
RESONANTER ULTRASCHALL IN DER MAGNETRESONANZTOMOGRAPHIE

von

Peter Johannes Wolf

Diplomarbeit in Physik

angefertigt am

Helmholtz - Institut für Strahlen- und Kernphysik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

09. April 2010

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

Referent: Prof. Dr. Karl Maier
Korreferent: Prof. Dr. Kai Brinkmann

meinen Eltern, meinen Geschwistern und meiner Freundin

Inhaltsverzeichnis

Einführung	1
1 Theorie	3
1.1 Kernspinresonanz	3
1.1.1 Grundlagen	3
1.1.2 Relaxationsmechanismen	5
1.2 Ultraschall	8
1.2.1 Physikalische Eigenschaften	9
1.2.2 Ultraschallerzeugung	10
1.2.3 Schallfeld	10
1.2.4 Blei-Zirkonat-Titanat (PZT) Emittter	12
1.3 Magnetische Nanopartikel	13
1.3.1 Einfluss der Nanopartikel auf die Relaxationszeit	14
1.4 Sequenzen	15
1.5 Frequenzverdopplung in Wasser	16
1.6 Magnetresonanztomographie	17
1.7 Elektromagnetische Übersprecher und Dämpfung	19
2 Aufbau	23
2.1 Bearbeitung des Ultraschallemiters	23
2.1.1 Vorbereitung des Emitters	23
2.1.2 Frequenzanpassung der PZT-Emittter	24
2.1.3 Kontaktierung des Emitters	26
2.1.4 Linse für den Ultraschallemitter	27
2.1.5 Verkleben des Emitters	28

2.1.6	Abdichten des Emitters	29
2.2	Konstruktion eines Aufbaus zur Messung in einem MRT	30
2.2.1	Elektrische Anpassung des Emitters	31
2.2.2	Stromkompensierende Drossel	31
2.2.3	Messaufbau	32
3	Messungen und Ergebnisse	35
3.1	Charakterisierung des Ultraschallemitters	35
3.1.1	„Schockfront“	36
3.2	MRT - Messungen	40
3.2.1	Bewegungssensitive Phasenbilder	40
3.2.2	Amplitudenbilder des Probenvolumens	41
	Zusammenfassung & Ausblick	45
	Literaturverzeichnis	47
	Danksagung	49

Einführung

In dieser Arbeit wird ein neuer Kontrastmechanismus durch die Kombination von Magnetresonanztomographie (MRT) und Ultraschall vorgestellt. Beide Verfahren sind in der Medizin schon seit langem etabliert. Erste MR-Tomographen wurden Mitte der achtziger Jahre in Deutschland installiert. Seitdem ist die Entwicklung auf diesem Gebiet rasch vorangeschritten. Vor allem haben sich Ortsauflösung und Schnelligkeit der Aufnahmen deutlich verbessert.

Noch älter ist der diagnostische Einsatz von Ultraschall. Schon seit den fünfziger Jahren wird dieser im klinischen Einsatz genutzt. Beide Verfahren bieten die Möglichkeit, Bilder des Körperinneren zu erstellen. MRT bietet gegenüber Ultraschall eine bessere Auflösung und die Möglichkeit über die Relaxationszeiten die Kontraste in einem Bild zu variieren. Allerdings ist die Kontrastierung der MRT begrenzt und benachbarte Organe zeigen oft nur einen geringen Bildkontrast. Seit ca. zehn Jahren werden in der MRT magnetische Kontrastmittel eingesetzt, ähnlich der Röntgendiagnostik.

In dieser Arbeit wird als ortsauflösendes Verfahren die MRT genutzt, es soll aber durch gleichzeitiges Einstrahlen von Ultraschall und mittels asymmetrischer magnetischer Nanopartikel eine Kontrasterhöhung zwischen symmetrischen und asymmetrischen Nanopartikeln erreicht werden. Hierbei ist zu beachten, dass ein Effekt nur dann beobachtet werden kann, wenn Ultraschall und Larmofrequenz die gleiche Frequenz besitzen was, wie in dieser Arbeit beschrieben, eine Herausforderung darstellt. Die Erzeugung des Kontrastes geschieht mit Hilfe sogenannter magnetischer Nanopartikel. Der Ultraschall kann durch diese an das Kernspinsystem ankoppeln und mittels einer Inversion-Recovery-Sequenz kann ein Unterschied zwischen resonantem Ultraschall und nichtresonantem Ultraschall beobachtet werden.

Um eine ortaufgelöste Darstellung dieser Unterschiede zu ermöglichen, sollte im Rahmen dieser Diplomarbeit ein Aufbau entworfen werden, der störungsfreie Applikation resonanten Ultraschalles in der MRT ermöglicht. Das Problem, dass bei der Verwendung von resonantem Ultraschall in der MRT auftritt, sind elektromagnetische Übersprecher. Der Ultraschall-Emittierer wird elektrisch auf derselben Frequenz angesteuert, auf der die Empfangsspulen empfindlich sind. Dies kann dazu führen, dass die Empfangselektronik des MRT beschädigt wird.

Ein weiteres Problem ist die Dämpfung, die Ultraschall auf dem Weg durch Gewebe erfährt. Die Dämpfung ist frequenzabhängig, so dass mit steigender Frequenz auch die Dämpfung zunimmt.

Durch Frequenzverdopplung sollen obige Probleme umgangen werden.

Im ersten Kapitel werde ich die Theorie, die für das Verständnis dieser Arbeit notwendig ist vorstellen. Im weitem Verlauf wird der neu entwickelte Aufbau vorgestellt und diskutiert. Im letzten Kapitel werden Ergebnisse vorgestellt, die mit oben erwähnter Methode erzielt worden sind.

1 Theorie

1.1 Kernspinresonanz

1.1.1 Grundlagen

In der Kernspinresonanz (eng. NMR) nutzt man die Tatsache, dass manche Atomkerne einen Eigendrehimpuls - den so genannten Kernspin \vec{I} - besitzen. Dieser wird bestimmt durch den Kernspin der Kernbausteine Proton und Neutron, sowie deren Bahndrehimpuls und dem inneren Anregungszustand des Kerns. Allgemein gilt, dass Kerne mit gerader Protonen- und Neutronenzahl keinen Kernspin haben. Kerne mit ungerader Proton- oder Neutronenzahl besitzen einen nicht verschwindenden Kernspin. Die für diese Arbeit wichtigen Wasserstoffkerne, also Protonen, besitzen ein Kernspin der Größe $I = \frac{1}{2}$. Einhergehend mit dem Kernspin ist ein magnetisches Dipolmoment $\vec{\mu}$ das sich zu

$$\vec{\mu} = \gamma \hbar \vec{I} \quad (1.1)$$

ergibt. Hierbei ist γ das gyromagnetische Verhältnis und \hbar das Plancksche Wirkungsquantum geteilt durch 2π . γ ist für jeden Kern charakteristisch und beträgt für Protonen $2,68 \cdot 10^8 s^{-1} T^{-1}$.

Mit diesem magnetischen Moment treten Atomkerne in Wechselwirkung mit einem äußeren Magnetfeld. Das magnetische Moment präzidiert um die Achse des äußeren Magnetfeldes kann aber nicht jede beliebige Orientierung einnehmen, sondern nur die, die durch die Energieeigenzustände gegeben sind. Diese sind durch den Kern-Zeeman Effekt um die Energie

$$\Delta E = -\gamma \hbar B_0 m. \quad (1.2)$$

verschoben. Hierbei ist m die magnetische Quantenzahl. Dies führt zur Bildung von $2I+1$ äquidistanten Niveaus mit dem Abstand

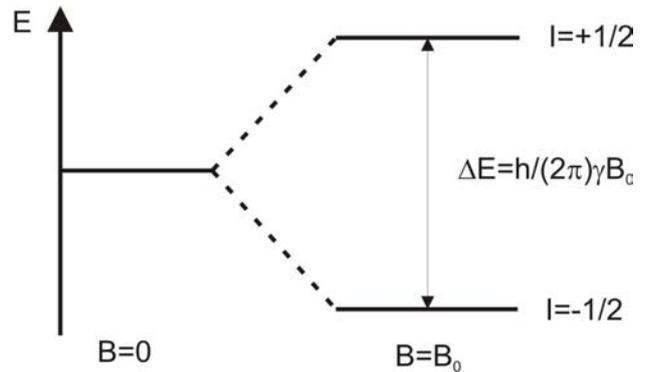
$$\Delta E = -\gamma \hbar B_0. \quad (1.3)$$

Da es, wie oben beschrieben, $2I+1$ äquidistante Niveaus gibt, folgt für das Proton, dass es 2 mögliche Energieeigenzustände gibt.

Wenn Übergänge zwischen beiden Energieniveaus stattfinden, so muss ein Energiequant aufgenommen oder abgegeben werden. Für dessen Energie muss gelten:

$$\Delta E = \hbar \omega \quad (1.4)$$

Abbildung 1.1 – Energieunterschied der beiden möglichen Spineinstellungen für das Proton. Für den Fall $B=0$ gibt es keine Aufspaltung der Energieniveaus. Für $B \neq 0$ ergibt sich eine Aufspaltung in äquidistante Niveaus mit dem Energieunterschied $\Delta E = -\gamma\hbar B_0$



Unter Berücksichtigung der Gleichung 1.2 folgt daraus:

$$\omega = \gamma \cdot B_0 \tag{1.5}$$

Man bezeichnet ω als Larmorfrequenz.

Für ein Ensemble von Protonen folgt das Besetzungszahlverhältnis bei Raumtemperatur für den thermischen Gleichgewichtsfall der Boltzmannstatistik

$$\frac{N_1}{N_2} \propto e^{-\frac{\gamma\hbar B_0}{k_B T}}. \tag{1.6}$$

Hierbei bezeichnet N_1 die Anzahl der Teilchen im energetisch höheren Zustand, N_2 die Anzahl der Teilchen im energetisch niedrigeren Zustand, k_B die Boltzmannkonstante und T die Temperatur. Diese Formel lässt sich für kleine Argumente der Exponentialfunktion folgendermaßen entwickeln:

$$\frac{N_1}{N_2} = 1 + (\gamma\hbar B_0)/k_B T. \tag{1.7}$$

Definiert man die Polarisation p als Verhältnis zwischen der Besetzungzahldifferenz und Gesamtzahl der Teilchen

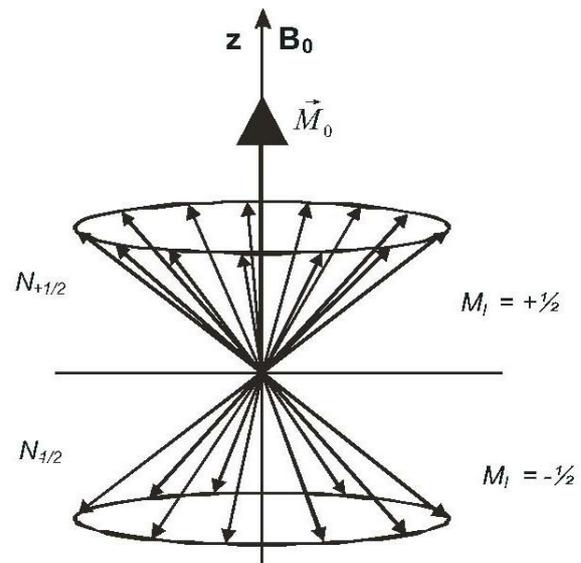
$$p = \frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1},$$

so folgt bei der Magnetfeldstärke von 1 Tesla und einer Temperatur von 300 K ein Unterschied von lediglich 10^{-6} ! Da aber schon in einem Volumen von einem Kubikcentimeter Wasser $5 \cdot 10^{22}$ Protonen vorhanden, sind erhält man trotzdem ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR). Mit der Polarisation ist makroskopisch ein magnetisches Moment \vec{M}_z verbunden. Es folgt aus der Vektorsumme der magnetischen Momente der Protonen. Die z -Komponente wird so definiert, dass sie in Richtung des äußeren Magnetfeldes zeigt.

Die Phasen der magnetischen Momente sind in der $x - y$ -Richtung vollkommen unscharf – vektoriell addiert würden sie sich zu Null addieren. Dies gilt auch für die Phasen der magnetischen Momente in z -Richtung - sie sind bis auf den kleinen Besetzungsunterschied statistisch verteilt.

Um die Magnetisierung aus ihrer Gleichgewichtslage zu bringen, wird ein in der $x - y$ Ebene rotierendes Magnetfeld $\vec{B}_1(t)$ eingestrahlt. Entspricht die Rotationsfrequenz von $\vec{B}_1(t)$ gerade der Larmorfrequenz der Protonenspins ω_0 , wird resonant Energie auf das System

Abbildung 1.2 – Dargestellt sind einige magnetische Momente mit zufälliger Phasenverteilung. Daher ergibt sich kein resultierendes magnetisches Moment in der xy -Ebene. Bei Wasserstoff gibt es zwei mögliche Einstellungen für das magnetische Moment. Da das energetisch tiefere Niveau etwas stärker besetzt, ist kommt es zu einer resultierenden Magnetisierung in z -Richtung. $\vec{M}_0 = M_{z0}\vec{e}_z$.



übertragen. Dann übt $\vec{B}_1(t)$ ein Drehmoment auf \vec{M}_z aus und dreht es aus der z -Richtung heraus. Für $\vec{M}(t)$ führt das zusätzliche Magnetfeld dazu, dass $\vec{M}(t)$ um das effektive Magnetfeld ($\vec{B}_{eff} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1(t)$) präzidiert und aus seiner Gleichgewichtslage ausgelenkt wird. Wählt man als Koordinatensystem ein System, das sich mit ω_0 um die z -Achse dreht, lässt sich die Bewegungsgleichung einfach berechnen:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B}_1(t) = \gamma \cdot M(t) \cdot B_1(t) \cdot \sin \alpha \quad . \quad (1.8)$$

Hierbei bezeichnet α den Winkel, um den die Magnetisierung gedreht wurde. Dauer und Amplitude des $\vec{B}_1(t)$ Feldes bestimmen, wie weit die Magnetisierung gedreht wird. Ist die Dauer des eingestrahlten Pulses gerade so groß, dass die Magnetisierung in der $x - y$ Ebene liegt, spricht man von einem 90° -Puls (t_{90}). Entsprechend ist der 180° -Puls definiert (t_{180}). Nach einer Auslenkung aus der Gleichgewichtslage relaxiert die Magnetisierung aufgrund von Wechselwirkungen untereinander und mit ihrer Umgebung mit einer bestimmten Zeitkonstanten in den Gleichgewichtszustand zurück.

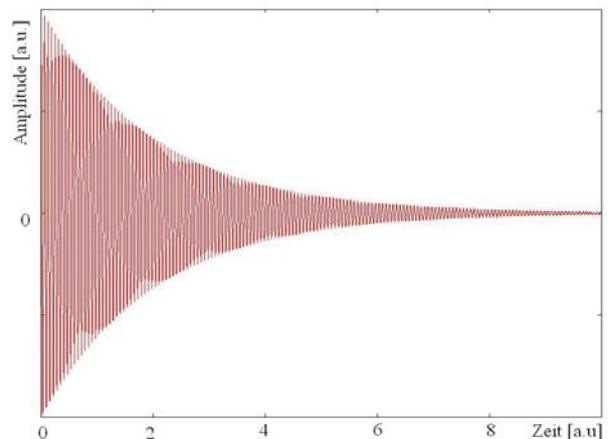
In einer Antenne induziert die Magnetisierung ein Spannungssignal, welches als FID (Free Induction Decay) bezeichnet wird.

Mit Hilfe einer Fouriertransformation kann das Spannungssignal in seine Frequenzkomponenten zerlegt werden. Es besteht meist nicht nur aus einer Frequenzkomponente, da das Magnetfeld über das Probenvolumen hinweg nicht exakt homogen ist.

1.1.2 Relaxationsmechanismen

Hat man die Magnetisierung einer Probe durch einen Hochfrequenzpuls (HF-Puls) aus der Gleichgewichtslage ausgelenkt, so kehrt diese in ihren Gleichgewichtszustand zurück. Diesen Prozess nennt man Relaxation. Unterschieden wird dabei zwischen der Längs- und Querrelaxation.

Abbildung 1.3 – *Free Induction Decay*: Dargestellt ist der Spannungsverlauf in den Spulen nach einem 90° Puls. Die Magnetisierung relaxiert in ihren Ausgangszustand zurück und erzeugt dabei das dargestellte Signal. Es besteht im allgemeinen aus einem Frequenzgemisch und kann mittels einer Fourier-Transformation in seine Frequenzbestandteile zerlegt werden.



Längsrelaxation

Die Längsrelaxation fasst die Mechanismen zusammen, die dazu führen, dass die Magnetisierung nach einer Störung wieder in ihre Gleichgewichtslage in z-Richtung zurückkehrt. Sie kann über die Zeitkonstante T_1 beschrieben werden. T_1 ist demnach die Zeit, in der eine Probe mit ausgeglichenen Besetzungszahlen ($N_1 = N_2$) in den Gleichgewichtszustand der Magnetisierung bis auf den Faktor $1 - 1/e$ aufgebaut. [1]. Für die Längsmagnetisierung gilt nach einem 90° -Puls

$$M_z(t) = M_0(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}). \quad (1.9)$$

Entsprechend gilt für den 180° -Puls

$$M_z(t) = M_0(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}}). \quad (1.10)$$

Die Energie, die durch einen HF-Puls eingestrahlt wurde, muss nach Abschalten des Feldes wieder abgegeben werden, damit der Gleichgewichtszustand erreicht werden kann. Für ein Atom gibt es zwei Möglichkeiten seine Energie abzugeben: Stimulierte und spontane Emission. Allerdings ist die spontane Emission im Radiofrequenzbereich sehr unwahrscheinlich, so dass ein Atom seine Energie über die stimulierte Emission abgibt. Die Energie wird an das „Gitter“ abgegeben, wobei „Gitter“ alle Freiheitsgrade des Systems beschreibt mit Ausnahme der Spinfreiheitsgrade [2]. Die Übergänge werden durch Felder stimuliert, die mit der Larmorfrequenz des Atoms fluktuieren. T_1 setzt sich somit aus verschiedenen Anteilen zusammen. Für Wasser besonders wichtig sind folgende Relaxationsmechanismen:

1. Paramagnetische Relaxation:

Ein Atom mit einem ungepaarten Elektron besitzt ein großes magnetisches Moment verglichen mit dem Kernmoment des Protons. Bewegt sich das Atom, erzeugt es ein sich änderndes magnetisches Feld. Mit diesem kann der Dipol eines Kerns in Wechselwirkung treten. Es kommt zu einer stimulierten Energieabgabe an das Gitter.

2. Kern Dipol-Dipol Relaxation:

Jeder Protonenkern besitzt ein magnetisches Dipolmoment. Durch Bewegung der Pro-

tonen sehen diese ein sich stetig änderndes magnetisches Umfeld. Dadurch werden Übergänge stimuliert und der Kern kann seine Energie abgeben.

Daher gilt:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1\text{para}}} + \frac{1}{T_{1\text{Dipol}}} + \frac{1}{T_{1\text{andere}}} \quad (1.11)$$

Die Längsrelaxation ist also dafür verantwortlich, dass nach einem Puls die Magnetisierung wieder ihren Ursprungswert annimmt.

Querrelaxation

Die Querrelaxation oder Spin-Spin-Relaxation beschreibt den Verlust der Magnetisierung in $x - y$ -Ebene. Durch Einstrahlen eines Pulses erzeugt man eine transversale Magnetisierung M_{xy} die ebenfalls zurückrelaxiert (die Magnetisierung wird in die $x - y$ -Ebene geklappt). Dies allerdings mit einer anderen Zeitkonstanten und aufgrund anderer Wechselwirkungen. Die Zeitkonstante der Querrelaxation bezeichnet man mit T_2 . Die Zeitentwicklung ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$M_{xy}(t) = M_0 e^{(-t/T_2)} \quad (1.12)$$

Es gilt immer, dass die T_2 Zeit kleiner oder maximal gleich T_1 ist. Hat nämlich die Magnetisierung ihren Gleichgewichtszustand erreicht, ist auch keine Quermagnetisierung mehr vorhanden [3]. Folgende Gründe sind für den Verlust der Phasenkohärenz ausschlaggebend:

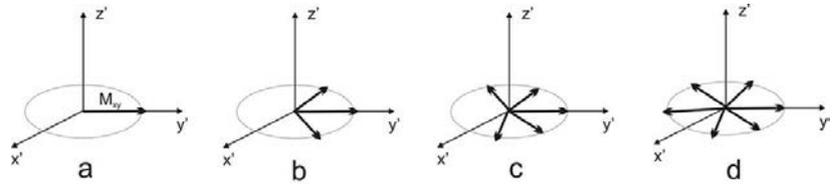
- Spin-Spin-Wechselwirkung: Bei dieser Wechselwirkung tauschen zwei Kerne mit entgegengesetztem Spin ihre Spineinstellung. Ein Kern mit Spin $+1/2$ geht über in den Zustand $-1/2$ und ein Kern mit Spin $-1/2$ über in den Zustand $+1/2$. Durch diesen sogenannten Spin-Flip geht die Phasenkohärenz verloren, da der neue Zustand eine andere Phase aufweist [4]. Somit geht im Laufe der Zeit die Phasenkohärenz verloren und die Quermagnetisierung reduziert sich. Da der Prozess symmetrisch ist, folgt keine Änderung der Besetzungszahlen.
- Längsrelaxation: Auch die Längsrelaxation beeinflusst die Phasenkohärenz, da die Energieniveauübergänge der Kerne aufgrund endlicher Wechselwirkungsdauer zu einer Dephasierung der magnetischen Momente führen [5].
- Magnetfeldinhomogenitäten: Ist das Magnetfeld nicht homogen im Bereich der Probe, präzidieren die magnetischen Momente mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten (siehe Abb. 1.5). Daher laufen manche Spins voraus, andere hinterher verglichen mit der Mittelfrequenz ω_0 wodurch die Phasenkohärenz verloren geht (vgl. Abb 1.4). Dieser Effekt wird durch die Zeitkonstante T_2^* beschrieben. Für diese gilt:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_{2,\sigma\sigma}} + \frac{1}{2T_1} + \gamma\Delta B_0 = \frac{1}{T_2} + \gamma\Delta B_0 \quad (1.13)$$

Der Term $\gamma\Delta B_0$ enthält die Inhomogenitäten des Magnetfeldes und die Diffusionsgeschwindigkeit in der verwendeten Flüssigkeit [2]. Als zeitlicher Verlauf ergibt sich damit:

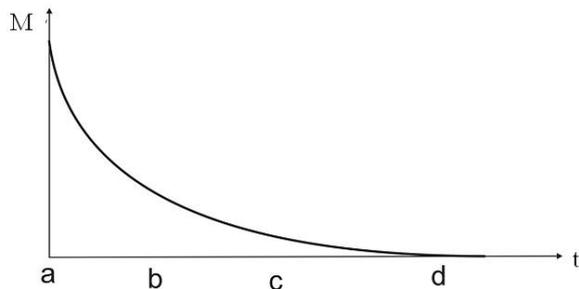
$$M_{xy}(t) = M_0 \cdot e^{\frac{-t}{T_2^*}} \quad (1.14)$$

Abbildung 1.4 – Dargestellt ist der Einfluss von Magnetfeldinhomogenitäten auf die Phasenkohärenz der Spins nach einem 90° -Puls (a). Da jeder Spin ein etwas unterschiedliches Magnetfeld „sieht“, präzidieren alle Spins mit einer leicht unterschiedlichen Larmorfrequenz und es kommt zu einem auseinanderlaufen der Spins (b-c). Letztendlich geht die Kohärenz komplett verloren und es gibt keine Komponente der Magnetisierung in der xy-Ebene (d).



Somit sieht der zeitliche Verlauf folgendermaßen aus:

Abbildung 1.5 – Zeitlicher Verlauf der Quermagnetisierung. Zum Zeitpunkt (a) sind alle Spins in Phase. Danach beginnt sich die Kohärenz aufzulösen (b-c). Wenn alle Spins dephasiert sind gibt es keine messbare Magnetisierung mehr in der x-y-Ebene (d).



1.2 Ultraschall

Als Ultraschall (US) bezeichnet man alle mechanischen Schwingungen im Bereich 20 kHz bis 1 GHz. Frequenzen oberhalb 1 GHz werden als Hyperschall, Frequenzen unterhalb 20 kHz bezeichnet man als Hörschall. US kann sich nur in einem Medium ausbreiten. In gasförmigen oder flüssigen Medien sind – abgesehen von Grenzflächen – nur longitudinale Wellen möglich, da in diesen Medien keine Schubspannungen auftreten können. In Festkörpern hingegen können sich dazu transversale Wellen ausbreiten. Bei Longitudinalwellen schwingen die Teilchen parallel zu Ausbreitungsrichtung, bei Transversalwellen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. In dieser Arbeit sind Transversalwellen nicht von Bedeutung (es wird nur mit Flüssigkeiten gearbeitet), daher beziehen sich nachfolgende Definitionen nur auf longitudinale Wellen.

1.2.1 Physikalische Eigenschaften

Die Ausbreitung von Ultraschall in einem elastischen Medium bedeutet eine periodische Teilchenauslenkung. Diese Teilchenauslenkung bewirkt, dass es zu einem zeitlichen Druckverlauf in diesem Medium an einer Stelle \vec{x} kommt. Der Druckverlauf an der Stelle \vec{x} lässt sich durch folgende Gleichung beschreiben (Schallwechseldruck):

$$p(t) = p_0 \cdot e^{i\omega(t - \frac{\vec{x}}{c})} \quad (1.15)$$

- ω : Kreisfrequenz
- c : Schallgeschwindigkeit
- p_0 : maximaler Schalldruck
- t : Zeit

Für den zeitlichen Verlauf der Geschwindigkeit eines Teilchen, dass diese Druckschwankungen erfährt, gilt (Schallschnelle):

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \vec{u}_0 \cdot e^{i\omega(t - \frac{\vec{x}}{c})} \quad (1.16)$$

Es gelten die gleichen Definitionen wie in Gleichung 1.15, \vec{u}_0 ist die maximale Schallschnelle. Die Geschwindigkeit c , mit der sich eine Ultraschallwelle in einem Medium ausbreitet, ist die so genannte Schallgeschwindigkeit. Diese ist abhängig von dem jeweiligen Ausbreitungsmedium. Es gilt generell:

$$c = f \cdot \lambda. \quad (1.17)$$

Hierbei bezeichnet f die Frequenz und λ die Wellenlänge. Aus den elastischen Eigenschaften eines Mediums (Kompressionsmodul, Elastizitätsmodul) und seiner Dichte ρ lässt sich c berechnen:

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (1.18)$$

Eine weitere, vom Medium abhängende wichtige Kenngröße ist die Schallkennimpedanz Z . Für sie gilt:

$$Z = \frac{p}{u} = \rho \cdot c \quad (1.19)$$

(ρ = Dichte des Mediums).

Sollen Schallwellen von einem in ein anderes Medium geleitet werden, sollten beiden impedanzangepasst sein, da es sonst an der Grenzfläche zu Reflexionen kommt und die volle Leistung nicht eingekoppelt werden kann. Trifft eine Schallwelle senkrecht auf eine Grenzfläche so gilt:

$$\frac{p_r}{p_e} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (1.20)$$

Außerdem gilt:

$$\frac{p_d}{p_e} = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (1.21)$$

p_r beschreibt den Schallwechseldruck des reflektierten Anteils der Schallwelle, p_e den einfallenden und p_d den transmittierten Anteil. Z_1 und Z_2 bezeichnen die Schallkennimpedanz von Medium 1 beziehungsweise 2.

Material	$c_{trans}[m/s]$	$\rho[kg/m^3]$	$Z[10^3/ms^2]$
Aluminium	3130	6320	17064
Quarzglas	3515	5570	15336
PZT	4220	7800	32916
Messing	4430	8100	35883
Wasser	1480	1000	1480
Luft	333	1	0,3

Tabelle 1.1 – Die Tabelle zeigt einige materialspezifische Eigenschaften, die in der Ultraschalltechnik von Bedeutung sind. Vor allem der ähnliche Wellenwiderstand Z von PZT (Blei-Zirkonat-Titanat) und Messing ist später noch einmal von Bedeutung.

1.2.2 Ultraschallerzeugung

Zur Erzeugung von US kann man den piezoelektrischen Effekt nutzen. Dieser wurde zuerst von den Brüdern Jacques und Pierre Curie entdeckt. Sie fanden heraus, dass an der Oberfläche bestimmter Kristalle eine elektrische Spannung entsteht, wenn mechanisch Druck auf ihn ausgeübt wird. Dies funktioniert allerdings nur bei Kristallen, die eine polare Achse besitzen. Die entstehende Spannung ist proportional zur Verformung. Durch die Verformung bilden sich mikroskopische Dipole, die zusammen zu einer makroskopisch messbaren Spannung führen.

Dieser Effekt funktioniert auch in die entgegengesetzte Richtung. Legt man an solch einen Kristall eine elektrische Spannung an, verändert der Kristall seine Dicke. Bei Anlegung einer sinusförmigen Spannung, verformt sich der Kristall periodisch mit der Frequenz der angelegten Spannung.

Die bekanntesten Materialien, die den piezoelektrischen Effekt zeigen, sind Quarz (SiO_2), Bariumtitanat ($BaTiO_3$) oder Blei-Zirkonat-Titanat (PZT).

1.2.3 Schallfeld

Um mit einem Ultraschallemitter eine bestimmte Frequenz $f = c/\lambda$ zu erzeugen, sollte dieser eine Dicke von $\lambda/2$ haben, da sich in diesem Fall an den gegenüberliegenden Oberflächen

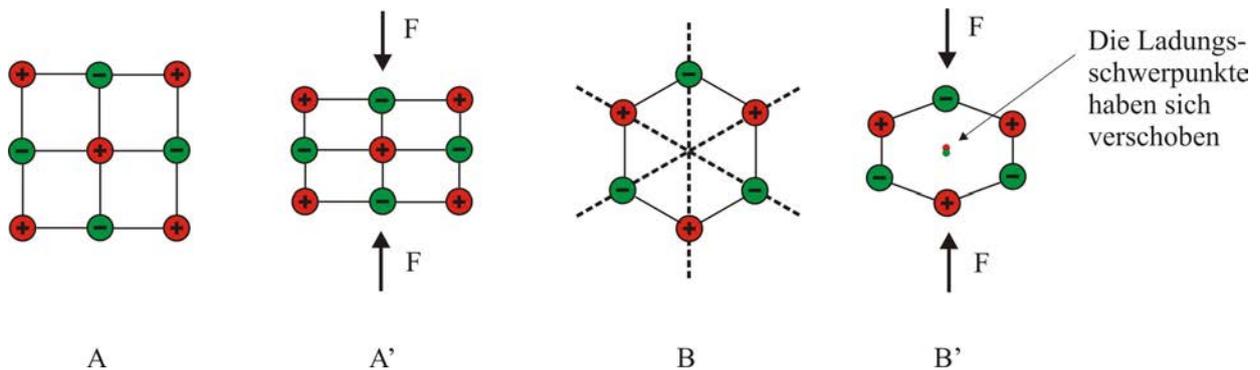


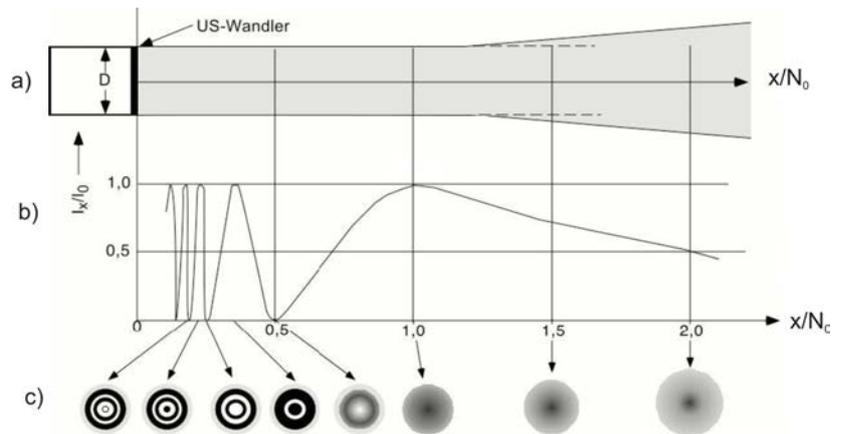
Abbildung 1.6 – Piezoelektrischer Effekt: Übt man eine Kraft auf einen Kristall mit einer polaren Achse aus (B), so verschieben sich die Ladungsschwerpunkte (B') und bilden mikroskopische Dipole die zu einer messbaren Spannung führen

die Knotenpunkte stehender Wellen befinden. Dadurch wird die Schwingungsamplitude maximal und eine gute Schallauskopplung ist möglich. Man erhält auch eine gute Auskopplung bei allen Vielfachen von $\lambda/2$, da sich an den gegenüberliegenden Oberflächen auch in diesem Fall Knotenpunkte stehender Wellen befinden. Aus dieser Überlegung folgt, dass die inverse Dicke eines Ultraschallmitters und seine Resonanzfrequenz linear miteinander verknüpft sind.

Die Ausbreitung von Schallwellen von einem Emitter lässt sich nach dem Huygenschen Prinzip erklären. Von jedem Punkt des Emitters bilden sich Kugelwellen. In jedem Punkt P des Raumes überlagern sich die Wellen und abhängig von Phase und Amplitude im Punkt P ergibt sich der Gesamtschalldruck an dieser Stelle.

Man unterscheidet prinzipiell zwei Teile des Schallfeldes, die durch den Fokus getrennt werden: das Nah- und das Fernfeld.

Abbildung 1.7 – Die Entstehung des Schallfeldes folgt dem Huygens'schen Prinzip: Von jedem Punkt des Emitters geht eine Kugelwelle aus, die das Schallfeld in einem Punkt formen. Dargestellt ist die 20 dB Grenzlinie des Schallfeldes im oberen Bild und die Schallintensität in der Mitte des Schallfeldes (b). Der Abstand zum Schallemitter ist in Einheiten der Nahfeldlänge angegeben (x/N) vgl [6].



Das Nahfeld beschreibt den Bereich unmittelbar vor dem Emitter bis zum Fokus. Hier treten - im Querschnitt gesehen - in unregelmäßigen Abständen Minima und Maxima auf. Die Form des Schwingers ist maßgeblich für die Gestalt des Nahfeldes. Die Nahfeldlänge ist definiert durch:

$$N = \frac{D^2 \cdot f}{4 \cdot c_2} \quad (1.22)$$

Hierbei gelten die Bezeichnungen:

- D = Schwingerdurchmesser
- f = Frequenz des Schwingers
- c_2 = Schallgeschwindigkeit im Ausbreitungsmedium

Um ein Schallfeld an einem beliebigen Punkt zu fokussieren, muss das Schallfeld mit einer Linse geformt werden.

Zur Berechnung des Linsenradius gilt folgende Formel:

$$R = \frac{F \left(1 - \frac{c_2}{c_1}\right)}{1 - F/N} \quad (1.23)$$

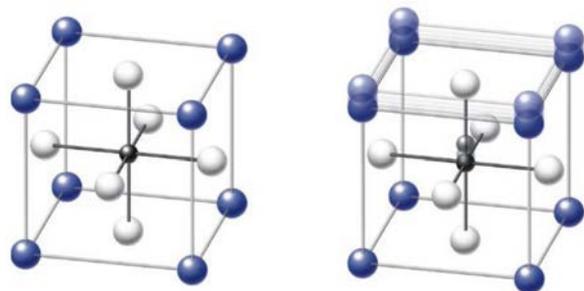
Hierbei ist R der Linsenradius, c_1 die Schallgeschwindigkeit im Linsenmaterial, c_2 die Schallgeschwindigkeit im umgebenden Medium, F die Fokusslänge und N die Nahfeldlänge. Die Schallwelle lässt sich bis auf die Größe der Wellenlänge fokussieren. Damit ist es möglich in diesem Punkte sehr hohe Intensitäten zu erzeugen.

1.2.4 Blei-Zirkonat-Titanat (PZT) Emitter

Für unsere Versuche wurden PZT-Emitter verwendet. Dieses Material gehört zu den Ferroelektrika, besitzt also ein elektrisches Dipolmoment. Je nach Titananteil besitzt PZT eine Curietemperatur (T_c) zwischen $250^\circ C$ und $400^\circ C$.

Heutzutage verwendet man fast ausschließlich Emitter auf PZT-Basis. Ein PZT-Emitter besteht aus einer Vielzahl von Kristallen (Domänen), die wiederum aus einer Vielzahl von Elementarzellen bestehen [7]. Diese Elementarzellen weisen die sogenannte Perowskit-Kristallstruktur auf, das heißt, sie besitzen die Strukturformel $A^{2+}B^{4+}O_3^{2-}$. Unterhalb der Curietemperatur ist die Elementarzelle tetragonal verzerrt, oberhalb kubisch raumzentriert [7].

Abbildung 1.8 – Dargestellt ist die Perowskit-Struktur von PZT. Oberhalb der Curie-Temperatur T_C zeigt das Material eine kubisch flächenzentrierte Struktur, unterhalb von T_C entsteht ein elektrisches Dipolmoment, da die Ti- oder Zr Atome aus der Symmetrielage heraus wandern. Blau dargestellt sind die Pb-Atome, weiß die O-Atome und schwarz die Ti- bzw Zr-Atome.



Die von uns verwendete Keramik trägt die Bezeichnung Pic 181. „PIC 181 ist ein modifizierter Bleizirkonat-Bleititanat-Werkstoff mit extrem hohem mechanischem Gütefaktor und hoher Curie-Temperatur. Dieser Werkstoff ist für Leistungsschallanwendungen prädestiniert. Darüber hinaus eignet er sich auf Grund seiner guten Temperatur- und Zeitkonstanz

der dielektrischen und elastischen Werte für Ultraschallanwendungen im Resonanzbetrieb und hat sich speziell in Piezomotor-Antrieben bewährt“[8]. Die von uns verwendete Keramik hat eine Dichte von $7,8 \frac{g}{cm^3}$ und eine Schallgeschwindigkeit von $4220 \frac{m}{s}$. Die Polarisation eines Ultraschallmitters kann durch drei Faktoren beeinträchtigt werden:

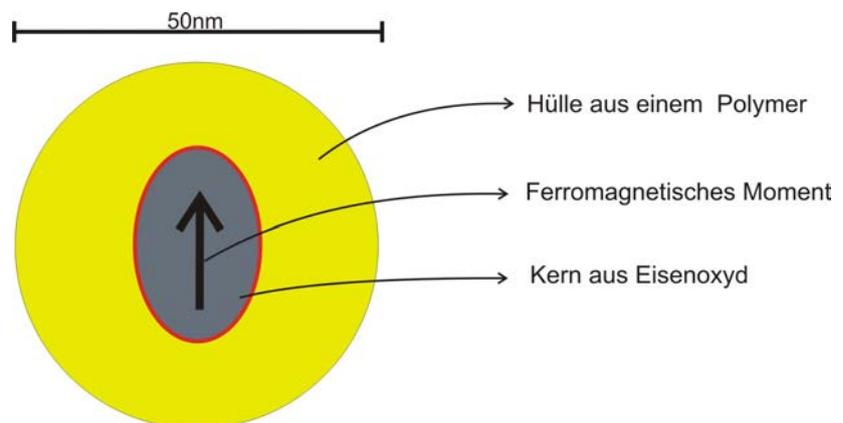
- Thermische Depolarisation: Diese kommt durch Erwärmung zustande. Sowohl Betriebs- als auch Lagertemperatur dürfen eine gewisse Grenze (Faustregel: halbe Curietemperatur [7]) nicht überschreiten.
- Elektrische Depolarisation: Zu starke elektrische Ansteuerung gegen die Polarisationsrichtung.
- Mechanische Depolarisation: Zu hohe Druckbelastungen können die Polarisation aufheben. Der maximal zulässige Druck ist hierbei sehr stark materialabhängig.

Es ist also wichtig, den Ultraschallmitter bei größerer Belastung zu kühlen, um Erwärmungserscheinungen zu vermeiden. Außerdem muss der Emitter bei starker elektrischer Ansteuerung vorgespannt werden, um eine Depolarisation zu vermeiden.

1.3 Magnetische Nanopartikel

Magnetische Nanopartikel dienen in der Magnetresonanz Tomographie (MRT) schon seit langem als Relaxationszentren, das heißt, sie werden als Kontrastmittel eingesetzt. In unserer Arbeitsgruppe konnte zum erste Mal gezeigt werden, dass es praktisch möglich ist, Ultraschall an das Kernspinsystem einer Flüssigkeit zu koppeln. Dazu wurden magnetische Nanopartikel (MNPs) verwendet. MNPs bestehen aus einem oder mehreren magnetischen Kernen und einer nichtmagnetischen Hülle. Die Größe der von uns verwendeten MNPs liegt bei 50nm.

Abbildung 1.9 – Ein magnetischer Nanopartikel besteht aus einem magnetischen Kern und einer nichtmagnetischen Hülle. Sie verhalten sich superparamagnetisch. Die Hülle eines MNPs kann chemisch funktionalisiert werden, so dass sie mit verschiedenen Stoffen beschichtet werden kann.



Der Kern selber besteht in unserem Fall aus Eisenoxid (Maghemid, Magnetit). Diese Partikel verhalten sich superparamagnetisch, das heißt, sie haben ein ferromagnetisches Moment, das in seiner Richtung thermisch fluktuiert. Hierfür verantwortlich sind thermische

Anregungen, die die magnetische Ausrichtung der einzelnen Teilchen in beliebige Richtungen dreht. Damit können sich die Dipole ohne äußeres Feld nicht mehr ausrichten und es entsteht kein resultierendes magnetisches Moment. Somit verhält sich eine Probe wie ein Paramagnet.

Die Hülle kann aus verschiedenen Materialien aufgebaut sein. Für medizinische Anwendungen am Menschen muss darauf geachtet werden, dass diese biologisch verträglich sind. Einige verwendete Materialien sind zum Beispiel Dextran oder Siliziumdioxid [9]. Abhängig vom verwendeten Hüllenmaterial kann die Hülle chemisch funktionalisiert und mit Makromolekülen beschichtet werden.

1.3.1 Einfluss der Nanopartikel auf die Relaxationszeit

Bringt man eine wässrige Lösung mit MNPs in ein Magnetfeld, so werden sich ihre magnetischen Momente entlang des äußeren Magnetfelds ausrichten. Wird Ultraschall in die Lösung geleitet, dessen Wellenlänge Größenordnungen (in unserem Fall um den Faktor 10^4) größer ist als die Abmessung der MNPs, so werden sich die MNPs mit der Schallschnelle der Ultraschallwelle im Medium hin und her bewegen. Dies führt zu keinem messbaren Einfluss auf die T_1 Zeit, unabhängig davon, ob der Ultraschall resonant eingestrahlt wird [9].

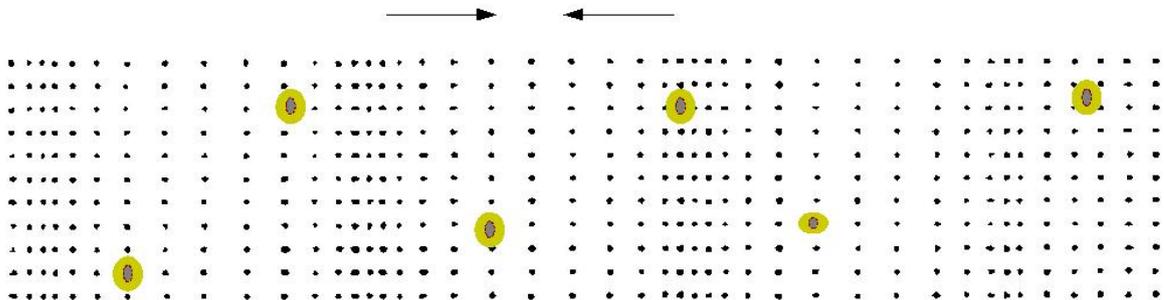


Abbildung 1.10 – Magnetische Nanopartikel in Druckwelle

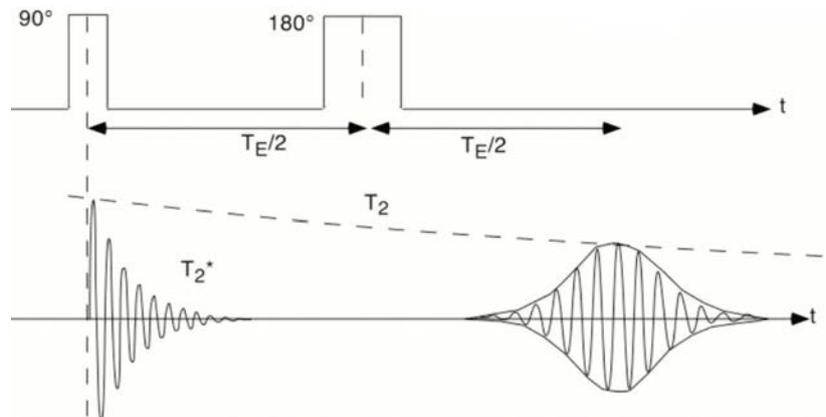
Bei asymmetrischen MNPs (MNPs, an die ein Molekül gebunden wurde) ändert sich das Verhalten. Da Kern und Molekül unterschiedlich durch den Ultraschall beschleunigt werden (der Kern ist schwerer als das Molekül) kommt es neben der oben beschriebenen Bewegung noch zu einer Kippbewegung. Diese findet periodisch mit der Schallfrequenz statt. Die asymmetrischen MNPs verhalten sich wie ultraschallgetriebene Radiofrequenz-Antennen und emittieren Radiowellen exakt auf der Frequenz des Ultraschalls. Die Wechselfelder beeinflussen die MNPs nur in ihrem Nahfeld, da sich die Wechselfelder aufgrund von Interferenzen im Fernfeld aufheben. Wird resonanter Ultraschall eingestrahlt, so können Protonen in der Nähe der MNP's angeregt werden Energie zu emittieren. Dies bewirkt eine Verringerung der T_1 -Zeit der Lösung.

1.4 Sequenzen

Für unsere Experimente sind hauptsächlich zwei unterschiedliche Sequenzen verwendet worden - die Spin-Echo-Sequenz und die Inversion-Recovery-Sequenz.

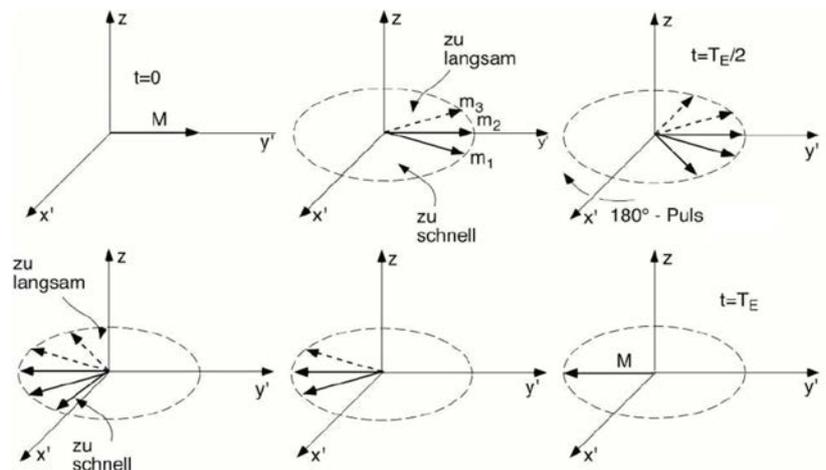
1. Spin-Echo-Sequenz: Die Spin Echo Sequenz setzt sich zusammen aus einem 90° -Puls und einer beliebigen Anzahl von 180° -Puls Pulsen.

Abbildung 1.11 – Nach einem 90° -Puls kann man mit Hilfe eines 180° -Pulses ein Echo geformt werden. Dazu strahlt man zu Zeit $T_E/2$ ein HF Puls der Länge t_{180} ein. Dadurch formt sich zur Zeit T_E ein Echo. Wiederholt man den Vorgang mit weiteren 180° -Pulsen, so können weitere Echos erzeugt werden, bis die Amplitude der T_2 Zeit im Rauschen untergeht.



Bei dieser Sequenz wird zuerst mittels eines 90° -Pulses die Magnetisierung in die x' - y' -Ebene geklappt. Wie in Kapitel 1.1.2 beschrieben, kommt es dann zu einem Auseinanderdriften der Spins infolge von Magnetfeldinhomogenitäten. Dies kann allerdings durch einen Trick rückgängig gemacht werden. Strahlt man nach der Zeit $T_E/2$ ($T_E = T_{Echo}$) nach dem 90° -Puls einen 180° -Puls ein, so kommt es zu einem rephasieren der Spins. Dies hat folgenden Grund:

Abbildung 1.12 – Das Zustandekommen eines Echos lässt sich folgendermaßen erklären: Spins, die aufgrund von Magnetfeldinhomogenitäten vorauslaufen, werden durch den 180° -Puls hinter die langsameren zurückgespiegelt. Haben sie die langsameren eingeholt, kommt es zur Bildung eines Echos.

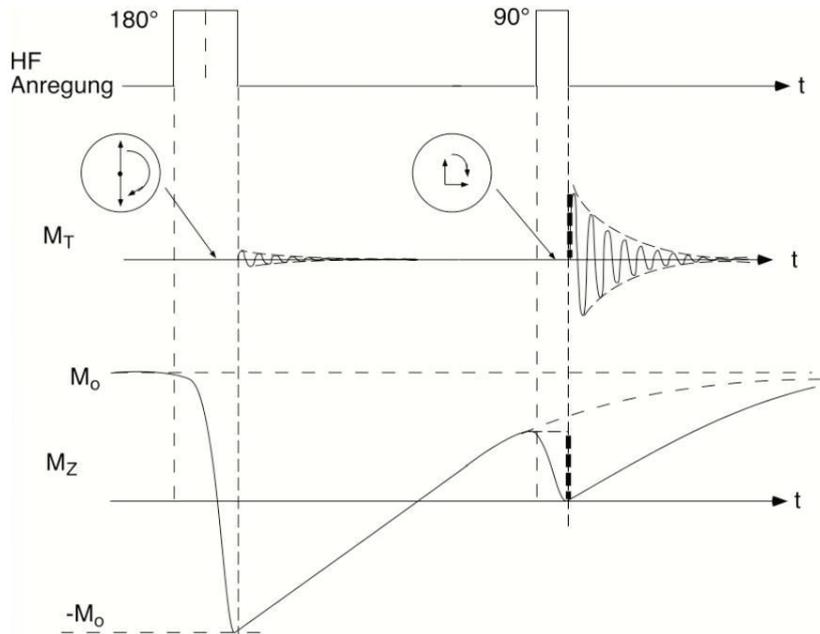


Da die Spins unterschiedlich schnell rotieren, laufen die Langsameren den Schnelleren Spins hinterher. Durch den 180° -Puls wird das gesamte System 180° um die y' Achse gedreht, so dass nun die langsameren Spin vorneweg laufen. Diese werden allerdings von den schneller rotierenden Spins eingeholt und treffen sich zur Zeit T_E wieder genau in einem Punkt (Abbildung 1.12). Es formt sich ein Echo. Die Amplitude des

Echos erreicht aber nicht mehr die Ausgangsamplitude des FID, sondern wird durch die T_2 Zeit begrenzt. Es können durch dieses Prinzip so lange Echos geformt werden, bis die Amplitude im Rauschen – begrenzt durch die T_2 Zeit – verschwindet.

2. Inversion Recovery Sequenz: Auch die Inversion-Recovery-Sequenz setzt sich aus einem 90° -Puls und einem 180° -Puls zusammen, allerdings in umgekehrter Reihenfolge.

Abbildung 1.13 – Die Inversion-Recovery-Sequenz besteht aus einem 180° -Puls und einem 90° -Puls. Mit Hilfe des 180° -Pulses klappt man die Magnetisierung in die negative z -Richtung. Diese relaxiert dann wieder zurück in ihre Ausgangslage. Den Relaxationsgrad kann man mittels eines 90° -Pulses abfragen. Den Zeitpunkt des Nulldurchganges des Relaxationsvorganges bezeichnet man als $t_{1/2}$ Zeit.



Mit einem 180° -Puls wird die Magnetisierung in die $-\vec{M}_z$ Richtung geklappt. Diese relaxiert dann wieder zurück in die Ausgangslage mit der Zeitkonstanten der Längsrelaxation T_1 . Mit Hilfe eines 90° -Pulses ist man nun in der Lage den Betrag der Magnetisierung in z -Richtung abzufragen. Kennt man die genutzte Sequenz ist es möglich, den Relaxationszustand zu ermitteln. Die Amplitude des FID gibt sofort Auskunft, welchen Betrag die Magnetisierung in z -Richtung aufweist. Die Zeit, bei der das FID gerade verschwindet, also die Magnetisierung gerade ihren Nulldurchgang hat, nennt man $T_{1/2}$ Zeit. $T_{1/2}$ entspricht gerade $T_1 \cdot \ln 2$. Hat das FID seine Maximalamplitude erreicht, ist auch die Magnetisierung wieder in ihren Ausgangszustand relaxiert.

1.5 Frequenzverdopplung in Wasser

Nach [10] kann Frequenzverdopplung in nichtlinearen Medien wie folgt beschrieben werden: Der Zusammenhang zwischen Spannung und Dehnung in Wasser ist nicht rein linear, sondern auch Terme höher Ordnung müssen in Betracht gezogen werden. Die lineare Approximation gilt nur für den Fall kleiner Amplituden. Genauer betrachtet stellt man fest, dass die Teilchengeschwindigkeit druckabhängig wird.

Für die Annahme eines skalaren Druckfeldes gilt in erster Näherung:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho \cdot \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (1.24)$$

Hierbei bezeichnet p den Druck, u die Geschwindigkeit und ρ die Dichte des Materials. Das nichtlineare Verhalten lässt sich beschreiben durch das Verhältnis B/A , wobei B und A folgendermaßen definiert sind:

$$B \equiv \rho_0^2 \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_{\rho=0} \quad (1.25)$$

$$A \equiv \rho_0 \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\rho=0} \quad (1.26)$$

Dies ist das Verhältnis der Koeffizienten von erster und zweiter Ordnung der Bewegungsgleichung. Es gibt die Nichtlinearität eines Mediums an. Je größer dieses Verhältnis ist, desto nichtlinearer ist das Medium. Typische Werte von B/A liegen bei Gasen zwischen 0 und 1, bei Flüssigkeiten und Festkörpern zwischen 2 und 13.

Medium	B/A
Destilliertes Wasser	5,00
Meerwasser	5,25
Spiritus	10,50
Aceton	9,20
Glycerine	8,80
Schweineleber	11,10

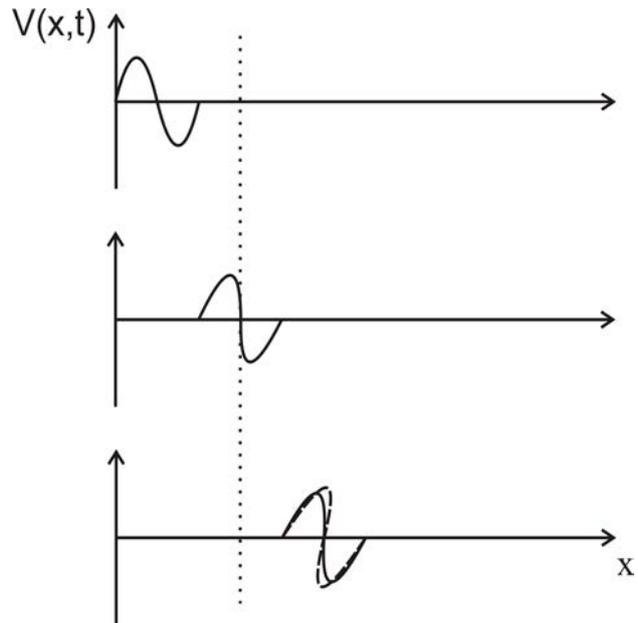
Tabelle 1.2 – Die Tabelle zeigt die verschiedenen Werte des Faktors B/A für unterschiedliche Flüssigkeiten und Gewebe.

In der Theorie wird vorhergesagt, dass eine sinusförmige Ultraschallschwingung, die durch ein nichtlineares Medium propagiert, im Laufe der Zeit ihre Form ändert. Es bildet sich eine sogenannte Schockfront. Da die Welle sich in Über- und Unterdruckphase unterschiedlich schnell bewegt, kommt es zur Ausbildung eines sägezahnförmigen Wellenprofils (vgl. Abb. 1.14).

1.6 Magnetresonanztomographie

In dieser Arbeit wird die MRT als bildgebendes Verfahren verwendet. Es sollen nur kurz die grundlegenden Eigenschaften dargestellt werden.

Abbildung 1.14 – Die Abbildung zeigt, wie sich im Laufe der Zeit eine anfangs sinusförmige Ultraschallwelle zu einer sägezahlförmigen Welle entwickelt. Der Grund hierfür liegt in den unterschiedlichen Schallgeschwindigkeiten während der Über- und Unterdruckphase.



In der Magnetresonanztomographie sollen orts aufgelöste Bilder der Quermagnetisierung visualisiert werden ([3]). Dazu muss das zu untersuchende Gebiet in Voxel eingeteilt werden, die alle zum empfangenen Signal beitragen. Die Voxel müssen so kodiert werden, dass man in der Lage ist Schnittbilder daraus zu erstellen - man muss die Quermagnetisierung eines jeden Voxels diesem Voxel zuweisen können. Angeregt werden die Voxel durch einen HF-Puls. Das sich ergebende Signal in den Empfangsspulen hat drei charakteristische Eigenschaften:

- Amplitude
- Frequenz
- Phase

Diese drei Eigenschaften werden genutzt, um die drei Raumrichtungen zu kodieren:

- Die selektive Anregung, bei der während des HF-Pulses ein Gradientenfeld eingeschaltet wird (G_z Gradient).
- Die Phasenkodierung, bei der zwischen Anregung und Auslese des Antennensignals ein Gradientenfeld geschaltet wird (G_y Gradient).
- Die Frequenzkodierung, bei der während des Auslesens der Antennensignale ein Gradientenfeld eingeschaltet wird (G_x Gradient).

Für die Gradienten gilt: ($G_z = \frac{\partial B_z}{\partial z}$, $G_x = \frac{\partial B_z}{\partial x}$, $G_y = \frac{\partial B_z}{\partial y}$) Wie die Kodierung mit Hilfe der Gradienten im Einzelnen geschieht, soll hier nicht weiter diskutiert werden (vgl [5]). Ein Vorteil der MRT ist, dass nur durch Ändern von Sequenzen verschieden gewichtete Aufnahmen erstellt werden können, d.h. es sind ohne Hardwareänderungen verschiedene

Kontraste darstellbar. Je nach Länge der Echozeit (T_E) und der Repititionszeit (T_R) können T_1 gewichtete Bilder (T_E und T_R kurz), T_2 gewichtete Bilder (T_E und T_R lang) und protonengewichtete Bilder (T_E kurz, T_R lang) aufgenommen werden.

Außerdem können generell zwei Arten von Bildern mit meist verschiedenem Informationsgehalt gewonnen werden: Amplituden- und Phasenbilder.

In MRT-Aufnahmen können allerdings durch Störungen (Artefakte) Abbildungsfehler auftreten, die folgende Gründe haben können ([3]):

- Bewegung des zu untersuchenden Materials
- Suszeptibilitätssprünge
- chemische Verschiebung
- Abtastfehler
- Inhomogenitäten im Grundfeld
- weitere Gründe

Wichtig für uns sind, wie sich in den ersten Aufnahmen zeigte, die Suszeptibilitätssprünge. Jeder Sprung in der Suszeptibilität führt zu lokalen Verzerrungen des Grundfeldes. Daher sind besonders an Grenzflächen Bildfehler zu erwarten. Es kommt zu lokalen Verschiebungen in der Rekonstruktion der Bilder, da bei der Frequenzkodierung aus der lokalen Lamorfrequenz auf den Ort geschlossen wird [3]. Diese Verschiebung ergibt sich zu

$$\delta x = \delta B_z / G_x \tag{1.27}$$

Daraus folgt: Je größer der Frequenzkodiergradient ist, desto kleiner ist die Verschiebung. Metallische Teile können Strukturen soweit verschieben, dass sie außerhalb des Bildes liegen (dropout) [3].

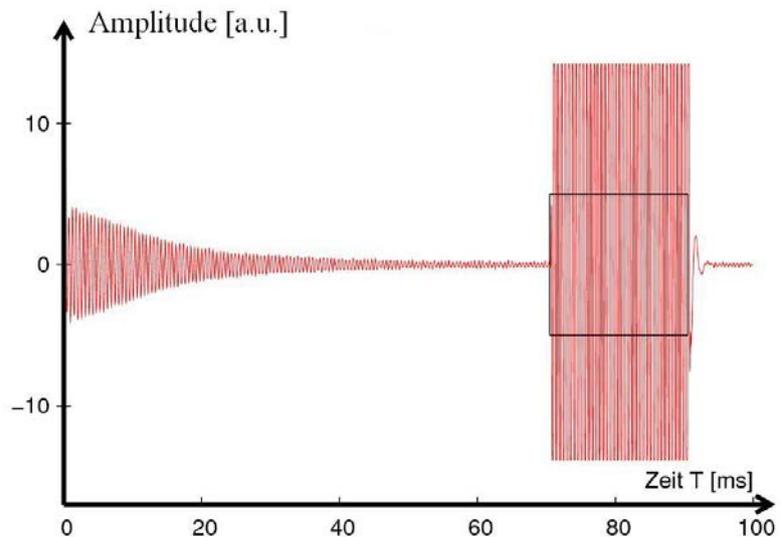
1.7 Elektromagnetische Übersprecher und Dämpfung

In unserem Versuchsaufbau müssen wie in 1.3 beschrieben Lamorfrequenz und Ultraschallfrequenz übereinstimmen, damit es zu einem Resonanzphänomen kommen kann. Der Schwingkreis, mit dem die Energie in die Probe eingestrahlt wird und mit der auch das Signal ausgelesen wird, ist auf diese Frequenz optimiert. Die elektrische Ansteuerung des Ultraschallmitters erzeugt auch im Schwingkreis ein Signal, das diesen übersteuert. Bei einer Anwendung in einem MRT würde der Übersprecher den MRT-Empfangskreis empfindlich stören oder sogar zerstören.

Um den Übersprecher zu reduzieren kann mit einem amplitudengleichen aber gegenphasigen Signal der Übersprecher minimieren werden.

Ein weiteres Problem bei hohen Frequenzen ist die Dämpfung. In absorbierenden Medien, wie zum Beispiel Wasser, nimmt die Energie der Schallwelle aufgrund von Absorption

Abbildung 1.15 – Links im Bild abgebildet ist ein FID nach einem 90° Puls. Das FID ist ungefähr 50 ms lang. Nach 70 ms wird ein 20 ms langer Ultraschallpuls eingestrahlt. Das Signal ist so groß, dass es die Elektronik übersteuert und oben und unten abgeschnitten wird.

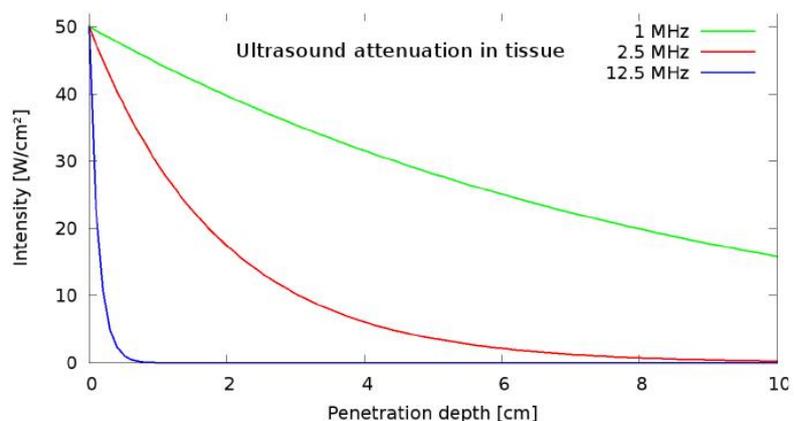


ständig ab. Die größte Rolle spielt hierbei die innere Reibung. Auch Streueffekte sorgen für einen Energieverlust. Es gilt:

$$\frac{p(z)}{p_0} = e^{-2\alpha z}. \quad (1.28)$$

α bezeichnet den sogenannten Schwächungskoeffizienten der obige Energieverluste berücksichtigt. Der Energieverlust hängt stark von der Frequenz ab.

Abbildung 1.16 – Die Dämpfung einer Ultraschallwelle in Gewebe ist stark frequenzabhängig. Um mit einer Ultraschallwelle tief in ein Gewebe einzudringen, muss eine niedrige Frequenz gewählt werden. Aufgrund der größeren Wellenlänge ist damit aber auch das Auflösungsvermögen geringer.



In dieser Arbeit soll gezeigt werden, dass die oben genannten Probleme mit Hilfe von Frequenzverdopplung überwunden werden können und ortsaufgelöste Messungen an einem Niederfeldtomographen durchgeführt werden können. Wir verwenden zum Messen einen Niederfeldtomographen mit einer Frequenz von 8,3MHz (siehe 2.1.1). Die Energie wird mittels der Grundwelle ins Gewebe eingebracht. Dadurch ist eine Eindringtiefe gewährleistet, die uns Messungen am MRT erlauben. Gleichzeitig wird auch kein Signal auf der Larmofrequenz gesendet, so dass keine elektromagnetischen Übersprecher das MRT-System stören. Da die Intensität im Fokus am größten ist (vgl. 1.2.3), ist auch in diesem Punkt die Oberwellenintensität am größten. Wir fokussieren mit Hilfe einer Linse das Schallfeld unseres

Ultraschallemitter und positionieren im Fokus unsere Probe. Mit den im Fokus erzeugten Oberwellen werden dann Messungen durchgeführt.

2 Aufbau

2.1 Bearbeitung des Ultraschallemitters

2.1.1 Vorbereitung des Emitters

Als Emitter verwendeten wir die Keramik Pic 181 (vgl. Kapitel 1.2). Diese war in unserem Fall 0,85 mm dick und hatte einen Durchmesser von 50 mm. Aus ihrer Dicke und der Schallgeschwindigkeit in PZT folgte auch gleichzeitig ihre Frequenz. Diese betrug 2,5 MHz. Um orts aufgelöste Bilder eines Probenvolumens machen zu können, nutzten wir die Magnetresonanztomographie (MRT). Der von uns verwendete Niederfeldtomograph arbeitete mit einer Magnetfeldstärke von 0,2 T woraus sich eine Lamorfrequenz für Protonen von 8,3 MHz errechnete. Um die in 1.7 beschriebenen Probleme zu umgehen, nutzten wir das Prinzip der Frequenzverdopplung. Es sollte mit der ersten Oberwelle gemessen werden, die mit der Lamorfrequenz übereinstimmen muss. Daraus ergab sich eine Grundfrequenz von 4,15 MHz. Um diese zu erreichen, musste einer der uns zur Verfügung stehenden Emitter abgeschliffen werden, so dass seine Resonanzfrequenz auf 4,15 MHz stieg.

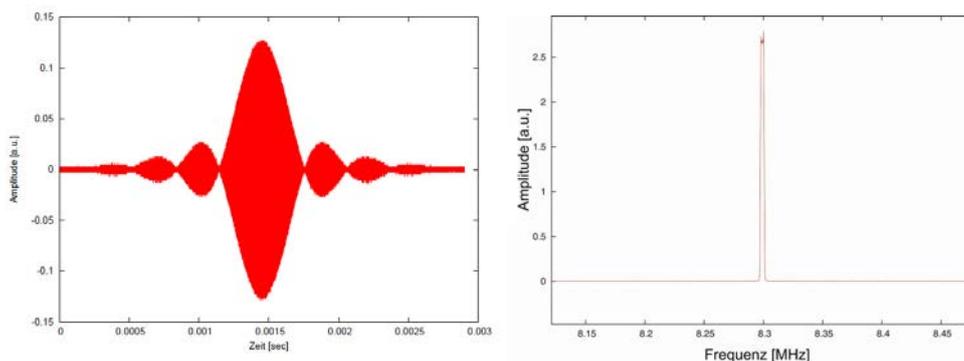


Abbildung 2.1 – Im linken Bild dargestellt ist die Aufnahme eines 90° -Pulses des Niederfeldtomographen. Rechts zu sehen ist die fouriertransformierte dieses Pulses. Die Frequenz entspricht der Lamorfrequenz des Tomographen (8,3 MHz). Dies entspricht einer Magnetfeldstärke von 0,2 T

Bevor der Emitter abgeschliffen werden konnte, musste seine elektrische Kontaktierung, eine aufgesiebte Silberschicht, abgeätzt werden, um zu gewährleisten, dass sich der Schleifkopf nicht mit Silber zusetzte. Dazu wurde der Emitter einseitig mit Pech bestrichen. Daraufhin konnte auf der anderen Seite die Silberschicht mit Salpetersäure abgeätzt werden. Die mit

Pech bestrichene Seite wurde nicht von der Salpetersäure angegriffen. Somit war sichergestellt, dass nur eine Seite ihre Kontaktierung verlor, da der Emitter auch nur von einer Seite abgeschliffen werden sollte. Zum Schluss konnte mit Terpentinersatz die Pechschicht abgelöst werden. Damit war der Emitter zum Abschleifen vorbereitet.

2.1.2 Frequenzanpassung der PZT-Emitter

Durch Abfräsen des Emitters, also durch Änderung seiner Dicke, sollte die gewünschte Resonanzfrequenz von 4,15 MHz erreicht werden. Der Emitter musste auf eine Dicke von 0,512 mm abgefräst werden. Da die Dicke des Emitters antiproportional zu seiner Resonanzfrequenz ist, (siehe 1.2.3) musste darauf geachtet werden, dass Ober- und Unterseite des Emitters vollkommen parallel zueinander waren, so dass der Emitter auf exakt einer Frequenz schwingt. Um eine möglichst perfekte Parallelität der beiden Seiten des Emitters zu gewährleisten, wurde eine Aufnahmevorrichtung für den Emitter konzipiert, die ihn mittels Vakuum auf die Oberfläche einer Aufnahmevorrichtung saugte (siehe Abb. 2.2).

Diese Aufnahmevorrichtung zum Abfräsen des Emitters bestand aus drei Teilen: dem Vakuumstutzen und zwei Aluminiumzylindern, die miteinander verklebt waren (siehe Abbildung 2.2). In den oberen der beiden Zylinder waren von der Unterseite Löcher mit 2 mm Durchmesser gebohrt. Diese endeten kurz unterhalb der Oberseite. Durchbohrt wurden die Löcher mit einem möglichst kleinen Bohrer, um die Fläche des Bohrloches so gering wie möglich zu halten. Damit sollte vermieden werden, dass auf den Emitter eine größere Kraft wirkt, die ihn zerbrechen könnte da die Auflagefläche des Emitters so möglichst groß war. An den Vakuumstutzen konnte eine Vakuumpumpe angeschlossen werden, die einen Unterdruck von ca. 1 mbar erzeugte. Dadurch konnte der Emitter fest auf die Oberfläche der Aufnahmevorrichtung gepresst werden. Um eine perfekte Positionierung zu gewährleisten - also ein Überstehen über den Rand zu vermeiden - wurde der Emitter mit einem Ring fixiert, der, nachdem die Vakuumpumpe den Unterdruck erzeugt hatte, entfernt werden konnte.



Abbildung 2.2 – Das linke Bild zeigt die Aufnahme auf die der Ultraschallemitter mittels Vakuum gesaugt wurde. Rechts neben der Aufnahme liegt der Fixiering. Auf dem rechten Bild liegt der Ultraschallemitter auf der Aufnahme und wird mittels des Fixierring fixiert. Über den Stutzen kann eine Vakuumpumpe angeschlossen werden.

Um den Emitter abzufräsen, wurde die Aufnahmevorrichtung in den Schraubstock einer

Fräsmaschine eingespannt und möglichst parallel zum Fräskopf ausgerichtet, um ein paralleles abfräsen zu ermöglichen. Zuerst wurde mit dem Fräskopf die Aufnahmevorrichtung abgefräst um letzte Unebenheiten zu entfernen. Außerdem konnte damit gewährleistet, dass der Fräskopf exakt parallel zur Aufnahmevorrichtung arbeitete.

Danach wurde der Emitter auf der Aufnahme dem oben erwähnten Ring fixiert. Nun konnte mit Hilfe einer Vakuumpumpe der Unterdruck erzeugt werden. Wurde der Ring entfernt war durch den Unterdruck trotzdem sichergestellt, dass der Emitter in seiner Position fixiert blieb. Somit war der Emitter zum Abfräsen vorbereitet.

Die erste von uns genutzte Fräsmaschine besaß keinen automatischen Vorschub, wodurch kein gleichmäßiger Vorschub gewährleistet war. Während des AbfräSENS des ersten Emitters (Emitter 1) bildeten sich kleine Risse. Der Emitter zerbröckelte an einer Seite und brach schließlich auseinander (siehe Abb. 2.3 links). Aufgrund seiner Herstellungsweise – das Material ist gesintert – war es in seiner inneren Struktur nicht stabil. Wir vermuten, dass der Fräskopf ein Korn aus der Struktur herausriss und den Emitter durch den Druck zum Reißen veranlasst hat.

Der nächste Versuch (Emitter 2) wurde an einer CNC (Computerized Numerical Control) Fräse durchgeführt. Um das Ausreißen zu verhindern sollte eine höhere Drehgeschwindigkeit, eine kleinere Schrittweite und eine Kühlung helfen. Die kleinere Schrittweite sollte die Kräfte auf den Emitter verringern, da weniger Material abgetragen wurde. Das Kühlmittel sollte den Emitter einerseits kühlen um innere Spannungen aufgrund von Hitzeentwicklung zu verhindern und andererseits die abgefräSTEN Spähne wegspülen. Außerdem wurde ein Eisenring um den Emitter gelegt (nicht der Fixiering), der in seinem Durchmesser ein klein wenig größer war (ca. 0.5 mm) als der Emitter selber. Der Zwischenraum zwischen Ring und Emitter wurde mit Kleber ausgefüllt, um dem Emitter am Rand Stabilität zu verleihen. Dann wurde mit maximaler Drehzahl, kleinstmöglichem Höhenvorschub und unter starker Kühlung der Emitter abgefräst. Der Emitter brach in diesem Fall zwar nicht auseinander sondern er riss am Rand aus. Daraufhin wurde der Versuch abgebrochen. Er war noch nicht auf seine Sollstärke abgefräst und diente daher nur noch zu Testzwecken (siehe Abb. 2.3). Um die genannten Probleme zu lösen, entschlossen wir uns den Emitter abzuschleifen und nicht abzufräsen. Dies geschah ebenfalls an einer CNC-Fräsmaschine. Dazu musste der Emitter (Emitter 3) wie in 2.1.1 beschrieben präpariert werden. Dann wurde er in die Aufnahmevorrichtung eingebaut und abgeschliffen. Dies geschah wieder mit höchstmöglicher Drehzahl (3000 U/min), kleinstmöglichem Vorschub (0,01 mm) und unter Kühlung. Dieser Versuch glückte. Zum Schluss wurde der Emitter mittels Aceton von der Aufnahmevorrichtung gelöst. Man konnte ihn nach Abschalten der Vakuumpumpe nicht einfach abnehmen, da immer - wie in den vorhergehenden Versuchen festgestellt - ein klein wenig des Klebers unter den Emitter diffundierte und ihn somit mit der Aufnahme verklebte.

Somit hatten wir eine Möglichkeit gefunden, die uns zur Verfügung stehenden Emitter auf eine für uns notwendige Dicke abzuschleifen. Problematisch war allerdings, dass die Dicke nie ganz exakt erreicht wurde, da die Fräsmaschine bei den geringen Höhenschritten nicht ganz exakt arbeitete. Der erste abgeschliffene Emitter (Emitter 3) war etwas zu dick - er hatte eine Resonanzfrequenz von 3,9 MHz. Aufgrund seiner geringen Bandbreite von 100 kHz war die emittierte Leistung bei 4,15 MHz zu gering. Der zweite abgeschliffene Emitter (Emitter 4) war etwas zu dünn abgeschliffen. Dieses konnte mit einer Messingfolie

der richtigen Dicke, die mit der Rückseite des Emitters verklebt wurde, korrigiert werden. Es wurde Messing verwendet, da es ungefähr den gleichen Wellenwiderstand wie PZT (siehe Tabelle 1.1) aufweist.

2.1.3 Kontaktierung des Emitters

Im nächsten Arbeitsschritt musste dem Emitter wieder eine leitende Schicht auf die abgefräste Seite aufgedampft werden. Zu Testzwecken nutzten wir Emitter 2, den wir an der CNC-Fräse abgefräst hatte. Er war nur am Rand ausgebrochen und konnte daher in der Mitte noch bedampft werden.

Abbildung 2.3 – Das Bild zeigt einen abgefrästen Emitter, der an einer Seite ausgebrochen ist. An ihm konnte getestet werden ob sich die Emitter wieder kontaktieren ließen. Der Emitter ist mit 100 nm Chrom und 1000 nm Gold beschichtet. Das Chrom dient hierbei als Haftvermittler. Das rechte Bruckstück ist der Überrest des ersten Versuches, einen Emitter abzuschleifen.



Er wurde mit 100 nm Chrom als Haftvermittler und mit 1000 nm Gold bedampft. An einem Impedanzanalysator konnte gezeigt werden, dass die Kontaktierung funktionierte und mit diesem Verfahren auch weitere Emitter elektrisch kontaktiert werden können.

Bei einem weiteren Emitter (Emitter 3), der erfolgreich abgeschliffen wurde, löste sich die aufgedampfte Schicht beim Versuch, auf ihr zu löten, ab. Der Grund hierfür waren innere Spannungen in der Silberschicht. Daraufhin entschieden wir uns im Folgenden nur noch 20 nm Chrom und 100 nm Silber oder Gold zu verwenden.

Abbildung 2.4 – Auf dem Bild zu sehen ist ein Emitter der mit 100 nm Chrom und 1000 nm Silber beschichtet worden ist. Da die inneren Kräfte größer waren als die Haftung, löste sich das Silber bei dem Versuch auf der Silberoberfläche zu löten ab.

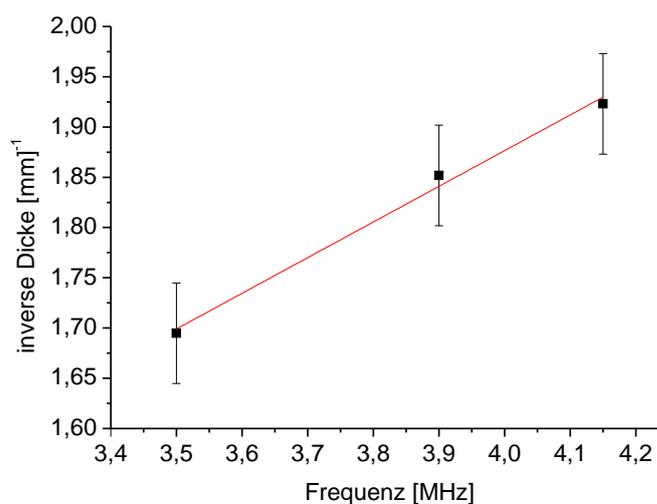


Die inneren Spannungen waren größer als die Haftung wodurch sich das Silber ablöste. Der Grund warum die ursprüngliche Dicke 1000 nm betragen sollte hing mit der elektrischen

Leitfähigkeit zusammen. Damit die Kontaktierung keinen nennenswerten Widerstand darstellte, sollte sie so dick wie möglich gewählt werden. Nach einem Funktionstest des Emitters zeigte sich, dass auch 20 nm Schichtdicken keine Probleme darstellten.

Mit Hilfe des Impedanzanalysators konnte nicht nur gezeigt werden, dass die Kontaktierung gelungen war, sondern auch auf welcher Frequenz der Emitter schwang. Aus der gemessenen Frequenz und Dicke des Emitters konnte der lineare Zusammenhang zwischen Dicke und Frequenz bestätigt werden.

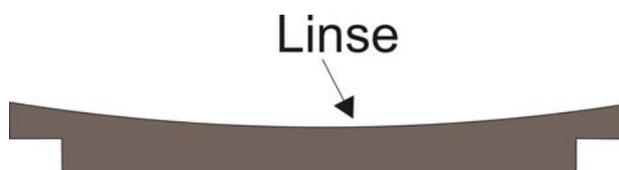
Abbildung 2.5 – Dargestellt ist der Zusammenhang zwischen der gemessenen Frequenz und Dicke der Emitter 2, 3 und 4 (von links nach rechts).



2.1.4 Linse für den Ultraschallemitter

Für den von uns verwendeten Versuchsaufbau war es sinnvoll mit einem Emitter zu arbeiten, der seinen Fokus im Abstand von 20 cm hatte. Nach Gleichung 1.22 ergibt sich als natürliche Fokusslänge (Nahfeldlänge) für unseren Emitter ca. 2 m. Um den Fokus näher an dem Emitter zu positionieren, musste auf den Emitter eine Linse geklebt werden. Diese musste einen Radius von 103,8 mm haben, um den Fokus auf 20 cm zu reduzieren.

Abbildung 2.6 – Linse des Ultraschallemitters. Sie ist 50 mm breit und fokussiert den Schallkegel in einer Entfernung von 200 mm.

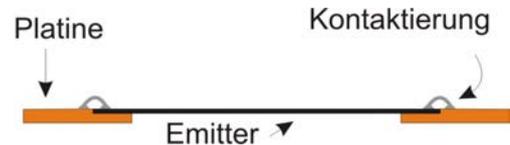


Da die Linse mittels einer Pressvorrichtung auf den Emitter geklebt wurde, musste nicht nur die Linse sondern auch das passende Gegenstück gefertigt werden. So konnte die Linse auf ihrer ganzen Fläche parallel auf den Emitter geklebt werden. Außerdem wurde der Rand der Unterseite der Linse abgeflacht, um den Emitter nach außen hin kontaktieren zu können.

2.1.5 Verkleben des Emitters

Um den Emitter später besser handhaben zu können, wurde er mit einer Platine, die doppelseitig mit Kupfer beschichtet war, verbunden - sowohl mechanisch (verklebt) als auch elektrisch.

Abbildung 2.7 – Der Emitter wird in die Vertiefung der Platine gelegt und nach außen hin auf die Kupferschicht kontaktiert.



Dazu wurde in eine Platine mit Außendurchmesser von 65 mm ein ca. 47 mm großes Loch gedreht. Damit der Emitter in der Platine geführt wurde, wurde dieses Loch ca. 0,5 mm tief auf 50 mm erweitert, so dass eine Vertiefung in der Platine entstand. In dieses wurde der Emitter mit einer hauchdünnen Schicht 2-Komponentenkleber befestigt. Da die Platine verkupfert war, konnte der Emitter mit einem Silberbändchen zum Kupfer kontaktiert werden. Damit konnte auf die Oberseite des Emitters nun die Linse geklebt werden. Das Verkleben des Emitters geschieht mit dem in Abb. 2.8 gezeigten Aufbau.

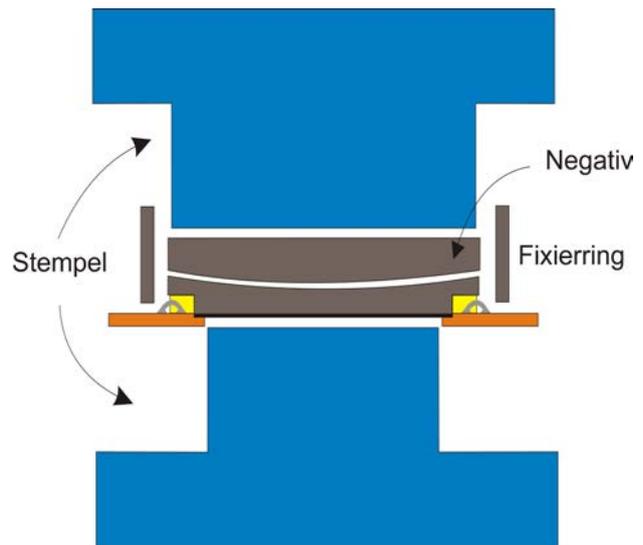


Abbildung 2.8 – Auf dem linken Bild ist der Emitter zu sehen, nachdem er in die Platine geklebt und zur Kupferplatte kontaktiert worden war. Die Punkte auf dem Emitter zeugen von Schwierigkeiten bei dem Versuch, auf der Silberschicht zu löten.

Auf dem rechten Bild sind die Teile dargestellt, die zum Verkleben des Emitters benötigt wurden. Links im Bild liegt der obere Stempel, der Emitter liegt auf dem untern Stempel. Auf den Emitter sind schon Linse, Negativ der Linse und Fixierring positioniert. Rechts liegt ein Fixierring der ermöglichte, dass die Platine mit Emitter genau über dem untern Stempel positioniert waren.

Der Emitter, der nun mit der Platine verklebt war, wurde mit der Unterseite auf einen Stempel gelegt, welcher genau die Größe des Lochdurchmessers der Platine besaß. Auf der Oberseite des Emitters wurde Epoxy-Kleber verteilt und die Linse auf den Emitter gelegt. Danach wurde das Negativ der Linse auf die Linse gelegt. Ananalog der Unterseite wird auf die Oberseite ebenfalls ein Stempel gestellt. Der Aufbau gewährleistete auch, dass die Linse zentral auf dem Emitter verklebt wurde. Alle Teile, die mit Kleber in Kontakt kommen konnten, (z.B. Negative der Linse oder Stempel) wurden mit Vakuumpfett eingefettet, um ein Festkleben zu verhindern.

Abbildung 2.9 – Der Emitter wurde mit Platine auf den unteren Stempel gelegt und von der Oberseite mit Epoxy-Kleber eingeschmiert. Dann werden Linse und Negativ mit einem Fixiererring fixiert, der auch den oberen Stempel führt.



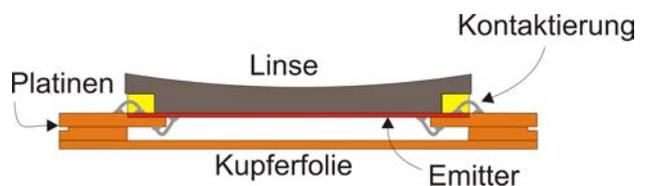
Die zusammengesetzten Teile wurden in eine Presse gespannt und zusammen in einen Ofen gestellt. Der Kleber konnte so 4 Stunden bei ungefähr 60 Grad Celsius aushärten.

Es zeigte sich, dass sich der Emitter während des Abkühlens verzog aufgrund unterschiedlicher Wärmekapazität von Emitter und Linse, so dass wir bei unserem nächsten Versuch einen Epoxy-Kleber verwendeten der bei Raumtemperatur aushärtete. Emitter 3 konnte für den weitem Versuchaufbau nicht mehr verwendet werden. Dies ist damit zu begründen, dass er sich während des Aushärtens verzogen hatte und somit berechneter und tatsächlicher Fokus nicht mehr übereinstimmten.

2.1.6 Abdichten des Emitters

Nach allen obigen Schritten wurde auf die Rückseite der Platine eine weitere Platine geklebt. Diese diente nur als Abstandhalter. Auf die Rückseite dieser Platine wurde eine Kupferfolie der Dicke 10 μm gelötet, so dass Platine und Folie leitend miteinander verbunden waren.

Abbildung 2.10 – Der Emitter wird auf der Rückseite mit einer weitem Platine und einer Kupferfolie versehen damit er seine komplette Leistung ins Wasser abgibt und nicht die Hälfte der Leistung nach hinten abgestrahlt wird.



Damit hatte der Emitter auf der Rückseite ein Luftpolster. Da der Übergang zwischen Emitter und Luft quasi einen unendlichen großen Impedanzsprung darstellte, war gewährleistet, dass der Emitter seine volle Leistung in Richtung Linse, also in Richtung Wasser abgab. Außerdem kann diese Konstruktion so erweitert werden, dass durch den Hohlraum Heliumgas geleitet wird, wodurch eine Kühlung des Emitters bei hohen Leistungen ermöglicht wäre.

Nachdem alle Arbeitsschritte beendet waren, sah der Emitter folgendermaßen aus (die drei Zylinder aus der Rückseite dienen als Anschluss an den Stutzen (siehe 2.2)):



Abbildung 2.11 – Links ist die Vorderseite und rechts die Rückseite des fertiggestellten Emitters zu sehen.

2.2 Konstruktion eines Aufbaus zur Messung in einem MRT

Um orts aufgelöste Messungen an den asymmetrischen MNP durchzuführen, wurde auf ein in der Medizin schon etabliertes Verfahren zurückgegriffen: die Magnetresonanztomographie. Dazu wurde ein neuer Aufbau entwickelt, der es uns erlaubt, das Messvolumen orts aufgelöst zu betrachten. Da mit der ersten Oberwelle der Emitterfrequenz gearbeitet wurde, musste der Ultraschallstrahl zuerst ein nichtlineares Medium durchlaufen, in welchem Oberwellen erzeugt werden. Hierzu eignete sich Wasser wie in Kapitel 1.5 beschrieben.

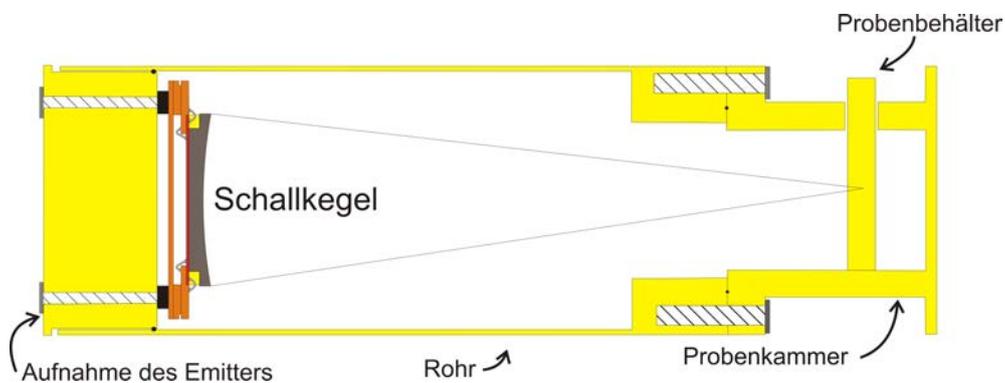


Abbildung 2.12 – Dargestellt ist der komplette Messaufbau. Im links Teil des Bildes ist die Aufnahme mit Emitter dargestellt. Die Aufnahme wird so weit in das mit Wasser gefüllte Rohr gesteckt bis der Schallkegel seinen Fokus im Probenvolumen hat. Das Probenvolumen selber steht rechts in der Probenkammer, die ebenfalls mit Wasser gefüllt ist. Zur besseren Handhabbarkeit sind Probenkammer und Rohr in der Mitte durch eine Mylar-Folie getrennt. Auf dem Weg durch das Rohr werden die Oberwellen erzeugt, die für den Messprozess benötigt werden.

Der Aufbau gliedert sich in drei Teile:

1. *Aufnahme des Emitters*: Die Aufnahme des Emitters sorgte für seine Positionierung. An ihr konnte der Emitter so befestigt werden, dass für alle Messungen die gleiche

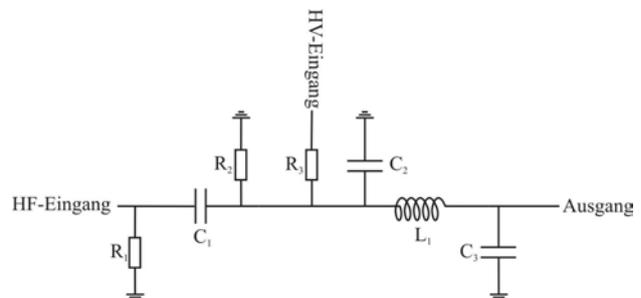
Position des Fokus gewährleistet war. Außerdem dichtete die Aufnahme eine Seite des Rohres ab.

2. *Rohr*: Das Rohr diente als Wasserbehältnis und war ungefähr 180 mm lang. Auf dieser Wasserstrecke wurden die Oberwellen erzeugt.
3. *Probenkammer*: Die Probenkammer saß an der gegenüberliegenden Seite des Emitters. Mit Wasser gefüllt konnte in ihrer Mitte das Probenvolumen platziert werden. An ihrer offenen Seite wurde sie mit einer Mylar-Folie zugeklebt und mit dem Rohr verschraubt. Mylar-Folie ist so dünn, das sie für den Ultraschall kein Hindernis darstellt. Zum Rohr hin abgedichtet wurde sie mittels eines Dichtungsringes. So war man in der Lage die Probenkammer zu wechseln ohne das Wasser im Rohr ablassen zu müssen. Das Probenvolumen selbst konnte in ein U-förmiges Behältnis gegeben werden, welches an den offenen Seiten mit Mylar-Folie zugeklebt war. Dieses Behältnis konnte in einen Schlitz in der Oberseite der Probenkammer gestellt werden, so dass es über alle Messungen einer Messreihe hinweg immer an der selben Stelle im Ultraschallstrahl stand.

2.2.1 Elektrische Anpassung des Emitters

Der von uns verwendete Emitter hatte bei seiner Resonanzfrequenz einen elektrischen Widerstand von $0,5 \Omega$. Um eine maximale Leistungsaufnahme zu gewährleisten, musste eine Impedanzanpassung konstruiert werden, um den Emitter an die 50Ω Ausgangswiderstand des Verstärkers anzupassen.

Abbildung 2.13 – Auf dem Bild zu sehen ist die sogenannte Anpassungsbox, die den Widerstand des Emitters an den Ausgangswiderstand des Verstärkers anpasst. Durch die richtige Wahl der Kondensatoren C_2 , C_3 und der Spule L kann das Verhältnis von emittierter- zu reflektierter Leistung maximiert werden.



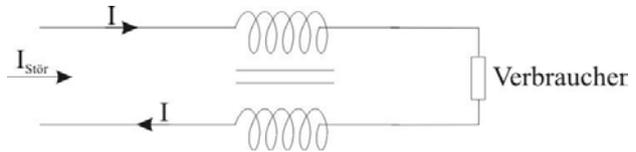
Dazu wurde ein Leistungsmesser zwischen den Verstärkerausgang und den Emitter geschaltet und emittierte und reflektierte Leistung gemessen. Dann wurden die Kondensatoren C_2 , C_3 und die Spule L_1 so angepasst, dass die emittierte Leistung maximal, die reflektierte Leistung jedoch minimal wurden. Es konnte ein Verhältnis von ca. 3:1 erreicht werden.

2.2.2 Stromkompensierende Drossel

Um eine Verbindung zwischen Tomographenraum und dem Steuerraum herzustellen verwendeten wir BNC-Kabel. Diese übertrugen aber nicht nur das Signal des Frequenzgenerators zum Ultraschallemitter, sondern auch Störungen, die sich auf die Bildqualität auswirken.

Gerade Störungen auf der Lamorfrequenz wirkten sich negativ aus. Wenn die Störungen sowohl im Heißeiter als auch im Masseleiter auftraten, konnte über einen einfachen Trick die Störung behoben werden. Man wickelte das BNC-Kabel mehrfach um einen magnetischen Ringkern.

Abbildung 2.14 – Aus [5]. Auf dem Bild zu sehen ist der Aufbau einer stromkompensierenden Drossel. Ströme die in unterschiedlichen Richtungen durch Heißeiter und Masseleiter laufen erzeugen keinen effektiven magnetischen Fluss, Ströme die in die gleiche Richtung laufen erzeugen einen magnetischen Fluss und werden so geschwächt .



Dies hat folgenden Grund: Der Strom fließt auf der Hin- und Rückrichtung durch die Drossel in unterschiedlichen Richtungen (vergleiche Abb. 2.14). In beiden Richtungen wurde ein magnetischer Fluss induziert, der aber ein unterschiedliches Vorzeichen je nach Richtung hatte. Somit sollte es keinen magnetischen Fluss geben und auch keinen induktiven Widerstand.

Ein Störsignal hingegen erzeugte einen magnetischen Fluss, da er in beiden Leitern in die selbe Richtung fließt. Dadurch bildete sich ein magnetischer Fluss aus der sich mit der Frequenz des Störsignals ändert. Es entstand ein induktiver Widerstand, der das Störsignal abschwächte.

2.2.3 Messaufbau

Im Rahmen des Messaufbau wird versucht, keine Elektronik und möglichst wenige Kabel im MRT Raum unterzubringen. Einerseits können durch diese Geräte Störungen auftreten andererseits besteht die Gefahr, dass sie in das Magnetfeld des Tomographen gelangen könnten und so Schaden verursachen. So muss auch beim kompletten Aufbau im Tomographen darauf geachtet werden dass sich keine metallischen Teile im Tomographen befinden.

Die verschiedenen Pulse des Tomographen (Sättigungspuls, 180°-Puls, 90°-Puls) wurden mittels einer Breitbandantenne empfangen, um den Ultraschall zu einem auf die Sequenz abgestimmten Zeitpunkt einstrahlen zu können. Diese war als Leiterschleife konzipiert und leitet das Signal mit Hilfe eines BNC-Kabels in den Kontrollraum. Das Signal wurde dann gleichgerichtet, integriert und umgewandelt in einen Steuereimpuls. Mit Hilfe einer Logikeinheit wird das Signal dann in einen TTL-Puls mit der richtigen Länge und Zeitverzögerung umgewandelt. Dieses Signal steuerte einen Frequenzgenerator, der das Signal über einen Verstärker und die stromkompensierende Drossel an den Emitter weitergab. Dieser emittierte dann ein Ultraschallsignal der gewünschten Dauer und Frequenz.

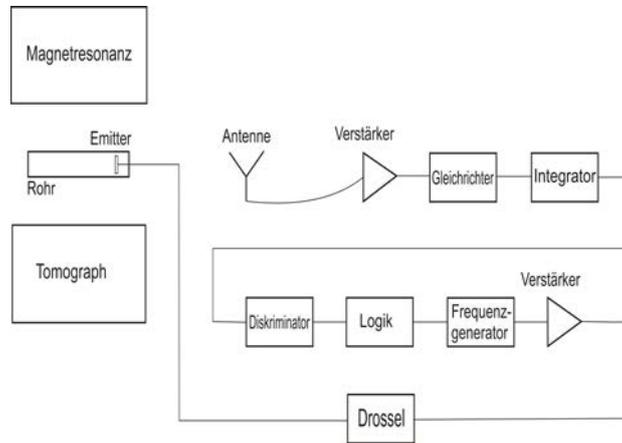
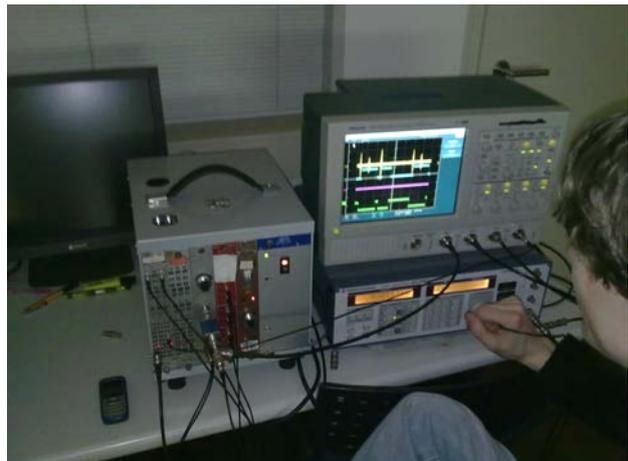


Abbildung 2.15 – Das Signal des Tomographen wird von einer Antenne aufgefangen, verarbeitet und als Signal zu einem passenden Zeitpunkt an den Frequenzgenerator weitergeleitet. Dieser steuert den Emitter auf der vorgegebenen Frequenz an.

Abbildung 2.16 – Die Abbildung zeigt einen Teil der Elektronik. Links zu sehen ist die Logikeinheit, rechts der Frequenzgenerator auf dem das Oszilloskop steht. Nicht zu sehen sind Verstärker und Drossel.

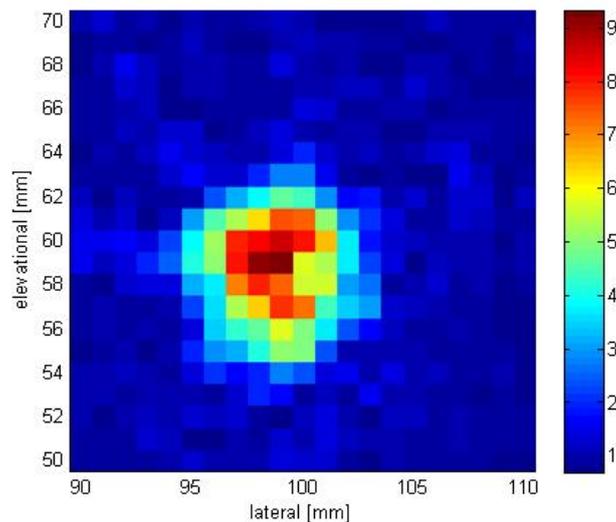


3 Messungen und Ergebnisse

3.1 Charakterisierung des Ultraschallemitters

Zur Charakterisierung des Ultraschallemitters, besonders um Kenntnisse über den exakten Fokuspunkt zu erhalten, wurden in Bochum Messungen an einem kalibrierten Hydrophon durchgeführt. Vor allem war interessant, herauszufinden in welchem Punkt die Intensität der ersten Oberwelle am größten war. Das Hydrophon hatte eine sensitive Fläche von 0,2 mm Durchmesser. Der Ultraschallemitter wurde auf die Aufnahme (vgl. 2.12) geschraubt und im Rohr fixiert, um ihn über die Messzeit zu stabilisieren. Dies wurden in ein Wasserbecken gelegt und parallel zum Hydrophon ausgerichtet. Das Hydrophon war auf Schienen montiert, so dass es in alle drei Raumrichtungen verschiebbar war. Als erstes wurde ein Querschnitt des Schallfeldes aufgenommen, um einen ersten Eindruck des Schallfeldes zu gewinnen und zu sehen, in welchen Quadrant sich die Mittelachse befindet.

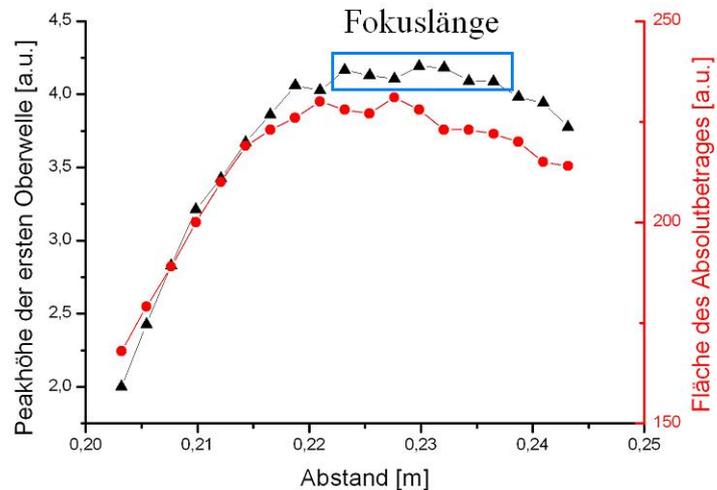
Abbildung 3.1 – Das Bild zeigt einen Querschnitt des Ultraschallfeldes. Diese erste Aufnahme wurde gemacht, um die Mittelachse des Schallfeldes zu finden. Entlang der Mittelachse wurden in kleinen Schrittweiten abgerastert, um den Fokuspunkt zu finden.



Diese befand sich bei den Koordinaten 99 mm lateral und 59 mm elevational (siehe 3.1). Damit konnte die Suche der Fokusposition deutlich eingegrenzt werden, was eine Zeitersparnis mit sich brachte. Es wurden nur noch 7×7 große Ebenen um die Mittelachse aufgenommen

und die z-Richtung (Entfernung Emitter-Hydrophon) verändert. Dann wurde die Ebene ausgewählt, in der die Mittelachse lag, um so ein Profil entlang der z-Richtung zu erhalten.

Abbildung 3.2 – Auf der linken Achse dargestellt ist die Peakhöhe der ersten Harmonischen gegen den Abstand Emitter - Hydrophon. Der umrahmte Bereich wird als Fokus definiert, da in diesem Bereich 95% der Maximalhöhe liegen. Auf der rechten Achse aufgetragen ist die Fläche der Zeitreihe (vgl. Abb. 3.3) gegen den Abstand Emitter - Hydrophon. Auch hier erkennt man deutlich, dass sich ein Fokus bildet.



Ein typisches Signal am Hydrophon hatte folgenden Form:

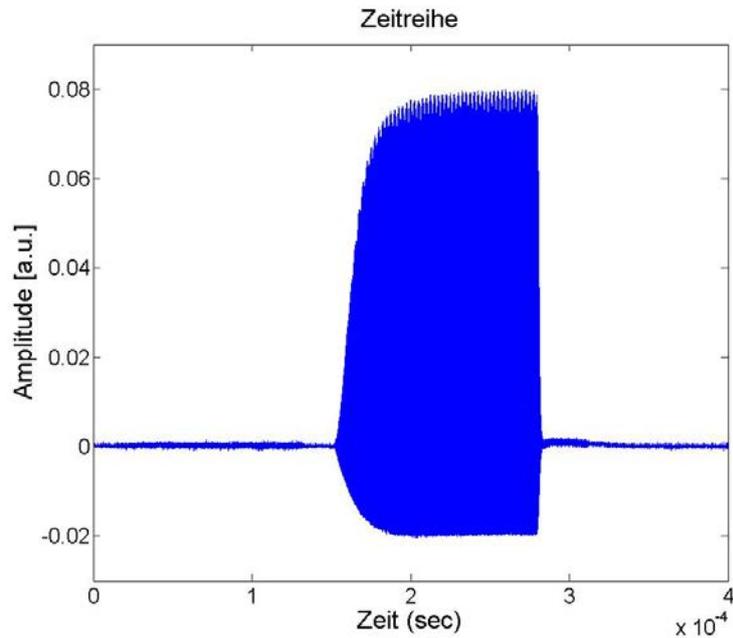
Um den Intensitätsverlauf der ersten Oberwelle entlang der z-Achse zu rekonstruieren wurden die aufgenommenen Zeitreihen fouriertransformiert. Die maximale Peakhöhe der ersten Oberwelle liegt in einer Entfernung von 23 cm vom Emitter. Wählt man sich einen Bereich, in dem alle Werte bis 95 % des Maximalwertes liegen und definiert diesen als Fokusbereich, so ergibt sich ein Bereich von 21,8 cm bis 23,8 cm als Fokusbereich. Dies stimmt gut mit dem von uns errechneten Wert (20 cm) des Fokuspunktes überein (vgl 1.7). Das die Mittelachse nicht einen einzigen Punkt sondern ein Plateau als Fokusbereich zeigt, hatte für uns den Vorteil, dass die Probe nicht exakt in einem Punkt fixiert sein musste, sondern ein kleiner Spielraum ausgenutzt werden konnte.

Aus der Fouriertransformation der Zeitreihe im Fokuspunkt konnte auch der Anteil bestimmt werden, der auf die einzelnen Frequenzen entfällt. Tabelle 3.1 stellt den Anteil der Oberwellen für den Fokuspunkt und den Punkt 0,245 m vom Emitter entfernt gegenüber. Bei einem Vergleich der beiden Frequenzspektren wird ersichtlich, dass es für die Messungen wichtig ist, die Probe möglichst im Fokus zu platzieren, da in diesem Punkt der Frequenzanteil der ersten Oberwelle am größten ist.

3.1.1 „Schockfront“

Wie in Kapitel 1.5 beschrieben, sollte sich auf dem Weg einer Ultraschallwelle vom Emitter zum Fokus eine „Schockfront“ bilden.

Abbildung 3.3 – Signal des Hydrophons im Fokus. Über die Laufzeit des Signals vom Zeitpunkt 0 bis zur ersten Schwingung ergibt sich mit der Schallgeschwindigkeit in Wasser die Distanz von Emitter zu Hydrophon. Die Schallgeschwindigkeit beträgt 1480 m/s.



Harmonische	Frequenzverteilung im Fokuspunkt [%]	Frequenzverteilung bei 0,245 m [%]
Grundwelle	30	45
erste Oberwelle	26	22
zweite Oberwelle	16	6
dritte Oberwelle	10	2
vierte Oberwelle	8	0,9
fünfte Oberwelle	4	0,4
sechste Oberwelle	2,5	
siebte Oberwelle	1,4	

Tabelle 3.1 – Gegenübergestellt sind die Anteile der Grund- und Oberwellen für zwei verschiedene Punkte im Schallstrahl. Das mittlere Feld zeigt die Verteilung im Fokus und das rechte Feld die Verteilung bei einer Entfernung von 0,245 m von Hydrophon zu Schallemitter. Vgl. dazu Abb. 3.2

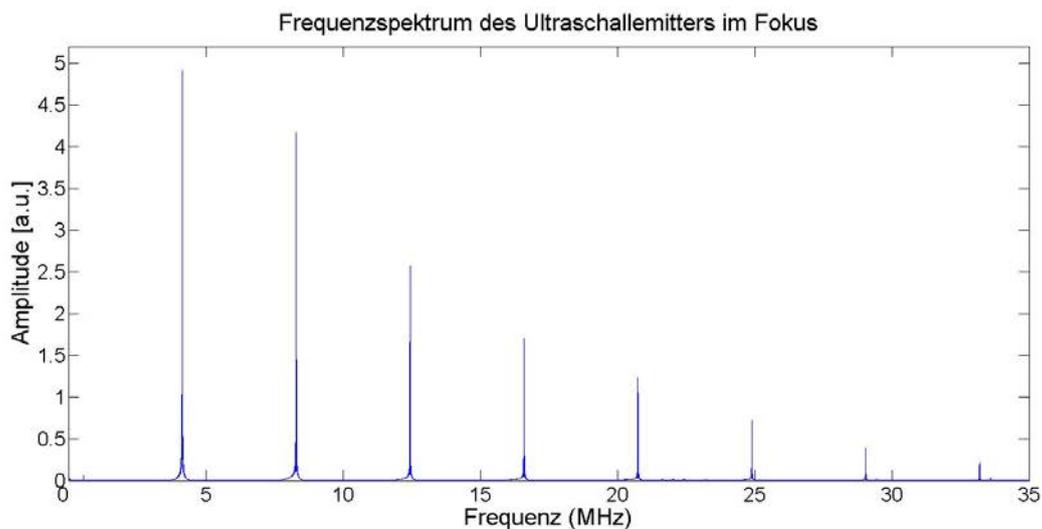


Abbildung 3.4 – Zu sehen ist das Frequenzspektrum im Fokuspunkt (fouriertransformierte des Bildes 3.3). Man sieht deutlich, dass in diesem Punkt das Verhältnis von Grundwelle zu erster Oberwelle sehr gut ist. Somit sollten Messungen mit der ersten Oberwelle im Fokuspunkt möglich sein.

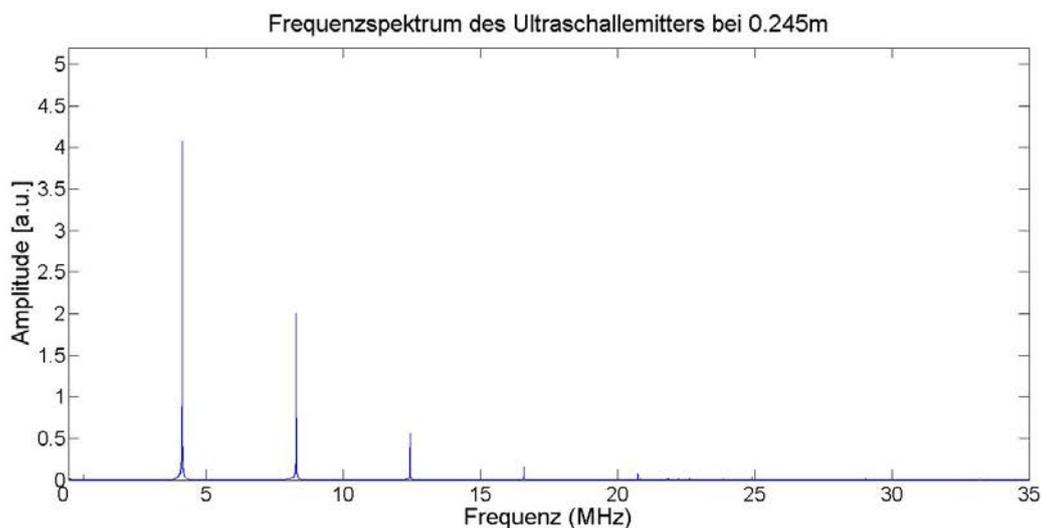


Abbildung 3.5 – Zu sehen ist das Frequenzspektrum 0.245 m vom Emitter entfernt. Entfernt man sich vom Fokuspunkt des Emitters bricht das gute Verhältnis von Grund- zu erster Oberwelle deutlich ein. Für Messungen sollte der Fokuspunkt exakt im Probenvolumen positioniert werden.

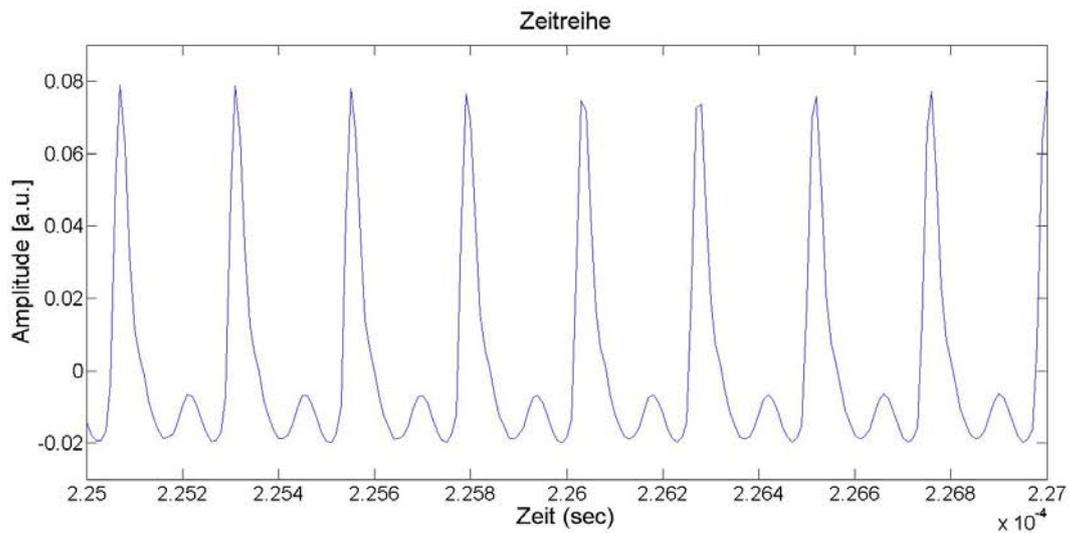


Abbildung 3.6 – Das Bild zeigt die Form der Schallwelle im Fokuspunkt. Die ursprüngliche Form der Schallwelle – ein Sinus – ist kaum noch zu erkennen. Die Wellenform hat sich zu einem sägezahnähnlichen Profil verformt.

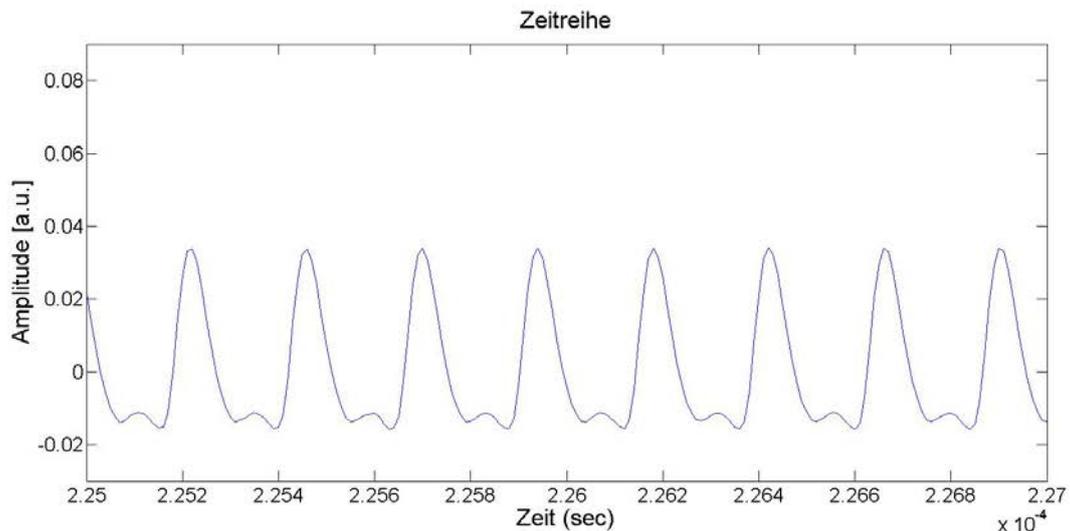


Abbildung 3.7 – Auch weiter entfernt von dem Fokuspunkt hat sich die Wellenform durch die Propagation durch das Wasser verändert. Die ursprüngliche Wellenform war auch in diesem Fall eine Sinuswelle.

In Bild 3.6 ist deutlich zu erkennen, dass sich die Wellenform ändert. Abbildung 3.7 zeigt eine aufgenommene Zeitreihe des Hydrophons 3 cm vom Fokus entfernt. Die Form eines Wellenzuges deutet wesentlich stärker auf einen sinusförmigen Anregungspuls hin als in Abb. 3.6. Abb. 3.6 ist eine Zeitreihe aufgenommen im Fokus. Die aufsteigende positive Flanke ist deutlich steiler und die Form des Pulses gleicht - wie in der Theorie vorhergesagt - einem sägezahnförmigen Puls. Es hat sich im Fokus also die vermutete Schockfront gebildet.

3.2 MRT - Messungen

3.2.1 Bewegungssensitive Phasenbilder

Um die Bewegung des Wassers innerhalb des Rohres sichtbar zu machen, wurden an einem Avanto 1.5 T Tomograph Phasen- und Amplitudenbilder aufgenommen. Jedes Bild ist eine Mittelung aus drei Aufnahmen. Die Gradientenamplitude betrug 20 mT/m und die Länge des Gradienten 20 ms. Während der Zeit, in der der Gradient wirkte, wurde Ultraschall eingestrahlt. Die T_E Zeit wurde auf 60 ms und die T_R Zeit auf 400 ms eingestellt. Die Phase der einzelnen Voxel ist in 255 Graustufen dargestellt.

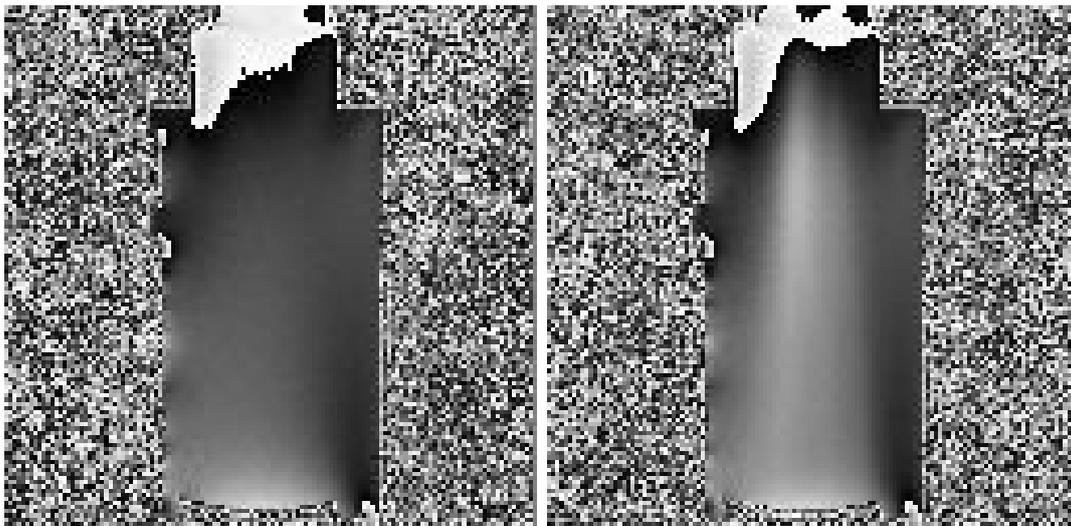
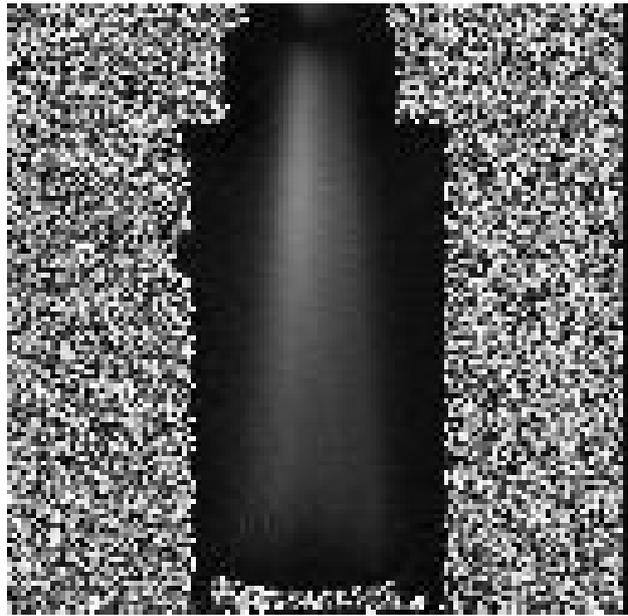


Abbildung 3.8 – Das linke Bild zeigt ein Phasenbild, wo in der Zeit der Aufnahme kein Ultraschall eingestrahlt wird. Beim rechten Bild hingegen wurde während der Aufnahmezeit Ultraschall eingestrahlt. Der Ultraschall wird von unten in das Rohr eingestrahlt. Der weiße Bereich, der in beiden Bildern oben in der Mitte zu erkennen ist, zeugt von einem Phasensprung von maximalem Grauwert auf minimalen Grauwert, da der Wertebereich auf 255 Graustufen begrenzt ist. Es ist also eigentlich nur ein Phasendifferenz um eine Einheit.

Subtrahiert man beide Bilder aus Abb. 3.8 voneinander, um nur den Einfluss des Ultraschalls darzustellen, ergibt sich das in Abb. 3.9 dargestellte Differenzbild:

Das Bild zeigt deutlich den Verlauf des Ultraschallkegels durch die Wasserprobe. Der schwarze Bereich im oberen Teil des Ultraschallstrahls bedeutet, dass dort keine meßbare Be-

Abbildung 3.9 – Das Bild zeigt die Differenz der beiden Bilder aus Abb. 3.8 um den Einfluss des Ultraschall deutlicher zu machen. Der Ultraschall wird von unten in das Probenvolumen eingekoppelt. Am unteren Bildrand ist die Linse zu erkennen.



wegung stattfindet. Dies ist durch Reflektion am Ende der Probenkammer zu erklären, einfallender und reflektierter Strahl heben sich auf.

3.2.2 Amplitudenbilder des Probenvolumens

Mit dem in Kapitel 2.2.3 beschriebenen Messaufbau wurden erste Messungen an asymmetrischen Partikeln durchgeführt. Es wurden 50 nm große MNPs verwendet.

Aufgenommen wurden Amplitudenbilder mit einer T_R Zeit von 282 ms und einer T_E Zeit von 26 ms. Es wurde eine Spin-Echo Sequenz genutzt.

Man erkennt, dass die Probe mit asymmetrischen Nanopartikeln eine deutlich verschiedene T_1 Zeit besitzt als die Umgebung. Zu erkennen ist dies an der helleren Darstellung des Probenvolumens. Im linken Bild von Abb. 3.10 ist dies besonders deutlich zu erkennen. Im linken Bild blickt man von der Probenkammer aus in Richtung des Emitters. Der halbrunde gräuliche Bereich ist ein Schnitt durch die mit Wasser gefüllte Probenkammer. Als schwarzes Rechteck in der Probenkammer erkennt man den Probenhalter und im Probenhalter „leuchtet“ die Probe mit den asymmetrischen Partikeln. Im rechten Bild ist ein Schnitt senkrecht zur Einbauebene des Emitters zu sehen. Auch hier „leuchtet“ die Probe deutlich heller als die Umgebung.

Um diese Bilder besser auswerten zu können wurde ein von Marcus Radicke entwickeltes Programm verwendet, in welches die Bilder eingelesen und zeilenweise die Graustufen dargestellt werden können. In Abb. 3.11 ist ein Bild der Probe und ein Schnitt durch die Probenmitte dargestellt.

Bei diesem Schnitt ist die Zeilennummer gegen den Grauwert aufgetragen. Ein hellerer Punkt im Bild entspricht einem größeren Grauwert im Schnittbild. Zu erkennen sind drei größere Peaks. Der erste und dritte Peak entstehen durch das Signal des Wassers im Probenbehälter, der größte Peak durch das Signal im Probenvolumen. Man erkennt innerhalb

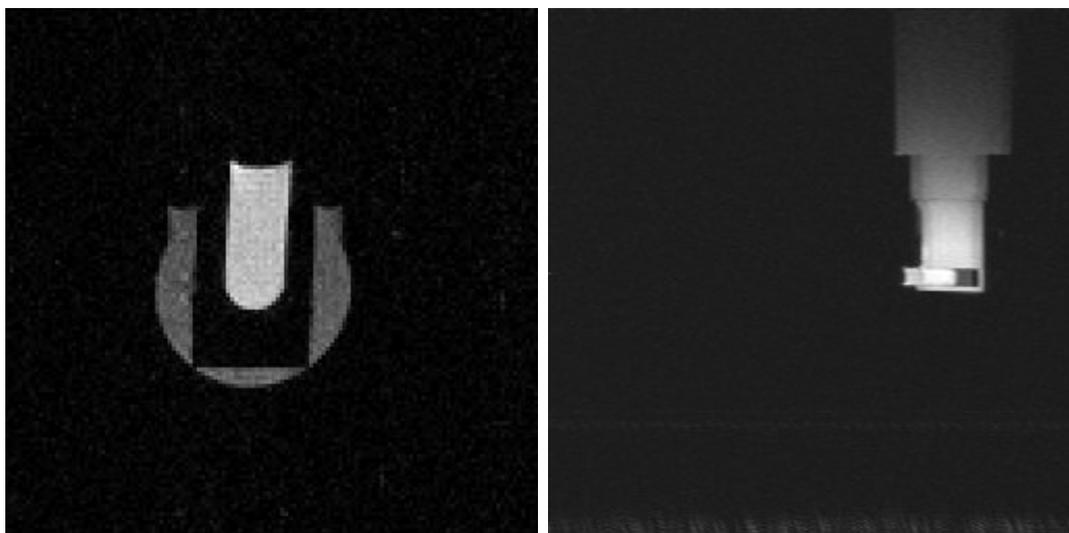


Abbildung 3.10 – Gezeigt sind zwei Schnitte durch das Probenvolumen. Im linken Bild schaut man in Richtung US-Emitter, im rechten von der Seite auf das Probenvolumen. Der graue Umriss im linken Bild ist das Wasser in der Probenkammer, das schwarze „U“ ist der Probenbehälter. Im Probenbehälter leuchtet als helles Rechteck die Probe mit den asymmetrischen Nanopartikeln.

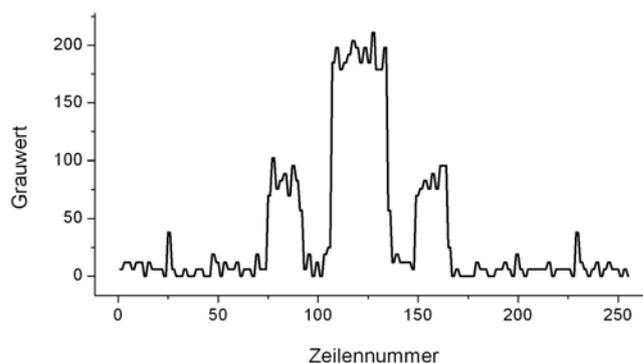
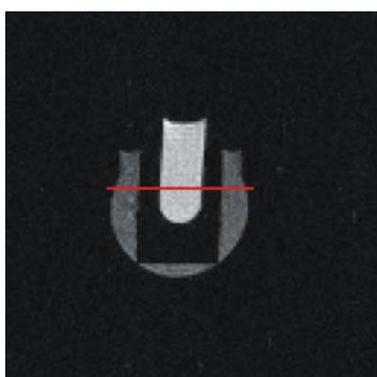


Abbildung 3.11 – Das rechte Bild zeigt noch einmal das Probenvolumen (vgl. Abb. 3.10). Im rechten Bild ist ein Schnitt der Grauwertverteilung entlang der roten Linie durch das Probenvolumen zu sehen. Aufgetragen ist die Zeilennummer gegen den Grauwert. Ein heller Punkt im linken der Bild entspricht einem hohen Grauwert im rechten Bild.

des Probenvolumens keinen signifikanten Unterschied in der Grauwertverteilung. Ziel nächster Messungen sollte sein, die T_1 -Sensitivität der Sequenz so zu verändern, dass die Grauwertverteilung einen Peak bei den Punkten hat, in die der Ultraschallfokus gelegt wurde. Dazu sollte in einem ersten Schritt der Aufnahmezeitpunkt so gewählt werden, dass ohne Ultraschalleinfluss während der Aufnahme die $T_{1/2}$ -Zeit der Partikel getroffen wird (s. Abb. 3.12). Somit tragen diese nicht zu einem Signal bei. Wird nun Ultraschall während einer Aufnahme eingestrahlt, so ändert dieser in seinem Wirkungsbereich die T_1 -Zeit, so dass ein Unterschied zwischen beiden Bereichen sichtbar gemacht werden kann. Dies ist ebenfalls in Abb. 3.12 dargestellt. Gemessen wird zu dem Zeitpunkt, in dem die blaue Linie (T_1 -Zeit der Nanopartikel ohne US-Einfluss) ihren Nulldurchgang hat. Die Nanopartikel tragen in diesem Moment nicht zu einem Signal bei. Die rote Linie (T_1 -Zeit der Nanopartikel mit Ultraschalleinfluss) trägt ein Signal, so dass auf der MRT Aufnahme beide Bereiche deutlich zu trennen sein sollten.

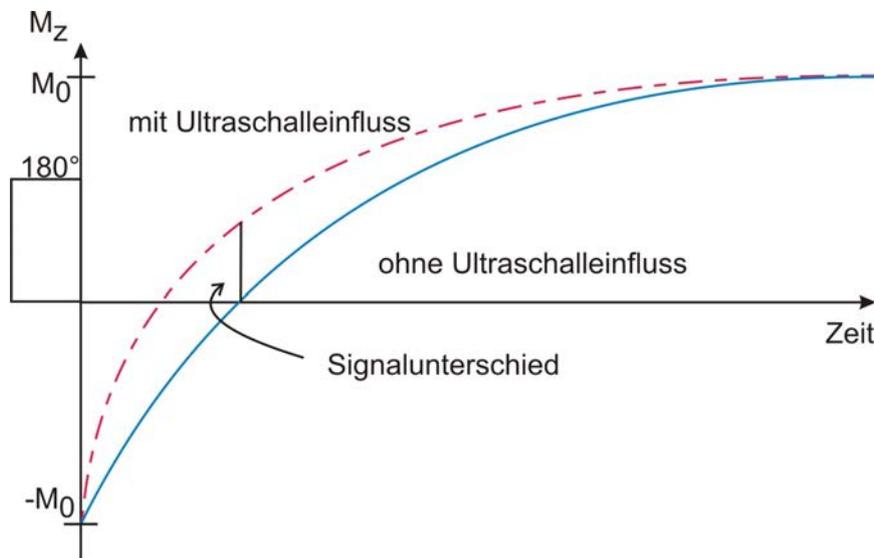
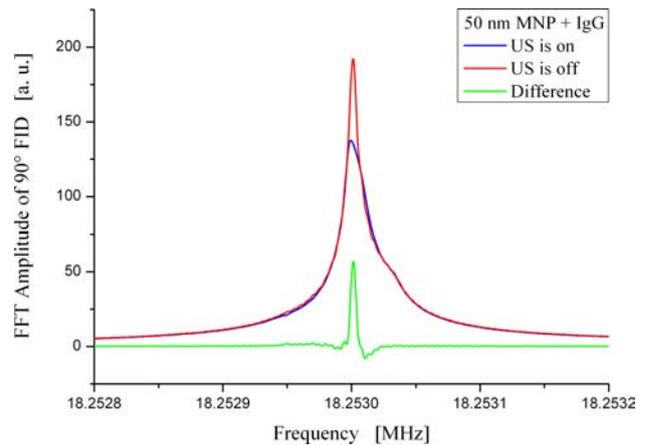


Abbildung 3.12 – Gezeigt ist die T_1 -Zeit der Nanopartikel ohne (blaue Linie) und mit (rote Linie) Ultraschalleinfluss. Der Aufnahmezeitpunkt sollte so gewählt werden, dass er mit dem Nulldurchgang der blauen Linie zusammenfällt, so dass Nanopartikel ohne Ultraschalleinfluss nicht zu einem Signal beitragen. Nanopartikel, die Ultraschalleinfluss spüren (rote Linie) sollten aber ein Signal erzeugen. Durch diese Messsequenz könnte die T_1 Sensitivität erhöht werden.

Das ein messbarer Unterschied zwischen asymmetrischen Partikeln unter Ultraschalleinfluss und Partikeln ohne Ultraschalleinfluss auftritt, zeigen Messungen von Nouri Elmiladi (vgl. [4]).

In Abbildung 3.11 kann dieser Unterschied aufgrund der Sättigung nicht dargestellt werden. Durch eine richtige Anpassung der Graustufen bei den nächsten Messungen und bei exakter Übereinstimmung der Frequenz der ersten Oberwelle mit der Lamorfrequenz sollte auch in den MRT-Aufnahmen ein deutlicher Signalunterschied zu erkennen sein.

Abbildung 3.13 – Das Bild zeigt die Amplitude der Fouriertransformation des 90°-Pulses aufgetragen gegen die Frequenz. Es ist ein deutlicher Amplitudenunterschied der beiden Kurven zu erkennen. Die kleinere Amplitude bei Messungen mit Ultraschall bedeuten eine kleinere T_1 -Zeit.



Das nicht nur störungsfreie Aufnahmen gemacht wurden, sondern auch Störungen auftreten können, zeigen Bilder in Abbildung 3.14. Es scheint, dass das MRT Bild mit dem Antennen-

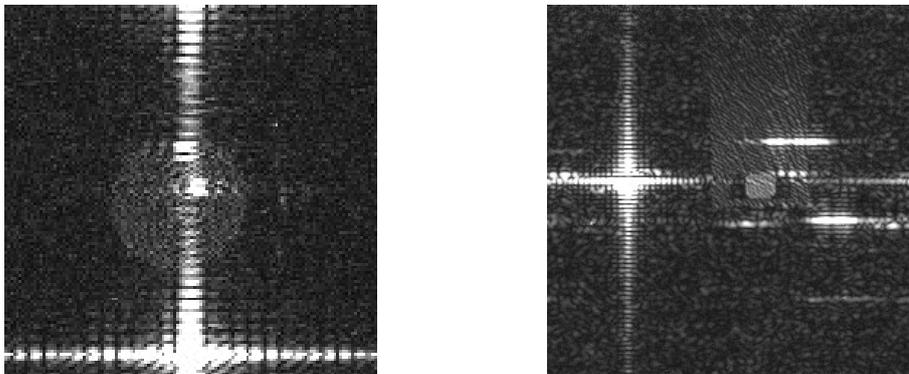


Abbildung 3.14 – Beide Abbildungen zeigen typische Störungen wie sie bei einer Aufnahme eines MRT Bildes bei gleichzeitiger Einstrahlung von Ultraschall entstehen können. Die Störung entstand vermutlich dadurch, dass das Antennensignal auf ein anderes Kabel gekoppelt wurde.

signal überlagert ist, da die Störung die Form eines MRT-Puls hat. Es wird vermutet, dass das BNC-Kabel welches das Antennensignal trägt und das BNC-Kabel das den Emitter ansteuert, zu dicht beieinander durch die Türe des MRT-Raumes geführt wurden.

Zusammenfassung & Ausblick

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, einen Aufbau zu entwickeln, mit dem resonant in einem MRT gemessen werden kann.

Dazu konnte ein Ultraschallemitter so präpariert werden, dass seine Resonanzfrequenz mit der halben Lamorfrequenz des verwendeten Niederfeldtomographen übereinstimmte. Der Ultraschallemitter konnte mit Hilfe einer Linse auf das Probenvolumen fokussiert werden, so dass an diesem Punkt eine auch in der ersten Oberwelle hohe Schallintensität herrscht. Durch die Vermessung des Ultraschallmitters in Bochum konnte der Fokuspunkt des Emitters verifiziert und die vorher durchgeführten theoretischen Überlegungen bestätigt werden. Es konnte ein Aufbau entwickelt werden, der störungsfreie Messungen in einem MRT erlaubt. Bei diesem musste möglichst auf metallische Materialien verzichtet werden, um die Bildgebung nicht zu beeinflussen. Mit diesem Aufbau konnten erste Messungen durchgeführt werden.

Durch die Frequenzverdopplung konnten Störungen während des Ultraschallbetriebs im Magnetresonanztomographen vermeiden werden. Da der Ultraschall mit der halben Lamorfrequenz durch das Wasser propagiert, ist das Problem der elektromagnetischen Übersprecher und der Dämpfung gelöst.

Für zukünftige Messungen ist ein Anpassen der verwendeten Sequenz nötig, um einen deutlichen Kontrast zwischen symmetrischen und asymmetrischen Nanopartikeln zu erzeugen.

Literaturverzeichnis

- [1] Oehms, O. *Kontrasterzeugung in der Kernspintomographie durch gepulsten Ultraschall*. Doktorarbeit, Universität Bonn (2009).
- [2] Oehms, O. B. *Wechselwirkung des Kernspinsystems mit Ultraschall in einfachen Flüssigkeiten*. Diplomarbeit (2006).
- [3] Dössel, O. *Bildgebende Verfahren in der Medizin* (Springer-Verlag GmbH, 2000).
- [4] Elmiladi, N. *Proton Spin-Lattice Relaxation in Colloidal Aqueous Solutions with Resonant Ultrasound*. Doktorarbeit (2010).
- [5] Radicke, M. *Schallstrahlungs-kontrast in MR-Phasenbildern-Methode zur Darstellung von Elastizitäts-, Schalldämpfungs- und Schallimpedanzänderungen*. Doktorarbeit, Universität Bonn (2009).
- [6] Krautkrämer. *Das Krautkrämer Ultraschall-Taschenbuch* (1998).
- [7] CeramTech. Hochleistungskeramik in der piezotechnik. Forschungsbericht.
- [8] Piezokeramische werkstoffe. Forschungsbericht, <http://www.piceramic.de/deutsch/site/piezo.html>.
- [9] Höhl, C. *Ultraschall in der NMR Kopplung mit magnetischen Nanopartikeln*. Diplomarbeit (2007).
- [10] C.R.Hill (Ed.) *Physical Principles of Medical Ultrasonics* (John Wiley & Sons, Ltd, 2004).

Danksagung

Mein erster Dank gilt natürlich Herrn Prof. Maier. Seinem Wissen, seiner Hilfsbereitschaft und seiner Motivationsfähigkeit ist zu verdanken, dass das letzte Jahr zum schönsten eines Studiums werden konnte. Er hatte immer ein offenes Ohr für Probleme, die es im Laufe der Zeit zu bewältigen waren und die Besten Tipps zur Problemlösung. Frei nach seinem Motto „Zweimal Abgeschnitten und immer noch zu kurz“ habe ich viel von seinem handwerklichen Geschick in der Studentenwerkstatt gelernt. In seinem Terminkalender war immer Platz für eine ernste Diskussion oder einen netten Plausch über Gott und die Welt.

Weiterhin gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Kai Brinkmann für die Übernahme des Korreferats.

Ein großer Dank geht an die NMR-Gruppe mit Christian Höhl, Nouri Elmiladi, Felix Repp und Fahimeh Jahanbakhsh. Besonders Christian Höhl gilt mein Dank, der sich immer Zeit hatte in fruchtbaren Diskussionen meine Arbeit weiterzubringen.

Dank gebührt meinen Zimmergenossen Meng Liu, Björn Korff Niels Räth und Juila Volmer, die immer für eine super Atmosphäre und Abwechslung vom Alltag gesorgt haben.

Natürlich geht mein Dank auch an alle anderen Mitglieder der Gruppe Maier: Benedikt Klobes, Patrick Eich, Reinhard Sottong, Theresa Obermann, Judith Fingerhuth, Osman Balarisi, Deniz Ulucay, Judith Schindler und Anna-Lisa Kofahl. Vor allem letzten beiden danke ich für die Unterstützung während meiner Studienzeit. Dank an euch ALLE, ihr seid eine super Gruppe!

Sicherlich darf auch Herr Habenstein - unser Ultraschall-experte - nicht vergessen werden. Mit seinem Wissen und seiner Erfahrung hat er es erst ermöglicht, dass diese Arbeit so weit gediegen ist.

Herrn Prof. Ruhlmann vom MCB sei herzlich gedankt dafür, dass er uns den Niederfeldtomographen zur Verfügung gestellt hat.

Für das Korrekturlesen der Arbeit danke ich Christian Höhl, Judith Fingerhuth, Monika Wolf und Frank Behm.

Auch Martin Mientinka gilt mein Dank, dass er kurz vor Abgabe seiner Dissertation einen

kompletten Freitag für die Messungen am Hydrophon geopfert hat.

Außerdem möchte ich den Mitarbeitern der Feinmechanikerwerkstatt danken, die immer mit Rat und Tat geholfen haben. Vor allem danke ich für die Geduld und Ausdauer bei den vielen Versuchen, einen Ultraschallemitter passend abzuschleifen.

Auch Frau Balci, Frau Paus und Frau Seifert – den Sekretärinnen des Instituts – gilt mein Dank.

Herrn Hanfland möchte ich für die problemlose Versorgung mit Helium danken.

Zu guter letzt gilt mein Dank meiner Familie und meiner Freundin. Meinen Eltern Friedrich und Marianne Wolf und meinen Geschwistern Monika und Michael für die Unterstützung die sie mir über all die Jahre gaben. Ohne euch wäre das alles nicht möglich gewesen. Natürlich gilt mein Dank auch dir, Anna-Lisa, für deine Liebe über all die Jahre! Danke!!