

Signalerhöhung durch Ultraschall
in der
Magnetresonanztomographie

von
Meinert Lewerenz

Diplomarbeit in Physik
angefertigt am
Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik

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

im November 2007

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

Korreferentin: Prof. Dr. Ulrike Thoma

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Kernspinresonanz	3
2.2	Relaxation	7
2.2.1	Spin - Gitter - Relaxation	7
2.2.2	Spin - Spin - Relaxation	8
2.3	MRT und Pulssequenzen	10
2.3.1	FID	10
2.3.2	Echo und einfache Sequenzen	10
2.3.3	Orts-, Phasen- und Frequenzkodierung	13
2.3.4	Auslese und Bilder	15
2.3.5	Kontraste	15
2.3.6	Artefakte	16
2.4	Ultraschall	17
2.4.1	Eigenschaften	17
2.4.2	Schallemitter	19
2.4.3	Gefährlichkeitspotential	21
3	Ultraschall und MRT	22
3.1	Erste Kontraste in einer Dimension	22
3.2	Beobachtungen am Mikroskop	23
3.3	Ortsaufgelöste Bilder	24
3.3.1	Einfluss auf EPI-Sequenz	24
3.3.2	Einfluss auf eine Gradientenecho - Sequenz	26
3.4	Ziel meiner Diplomarbeit	27
4	Allgemeiner Aufbau	28
4.1	Ultraschallaufbau	28
4.2	Tomograph und Aufbau	30
4.3	Elektronik und Triggerung	32
5	Messungen und Ergebnisse	34
5.1	Eichung der Ultraschallamplitude	34
5.1.1	Idee	34
5.1.2	Aufbau	35
5.1.3	Eichung	36
5.2	Benutzte Sequenzen	37

5.3	Messablauf	38
5.4	Flammenphänomen	40
5.4.1	Flammenform	40
5.4.2	Langzeiteffekt und Gefäßgeometrie	42
5.4.3	PE - Folie	43
5.4.4	Einfluss der Sequenz-Parameter	43
5.4.5	Einfluss der Ultraschallparameter	45
5.4.6	Messungen mit der Spinechosequenz	48
5.5	Interpretation	49
6	Zusammenfassung und Ausblick	54
	Anhang	57
	Danksagung	67

Kapitel 1

Einleitung

In den Siebzigerjahren ist die Magnetresonanztomographie zu den bildgebenden Verfahren in der Medizin hinzugekommen. Seither feiert sie Erfolge in verschiedenen Gebieten der Medizin. Bei Untersuchungen des Gehirns lassen sich z.B. sehr ähnliche Gewebe wie weiße und graue Hirnmasse gut unterscheiden. Bei der Diagnose von Tumoren ist es besonders wichtig, diese vom umliegenden Gewebe zu unterscheiden. Die Unterscheidbarkeit steht und fällt mit der Stärke des Kontrasts.

Wie kann man Kontraste in einer MRT - Aufnahme erzeugen?

In der MRT werden die Protonenspins im Körper durch Kernspinresonanz (NMR) in einen höherenergetischen Zustand angeregt. Die durch die Anregung entstehende Magnetisierung zerfällt bzw. baut sich auf mit zwei für die jeweilige Umgebung des Protons charakteristischen Zeiten T_1 und T_2 . Durch Verstellen von Sequenzparametern kann man eine Gewichtung nach T_1 , T_2 bzw. nach der Protonendichte erreichen. So ändert man ohne Einflussnahme auf den Probanden den Bildkontrast. Eine weitere Möglichkeit stellt die Zugabe von Kontrastmitteln dar. Diese verkürzen meist lokal die T_2 - Zeit und müssen dem Körper zugeführt werden. In meiner Diplomarbeit werde ich mich mit bisher unbekanntem Kontrast, der durch die Einwirkung von Ultraschall auf eine Probe während einer MRT - Aufnahme erzeugt werden, beschäftigen.

Im Jahr 2006 zeigten André Engelbertz, Carmen Morar und Ole Oehms an einem MR - Spektrogramm, dass Ultraschall, eingestrahlt in einen kleinen Wasserbehälter, die Phasenkohärenz des Kernspinsystems zerstören kann ((Oeh06) und (Eng06)). Als Ergebnis erhält man eine derart starke Signalreduktion als wäre Luft statt Wasser im Behälter. Diesen Effekt konnten André Engelbertz, Ole Oehms und Marcus Radicke 2007 ebenfalls in einem medizinischen Tomogramme mit Ortsauflösung nachweisen ((Rad07) und (Eng06)). In einem zweidimensionalen Schnitt erkennt man dort in einer diffusionsgewichteten EPI - Sequenz entlang des Schallkanals eine Signalreduktion, die lokal den Kontrast erhöht. Die Signalreduktion kann eindeutig dem Ultraschall zugeordnet werden. Die Diffusion im Wasser wird durch die Dämpfung des Ultraschalls im Medium erzeugt. Diese gleichförmige Bewegung in Schallausbreitungsrichtung ist bekannt und heißt Schallstrahlungsdruck (Ber90).

Im Rahmen meiner Diplomarbeit haben wir etwas entdeckt, was man mit dieser Theorie jedoch nicht so leicht erklären kann. In einer T_1 - gewichteten Aufnahme mit der Gradienten-

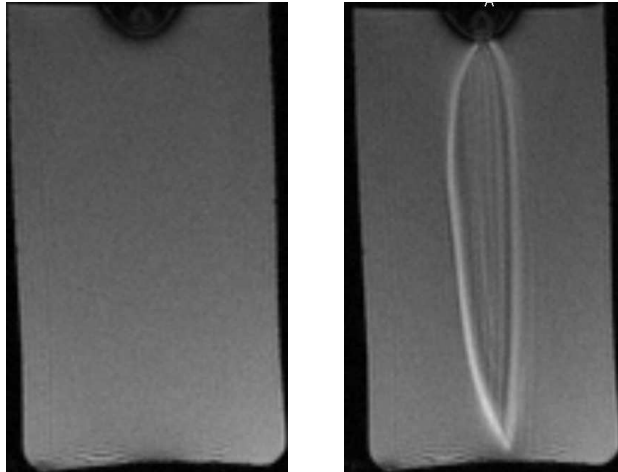


Abbildung 1: Dargestellt ist ein mit Wasser gefülltes Becherglas. Von oben taucht in schwarz das Ende des Schallemiters ins Wasser ein. Im linken Bild ist eine Messung ohne Ultraschall und im rechten Bild mit Ultraschall abgebildet.

tenechosequenz kam es zu einer Signalerhöhung in Form einer Flamme (siehe Abb. 1). Auch diese ist dem Ultraschall eindeutig zuzuordnen und hat eine rotationssymmetrische Form. Nach einer einmaligen Einstrahlung in Wasser ist die Signalerhöhung noch bis zu einer halben Stunde nachweisbar. Welche Ursache diese Signalerhöhung hat und welchen Zusammenhang es mit der Signalreduktion bei der EPI - Sequenz gibt, soll diese Arbeit klären.

Kapitel 2

Grundlagen

Der Theorieteil befasst sich zunächst mit der Kernspinresonanz (NMR*), die das Fundament der Magnet Resonanz Tomographie (MRT) bildet, und dann mit der MRT - Bildgebung selbst. Zum Schluss werde ich mich im zweiten großen Teil der Grundlagen mit den Eigenschaften und der Erzeugung des Ultraschalls befassen. Im nächsten Kapitel werden dann MRT und Ultraschall verbunden.

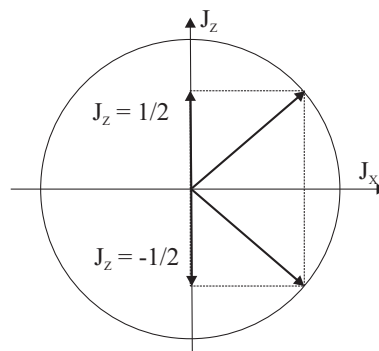
2.1 Kernspinresonanz

Um zunächst die NMR zu verstehen, müssen wir ersteinmal die einzelnen Spins im Magnetfeld betrachten. Der Spin eines Atomkerns mit Drehimpuls $\vec{J} \neq 0$ kann in einem äußeren homogenen Magnetfeld \vec{B}_0 verschiedene diskrete Energiezustände einnehmen (Zeeman - Effekt). Legen wir die z - Achse des Systems längs des \vec{B}_0 - Feldes, so gilt für den Hamiltonoperator:

$$\hat{H} = -\hat{\mu}_z B_0 = -\hbar\gamma\hat{J}_z B_0 \quad (2.1)$$

γ ist hier das gyromagnetische Verhältnis und hat für Protonen einen Wert von $2,7 \cdot 10^8 \text{ Hz/T}$ (bzw. $\gamma^* = \frac{\gamma}{2\pi} = 42,6 \text{ MHz/T}$) und $\hat{\mu}_z$ stellt die Projektion des magnetischen Spinnmoments auf die z - Achse dar.

Abbildung 1: Protonen sind Spin 1/2 - Teilchen. Dieser Spin kann sich parallel oder antiparallel zum Feld ausrichten. Er präzediert um ein äußeres Magnetfeld \vec{B}_0 , das längs der z - Achse liegt. In beiden Zuständen hat der Spin eine Komponente in z - Richtung und eine in der x - y - Ebene.



Der menschliche Körper besteht zum größten Teil aus Wasser. H_2O kann mit guter Näherung durch H - Kerne (Protonen) beschrieben werden. Durch die hohe Häufigkeit von Wasser im

*Nuclear Magnetic Resonance

Körper und der damit verbundenen Signalstärke, bietet sich eine NMR an Protonen an. Protonen haben desweiteren die Eigenschaften eines Spin $1/2$ - Teilchen und können mit $J_z = \pm 1/2$ zwei Energiezustände einnehmen, parallel bzw. antiparallel zum \vec{B}_0 - Feld (siehe Abb. 1). Aus der Quantenmechanik ist bekannt, dass diese Zustände eine Energiedifferenz von $\Delta E = \hbar\gamma B_0$ aufweisen (siehe Abb. 2). Diese muss zu oder abgeführt werden, wenn man vom einen in den anderen Zustand wechseln möchte. Weiter kann man $\Delta E = \hbar\gamma B_0 = \hbar\omega_L$ schreiben, wobei ω_L die Frequenz angibt, mit der die Spins um das äußere Magnetfeld präzedieren. ω_L bezeichnet man als Larmorfrequenz. Es gilt:

$$\omega_L = \gamma B_0 \quad (2.2)$$

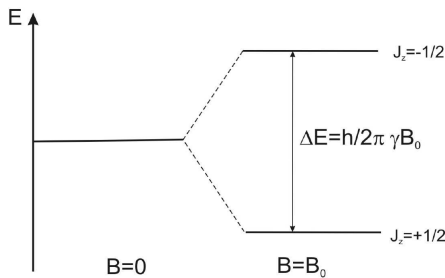


Abbildung 2: Dargestellt ist die Zeeman - Aufspaltung eines Spin - $1/2$ - Teilchens. Links in der Abbildung gibt es ohne Magnetfeld keine und rechts in der Abbildung mit einem Feld B_0 eine Aufspaltung in zwei äquidistante Zustände. Um vom einen in den anderen Zustand zu wechseln muss die Energie ΔE zu- oder abgeführt werden. Dies entspricht einer elektromagnetischen Welle mit der Larmorfrequenz ω_L .

Durch Emission und Absorption einer elektromagnetischen Welle mit der Energie $E = \hbar\omega_L$ kann ein Übergang in einem Atomkern induziert werden. Der Zustand parallel zum Magnetfeld ist der energetisch günstigere, weshalb alle Spins am absoluten Nullpunkt der Temperatur parallel zum Magnetfeld ausgerichtet sind. Diesen Sachverhalt gibt die Boltzmannverteilung wieder:

$$\frac{n_1}{n_2} = e^{-\frac{\Delta E}{k_B T}} \quad (2.3)$$

wobei n_1 die Anzahl der Spins im höherenergetischen (antiparallelen) und n_2 im niederenergetischen (parallelen) Zustand darstellen. Bei Raumtemperatur und einem \vec{B}_0 - Feld von 1T erhält man eine Polarisation von $p = \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} = 10^{-6}$. Um bei einem solch kleinen Polarisationsgrad ein Signal messen zu können, ist eine große Anzahl an Teilchen notwendig. Deshalb ist es sinnvoller von einer quantenmechanischen hin zu einer klassischen Beschreibung zu wechseln. In der klassischen Beschreibung fasst man die magnetischen Momente $\vec{\mu}_p$ der einzelnen Spins zu Spinensembles zusammen, deren Summe die resultierende Magnetisierung $\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i$ darstellt. Aufgrund der hohen Teilchenzahl kann man \vec{M} als kontinuierliche Größe ansehen und deshalb ist eine Einstellung von \vec{M} in beliebige Richtungen möglich. Für die Magnetisierung gilt $\vec{M} = p \cdot N \cdot \vec{\mu}_p$, hier stellt N die Anzahl der Protonen dar. Damit \vec{M} groß genug ist, um ein Signal messen zu können, sind erfahrungsgemäß mindestens 10^{13} polarisierte Protonen notwendig. Diese Anzahl ist schnell erreicht, wenn man bedenkt, dass 1ml Wasser mit 10^{22} Protonen bereits 10^{16} polarisierte Protonen enthält.

Die zeitliche Veränderung der Magnetisierung unter Einfluss eines Magnetfeldes \vec{B} kann man mit den von Felix Bloch 1946 (Blo46) ermittelten Bloch - Gleichungen beschreiben (Mor95):

$$\frac{dM_{x,y}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_{x,y} - M_{x,y}/T_2 \quad (2.4)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_z + (M_0 - M_z)/T_1 \quad (2.5)$$

M_0 stellt die Gleichgewichtsmagnetisierung dar, die durch die Bedingung aus Gleichung 2.3 festgelegt wurde. \vec{B}_z entspricht hier dem Hauptfeld \vec{B}_0 , und $\vec{B}_{x,y}$ möchte ich im Folgenden \vec{B}_1 - Feld nennen.

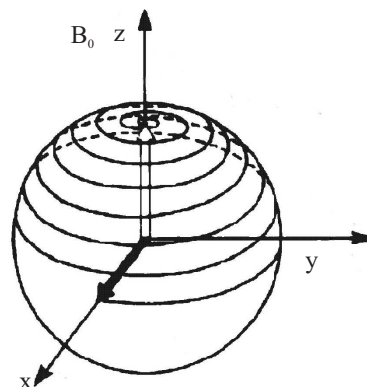
Die beiden rechten Terme beschreiben Relaxationsmechanismen. Einerseits einen Wiederaufbau der Magnetisierung in z - Richtung mit einer Zeitkonstante T_1 und andererseits einen Abfall der Magnetisierung in der x - y - Ebene mit einer Zeitkonstante T_2 bis jeweils das Boltzmann-Gleichgewicht wieder hergestellt ist. Im nächsten Abschnitt werde ich näher darauf eingehen und sie für diesen Abschnitt vernachlässigen.

Man erkennt anhand von Gleichung 2.4, dass ohne ein \vec{B}_1 - Feld die Magnetisierung \vec{M} keine Komponente in der x - y - Ebene besitzt. Ziel ist es jedoch, die Spinensembles anzuregen und somit den Magnetisierungsvektor aus der z - Achse auszulenken, um gewebespezifische Relaxationszeiten zu messen. Dazu legt man ein \vec{B}_1 - Feld an, das mit einer Frequenz ω um die z - Achse rotiert, z.B. mit

$$B_x = B_1 \sin(\omega t) , B_y = B_1 \cos(\omega t)$$

So erhält man ein rotierendes Feld \vec{B}_{eff} um die z - Achse. Hierbei schließen \vec{B}_0 und \vec{B}_{eff} einen Winkel ein. Da die Stärke des Wechselfeld \vec{B}_1 von weniger als einem mTesla, im Vergleich zum Hauptfeld \vec{B}_0 mit wenigen Tesla sehr viel kleiner ist, kann man in guter Näherung $\vec{B}_{eff} = \vec{B}_0$ setzen. Ist die Resonanzbedingung mit $\omega = \omega_L$ erfüllt, so absorbieren die Protonen die elektromagnetische Strahlung und ändern ihre Spinorientierung. Im klassischen Bild entspricht das zusammen mit dem entstehenden \vec{B}_{eff} - Feld einem spiralförmigen Herausdrehen des Magnetisierungsvektor aus der z - Achse (siehe Abb. 3). Nach Abschalten des \vec{B}_1 - Feldes, präzediert \vec{M} wieder um \vec{B}_0 .

Abbildung 3: Dargestellt ist der Magnetisierungsvektor in einem Gleichfeld \vec{B}_0 und einem senkrecht dazu stehenden \vec{B}_1 - Feld. Solange das \vec{B}_1 - Feld wirkt, wird \vec{M} spiralförmig aus der z - Achse gedreht. Er präzediert dabei weiterhin mit der Larmorfrequenz um die z - Achse.



Man kann somit den Magnetisierungsvektor aus der z - Achse herausdrehen. Den Winkel, den \vec{M} mit der z - Achse nach Abschalten von \vec{B}_1 einschließt, heißt Flipwinkel α . Der Flipwinkel ist proportional zur Amplitude $|\vec{B}_1|$ und zur Einstrahldauer τ . Deshalb gilt: $\alpha = \gamma |\vec{B}_1| \tau$. Ist $\alpha = 90^\circ$, so liegt der Magnetisierungsvektor ganz in der x - y - Ebene und der \vec{B}_1 - Puls wird als 90° - Puls bezeichnet. Analog wird ein Puls als 180° - Puls bezeichnet, wenn \vec{M} in negative z - Richtung gedreht wird. Dementsprechend ist dann die Magnetisierung in der x - y - Ebene Null.

Da die Einstrahlzeit des \vec{B}_1 - Feldes mit weniger als 1ms viel kürzer als die gängigen Relaxationszeiten ist, kann man es vertreten, die Relaxationen für die Zeit der Einstrahldauer zu

vernachlässigen (vgl. Tabelle 2.1).

Es folgt ein kurzer Einschub der Fouriertransformation, die für das Verständnis der gepulsten \vec{B}_1 - Felder und später für die Datenverarbeitung unverzichtbar ist.

Fouriertransformation: Die Fouriertransformation ist ein bewährtes Hilfsmittel zur Frequenzanalyse. Sie ist nichts weiter als eine Basistransformation vom Ortsraum in den Frequenzraum oder umgekehrt und man schreibt für eine Dimension:

$$f(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \cdot f(t)e^{-i\omega t} \quad (2.6)$$

Es gehen dadurch keine Informationen verloren. Man kann z.B. einer unendlich ausgedehnten Sinusschwingung mit einer Frequenz ν einen Deltapeak im Frequenzraum bei dieser Frequenz zuordnen. Genauso kann man dies auch bei einem Frequenzgemisch durchführen und erhält somit ein Frequenzspektrum. Dies besteht natürlich nicht nur aus Deltapeaks, da jedes reale Signal immer endlich ist, sondern aus Überlagerungen verschiedener Lorentzkurven.

Die Fouriertransformation wird bei der Bildauslese wichtig. Hier liegen 2 - dimensionale Datensätze im Frequenzraum vor.* Mit Hilfe einer 2 - dimensionalen Fouriertransformation kann man daraus ein MRT - Bild im Ortsraum erhalten.

Im Weiteren gehe ich auf die Form und notwendigen Eigenschaften eines \vec{B}_1 - Pulses ein. Aufgrund der hohen Frequenz des \vec{B}_1 - Pulses $\nu = \frac{\omega_L}{2\pi}$, die im Bereich einiger MHz liegt, sprechen wir von einem Hochfrequenz - Puls (HF - Puls). Dieser HF - Puls soll, um eine selektive und homogene Anregung zu gewährleisten, eine sehr geringe Bandbreite und eine konstante Amplitude aufweisen (Dies wird z.B. zur Ortskodierung und Echoerzeugung notwendig, siehe Abschnitt 2.3.3 und 2.3.2). Im Fourierspektrum entspricht das einem schmalen Rechteckpuls konstanter Amplitude. Da man aber dafür einen sehr langen Sinus einstrahlen müsste, verwendet man stattdessen eine modifizierte sinc - Funktion[†]. Diese erzeugt im Fourierraum eine ausreichend gute Näherung eines Rechteckpulses (vgl. Abb. 4).

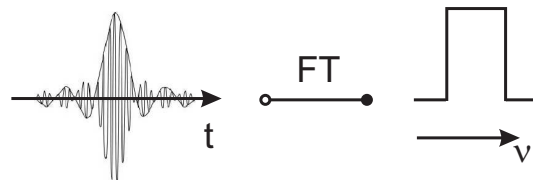


Abbildung 4: Aus einer endlichen sinc - Funktion kann man, wie im Fourierraum zu sehen ist, eine kleine Bandbreite erstellen. Die Bandbreite liegt bei $1T$ im Bereich von $2 - 10\text{kHz}$ und weist eine Stärke von $10\mu T$ für 1ms auf, um einen 180° - Puls zu erzeugen. (Mor95)

*Gemeint sind die ortskodierten Echoamplituden im K - Raum; siehe Abschnitt 2.3.3 und für tieferegehende Informationen (Dös00)

[†] $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$

2.2 Relaxation

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass man Spins mit einem B_1 - Wechselfeld manipulieren kann und deren Verteilung ohne Wechselfeld dem Boltzmann - Gleichgewicht entgegenstrebt. Aus diesem Grund muss es hierfür Relaxationsmechanismen geben, die auch in den Boltzmanngleichungen 2.4 und 2.5 enthalten sind. Es gibt hierbei zwei verschiedene Mechanismen, die im Folgenden beschrieben werden sollen: Zum einen die Längs- und zum anderen die Querrelaxation. (Fuk81)

2.2.1 Spin - Gitter - Relaxation

Die Spin - Gitter - Relaxation wird auch Längsrelaxation genannt. Nach einem HF - Puls sorgt sie dafür, dass sich die Magnetisierung längs der z - Achse bzw. des B_0 - Feldes wieder aufbaut. Durch diesen Mechanismus wird die Energie der antiparallelen Protonenspins durch Wechselwirkung mit dem sogenannten Gitter an dieses abgegeben. Das Gitter bezeichnet in diesem Zusammenhang die Umgebung der Spins. Es gibt für die Spin - Gitter - Relaxation mehrere Ursachen, von denen ich die wichtigsten beschreiben möchte:

Dipol - Wechselwirkung T_{Dipol} : Jeder bewegte Dipol erzeugt ein magnetisches fluktuierendes Wechselfeld mit einer Kreisgeschwindigkeit ω_L . Über alle diese Felder wechselwirken die Dipole untereinander, wobei diese Wechselwirkung von der Stärke des erzeugten Feldes und der Entfernung der Dipole abhängt. Somit ist ein Energieaustausch an die Umgebung möglich und die Spins können relaxieren.

Paramagnetische Relaxation T_{Para} : Paramagnetische Stoffe besitzen ein ungepaartes Elektron. Das magnetische Moment eines solchen ungepaarten Elektrons ist ca. 1000mal größer, als das eines einfachen Protons (Hak83). Somit reichen schon kleinste Konzentrationen aus, um durch die Dipolwechselwirkung die Relaxation maßgeblich zu beschleunigen.

Spontane Emission T_{SpE} : Die angeregten Spins wechseln ihren quantenmechanischen Zustand unter Aussendung eines Photons. Dieser Effekt ist von der dritten Potenz der Frequenz abhängig und kann bei Frequenzen von einigen MHz für die späteren Messungen vernachlässigt werden.

Sonstige Wechselwirkungen: Weiterhin gibt es noch eine Quadrupol - Wechselwirkung für Kerne mit $J > \frac{1}{2}$, die aber bei Messungen mit Protonen nicht vorkommt. Auch gibt es eine erhöhte Relaxation für leitende Materialien und eine anormale Relaxation bei hohen Temperaturen. Beide Effekte spielen für meine Versuchsbedingungen keine Rolle.

Die unabhängigen Relaxationsraten der verschiedenen Relaxationsmechanismen kann man folgendermaßen zur reziproken T_1 - Zeit, die für die Längsrelaxation charakteristisch ist, addieren:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{Dipol}} + \frac{1}{T_{Para}} + \frac{1}{T_{SpE}} + \frac{1}{T_{Quadrupol}} \quad (2.7)$$

Die Magnetisierung baut sich z.B. nach einem 90° - Puls nach folgender Lösung von Gleichung 2.5 auf:

$$M_z = M_0(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}) \quad (2.8)$$

T_1 ist hier gerade die Zeit, bei der die Magnetisierung sich bis auf $1 - 1/e$ dem Gleichgewicht genähert hat (siehe Abb. 5). Für einen 180° - Puls gilt ganz analog:

$$M_z = M_0(1 - 2e^{-\frac{t}{T_1}}) \quad (2.9)$$

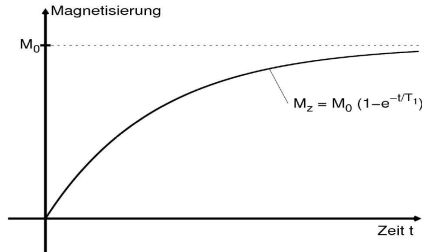


Abbildung 5: Die Magnetisierung nach einem 90° - Puls baut sich exponentiell mit der Zeitkonstante T_1 wieder auf. M_0 entspricht der Gleichgewichtsmagnetisierung.

2.2.2 Spin - Spin - Relaxation

Die Spin - Spin - Relaxation bzw. die Querrelaxation beschreibt die Reduktion der Magnetisierung in der x - y - Ebene. Hierbei ist für die Signalreduktion ein Verlust der Phasenkohärenz der Spins verantwortlich.

Nun stellt sich die Frage, was denn eigentlich eine Quermagnetisierung ist. Unter einer Quermagnetisierung versteht man die Magnetisierung von Spinensembles, die mit gleicher Phase um das Magnetfeld präzedieren. Dies ist zum Beispiel nach einem 90° - Puls der Fall*. Die Spins präzedieren alle mit der Larmorfrequenz um das B_0 - Feld, jedoch hängt die jeweilige Larmorfrequenz jedes einzelnen Spins nach Gleichung 2.2 von der genauen Größe des B_0 - Feldes am jeweiligen Ort ab. Anschaulich ist klar, dass durch Nachbarprotonen das lokale Magnetfeld eines einzelnen Protons beeinflusst wird. Diese Beeinflussung hängt stark von der Umgebung ab.

Als weitere Prozesse kommen noch Spin - Flip - Prozesse hinzu, bei denen zwei Spins ihren Zustand tauschen. Die für diese Prozesse benötigte Zeit schlägt sich in einer Phasendifferenz der Spins nieder und reduziert so die Echoamplitude. Als dritten Mechanismus muss man noch der Vollständigkeit wegen die Stöße der Protonen untereinander hinzuzählen. Diese Zerfallsprozesse zählen zur homogenen Relaxation (irreversibel) und werden mit der sog. T_2 - Zeit analog zu T_1 charakterisiert. Sie ist abhängig von der Beweglichkeit der Kerne und Wechselwirkungen der Kerne untereinander. Auch reduziert die fortschreitende Längsrelaxation den Betrag der Querrelaxation und ist deshalb auch in folgender Formel aufgeführt:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_{SpinSpin}} + \frac{1}{2T_1} \quad (2.10)$$

Als weitere Gruppe gibt es die inhomogenen Relaxationen. Diese beziehen sich auf die Geräteeigenschaften. Da kein äußeres Feld zu 100% homogen sein kann, erhält man ebenfalls eine Dephasierung durch die resultierenden unterschiedlichen Larmorfrequenzen ω_L durch ein ortsabhängiges Hauptfeld $B_0(x, y, z)$. Dadurch reduziert sich die T_2 - Zeit noch weiter und wir erhalten die T_2^* - Zeit. Im Gegensatz zu den homogenen Relaxationen ist dieser

*Nach einem 180° - Puls sollte im Idealfall keine Quermagnetisierung entstehen, da der Magnetisierungsvektor keine Komponente in der x - y - Ebene besitzt und isotrop zerfällt.

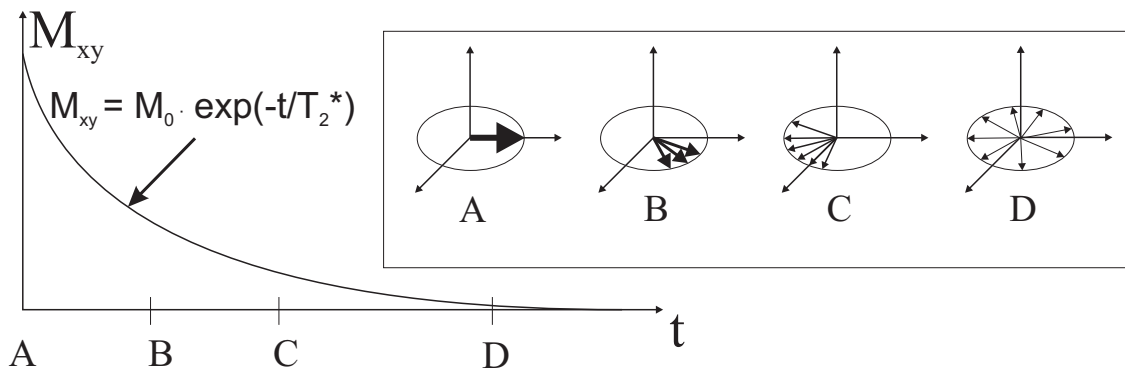


Abbildung 6: Nach einem 90° - Puls ist die Magnetisierung in die $x - y$ - Ebene gedreht worden und das Spinensemble ist phasenkohärent. Die Spins präzedieren mit der Larmorfrequenz um die z - Achse. Mit zunehmender Zeit zerfällt die Phasenkohärenz, da manche Spins, aufgrund lokaler Magnetfeldschwankungen schneller und andere langsamer präzedieren bis keine Magnetisierung mehr messbar ist. In der unteren Kurve ist dargestellt, wie die Magnetisierung in der $x - y$ - Ebene exponentiell mit der charakteristischen Zeit $- T_2^*$ abfällt. (Hierbei habe ich im Zeigerdiagramm die Längsrelaxation vernachlässigt.)

Prozess teilweise reversibel, wie ich im Abschnitt 2.3.2 darstellen werde. Die inhomogenen Relaxationen werden über den letzten Term in der folgenden Gleichung berücksichtigt, mit ΔB_0 als Stärke der Feldinhomogenität:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \gamma \Delta B_0 \quad (2.11)$$

In Abb. 6 ist diese Relaxation anschaulich dargestellt. Dazu ist es sinnvoll, in ein rotierendes Koordinatensystem zu wechseln und die Längsrelaxation zu vernachlässigen. Im ersten Bild links ist die Magnetisierung eines Spinensembles noch komplett in Phase, wie z.B. nach einem 90° - Puls. Mit fortschreitender Zeit laufen schnellere Spins zunehmend vor und langsamere nach. Die Phasenkohärenz geht nach und nach verloren, d.h. die Spins dephasieren bis keine messbare Magnetisierung, wie rechts im Bild zu sehen, mehr vorhanden ist.

Einige Beispiele für T_1 - und T_2 - Zeiten, sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt worden. Man erkennt gut, dass T_1 immer größer als T_2 ist. Die Quermagnetisierung fällt also immer schneller als die Längsmagnetisierung ab. Dies macht man sich u.a. bei den folgenden Sequenzen zu Nutze.

Gewebe	T_1 in ms	T_2 in ms	Gewebe	T_1 in ms	T_2 in ms
Muskel	730 ± 130	47 ± 13	Milz	680 ± 190	62 ± 27
Herz	750 ± 120	43 ± 14	Fett	240 ± 70	84 ± 36
Leber	420 ± 90	43 ± 14	Graue Masse	810 ± 140	101 ± 13
Niere	590 ± 160	58 ± 24	Weißer Masse	680 ± 120	92 ± 22

Tabelle 2.1: Hier sind ein paar T_1 - und T_2 -Zeiten für die jeweiligen Gewebearten zusammengestellt. (Dös00)

2.3 MRT und Pulssequenzen

2.3.1 FID

Mit der HF - Spule, die auch das B_1 - Feld erzeugt, kann man eine Komponente des Transversalfeldes messen (näheres zum Spulenaufbau im Abschnitt 4). Man erhält ein Diagramm wie es in Abb. 7 zu sehen ist. Diesen Zerfall der Quermagnetisierung nennt man Free Induction Decay (FID). Die Graphik zeigt eine gedämpfte Schwingung, wobei der hochfrequente Teil die Überlagerung der Larmorfrequenzen der Protonen im Probenvolumen darstellt und die Einhüllende einen exponentiellen Abfall mit der charakteristischen Zeit T_2^* repräsentiert, wie sie in Gleichung 2.11 eingeführt wurde. Da die T_2^* - Zeit zu einem sehr schnellen Abfall der Magnetisierung in der x - y - Ebene führt und noch die Inhomogenitäten des B_0 - Feldes enthält, möchte man gerne einen langsameren Zerfall der Quermagnetisierung, der mit T_2 geht, erreichen. Dazu erzeugt man ein Echo.

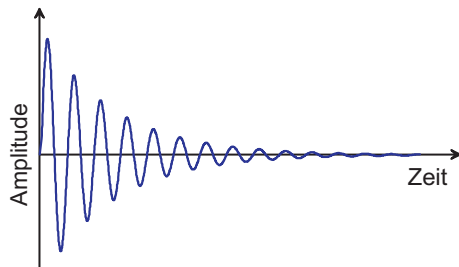


Abbildung 7: Hier ist ein sogenanntes FID dargestellt. Man sieht, dass die Magnetisierung wie ein gedämpfter Oszillator mit T_2^* abfällt, analog zu Abb. 6. Der oszillierende Anteil stellt die Summe der in der Probe vorkommenden Larmorfrequenzen dar. Ein FID hat je nach Güte des Geräts eine Länge von einigen ms.

2.3.2 Echo und einfache Sequenzen

Echos kann man mit Hochfrequenzpulsen und Gradientenfeldern erzeugen. Beide Echoerzeugungen werden anhand der Standardsequenzen Spin - Echo und Gradienten - Echo erklärt. Zum Schluss werde ich noch auf die Diffusionswichtung eingehen.

Spin - Echo - Sequenz

In einer einfachen Spin - Echo - Sequenz folgt auf einen 90° - Puls ein 180° - Puls. Der 90° - Puls erzeugt eine Quermagnetisierung mit kohärenter Phase (siehe Abb. 8). Diese zerfällt mit T_2^* . Dann strahlt man den 180° - Puls ein und die Spins werden um die Einstrahlachse gespiegelt. Die vorher schnelleren Spins kommen an die hinteren Positionen und die langsameren Spins an die vorderen. Die Geschwindigkeiten bleiben konstant und so baut sich nach einer Zeit ein Echo auf, bei dem die Amplitude seit dem 90° - Puls mit T_2 abgefallen ist. Diese Echos können so oft mit 180° - Pulsen abgerufen werden, bis das mit T_2 abfallende Signal nicht mehr messbar ist (siehe Abb. 9). Man bezeichnet die Zeit zwischen 90° - Puls und Echo als Echozeit T_E , wobei der 180° - Puls genau in deren Mitte steht. Unter der Repetitionszeit T_R versteht man bei aufeinanderfolgenden Sequenzen die Zeit zwischen zwei Anregungspulsen (90° - Pulsen).

Gradienten - Echo - Sequenz

Bei einer Gradienten - Echo - Sequenz werden Echos nicht mit HF - Pulsen erzeugt, sondern mit Gradientenfeldern. Einem Tomographen stehen Gradientenspulen in den drei Raumrichtungen x, y und z zur Verfügung. Eine Gradientenspule erzeugt ein Magnetfeld, das linear

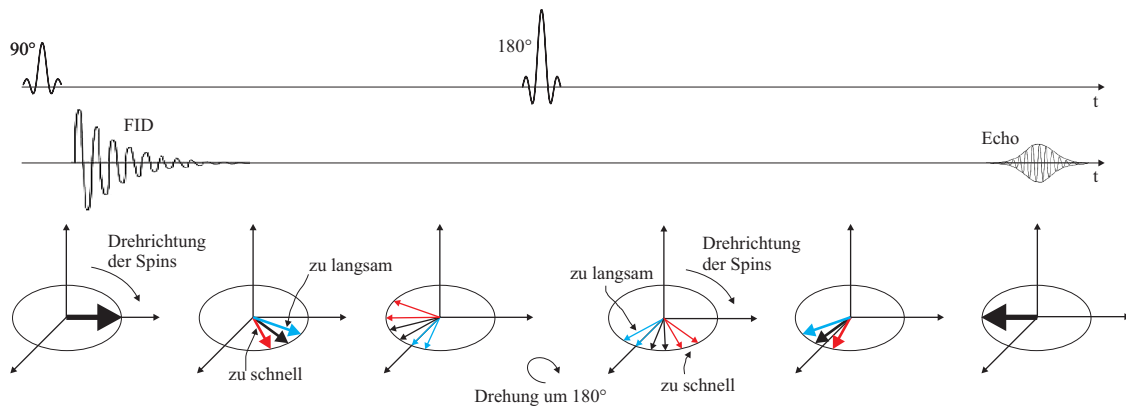


Abbildung 8: In der oberen Reihe sind die HF - Pulse sowie die HF - Antworten und darunter die Quermagnetisierung im Zeigerdiagramm unter Vernachlässigung der Längsrelaxation zu sehen. Zunächst sind im linken Bild die Spins nach dem 90° - Puls in Phase und dephasieren mit der Zeit. Strahlt man zu einem Zeitpunkt einen 180° - Puls ein, so rephasieren die Spins zu einem Echo. Im Gegensatz zum FID fällt die Amplitude der Echos mit T_2 statt mit der viel kürzeren T_2^* - Zeit ab.

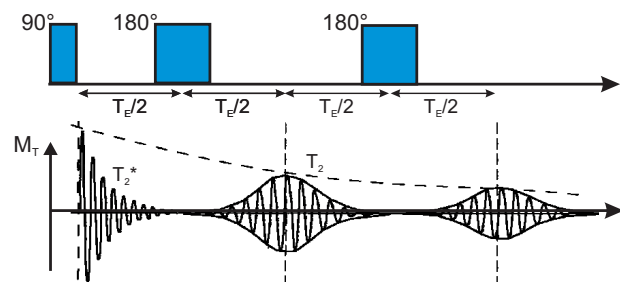


Abbildung 9: In der Abbildung sind oben die Hochfrequenzpulse in einem Anregungszyklus dargestellt, wobei hier mit mehreren 180° - Pulsen die Echos erzeugt werden. Unten im Bild kann man die Abnahme der Echoamplitude mit T_2 und die schnellere Abnahme des FID und der Echos mit T_2^* erkennen. Erkennbar ist ebenfalls, dass jedes weitere Echo ein Echo des vorherigen Echos ist. Dementsprechend wird die folgende Echozeit zwischen zwei aufeinander folgenden Echos gemessen.

mit dem Ort in einer Raumrichtung das B_0 - Feld verstärkt. Schaltet man nun eine Gradientenspule*, so variiert die Überlagerung von Hauptfeld und Gradientenfeld und somit auch die Präzessionsgeschwindigkeit der Spins längs der Gradientenachse. Legt man nun nach einem 90° - Puls in z - Richtung (Richtung der Schichtanregung) einen Gradienten an, so dephasiert die Quermagnetisierung zunächst. Legt man denselben Gradienten nun in negative z - Richtung, so rephasieren die Spins nach einer Zeit T_E ab dem 90° - Puls (siehe dazu Abb. 10). Bei dieser Echoerzeugung werden die magnetischen Feldinhomogenitäten nicht herausgemittelt und die Echoamplitude zerfällt mit T_2^* . Der Vorteil eines Gradientenpulses zu einem HF - Puls liegt in den schnelleren Schaltzeiten. Dies fällt insbesondere bei schnellen Sequenzen ins Gewicht, die gleichzeitig mehrere Schichten bzw. eine ganze Bildzeile aufnehmen, wie sie hier in dieser Arbeit jedoch nicht verwendet werden. Mit Gradientenechos kann man also schnellere Messungen durchführen und Gewebe mit kürzerer T_2 - Zeit darstellen. Aber man misst eben nicht nur die reinen gewebespezifischen Relaxationszeiten, sondern auch die ge-

*Zur Vereinfachung spreche ich im Folgenden von Gradienten, wenn eine Gradientenspule bzw. das erzeugte Feld gemeint ist.

rätesspezifische Eigenschaften.

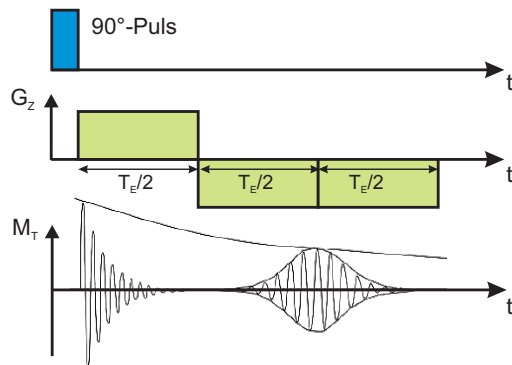


Abbildung 10: Nach dem 90° - Puls schaltet man entlang der z - Achse einen Gradienten. Es entsteht ein FID mit einer Abklingzeit, die durch die Dephasierung kleiner als T_2^* ist. Nun polt man den Gradienten für die doppelte Zeit um und erhält ein Echo, das mit T_2^* abfällt. Auch hier sind, analog zur Spin - Echo - Sequenz, mehrere Echoerzeugungen möglich.

Zur Bildkodierung (siehe Kapitel 2.3.3) ist es notwendig, eine Sequenz mehrfach zu wiederholen. So ist es möglich, dass bei schnellen Wiederholraten (kurzem T_R) die Magnetisierung nach einer Sequenz nicht vollständig abklingt. Um den Abklingvorgang zu beschleunigen, kann man Spoilergradienten verwenden, die am Ende einer Sequenz die Spins weiter verdrehen und somit die Quermagnetisierung verringern. Ist eine Längsmagnetisierung vor dem folgenden Anregungspuls nicht vollständig relaxiert, so wird bei der nächsten Anregung nur der bereits relaxierte Teil der Längsmagnetisierung kohärent ausgelenkt. Durch einen kleineren Flipwinkel des Anregungspulses verliert man zwar an Quermagnetisierung, kann aber diesen Sättigungseffekt für die Längsmagnetisierung minimieren bzw. verhindern, siehe zu diesen Themen (Dös00) und (Ber04).

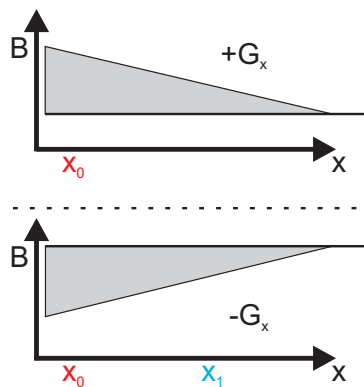


Abbildung 11: Im Bild sind die beiden Gradientenfelder zusehen, die nacheinander für die gleiche Zeit wirken. Das Feld steigt in einer Richtung (hier: x) mit dem Ort an. Betrachtet wird zum einen ein Proton am Ort x_0 , das sich nicht bewegt und zum anderen ein Proton, das sich von x_0 nach x_1 bewegt.

Diffusionsgewichtete Sequenz

Eine Diffusionswichtung in einer Sequenz bedeutet, dass man sensitiv auf Bewegung im Probevolumen ist. In der bisherigen Betrachtung hat sich der Ort der Protonen nicht verändert. Angenommen man legt einen Gradienten in einer Raumrichtung (hier: x) an, so dephasieren die Spins längs dieser Achse (siehe dazu Abb. 11). Schaltet man nun einen Gradienten in die entgegengesetzte Richtung*, so sollten die Spins komplett rephasieren, aber eben nur, wenn die Protonen am selben Ort (x_0) bleiben. Bewegen sie sich jedoch ($x_0 \rightarrow x_1$), so addieren sich die beiden Gradienten am Ende nicht zu Null und es entsteht eine feste Phasendifferenz.

*Symmetrisch um einen 180° - Puls haben beide Gradienten dieselbe Polung

Eine feste Phasendifferenz bedeutet allerdings eine Reduktion der Echoamplitude. Somit erhält man bei einer Bewegung im Medium eine Signalreduktion längs der Achse in der der Gradient liegt. Man ist also längs dieser Achse bewegungssensitiv. Diese Diffusionsgradienten kann man leicht in eine Spin - Echo - Sequenz einbauen (siehe Abschnitt 5.2), wobei sie sehr stark sein (45 mT/m) und relativ lange wirken (einige ms) sollten, um den Kontrast bei Bewegung zu verstärken.

2.3.3 Orts-, Phasen- und Frequenzkodierung

Das Grundprinzip der meisten räumlich bildgebenden Verfahren wie MRT, Computertomographie o.ä. ist die Tomographie*. Hierbei werden je nach Verfahren auf unterschiedliche Weise von dem zu untersuchenden Objekt Schnittbilder aufgenommen, die später z.B. zu einem 3D - Bild zusammengesetzt werden können. Um Tomographie betreiben zu können, muss man nun die verschiedenen Signale eines jeden Voxels[†] kennen und zuordnen können. Eine Aufteilung in einzelne Voxel erhält man zunächst durch eine Schichtselektion längs der z- Achse, dann wird längs der y - Achse die Schicht kodiert und am Ende frequenzkodiert längs der x - Richtung ausgelesen.[‡] Die Kodierschritte sind recht kompliziert und ich möchte sie hier nur kurz anreißen und verweise auf (Ber04) und (Dös00) für tiefere Erläuterung.

Ortskodierung

Bei der Ortskodierung legt man, während des 90°- bzw. 180° - Pulses (Abb. 12 *blau*), einen Gradienten in z - Richtung (Abb. 12 *rot*). Dadurch erhält man genau in einer Ebene senkrecht zur z - Achse die Resonanzbedingung von HF - Puls und Larmorfrequenz der Protonen. In diesem Fall werden eben nur die Protonen angeregt, die sich in dieser Schicht befinden. Die Schichtbreite ist festgelegt durch die natürliche Linienbreite der Kernübergänge, durch die Bandbreite des B_1 - Feldes und die Stärke des Gradientenfeldes in z - Richtung. Durch die Linienverbreiterung können Kerne auch mit einer leicht verschiedenen Larmorfrequenz angeregt werden. Die Bandbreite gibt die Größe des Frequenzintervalls des B_1 - Pulses an. Mit steigender Bandbreite wächst der Bereich längs des Gradienten bei dem $\omega = \omega_L$ gilt. Je steiler bzw. stärker der z - Gradient ist, desto kleiner ist der Bereich, bei dem die genannten Resonanzbedingungen erfüllt sind.[§] Typische erreichbare Schichtdicken liegen bei 1mm. Man strahlt also einen z - Gradienten für die Dauer des Pulses ein und legt danach noch einen Gradientenpuls in umgekehrter Richtung. Dadurch werden die durch die Schichtselektion ungewollt dephasierten Spins rephasiert.[¶]

*Der Name kommt aus dem Griechischen wobei die erste Silbe „Schnitt“ und die zweite „schreiben“ bedeutet.

[†]In Anlehnung an ein Pixel (Picture Element) wird ein Voxel in der Bildverarbeitung statt auf ein Bildpunkt auf ein Volumenpunkt bezogen.

[‡]Hier: ist die x-, y- und z- Richtung, durch Linearkombination der Gradienten, nicht festgelegt. Also kann jede Richtung in einem orthogonalen Koordinatensystem als Schichtenanregung, Phasenkodierrichtung bzw. Frequenzkodierrichtung gewählt werden.

[§]Die Gradienten dürfen für den medizinischen Zweck nur eine Steigung von 45 mT/m haben. Hinzu kommt, dass man natürlich bei kleinerer Schichtdicke auch an Signalstärke verliert.

[¶]Dies ist beim 180° - Puls nicht erforderlich, da dieser im Idealfall keine Quermagnetisierung erzeugt.

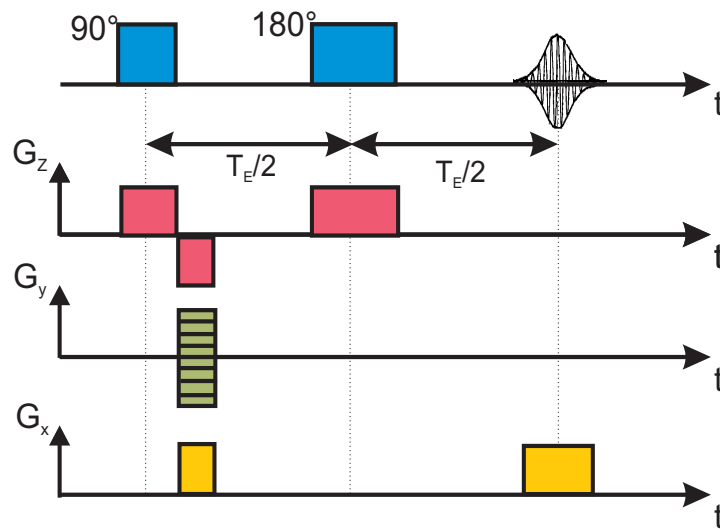


Abbildung 12: Hier ist die Kodierung anhand einer Spin - Echo - Sequenz veranschaulicht. Oben in blau sind die beiden HF - Pulse und das Echo dargestellt. Darunter in rot die Ortskodierung. Diese wird symmetrisch um die HF - Pulse angeordnet, wobei beim 90° - Puls ein halb so langer negativer Gradient zur Rephasierung nachgeschaltet wird. In grün ist die Phasenkodierung dargestellt. Das Symbol bedeutet, dass nach jedem Anregungspuls ein Gradient in y - Richtung mit variabler Stärke und Polung geschaltet wird. Hierbei werden für eine Auflösung von N Pixeln in y - Richtung N verschiedene Gradienten geschaltet. Schließlich ist in gelb die Auslese mit den Gradienten in x - Richtung dargestellt. Der Gradient parallel zur Phasenkodierung sorgt dafür, dass das später aufgezeichnete Echo symmetrisch aufgenommen werden kann und hat nur etwas mit der Datenverarbeitung zu tun. Er hat aufgrund des 180° - Pulses dieselbe Polung wie der Gradient, der zur Auslese parallel und symmetrisch zum erzeugten Echo geschaltet wird.

Phasenkodierung und Frequenzkodierung

Die Kodierung in y - Richtung nennt man Phasenkodierung. Dabei legt man einen Gradienten nach der Schichtenanregung in y - Richtung an (Abb. 12 grün). Man schaltet ihn noch vor der Auslese aus. Dadurch erhält man einen linearen Phasenversatz längs der y - Achse, der nach der Abschaltung eingefroren ist. Nun legt man während des Auslesevorgangs noch parallel einen Gradienten in x - Richtung (Abb. 12 gelb). Dieser sorgt für eine Präzessionsgeschwindigkeit, die abhängig vom Ort linear ansteigt. Hier wird die Phase nicht eingefroren und man kann mit einer Fouriertransformation über das Frequenzspektrum die Amplituden dem jeweiligen Ort in x - Richtung zuordnen.

Zur Phasenkodierung braucht man mehrere Wiederholungen der Sequenz. Dabei verändert sich am Auslesevorgang für eine Schicht nichts, jedoch variiert man die Amplitude des Phasenkodiergradienten. Die Sequenz wird für N verschiedene y - Gradientenstärken wiederholt, wenn man eine Auflösung von N Punkten in y - Richtung erreichen möchte. Man erhält also N Gleichungen, um N Unbekannte zu lösen, also Informationen zu jedem einzelnen Voxel. Eine beispielhafte Auflösung einer MRT - Aufnahme aus dieser Arbeit liegt bei 128×192 Pixel.

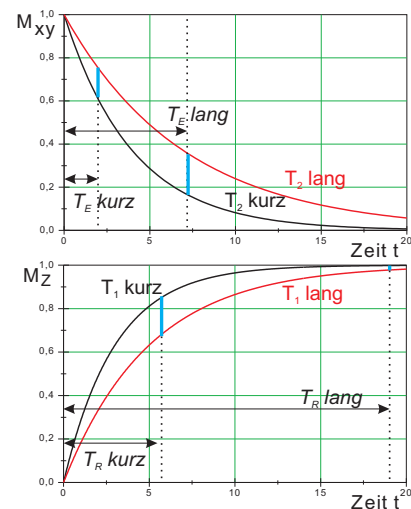
2.3.4 Auslese und Bilder

Aus den Rohdaten nach der Ortskodierung erhält man mittels Fouriertransformation eine Amplituden- und eine Phaseninformation*. Aus der Amplitudeninformation, also dem Absolutbetrag der Fouriertransformation, kann man ein 2D - Bild mit unterschiedlichen Grauwerten erstellen. Hierbei gilt für ein Pixel, je heller es ist, desto größer ist die Echoamplitude, bzw. die Signalstärke des Voxels. Gleichsam bedeutet ein geringeres Signal eine kleine T_1 - bzw. T_2 - Zeit, je nach Gewichtungen der Sequenz. Mit Hilfe eines Leseprogramms für Dicom - Bilder (*hier verwendetes Bildformat*), kann man die Bilder in Helligkeit und Kontrast verändern. Meist optimiert die Software das Bild so, dass zwischen hellsten und dunkelsten Pixel der beste Kontrast entsteht. Zum Vergleich zweier Bilder ist auf gleichen Kontrast und Helligkeit zu achten.

2.3.5 Kontraste

Durch geschickte Wahl von T_E und T_R kann man verschiedene Kontraste, sogenannte Gewichtungen erzeugen. Weitere Kontrastveränderung sind durch spezielle Eigenschaften von dem Körper zugeführten Stoffen (Kontrastmittel) bzw. intrinsischen Veränderungen der magnetischen Eigenschaften möglich (Suszeptibilität).

Abbildung 13: Oben im Bild ist der Zerfall der Quermagnetisierung gegen die Zeit exemplarisch für eine kurze und eine lange T_2 - Zeit dargestellt. Ob die T_2 - Zeit einen signifikanten Einfluss auf die Echoamplitude hat, ist davon abhängig wie lang die T_E - Zeit zu ihr im Verhältnis ist. Den Einfluss gibt der blaue Balken an, der bei langen T_E - Zeiten am größten ist. Unten im Bild ist analog dazu die Längsmagnetisierung gegen die Zeit für eine kurze und lange T_1 - Zeit aufgetragen. Hier ist der Einfluss von T_R abhängig und wird zu langen T_R - Zeiten im Vergleich zu T_1 kleiner.



T1 - Gewichtung: Für kurze T_R - Zeiten ($T_R \ll T_1$) ist der Einfluss von T_1 deutlich stärker als für lange Zeiten, bei denen sich die Magnetisierung wieder vollständig aufbauen kann (siehe Abb. 13). Bei kurzen T_E - Zeiten ($T_E \ll T_2$) ist ein Unterschied von T_2 weniger deutlich zu erkennen als für längere Zeiten, da zu längeren Echozeiten, bei kurzem T_2 , das Signal deutlich abgefallen sein kann. Somit liegt bei kurzen T_R - und T_E - Zeiten eine T_1 - Gewichtung vor.

T2 - Gewichtung: Die Betrachtung ist hier ganz ähnlich wie bei der T_1 - Gewichtung, nur betrachtet man hier lange T_R - und T_E - Zeiten. Mit derselben Überlegung wie bei der T_1 - Gewichtung stellt sich eine gute Differenzierbarkeit bei T_2 (bzw. T_2^* bei einer Gradientenechosequenz) und eine schlechte bei T_1 ein.

*Das Phasenbild ist nur der Vollständigkeit halber erwähnt und hat keine weitere Bedeutung für die Arbeit.

Protonendichte - Gewichtung: Hier handelt es sich um eine lange T_R - Zeit und eine kurze T_E - Zeit. Das kommt einem relativ schwachen Einfluss von T_1 und T_2 gleich. Man kann dadurch nur Unterschiede in der Gleichgewichtsmagnetisierung, also in Gebieten unterschiedlicher Protonendichte erkennen.

Kontrastmittel/ Suszeptibilität: Kontrastmittel sind meist paramagnetisch. Hierbei wird die Dipolwechselwirkung massiv gestärkt und dadurch die T_1 - bzw. T_2 - Zeit manipuliert. Auch kann man die para- bzw. diamagnetischen Eigenschaften des sauerstoffarmen und -reichen Blut (BOLD - Effekt) als Kontrastveränderungen darstellen.

2.3.6 Artefakte

Es gibt bei der MRT - Bildgebung eine Reihe von Artefakten, von denen ich hier drei Wichtige vorstellen möchte:

Chemische Verschiebung: Durch die chemische Bindung eines Protons an ein Molekül wird das Hauptfeld je nach Molekül verschieden stark abgeschirmt. Somit ist die Larmorfrequenz der Protonenspins abhängig von der chemischen Umgebung. Da bei der Kodierung in Frequenzrichtung nun die Larmorfrequenzen der Kernspins nicht linear ansteigen, kommt es zu einer Verschiebung der Bildinformation in der Frequenzkodierrichtung. Beispielsweise besitzt Alkohol drei Larmorfrequenzen, weshalb man im Bild längs der Frequenzachse verschobene sogenannte Geisterbilder erhält. Dies macht man sich bei der eindimensionalen MRT - Spektroskopie zu Nutze. Hier kann man durch die chemische Verschiebung die relative Häufigkeit bestimmter Verbindungen im Fourierraum messen.

Suszeptibilität: Dies sind Artefakte, die entstehen, wenn zwei benachbarte Regionen eine unterschiedliche Magnetisierbarkeit aufweisen. Auch hier ändert sich die lokale Larmorfrequenz und die Bildinformation wird bei der Frequenzkodierung dann entlang dieser Achse verschoben und falsch zugeordnet. Gibt es einen hohen Suszeptibilitätsunterschied wie z.B. zwischen Wasser und Metall, so können Teile des Signals sogar ganz aus dem Bild geschoben werden.

Desweiteren entstehen an den Übergängen scharfe Kanten im Fourierraum. Diese erzeugen dann analog zu Bild 4 im Ortsraum sinc - Pulse, die sich in umliegende Pixel falten. Man kann nun Interferenzmuster im Bild erkennen.

Skineffekt: Durch ein Wechselfeld entstehen in leitenden Materialien Wirbelstromfelder. Diese sorgen dafür, dass die Eindringtiefe des Wechselfelds ins Material sinkt. Diese sogenannte Skintiefe sinkt mit zunehmender Frequenz des Wechselfelds sowie Permeabilität und elektrischer Leitfähigkeit des Materials. Mit zunehmender Feldstärke des B_0 - Feldes vergrößert sich die elektrische Leitfähigkeit des Körpers und die Skintiefe wird kleiner. Deshalb bedeutet ein stärkeres Hauptfeld zwar eine größere Polarisierung, jedoch auch u.a. ab einer bestimmten Stärke eine sinkende Tiefeninformation. Aus diesem Grund sind die meisten kommerziellen MRTs mit einem B_0 - Feld im Bereich von 1 – 4T ausgestattet.

Mit demselben Effekt kann man z.B. mit Aluminium- und Kupferdosen mit einer Wandstärke von 1mm gut ein Hochfrequenzfeld abschirmen. Dieser Umstand wird zur elektromagnetischen Abschirmung genutzt (vgl. Abschnitt 4).

2.4 Ultraschall

Als zweites großes Thema der Grundlagen werde ich die Eigenschaften des Ultraschalls erklären und danach auf die Erzeugung des Ultraschalls eingehen. Abschließend beschäftige ich mich mit dem Gefährdungspotenzial von Ultraschall.

2.4.1 Eigenschaften

Material	c_{trans} [m/s]	c_{long} [m/s]	ρ [kg / m ³]	Z [10 ³ kg / m ² s]
Aluminium	3130	6320	2700	17064
Luft	-	333	0	1
Quarzglas	3515	5570	2600	14482
Glas	2560	4260	3600	15336
Wasser	-	1480	1000	1480
Kupfer	2260	4700	8900	41830
Glyzerin	-	1920	1300	2496

Tabelle 2.2: Hier habe ich die für den Versuchsaufbau benutzten Materialien und deren Schalleigenschaften aufgeführt. Gase und Flüssigkeiten haben keine Scherfestigkeit und somit keine Transversalgeschwindigkeit. Aus dem Produkt von Dichte ρ und Longitudinalgeschwindigkeit c_{long} erhält man die Schallimpedanz Z , die das Analogon zum Wellenwiderstand in der Elektronik darstellt. (Sch98)

Ultraschall ist eine Schallwelle mit einem Frequenzbereich von 20kHz - 1GHz. Zu niedrigen Frequenzen schließt sich der hörbare Bereich an und zu höheren Frequenzen der sog. Hyperschallbereich. Eine Schallwelle pflanzt sich durch Druck- und Dichteschwankungen in einem Medium fort, die sich wellenartig im Raum fortsetzen. Aus diesem Grund braucht eine Schallwelle im Gegensatz zu einer elektromagnetischen Welle ein Medium, in dem sie sich ausbreiten kann. Die Dichteschwankungen können sich transversal und longitudinal fortpflanzen. Bei einer Longitudinalwelle schwingen die Teilchen in Ausbreitungsrichtung und bei einer Transversalwelle senkrecht dazu. Für transversale Wellen braucht man aber ein Schermodul ungleich Null, wie es bei Feststoffen der Fall ist. Ich werde mich aber in meiner Diplomarbeit nur mit dem Einfluss des Ultraschalls in Flüssigkeiten beschäftigen, die kein Schermodul besitzen (dies gilt ebenfalls für Gase). Jedoch benötige ich feste Materialien zur Einkopplung des Schalls ins Medium. Man kann eine Longitudinalwelle, mit maximal erzeugtem Druck p_0 , folgendermaßen schreiben:

$$p(t) = p_0 \sin(\omega t) \quad (2.12)$$

wobei $p(t)$ als Schallwechseldruck bezeichnet wird. Für die Schallausbreitungsgeschwindigkeit c in einer Flüssigkeit bzw. Gas mit dem Kompressionsmodul K und der Dichte ρ gilt:

$$c_{\text{long}} = \sqrt{\frac{K}{\rho}} ; c_{\text{trans}} = 0 \quad (2.13)$$

Weiter ist die Schallausbreitungsgeschwindigkeit in einem Festkörper mit dem Schermodul G und dem Elastizitätsmodul E sowie der Poissonkonstanten μ verknüpft:

$$c_{\text{long}} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1 - \mu}{(1 + \mu)(1 - 2\mu)}} ; c_{\text{trans}} = \sqrt{\frac{E}{2 \cdot \rho \cdot (1 + \mu)}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (2.14)$$

Schallwellen gehorchen der Wellenmechanik wie sie auch für elektromagnetische Wellen gilt. Sie können also bei Übergängen zwischen verschiedenen Medien mit unterschiedlicher Schallimpedanz nach dem Snelliusschen Gesetz gebrochen und reflektiert werden. Die Schallimpedanz Z ist über die Dichte ρ und die Schallgeschwindigkeit c wie folgt definiert:

$$Z = \rho \cdot c \quad (2.15)$$

Die Schallgeschwindigkeit nimmt mit der Kopplungsstärke* im Material zu (siehe Tab. 2.2), dementsprechend ist sie in Luft im Vergleich zu Metallen relativ klein.† Eine Schallwelle im Medium Wasser wird also an einer Luft- bzw. Glasschicht nahezu vollständig reflektiert. Ist das Hindernis jedoch deutlich kleiner als die Wellenlänge des Schalls, so beeinflusst es die Schallwelle nicht. Zur Verdeutlichung gilt bei senkrechtem Einfall für die Transmission T und Reflexion R an der Grenzschicht zweier Materialien mit Z_1 und Z_2 :

$$T = 1 - R = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1}$$

T ist maximal für $Z_1 = Z_2$.

Man kann auch ganz analog zur Optik Ultraschalllinsen bauen. Diese sind im Vergleich zur Optik umgekehrt geformt, da ja beim Schall mit höherer Kopplung die Geschwindigkeit zu und nicht abnimmt. Diese Linsen müssen fest mit dem Ultraschall - Wandler verbunden werden, damit Verluste beim Übergang minimiert werden.

Eine Schallwelle unterliegt einer Dämpfung entlang einer Strecke z . Die Dämpfung wird durch innere Reibung bei der Teilchenauslenkung (Viskosität), also Wärme, bzw. durch Streuung an mikroskopischen Streuzentren (Teilchen) erzeugt. Dadurch nimmt die Schallamplitude p_0 exponentiell mit einer Konstanten α ab. Die Dämpfung α ist frequenz- und materialabhängig. Die Schallabschwächung ist dispersiv und nimmt mit dem Quadrat der Frequenz zu, solange es sich nur um Absorption handelt. Man kann sagen, je höher die Schallimpedanz des Mediums und die Frequenz des Wandlers, desto größer die Dämpfung. Es gilt:

$$p(z) = p_0 \cdot e^{-2\alpha z} \quad (2.16)$$

Durch diese Dämpfung längs der Ausbreitungsrichtung entsteht ein Druckgefälle entlang des Weges. Das Druckgefälle erzeugt eine gleichmäßige, dem Schallwechseldruck $p(t)$ überlagerte Bewegung in Ausbreitungsrichtung. Man nennt dies Schallstrahlungsdruck P_{SSD} , der folgendermaßen definiert ist:

$$P_{SSD}(x) = \frac{1}{2} \frac{p_0^2(x)}{\rho c^2} \quad (2.17)$$

Hier sind p und p_0 zwei Druckamplituden an zwei verschiedenen Punkten des Schallfeldes. Eine weitere wichtige Größe, die die Stärke eines Emitters angibt, ist die Schalleistungsdichte J in $[W/cm^2]$ im Medium:

$$J = 1/2 \cdot \frac{p_0^2}{\rho \cdot c} \quad (2.18)$$

*Gemeint ist die Bindung der Atome und Moleküle aneinander.

†Deshalb legt der Indianer ja auch das Ohr auf den Boden, um die Feinde früher zu hören

2.4.2 Schallemitter

Zur Schallerzeugung verwendet man piezoelektrische Materialien. Diese sind nichtleitend und haben die Eigenschaft sich, bei einer angelegten Spannung, zu dieser proportional zu verformen. Auch umgekehrt führt eine Verformung durch äußeren Druck zu einer messbaren Spannung am Piezomaterial. Dieser 1880 entdeckte Effekt eignet sich nur für kleine Verformungen und ist deshalb, gespeist mit einer Sinusspannung, zur Ultraschallerzeugung bestens geeignet.

Der Piezoeffekt

Piezomaterialien müssen mindestens eine polare Achse besitzen. Liegt eine polare Achse vor, so kann man den Kristall an keiner Linie senkrecht zur polaren Achse spiegeln, ohne dass sich die Ladungsverteilung verändert. Dies kommt einem permanenten Dipolmoment gleich. Erzeugt man einen Druck längs dieser Achse, so verschiebt sich der Ladungsschwerpunkt längs der Achse und eine Spannung ist messbar (siehe Abb. 14). Piezomaterialien sind Kristalle oder Keramiken (polykristalline Form). Die bekanntesten Vertreter dieser Gruppe sind Quarz (SiO_2), Bariumtitanat ($BaTiO_3$) und PZT - Keramiken (Blei - Zirkon - Titanat). Sie unterscheiden sich im Wesentlichen im Konversionsgrad von elektrischer Spannung in mechanische Bewegung.

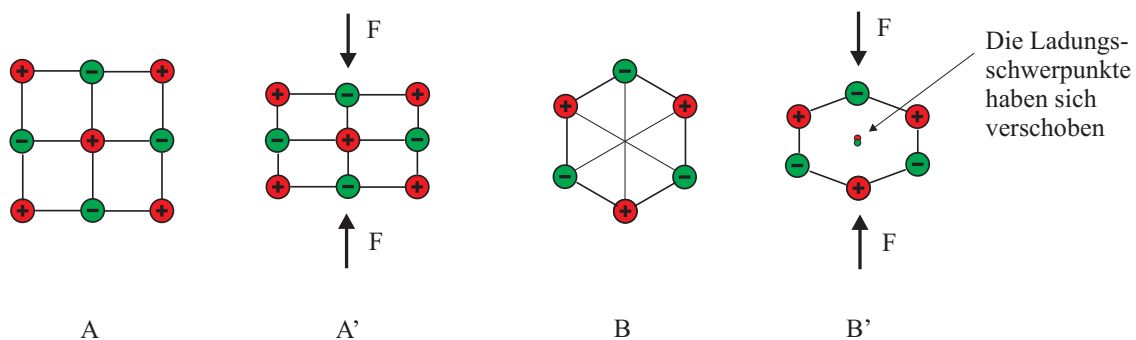


Abbildung 14: Hier sind zwei Kristalle dargestellt, wobei der Kristall A keine polare Achse besitzt, also in jeder Richtung symmetrisch ist und der Kristall B u.a. eine polare Achse von oben nach unten besitzt. Verformt man in beiden Fällen durch Druck von oben und unten die Kristalle, so bleiben im Fall A' die Ladungsschwerpunkte erhalten, während sie sich im Fall B' verschieben. Der äußere Druck hat also im Kristall B' ein permanentes Dipolmoment erzeugt.

Der Schallemitter

Ein Schallemitter, bestehend aus einem der oben genannten Piezomaterialien, hat eine bestimmte Form, Dicke und Durchmesser, sowie eine beidseitige metallische Beschichtung, um durch eine angelegte Spannung an der Piezokeramik ein E - Feld anlegen zu können. Bei uns ist die Emitterform ausschließlich rund. Der Durchmesser des Emitters beeinflusst das Schallfeld und geht in die unten beschriebenen Nahfeldlänge ein. Die Dicke ist wichtig für die Frequenz, mit der die Keramik schwingen soll und hierauf möchte ich näher eingehen. Bei der Anregung einer Piezokeramik, insbesondere bei einer sinusförmigen Anregung, fängt die Keramik an zu schwingen. Wie bei jeder erzwungenen Schwingung wird die maximale erzeugte Amplitude bei konstanter Anregung im Resonanzfall erreicht. Dies ist der Fall, wenn

der Emitter die Dicke eines Vielfachen von $\frac{\lambda}{2}$ hat, wobei λ die Wellenlänge der Anregungsspannung ist. Koppelt man Ultraschall z.B. mittels eines Quarzglasstabes in ein Medium ein, so wird die beste Konversion bei der Systemeigenfrequenz von Quarzglasstab und Emitter erreicht.

Das Schallfeld

Was einen Schallemitter charakterisiert, ist sein Schallfeld. Man kann es gut mit Hilfe der maximalen Druckamplituden beschreiben. Ein Schallfeld hat, aufgrund der hohen Frequenz bzw. kleinen Wellenlänge, eine ausgeprägte Richtcharakteristik, d.h. hohe Druckamplituden lassen sich im wesentlichen nur in einem schmalen Band längs der Ausbreitungsrichtung nachweisen (siehe Abb. 15). So ein Schallfeld lässt sich grob in zwei Bereiche unterteilen, in Nah- und Fernfeld. Das Nahfeld enthält große Druckschwankungen und mündet in einem leichten Fokus (ca. halber Emitterdurchmesser) ins Fernfeld. Das Fernfeld ist viel konstanter und in guter Näherung nimmt die Schalldruckamplitude proportional zur Entfernung ab, unabhängig von der Größe des Schallgebers. Der Abstand zwischen Emitter und 'Fokus' nennt man Nahfeldlänge. Diese ist folgendermaßen definiert:

$$N_0 = \frac{D^2 \nu}{4c}$$

wobei D der Durchmesser der Piezokeramik, c die Schallgeschwindigkeit und ν die Frequenz des Emitters ist. Eine Nahfeldlänge in Wasser bei 12MHz mit einem Emitterdurchmesser von 5mm ist beispielsweise ungefähr $N_0 = 50mm$.

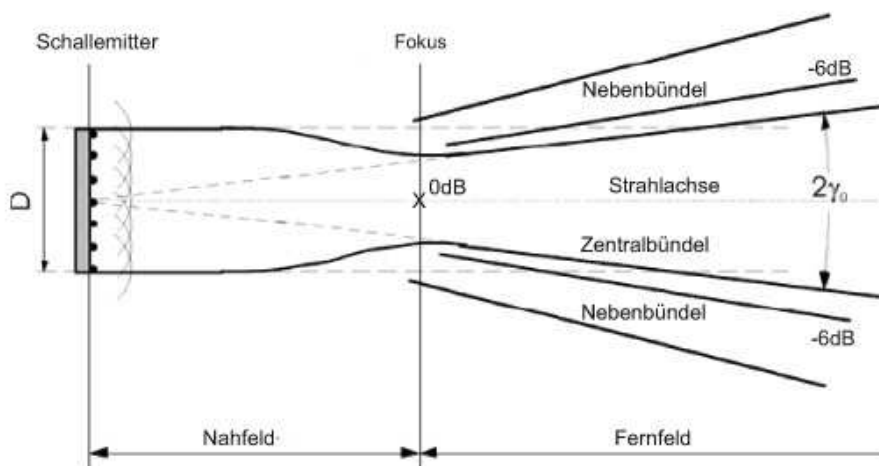


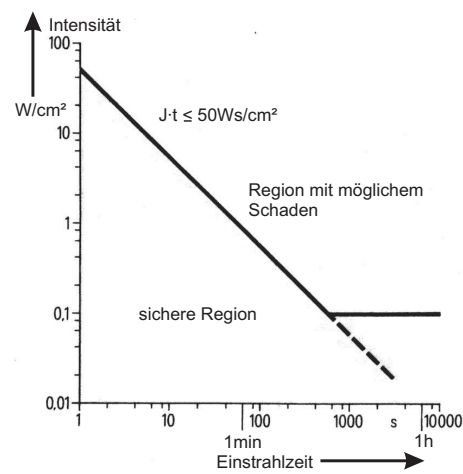
Abbildung 15: Dargestellt ist ein Rundemitter mit Nah- und Fernfeld. Das Schallfeld ergibt sich aus der Überlagerung von Kugelwellen, die von jedem Punkt der Keramik ausgehen (Huygensches Prinzip). Als Beispiel ist im Fokus eine Amplitude von 0dB angegeben, wobei am Rand des Zentralbündels die Amplitude bereits auf -6dB, d.h. 50% abgefallen ist. Im Fernfeld gibt es nach einem Gebiet niedrigen Drucks Nebenbündel mit geringer Amplitude. Dies gilt im wesentlichen für Schwinger im Dauerbetrieb. Benutzt man wie ich in meiner Diplomarbeit einen gepulsten Schwinger, so ist das Nahfeld weit homogener und die Amplitude nimmt proportional zur Entfernung ab.

2.4.3 Gefährlichkeitspotential

Ultraschall kann den Körper durch Kavitation und Hyperthermie schädigen. Bei hohen Amplituden besteht die Gefahr, dass sich in der Unterdruckphase Bläschen bilden, die in der folgenden Druckphase kollabieren (Kavitation). Dazu ist ein Schallwechseldruck p_0 von über 15MPa erforderlich. Bei der Hyperthermie handelt es sich um deponierte Energie im Medium durch Absorption, also um den Energieumsatz in Wärme. Für Menschen ist eine Temperaturerhöhung von $1,5^\circ$ über längeren Zeitraum unbedenklich (Bar91), darüberhinaus ist jedoch zusätzlich die Einwirkzeit von Bedeutung.

Beide Effekte sind weitestgehend unabhängig voneinander und W.L. Nyberg hat nach eingehenden Messungen eine Schädigungsgrenze als Richtlinie aufgestellt (Hil77)(siehe Abb.16). Die eigentliche Grenze ist fließend, jedoch bislang nicht im Detail bekannt.

Abbildung 16: Aufgetragen ist hier doppellogarithmisch die Schalleistungsdichte gegen die Einstrahlzeit. Die durchgezogene Linie zeigt die Grenze vom schädlichen zum unschädlichen Bereich auf. Unter $J = 0,1 \text{ W/cm}^2$ ist jede Einstrahlzeit unbedenklich. Darüber darf ein Wert von 50 Ws/cm^2 nicht überschritten werden. (Mor95)



Kapitel 3

Ultraschall und MRT - bisherige Erkenntnisse

Nun führe ich den Ultraschall und die MRT - Bildgebung zusammen. Hierzu werde ich den mechanischen Einfluss des Ultraschalls auf eine Flüssigkeit in einem MRT - Bild beobachten. Dementsprechend gilt es den Einfluss durch elektromagnetische Übersprecher auf MRT - Bildgebung bei der Ultraschallerzeugung auszuschließen (siehe zum Aufbau Abschnitt 4.1).

3.1 Erste Kontraste in einer Dimension

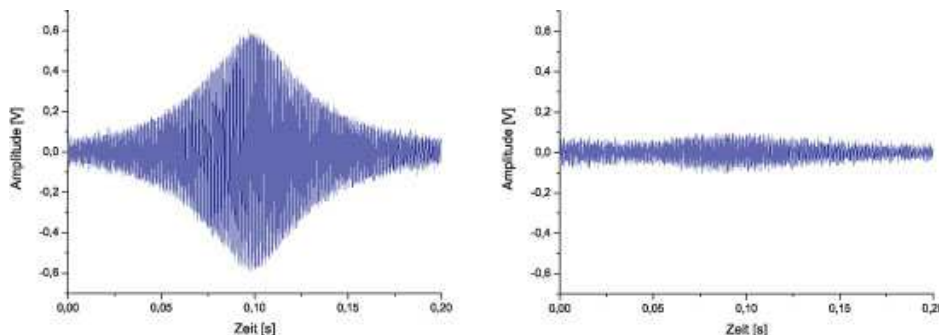


Abbildung 1: Links ist die Echoamplitude nach einer Spin - Echo - Sequenz ohne und rechts mit Ultraschall zu sehen. Der Einfluss ist eindeutig erkennbar und das Übersprechen wurde soweit minimiert, dass es als Ursache ausgeschlossen werden kann. Die Messungen wurden an einem NMR - Spektrometer mit einem B_0 - Feld von $0,3T$ durchgeführt, wobei der Ultraschall auf eine Frequenz eingestellt war, die $10kHz$ unterhalb der Larmorfrequenz lag. Mit einer Linienbreite bzw. Bandbreite des HF - Feldes von wenigen Hertz kann man bei dieser Messung einen resonanten Effekt ausschließen. (Oeh06)

Einen Effekt von Ultraschall auf das Kernspinsystem wollten Ole Oehms (Oeh06), Carmen Morar (Mor06) und Andre Engelbertz* (Eng06) durch resonantes Einstrahlen von Ultraschall in eine Wasserprobe in ihren Diplomarbeiten bzw. Promotionsarbeit zeigen. Sie benutzten eine einfache Spin - Echo - Sequenz in einem eindimensionalen NMR - Spektrometer und strahlten zwischen dem 90° - und 180° - Puls ein. Resonant Einstrahlen bedeutet, dass der Ultraschall auf eine Frequenz eingestellt wird, die gleich der Larmorfrequenz der Protonen

*Alle Mitglieder der Arbeitsgruppe

der Probe ist. Sie haben sich dadurch erhofft, Spinübergänge der Protonenspins zu erzeugen und somit die T_1 - Zeit zu verkürzen.* Nun haben sie eine Signalreduktion messen können, jedoch weit entfernt von der Resonanzfrequenz, weshalb es hierfür eine andere Erklärung geben musste (siehe Abb. 1). Sie haben die Signalreduktion über eine durch den Ultraschall induzierte Bewegung gedeutet, die natürlich unabhängig von der Resonanzfrequenz ist. Als Ursache führten sie den Schallstrahlungsdruck an, der eine gleichförmige Bewegung längs der Ausbreitungsrichtung darstellt und dem Schallwechseldruck überlagert ist. Aufgrund der induzierten Bewegung vor dem 180° - Puls wird die Symmetrie um diesen gestört und somit die Echoamplitude reduziert. Weiter unterstützt wird diese These durch die lineare Abhängigkeit der Echoamplitude von der Amplitude bzw. Pulsdauer des Schalls. Ab einer bestimmten Amplitude respektive Pulsdauer ist kein Signal mehr messbar und der Einfluss geht in Sättigung. Der Schalleffekt ist außerdem vom Einstrahlzeitpunkt abhängig und wird zwischen dem 90° - und 180° - Puls maximal.

3.2 Beobachtungen am Mikroskop

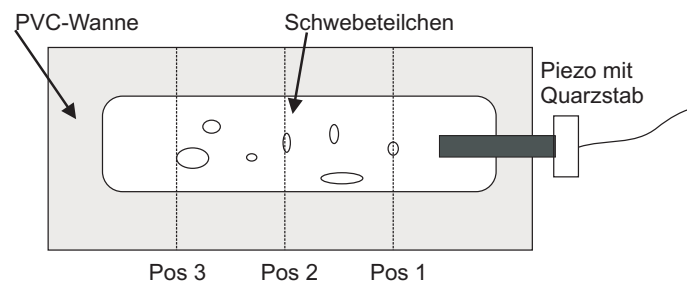


Abbildung 2: Zur Beobachtung des Schallstrahlungsdrucks haben wir eine kleine PVC - Wanne mit Wasser gefüllt und seitlich Ultraschall über einen Quarzglasstab eingekoppelt. Dabei haben wir in unterschiedlichen Entfernungen vom Emitter die Bewegung anhand von Verunreinigung unter einem Mikroskop beobachtet, sowie den Einfluss der Pulsbreite und Amplitude darauf.

Die Bewegung durch den Schallstrahlungsdruck wurde durch unsere Arbeitsgruppe unter Verwendung eines Mikroskops, mit einem schematischen Aufbau wie in Abb. 2 dargestellt, untersucht. Man kann bei kurzen Pulsen im Bereich von 100 – 500ms eine ruckartige Auslenkung mit anschließender Rückstellung von Schwebeteilchen erkennen. Die Auslenkung vergrößert sich mit der Schallamplitude und ist auch stärker je geringer der Abstand der beobachteten Teilchen zum Emitter ist. Ebenfalls sehen wir bei gleichbleibender Amplitude und steigender Pulsbreite (oder umgekehrt) einen Anstieg im Teilchenversatz, bis sich ein gleichförmiger Teilchenstrom einstellt. Der Strom entsteht dann, wenn die Teilchen in einem Puls so weit ausgelenkt werden, dass sich vor dem nächsten Puls noch keine Rückstellkraft eingestellt hat. Dies entspricht einer Sättigung des Einflusses durch den Ultraschall. Die Vermutung von Oehms, Morar und Engelbertz stimmt hervorragend mit den Messungen überein. Man kann sich ebenso ein Bild vom Einfluss des Ultraschalls bei mittleren Amplituden machen, siehe Abb. 3. Hier wirkt die Auslenkungskraft durch die Pulsdauer länger als die Rückstellkraft, und somit bewegt sich ein Teilchen stetig gepulst entlang der Schallrichtung.

*Dies ist bereits unter dem Schlagwort „Nuclear Acoustic Resonance“ (NAR) bei Festkörpern bekannt.

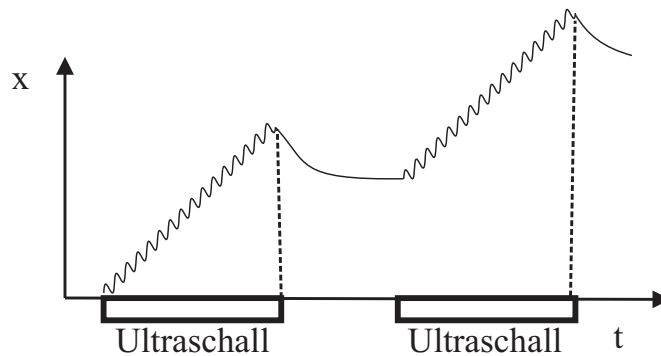


Abbildung 3: Aufgetragen ist hier der Ort eines Teilchens gegen die Zeit. Strahlt man einen Ultraschallpuls ein, so entsteht ein Teilchenstrom proportional zur Amplitude und Pulsbreite. Nach Abschalten des Pulses bewegt sich das Teilchen ein Stück weit zurück. Mit weiteren nachfolgenden Pulsen entsteht eine gepulste Teilchenbewegung. (Den Schallwechseldruck kann man natürlich nicht beobachten und ist nur symbolisch mit einem Sinus dargestellt.)

Anschaulich ist klar, dass diese Bewegung abhängig von der Viskosität (innere Reibung) sein muss. Dies haben wir auch zweifelsfrei beobachtet. Die verschiedenen Viskositäten haben wir durch einfache Mischungen von Wasser ($\eta = 1 Pa \cdot s$) mit Glycerin ($\eta = 1500 Pa \cdot s$) erreicht. Leider waren die Messungen am Mikroskop nur qualitativ auswertbar, da die Partikel nie in einer Ebene geblieben sind, jedoch reicht fürs Erste die qualitative Beschreibung aus.

3.3 Ortsaufgelöste Bilder

3.3.1 Einfluss auf EPI-Sequenz

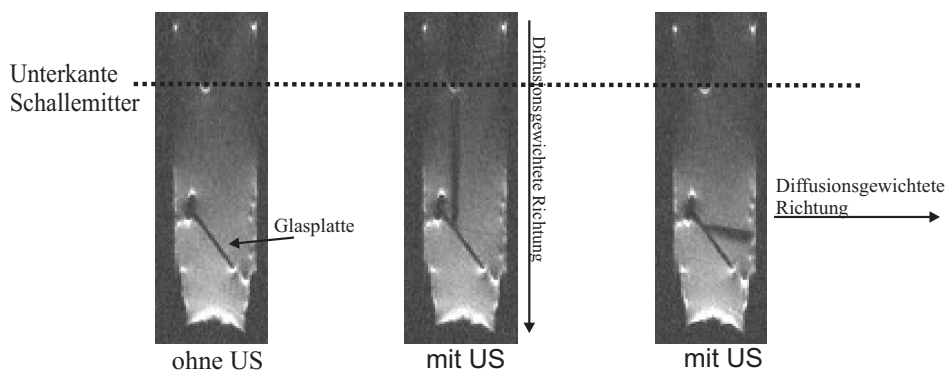


Abbildung 4: Zu sehen ist eine MRT - Aufnahme von Wasser in einem ca. 8cm langen Teflonbecher, wobei am Becherboden unter 45° zur Schallrichtung ein Glasplättchen liegt. Da Teflon keine freien Protonen besitzt, ist der Teflonbecher für den Tomographen unsichtbar und im Bild nicht zu erkennen. Von oben wird der Ultraschall über einen Quarzglasstab eingekoppelt. Links ist das Bild ohne Ultraschall zu sehen. In der Mitte sieht man nur Bewegungskomponenten parallel zum Emittter und rechts senkrecht dazu. Wir können also eine einfache Reflexion mit Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel darstellen. ($T_E=155ms$, $T_R=5700ms$, Frequenz=9,41MHz. Nov. '06) (Rad07)

Die Arbeitsgruppe hat den oben beschriebenen Einfluss an einem handelsüblichen MRT mit Ortsauflösung untersucht. Die Messergebnisse hat Marcus Radicke* 2007 im Rahmen seiner Diplomarbeit beschrieben (Rad07). Zur Messung des Effekts wurde die Sequenz durch Diffusionsgradienten bewegungssensitiv gemacht. Eine bereits für medizinische Messungen zugelassene Sequenz mit diesen Diffusionsgradienten ist die EPI - Sequenz (epi2d_diff - Sequenz). Diese Sequenz ist eine Mischung aus einer Spin - Echo- und einer Gradientenechosequenz und hat zahlreiche Korrekturgradienten. Trotz der Komplexität dieser Sequenz haben wir eine eindeutige Signalreduktion längs des Strahlweges beobachten können. In Abb. 4 kann man die Signalreduktion sehr schön erkennen. Auch die Reflexion an einer Glasplatte am Gefäßboden ist, durch Umschalten der Diffusionsrichtung, gut zu erkennen. Weiter wurden die Abhängigkeiten der Signalreduktion von verschiedenen Parametern untersucht.

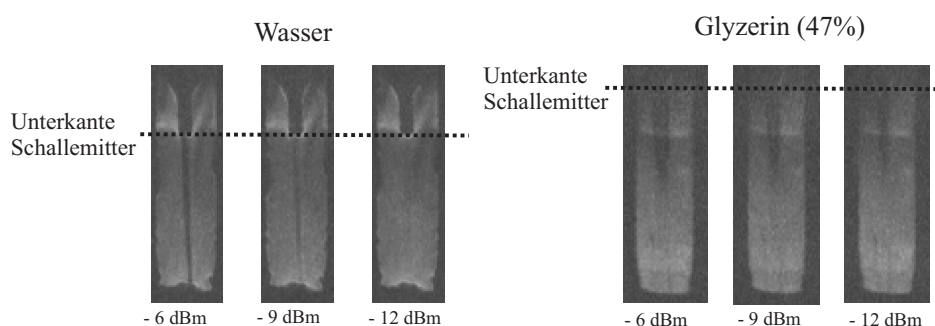
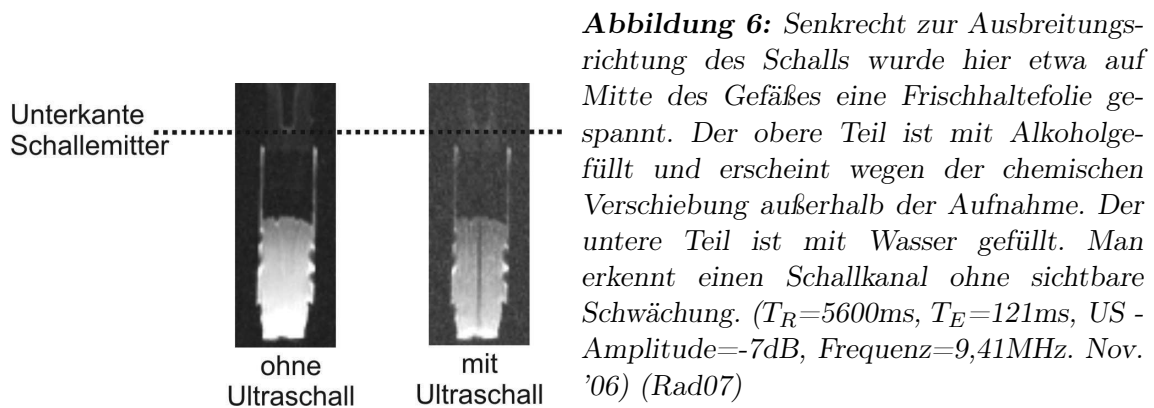


Abbildung 5: Zu sehen ist eine Aufnahmereihe des kleinen Teflonbottichs, wobei von oben über einen Quarzglasstab ins Wasser eingekoppelt wurde. Die Amplitude ist relativ in dBm angegeben. In der linken Bilderreihe erkennt man zunächst eine Verlängerung des Auslöschungskanals, bis der Boden erreicht wurde. Dannach wird der Kanal breiter. In der rechten Bilderreihe sind dieselben Parameter in einer Glyzerinmischung gemessen worden. Hier ist die Absorptionsstrecke kürzer und breiter. ($T_E=106ms$, $T_R=3500ms$, Frequenz=9,41MHz. Aug. '06) (Rad07)

Mit steigender Schallamplitude nimmt der Einfluss zu. Dabei wird der Bereich der Auslöschung länger, bis maximal zum Gefäßboden und nimmt an Stärke und Breite zu (siehe Abb. 5). Bei zunehmender Viskosität wird die Energie über eine kürzere Strecke abgegeben, weswegen die Auslöschungstrecke kürzer, aber breiter wird. Auch konnten wir das Phänomen nach Übergängen verschiedener Medien, wie Wasser und Alkohol, getrennt durch eine dünne PE - Folie, erkennen (vgl. Abb. 6). D.h. die Bewegung durch den Schallwechseldruck kann durch die Folie hindurch gelangen, wobei die Bewegung, induziert durch den Schallstrahlungsdruck, zunächst an der Folie gestoppt wird. Dieser baut sich jedoch nach der Folie mit kleinerer Amplitude durch den Schallwechseldruck wieder auf.

Der große Nachteil der Messungen bestand darin, dass wir die EPI - Sequenz nicht komplett kontrollieren konnten. Aufgrund ihrer komplexen Struktur spielten viele zusätzlichen Faktoren in die Interpretation hinein. Eine Veränderung der Sequenz war uns damals nicht möglich und eine radikale Vereinfachung dieser Sequenz ist auch heute nicht möglich. Zur quantitativen Auswertung fehlte es weiter an einer gleichmäßigen Ausleuchtung in einem Bild bzw. eine vergleichbare Helligkeit in aufeinander folgenden Bilderreihen. Somit haben

*Mitglied der Arbeitsgruppe



wir bis dahin einen starken Einfluss auf die Bildgebung mit Hilfe einer Standardsequenz erhalten, wobei kaum quantitative Aussagen möglich waren.

3.3.2 Einfluss auf eine Gradientenecho - Sequenz

Im Zuge dieser Messreihe haben wir noch eine Reihe anderer Sequenzen verwendet, u.a. eine Gradientenechosequenz. Hier strahlen wir kurz nach dem 90° - Puls ein und erhalten die Bilder aus Abb. 7. Erstaunlicherweise gibt es hier keine Signalreduktion, sondern im Gegenteil eine Signalerhöhung, wie das Differenzbild in Abb. 7 deutlich zeigt. Gleichfalls besitzt die Gradientenecho - Sequenz keine Diffusionsgradienten, sondern lediglich Auslesegradienten, die an Stärke und Länge den Diffusionsgradienten weit unterlegen sind. Die genaue Ursache für das Phänomen, das ich zukünftig aufgrund seiner Form „Flammenphänomen“ oder nur Flamme nennen möchte, ist noch unklar und die Erklärungen aus dem vorherigen Abschnitt sind hierauf nicht anwendbar.

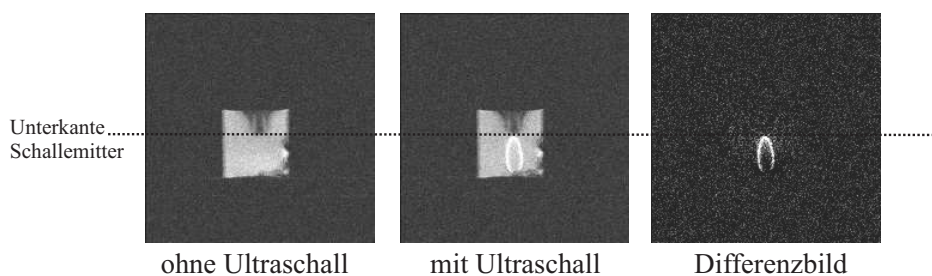


Abbildung 7: In einem kleinen Teflongefäß wird von oben Ultraschall über einen Quarzglasstab eingestrahlt. Der Einstrahlzeitpunkt folgt direkt auf den 90° - Puls und der Schallpuls hat eine Länge von 5ms. Der Einfluss auf eine Gradientenecho - Sequenz wird im mittleren Bild dargestellt. Hier kann man eine Signalerhöhung erkennen, wie aus dem Differenzbild rechts hervorgeht. Diese hat die Form einer Flamme. (Rad07)

3.4 Ziel meiner Diplomarbeit

Im Rahmen meiner Diplomarbeit möchte ich nun die Reduktion der Echoamplitude an einer selbstprogrammierten einfachen diffusionsgewichteten Spin - Echo - Sequenz zeigen. Durch die starke Vereinfachung und bessere Vergleichbarkeit werde ich versuchen eine quantitative Aussage zum Ultraschalleinfluss auf eine Flüssigkeit zu machen.

Desweiteren werde ich das Flammenphänomen näher untersuchen und den Einfluss von den Ultraschall- und MRT - Parameter deuten. Auch werde ich die Gefäßform und den Einfluss der Viskosität in meine Betrachtungen miteinbeziehen.

Bevor ich zu meinen Messergebnissen komme, beschreibe ich im folgenden Kapitel den Messaufbau.

Kapitel 4

Allgemeiner Aufbau

Der Messaufbau besteht neben der Messprobe aus einem klinischen 1,5 T Siemens Avanto Tomograph, einer Ultraschallapparatur und einer Elektronik zur zeitlichen Synchronisation. Hierauf werde ich in diesem Abschnitt näher eingehen.

4.1 Ultraschallaufbau

Die Wahl der Materialien eines Ultraschallaufbaus in einem MRT - Gerät muss sorgfältig geschehen. Da ein MRT ein sehr starkes Magnetfeld besitzt, dürfen in jedem Fall keine magnetischen Materialien benutzt werden (z.B. Eisen). Desweiteren beeinflusst ein Material die Bildgebung selbst, wenn ein Wechselfeld in ihm starke Wirbelfelder erzeugen kann. Durch Wirbelfelder wird dem Wechselfeld Energie entzogen, weshalb sie, um die Bildgebung nicht zu beeinflussen, innerhalb des \vec{B}_1 - Feldes vermieden werden sollten (z.B. Metalle). Materialien mit einem hohen dielektrischen Verlustfaktor sind nicht einsetzbar, da sie sich im \vec{B}_1 - Feld stark erwärmen würden (z.B. Nylon und PVC). Zusätzlich ist es auch sinnvoll, Materialien ohne gebundene Wasserstoffatome zu verwenden, da diese für die MRT - Bildgebung gänzlich oder nahezu unsichtbar sind (z.B. Teflon und Quarzglas).

Als Piezomaterial verwenden wir eine runde Keramik, bestehend aus PZT und verschiedenen Titanaten, mit einem Durchmesser von 4mm. Von beiden Seiten ist die Piezokeramik mit einer dünnen Goldschicht umgeben, über die man ein elektrisches Feld durch eine angelegte Spannung an der Piezokeramik erzeugen kann. Mit einem Kontakt aus Leitsilber und zusätzlich stabilisierendem Epoxidharz wird die Piezokeramik mit einem Draht kontaktiert. Der Draht wird an ein einfaches nichtmagnetisches Koaxialkabel (Typ RG58) gelötet. Der Emitter weist eine Eigenkapazität auf, die angeschlossen an ein 50Ω - Kabel, Blindströme erzeugt. Um die beiden Wellenwiderstände anzugleichen, kann man eine Spule bzw. Kondensator in geeigneter Größe parallel oder in Serie dazuschalten. Betrieben wird nun der Schallemitter durch einen Frequenzgenerator, dessen Signal noch über einen Breitbandverstärker mit 50dB verstärkt wird. Am Frequenzgenerator können wir eine Amplitude in dBm einstellen, die proportional zur Ultraschallamplitude ist.*

Würde man vom ungeschützten Emitter ein MRT - Bild aufnehmen, so wären Artefakte durch elektromagnetische Störsignale bzw. ein Übersprechen vom Ultraschallkreis in die HF-

*Es gilt für die dB - Normierung allgemein: $dB = \log \frac{I}{I_0}$, wobei ein dBm auf die Basis $I_0 = 1mW$ genormt ist.

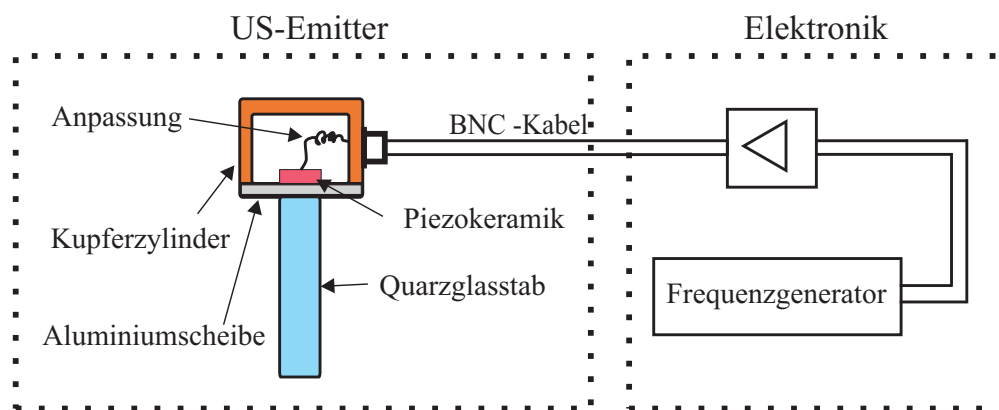


Abbildung 1: Links im Bild ist der Emitter abgebildet. Er ist eingepackt in einen Kupferzylinder, wobei der Schall an der offenen Unterseite über eine Aluminiumscheibe und einen Quarzglasstab in das Medium eingekoppelt werden kann. Piezokeramik, Aluminiumscheibe und Quarzglasstab sind fest miteinander verklebt. Der Emitter wird durch ein Koaxialkabel mit einem Frequenzgenerator verbunden (rechts im Bild). Um eine ausreichend hohe Amplitude zu gewährleisten, wird das Ausgangssignal des Frequenzgenerators noch zusätzlich mit 50dB verstärkt.

Spule unvermeidlich. Um dies zu unterdrücken, wird die Piezokeramik in ein Kupfergehäuse eingeschlossen. Hierbei werden zwar Wirbelfelder erzeugt, jedoch ist der Kupferzylinder sehr kompakt ($\varnothing=9\text{mm}$ Höhe=10mm) und liegt, wie gleich gezeigt wird, nicht innerhalb des Bildes, wodurch der Einfluss des Kupferzylinders im Bild nicht erkennbar ist. Ein Resteinfluss auf die Bildgebung durch die Störsignale kann zu schwachen, gestrichelten weißen Linien längs der Phasenkodierrichtung führen. Diese sind aber gut vom eigentlichen zu messenden Ultraschalleffekt zu unterscheiden.

Als nächstes soll der Ultraschall in eine Flüssigkeit eingekoppelt werden. Um eine gute Einkopplung zu erhalten, wählt man Materialien, die eine ähnliche Schallimpedanz aufweisen und kann so die Reflexionen an den verschiedenen Übergängen minimieren. Zur Auskopplung verwenden wir eine Aluminiumscheibe am Boden der nach unten offenen Kupferbox, auf die die Piezokeramik festgeklebt ist. Diese hat eine Dicke von 0,5 mm. Dies entspricht einer halben Wellenlänge des Schalls und maximiert durch die resonante Anregung die Auskopplung des Schalls. So ist der Faradaysche Käfig des Zylinders weiterhin geschlossen und die Schallimpedanz durch die Wahl von Aluminium statt Kupfer in Richtung der Auskopplung um einen Faktor 4 verringert (Vgl. Tabelle 2.2). Um nun den Abstand zwischen den metallischen Werkstoffen und dem B_1 - Feld zu vergrößern, kleben wir an die Aluminiumscheibe einen 35mm langen runden Quarzglasstab mit einem Durchmesser von 6mm (siehe Abb. 1). Dabei liegt die Schallimpedanz des Quarzglasstabs genau zwischen der von Aluminium und Wasser bzw. Glycerin, was eine gute Auskopplung gewährleistet.

Will man nun maximale Leistung in ein Medium einkoppeln, so muss die Resonanzfrequenz des Systems aus Piezokeramik - Aluminium - Quarzglasstab am Frequenzgenerator eingestellt werden. Diese kann man einfach durch eine Reflexion eines kurzen Schallpulses* (wenige μs) an der Quarzglasstab - Luft - Grenze bestimmen. Dazu betrachtet man das Eingangs-

*Der Schallpuls muss gerade so kurz gewählt werden, dass das reflektierte Signal ohne Überlagerung mit dem einlaufenden Signal auf einem Oszilloskop angezeigt werden kann.

signal und das Reflexionssignal auf einem Oszilloskop. Die Amplitude der Reflexion variiert mit der Frequenz. Zu sehen sind verschiedene Maxima, die sogenannten Eigenmoden des Systems. Die Frequenz bei der maximalen Amplitude der Reflexion wird dann zum Auskoppeln verwendet.

Eingekoppelt wird hier der Schall in eine Flüssigkeit, die sich in einem Teflongefäß bzw. einem 200ml Becher aus Quarzglas befindet.

4.2 Tomograph und Aufbau

Die Messungen finden an einem Tomograph der Life & Brain GmbH Bonn statt. Er hat ein Grundfeld B_0 von 1,5T und somit präzediert ein Kernspin eines Protons mit der Larmorfrequenz von 63,9 MHz um das B_0 - Feld. Der Tomograph wird für allgemeine Forschungszwecke benutzt.



Abbildung 2: Dies ist der Tomograph bei Life & Brain, der für die Messungen verwendet wurde. Längs der Liege im blauen Hohlzylinder verläuft das \vec{B}_0 - Feld. Noch vor dem Hohlzylinder ist die Kopfspule zu sehen, die für die Messungen das B_1 - Feld liefert.

Das Grundfeld B_0 des Tomographen wird bei hohen Feldstärken durch einen supraleitenden Magneten erzeugt, der mit Helium gekühlt wird. Das B_0 - Feld des Tomographen weist innerhalb der Röhre (siehe Abb. 2) eine große Homogenität auf und fällt außerhalb der Röhre, aufgrund von Kompensationsspulen um den Magneten, stark ab. Die Gradientenfelder haben einen maximalen Anstieg von 45 mT/m in 0,1 ms. Die Messungen finden ausschließlich innerhalb der Kopfspule statt. Diese enthält die Spulen, die das B_1 - Feld erzeugen.

Der Ultraschallaufbau ist speziell für die Kopfspule konstruiert worden. Als Halterung wurde Teflon verwendet, da dies für den Tomographen wie bereits erwähnt nicht erkennbar ist. Da der Boden der Kopfspule eine runde dem Hinterkopf angepasste Form hat, ist es notwendig dem Gefäß eine ebene Unterlage zu bauen. Dies ist mit einer zu zwei gegenüberliegenden Seiten abgerundeten Teflonscheibe (30mm dick und einen Durchmesser von 105mm) gelungen. Auf der nicht abgerundeten Seite ist eine Führung passend für das Becherglas hineingedreht worden. Nun kann man das Becherglas mit definierter Position im Zentrum der Scheibe auf die Unterlage stellen.

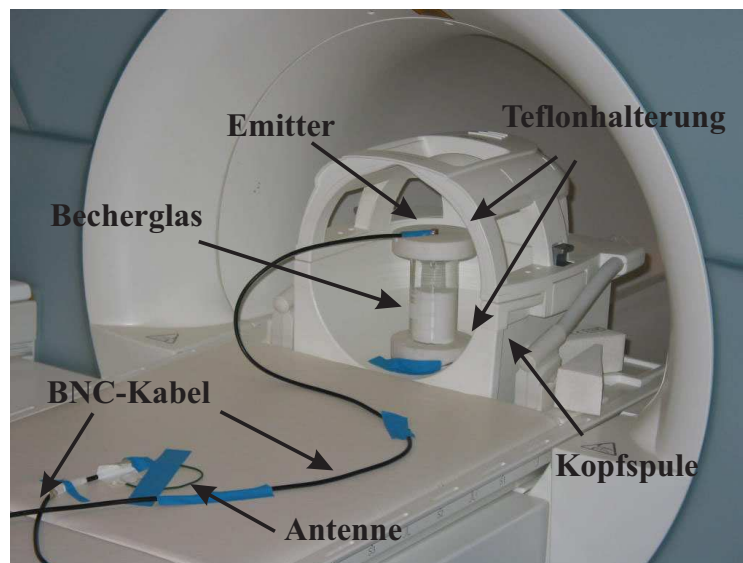


Abbildung 3: Zu sehen ist die Kopfspule, die das Wechselfeld erzeugt. In deren Mitte steht der Ultraschallaufbau und wird dadurch optimal vom HF - Feld ausgeleuchtet. Außerhalb der Kopfspule kann man das Wechselfeld mit einer einfachen Spule messen. Die nichtmagnetischen BNC - Kabel führen aus dem Tomographenraum in den Überwachungsraum, in dem sich auch die Elektronik befindet.

Von oben soll nun der Quarzglasstab des Emitters zentral mit einer definierten Höhe ins gefüllte Becherglas eintauchen. Dazu wurde eine weitere Halterung aus Teflon (23mm dick, \varnothing 105mm) gebaut. Auch in diese wurde an der Unterseite eine Nut gedreht, die genau auf den oberen Rand des Becherglases passt. Im Zentrum der kreisförmigen Nut ist ein definiertes Loch für den Quarzglasstab des Emitters gebohrt worden. Zur Stabilität wurde dann noch der Emitterkopf mit dem abgehenden Kabel im Teflonhalter versenkt. Es ist dadurch eine reproduzierbare Messung längs der Symmetrieachse des Becherglases möglich. Der gesamte Aufbau ist in Abb. 3, bereits im Tomographen eingebaut, dargestellt.

Dieser Aufbau ist sehr sinnvoll, da man bevor man ein MRT - Bild machen kann, erst einfache aber zeitaufwendige Lokalisierungsmessungen durchführen muss. Nun kann man die Flüssigkeit tauschen, ohne aber neue Justagemessungen durchführen zu müssen. Auch ist die Position des Endes des Quarzglasstabes definiert, wodurch die Bilder vergleichbar werden.

Für die Messungen für diese Diplomarbeit wurden jedoch noch teilweise die alten Halterungen verwendet, die keine gute Zentrierung und definierte Tiefe aufweisen. Insgesamt sind vier verschiedene Gefäße verwendet worden, deren Größe und Aufbau in Abb. 4 illustriert sind. Beim „Plexiglasschwein“, dem größten Gefäß, wird der Ultraschall als einziges nicht von oben, sondern von der Seite eingestrahlt, also entlang des \vec{B}_0 - Feldes.

In der MRT - Bildgebung gibt es drei Hauptebenen, entlang derer man Schnittbilder durch Objekte messen kann. Sie heißen transversal, sagittal und coronar. Sie sind leicht durch Abb. 5 zu verstehen. Natürlich sind auch jegliche Mischebenen möglich, wenngleich nur diese drei Schnittebenen in dieser Arbeit verwendet werden. Das „Plexiglasschwein“ liegt in der Kopfspule, wodurch Coronar- und Sagittalebene Längsschnitte erzeugen und die Transver-

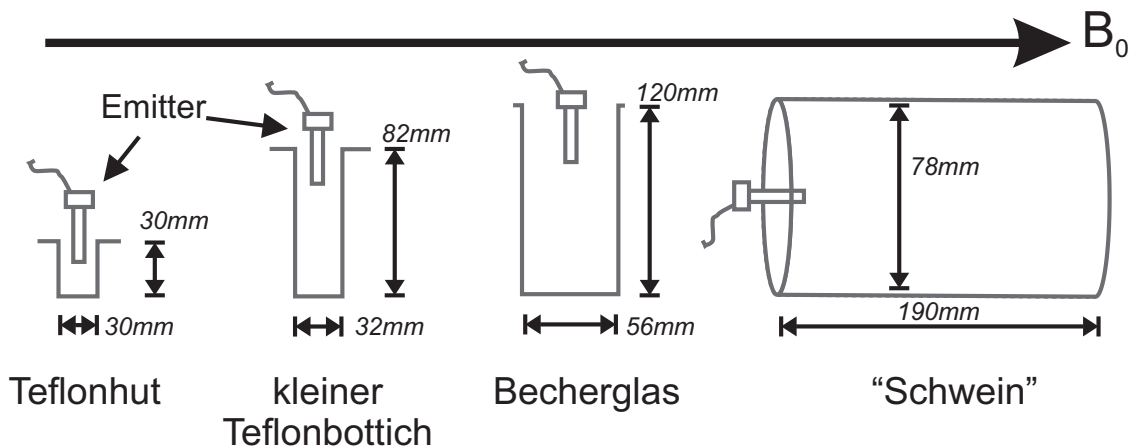


Abbildung 4: Dies sind die in dieser Arbeit vorkommenden Gefäße skizziert. Beim Teflonhut und dem kleinen Teflonbottich ist nur eine Zentrierung nach Augenmaß möglich gewesen. Im Becherglas (Quarzglas) und im Schwein (Plexiglas) ist die Emitterposition zentriert und fest. Beim Schwein wird als einziges horizontal eingestrahlt.

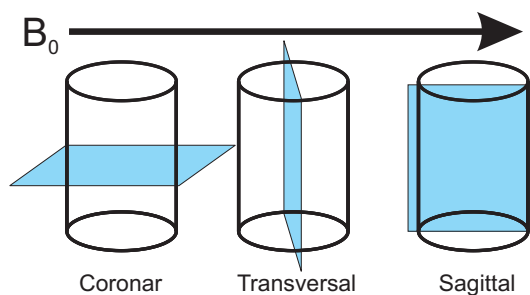


Abbildung 5: Hier sind die drei Haupt-schnittebenen abgebildet. Der Zylinder steht hier für das Becherglas. Das Becherglas steht aufrecht im Tomograph und senkrecht dazu liegt das \vec{B}_0 - Feld. Aufgrund der Symmetrie des Becherglases sehen Schnittbilder in transversaler und sagittaler Richtung sehr ähnlich aus.

salebene einen Querschnitt.

Beim Voreinstellen einer Messung ist darauf zu achten, dass das ganze Bild ausgemessen wird. Ist es nicht ganz im sogenannten Field of View (FoV), werden Teile außerhalb des FoV in das Bild bei der Phasenkodierung hineingefaltet.

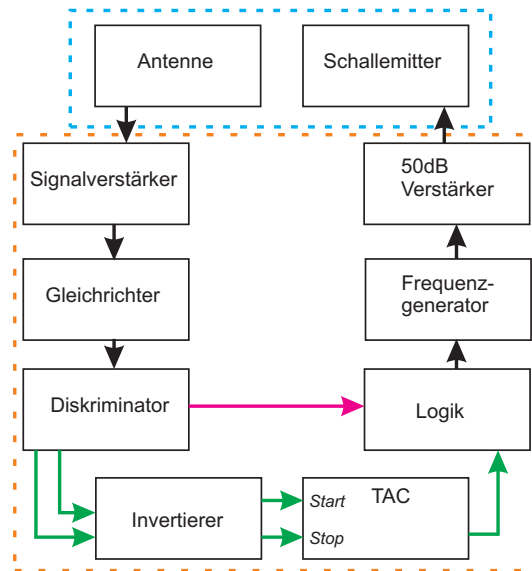
4.3 Elektronik und Triggerung

Zur Synchronisation von Ultraschallpuls und Sequenz benötigt man eine Triggerung. Am leichtesten kann man die HF - Pulse einer Sequenz messen, weshalb sich diese zur Triggerung und zur Orientierung eignen. Dies ist bereits mit einer einfachen Leiterschleife als Antenne, die auf der Liege des Tomographen befestigt ist, möglich. Die Spule besteht aus einem BNC - Kabel, bei dem an einem Ende das Innen- und Außenkabel miteinander verbunden wird. Die Spule ist so gewählt, dass sie eine Fläche von ca. 20cm^2 einschließt.

Damit man das Antennensignal als Triggersignal verwenden kann, muss es zunächst verstärkt werden. Das verstärkte Signal wird durch einen Gleichrichter zu einem positiven Signal umgewandelt. Mit Hilfe eines Diskriminators, der ab einer einstellbaren Schwelle einen TTL - Puls aussendet, wandelt man nun den gleichgerichteten Puls in ein TTL - Signal um. Mit einer Logik kann man nun daraus ein Ausgangssignal herstellen, dessen Breite und Verzögerung vom Eingangs - TTL - Puls definiert einstellbar sind. Dieses Ausgangssignal wird auf

den Triggereingang des Frequenzgenerators gegeben. Diese Art von Triggerung wählt man, wenn man die HF - Signale anhand ihrer Amplitude unterscheiden möchte. Wenn aber z.B. in einer Spin - Echo - Sequenz ein 90° - und 180° - Puls sich nur durch ihre Breite unterscheiden, ist es für eine sinnvolle Triggerung nötig, sie von der Pulsbreite abhängig zu machen.

Abbildung 6: In diesem Diagramm ist der Aufbau der Triggerung dargestellt. Der in blau eingerahmte Teil befindet sich direkt am Tomographen. Die Elektronik, die im orangefarbenen Kasten zu sehen ist, ist im Vorraum des Tomographen aufgebaut. Bei beiden Methoden der Triggerung muss man den schwarzen Pfeilen folgen. Will man auf eine bestimmte Amplitudenhöhe triggern nimmt man die rote Verbindung. Will man auf die Pulsbreite triggern folgt man den grünen Pfeilen.



Eine Triggerung anhand der Pulsbreite eines HF - Pulses erfolgt analog, jedoch erhält man nach dem Diskriminator zwei Signale, zum einen bei fallender und zum anderen bei steigender Flanke. Die Zeitdifferenz der beiden Pulse ist proportional zur Breite des HF - Pulses, die hier über einen TAC* gemessen. Aus elektronischen Gründen müssen die TTL - Signale vorher noch invertiert werden. Ein TAC ordnet das erste Signal als Startsignal und das zweite als Stoppsignal zu. Nach dem Startsignal wird ein Kondensator in der Zeit bis zum Stoppsignal aufgeladen. Dieser Ladestrom ist nun proportional zur Zeitdifferenz bzw. Pulsbreite des HF - Pulses. Mit einem im TAC integrierten Diskriminator kann man nun ein Fenster definieren, bei dem nur eine bestimmte Breite eines HF - Pulses ein TTL - Ausgangssignal erzeugt. Dies wird dann wie bei der Triggerung nach Stärke der Amplitude auf die Logik gegeben und fährt wie im Falle der Amplitudentriggerung fort. Das Schaltdiagramm hierzu ist in Abb. 6 dargestellt.

Nun ist es also möglich den Ultraschall gepulst zu einen beliebigen Zeitpunkt in einer MRT-Sequenz einzustrahlen und die Amplitude und Breite zu variieren.

*Time - To - Amplitude - Converter

Kapitel 5

Messungen und Ergebnisse

In diesem Kapitel geht es zunächst um die Eichung der am Frequenzgenerator einstellbaren Amplitude. Der eigentliche Messteil befasst sich im Wesentlichen mit der „Flamme“, die bei der Gradientenechosequenz aufgetreten ist. Desweiteren werde ich die Signalreduktion bei einer diffusionsgewichteten Spin - Echo - Sequenz untersuchen.

5.1 Eichung der Ultraschallamplitude

Die Amplitude des Ultraschalls verliert an Stärke bei der Einkopplung über Aluminium und Quarzglasstab ins Wasser. Auch hängt die Amplitudenstärke von der Güte der Anpassung des Emitters ab. Alle diese Schwächungen verringern die Amplitude mit unbekannter Stärke. Als Quantifizierungsgröße für den Ultraschall soll nun die Schallwechseldruckamplitude p_0 in Wasser dienen und bestimmt werden.

5.1.1 Idee

Die Idee ist es den Schall ins Medium Wasser einzukoppeln und die Dichteschwankung durch den Schallwechseldruck p_0 im Wasser zu messen. Man nutzt aus, dass mit höherer Dichte auch der Brechungsindex n proportional steigt. Man erhält also durch die Dichteschwankungen ein Gitter bestehend aus periodischen Brechungsindexschwankungen in Schallausbreitungsrichtung im Bereich von $\Delta n \approx 10^{-5}$. Es gilt:

$$\frac{\Delta n}{n - 1} = \frac{\Delta \rho}{\rho}$$

Dieses Gitter wird als Phasengitter bezeichnet, das die Wellenlänge des Ultraschalls als Gitterkonstante hat. Ganz analog zu einem Amplitudengitter kann man mit Hilfe eines Lasers ein Beugungsbild erzeugen. Dabei überlagern sich am Gitter entstandene Kugelwellen nach dem Huygensschen Prinzip auf einem Schirm. Diese können mit den bekannten sphärischen Besselfunktionen beschrieben werden. Für die Intensität eines Maximums gilt nach (Kog69):

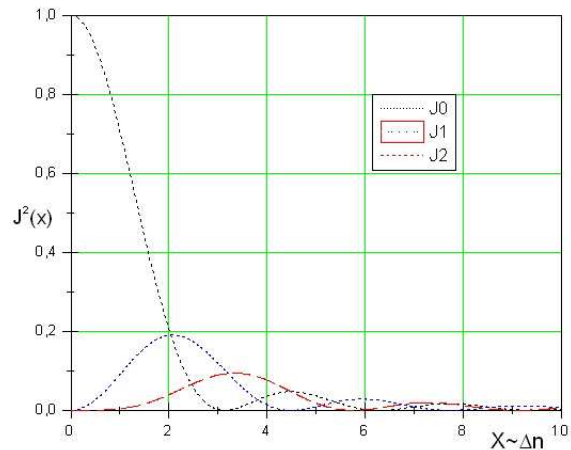
$$I_m = J_m^2\left(\Delta n D \frac{2\pi}{\lambda}\right)$$

Hier ist D der Durchmesser des Schallfeldes, λ die Wellenlänge des Lichts und $J_m(x) = (-x)^m \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx}\right)^m \frac{\sin(x)}{x}$ stellt die Besselfunktion m -ter Ordnung dar. Es bietet sich hier nun

an die Verhältnisse zweier Maxima zu messen, da man nie wissen kann, ob das Beugungsmaximum durch Justage die Maximale Intensität erreicht hat. Für das Verhältnis zweier Intensitäten I verschiedener Maxima der Ordnung m und m' gilt:

$$\frac{I_m}{I_{m'}} = \frac{J_m^2(\Delta n D \frac{2\pi}{\lambda})}{J_{m'}^2(\Delta n D \frac{2\pi}{\lambda})} \quad (5.1)$$

Abbildung 1: Hier sind die ersten drei Ordnungen der Quadrate der sphärischen Besselfunktionen dargestellt. Teilt man nun $\frac{J_m^2(x)}{J_{m'}^2(x)}$ und trägt es gegen x auf, so kann man den x -Wert für ein $y = \frac{I_m}{I_{m'}}$ ablesen. Um aufgrund der Periodizität der Funktion den richtigen x -Wert zu ermitteln, fährt man einfach einmal die Amplitude des Schalls hoch und vergleicht sie mit dieser Abbildung.



Δn lässt sich nun graphisch bestimmen. Dazu trägt man die Verhältnisse der Besselfunktionen aus Gleichung 5.1 auf. Aus dem Verhältnis der Intensitäten (y -Wert) lässt sich der x -Wert bestimmen und daraus $\Delta n = \frac{x \cdot \lambda}{2\pi D}$. Da man jedoch aufgrund der Periodizität jedem y -Wert viele x -Werte zuordnen kann, muss man zusätzlich noch bestimmen, welche Nulldurchgänge der Besselfunktionen man bereits passiert hat. Dies findet man leicht heraus, indem man die Amplitude von Null erhöht und sie mit Abb. 1 vergleicht.

Leitet man im nächsten Schritt die Dichte nach dem Volumen ab, so erhält man:

$$\rho = \frac{m}{V} \Rightarrow \frac{d\rho}{dV} = -\frac{m}{V^2} \Leftrightarrow \frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{\Delta V}{V} \quad (5.2)$$

Aus der Gleichung für das Kompressionsmodul κ kann man nun Δp mit Δn in einer Gleichung verbinden:

$$\kappa = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \Leftrightarrow \Delta p = -\frac{\Delta V}{V} \frac{1}{\kappa} = \frac{\Delta n}{n-1} \frac{1}{\kappa} \quad (5.3)$$

Man kann also aus der Messung der Intensitäten zweier Maxima verschiedener Ordnung, sowie der Kenntnis des Brechungsindex n und des Kompressionsmoduls κ den Schallwechseldruck $\Delta p = p_0$ und daraus leicht nach Gleichung 2.18 die Schalleistungsdichte J bestimmen.

5.1.2 Aufbau

Dieses Experiment ist nicht neu und ist von Pierce in (Pie72) gut beschrieben. Auch ist er mancherorts als FP - Versuch* bekannt. Aus diesen und eigenen Erfahrungen wurde ein Aufbau zusammengestellt (siehe Abb. 2).

*Fortgeschrittenen Praktikum

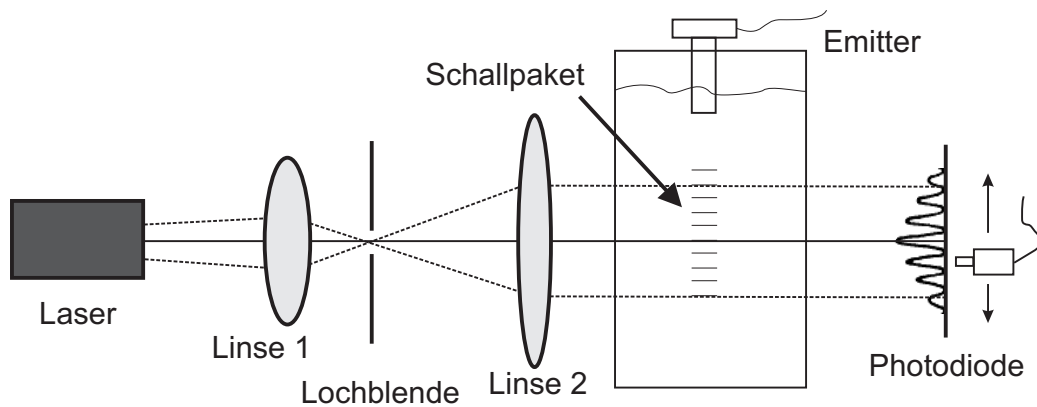


Abbildung 2: Das Laserlicht weist zunächst eine kleine Divergenz auf. Mit einer kurzbrennweitigen Linse wird das Laserlicht auf eine Lochblende fokussiert. Danach steht eine Linse mit längerer Brennweite zur Parallelisierung und Aufweitung des Strahlbündels. Dazu muss ihr Brennpunkt mit dem der ersten Linse zusammenfallen. Bei zeitlicher Korrelation von Laser und Ultraschall erhält man ein Beugungsbild, das über eine Photodiode ausgelesen werden kann.

Zunächst gilt es einen Laser zu benutzen der einfach elektronisch pulsbar ist, um ein im Vergleich mit den Nebenmaxima nicht zu helles 0. Maximum zu erhalten. Dazu wählen wir einen Diodenlaser (AlGaInP) mit einer Wellenlänge von $\lambda = 670\text{nm}$. Der Laser wird, bevor er aufs Schallfeld trifft, auf eine Lochblende fokussiert, um Strahlverzeichnung zu reduzieren, und danach mit einer weiteren langbrennweitigen Linse, in deren Fokus die Lochblende steht, parallelisiert und aufgeweitet. Durch die Aufweitung kann eine größere Anzahl an Gitterpunkten durchleuchtet werden, wodurch das Beugungsbild an Schärfe gewinnt.

Der Schall wird von oben in eine Küvette eingekoppelt. Senkrecht dazu kann der Laser durch zwei parallele Fenster der Küvette ein- und austreten. Der Ultraschall und der Laser werden nun zeitlich über eine Logik durch eine Verzögerung synchronisiert. Ausgelesen wird die Intensität eines Maximums anhand einer Photodiode.

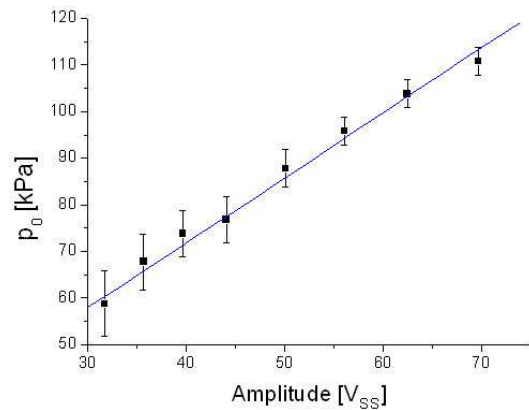
Sieht man nun ein Beugungsbild, so muss man dies noch optimieren. Der Schallgeber ist über eine Halterung für Laserspiegel leicht justierbar. Zusätzlich ist die Küvette senkrecht zum Laser in beide Richtungen verschiebbar, sowie um ihre Längsachse drehbar.

Nach der Optimierung kann man mit der Photodiode für bestimmte Schallamplituden zwei Maxima ausmessen und daraus wie vorher beschrieben auf p_0 und J schließen. Diese Eichung gilt dann nur für ein System, zu dem der Schwinger samt Auskopplung, das Medium sowie der Frequenzgenerator und Verstärker gehören.

5.1.3 Eichung

Der Schwinger, den ich im Abschnitt Aufbau beschrieben habe, wurde vermessen. Er hat eine Resonanzfrequenz von 13,370MHz (Diese kann man sehr genau durch Maximierung eines Beugungsmaximums bei Variation der Frequenz bestimmen). Es wurde aus Gründen des Aufbaus das Phasengitter in einer Entfernung von 5cm zum Ende des Quarzglasstabes gemessen. Mit bloßem Auge kann man das Maxima 0. und 1. Ordnung erkennen und mit

Abbildung 3: Aufgetragen ist die einstellbare Amplitude am Frequenzgenerator in V_{SS} gegen die gemessene maximale Wechsellendruckamplitude p_0 in Wasser. Der Fehler nimmt mit sinkender Amplitude zu, da bei der Messung insbesondere des 2. Maximums das Signal nur knapp über dem Rauschen liegt. Die kleinen Amplituden wurden linear extrapoliert.



Hilfe der Photodiode ist es noch zusätzlich möglich, die Maxima 2. Ordnung zu bestimmen. Es wurden das 1. und 2. Maximum im Bereich von $25 - 50 V_{SS}$ vermessen. Der Messfehler setzt sich aus der Ableseungenauigkeit der Photodiodenspannung und der Dicke des Phasengitters zusammen. Zusätzlich kommen noch systematische Fehler wie genaue Ausrichtung der Photodiode auf ein Maximum und die Optimierung des Interferenzbildes durch Justage hinzu. Da die Photodiode beim 0. Maximum übersteuert, konnte es zur Messung nicht beitragen. Bei kleineren Amplituden unter $25 V_{SS}$ verschwindet das Maximum 2. Ordnung im Rauschen. Die Werte unter $20 V_{SS}$ wurden anhand einer linearen Fitkurve extrapoliert. Der lineare Fit zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten, wobei hier insbesondere zu kleineren Amplituden die Dämpfung bzw. Nichtlinearitäten nicht betrachtet wurden. Der eigentliche Verlauf ist mit Sicherheit nicht durchgehend linear, da es sich sonst um eine Ursprungsgerade handeln müsste. Leider zeigt der Schallgeber eine Verschiebung in der Resonanzfrequenz von wenigen kHz in einem Zeitraum von einem Monat. Dies deutet auf zeitliche Veränderungen an den Übergängen (Klebstellen), die die Resonanzfrequenz des Systems beeinflussen können. Anhand der folgenden Messung ist dieser Drift jedoch nicht in einer abweichenden Amplitude zu erkennen. Für die Messungen werde ich die Stärke des Ultraschalls nun in p_0 angeben.

Aus der maximalen Amplitude ergibt sich eine Schalleistungsdichte von $J = (0,41 \pm 0,02) \text{ W/cm}^2$. Dies ist nach Abb. 16 aus Abschnitt 2.4.3 für bis zu 7 min im cw - Betrieb unbedenklich. Für diesen Versuch wird nur eine maximale Pulsdauer von 30ms benötigt, mit einer Pausenzeit von über 100ms. Daher besteht mit diesen Parametern keine Gefahr für eine eventuelle medizinische Anwendung.

5.2 Benutzte Sequenzen

Während der Messungen für meine Diplomarbeit wurden eine Gradientenechosequenz (gre) sowie eine Spin - Echo - Sequenz (T1_se_tra) verwendet, die bereits zum Standard in der Medizin gehören. Zusätzlich wurde noch eine Sequenz von Ole Oehms und Marcus Radicke entwickelt. Es handelt sich dabei auch um eine Spin - Echo - Sequenz, jedoch mit zusätzlicher Diffusionswichtung. Sie sollen hier vorgestellt werden, damit eine Interpretation anhand des Sequenzaufbaus möglich wird.

Wie man ein Echo mit Gradienten bzw. HF - Pulsen erzeugen kann habe ich bereits in Abschnitt 2.3.2 gezeigt. Nun soll der zeitliche Verlauf der Sequenzen für die Parameter T_R und

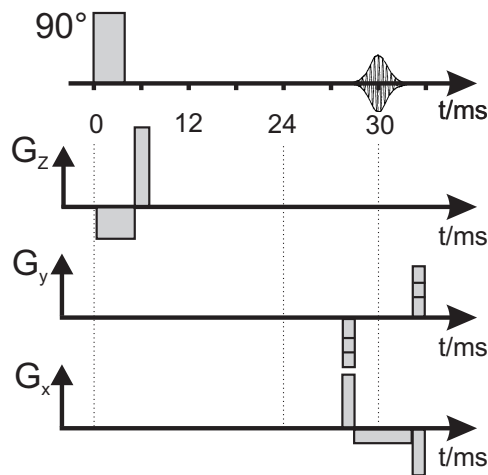


Abbildung 4: In der Graphik wird der zeitliche Verlauf einer gre - Sequenz dargestellt. Dabei wird die Form der Pulse nur schematisch nachvollzogen. Die Sequenz hat die Parameter $T_E=30\text{ms}$ und $T_R=170\text{ms}$, wobei hier nur der Zeitraum bis zum Echo dargestellt wurde.

T_E beschrieben werden. Bei Veränderung von T_E ändern sich die Positionen der Gradienten in Frequenz- und Phasenkodierrichtung relativ zum 90° - Puls. T_R dagegen gibt die Zeit zwischen zwei 90° - Pulsen an. Sie verändert also nicht die zeitliche Abfolge der Gradienten zum Anregungspuls, sondern ist ein Maß dafür wieviel Zeit dem Kernspinsystem bleibt, um zu relaxieren. In Abb. 4 ist der zeitliche Verlauf der Gradientenechosequenz zu sehen. G_z ist wieder der Schichtgradient, G_y der Phasengradient und G_x der Auslesegradient. Weiterhin ist die $T1_se_tra$ in Abb. 5 und die Spin - Echo mit Diffusionswichtung in Abb. 6 dargestellt. Bei allen Graphiken wird die genaue Form der Gradientenpulse (endliche Anstiegszeit) nicht berücksichtigt.

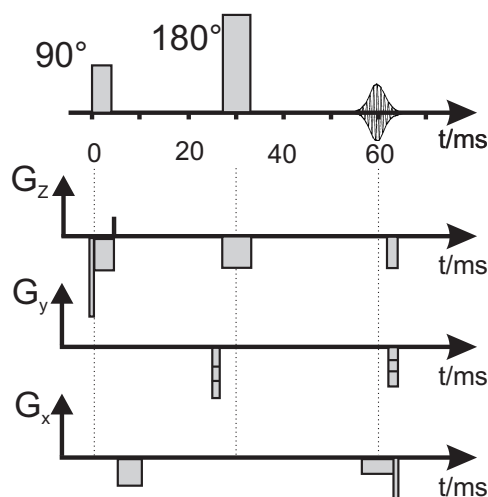
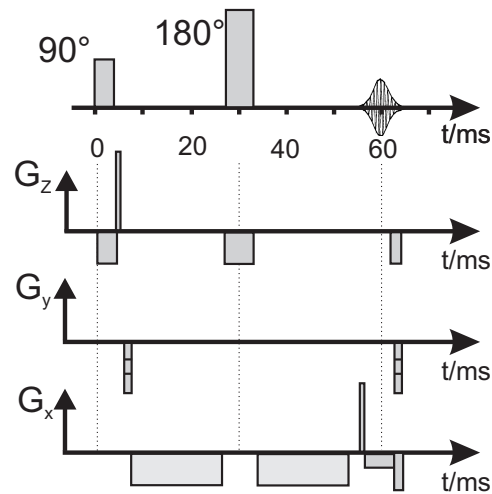


Abbildung 5: Die Graphik zeigt eine Skizze der Spin - Echo - Sequenz mit einer T_E - Zeit von 60ms . Da die Stärke der Dephasierung der Spins durch das Produkt aus Amplitude und Dauer des Gradientenpulses gegeben ist, kann die Form der Gradientenfelder in Phasen- und Schichtkodierrichtung aus technischen Gründen in einer Sequenz variieren (z.B. Reduktion von Wirbelströmen).

5.3 Messablauf

Bei den Messungen wurde immer darauf geachtet, dass ein Bild mit Ultraschall und ein Bild ohne Ultraschall (Referenz) aufgenommen wurde, um einen Einfluss des Ultraschalls zu zeigen. Manchmal wurden zusätzlich noch Differenzbilder von Referenz und Ultraschallaufnahme gemacht, um einen Einfluss überhaupt sichtbar zu machen oder ihn zu verdeutlichen. Da der Ultraschall eine Bewegung im Wasser erzeugt, ist es notwendig zwischen zwei Messungen zu warten, bis die Bewegungen im Medium weitestgehend abgeklungen sind. Leider

Abbildung 6: Hier ist der zeitliche Verlauf einer diffusionsgewichteten selbstprogrammierten Spin - Echo - Sequenz mit einer T_E - Zeit von 60ms abgebildet. Eigentlich sind hier die Gradientenfelder und HF-Pulse deutlich kürzer im Vergleich zu den Diffusionsgradienten. Zur besseren Übersicht, wurden sie jedoch etwas vergrößert. Die Pulse sind ca. 2 – 5ms lang. Die Dauer und Stärke des Diffusionsgradienten ist variabel, wobei die Dauer durch die Echozeit limitiert wird und die Amplitude 45mT/m nicht überschreiten darf.



ist die Messzeit am Tomographen für uns begrenzt, weshalb nicht immer auf ein hundertprozentiges Abklingen der Bewegung gewartet werden kann. Bei den folgenden Bildern der Flamme hat sich eine Wartezeit von ca. 40s als ausreichend gezeigt.

Da jede Aufnahme mit verschiedenen Sequenz- und auch Ultraschallparametern erfolgt, sind diese zu jedem Bild beigefügt. Die meist verwendeten Parameter sind hier mit ihren Abkürzungen aufgeführt:

Sequenzparameter (MRT)		Ultraschallparameter (US)	
Sequenz	gre; T1_se_tra	Pulsdauer t_1	10ms
T_R	170ms	Einstrahlung nach Anregungspuls t_0	20ms
T_E	30ms	Frequenz ν	13MHz
Schichtdicke	5mm	Amplitude p_0	111kPa=1,11bar
Frequenzkodier- richtung (FKR)	horizontal; vertikal		
Schnittebene	transversal(tra), sagittal (sag), coronar (cor)		

Durch die Angabe der Frequenzkodierrichtung ist die Phasenkodierrichtung, die immer senkrecht zur Frequenzkodierrichtung steht, definiert. Mit horizontal und vertikal sind die Richtungen zum Bild gemeint, wenn das Bild gerade vor einem steht. Für die Messungen an der Flamme muss immer eine T_1 - Wichtung vorliegen. Einige Sequenzparameter sind über die ganze Diplomarbeit fest geblieben. Dazu gehören Schichtdicke, Mittelungen mehrerer Aufnahmen und Anzahl der Schichten. Eine Erhöhung der Mittelungen der Sequenzen hat keine nennenswerte Verbesserung gebracht, weshalb wir, um die Messzeit nicht zu verlängern, bei einer Mittelung pro Messung geblieben sind. Da bei mehreren Schichten die Sequenzen zur Messzeitverkürzung ineinander verschachtelt werden und somit schwerer zu interpretieren sind, haben wir es bei einer Schicht pro Messung belassen. Mit einer Schichtdicke von 5mm haben wir gute Erfahrungen gemacht und zu höheren und niedrigeren keine Verbesserung festgestellt.

In den Gradientenechobildern ist der Quarzglasstab nicht scharf zu erkennen, sondern erscheint verschwommen. Dies liegt an Suszeptibilitätsartefakten am Übergang Quarzglas - Wasser. Diese Artefakte am Emittierende treten jedoch in den Spinechosequenzen nicht auf.

5.4 Flammenphänomen

In Kapitel 3.3.2 habe ich bereits gezeigt, dass mit einer gre - Sequenz eine Flamme erzeugt werden kann. Wie man am Differenzbild in Abb. 7 auf Seite 26 sehen kann, handelt es sich um eine Signalerhöhung in Form einer Flamme, die nach unten offen ist. In diesem Fall möchte ich die Flamme „Klammer“ nennen. Durch Aufsummierung der Pixel in einer Aufnahme mit Ultraschall und einer Referenz ohne Ultraschall ist eine Signalerhöhung quantitativ nachweisbar.

5.4.1 Flammenform

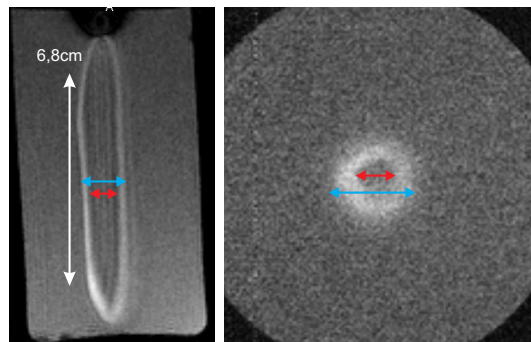


Abbildung 7: Hier sind die Strecken, die ich ausgemessen habe, noch einmal graphisch in einem Längs und einem Querschnitt (transversal und coronar) dargestellt. Die roten Pfeile zeigen den Durchmesser des schwarzen Kreises und die blauen Pfeile den Durchmesser des äußeren weißen Kreises an. Der weiße Pfeil gibt die Länge des in etwa konstant breiten dunklen Bereichs von ca. 6,8cm an.

Bisher war nur eine Aufnahme eines Längsschnitts mitten durch die Flamme gemacht worden. Jedoch welche Form hat sie genau? Durch Verschiebung der Schnitte senkrecht zur Schnittebene können wir nun Aussagen zur Form der Flamme machen. Die Bilder für alle drei Schnittebenen sind in den Abb. 1, 2, 3 und 4 im Anhang zu finden. Im unteren Teflonhalter ist noch zusätzlich eine Bohrung mit einem Durchmesser von ca. 18mm, die mit Wasser gefüllt ist. Sie dient in den Längsschnitten zur Orientierung. Weiterhin erkennt man in den Längsschnitten (transversal und sagittal), dass die Flamme an Dicke verliert, bis sie nicht mehr zu sehen ist. Auch scheint die Flamme zu verschmieren und an Schärfe zu verlieren. Im Querschnitt (coronar) sieht man ganz analog eine Zunahme des hellen Bereichs, sowie einen dunklen Bereich in der Mitte der Flamme.

Um zu überprüfen, ob es sich um einen Körper handelt, habe ich die Abstände der Breite der Flamme zwischen den äußeren hellen Kanten bzw. die Abstände des inneren schwarzen Bereichs gemessen und an einer Skala im Bild geeicht (vgl. Abb 7).

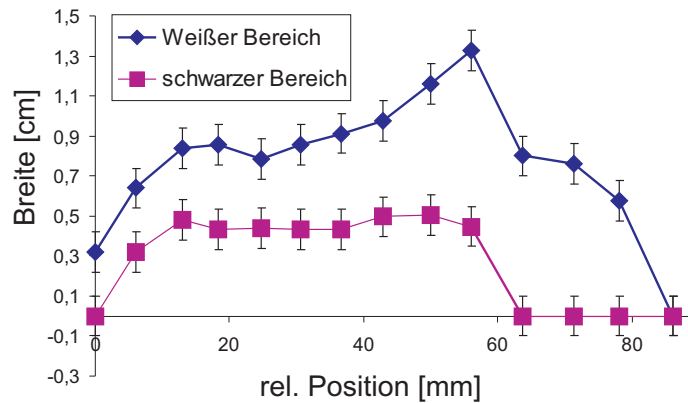


Abbildung 8: Aufgetragen ist hier zum einen der Durchmesser des schwarzen Bereichs und zum anderen der Durchmesser des weißen Bereichs gegen die relative Position eines Querschnittes (coronar). Die Unterkante des Quarzglasstabes ist hier der Nullpunkt der Position.

In Abb. 8 sind die Durchmesser der Querschnitte durch die Flamme gegen die Position der Querschnitte aufgetragen. Dargestellt ist nur ein konstanter Fehler von $\pm 1\text{mm}$. Hinzu kommt aber noch eine Unsicherheit durch Schwankungen im Bild, sowie mögliche Restbewegung im Medium. Der Nullpunkt liegt knapp unterhalb des Quarzglasstabes. Beim schwarzen Bereich können wir ein deutliches Plateau von einer Länge von ca. 6cm erkennen. Vergleicht man das mit der Länge des schwarzen Bereichs mit konstanter Breite im Längsschnitt von ca. 6,8cm, so kann man von einer relativ guten Übereinstimmung sprechen. Jedoch ist es anscheinend nicht möglich eine schwache Schwärzung im Querschnitt zu messen, da man, zu den Enden hin diese nicht mehr erkennen kann. Der weiße Bereich zeigt kein schönes Plateau. Im Mittel kann man die Höhe des Plateaus auf ca. 0,9 – 1cm schätzen. Die Länge des weißen Bereichs (ca. 8,5 – 9cm) stimmt auch ungefähr mit dem Abstand Ende des Quarzglasstabes - Gefäßboden (ca. 9cm) überein.

Analog habe ich den weißen Bereich auch für die Längsschnitte ausgemessen (siehe Abb. 9). Die beiden senkrecht zueinander stehenden Schnitte zeigen eine gute Übereinstimmung, wobei die Breite des weißen Bereichs ungeklärterweise von der Mitte erst einmal schwach ansteigt.

Die Breite des weißen Bereichs müsste im Querschnitt nach Abb. 9 ungefähr 1,4cm betragen. Jedoch erkennt man in Abb. 8 gerade mal einen Wert der diese Breite erreicht, während das Plateau im Mittel eine Höhe von 1cm hat. Es scheint so, als könnte man im Querschnitt kein so gutes SNR* erhalten wie es in Längsschnitten möglich ist. Dennoch bin ich nach diesen Messungen davon überzeugt, dass es sich bei der Flamme um eine Signalerhöhung in Form eines rotationssymmetrischen Körpers handelt.

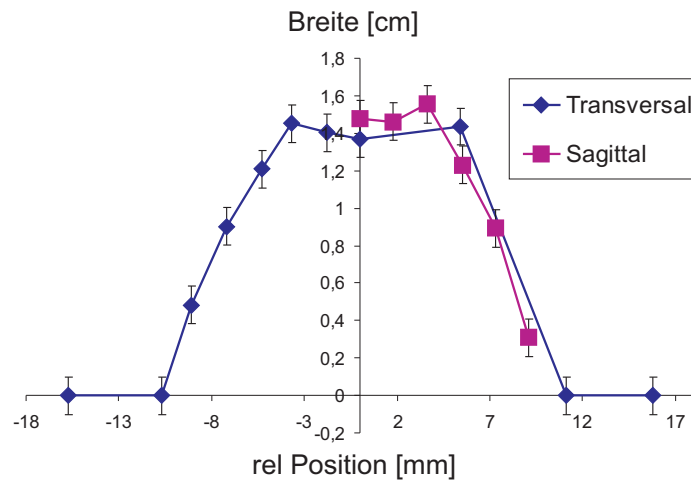


Abbildung 9: Aufgetragen wurde die Breite des weißen Bereichs der Flamme gegen die relative Position beider Querschnitte (sagittal und transversal). Hier ist der Nullpunkt die Symmetrieachse des Becherglases. Beide Kurven stimmen gut miteinander überein.

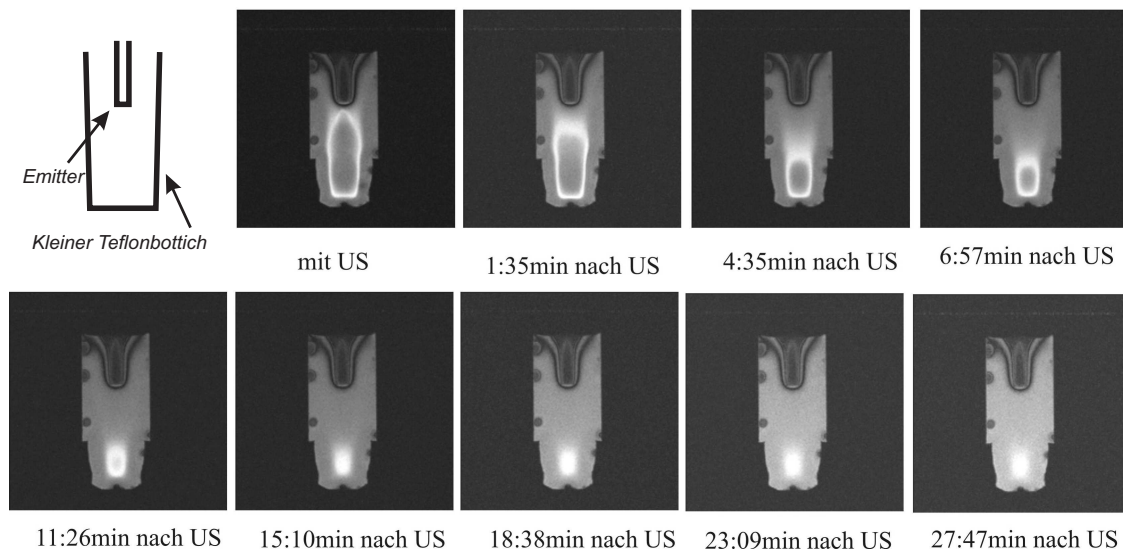


Abbildung 10: Hier wurde eine Aufnahme im kleinen Teflonbottich gemacht. Verwendet wurde hier ein ungeeichter Emitter. Jedoch anhand des Flammenbildes kann man ihm eine ungefähre Amplitude von 100kPa zuordnen. Im ersten Bild wurde Ultraschall eingestrahlt und danach in gewissen zeitlichen Abständen das Bild mit der Gradientenechosequenz abgefragt. Das Ergebnis ist, dass eine Signalerhöhung nach einer knappen halben Stunde noch messbar ist. Damit man die Signalerhöhung bis zum Schluss beobachten kann, ist die Skala für die Grauwerte variiert worden. (Parameter US: $\nu = 9,41\text{MHz}$, $p_0 = 100\text{kPa} \cong -10\text{dBm}$, $t_0 = 0\text{ms}$, $t_1 = 4\text{ms}$; MRT: gre, $T_R=100\text{ms}$, $T_E=30\text{ms}$, FKR = vertikal, Schnitt=tra)

5.4.2 Langzeiteffekt und Gefäßgeometrie

Im kleinen Teflonbecher strahlen wir Ultraschall von oben ein und erhalten eine Flamme (siehe Abb. 10). In verschiedenen zeitlichen Abständen danach wurden mit der Gradienten-

*Signal - to - Noise - Ratio = Signal - zu - Rausch - Verhältnis

tenechosequenz Aufnahmen gemacht, ohne dabei noch einmal Ultraschall einzustrahlen. In den Aufnahmen sieht man, dass die Flamme mit fortschreitender Zeit diffuser wird, sich zusammen zieht und zum Gefäßboden sinkt. Bemerkenswert ist die Dauer von einer halben Stunde, die die Flamme in der Langzeitmessung nachweisbar ist.

Diese Aufnahmen der etwas diffuseren Flamme werde ich im Folgenden aufgrund ihrer Form Schleier nennen. Die Schleier sind ebenfalls in verschiedenen Referenzbildern aufgetaucht. Mit höherer Wartezeit zwischen den Aufnahmen werden die Schleier minimiert. Um zu sehen, ob ein Einfluss durch die Anwesenheit des Emitters bzw. der Verkabelung auf die Schleier besteht, wurde nach einer Ultraschallaufnahme, die gesamte Ultraschallapparatur inklusive Kabel entfernt. Die Apparatur zeigt jedoch keinen Einfluss. Desweiteren ist der Langzeiteffekt im Becherglas nicht mehr zu sehen. Das Becherglas hat ein größeres Volumen und es liegt die Vermutung nahe, dass der Langzeiteffekt durch Effekte mit dem Gefäßrand zustande kommt, und deshalb auch von den Maßen des Gefäßes (Radius r und Tiefe h) abhängt.

Deshalb wurde die Flamme bei unterschiedlichen Längen bzw. Tiefen h untersucht. Eine Messung wurde im Schwein gemacht. Um die Gefäßlänge zu variieren, wurde zunächst das Schwein durch ein Plexiglasrohr verkleinert. In diesem Rohr steckt ein weiteres kleineres Plexiglasrohr, welches zur Emitter abgewandten Seite geschlossen ist. Das Innenrohr kann nun gegenüber dem Außenrohr verschoben werden. So ist nun die Gefäßlänge von ca. 8 – 16cm variierbar. In Abb. 5 im Anhang sind die Bilder für 4 verschiedene Gefäßlängen h dargestellt. Bei 8cm kann man noch die Flamme schön erkennen. Sie ist hell und nicht verschwommen. Zu größeren Gefäßlängen verschmiert die Flamme zu ihrem Ende hin und wird im nicht verschwommenen Teil kürzer und schmaler, jedoch ändert eine weitere Gefäßverlängerung nichts an ihrer Form.

Bei Gefäßlängen unter 2 – 3cm wird die Flamme zu einer Klammer.

5.4.3 PE - Folie

Um ein weiteres Indiz für die Erklärung der Flamme zu erhalten, haben wir eine PE - Folie* über einen Teflonzylinder gespannt und beides in das Becherglas gelegt. Das Becherglas ist sowohl unter als auch über der Folie mit Wasser gefüllt. Die Folie stellt ein Hindernis für Diffusionsbewegungen im Wasser dar, während eine Ultraschallwelle ungestört hindurch gelangt. Diesen Aufbau haben wir für zwei Abstände (3,3cm und 6cm) zum Ende des Quarzglasstabes realisiert. Das Ergebnis ist in Abb. 11 zu sehen. Auch hier besteht eine bestechende Analogie zur Aufnahme mit der EPI - Sequenz (vgl. Abb. 6 auf Seite 26). Die Flamme geht vor der PE - Folie wieder zusammen und baut sich danach wieder auf, unabhängig von der Position der PE - Folie.

5.4.4 Einfluss der Sequenz-Parameter

Über die Variation der Sequenzparameter Repetitionszeit T_R und Echozeit T_E kann eine Gewichtung im Bild nach T_1 , T_2 bzw. Protonendichte erzeugt werden. Weitere interessante Parameter sind die Orientierung von Schicht-, Phasenkodier- und Frequenzkodierrichtung in

*Frischhaltefolie (PE = Polyethylenfolie)

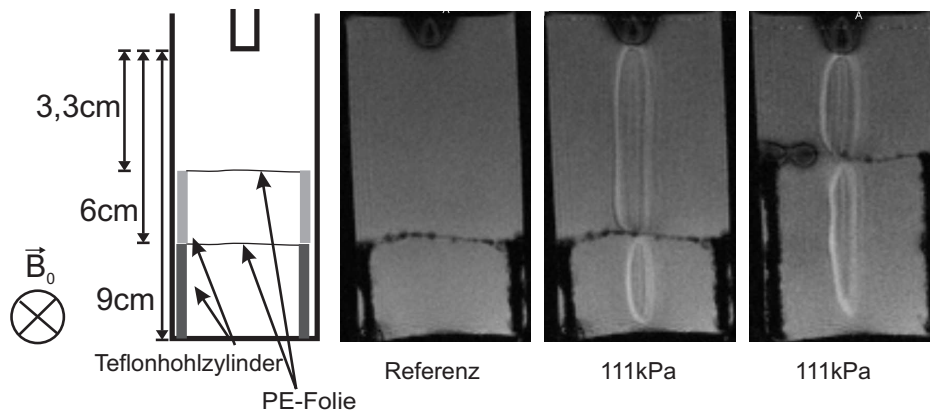


Abbildung 11: In diesem Versuch haben wir senkrecht zum Ultraschallstrahl in zwei verschiedenen Abständen eine PE - Folie gespannt. Sie stellt für den Schallwechseldruck des Ultraschalls kein Hindernis dar, jedoch für eine Fließbewegung im Wasser. Man erkennt in beiden Bildern, dass sowohl vor, als auch hinter der PE - Folie eine geschlossene Flamme gemessen wurde. Die unteren Flammen scheinen eine geringere Amplitude nach Abschnitt 5.4.5 zu haben. (Parameter US: $p_0 = 115\text{kPa}$, $\nu = 13,485\text{MHz}$, $t_0 = 20\text{ms}$, $t_1 = 10\text{ms}$; MRT: gr_e , $T_R=170\text{ms}$, $T_E=30\text{ms}$, FKR = vertikal, Schnitt=tra)

einem Schnittbild. Der Einfluss durch Variation der Parameter wurde im Folgenden untersucht.

Abhängigkeit von T_R und T_E

Bei einer Veränderung von T_E verschieben sich, wie bereits erwähnt, die Gradienten der Frequenz- und Phasenkodierrichtung zum 90° - Puls. Um einen Einfluss auf die Flamme festzustellen wurden bei T_E - Zeiten von 20 – 60ms (maximaler Bereich) bei einer T_R - Zeit von 170ms Bilder mit und ohne Ultraschall aufgenommen ($p_0 = 100\text{kPa}$). Anhand der Differenzbilder kann man keinen Unterschied in der Flammengröße bzw. Pixelsumme erkennen. Es scheint also kein Effekt zu sein, der von der Echozeit bzw. der relativen Position der Gradienten in der Sequenz abhängt. (Da die Bilder keine Besonderheiten zeigen, habe ich sie nicht aufgeführt.)

Variiert man die Repetitionszeit T_R , so bleibt die Position des Ultraschalls relativ zum 90° -Puls konstant, jedoch verändert man die Leerlaufzeit nach der Sequenz. Gleichfalls hat T_R einen Einfluss darauf, ob sich ein durchgehender Teilchenstrom oder nur eine periodische ruckartige Bewegung aufbauen kann, da T_R ja genauso die Repetitionsdauer des Ultraschalls ist (vgl. Abschnitt 3.2). Bei Verringerung von T_R können ab einer bestimmten Repetitionsdauer die Wasserteilchen nicht mehr zur Ruhe kommen und es entsteht ein Teilchenstrom. Außerdem wird durch die Länge der Repetitionszeit, die Bildgewichtung bestimmt. Bei kurzem T_R liegt eine T_1 - Gewichtung vor und bei langen T_R - Zeiten von 1000 – 2000ms spricht man von einer Protonengewichtung. Der Übergang ist fließend. Im Gegensatz zu T_E zeigt die T_R - Zeit einen eindeutigen Einfluss. In Abb. 6 im Anhang sind die Messungen mit und ohne Ultraschall und deren Differenzbilder zu sehen. Vernachlässigt man die Artefakte im Bild in Form von weißen gestrichelten Querlinien bzw. die Interferenzerscheinung am Gefäßboden, die nicht durch den Ultraschall hervorgerufen wurden, so scheint sich die Signalerhöhung der Flamme am Rand zu reduzieren, bis am Ende bei $T_R = 1000\text{ms}$ keine Signalerhöhung,

sondern nur noch eine schwarze Auslöschung längs des Schallkanals zu erkennen ist. Auch scheint der dunkle Bereich von 500ms zu 1000ms schmaler zu werden.

Abhängigkeit von der Phasenkodierrichtung

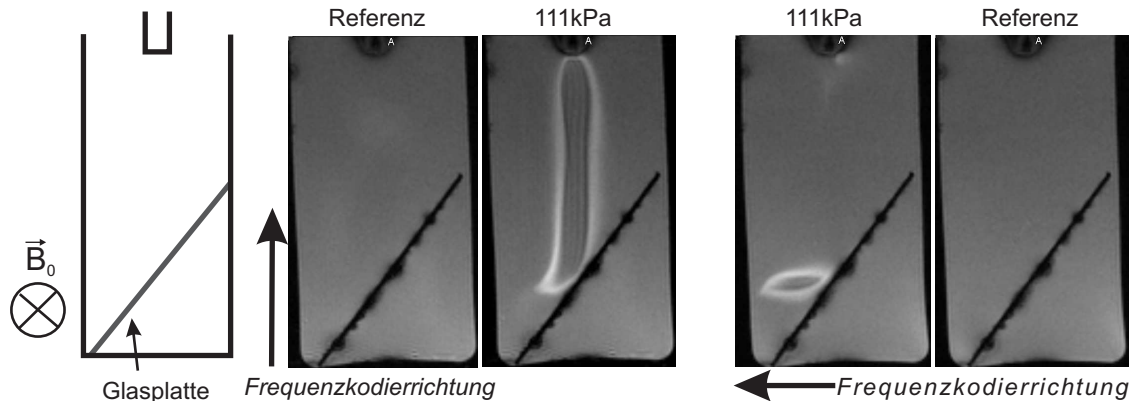


Abbildung 12: In das Becherglas haben wir eine Glasplatte im Winkel von 45° in den Strahlengang des Ultraschalls gelegt. In den beiden linken Bildern liegt die FKR parallel zur Einstrahlachse. Man erkennt eindeutig eine Flamme in senkrechter Richtung, die mit einem kleinen Schlenker nach links an der Glasplatte endet und zusammengeht. Dreht man die FKR senkrecht zur Einstrahlachse, so kann man im zweiten Bild von rechts nur eine Flamme in horizontaler Richtung erkennen. Auch diese ist vollkommen geschlossen. (Parameter US: $\nu = 13,485\text{MHz}$, $t_0 = 20\text{ms}$, $t_1 = 10\text{ms}$; MRT: gre, $T_R=170\text{ms}$, $T_E=30\text{ms}$, Schnitt=tra)

Wir sehen nur ein Flammenbild, wenn die Phasenkodierrichtung senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung liegt, bzw. wenn die Frequenzkodierung im Längsschnitt in Richtung des Schalls erfolgt. Um dies zu verdeutlichen, wurden analog zu Abb. 4 auf Seite 24 Messungen an einer Glasplatte durchgeführt, die einen 45° -Winkel mit dem Ultraschallstrahl einschließt (vgl. Abb. 12). Macht man nun zwei Aufnahmen mit wechselnder Phasenkodierrichtung, so kann man aus den Bildern eine einfache Reflexion erkennen. Die Gradientenechosequenz scheint also sensitiv für Bewegungen in Frequenzkodierrichtung zu sein.

In Querschnitten beobachtet man allerdings ebenfalls die Flamme. Hier steht aber immer die Phasen- und die Frequenzkodierrichtung senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung. Dies schwächt ein wenig die erste These. Bei den folgenden Messungen zur Flammenform stellt man fest, dass die Sensitivität für den Ultraschalleffekt im Querschnitt aber auch geringer zu sein scheint.

Im Plexiglasschwein haben wir nur eine Flamme in einem Sagittalschnitt erkennen können, nicht aber in einem Coronarschnitt (beides Querschnitte). Hier liegt das \vec{B}_0 -Feld in Schallausbreitungsrichtung. Zwischen den beiden Aufnahmen wird nur die Phasenkodierrichtung und die Schichtenanregung vertauscht.

5.4.5 Einfluss der Ultraschallparameter

Es stellt sich nun weiter die Frage, wie man die Flamme anhand der Ultraschallparameter beeinflussen kann. Zunächst haben wir festgestellt, dass der Effekt nicht an eine bestimmte

Emitterfrequenz gebunden ist. Wir haben die Flamme bereits mit Emittlern gesehen, die eine Resonanzfrequenz von ca. 2MHz, 5MHz, 10MHz, 13MHz und 20MHz aufweisen. Es ist also keine Frequenzabhängigkeit der Flamme von 2 – 20MHz festzustellen.

Variation von Amplitude und Pulsdauer

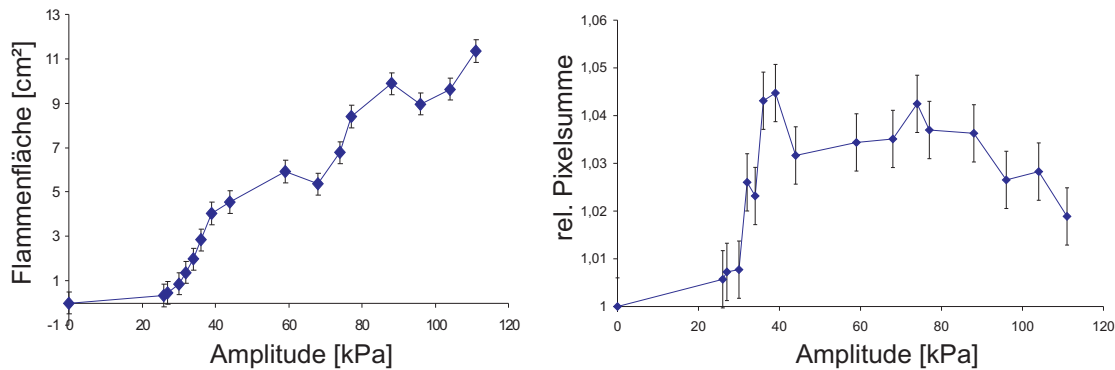


Abbildung 13: Im linken Bild ist die Amplitude gegen eine rechteckige Äquivalentfläche der Flamme in cm^2 aufgetragen. Im rechten Bild wurde die Amplitude gegen die Pixelsumme normiert auf die Referenz geplottet. In beiden Fällen habe ich Messungen in Wasser durchgeführt.

Ein Einfluss auf die Flamme ist bei Variation von Amplitude bzw. Pulsdauer des Ultraschalls zu beobachten. Im Anhang in Abb. 7 sind die Bilder bei variierender Amplitude dargestellt. Man erkennt optisch, dass die Flamme zu niedrigeren Amplituden den Gefäßboden nicht mehr erreicht (unter 74kPa), jedoch weiterhin eine geschlossene Form behält. Danach scheint sie nicht heller, sondern schärfer zu werden und weist innerhalb der Flamme, bei 111kPa gut zu sehen, eine Unterstruktur paralleler Linien auf. Zur Quantifizierung des Einflusses der Amplitude, habe ich zwei Methoden verwendet, zum einen die Pixelsumme über das ganze Bild und zum anderen die Fläche, die die Einhüllende der Flamme einschließt. Bei der Flammenfläche habe ich ein Quadrat so über die Flamme gelegt, dass es die ungefähre Äquivalenzfläche wiedergibt. Dieses Verfahren ist relativ ungenau (geschätzter Fehler ca. $0,5\text{cm}^2$), jedoch kann man in Abb. 13 *links* eine Tendenz erkennen. Die Flammenfläche wird also konstant größer, wobei die Einbuchtungen in der Kurve, die man sieht keine Messfehler sind, sondern Einschnürungen der Flamme. Diese, so vermuten wir, kommen durch etwaige kleine Bewegungen im Medium zustande, z.B. wenn zwei Messungen zu schnell hintereinander gestartet werden. Desweiteren erkennt man zu kleinen Amplituden, dass eine Amplitude von mehr als 20kPa benötigt wird, um eine Signalerhöhung (Flamme) zu erzeugen. Die Pixelsumme addiert alle Grauwerte im Bild auf und ist dadurch ein Instrument zur Messung von Signalerhöhungen zu einer Referenz. Der Fehler in der Abbildung setzt sich aus Schwankungen der Referenzaufnahme zusammen und ist somit nur statistischer Natur. Mit der Pixelsumme erkennt man allgemein für alle Bilder, dass eine Aufnahme mit Ultraschall durchweg eine höhere Pixelsumme aufweist als eine dazugehörige Referenzmessung. In Abb. 13 *rechts* ist die Pixelsumme gegen die Amplitude aufgetragen. Man erkennt einen Anstieg im Bereich in dem die Flamme an Länge gewinnt. Danach sinkt die Pixelsumme im Bereich in dem die Flamme schärfer wird.

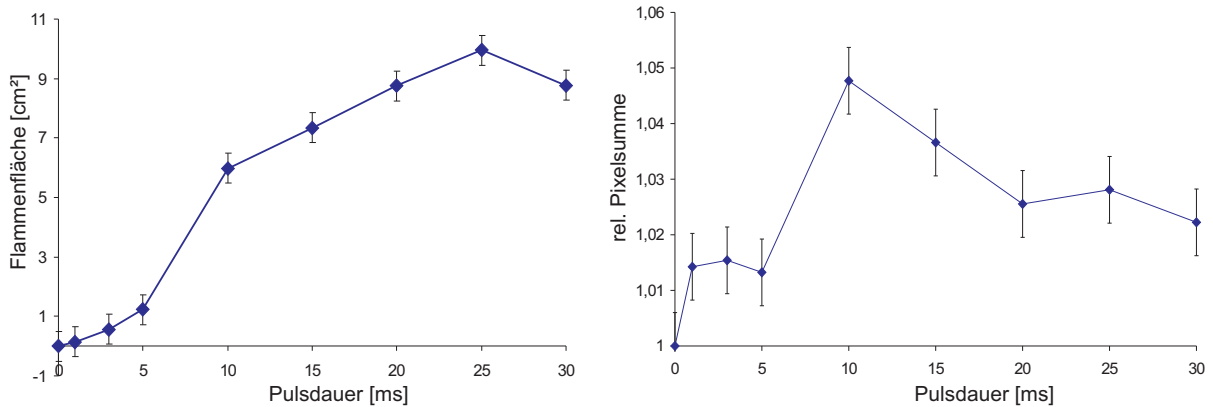


Abbildung 14: Links im Bild ist eine Äquivalentfläche in cm^2 und rechts die Pixelsumme normiert auf die Referenz gegen die Pulsdauer aufgetragen. Man erkennt einen monotonen Anstieg in der Fläche mit Ausnahme des letzten Messpunkts. Die Pixelsumme hat ihr Maximum, wenn die Flamme den Gefäßboden erreicht.

In weiteren Messungen haben wir die Pulsdauer von 1 – 30ms variiert (vgl. Abb. 8 im Anhang). Auch hier sehen wir ein analoges Verhalten. Man kann sicher die Bilder mit gleichen Parametern ($p_0 = 59\text{kPa}$; $t_1 = 10\text{ms}$) miteinander vergleichen. Halbiert man nun die Pulsdauer auf 5ms bei 59kPa und vergleicht das zugehörige Bild mit den Amplitudenbildern, so erhält man eine Übereinstimmung mit einer Amplitude von ca. 32kPa bei einer Pulslänge von 10ms. Dies entspricht ungefähr einer Halbierung der Amplitude.

Analog zur Amplitudenmessung habe ich auch die Pulsdauermessungen ausgewertet. Die Fläche nimmt kontinuierlich zu, wobei zwischen 5 und 10ms ein steilerer Anstieg zu erkennen ist. Nur der letzte Messpunkt fällt aus der Reihe und weist eine kleinere Fläche auf. Die Pixelsumme zeigt genauso wie bei der Amplitudenmessung ein Maximum an der Stelle, bei der die Flamme den Boden erreicht und fällt zu längeren Pulsen langsamer als zu kürzeren ab.

Es scheint also als sei die Größe der Flamme gleichermaßen abhängig von der Amplitude und der Pulsdauer des Ultraschalls. Betrachtet man die Energie W , die durch den Schwinger ins Medium gelangt, so kann man schreiben:

$$W = F \cdot s = \frac{F}{A} \cdot A \cdot t_1 \cdot c_{Wasser} = p_0 \cdot A \cdot t_1 \cdot c_{Wasser} \quad (5.4)$$

wobei F eine Kraft, s eine Strecke, A die Fläche des Emitters, t_1 die Pulsdauer und c_{Wasser} die Schallgeschwindigkeit in Wasser ist. Man sieht, dass sowohl die Amplitude als auch die Pulsdauer proportional zur Energie sind. Diese Annahme stellt ein stark vereinfachtes Modell dar, wie Amplitude und Pulsdauer zusammenhängen können und berücksichtigt keinerlei Dämpfung und Nichtlinearitäten. Dass aus der Annahme gefolgerte lineare Verhalten, stimmt nur in kleinen Bereichen für die Amplituden- und Pulsdauermessung überein, und soll nur eine Begründung für die Tendenz der Kurven geben.

Variation der Viskosität

Aufnahmereihen bei verschiedener Viskosität ergaben, dass die Flamme mit steigender Viskosität deutlich kleiner wird. Dazu wurden die Amplituden bei zwei verschiedenen Viskositäten

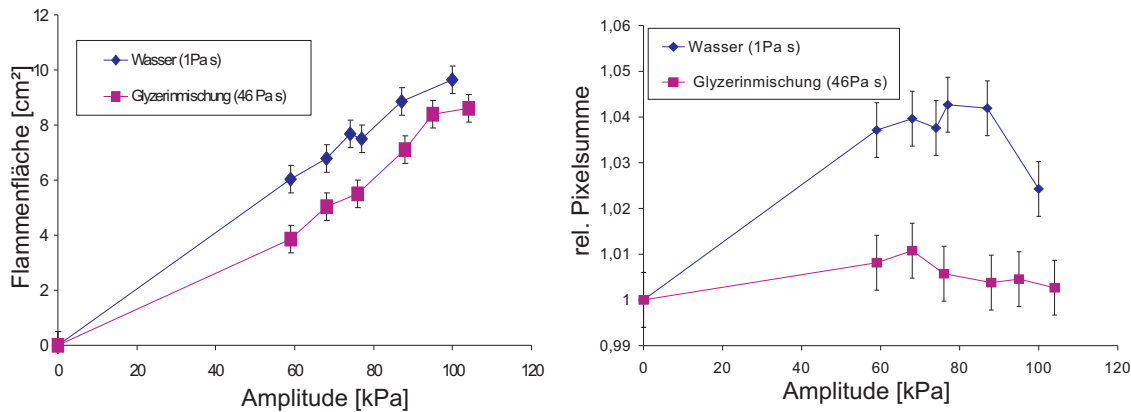


Abbildung 15: Im linken Diagramm ist die Flammenfläche in cm^2 gegen die Amplitude in kPa aufgetragen und im rechten die Pixelsumme normiert auf das Referenzbild gegen die Amplitude. Beides jeweils für zwei verschiedene Viskositäten. Auch hier ist der Fehler der Pixelsumme statistisch und der der Flammenfläche liegt bei $0,5\text{cm}^2$.

(Wasser $\eta = 1\text{mPa}\cdot\text{s}$ und Glyzerinmischung $\eta = 46\text{mPa}\cdot\text{s}$) variiert. Ich habe sie im Anhang in Abb. 9 dargestellt. Die Analyse der Pixelsummen relativ zur Referenzmessung zeigt sofort, dass es sich bei beiden Viskositäten um eine allgemeine Signalerhöhung handelt, also neues Signal zum Bild hinzugekommen ist. Mit zunehmender Viskosität wird diese Signalerhöhung geringer.

Bei steigender Viskosität sinkt auch die Fläche der Flamme. Für den betrachteten Bereich von $60 - 104\text{kPa}$ könnte ein linearer Zusammenhang vorliegen. Beide Kurven scheinen sich in jedem Messwert um einen konstanten Wert (ca. $1,5\text{cm}^2$) zu unterscheiden. Vergleicht man die Messung in Wasser mit der Messung in Abb. 13 so stellt man fest, dass die Schwankungen deutlich geringer sind, weil eine längere Wartezeit zwischen den Messungen eingehalten wurde. Des Weiteren kann man eine gute Reproduzierbarkeit feststellen.

Abhängigkeit vom Einstrahlzeitpunkt

In zwei unabhängigen Messreihen haben wir die Pulsposition bei $T_E = 30\text{ms}$ und $T_R = 170\text{ms}$ über die ganze Sequenz verändert. Es war keine signifikante Änderung zu sehen. Diese Beobachtung ist konsistent mit der Unabhängigkeit der Flamme von T_E . Es scheint keinen Einfluss zu machen, an welcher Position zu den Gradienten der Ultraschall eingestrahlt wird.

5.4.6 Messungen mit der Spinechosequenz

Bisher gab es zwei Effekte durch den Ultraschall; einmal die Auslöschung bei langen Repetitionsdauern (EPI diffusionsggewichtet) und die Flamme bei kurzen Repetitionsdauern (Gradientenechosequenz). Wie hängen diese zusammen und kann man sie ineinander überführen? Auffällig sind die stark unterschiedlichen T_R -Zeiten. Deshalb haben wir versucht, die Flamme auch mit einer Spinechosequenz darzustellen, zum einen mit und zum anderen ohne Diffusionswichtung.

Mit der Spinechosequenz ($t1_se_tra$) haben wir erste Aufnahmen bei kurzen Echo- und Repetitionszeiten ($T_R=170\text{ms}$, $T_E=30\text{ms}$) gemacht, wie sie auch für die Gradientenechose-

quenz verwendet wurden (siehe Abb. 10). Die Bildqualität der Spinechosequenz ist relativ schlecht, wenngleich man das Ende des Quarzglasstabes besser erkennt als mit der Gradientenchosequenz. Mit Ultraschall sieht man eine der Flamme ähnliche Struktur. Am linken Rand scheint das Signal höher und am rechten Rand niedriger zu sein. Diese Bilder sind reproduzierbar. Die Struktur verhält sich bei Variation der Amplitude sehr ähnlich. In der selben Abbildung sind noch Querschnitte hinzugefügt. In ihnen erkennt man in der Mitte einen hellen Kreis mit einer dunklen Umrandung.

Mit steigendem T_R steigt die Bildqualität. Im Querschnitt sieht man, dass der helle Kreis mit wachsendem T_R im insgesamt höheren Signal untergeht und kleiner wird (vgl. Abb. 11). In den bisherigen Aufnahmen lag im übrigen die Frequenzkodierrichtung in Schallausbreitungsrichtung. Vertauscht man nun Phasen- und Frequenzkodierrichtung, so erhält man ein ganz anderes Bild (siehe Abb. 12). Die Signalerhöhung scheint in der Mitte deutlich heller zu sein, hat aber eher die Form eines schmalen Kanals, wie wir sie von Aufnahmen mit der EPI - Sequenz kennen.

Eine Messung mit der diffusionsgewichteten Spinechosequenz ist leider nicht zufriedenstellend möglich gewesen. Es traten immer starke Bildfehler auf und die Diffusion war auch nicht in der selben Stärke wie bei der EPI - Sequenz zu erkennen. Dabei wäre eine Messung mit dieser Sequenz besonders interessant gewesen, da man eventuell einen Übergang von Flamme zu einer Auslöschung über die Repetitionsdauer hätte zeigen können.

5.5 Interpretation

Zusammenhang von Ultraschall und Flamme

Weil die Länge bzw. Fläche der Flamme mit steigender Amplitude bzw. Pulsdauer des Ultraschall gleichmäßig zunimmt und die Flamme nur in Richtung der Schallausbreitung zeigt, ist sie eindeutig durch den Ultraschall erzeugt worden. Weiter wird diese These durch die Reproduzierbarkeit der Flamme bei gleichen Einstellungen und dem Vergleich von Bildern mit und ohne Ultraschalleinstrahlung unterstützt. Ein elektromagnetisches Übersprechen kann ausgeschlossen werden, da ein solches Übersprechen die Reflexion an der Glasplatte nicht erklären könnte.

Welche Eigenschaft des Ultraschalls erzeugt die Flamme?

Wenn der Ultraschall nun die Flamme erzeugt, stellt sich die Frage, welche Eigenschaft des Ultraschalls zu ihrem Entstehen führt. Zum einen gibt es den Schallwechseldruck, der sich periodisch im Raum fortpflanzt und zum anderen den durch die Dämpfung im Medium erzeugten Schallstrahlungsdruck, der zu einer gerichteten Bewegung der Wasserteilchen in Schallausbreitungsrichtung führt. Die Form der Flamme gibt zunächst keinen Hinweis. Betrachtet man jedoch den Ort an dem die Flamme sich schließt, so kann man eine genauere Unterscheidung treffen.

Bei der Messung mit der PE - Folie, die für die Bewegung des Schallwechseldrucks durchlässig ist, aber für die Bewegung durch den Schallstrahlungsdruck ein unüberwindliches Hindernis darstellt, endet im oberen Teil die Flamme an der Folie und wird danach mit geringerer

Amplitude wieder erzeugt. Die Flamme endet also an der Grenze für Diffusion und baut sich nach dem Strömungshindernis wieder auf. Dies deutet also darauf hin, dass die Flamme durch eine Bewegung erzeugt wurde. Auf den Ultraschall bezogen ist dies der Schallstrahlungsdruck. Da dieser durch die Dämpfung des Schallwechseldrucks erzeugt wird, verwundert es nicht, dass sich die Flamme nach der Folie wieder aufbaut, da diese für den Schallwechseldruck durchlässig ist.

Ein ähnliches Ergebnis sehen wir an der Reflexionsmessung an einer Glasplatte. Hier endet die Flamme auch wieder an der Glasplatte als Diffusionsgrenze und baut sich im reflektierten Strahl wieder auf bis sie an der Gefäßwand endet.

Bei der Amplitudenmessung wurde jedoch auch ein Flammenende in der Gefäßmitte gesehen, so dass die Flamme nicht notwendigerweise eine Diffusionsgrenze benötigt, um sich zu schließen. Dies ist ebenfalls durch die Bewegung durch den Schallstrahlungsdruck mit geringerer Reichweite zu erklären.

Ein weiterer Hinweis darauf, dass die Flamme durch eine gleichförmige Strömung durch den Schallstrahlungsdruck erzeugt wird, liefert die Messung bei verschiedenen Viskositäten. Mit zunehmender Viskosität, also innerer Reibung in der Flüssigkeit, sinkt die Länge und die Fläche der Flamme. Dies ist auch durch eine gleichförmige Bewegung durch den Schallstrahlungsdruck erklärbar. Die höhere Viskosität führt zu einer stärkeren Dämpfung der Bewegung und somit zu einer verkleinerten Flamme.

Ein zusätzliches Indiz erhält man, wenn man die Flammenmessungen, die an der Glasplatte, der PE - Folie, sowie der Viskosität durchgeführt wurden, mit den EPI - Messungen vergleicht. Bei der EPI - Sequenz haben wir den Schallstrahlungsdruck durch eine Diffusionswichtung abgebildet, die zu einer Schwärzung im Bild führt. Bis auf die Form der Flamme im Vergleich zum Auslöschungsprofils, sind die Ergebnisse sehr ähnlich, wodurch sich eine gleiche Ursache als Erklärung anbietet.

Lediglich die Form der Signalerhöhung und der Langzeiteffekt schwächen diese These.

Abhängigkeit der Flamme von der Gefäßform

Die Flamme zeigt eine starke Abhängigkeit von der Gefäßform. Ist die Gefäßlänge sehr kurz, so schließt sich die Flamme nicht (Teflonhut $h = 2\text{cm}$). Im Becherglas ($h = 9\text{cm}$) und Teflonbottich ($h = \text{ca.} 5\text{cm}$) schließt sich die Flamme und im Plexiglasschwein ($h = 10 - 14\text{cm}$) schwimmt das Flammenende mit wachsender Gefäßlänge. Der Einfluss der Gefäßbreite auf die Flamme wurde bislang nicht genauer untersucht und eine nennenswerte Veränderung der Flamme ist bei den bisherigen Gefäßdurchmessern von $3 - 5,5\text{cm}$ nicht zu erkennen. Auch wurden immer rotationssymmetrische Gefäße benutzt, wodurch ein Einfluss durch die Rundform noch nicht geklärt werden kann.

Man könnte daraus vermuten, dass die Flamme eine Wechselwirkung des Ultraschalls mit den Gefäßwänden ist. Da sich die Flamme jedoch auch vor dem Gefäßboden schließen kann, ist dies, bezogen auf den Gefäßboden, kaum mit einer Resonanzerscheinung zu erklären. In der Amplitudenmessung habe ich eine Schärfung der Flamme beschrieben, wenn nach ihrem Erreichen des Bodens die Amplitude weiter erhöht wurde. Diese Schärfung wird mit ziemlicher Sicherheit durch eine Wechselwirkung mit dem Gefäßboden zu erklären sein. Diese

Erklärung ist auch konsistent mit der Verschmierung des Flammenendes bei langen Gefäßen, weil hier die Möglichkeit mit dem Gefäßende wechselzuwirken nicht vorhanden ist. Der Einfluss der Seitenwände bleibt noch genauer zu untersuchen.

Ein großer Unterschied zwischen dem Effekt in den Gefäßen besteht insbesondere in der Stärke des Langzeiteffekts. Dieser ist im Teflonbottich bis zu einer halben Stunde nachweisbar. Das Becherglas hingegen zeigt hier keinerlei messbare Signalerhöhung nach einer Messung mit Ultraschall. Dies kann man dadurch deuten, dass sich die Bewegung in einem größeren Volumen leichter verläuft, jedoch ist eine Signalerhöhung in einem solch kleinen Gefäß durch eine Bewegung, die eine halbe Stunde anhält kaum zu erklären. Dass die Flamme zu Boden sinkt, spricht auch dagegen, dass es sich bei der Flamme um eine durch den Ultraschall induzierte Erwärmung handelt, da diese aufgrund der geringeren Dichte nach oben steigen müsste. Dass sich ein Wärmeaustausch eine halbe Stunde lang hinzieht, ist auch kaum vorstellbar. Der Langzeiteffekt bleibt weiterhin ein Rätsel, das es in späteren Arbeiten zu lösen gilt.

Welchen Einfluss haben die Systemparameter?

Die Echozeit zeigt keinen signifikanten Einfluss auf die Flamme. Sie ist aber sequenzbedingt nur zwischen 20 und 60ms variierbar. Da wir in nicht entgastem Leitungswasser eine T_2 - Zeit von ungefähr 400ms vermuten, befindet man sich im ganzen einstellbaren Bereich in einer T_2 - Wichtung, die sich nur leicht in ihrer Stärke unterscheidet. Da man aber nicht die geringste Veränderung sieht, vermute ich keine T_2 - Zeit Verlängerung durch den Ultraschall.

Erhöht man die Repetitionsdauer, so verschwindet die Flamme mit abnehmender T_1 - Wichtung und zunehmender Protonendichtewichtung. Dies ist ein Hinweis auf eine mögliche Verlängerung der T_1 - Zeit durch den Ultraschall. Eine weitere Messung mit einer Spin - Echo - Sequenz unterstützt die These, bei der wir ein ähnliches Verhalten bei Variation der Repetitionsdauer sehen, wobei die Flamme in der Spin - Echo - Sequenz der Flamme der Gradientenechosequenz nicht gleicht, sondern nur ähnelt. Eine T_1 - Verlängerung ist jedoch sehr unwahrscheinlich, da eine Flamme nur zu erkennen ist, wenn die Phasenkodierrichtung zur Ultraschallrichtung senkrecht steht. Würde es sich um eine T_1 - Zeit Verlängerung handeln, so müsste die Flamme unabhängig von den Kodierrichtungen nachweisbar sein.

Eine andere Deutung des Verschwindens der Flamme durch Verlängerung der Repetitionsdauer ist, dass T_R auch die Wiederholrate des Ultraschalls ist. So ist es beispielsweise möglich, dass, um eine Flamme zu erzeugen, ein Teilchenstrom notwendig ist. Ist die Ultraschallwiederholrate aber so klein, dass sich kein Teilchenstrom, sondern nur eine nicht kontinuierliche Bewegung einstellt, so wäre keine Messung der Flamme möglich. Diese Überlegung passt auch gut dazu, dass bei kurzen Repetitionsdauern kein Einfluss des Einstrahlzeitpunkts des Ultraschalls über die ganze Sequenz festgestellt wurde. Dies ist nur durch einem Teilchenstrom zu erklären. Leider ist diese Positionsmessung bei langem T_R bislang noch nicht durchgeführt worden, so dass hier keine abschließende These aufgestellt werden kann.

In den Längsschnitten (transversal und sagittal) kann man die höhere Sensitivität der Frequenzkodierrichtung auf die Flamme im Vergleich zur Phasenkodierrichtung dadurch erklären, dass in der Phasenkodierung immer unterschiedlich starke und kürzere Gradienten

verwendet werden, verglichen mit der Frequenzkodierung.

Aus den Formmessungen der Flamme geht weiter hervor, dass die Querschnitte (coronar) im Vergleich zu den Längsschnitten (sagittal und transversal) eine deutlich verschmiertere unschärfere Signalerhöhung mit kleinerem Signal - zu - Rauschverhältnis zeigen. Um dies zu untersuchen betrachte ich die Kodierrichtung in den zwei Schnitten. In einem Querschnitt liegen Phasen- und Frequenzkodierrichtung senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung und die Schichtauswahl liegt parallel zu ihr. In einem Längsschnitt, in dem die Flamme zu erkennen ist, liegt neben der Phasenkodierrichtung senkrecht zum Schallweg die Schichtauswahl. Die Frequenzkodierung dagegen ist parallel zum Schallweg. Die beiden Schnittebenen unterscheiden sich also nur in der Richtung von Frequenzkodierrichtung und Schichtauswahl. Da man in einem Querschnitt einen Kreis erhält, kann keine Asymmetrie in der Sensitivität der Kodierrichtung senkrecht zum Schall vorhanden sein. Die Sensitivität auf die Flamme muss also durch den Kodiergradienten in Schallrichtung gegeben sein. Daraus kann man vermuten, bei Vergleich von Quer- und Längsschnitten, dass die Frequenzkodierrichtung eine höhere Sensitivität auf die Flamme aufweist als die Schichtauswahl und dies kann ebenfalls mit der Gradientenstärke und -länge erklärt werden. Der Unterschied in den Gradienten ist hier aber sehr gering.

Da man eine ähnliche Abhängigkeit von den Kodierrichtungen auch in der Spinechosequenz erkennen kann, muss man die beiden Sequenzen vergleichen. Dabei ist die Anzahl und Stärke der Gradienten der Schichtauswahl größer als die der Frequenzkodierung und beide sind nochmals stärker als die der Phasenkodierung. Dabei verwundert es umso mehr, dass man hier auch eine Signalerhöhung in Phasenkodierrichtung erkennen kann, die zwar nicht die Form einer Flamme hat, aber dafür eher an den Schallkanal erinnert, den man auch in der EPI - Sequenz gesehen hat.

Diese Überlegungen werden durch die Messungen am Plexiglasschwein nochmals komplizierter. Hier haben wir parallel zum Magnetfeld eingestrahlt und nur eine Flamme in einem der beiden Querschnitte erkennen können. In beiden Fällen ist die Phasenkodierung senkrecht zur Schallausbreitung und die Frequenzkodierrichtung liegt in Schallausbreitungsrichtung und parallel zum B_0 - Feld. Wieso ist die Flamme nun in einem Sagittal- und nicht in einem Coronarschnitt zu erkennen? Diese Frage kann ich zu diesem Zeitpunkt nicht beantworten. Hier muss noch untersucht werden, ob diese Messung reproduzierbar ist. Sollte dies der Fall sein, so sehe ich darin einen Schlüssel, der Ursache der Flamme auf die Spur zu kommen.

Wie kommt die Signalerhöhung in der Form einer Flamme zustande?

Die Flamme zeigt so manche unverstandene Abhängigkeit von den Sequenzparametern, aber insbesondere die Signalerhöhung in Form einer Flamme stellt ein großes Problem dar. Aus der Untersuchung der Pixelsumme geht hervor, dass der Ultraschall im Bild zu einer Signalerhöhung führt. Woher aber soll sie kommen?

Eine sehr einfache Erklärung für eine Erhöhung der Pixelsumme erhält man, wenn die Echoamplituden, die der Tomograph misst, nicht linear in die Grauwerte des Bildes umgesetzt werden. Dies bleibt noch abzuklären.

Da bei der Gradientenechosequenz aufgrund der kurzen T_R - Zeit nicht alle Spins in Längsrichtung relaxieren, stehen weniger Spins zur nächsten Anregung zur Verfügung und die Helligkeit im Bild sinkt. Durch nicht - angeregte Protonen, die während der Sequenz von außerhalb in die Schicht strömen, könnte sich die Helligkeit im Bild lokal erhöhen. Die Signalerhöhung durch Transport von Signal durch Protonen außerhalb des Bildes zu erklären, ist jedoch unwahrscheinlich, da eine Schicht gerade so groß ist wie der Durchmesser des Emitters und ihn ganz einschließt. Ein Transport von Signal innerhalb des Bildes ist noch schwerer zu erklären, da wir in der Pixelsumme eine Erhöhung des Signals im ganzen Bild festgestellt haben. Mit derselben Begründung ist es auch schwer die Signalerhöhung durch falsche Zuordnung in der Ortskodierung zu beschreiben.

Die Flamme kann auch schwer die primäre Strömung des Schallstrahlungsdrucks darstellen, denn so ist die Geschlossenheit der Flamme nicht zu erklären. Eigentlich müsste die Strömung durch den Schallstrahlungsdruck laminar sein, also keine Verwirbelungen erzeugen (außer direkt am Quarzglasstab und am Gefäßboden). Jedoch ist eine Bildung von Wirbeln durch die Überlagerung der periodischen Bewegung des Schallwechseldrucks und der Strömungsbewegung durch den Schallstrahlungsdruck denkbar. Es scheint nun so, als sei die Signalerhöhung immer genau dort, wo sich Verwirbelungen bzw. schwache Rückströmungen befinden könnten. So ist die Geschlossenheit der Flamme zwar zu erklären, jedoch nicht warum gerade an diesen Stellen das Signal erhöht ist.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass man durch Ultraschall eine Signalerhöhung in Form einer Flamme erzeugen kann. Diese ist dem Ultraschall eindeutig zuzuordnen, genauer gesagt der Bewegung durch den Schallstrahlungsdruck. Eine Abhängigkeit der Flamme von der Gefäßform besteht, ist aber noch nicht abschließend abgeklärt. Eine T_1 - bzw. T_2 - Zeit Verlängerung kann als Ursache für die Signalerhöhung ausgeschlossen werden. Eine starke Abhängigkeit von den Kodierrichtungen wurde festgestellt, jedoch noch keine sichere Begründung dafür geliefert. Die Mechanismen zur Entstehung der Signalerhöhung der Flamme in Form eines rotationssymmetrischen Körpers bleiben noch zu klären.

Hierzu müssen noch weitere Messungen durchgeführt werden. Ich sehe dabei die Abhängigkeiten von den Kodierrichtungen und der Gefäßform als Schlüssel zum Geheimnis der Flamme. Des Weiteren gibt die Ähnlichkeit zu den gut verstandenen Ergebnissen der EPI - Messungen eine Möglichkeit, der Flamme auf die Spur zu kommen. Da die EPI - Sequenz sehr kompliziert ist setze ich große Hoffnung in die selbst programmierte diffusionsgewichtete Spinechosequenz, die einen Übergang von einer Flamme zu einer Signalreduktion zeigen könnte.

In ferner Zukunft sollte das Ziel der weiteren Anstrengungen die medizinische Anwendung sein und somit die Übertragung der Effekte durch die Signalreduktion und Signalerhöhung auf menschliches Gewebe. An tierischem Gewebe konnte eine Signalreduktion bereits gezeigt werden (vgl. (Rad07)).

Literaturverzeichnis

- [Bar91] B. Barnett und G. Kossoff. Issues and recommendations regarding thermal mechanism for biological effects of ultrasound. WFUMB Symposium on safety and standardisation in medical ultrasound, 1991.
- [Ber90] L. Bergmann und C. Schaefer. *Mechanik Akustik Wärme*, Band 1. 10 Auflage, de Gruyter Verlag 1990.
- [Ber04] M. Bernstein und K.King. *Handbook of MRI Pulse Sequences*, Band 1. Elsevier Academic Press 2004.
- [Blo46] F. Bloch, W. Hansen, und M. Packard. Nuclear induction. *Phys. Rev.* **69**(3-4): 127 (1946).
- [Dös00] O. Dössel. *Bildgebende Verfahren in der Medizin*. Springer Verlag 2000.
- [Eng06] A. Engelbertz. *Variation von NMR-Signalen durch Hyperpolarisation und Ultraschall*. Dissertation, Rheinische Friedrich - Wilhelms - Universität Bonn, 2006.
- [Fuk81] E. Fukushima und S. Roeder. *Experimental Pulse NMR- A Nuts and Bolts Approach*. Addison-Wesley Publishing Company 1981.
- [Hak83] H. Haken und H. Wolf. *Atom- und Quantenphysik*. 2 Auflage, Springer Verlag 1983.
- [Hil77] C. Hill. *Manual on health aspects exposure to non ionizing radiation*. WHO Regional Office for Europe 1977.
- [Kog69] H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *The Bell System Technical Journal* **48** (1969).
- [Mor95] H. Morneburg. *Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik*. Publicis MCD Verlag/ Siemens 1995.
- [Mor06] C. Morar. Amplitudenänderung des kernspinechos durch ultraschallpulse. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich - Wilhelms - Universität Bonn, 2006.
- [Oeh06] O. Oehms. Wechselwirkung des Kernspinsystems mit Ultraschall in einfachen Flüssigkeiten. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich - Wilhelms - Universität Bonn, 2006.
- [Pie72] D. Pierce und R. Byer. Experiments on the interaction of light and sound for the advanced laboratory. *Applied Physics Department* **41** (1972).
- [Rad07] M. Radicke. Neuartige Bildkontraste durch Ultraschall in der Magnetresonanztomographie . Diplomarbeit, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.

- [Sch98] U. Schlengermann. *Das Krautkrämer Taschenbuch*. 4 Auflage, Krautkrämer GmbH & Co 1998.

Anhang

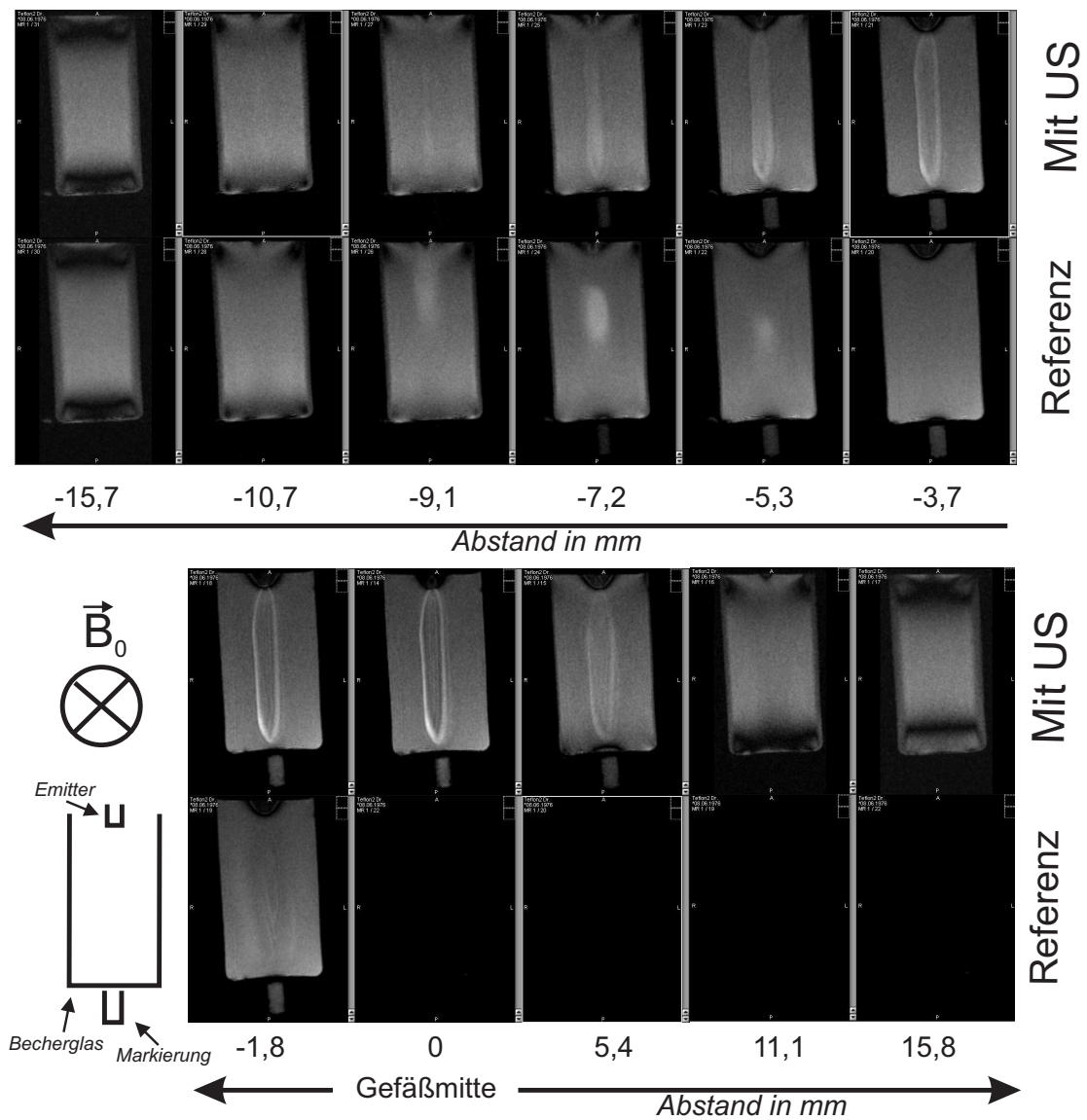


Abbildung 1: Hier sind verschiedene Längsschnitte (transversal) durch die Flamme abgebildet. Da sich das Bild auch ohne Ultraschall verändert, wurden sofern wir welche gemacht haben, die Referenzbilder ohne Ultraschall zur besseren Vergleichbarkeit hinzugefügt. In den Bildern $-9,1\text{mm}$, $-7,2\text{mm}$ und $-5,3\text{mm}$ kann man auch im Referenzbild helle unscharfe Stellen erkennen. Diese führe ich auf Restbewegung im Wasser zurück. (Parameter US: $\nu = 13,596\text{MHz}$, $p_0 = 111\text{kPa}$, $t_0 = 20\text{ms}$, $t_1 = 10\text{ms}$; MRT: gre, $T_R=170\text{ms}$, $T_E=30\text{ms}$, FKR = vertikal, Schnitt=tra)

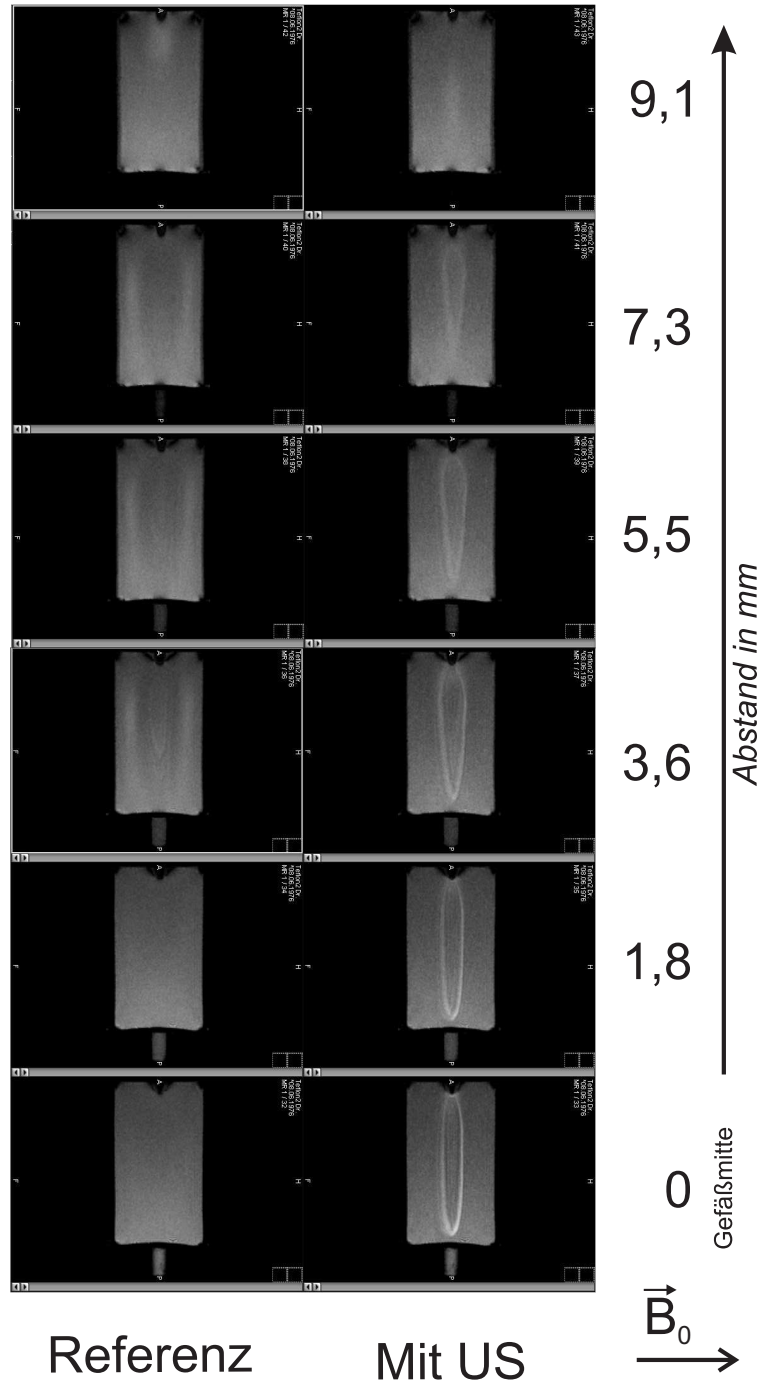


Abbildung 2: Hier sind verschiedene Längsschnitte (sagittal) durch die Flamme abgebildet. Da sich das Bild auch ohne Ultraschall verändert, wurden die Referenzbilder ohne Ultraschall zur besseren Vergleichbarkeit hinzugefügt. (Parameter US: $\nu = 13,596\text{MHz}$, $p_0 = 111\text{kPa}$, $t_0 = 20\text{ms}$, $t_1 = 10\text{ms}$; MRT: gre, $T_R=170\text{ms}$, $T_E=30\text{ms}$, FKR = vertikal, Schnitt=sag)

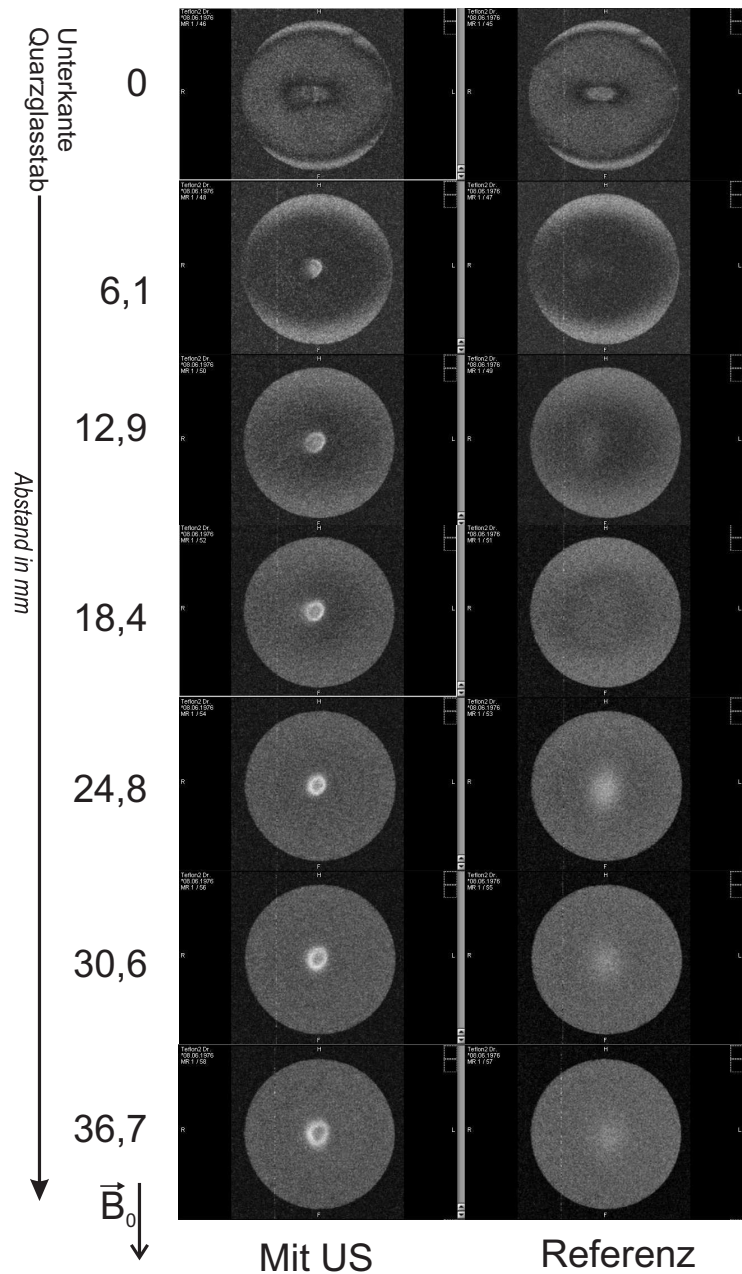


Abbildung 3: Hier ist die erste Reihe verschiedener Querschnitte (coronar) durch die Flamme abgebildet. Da sich das Bild auch ohne Ultraschall verändert, wurden die Referenzbilder ohne Ultraschall zur besseren Vergleichbarkeit hinzugefügt. Zu den Gefäßrändern werden die Bilder deutlich schlechter. (Parameter US: $\nu = 13,596\text{MHz}$, $p_0 = 111\text{kPa}$, $t_0 = 20\text{ms}$, $t_1 = 10\text{ms}$; MRT: gre, $T_R=170\text{ms}$, $T_E=30\text{ms}$, FKR = horizontal, Schnitt=cor)

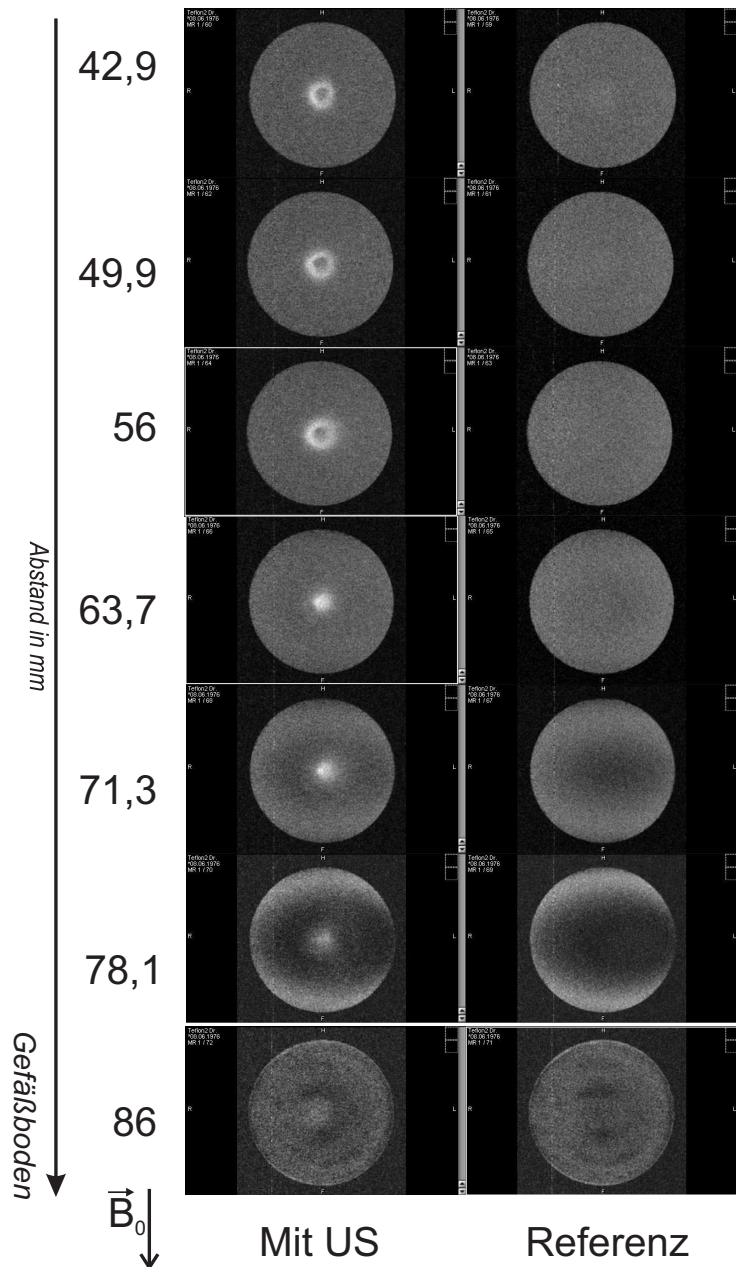


Abbildung 4: Hier ist die zweite Reihe verschiedener Querschnitte (coronar) durch die Flamme abgebildet. Da sich das Bild auch ohne Ultraschall verändert, wurden die Referenzbilder ohne Ultraschall zur besseren Vergleichbarkeit hinzugefügt. Zu den Gefäßrändern werden die Bilder deutlich schlechter. (Parameter US: $\nu = 13,596\text{MHz}$, $p_0 = 111\text{kPa}$, $t_0 = 20\text{ms}$, $t_1 = 10\text{ms}$; MRT: gre, $T_R=170\text{ms}$, $T_E=30\text{ms}$, FKR = horizontal, Schnitt=cor)

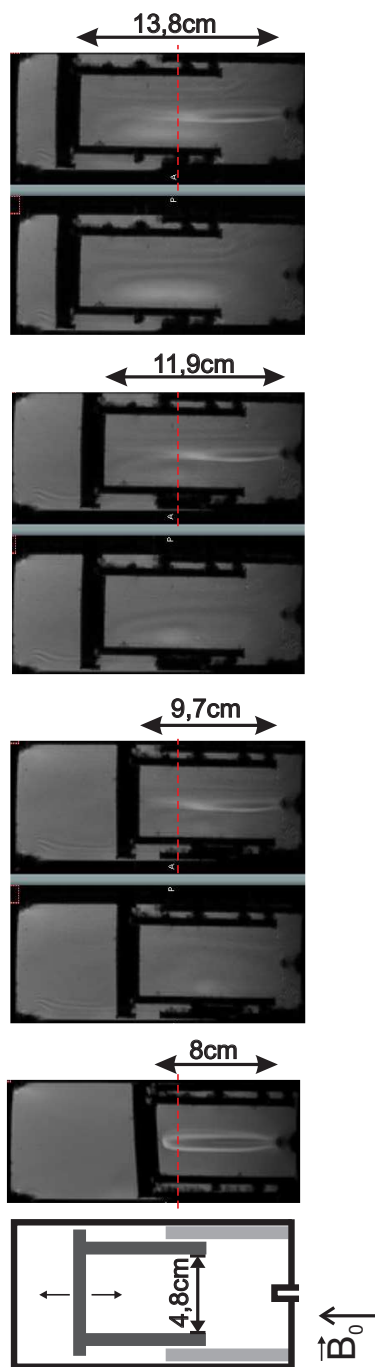
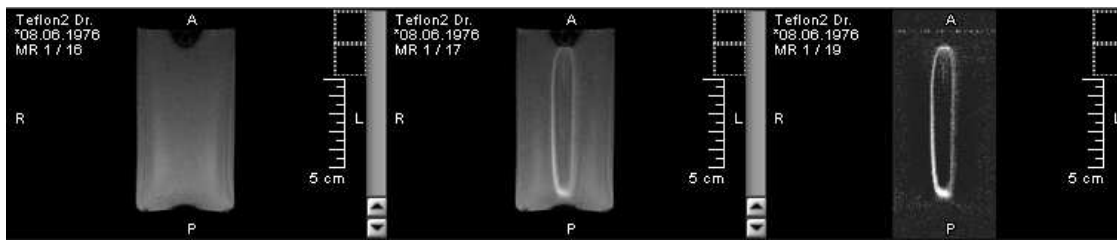
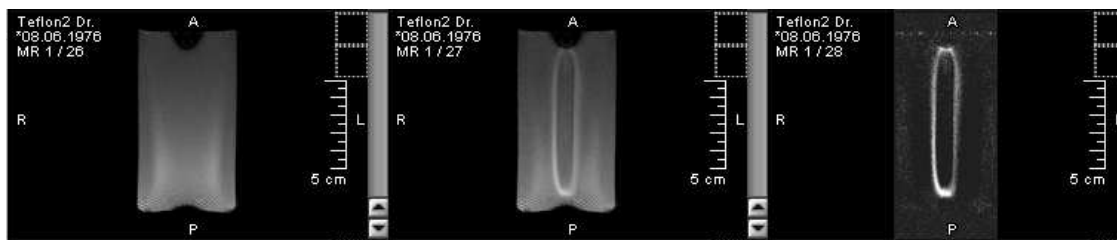


Abbildung 5: Mit Hilfe einer Konstruktion aus Plexiglas wurde die Gefäßlänge im Plexiglasschwein vergrößert. Es handelt sich um einen rotationssymmetrischen Zylinder, der nach unten offen ist. Bei einer Gefäßlänge von 8cm ist noch gut die bekannte Flamme zu erkennen. Ist das Gefäß etwas länger (9,7cm), so verschmiert das Ende der Flamme. Diese Flamme verändert sich mit zunehmender Gefäßlänge nicht (vgl. rote Linie, die immer auf der selbe Höhe ist). Die leichten Schleier im Bild zeigen nur an, dass eine leichte Bewegung im Wasser bereits vorhanden war. (Parameter US: $\nu = 13,370\text{MHz}$, $p_0 = 100\text{kPa}$, $t_0 = 20\text{ms}$, $t_1 = 10\text{ms}$; MRT: gre, $T_R=170\text{ms}$, $T_E=30\text{ms}$, FKR = vertikal, Schnitt=sag)

TR = 170ms



TR = 250ms



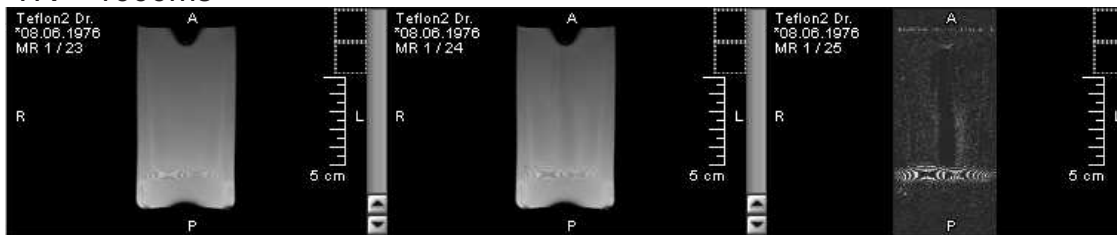
TR = 400ms



TR = 500ms



TR = 1000ms



Referenz

100kPa

Differenzbild

Abbildung 6: Eine Variation der T_R - Zeiten von 170 – 1000ms ist in dieser Bilderreihe dargestellt. In der linken Spalte sind die Referenzbilder, in der Mitte die Bilder mit Ultraschall bei $p_0 = 100\text{kPa}$ und in der rechten Spalte das Differenzbild (Differenzbild = Referenz - mit Ultraschall) zu sehen. Artefakte, die bereits im Referenzbild zu erkennen sind, bzw. aus einer gestrichelten Linie in Phasenkodierrichtung bestehen, haben nichts mit der Flamme zu tun. Die Signalerhöhung am Rand der Flamme nimmt ab und wird zu einem schwarzen Bereich längs des Schallkanals. (Parameter US: $\nu = 13,370\text{MHz}$, $t_0 = 20\text{ms}$, $t_1 = 10\text{ms}$; MRT: gre, $T_E=30\text{ms}$, FKR = vertikal, Schnitt=tra)

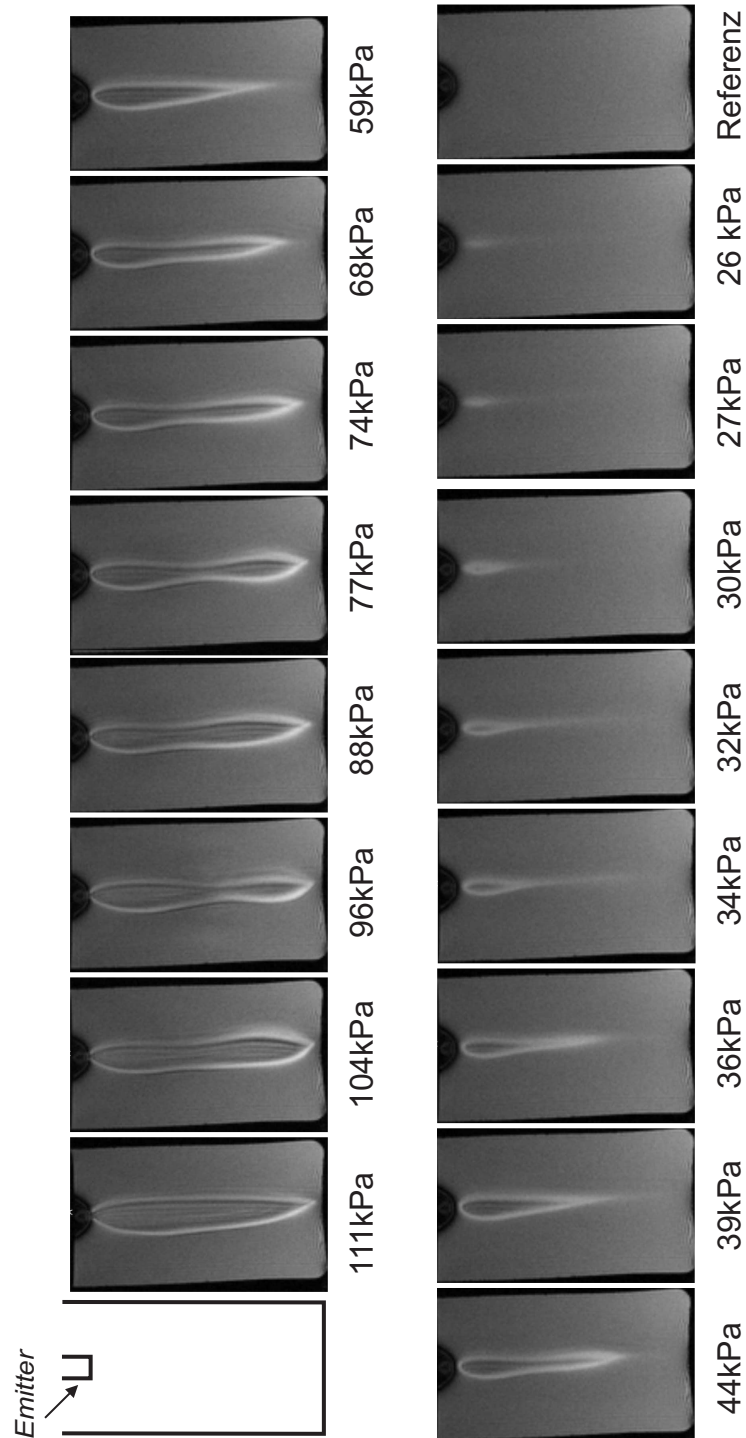


Abbildung 7: Hier wurde der Einfluss der Ultraschallamplitude bis zu 111kPa in kleinen Schritten untersucht. Bis 74kPa steigt die Länge der Flamme bis sie den Gefäßboden erreicht hat. Ab 74kPa scheint die Flamme nicht mehr an Helligkeit zu gewinnen, jedoch an Schärfe. Die Kanten werden deutlicher sichtbar und im Inneren der Flamme kann man eine Unterstruktur in Form von parallelen hellen Linien längs der Schallrichtung erkennen. (Parameter US: $\nu = 13,596\text{MHz}$, $t_0 = 20\text{ms}$, $t_1 = 10\text{ms}$; MRT: gre, $T_R=170\text{ms}$, $T_E=30\text{ms}$, FKR = vertikal, Schnitt=tra)

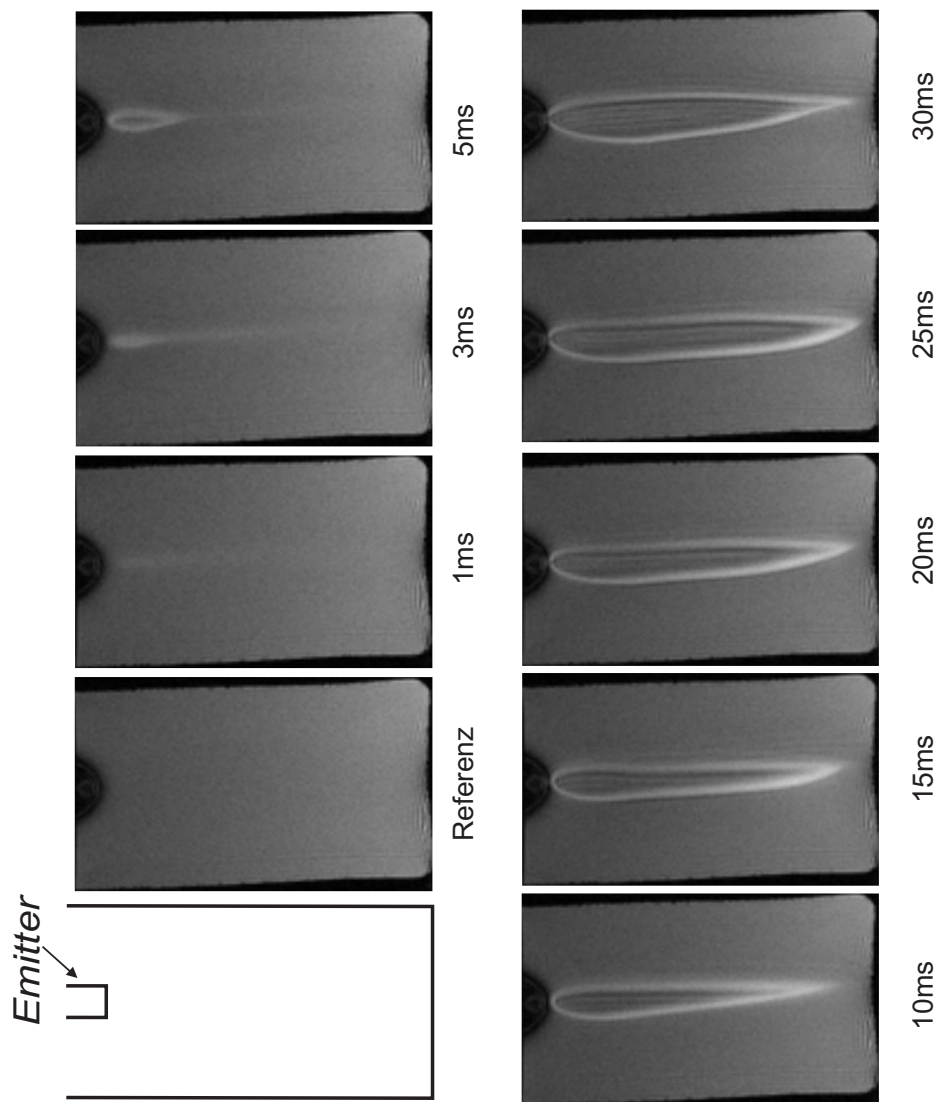


Abbildung 8: Hier wurde die Pulsdauer von 0 – 30ms variiert bei einer Amplitude von $p_0 = 59kPa$. Die Amplitude ist gerade so gewählt worden, dass bei einer Pulsdauer von 10ms die Flamme den Gefäßboden gerade nicht erreicht. Dadurch ist visuell und mit der Pixelsumme ein Unterschied des Einflusses gut zu erkennen. (Parameter US: $\nu = 13,596MHz$, $t_0 = 20ms$; MRT: gre, $T_R=170ms$, $T_E=30ms$, FKR = vertikal, Schnitt=tra)

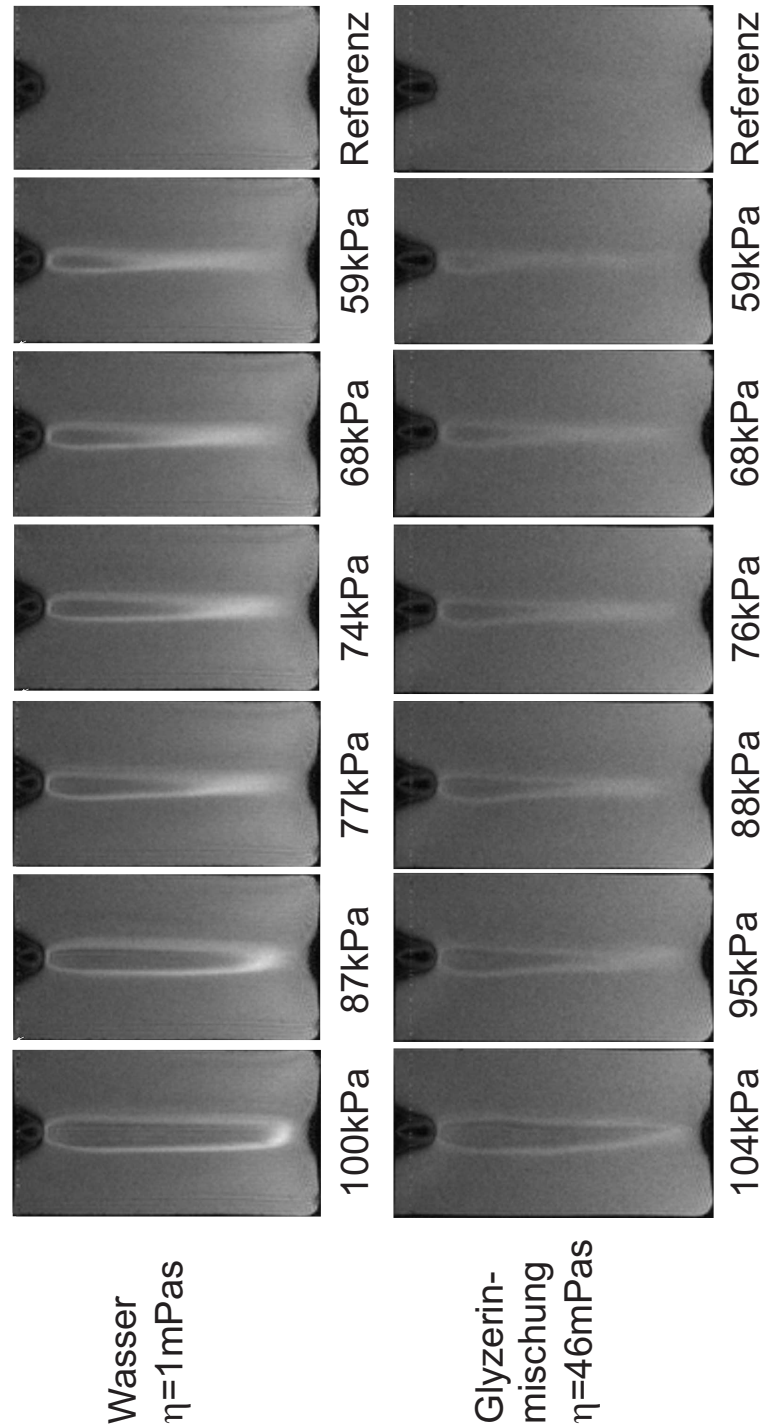


Abbildung 9: Hier sind die Bilder für die viskositätsabhängige Messungen aufgeführt. Dabei wurde einmal für Wasser und einmal für die Glycerinmischung die Amplitude variiert. (Parameter US: $\nu = 13,370\text{MHz}$, $t_0 = 20\text{ms}$, $t_1 = 10\text{ms}$; MRT: gre, $T_R=170\text{ms}$, $T_E=30\text{ms}$, FKR = vertikal, Schnitt=tra)

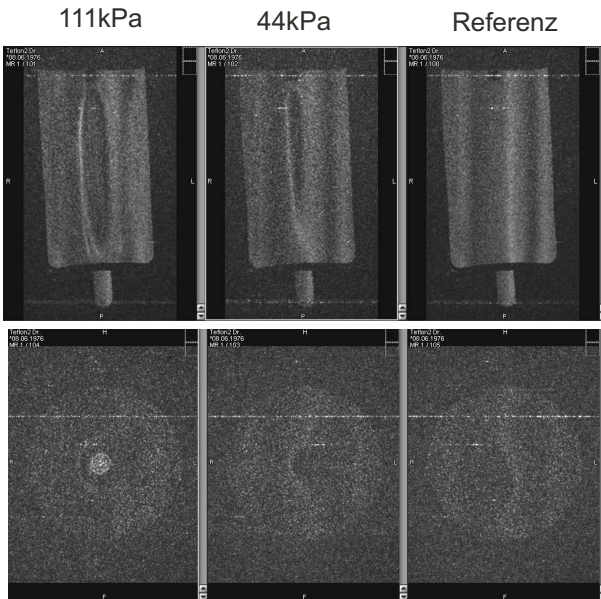


Abbildung 10: Hier ist die Spinechsequenz mit dne gleichen Parametern wie zuvor in der Gradientenechsequenz dargestellt. In der oberen Reihe ist eine Aufnahme im Längsschnitt bei verschiedener Amplitude dargestellt; darunter Querschnitte mit den gleichen Parametern. (Parameter US: $\nu = 13,596\text{MHz}$, $t_0 = 20\text{ms}$, $t_1 = 10\text{ms}$; MRT: $t1_se_tra$, $T_R=170\text{ms}$, $T_E=30\text{ms}$, FKR = vertikal, Schnitt=tra/cor)

$T_R = 500\text{ms}$

$T_R = 1000\text{ms}$

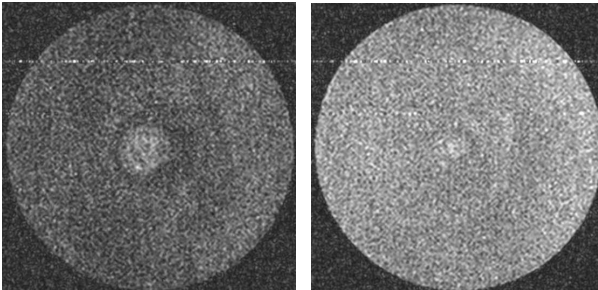


Abbildung 11: Im Querschnitt wurde hier die Repetitionszeit varriert. Mit höherem TR steigt das SNR im ganzen Bild und der Einfluss durch Ultraschall wird kleiner. (Parameter US: $\nu = 13,596\text{MHz}$, $t_0 = 20\text{ms}$, $t_1 = 10\text{ms}$, $p_0 = 111\text{kPa}$; MRT: $t1_se_tra$, $T_E=30\text{ms}$, FKR = vertikal, Schnitt=cor)

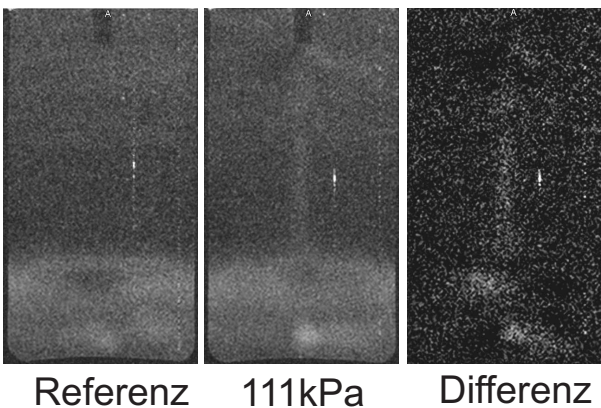


Abbildung 12: Hier ist im Vergleich zu Abb. 10 die Frequenz- und Phasenkodierrichtung vertauscht. Der Ultraschalleinfluss ist komplett verschieden. Statt einer Flammenähnlichen Struktur sieht man eine leichte Signalerhöhung entlang des Schallkanals, die eher an die Auslöschung in der EPI - Sequenz erinnern. (Parameter US: $\nu = 13,596\text{MHz}$, $t_0 = 20\text{ms}$, $t_1 = 10\text{ms}$, $p_0 = 111\text{kPa}$; MRT: $t1_se_tra$, $T_R=170\text{ms}$, $T_E=30\text{ms}$, FKR = horizontal, Schnitt=tra)

Danksagung

Mein besonderer Dank geht an meinen „Chef“, wie Herr Prof. Maier gerne genannt wird. Durch seine unnachgiebige und widerspruchsresistente Art hat er viele handwerklichen Tätigkeiten an mich herangetragen, die ich jetzt mit Leidenschaft ausführe. Auch war es ihm immer ein Vergnügen mir zu zeigen, dass das verhunzt geglaubte Werkstück, mit ein paar Handgriffen, besser werden konnte als es vorher geplant war. Ich habe an seinem Beispiel gesehen, wie man unnachgiebig in der Sache und stets freundlich in der Art sein sollte. Es war schön einen Chef zu haben, den man immer ansprechen konnte, auch wenn es sich mal nicht um die Arbeit drehte. Auch deshalb ist es mir noch wichtig auf die vielen Besuche bei Herrn und Frau Maier hinzuweisen, bei denen man sofort ein Gefühl der Zugehörigkeit bekam, wofür ich beiden danken möchte.

Ich danke Frau Prof. Thoma für die spontane Übernahme des Korreferats zu dieser Diplomarbeit. Insbesondere freue ich mich darüber, weil die medizinische Physik nicht ihr Forschungsgebiet ist und so ein interdisziplinärer Austausch stattfinden kann.

Ich bedanke mich bei meinem Team, bestehend aus André, Marcus, Ole und Sarah, das mit mir an einem Strang gezogen hat und mir stets zur Seite stand. Als guten Ideengeber und harten Diskussionspartner möchte ich mich auch bei Christian bedanken.

Ich möchte auch stellvertretend für das Team von Life & Brain Herrn Dr. Trautner für das unbeschwerte Messen am Tomographen, sowie für die vielen fruchtbaren fachlichen Gesprächen danken.

Ich danke Herrn Habenstein, der unbeirrt jeden Mittwoch allen quer durch die Gruppe inklusive mir mit Rat und Tat zum Thema Ultraschall zur Seite steht, und mich zusätzlich gelehrt hat ruhig und gewissenhaft zu arbeiten, insbesondere in der Werkstatt.

Mein Dank gehört auch Herrn Lehnertz, der mit seiner Vorlesung und Seminar erst mein Interesse für die medizinische Physik geweckt hat und auch noch danach ein immer verfügbarer Ansprechpartner war und ist.

Ich danke meinen Korrekturlesern Benedikt, Marcus, Ole und Jenny, die dafür auch ihre kostbare Freizeit geopfert haben.

Ich danke der ganzen Gruppe Maier, bei der ich mich schnell heimisch gefühlt habe. Ich danke den vielen ehrenamtlich arbeitenden Gruppenmitgliedern, die mir die Arbeit verschönert und erleichtert haben: EnMa, Benedikt und Judith für die Netzwerkbetreuung; Leo, Jessica und Chrissie für die Organisation der verschiedenen Ausflüge.

Ich danke Leo für die zahlreichen Ablenkungen, die mir immer wieder Energie gegeben haben die Diplomarbeit voranzureiben. Ich werde auch nie die vielen Kännchen und Wäffchen vergessen, die ich mit Benedetto getrunken und verspeist habe.

Ich möchte auch nicht die verschiedenen Mitglieder des Hauses vergessen. Die Feinmechanik und Elektronikwerkstatt waren immer bereit einem Unwissenden viel zu erklären und dort sind auch die vielen kleinen und großen Dinge für die Versuche geschaffen worden, die mein Können überschritten haben. Hierzu gehört noch das Team aus Sekretärinnen Frau Balci, Frau Schwenk, Frau Paus und Frau Mosblech bei denen man die Angst vor Verwaltungskram schnell vergessen hat und die auch immer ein nettes Wort auf den Lippen hatten.

Nicht zuletzt möchte ich mich herzlich bei meinen Eltern bedanken, die mir eine schöne Jugend und ein entspanntes Studium ermöglicht haben.

Gar nicht genug kann ich mich bei meiner Freundin Jenny danken, mit der das Leben so viel Spaß macht.