschiedenen Entfernungen von der Wandleroberfläche bei 3.5 MHz (WOBBLER AA5A)

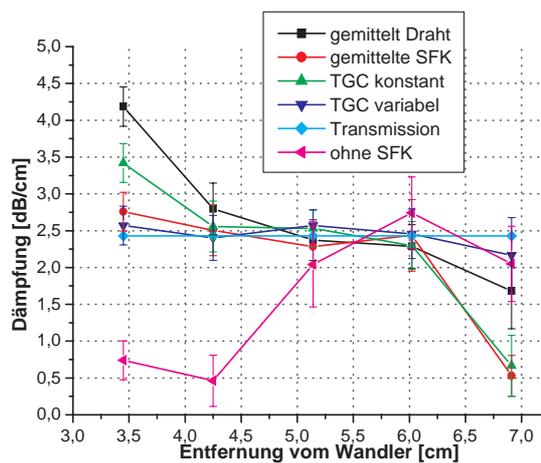


Abbildung 5.41: Dämpfungsbestimmung in verschiedenen Entfernungen von der Wandleroberfläche bei 3.75 MHz (WOBBLER AA5A)

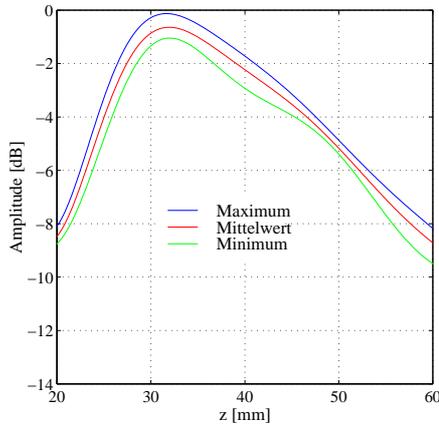


Abbildung 5.42: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2 MHz Stahlreflektor ohne Speck

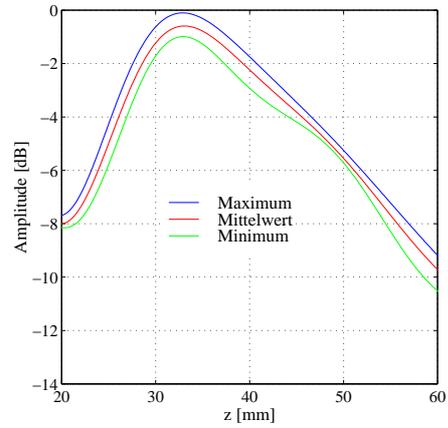


Abbildung 5.43: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.25 MHz Stahlreflektor ohne Speck

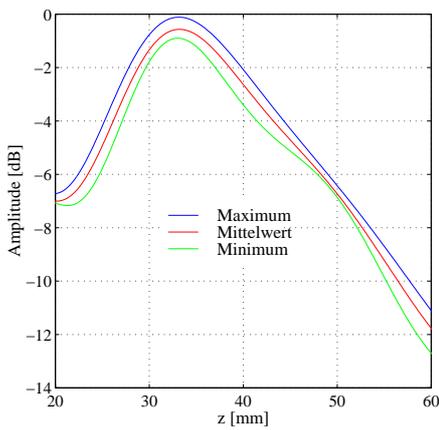


Abbildung 5.44: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.5 MHz Stahlreflektor ohne Speck

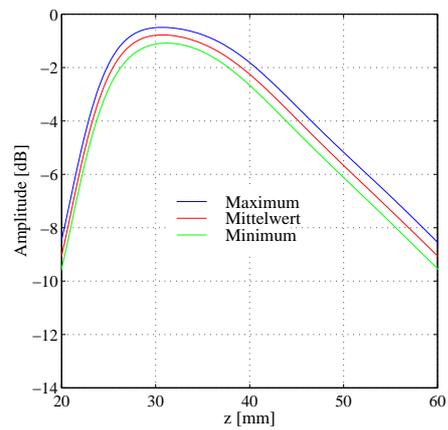


Abbildung 5.45: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2 MHz Stahlreflektor mit Speck

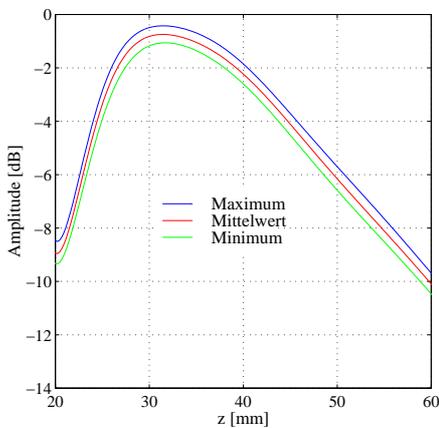


Abbildung 5.46: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.25 MHz Stahlreflektor mit Speck

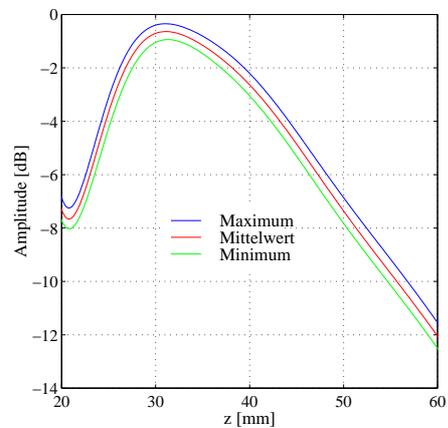


Abbildung 5.47: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.5 MHz Stahlreflektor mit Speck

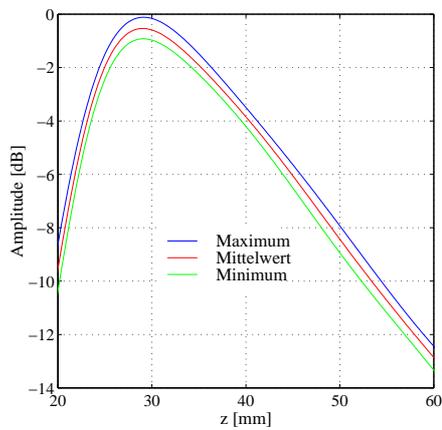


Abbildung 5.48: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2 MHz am Draht ohne Speck

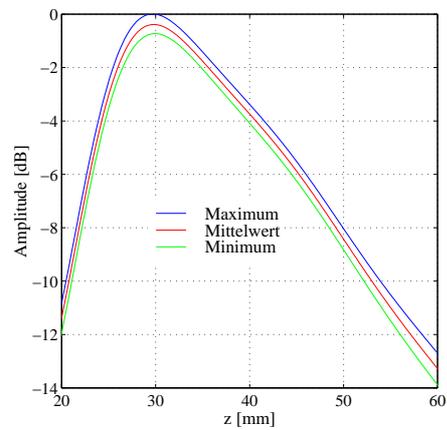


Abbildung 5.49: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.25 MHz am Draht ohne Speck

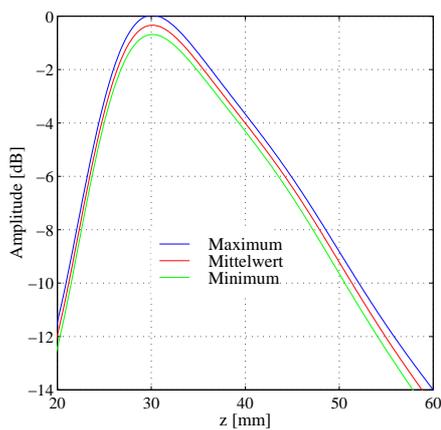


Abbildung 5.50: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.5 MHz am Draht ohne Speck

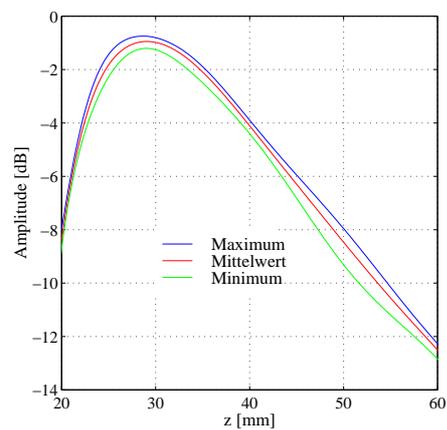


Abbildung 5.51: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2 MHz am Draht mit Speck

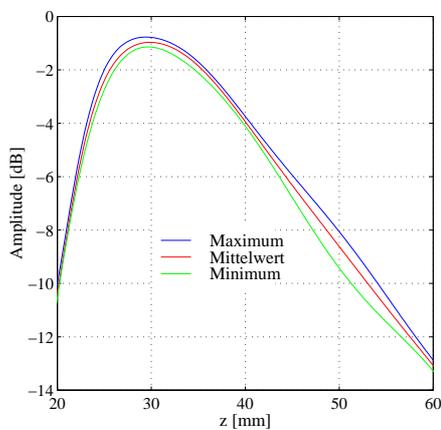


Abbildung 5.52: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.25 MHz am Draht mit Speck

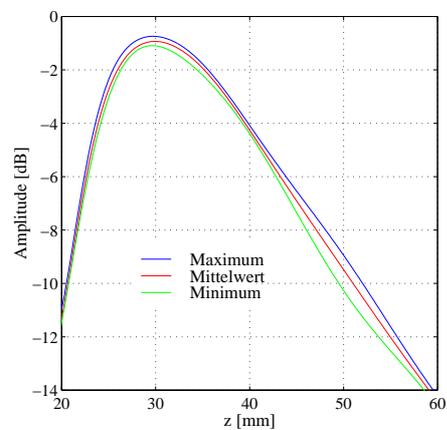


Abbildung 5.53: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.5 MHz am Draht mit Speck

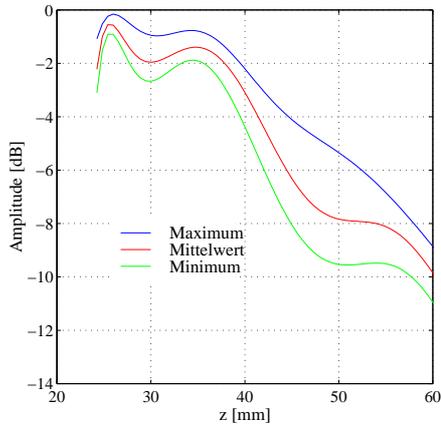


Abbildung 5.54: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2 MHz am IEC-Phantom

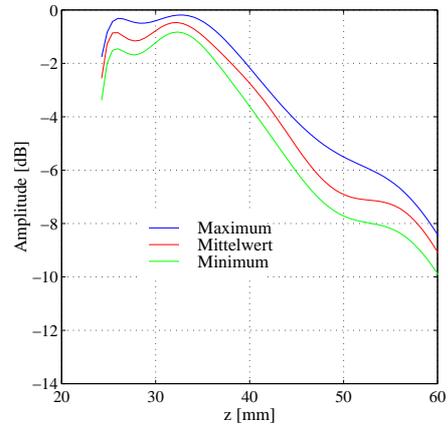


Abbildung 5.55: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.25 MHz am IEC-Phantom

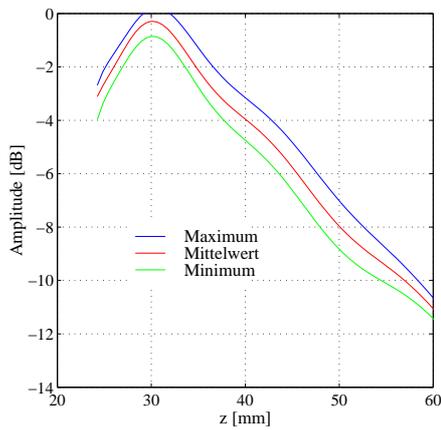


Abbildung 5.56: Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.5 MHz am IEC-Phantom

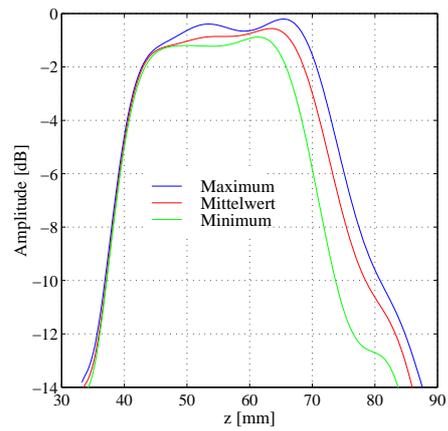


Abbildung 5.57: Messfehler mit dem WOBBLER bei 3.25 MHz am Draht ohne Speck

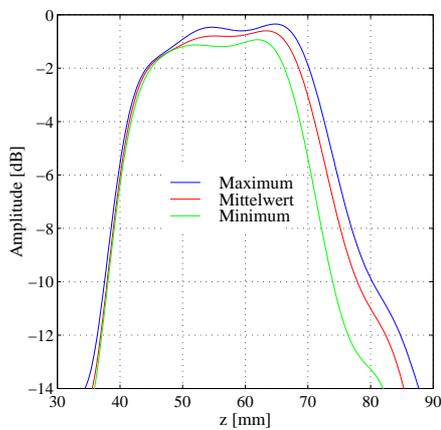


Abbildung 5.58: Messfehler mit dem WOBBLER bei 3.5 MHz am Draht ohne Speck

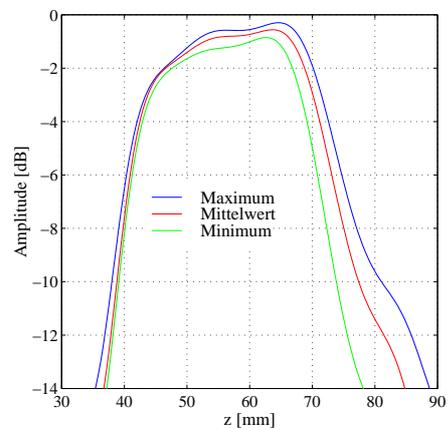


Abbildung 5.59: Messfehler mit dem WOBBLER bei 3.75 MHz am Draht ohne Speck

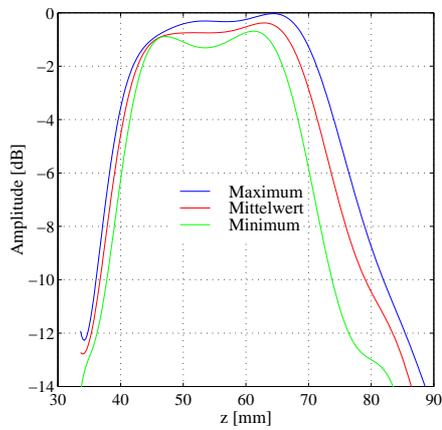


Abbildung 5.60: Messfehler am WOBLER bei 3.25 MHz am Draht mit Speck

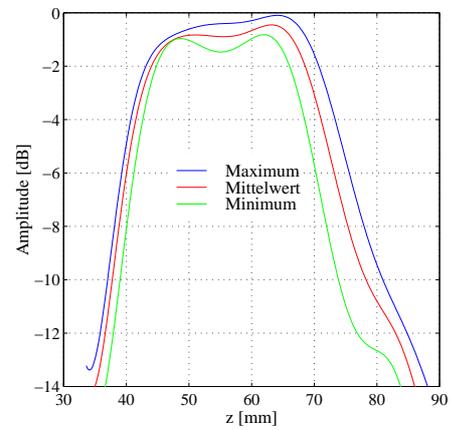


Abbildung 5.61: Messfehler am WOBLER bei 3.5 MHz am Draht mit Speck

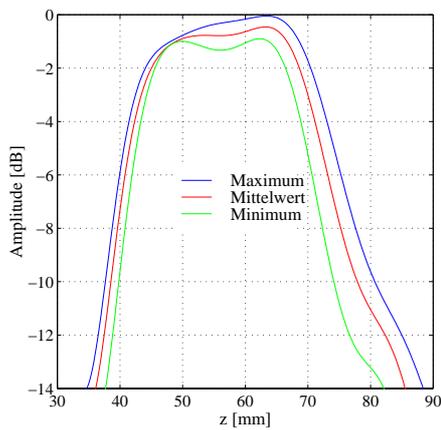


Abbildung 5.62: Messfehler am WOBLER bei 3.75 MHz am Draht mit Speck

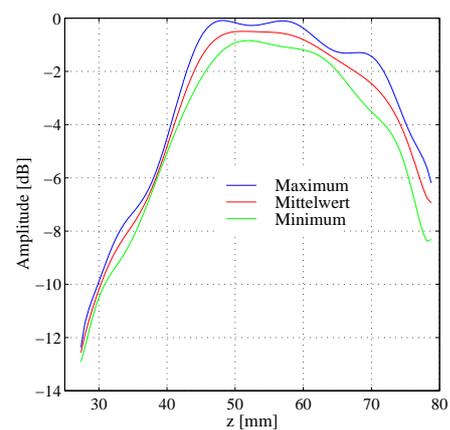


Abbildung 5.63: Messfehler am WOBLER bei 3.25 MHz am IEC-Phantom

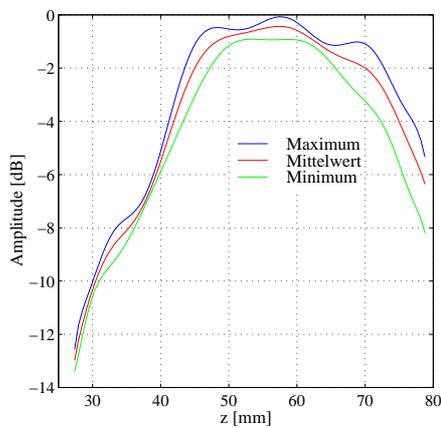


Abbildung 5.64: Messfehler am WOBLER bei 3.5 MHz am IEC-Phantom

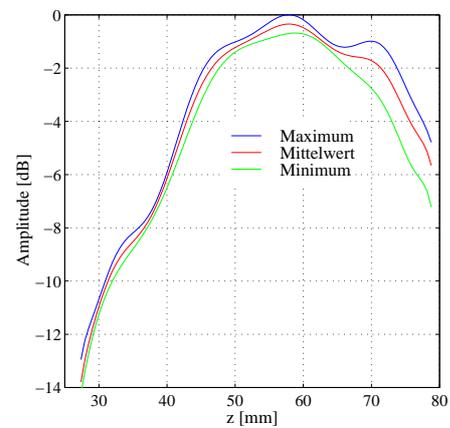


Abbildung 5.65: Messfehler am WOBLER bei 3.75 MHz am IEC-Phantom

Kapitel 6

Bestimmung von akustischen Gewebeparametern zur Schätzung des IMF im m. longissimus dorsi von Schweinen

Neben der Verwendung von Ultraschall in der klinischen Diagnostik haben ultraschallbasierte Verfahren auch in weitreichenden Gebieten der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung Einzug gehalten. Die Qualitätskontrolle, als besondere Form der Materialprüfung, gewann in den letzten Jahren zunehmend an Bedeutung. Das Anliegen hierbei ist es, die qualitative Hochwertigkeit von Produkten sicherzustellen, um somit ihre Wettbewerbsfähigkeit zu steigern. Um in der Qualitätskontrolle einsetzbar zu sein, ist die Fähigkeit der Erfassung von qualitätsbeschreibenden Materialeigenschaften wichtigste Voraussetzung des Verfahrens. Häufig ist jedoch eine direkte Messung der Qualitätsparameter nicht realisierbar. In solchen Fällen kann es helfen, Zusammenhänge zwischen direkt messbaren, physikalischen Größen und den qualitätsbeschreibenden Parametern zu untersuchen. Ultraschallbasierte Verfahren zur Bestimmung quantitativer akustischer Parameter sind demnach prinzipiell für den Einsatz in der Qualitätskontrolle geeignet.

Zahlreiche Untersuchungen zur Beurteilung der Qualität von Schweinefleisch deuten darauf hin, dass der intramuskuläre Fettgehalt einen bedeutenden Anteil am sensorisch wahrnehmbaren Eindruck von Schweinefleisch besitzt. Verschiedene Autoren konnten signifikante Zusammenhänge zwischen dem IMF und sensorischen Parametern wie Geschmack, Saftigkeit und Zartheit feststellen [11, 16, 17, 23]. Diese Ergebnisse boten u.a. die Grundlage für ein Forschungsprojekt zur Untersuchung von Zusammenhängen zwischen akustischen Parametern und dem intramuskulären Fettgehalt von Schweinefleisch, aus dem die vorliegende Arbeit entstand. Mittels ultraschallgestützter Verfahren zur Gewebecharakterisierung sollen quantitative akustische Parameter aus dem Gewebe des musculus longissimus dorsi von Schweinen errechnet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die physikalisch-technischen Grundlagen unter besonderer Berücksichtigung von vorgelagerten, absorbierenden Schichten zusammengetragen. Um eine weitgehend unabhängige Bestimmung akustischer Parameter sicherzustellen, wurden die Auswirkungen einer vorgelagerten Schicht auf die Ausbildung des Schallfeldes und folglich auf die Bestimmungs-

genauigkeit akustischer Parameter untersucht und berücksichtigt. Aufgrund des interdisziplinären Charakters dieses Projektes werden die Untersuchungen der Zusammenhänge zwischen den akustischen Gewebeparametern und der Fleischbeschaffenheit in einer separaten Arbeit an der Landwirtschaftlichen Fakultät dargestellt und werden voraussichtlich Ende des Jahres 2003 veröffentlicht.

Das nachfolgende Kapitel beschränkt sich darauf, die für die Bestimmung der akustischen Parameter im Rahmen des Projektes notwendigen Messungen zu beschreiben und die daraus erhaltenen physikalischen Parameter darzustellen.

6.1 Erhebung der Daten

Für die Untersuchung von Zusammenhängen zwischen aus der Literatur bekannten akustischen Parametern und dem intramuskulären Fettgehalt von Schweinefleisch wurden die in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen Messungen durchgeführt. Hierbei handelte es sich um Ultraschallmessungen mit dem in Abschnitt 6.1.1 dargestellten Messaufbau und der Aufnahme der aus dem Muskel rückgestreuten Ultraschallsignale. Zur Berechnung der akustischen Parameter fand eine speziell für dieses Projekt entwickelte Software mit der in Abschnitt 5.1 dargestellten Signalverarbeitung Anwendung.

6.1.1 Messaufbau

Bei der Durchführung der Messungen bildete ein kommerzielles Ultraschall-B-Bildgerät des Typs KONTRON SIGMA 44 HVCD mit einem fokussierten Schallwandler die zentrale Einheit des Messaufbaus. Ein PC mit dem Betriebssystem WINDOWS ME sowie einer A/D-Wandlerkarte des Typs SPECTRUM PCI 2.12 fand für die Digitalisierung der Signale Verwendung. Der A/D-Wandler besaß zwei analoge und zwei digitale Eingangskanäle. Die maximale Abtastfrequenz bei der Aktivierung beider Analogeingänge betrug 20MHz . Als Ultraschallwandler kam ein fokussierter mechanischer Sektorscanner, dessen Mittenfrequenz 3.5MHz betrug, zur Anwendung (KONTRON WOBLERAA5A).

Zur Auswertung der Ultraschallechos verfügte das Gerät über eine Schnittstelle zur Auskopplung der HF-Signale in analoger Form. Die auf diese Weise erhaltenen Signale entsprachen den piezoelektrisch gewandelten Ultraschallechos nach laufzeitabhängiger Verstärkung. Um den Einfluss der Geräteeigenschaften und Anwendereinstellungen in den erhaltenen Signalen zu neutralisieren, war eine Korrektur der systemspezifischen Übertragungseigenschaften nach Abschnitt A.1.1 erforderlich. Dafür stand ein Spannungssignal, das mit anwenderspezifischen TGC-Einstellung korreliert, an der angesprochenen Schnittstelle zur Verfügung.

Zur Übernahme der HF-Signale eines B-Bildes wurden 180 A-Scans ausgelesen. Die Anfänge jeder A-Linie waren durch ein Triggersignal gekennzeichnet. Zur Separation zweier aufeinanderfolgender B-Scans befand sich zu Beginn jedes B-Scans ein Startsignal auf einem gesonderten Triggerausgang. Beide Startsignale, Bild- und Linientrigger, standen für die Datenaufnahme zur Verfügung.

Nach der Übernahme der Spannungssignale erfolgte die Digitalisierung mittels der auf

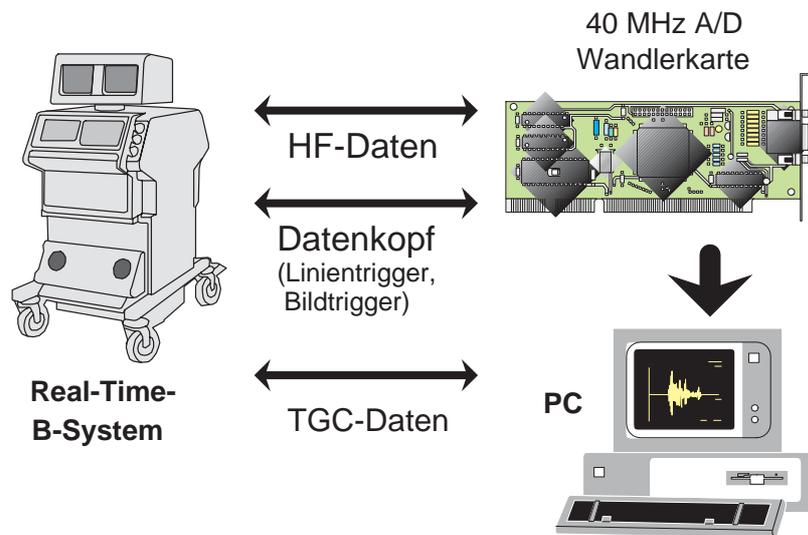


Abbildung 6.1: Messaufbau

der SPECTRUM PCI 2.12 befindlichen A/D-Wandler mit einer Auflösung von 12 Bit und einer Abtastrate von 20MHz . Die Eingangskanäle der A/D-Wandler waren für die Echosignale auf einen Spannungsbereich von 2V und für das TGC-Signal auf 1V eingestellt. Da das TGC-Signal in einem Bereich von 0V bis 5V variieren konnte, erfolgte vor der Einkopplung in den A/D-Wandler eine 5:1-Spannungsteilung. Die Aufnahme der gemessenen Signale, die Steuerung des A/D-Wandlers und die Speicherung in digitalisierter Form übernahm die in Abschnitt 5.1 beschriebene Software.

Jede der 180 A-Linien des Ultraschallscans bestand aus 3900 digitalisierten Amplitudenwerten. Mit Hilfe der Bild- und Linientrigger war es möglich, mit den aufgenommenen Messdaten das B-Bild zu rekonstruieren. Abbildung 6.2 zeigt ein rekonstruiertes B-Bild einer aufgenommenen Messung am musculus longissimus dorsi eines Schweines.

6.1.2 Messobjekte

Zur Erhebung der Daten wurden Ultraschalluntersuchungen an 119 Schlachtkörpern von Schweinen des Genotyps "Deutsche Landrasse" durchgeführt. Um Einflüsse der Aufzucht zu minimieren, stammten alle Tiere von ein und demselben Zuchtunternehmen. Die Schlachtung der Tiere erfolgte unter Einhaltung der gesetzlichen Vorgaben in einem kommerziellen Schlachtunternehmen. Zum Zeitpunkt der Keulung besaßen die Tiere ein für die Fleischproduktion übliches Schlachtkörpergewicht von ca. 95kg , womit sichergestellt war, dass die Datenaufnahme an allgemein üblichen Schlachtkörpern erfolgte. Die Ultraschalluntersuchungen fanden an der Position der 13. Rippe in der medialen Region am musculus longissimus dorsi statt. Diese Position wird üblicherweise für Messungen zur Klassifizierung des Fleisches – Bestimmung der Speckdicke, visuelle Beurteilung, Infrarotuntersuchung – verwendet.

Die Datenaufnahme am Schlachtkörper erfolgte postmortal zu zwei Zeitpunkten: Zunächst

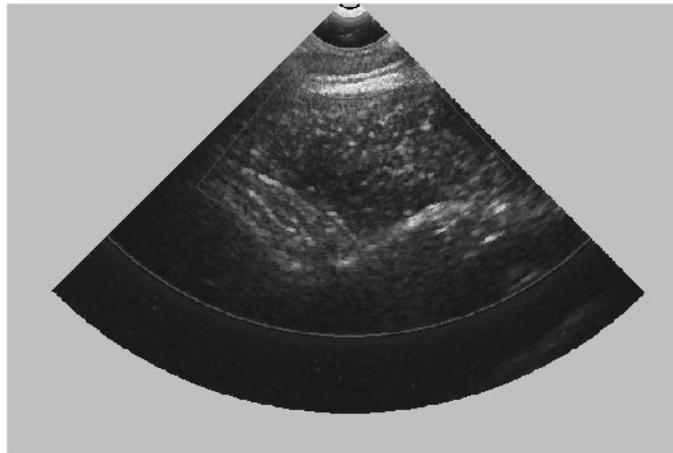


Abbildung 6.2: Rekonstruierter B-Mode-Scan

45 Minuten postmortal am warmen Schlachtkörper mit Speckauflage bei einer Temperatur von ca. 37°C , dann 24 Stunden später bei einer Temperatur von ca. 4°C sowohl mit als auch ohne Speckauflage. Während der Ultraschalluntersuchung sind an je drei Messpunkten B-Scans senkrecht und parallel zu den Muskelfasern aufgenommen worden. Nach der Aufnahme der HF-Signale wurden den Schlachtkörpern an der Messstelle Proben des musculus longissimus dorsi entnommen, aus denen in einem chemischen Verfahren der intramuskuläre Fettgehalt bestimmt werden konnte. Bis zur Verarbeitung wurden die Proben bei -18°C gelagert. Motivation der chemischen Bestimmung der intramuskulären Fettgehalte war es, bei der Auswertung der Ultraschallparameter über eine Referenz zu verfügen. Die Fettgehaltsbestimmung erfolgte nach § 35 LMBG mit Säurevoraufschluss aus einer an der linken Schlachtkörperhälfte entnommenen Probe.

6.2 Verarbeitung der Messdaten

Die Verarbeitung der aus dem m. ld aufgenommenen Ultraschallsignale erfolgte offline in zwei Stufen. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Software (siehe Abschnitt 5.1.4) fand für die Bestimmung der akustischen Parameter Anwendung. Im ersten Schritt sind in den rekonstruierten Ultraschall-B-Bildern Bereiche des m. longissimus dorsi mit ROI's markiert worden. Auswahlkriterien hierbei waren Homogenität und Artefaktfreiheit. Die Koordinaten dieser Bereiche wurden dann gemeinsam mit den Analyseparametern in einem Makrofile gespeichert. Die Korrektur der laufzeitabhängigen Verstärkung, die Bestimmung der cepstralen Parameter und die Transformation der Signale in den Spektralbereich waren ebenfalls Bestandteil des ersten Verarbeitungsschrittes. Die Fensterung der Signale erfolgte dabei mit einem GAUSSstor der Halbwertsbreite von ca. 130 Samplepunkten. Die Abstände zwischen den Toren betragen 15 Samplepunkte. Nach der ersten Verarbeitungsstufe lagen die cepstral geglätteten Spektren vor. Im zweiten Schritt der Signalverarbeitung wurde die Korrektur der Einflüsse des Schallfeldes und auch der Dämpfung der vorgelagerten Schicht durchgeführt. Im Anschluss daran erfolgte die Berechnung der in Tabelle 6.1 aufgelisteten akustischen Parameter. Das Processing erfolgte analog dem in

Abschnitt 5.1 beschrieben. Um eine weitere Auswertung der berechneten Parameter so komfortabel wie möglich zu gestalten, sind alle berechneten Parameterwerte in einer Paradox-Datenbank abgelegt worden.

Aufgrund der Ansiedelung der Problemstellung im Bereich der Tierzucht erfolgt, wie bereits erwähnt, die Untersuchung von Zusammenhängen der akustischen Gewebeparameter zum intramuskulären Fettgehalt in einer gesonderten Dissertationsschrift an der Landwirtschaftlichen Fakultät der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg. In diesem Zusammenhang ist zu erwähnen, dass das beschriebene Projekt vom Institut für Tierzucht der Martin-Luther-Universität initiiert wurde.

$MWCF$	Mittelwert der Mittenfrequenz
$CFDS$	Mittenfrequenzverschiebung
IOA	Anstieg der Dämpfung
IAC	Integrierter Dämpfungskoeffizient
$rel.IBC$	Integrierter Rückstreuungskoeffizient
BW	Änderung der Bandbreite
C_{NP}	Anzahl der Peaks im Cepstrum
C_A	Fläche unter dem Cepstrum
C_{MD}	Mittlerer Abstand der Peaks im Cepstrum
$\alpha(f)$	Frequenzabhängige Dämpfung
$R(f)$	Frequenzabhängige Rückstreuung
$R_R(f)$	Frequenzabhängige relative Rückstreuung
$A(f)$	Spektrale Amplitudenverteilung
$MWR(f)$	Mittleres Amplitudenspektrum nach Dämpfungskorrektur
$BCMAX$	Maximaler Amplitudenwert in Abhängigkeit der Richtung
$\Delta BC(f)$	Differenz zwischen maximaler und minimaler Amplitude in Abhängigkeit der Richtung
$IBC(\gamma)$	Anstieg der Amplituden über der Scanrichtung

Tabelle 6.1: Aus HF-Signalen errechnete Parameter

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Die Ausbreitung von Schallwellen ist stets an die spezifischen Eigenschaften des Mediums geknüpft. Zur systemunabhängigen Bestimmung quantitativer akustischer Parameter ist die Kenntnis des sich ausbildenden Schallfeldes unerlässlich. Befinden sich Schichten vor der Untersuchungsregion im Ausbreitungspfad des Ultraschalls, so können diese, bedingt durch die Änderung der akustischen Eigenschaften, Einfluss auf die Form und Intensität des Schallfeldes nehmen. Zusätzlich wirken sich Schichten aufgrund absorbierender Fähigkeiten auf die Intensität der Schallwellen aus. Bei der praktischen Verwendung von ultraschallbasierten Messverfahren, sowohl in der medizinischen Diagnostik als auch in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung, befindet sich vor dem Untersuchungsobjekt häufig ein zusätzliches Medium mit differenten akustischen Eigenschaften. Eine Korrektur von Schallfeldeinflüssen auf die Echosignale ist demnach in Zusammenhang mit den Schichteigenschaften zu sehen.

Dieser Zusammenhang wurde im Rahmen eines Projektes zur Bestimmung des intramuskulären Fettgehaltes im *m. longissimus dorsi* aus hochfrequenten Ultraschallsignalen für im Schweinerücken befindliche Speckauflagen untersucht. Zur Schallfeldbestimmung eignen sich verschiedene Messverfahren unterschiedlich gut. So sind Messungen mit Hydrophon oder Vibrometer zur Erfassung des Sendeschallfeldes generell gut geeignet. Um aber das systemspezifische effektive Schallfeld zu bestimmen, ist es notwendig, Messungen im Impuls-Echo-Betrieb durchzuführen. Mit dem für die Untersuchungen aufgebauten Messplatz zur Schallfeldbestimmung wurden Messungen an einem dünnen Draht und an einem Stahlreflektor durchgeführt. Unterschiedliche Positionen der Nahfeldgrenze bei Messungen an einem dünnen Draht und an einem Stahlreflektor belegen die Sensitivität des Messaufbaues bezüglich räumlicher Anordnungen vor dem Schallwandler. Zusätzlich wurde eine Methode für die Simulation von Schallfeldern in geschichteten Medien entwickelt. Zur Vermessung von Schallfeldern hinter einer Schicht befand sich eine aus dem Schweinerücken entnommene Speckauflage direkt am Ultraschallwandler. Hierbei zeigte sich, dass Schweinespeck mit einer *in vivo* üblichen Ausdehnung lediglich geringe Veränderungen im Schallfeld hervorruft. Die messtechnisch erhaltenen Ergebnisse wurden durch die Resultate aus numerischer Simulation belegt. Bei der Anwendung von Korrekturfunktionen, erhalten aus Messungen mit und ohne Speckschicht, zeigte sich bei der Berechnung der akustischen Dämpfung, unter Berücksichtigung der Speckschicht, keine Erhöhung der Bestimmungsgenauigkeit. Die Messungen wurden sowohl mit einem fokussierten Einzelelementwandler, als auch mit einem stärker fokussierenden B-Bildsystem durchgeführt und zeigten das

gleiche Ergebnis. Zu erkennen war jedoch eine Abhängigkeit der Bestimmungsgenauigkeit von der Position der ROI bezüglich des Fokus. Während bei dem schwächer fokussierenden Ultraschallwandler die Abweichungen von den Referenzwerten mit der Entfernung vom Fokus nur schwach zunahm, war bei dem kommerziellen System eine Parameterbestimmung außerhalb des Fokus mit großen Fehlern verbunden. In fokusnahen Bereichen hingegen ließen sich mit beiden Systemen gute Ergebnisse erzielen. Die Ursache hierfür besteht bei Messungen mit dem kommerziellen System mutmasslich in dem deutlich geringeren Signal-Rausch-Abstand der vor- bzw. hinter dem Fokus detektierten Signale. Neben der Kenntnis über die Schallfeldcharakteristik ist folglich bei stark fokussierenden Systemen für die Minimierung der Abweichungen bei der Parameterbestimmung eine Beschränkung auf fokusnahe Regionen von Bedeutung. Durch eine Schicht hervorgerufene dämpfungsbedingte Signalschwächungen hingegen sind bei der Bestimmung akustischer Parameter nicht vernachlässigbar. Diese Einflüsse lassen sich mit einer dickenabhängigen Dämpfungskorrektur kompensieren. Folglich ist zusammenfassend festzustellen, dass die Einflüsse auf das Schallfeld im Fall von Schweinespeck einer in vivo üblichen Ausdehnung vernachlässigbar sind. Diese Aussage ist allerdings nicht zu verallgemeinern. Bei unterschiedlichen Schichtmaterialien sind die Auswirkungen separat zu untersuchen.

Die im Zusammenhang mit dieser Arbeit entwickelte Software soll es dem Anwender ermöglichen, quantitative akustische Parameter aus hochfrequenten Ultraschallechos systemunabhängig bestimmen zu können. Dafür sind die in dieser Arbeit erhaltenen Erkenntnisse bei der Entwicklung der Software berücksichtigt worden. Eine Unabhängigkeit vom verwendeten Messsystem wird durch die Einbeziehung systemspezifischer Übertragungseigenschaften gewährleistet. Für diese Unabhängigkeit lässt sich neben der Schallfeldcharakteristik auch die laufzeitabhängige Verstärkung ausgleichen. Eine Berücksichtigung vorgelagerter absorbierender Schichten erfolgt dabei separat auf zwei Wegen. Die Beeinflussung des Schallfeldes wird im Rahmen einer material- und systemspezifischen Schallfeldkorrektur vorgenommen. Auswirkungen aufgrund der absorbierenden Eigenschaften hingegen lassen sich mit Kenntnis der Schichtdicke individuell kompensieren. Die hierfür benötigten frequenzabhängigen Dämpfungswerte des Schichtmaterials sind in einer Referenzmessung separat zu bestimmen. Systemspezifische Korrekturfunktionen lassen sich über eine vorgesehene Schnittstelle in die Software implementieren. Dafür ist es notwendig, die Übertragungseigenschaften systemspezifisch zu erfassen. Simulationen von Schallfeldern kommerzieller Systeme sind aufgrund der komplexen Fokussierungsverfahren oft nicht möglich, da zur Modellierung detaillierte Informationen sowohl über den Schallwandler, als auch über seine Ansteuerung und die Phasenbeziehungen zwischen den Wandlerelementen im Empfangsfall nötig sind. Die Bestimmung des Schallfeldes ist in diesem Fall mit aufwendigen Schallfeldmessungen verbunden.

Der im Rahmen der Untersuchungen zur Bestimmung des IMF verwendete Messaufbau ist für die Datenaufnahme zur Untersuchung von Zusammenhängen zwischen dem IMF und den gemessenen Ultraschallsignalen entwickelt worden. Er genügt daher den Anforderungen des praktischen Einsatzes nicht. Ein für derartige Messungen zu entwickelndes System sollte eine Bestimmung der akustischen Gewebeparameter in Echtzeit ermöglichen. Weiterhin würde eine Markierung der Fokusregion im Schnittbild helfen, Fehler bei der Berechnung der Parameterwerte zu minimieren. Zusätzlich wäre es von Vorteil, wenn die ausgekoppelten Signale mit konstantem Anstieg über der Tiefe verstärkt würden.

Anhang A

Anhang

A.1 Die Tiefenabhängige Verstärkung (TGC)

Die Bestimmung von Gewebeeigenschaften soll Aussagen über den Zustand des untersuchten Gewebes weitgehend unabhängig vom verwendeten B-Bildgerät ermöglichen. Hierfür ist eine sorgfältige Korrektur der systemabhängigen Übertragungseigenschaften des verwendeten Gerätes in den aus den Messungen erhaltenen hochfrequenten Ultraschallechos vor der Spektralanalyse notwendig. Solche Korrekturen sind meist mit aufwendigen Zusatzmessungen oder Simulationsrechnungen verbunden [19]. In einigen Arbeiten wird vorgeschlagen, diese Korrekturen durch die Fixierung manuell einstellbarer Parameter am Gerät zu umgehen. Hieraus ergeben sich zwar vergleichbare Messbedingungen, aber nicht zwingend eine Geräteunabhängigkeit der bestimmten Parameter. Ein Argument für diesen Vorschlag ist jedoch, dass es derzeit nicht möglich ist, die durch das Messsystem bedingten Einflüsse auf die Hochfrequenzechos vollständig zu kompensieren. Die aufgrund einer teilweisen Korrektur verbleibenden systematischen Fehler können aber mit der Verwendung gleichbleibender Messbedingungen vermieden werden. So ergibt sich für die ermittelten Parameterwerte eine zumindest teilweise Geräteunabhängigkeit. Extrahiert man dieselben Parameter aus Messungen mit verschiedenen Messsystemen, so werden sich diese aufgrund der verschiedenen systematischen Übertragungseigenschaften voneinander unterscheiden. Weiterhin schränkt eine Fixierung manuell einstellbarer Parameter die Anpassung des Messsystems an das Untersuchungsobjekt stark ein, was weitere, vermeidbare systematische Fehler nach sich zieht. Im Nachfolgenden wird der Einfluss der tiefenabhängigen Verstärkung sowie deren Kalibrierung beschrieben.

A.1.1 Beschreibung der TGC

Das sich in biologischem Gewebe ausbreitende Ultraschallsignal ist aufgrund der Phänomene Streuung und Absorption einer Signalabschwächung bzw. Dämpfung ausgesetzt. Aus diesem Grund verfügen B-Bildsysteme über eine Einstellmöglichkeit der tiefen- bzw. laufzeitabhängigen Verstärkung. Diese ermöglicht den Ausgleich der Ultraschallschwächung im Gewebe bezüglich eines gleichmäßig hellen B-Bildes für den konventionellen Anwender, zusätzlich sichert sie eine optimale Ausnutzung des Dynamikbereiches der A/D-Wandler während der Datenübernahme. Die Einstellung der TGC (Time Gain Compensation) bein-

haltet sowohl eine tiefenabhängige Variation der Verstärkung als auch die Einstellung einer Grundverstärkung. Neben der gewebespezifischen Dämpfung lässt sich mit der TGC auch der Einfluss des Schallfeldes des verwendeten Wandlers ausgleichen, da aus dem Bereich des Fokus größere Rückstreusignale empfangen werden. Ohne vollständige Korrektur der TGC ist auch eine fest eingestellte Verstärkung in Abhängigkeit der Dämpfung bei der Mittenfrequenz des Wandlers und der Tiefe möglich. Da aber Parameterwerte bestimmt werden sollen, die in Abhängigkeit der Gewebeeigenschaften variieren, entsteht dadurch in vielen Fällen eine ungenügende Anpassung des B-Bildgerätes an das zu untersuchende biologische Gewebe. Deshalb ist eine vollständige Korrektur der TGC in jedem Fall vorzuziehen. In der Literatur [76, 26] wird der Einsatz von speziell entwickelten Verstärkern mit separat messbaren Kennlinien vorgeschlagen. Es ist allerdings notwendig, aus dem B-Bildgerät die HF-Daten ohne Verstärkung auszukoppeln. Die derzeit verfügbaren B-Bildsysteme besitzen hochwertige Empfangsverstärker, weshalb eine Kalibrierung der Systemkomponenten genügen sollte, wenn die TGC die Anforderungen des Frequenzganges, des Dynamikbereiches und der Linearität der Verstärkung bezüglich der Anpassung an die Messaufgabe erfüllt.

Bei dem für die Messungen verwendeten B-Bildsystem wurden die hochfrequenten Ultraschallechos als elektrische Signale nach der tiefenabhängigen Verstärkung als analoge Zeitsignale ausgekoppelt. Weiterhin stand ein dem zeitlichen Verlauf der eingestellten TGC entsprechendes Signal zur Verfügung (TGC Steuerspannung). Somit war es möglich, Echos aus wandlernahen und wandlerfernen Regionen mit derselben Amplitudenauflösung zu messen. Die gesuchte Funktion zur Korrektur der TGC beschreibt den Zusammenhang zwischen der eingestellten TGC und realisierter Verstärkung. Da bei den Messungen nicht die absolute Verstärkung, sondern nur ein dem TGC-Verlauf entsprechendes Signal zur Verfügung stand, muss eine Kalibrierung der realisierten Verstärkung bezüglich der TGC-Einstellungen vorgenommen werden.

A.1.2 Kalibrierung der TGC durch Beschallung mit einem zweiten Wandler

Zur Ermittlung des Zusammenhanges zwischen der ausgekoppelten TGC-Steuerspannung und der tatsächlich realisierten Verstärkung sind die nachfolgend beschriebenen Messungen durchgeführt worden. Die Idee, die dieser Methode zugrunde liegt, besteht darin, der TGC-Verstärkerstufe eine konstante Wechselspannung zuzuführen und aus dem gemessenen Ausgangssignal eine Verstärkungsfunktion in Abhängigkeit von der Steuerspannung abzuleiten. Unter Verwendung eines zweiten Schallwandlers (PANAMETRICS V384-N-SU 3.5/0.25) wurde der Ultraschallwandler des kommerziellen Ultraschallgerätes mit einem 3.5MHz Sinussignal angeregt. Da die Amplitude dieser Sinusschwingung konstant war, kann davon ausgegangen werden, dass am Eingang der TGC-Verstärkerstufe eine konstante Wechselspannung anlag. Die absolute Amplitude war der Messung dabei allerdings nicht zugänglich. Das sich im M-Mode befindliche Ultraschallgerät lieferte das aus einer festen Richtung detektierte und den TGC-Einstellungen entsprechend verstärkte Signal. Für die Auswertung sind je 100 M-Linien (Zeitsignale) und die TGC-Steuerspannungen bei verschiedenen TGC-Einstellungen aufgenommen worden.

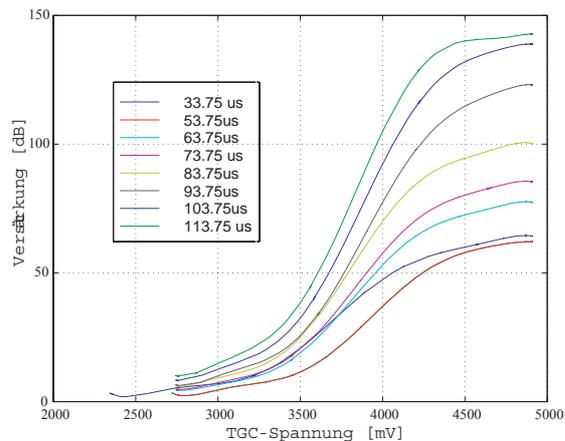


Abbildung A.1: Tiefenabhängige Kennlinien der TGC-Verstärker bei der Grundeinstellung G16

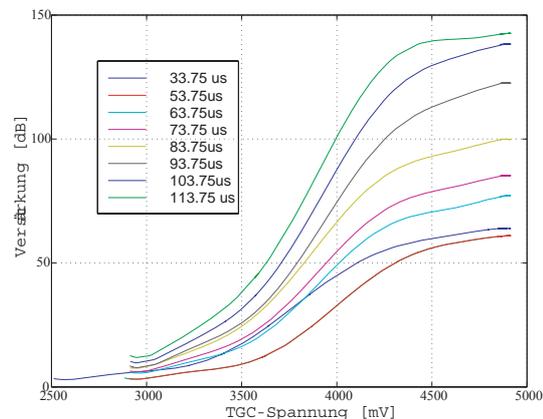


Abbildung A.2: Tiefenabhängige Kennlinien der TGC-Verstärker bei der Grundeinstellung G18

Die Abhängigkeit der Verstärkung von der Steuerspannung ergab sich dann aus den Verhältnissen der Amplituden der HILBERTtransformierten Zeitsignale zur TGC - Steuerspannung. Da dieser Zusammenhang in Abhängigkeit von der Tiefe variiert, ist es nicht möglich, eine einzige Funktion zur Korrektur zu erstellen. Innerhalb einer Strecke von 8cm hinter der Kappe des Schallwandlers wurden 40 Korrekturfunktionen bestimmt, was einem Bereich von 2mm pro Korrekturfunktion entspricht. Die einzelnen Funktionen sind mit einem Polynom 11. Ordnung geglättet worden. Die Abbildungen A.1 und A.2 zeigen für verschiedene Laufzeiten die gemessenen Kennlinien der Verstärkung bei zwei unterschiedlichen Einstellungen der Grundverstärkung. Die erstellte Software verwendet zur Korrektur des TGC-Einflusses die Koeffizienten des Glättungspolynoms und errechnet gemeinsam mit der TGC-Spannung die entsprechende Verstärkung.

Wie bereits erwähnt, ist die Amplitude des Eingangssignals der TGC-Verstärkerstufe einer solchen Messung nicht zugänglich, was zur Folge hat, dass der Absolutwert der Verstärkung nicht bestimmt werden kann. Als Bezugswert zur Bestimmung der Verstärkung wurde das Ausgangssignal bei einer TGC-Steuerspannung von 2V verwendet. Nach Angaben des Herstellers beträgt die Verstärkung bei einer TGC-Spannung von 2V 0dB . Die Genauigkeit dieser Angabe ist jedoch von untergeordneter Bedeutung, da alle gemessenen Signalamplituden auf einen konstanten Wert bezogen werden und sich alle Kennlinien um den gleichen Offsetwert verschieben. Für den Ausgleich der laufzeitabhängigen Verstärkungsdifferenzen sind die aus dieser Messung erhaltenen Kennlinien ausreichend.

A.2 Gewebenachbildende Phantome

Für die Bestimmung von systemspezifischen Übertragungseigenschaften eines Ultraschallgerätes stand ein Phantom zur Verfügung, mit dem die Schallausbreitung im Gewebe simuliert werden kann. Die Simulation ist erforderlich, da sich Übertragungseigenschaften derzeit in vivo nicht bestimmen lassen. Hierfür ist es von Bedeutung, dass die Eigen-

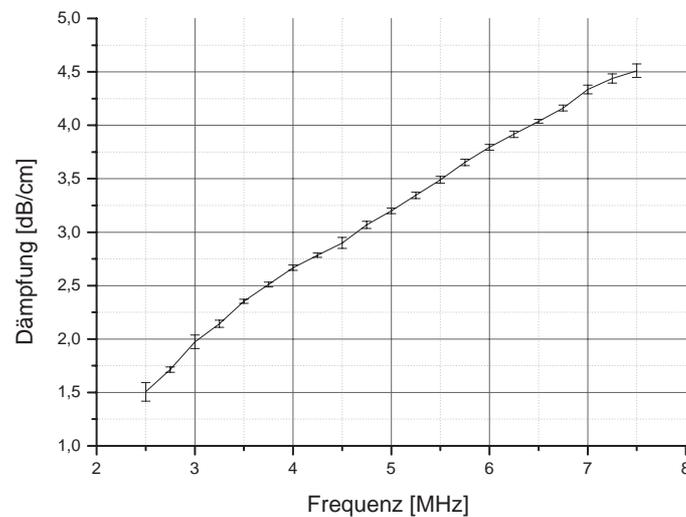


Abbildung A.3: Dämpfung des IEC-Phantoms

schaften des benutzten Phantoms denen biologischen Gewebes nachempfunden ist. Das Grundmaterial solcher Phantome ist Agar-Agar, ein Gel-bildendes Heteropolysaccharid aus der Zellwand von Rotalgen [19]. Dämpfung, Rückstreuung und Schallgeschwindigkeit lassen sich durch Zugabe geeigneter Stoffe in die geschmolzene Masse variieren.

Das verwendete Phantom entspricht der Empfehlung der IEC (Norm: 1685) für gewebeähnliches Phantommaterial in einem Dopplerphantom. Das Basismaterial besteht aus Agar unter Zugabe von Aluminiumoxid verschiedener Korngrößen ($0.3 \mu m$ - $3 \mu m$) und Siliciumcarbid ($23 \mu m$). Die Schallgeschwindigkeit lässt sich durch Zugabe von Glycerol erhöhen [28].

A.2.1 Messungen zur Bestimmung der Phantomeigenschaften

Eine Methode zur Korrektur des Schallstrahlungsfeldes ist die in Abschnitt 4.2.4 beschriebene. Sie basiert auf Referenzmessungen mit gewebebildenden Phantomen, deren Schallgeschwindigkeit und Dämpfung zum Erstellen von Korrekturfunktionen bekannt sein müssen. Durch die Benutzung verschiedener Korrekturfunktionen für verschiedene Frequenzen wird die Frequenzabhängigkeit des Schallfeldes in das Korrekturverfahren eingebunden. Hierfür ist es notwendig, die Dämpfung des Phantommaterials in Abhängigkeit von der Frequenz zu kennen. Für die Messung verwendete Geräte waren:

- Funktionsgenerator LECROY 9109
- Digitalspeicheroszilloskop LECROY 9430
- Spectrum Analyzer HEWLETT PACKARD 3585A (20 – 40 MHz)
- PC mit Betriebssystem MS-DOS

- zwei Ultraschallwandler, Mittenfrequenz 9.1MHz , Bandbreite 60%

Im ersten Schritt des Messverfahrens wird die Dicke des gewebeachbildenden Phantoms bestimmt. Hierfür wird zunächst im Wasserbad die Entfernung der beiden aufeinander ausgerichteten Ultraschallwandler ermittelt. Das Phantom wird nun zwischen den beiden Wandlern im Wasserbad platziert und die Entfernungen jedes Wandlers zu der ihm zugewandten Phantomoberfläche wird mittels Zeitmessung des Oberflächenechos bestimmt. Aus diesen drei Entfernungen lässt sich die Dicke des Phantoms errechnen. Im zweiten Schritt des Verfahrens soll die Übertragung von Schallwellen verschiedener Frequenzen von einem Wandler zum anderen mit und ohne Phantom gemessen werden. Die Amplitudenspektren werden zur späteren Dämpfungsbestimmung auf dem PC gespeichert. Am Spectrum-Analyzer wird der Frequenzbereich und die Schrittweite vorgegeben. Dieser regt den Sendewandler an. Die vom Empfangswandler detektierten Signale gelangen auf den Eingang des Spectrum-Analyzers, der die Amplituden der jeweiligen Frequenz zuordnet. Das logarithmierte Leistungsspektrum wird auf den PC übertragen, auf dem es zur späteren Auswertung gespeichert wird. Die Messung des Übertragungsspektrums wird sowohl mit als auch ohne Phantom im Wasserbad durchgeführt. Aus der Differenz der Amplitudenwerte der einzelnen Frequenzen untereinander errechnet sich die frequenzabhängige Dämpfung in $\frac{dB}{cm}$.

Literaturverzeichnis

- [1] Boote E.J., Zagzebski J.A., Madsen E.L.; Backscatter coefficient imaging using a clinical scanner. *Medical Physics*, 19(5), 1145-1152, 1992
- [2] Bridal S.L., Wallace K.D., Trousil L., Wickline S.A.; Frequency Dependence of acoustic backscatter from 5 to 65 MHz of polysterene beads in agarose. *J. Acoust. Soc. Am.*, 100(3), 1841-1848, September 1996
- [3] Bridal S.L., Fornès P., Bruneval P., Berger G.; Correlation of Ultrasonic Attenuation (30 to 50 MHz) and Constituents of Atherosclerotic Plaque. *Ultrasound in Medicine and Biology*, Vol. 23, No. 5, 691-703, 1997
- [4] Céspedes I., Ophir J.; Diffraction correction methods for pulse echoacoustic attenuation estimation. *Ultrasound in Medicine and Biology*, 16(7), 707-717, 1990
- [5] Chen X., Phillips D., Schwarz K.Q., Mottley J.G., Parker K.J.; The measurement of backscatter coefficient from a broadband pulse-echo system: a new formulation. *IEEE Trans. Ultrasonics Ferroelectrics and frequency Control*, 44, 515-525, 1997
- [6] Chen J.F., Zagzebski J.A., Twersky V.; Frequency dependence of backscatter coefficient versus scatterer volume fraction. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Frequency Control*, 43, 345-353, 1996
- [7] Cloostermans M.J.T.M., Thijissen J.M.; A Beam Corrected Estimation of the Frequency Depend Attenuation of Biological Tissues from Backscattered Ultrasound. *Ultrasonic Imaging*, 5, 136-147, 1983
- [8] Cohen F.S., Gerorgiou G., Halpern E.; WOLD decomposition of the backscatter echo in ultrasound images of soft tissue organs. *IEEE TRansactions on Ultrasound Ferroelectrics and Frequency Control*, Vol.44, 460-472, March 1997
- [9] Duck F.A.; *Physical Properties of Tissue*. Academic Press, London, 1990
- [10] Debye P., Anderson H.R., Brumberger H.; Scattering by an inhomogeneous solid, II. The correlation function and its application. *J.Appl.Ohys.* 28 679-683, 1957
- [11] Eggert J.M., Depreux F.F.S., et al.; Myosin heavy chain isoforms account for variation in pork quality. *Meat Science*, 61(2), 117-126, 2002
- [12] Faran J.J.; Sound scattering by solid cylinders and spheres. *J. Acoust. Soc. Am.*, 23, 405-418, 1951

-
- [13] Feleppa E.J., Kalisz A., Sokil-Melgar J.B., Lizzi F.L., Angel T.L., Rosado L., Shao M.C., Fair W.R., Wang Y., Cookson M.S., Reuter V.E., Heston W.D.W.; Typing of prostate Tissue by Ultrasonic Spectrum Analysis. *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, Vol. 43, No. 4, July 1996
- [14] Fraser J., Kino G.S., Birnholz J.; Cepstral Signal Processing for Tissue Signature Analysis, In: *Ultrasonic Tissue Characterization II*. Ed. Linzer, M. Washington DC.: Government Printing Office, 287-295, 1979
- [15] Fellingham L.L., Sommer G.; Ultrasonic Characterization of Tissue Structure in the in vivo human liver and spleen. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, Vol. SU-31, No. 4, July 1984
- [16] Fernandez X.G., Monin, et al.; Influence of intramuscular fat content on the quality of pig meat - 1. Composition of the lipid fraction and sensory characteristics of m. longissimus lumborum. *Meat Science*, 53(1), 59-65, 1999
- [17] Fernandez X.G., Monin, et al.; Influence of intramuscular fat content on the quality of pig meat - 2. Consumer acceptability of m. longissimus lumborum. *Meat Science*, 53(1), 67-72, 1999
- [18] Fink M.A., Cardoso J.F.; Diffraction effects in Pulse-Echo-Measurement. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, SU-31,(4), 313-329, 1984
- [19] Gärtner T.; *Ultraschallspektroskopie an fokussierenden Systemen zur quantitativen Bestimmung von akustischen Gewebeparametern*. Dissertation MLU Halle-Wittenberg, 2001
- [20] Gärtner T., Zacharias M., Jenderka K.-V., Heynemann H., Cobet U.; Geräteunabhängige Ultraschall-Gewebecharakterisierung von Hoden und Prostata. *Der Radiologe*, 1998,38, pp 424-433, Springer Verlag 1998
- [21] Georgiou G., Cohen F.S.; Tissue Characterization Using Continue Wavelet Transform Part I: Decomposition Method. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Vol.48, No.2, 364-373, March 2001
- [22] Georgiou G., Cohen F.S., Piccoli C.W., Forsberg F., Goldberg B.B.; Tissue Characterization Using Continue Wavelet Transform Part II: Application on Breast RF Data. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Vol.48, No.2, 364-373, March 2001
- [23] Götz K.-U., Peschke W., et al.; Genuswert: Neue Merkmale für die Zucht. Vortrag zum 5. Schweineworkshop am 20./21. Februar 2001 in Uelzen, DGFZ Schriftenreihe, 5, 75-84, 2001
- [24] Hall T.J., Insana M.F., Harrison J.A., Cox G.G.; Ultrasonic Measurement of Glomerular diameters in normal adult humans. *Ultrasonic in Medicine and Biology*, 22(8), 987-997, 1996

-
- [25] Hickling R.; Analysis of echoes from a solid elastic sphere in water. *J. Acoust. Soc. Am.*, 34, 1582-1592, 1962
- [26] Huisman H.J.; In vivo Ultrasonic Tissue characterization of liver metastases. DTQP Schiedam, 1998
- [27] Huisman H.J., Thijssen J.M.; Precision and accuracy of acoustospectrographic parameters. *Ultrasound in Medicine and Biology*, 22(7), 855-871, 1996
- [28] International Electrotechnical Commission (IEC), Ultrasonics - flow measurement system - flow test object, Draft 1685 - IEC, 1998
- [29] Insana M.F., Zagzebski J.A., Madsen E.L.; Improvements in the spectral difference method for measuring ultrasonic attenuation. *Ultrasonic Imaging*, 5, 331-345, 1983
- [30] Insana M.F., Wagner R.F., Brown D.G., Hall T.J.; Describing small-scale structure in random media using pulse-echo ultrasound. *J. Acoust. Soc. Am.*, 87, 179-192, 1990
- [31] Insana M.F.; Modelling acoustic backscatter from kidney microstructure using an anisotropic correlation function. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97, 649-655, 1995
- [32] Jenderka K.V.; Messverfahren zur Untersuchung von Ultraschallrückstreusignalen mittels zeitvariabler Fensterfunktion. Diplom, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, 1985
- [33] Jenderka K.V.; Measurement of attenuation and mean scatterer's spacing by ultrasound spectroscopy. *The Journal of Nuclear Medicine and Allied Sciences*, 32(3), 196-198, 1988
- [34] Jenderka K.V.; Die Bestimmung akustischer Parameter aus rückgestreuten Ultraschallsignalen. Dissertation(A), Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, 1989
- [35] Jenderka K.V., Gärtner T., Heynemann H., Heinicke H.; Estimation of mean scatterer spacing based on rf echo data obtained from different transducer systems. *Acoustical Imaging*, 23, 337-342, 1997
- [36] Jensen J.A.; Ultrasound fields from triangular apertures. *The J. Acoust. Soc. Am.*, 100(4), 2049-2056, 1996
- [37] Jensen J.A., Svendsen N.B.; Calculation of pressure fields from arbitrarily shaped, apodized and excited ultrasound transducers. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 39(2) 262-267, 1992
- [38] Kinsler L.E.; Fundamentals of acoustics. 4 ed., New York, Wiley, 2000
- [39] Kollman C., Bezemer R.R., Fredfeldt K.E., Schaarschmidt U.G., Teirlinck C.J.P.M.; Ein Testobjekt für die apparative Qualitätssicherung bei Ultraschall - Doppeler(Duplex) - Geräten, ausgehend vom Normenentwurf IEC 61685. *Ultraschall in der Medizin*, 20, 248-257, G.Thieme - Stuttgart - New York, 1999

-
- [40] Krüger M.; Ein Modell für die morphologische und qualitative Abbildung akustisch inhomogener Medien mit Ultraschall. Dissertation(A), Aachen, 1997
 - [41] Kuc R., Schwartz M., von Miesky M.; Parametric estimation of the acoustic attenuation coefficient slope for soft tissue. 1976 IEEE Ultrasonics Symposium Proc. 44-47, 1976
 - [42] Kuc R., Schwartz M.; Estimating the acoustic attenuation coefficient slope for liver from reflected ultrasound signals. IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics, 26(5), 353-362, 1979
 - [43] Kuc R.; Estimating reflected ultrasound spectra from quantized signals. IEEE Transactions on Biomedical Engineering, BME-32(2), 105-112, 1985
 - [44] Kuc R.; Estimating acoustic attenuation from reflected ultrasound signals: Comparison of spectral-shift and spectral difference approaches. IEEE Transactions on acoustics, Speech and Signal Processing, ASSP-32(1), 1-6, 1984
 - [45] Kuc R., Hagherdar K., O'Donnell M.; Presence of cepstral Peaks in Random Reflected Ultrasound Signals. Ultrasonic Imaging, 8, 196-212, 1986
 - [46] Kuttruff H.; Physik und Technik des Ultraschalls. S.Hirzel Verlag Stuttgart 1988
 - [47] Landini L., Sarnelli R., Salvadori M., Squartini F.; Orientation and frequency dependence of backscatter coefficients in normal and pathological breast tissues. Ultrasound in Medicine and Biology, 13, 77-83, 1987
 - [48] Laugier P., Berger G., Fink M.A., Perrin J.; Diffraction correction for focused transducers in attenuation measurements in vivo. Ultrasonic Imaging, 9, 248-259, 1987
 - [49] Lizzi F.L., Greenbaum M., Feleppa E.J., Elbaum M.E., Coleman D.J.; Theoretical framework for Spectrum analysis in Ultrasonic tissue characterization. The Journal of the Acoustical Society of America, 73(4), 1366-1373, 1983
 - [50] Lizzi F.L., Ostromogilsky M., Feleppa E.J., Rorke M.C., Yaremko M.M.; Relationship of Ultrasonic Spectral Parameters to Features of Tissue Microstructure. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, UFFC-33(3), 319-329, 1987
 - [51] Madsen E.L., Zagzebski J.A., Banjavic R.A., Jutila R.E.; Tissue mimicking materials for ultrasound phantoms. Medical Physics, 391-394, 1978
 - [52] Madsen E.L., Zagzebski J.A., Frank G.; Oil-in-gelatin dispersion for use as ultrasonically tissue mimicking materials. Ultrasound in Medicine & Biology, 8(3), 277-287, 1982
 - [53] Millner R., et.al.; Wissensspeicher Ultraschalltechnik. Fachbuchverlag Leipzig, 1987
 - [54] Morneburg H.; Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik. Publics MCD Verlag, Erlangen, 1995

- [55] Morse F.; Vibration and Sound. McGraw-Hill, New York, 1947
- [56] Morse P.M. and Ingard K.U.; Theoretical Acoustics. McGraw-Hill, New York, 1968
- [57] Nam-Deuk K., Viren A., Doyle W., Gene R.; Satish,U.; Ultrasound Image Texture Analysis for Characterizing Intramuscular Fat Content of Live Beef Cattle. Ultrasonic Imaging 20, pp 191-205, 1998
- [58] Nicholas D., Nassiri D.K.; Evaluation of Backscattering Coefficient for Excised Human Tissues: Results, interpretation and associated measurements. Ultrasound in Med.& Biol. , 8, 17-28, 1982
- [59] Nicholas D., Hill C.R., Nassiri D.K.; Evaluation of Backscattering Coefficients for Excised Human Tissue: Principles and Techniques. Ultrasound in Med.& Biol. , 8(1), 7-15, 1982
- [60] Oosterfeld B.J., Thikissen J.M., Hartmann P.C., Romijn R.L., Rosenbusch G.J.E.; Ultrasound attenuation and B-mode texture analysis of diffuse liver disease: methods preliminary results. Phys. med. Biol., 36, 1039-1064, 1991
- [61] Ophir J., Maklad N.F., Bigelow R.H.; Ultrasonic attenuation measurements of in vivo human muscle. Ultrasonic Imaging, 4, 290-295, 1982
- [62] Pauly H., Schwan H.P.; Mechanism of absorption of ultrasound in liver tissue. J.Acoust.Soc.Am, 55, 692-699, 1970
- [63] Parker K.J.; Observation of nonlinear acoustic effects in a b-scan imaging instrument. IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics
- [64] Parker K.J.; Attenuation measurement uncertainties caused by speckle statistics. The Journal of the Acoustical Society of America, 80(3), 727-734, 1986
- [65] Pike R., Sabatier P.; Scattering and Inverse Scattering in Pure and Applied Science. ACADEMIC PRESS, 2002
- [66] Pierce A.D.; Acoustics: An Introduction to its Physical Principals and Applications. McGraw-Hill, New York, 1981
- [67] Piranda B., Ballandras S., Steichen W., Hecart B.; A Model-Updating Procedure to Simulate Piezoelectric Transducers Accurately. IEEE Transactions in UFFC, Vol.48, No.5, September 2001
- [68] Raum K., Quantitative Akustische Rastermikroskopiemethoden zur Charakterisierung der elastischen Eigenschaften von Knochengewebe. Dissertation MLU Halle-Wittenberg, 2002
- [69] Richter K.P.; Frequenzanalyse von Ultraschallsignalen zur Gewebedifferenzierung. Dissertation(A), Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, 1978

- [70] Romijn R.L., Thijssen J.M., Oosterveld B.J., Verbeek A.M.; Ultrasonic differentiation of intraocular melanomas: parameters and estimation methods. *Ultrasonic Imaging*, 13, 27-55, 1991
- [71] Sachs L.; *Angewandte Statistik: Anwendung statistischer Methoden*. Berlin Springer 1992
- [72] Singelmann R.A., Reid J.M.; Analysis and measurement of ultrasonic backscattering from an ensemble of scatterers excited by sine-wave bursts. *J. Acoust. Soc. Am.*, 53, 1351-1355, 1973
- [73] Suzuki K., Hayashi N., Sasaki Y., Tanaka Y. Kono, M.; Cepstral analysis of ultrasound in chronic liver disease. *Frontiers Med. Biol. Engng.* Vol.3, No.4, pp 269-281, 1991
- [74] Sutilov, Vladimir A.; *Physik des Ultraschalls*. Akademie - Verlag Berlin, 1980
- [75] Shung K., Thieme G.A.; *Ultrasonic Scattering in Biological Tissues*. CRC Press Inc., Boca Raton 2000
- [76] Schmitz G.; *Ein Verfahren zur Ultraschall-Gewebscharakterisierung der Prostata*. Dissertation (A), Ruhr Universität Bochum, VDI Verlag GmbH Düsseldorf, 1996
- [77] Schmitz G., Ermert H., Senge T.; Tissue characterization of the prostate using radio frequency ultrasonic signals. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 46, 126-138, 1999
- [78] Skudrzyk E.; *The Foundations of Acoustics*. Springer, Wien, 1971
- [79] Sehgal C.M.; Quantitative relationship between tissue composition and scattering of ultrasound. *J. Acoust. Soc. Am.*, 94, 1944-1952, 1993
- [80] Stepanishen P.R.; The time-dependent force and radiation impedance on a piston in a rigid infinite planar baffle. *J. Acoust. Soc. Am.* 49(3), pp 841-849, 1971A.
- [81] Stepanishen P.R.; Transient radiation from pistons on a infinite planar baffle. *J. Acoust. Soc. Am.* 49, pp 1627-1638, 1971B.
- [82] Stetson P., Sommer G.; Ultrasonic Characterization of Tissues via Backscatter Frequency Dependence. *Ultrasound in Medicine and Biology*, Vol. 23, No.7, 989-996, 1997
- [83] Tupholme, G.E.; Generation of acoustic pulses by baffled plane pistons. *Mathematica* 16, pp. 209-224, 1969
- [84] Verhoef W.A., Cloostermans M.J., Thijssen J.M.; Diffraction and dispersion effects on the estimation of ultrasound attenuation and velocity in biological tissues. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, BME-32, 521-529, 1985

-
- [85] Waag R.C.; A review of tissue characterization from ultrasonic scattering. IEEE Trans. Biomedical Engineering, 31, 884-893, 1984
 - [86] Waag R.C., Astheimer J.P.; Characterization of measurement system effects in ultrasonic scattering experiments. The Journal of Acoustical Society of America, 88(5), 2418-2436, 1990
 - [87] Waag R.C., Astheimer J.P., Smith J.F.I.; Analysis and computations of measurement system effects in ultrasonic scattering experiments. The Journal of Acoustical Society of America, 91(3), 1284-1297, 1992
 - [88] Waagner R.F., Smith S.W., Sandrick J.M., Lopez H.; Statistics of speckle in ultrasound b-scans. IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics, 30(3), 156-163, 1983
 - [89] Wild J.J.; The use of ultrasound pulses for the measurement of biological tissues and the detection of tissue density changes, Surgery 27, 183-188, 1950
 - [90] Yagi S.I., Nakayama K.; Acoustical Scattering in weakly inhomogeneous disperse media: theoretical analysis, J.Acoust.Soc.Am. Jpn. 36, 496-503, 1980
 - [91] Yagi S.I., Nakayama K.; Acoustical Scattering in weakly inhomogeneous disperse media: experimental analysis, J.Acoust.Soc.Am. Jpn. 39, 659-667, 1983
 - [92] Yao L.X., Zagzebski J.A., Madsen E.L.; Backscatter coefficient measurements using a reference phantom to extract depth-dependent instrumentation factors. Ultrasonic Imaging, 12, 58-70, 1990
 - [93] Yao L.X., Zagzebski J.A., Madsen E.L.; Statistical uncertainty in ultrasonic backscatter and attenuation coefficients determined with a reference phantom. Ultrasound in Medicine and Biology, 17, 187-194, 1991

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

α	-	Absorptions- / Dämpfungskoeffizient
c	-	Schallgeschwindigkeit
H_{em}	-	elektromechanische Übertragungsfunktion
H_{Φ}	-	Schallfeldmuster
$p(x, t)$	-	Überschussdruck
P	-	Gleichgewichtsdruck
s	-	relativer Dichtezuwachs
R_{UU}	-	spektrale Leistungsdichte
ρ	-	Dichte
ρ_0	-	Gleichgewichtsdichte
ρ_e	-	Überschussdichte
u	-	Teilchengeschwindigkeit
κ	-	linearer Kompressionsmodul
u_x, u_y, u_z	-	Schallschnellekomponenten
ξ	-	Teilchenverschiebung von der Gleichgewichtsposition
Z	-	akustische Impedanz
IMF		intramuskulärer Fettgehalt
ROI		im B-Bild ausgewählter Bereich zur Parameterbestimmung oder Fouriertransformation (engl.: region of interest)
B-Bild		grauwertcodiertes Ultraschall-Schnittbild (engl.: brightness modulation)
TGC		laufzeitabhängige Verstärkung (engl.: time gain compensation)
m.l.d.		musculus longissimus dorsi
M-Mode		Aufnahme einer Ultraschalllinie in Abhängigkeit von der Zeit (engl.: time motion)
IEC		International Electrotechnical Commission
SFK		Schallfeldkorrekturfunktion
SNR		Signal-Rausch-Abstand (engl.: signal-noise-ratio)

Abbildungsverzeichnis

2.1	Brechung und Reflexion an einer Grenzfläche zwischen zwei Medien unterschiedlicher Materialeigenschaften	14
2.2	Reflexion und Transmission an einer Schicht zwischen zwei Medien unterschiedlicher akustischer Impedanz	15
2.3	Streuergeometrie, S_T ist die Oberfläche des Ultraschallwandlers und V_S das die Streuer enthaltende Volumen	16
2.4	Axiale Druckverteilung eines ebenen Kolbenschwingers	23
2.5	Akustische Sammellinse	25
2.6	Phasengesteuerte Anregung zur Schallfeldformung	26
2.7	Strahlschwenkung mit einem mehrelementigen Wandler	27
3.1	Wandlerführung für B-Bild	32
4.1	Hydrophonmessplatz	46
4.2	Schnitt durch das Schallfeld bei 7 MHz (Hydrophonmessung)	48
4.3	Druck entlang der akustischen Achse bei 7 MHz (Hydrophonmessung)	48
4.4	Schnitt durch das Schallfeld bei 8 MHz (Hydrophonmessung)	48
4.5	Druck entlang der akustischen Achse bei 8 MHz (Hydrophonmessung)	48
4.6	Schnitt durch das Schallfeld bei 9 MHz (Hydrophonmessung)	48
4.7	Druck entlang der akustischen Achse bei 9 MHz (Hydrophonmessung)	48
4.8	Messung mit Vibrometer	49
4.9	Schnitt durch das Schallfeld bei 7 MHz (Vibrometermessung)	51
4.10	Druckverteilung entlang der akustischen Achse bei 7 MHz (Vibrometermessung)	51
4.11	Schnitt durch das Schallfeld bei 8 MHz (Vibrometermessung)	51
4.12	Druckverteilung entlang der akustischen Achse bei 8 MHz (Vibrometermessung)	51
4.13	Schnitt durch das Schallfeld bei 9 MHz (Vibrometermessung)	51
4.14	Druckverteilung entlang der akustischen Achse bei 9 MHz (Vibrometermessung)	51
4.15	Schallfeldmessung an einem dünnen Draht	52
4.16	Schnitt durch das Schallfeld bei 2.5MHz (Drahtmessung)	56
4.17	Druck entlang der akustischen Achse bei 2.5 MHz (Drahtmessung)	56
4.18	Schnitt durch das Schallfeld bei 3.5 MHz (Drahtmessung)	56
4.19	Druck entlang der akustischen Achse bei 3.5 MHz (Drahtmessung)	56
4.20	Schnitt durch das Schallfeld bei 4.5 MHz (Drahtmessung)	56
4.21	Druck entlang der akustischen Achse bei 4.5 MHz (Drahtmessung)	56

4.22	Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am IEC-Phantom bei verschiedenen Frequenzen	59
4.23	Schallfeldfunktion des KONTRON - Ultraschallwandlers, ermittelt am IEC-Phantom bei verschiedenen Frequenzen	59
4.24	Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am Stahlreflektor bei verschiedenen Frequenzen	61
4.25	Schnitt durch das Schallfeld bei 7 MHz (Simulation)	63
4.26	Druck entlang der akustischen Achse bei 7 MHz (Simulation)	63
4.27	Schnitt durch das Schallfeld bei 8 MHz (Simulation)	63
4.28	Druck entlang der akustischen Achse bei 8 MHz (Simulation)	63
4.29	Schnitt durch das Schallfeld bei 9 MHz (Simulation)	63
4.30	Druck entlang der akustischen Achse bei 9 MHz (Simulation)	63
4.31	Zweischichtmodell	65
4.32	Entfernungen im Zweischichtmodell	66
4.33	Zu simulierender Ultraschallwandler	67
4.34	Verschiebung der mathematischen Elemente der Wandleroberfläche	67
4.35	Schnitt durch das Schallfeld in geschichtetem Medium bei der Mittenfrequenz des Wandlers ($v_1 \ll v_2$)	68
4.36	Schnitt durch das Schallfeld in homogenem Medium bei der Mittenfrequenz des Wandlers	68
4.37	Schnitt durch das Schallfeld in geschichtetem Medium bei der Mittenfrequenz des Wandlers ($v_1 \ll v_2$)	68
4.38	Schnitt durch das Schallfeld in geschichtetem Medium bei der Mittenfrequenz des Wandlers ($v_1 \gg v_2$)	70
4.39	Schnitt durch das Schallfeld in homogenem Medium bei der Mittenfrequenz des Wandlers	70
4.40	Schnitt durch das Schallfeld in geschichtetem Medium bei der Mittenfrequenz des Wandlers ($v_1 \gg v_2$)	70
4.41	Schnitt durch das Schallfeld bei 2.5 MHz (Drahtmessung)	72
4.42	Druck entlang der akustischen Achse bei 2.5 MHz (Drahtmessung)	72
4.43	Schnitt durch das Schallfeld bei 3.5 MHz (Drahtmessung)	72
4.44	Druck entlang der akustischen Achse bei 3.5 MHz (Drahtmessung)	72
4.45	Schnitt durch das Schallfeld bei 4.5 MHz (Drahtmessung)	72
4.46	Druck entlang der akustischen Achse bei 4.5 MHz (Drahtmessung)	72
5.1	Auswahl der ROI und Transformation in den Spektralbereich mit TGC-Korrektur	81
5.2	Berechnung der Parameter aus den Spektraldaten	82
5.3	Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am Stahlreflektor mit und ohne Speckschicht bei 2 MHz	84
5.4	Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am Stahlreflektor mit und ohne Speckschicht bei 2.25 MHz	84
5.5	Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am Stahlreflektor mit und ohne Speckschicht bei 2.5 MHz	84

5.6	Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am Draht mit und ohne Speckschicht bei 2 MHz	84
5.7	Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am Draht mit und ohne Speckschicht bei 2.25 MHz	85
5.8	Schallfeldfunktion des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt am Draht mit und ohne Speckschicht bei 2.5 MHz	85
5.9	Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt an Draht und Stahlreflektor ohne Speck bei 2 MHz	85
5.10	Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt an Draht und Stahlreflektor ohne Speck bei 2.25 MHz	85
5.11	Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt an Draht und Stahlreflektor ohne Speck bei 2.5 MHz	86
5.12	Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt an Draht und Stahlreflektor mit Speck bei 2 MHz	86
5.13	Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt an Draht und Stahlreflektor mit Speck bei 2.25 MHz	86
5.14	Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt an Draht und Stahlreflektor mit Speck bei 2.5 MHz	86
5.15	Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt aus verschiedenen Messverfahren bei 2 MHz	93
5.16	Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt aus verschiedenen Messverfahren bei 2.25 MHz	93
5.17	Schallfeldfunktionen des PANAMETRICS - Ultraschallwandlers, ermittelt aus verschiedenen Messverfahren bei 2.5 MHz	93
5.18	Simulation mit verschiedenen Schallgeschwindigkeiten der Schicht bei 2 MHz . .	94
5.19	Simulation mit verschiedenen Schallgeschwindigkeiten der Schicht bei 2.25 MHz	94
5.20	Simulation mit verschiedenen Schallgeschwindigkeiten der Schicht bei 2.5 MHz .	94
5.21	Vergleich Simulation eines Punktziels und Messung am dünnen Draht bei 2 MHz	94
5.22	Vergleich Simulation eines Punktziels und Messung am dünnen Draht bei 2.25 MHz	94
5.23	Vergleich Simulation eines Punktziels und Messung am dünnen Draht bei 2.5 MHz	94
5.24	Im vorderen Bereich des Fokus bestimmte Dämpfung (PANAMETRCS)	95
5.25	Im Bereich des Fokus bestimmte Dämpfung (PANAMETRICS)	95
5.26	Im Bereich hinter dem Fokus bestimmte Dämpfung (PANAMETRICS)	95
5.27	Dämpfungsbestimmung in verschiedenen Entfernungen von der Wandleroberfläche bei 2 MHz (PANAMETRICS)	95
5.28	Dämpfungsbestimmung in verschiedenen Entfernungen von der Wandleroberfläche bei 2.25 MHz (PANAMETRICS)	96
5.29	Dämpfungsbestimmung in verschiedenen Entfernungen von der Wandleroberfläche bei 2.5 MHz (PANAMETRICS)	96
5.30	Schallfeldfunktion des WOBLER AA5A - Ultraschallwandlers ermittelt an einem dünnen Draht bei 3.25 MHz	96
5.31	Schallfeldfunktion des WOBLER AA5A - Ultraschallwandlers ermittelt an einem dünnen Draht bei 3.5 MHz	96

5.32	Schallfeldfunktion des WOBBLER AA5A - Ultraschallwandlers ermittelt an einem dünnen Draht bei 3.75 MHz	97
5.33	Schallfeldfunktion des WOBBLER AA5A - Ultraschallwandlers ermittelt mit verschiedenen Methoden bei 3.25 MHz	97
5.34	Schallfeldfunktion des WOBBLER AA5A - Ultraschallwandlers ermittelt mit verschiedenen Methoden bei 3.5 MHz	97
5.35	Schallfeldfunktion des WOBBLER AA5A - Ultraschallwandlers ermittelt mit verschiedenen Methoden bei 3.75 MHz	97
5.36	Im vorderen Bereich des Fokus bestimmte Dämpfung (WOBBLER AA5A) . . .	98
5.37	Im Bereich des Fokus bestimmte Dämpfung (WOBBLER AA5A)	98
5.38	Im Bereich hinter dem Fokus bestimmte Dämpfung (WOBBLER AA5A)	99
5.39	Dämpfungsbestimmung in verschiedenen Entfernungen von der Wandleroberfläche bei 3.25 MHz (WOBBLER AA5A)	99
5.40	Dämpfungsbestimmung in verschiedenen Entfernungen von der Wandleroberfläche bei 3.5 MHz (WOBBLER AA5A)	99
5.41	Dämpfungsbestimmung in verschiedenen Entfernungen von der Wandleroberfläche bei 3.75 MHz (WOBBLER AA5A)	99
5.42	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2 MHz Stahlreflektor ohne Speck	100
5.43	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.25 MHz Stahlreflektor ohne Speck	100
5.44	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.5 MHz Stahlreflektor ohne Speck	100
5.45	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2 MHz Stahlreflektor mit Speck .	100
5.46	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.25 MHz Stahlreflektor mit Speck	100
5.47	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.5 MHz Stahlreflektor mit Speck	100
5.48	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2 MHz am Draht ohne Speck . .	101
5.49	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.25 MHz am Draht ohne Speck .	101
5.50	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.5 MHz am Draht ohne Speck .	101
5.51	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2 MHz am Draht mit Speck . . .	101
5.52	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.25 MHz am Draht mit Speck . .	101
5.53	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.5 MHz am Draht mit Speck . .	101
5.54	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2 MHz am IEC-Phantom	102
5.55	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.25 MHz am IEC-Phantom . . .	102
5.56	Messfehler mit dem PANAMETRICS-SW bei 2.5 MHz am IEC-Phantom	102
5.57	Messfehler mit dem WOBBLER bei 3.25 MHz am Draht ohne Speck	102
5.58	Messfehler mit dem WOBBLER bei 3.5 MHz am Draht ohne Speck	102
5.59	Messfehler mit dem WOBBLER bei 3.75 MHz am Draht ohne Speck	102
5.60	Messfehler am WOBBLER bei 3.25 MHz am Draht mit Speck	103
5.61	Messfehler am WOBBLER bei 3.5 MHz am Draht mit Speck	103
5.62	Messfehler am WOBBLER bei 3.75 MHz am Draht mit Speck	103
5.63	Messfehler am WOBBLER bei 3.25 MHz am IEC-Phantom	103
5.64	Messfehler am WOBBLER bei 3.5 MHz am IEC-Phantom	103
5.65	Messfehler am WOBBLER bei 3.75 MHz am IEC-Phantom	103
6.1	Messaufbau	107
6.2	Rekonstruierter B-Mode-Scan	108

A.1	Tiefenabhängige Kennlinien der TGC-Verstärker bei der Grundeinstellung G16	. 115
A.2	Tiefenabhängige Kennlinien der TGC-Verstärker bei der Grundeinstellung G18	. 115
A.3	Dämpfung des IEC-Phantoms	116

ERKLÄRUNG

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt entnommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Insbesondere habe ich keine Hilfe einer kommerziellen Promotionsberatung in Anspruch genommen. Dritte haben von mir weder unmittelbar noch mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde vorher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form als Dissertation eingereicht und ist als Ganzes auch noch nicht veröffentlicht.

Magdeburg, 25.September 2003

Sebastian Brand

ANGABEN ZUR PERSON

Name : Sebastian Brand
Geburtsdatum : 03. März 1976
Geburtsort : Mühlhausen/Thür.
Staatsangehörigkeit : Deutschland

SCHULBILDUNG

1982 - 90 Allgemeinbildende Polytechnische Oberschule
in Heiligenstadt
1990 - 94 Staatliches Gymnasium in Heiligenstadt,
Abschluss mit Abitur

STUDIUM

1994 - 2000 Studium der Elektrotechnik an der Technischen
Universität Ilmenau, Abschluss mit Diplom

BERUFLICHE TÄTIGKEIT

2000 - 2002 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für
Medizinische Physik und Biophysik der
Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg
seit November 2002 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am
Forschungs- und Studienzentrum für Veredelungs-
wirtschaft Weser-Ems der Georg-August-Universität
Göttingen

Sebastian Brand

DANK

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Institut für Medizinische Physik und Biophysik der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg und am Forschungs- und Studienzentrum für Veredelungswirtschaft Weser-Ems der Georg-August-Universität Göttingen.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. Peter Hauptmann danke ich für die konstruktiven Diskussionen und die Übernahme der Betreuung seitens der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg. Seinem Fürsprechen verdanke ich eine unkomplizierte und unbürokratische Aufnahme als externer Doktorand an der dortigen Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik. Er ermöglichte mir mit dem Zugang zu seinen Laboren, Schallfeldmessungen mit einem Vibrometer durchzuführen.

Herrn Dr. rer. nat. Klaus-Vitold Jenderka, der während der gesamten Zeit mein direkter Betreuer gewesen ist, danke ich für die Überlassung des Themas. Auch für die unzähligen Anregungen und Hinweise sowie die kritischen Diskussionen möchte ich mich an dieser Stelle bei ihm bedanken. Sein großes Interesse sowie seine ständige Unterstützung trotz der räumlichen Entfernung haben wesentlich zum Ergebnis dieser Arbeit beigetragen. Er hat die Projektarbeit begleitet und war bei vielen technischen, organisatorischen und konzeptionellen Fragestellungen eine große Hilfe.

Ich möchte mich an dieser Stelle auch bei allen ehemaligen Kollegen des Institutes für Medizinische Physik und Biophysik für die freundliche Aufnahme in ihr Team und die vielen fachlichen Gespräche, Diskussionen sowie die konstruktive Kritik bedanken. Die Kollegen am Institut für Tierzucht stellten mir nach Schließung der Biophysik unverzüglich einen Schreibarbeitsplatz und ein Labor zur Verfügung, danke dafür. Ein weiterer Dank gilt Herrn Dipl.-Ing. Gerrit Schönfelder, der mich bei den Messungen am Vibrometer unterstützte. Für die tatkräftige Unterstützung während der letzten Messungen und bei verschiedenen organisatorischen Dingen danke ich meinen Freunden Daniel Bormke und Sascha Uthe.

Für die freundliche Überarbeitung des Manuskriptes bedanke ich mich bei Frau Dipl.-Phys. Kathrin Tiedtke und Herrn Dr. rer. nat. Andreas Christ.

Schließlich möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, ohne die es nicht so weit gekommen wäre.