

INAUGURAL - DISSERTATION
ZUR
ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE
DER
NATURWISSENSCHAFTLICH - MATHEMATISCHEN
GESAMTFAKULTÄT
DER RUPRECHT - KARLS - UNIVERSITÄT
HEIDELBERG

VORGELEGT VON

Dipl.-Phys. Stefan Alt

AUS FRIEDBERG/HESSEN

TAG DER MÜNDLICHEN PRÜFUNG: 20. JUNI 2012

Koaxiale Wellenleiteranordnung
für die multinukleare
Hochfeld-Magnetresonanztomographie
mit laufenden Wellen

Gutachter:

Prof. Dr. Peter Bachert
Prof. Dr. Dirk Dubbers

Koaxiale Wellenleiteranordnung für die multinukleare Hochfeld-MRT mit laufenden Wellen. In der Hochfeld-MRT ($B_0 \geq 7$ Tesla) können aufgrund der höheren Larmorfrequenzen keine klassischen Volumenspulen zur Erzeugung eines homogenen hochfrequenten elektromagnetischen Feldes zur Spinanregung im Körperstamm verwendet werden. Als Alternative wird in dieser Arbeit eine koaxiale Wellenleiteranordnung vorgeschlagen, um laufende Wellen in einen definierten Messbereich zu senden und das induzierte MR-Signal daraus zu empfangen. Das Messobjekt wird im hohlen Innenleiter platziert, der in Längsrichtung unterbrochen ist um den Messbereich zu bilden. Die MR-relevanten Eigenschaften der koaxialen Wellenleiteranordnung wie Sendeeffizienz, Homogenität des Sendefeldes und die Belastung des Messobjektes durch die hochfrequente Strahlung wurden zunächst mit numerischen Simulationen (FDTD-Verfahren) charakterisiert. Außerdem wurde ein verkleinertes Modell des Wellenleiters konstruiert und Messungen mit Testobjekten und anatomischen Proben durchgeführt. Neben der koaxialen Grundmode TEM wurde auch die Verwendung höherer (TE-)Moden untersucht. Durch die Frequenzunabhängigkeit der TEM-Mode konnten MR-Messungen bei fünf verschiedenen Larmor-Frequenzen zwischen 29 und 297 MHz mit den Nukliden ^1H , ^{23}Na und ^{35}Cl durchgeführt werden. Die Verwendung eines Frequenzdiplexers ermöglichte dabei die gleichzeitige MRT von ^1H und ^{23}Na bei $B_0 = 7$ T. Die Ergebnisse zeigten, dass ein koaxialer Wellenleiter als HF-Antenne in der Hochfeld-MRT verwendet werden kann und sich aufgrund seiner Frequenzunabhängigkeit für multinukleare Studien eignet. Die erreichte Sendeeffizienz von $0,5\text{-}6 \mu\text{T}/\sqrt{k\text{W}}$ und die Schwankungen in der Feldhomogenität um etwa eine Größenordnung entsprechen denen anderer Laufwellenverfahren, sind jedoch für die klinische MRT nur bedingt ausreichend.

Coaxial waveguide setup for multinuclear high-field MRI with traveling waves. Due to the increased Larmor frequencies in high-field MR imaging ($B_0 \geq 7$ Tesla), resonant volume coils can no longer be used to generate the homogenous spin excitation field within the human torso. As an alternative approach a coaxial waveguide setup to transmit traveling electromagnetic waves to a defined imaging area is proposed in this work. The object of interest is placed in the hollow inner conductor of the setup and the imaging area is formed by a gap in that conductor. The proposed method is characterized with respect to its transmission efficiency, field homogeneity and the resulting radiofrequency exposure of the patient. In this work numerical simulations (FDTD method) were used for evaluation. Furthermore, a prototype setup with reduced scale was constructed and MRI experiments with multiple test objects and anatomical samples were performed. Higher modes of propagation (TE) were also tested besides the basic coaxial mode (TEM). Due to the frequency independence of the TEM mode, the coaxial waveguide setup could be operated at five different Larmor frequencies from 29 to 297 MHz and MRI experiments with various nuclei (^1H , ^{23}Na and ^{35}Cl) were performed. Using a frequency diplexer, combined MRI of ^1H and ^{23}Na was possible. The results of this work showed that the proposed method can be used for MRI at multiple frequencies and is therefore suitable for multinuclear MR studies. The achieved transmission efficiency of $0.5\text{-}6 \mu\text{T}/\sqrt{k\text{W}}$ and the variation in field homogeneity (one order of magnitude) were found to be similar to those of other traveling wave approaches, but are still not generally appropriate for clinical MRI at high fields.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Magnetresonanztomographie	5
2.1.1	Basisgrößen der Kernspinresonanz	5
2.1.2	Dynamik der Magnetisierung	7
2.1.3	Bilderzeugung in der MRT	9
2.2	MR-Pulssequenzen	13
2.2.1	Gradientenecho	13
2.2.2	Flipwinkelmessung	15
2.3	Spezifische Absorptionsrate	16
2.4	Numerische Simulationsverfahren	17
2.4.1	FDTD-Simulationen	18
2.5	MR-Volumenspulen	20
2.5.1	Birdcage-Volumenspulen	21
2.6	Wellenleiter	21
2.6.1	Skin-Effekt	21
2.6.2	Hohlleiter	22
2.6.3	Koaxiale Wellenleiter	23
3	Material und Methoden	27
3.1	FDTD-Simulationen	27
3.1.1	SemcadX Software Suite	27
3.1.2	Basissimulation	28
3.1.3	Auswertung der Simulationen	30
3.1.4	Höhere Transmissionsmoden	31
3.1.5	Simulationen mit dem Humanmodell	32
3.1.6	Simulation des Wellenleitermodells	32
3.2	Wellenleitermodell	34
3.2.1	Grundkonstruktion	35
3.2.2	Oberfläche des Wellenleiters	36
3.2.3	Anschluss an das MRT-System	37
3.2.4	MRT bei verschiedenen Frequenzen	38
3.3	Bildgebungsexperimente	41
3.3.1	Zylindrisches Phantom	41
3.3.2	Messungen mit dem Zylinderphantom	42
3.3.3	MRT anatomischer Strukturen	43
3.3.4	MRT bei verschiedenen Frequenzen	43

4	Ergebnisse	47
4.1	FDTD-Simulationen	48
4.1.1	Basissimulationen	48
4.1.2	Höhere Transmissionsmoden	51
4.1.3	Simulationen mit dem Humanmodell	56
4.1.4	Simulation des Hardwaremodells	59
4.2	Bildgebungsexperimente	66
4.2.1	Messungen am Phantom	66
4.2.2	MRT anatomischer Strukturen	67
4.2.3	MRT bei verschiedenen Frequenzen	67
5	Diskussion	73
6	Zusammenfassung	81
A	7T-MR-System	83
B	Veröffentlichungen	85
C	Literaturverzeichnis	87
D	Danksagung	93
E	Erklärung	95

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog-to-Digital Converter (Analog-Digital-Wandler)
BW	Bandwidth (Bandbreite)
CAD	Computer assisted drawing
DKFZ	Deutsches Krebsforschungszentrum Heidelberg
FDTD	Finite-Difference Time-Domain (Methode zur numerischen Simulation elektromagnetischer Felder)
FID	Free Induction Decay (Freier Induktionszerfall)
FLASH	Fast Low Angle SHot (GRE-Sequenz mit Spoilergradienten)
FFT	Fast Fourier Transformation (schneller Algorithmus zur diskreten Fourier-Transformation)
FT	Fourier-Transformation
FOV	Field-of-View (Bildfeldgröße)
FWHM	Full Width at Half Maximum (Breite einer Signalspitze auf halber Höhe)
GRE	Gradientenecho (-Sequenz)
HF	Hochfrequenz (-Strahlung)
MR	Magnetresonanz
MRT	Magnetresonanz-Tomographie
PE	Polyethylen
PMMA	Polymethylmethacrylat
PVC	Polyvinylchlorid
SAR	Spezifische Absorptionsrate
SE	Spinecho
SNR	Signal-to-Noise-Ratio (Signal-zu-Rauschen-Verhältnis)
SR	Saturation Recovery (Methode zur T_1 -Bestimmung)
T_A	Akquisitionszeit (Gesamtdauer einer MRT-Aufnahme)
TE	Transversal-elektrische Transmissionsmode
T_E	Echozeit
TEM	Transversal-elektromagnetische Transmissionsmode
TM	Transversal-magnetische Transmissionsmode
T_R	Repetitionszeit
UPML	Uniaxial Perfectly Matched Layers (reflexionsarme Begrenzungsfläche der Simulationsdomäne)

Kapitel 1

Einleitung

Die magnetische Kernresonanz (*Nuclear Magnetic Resonance*, *NMR*) wurde 1946 von Felix Bloch [1] und Edward M. Purcell [2] unabhängig voneinander entdeckt, wofür sie 1952 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet wurden. In den 1970er Jahren gelang es Paul C. Lauterbur [3] und Sir Peter Mansfield [4], dem NMR-Signal eine Ortsinformation aufzuprägen und die Kernresonanz für die medizinische Schnittbildgebung (Tomographie) zu nutzen. Heute ist die Magnetresonanztomographie (MRT) neben der Sonographie, den nuklearmedizinischen (z.B. der Positronenemissionstomographie) und den röntgenbasierten Verfahren eine der wichtigsten Schnittbildtechniken in der diagnostischen medizinischen Bildgebung. Allein in Deutschland werden jährlich etwa 6 Millionen MRT-Untersuchungen durchgeführt. Während die röntgenbasierten Verfahren einen hohen Kontrast zwischen knöchernen Strukturen und Gewebe erzeugen, zeichnet sich die MRT durch einen hohen Weichteilkontrast aus; die MRT erlaubt die Unterscheidung verschiedener Gewebearten und die Detektion von pathogenen Veränderungen innerhalb eines Gewebes. Durch Verwendung von unterschiedlichen Messschemata, sog. Sequenzen, können je nach Fragestellung Bilder mit verschiedenen Kontrasten erzeugt und mit einer Auflösung im Millimeterbereich aufgenommen werden. Da die in der MRT eingesetzte elektromagnetische Strahlung im Frequenzbereich der Radiowellen liegt und nicht ionisierend ist, sind MRT-Untersuchungen nach aktuellem Kenntnisstand unbedenklich und können beliebig oft wiederholt werden, ohne eine Dosisakkumulation beim Patienten zu bewirken. Dies stellt einen entscheidenden Vorteil gegenüber den nuklearmedizinischen und röntgenbasierten Verfahren dar.

Neben der reinen morphologischen Bildgebung mit verschiedenen Kontrasten können andere MR-basierte Verfahren für spezielle Fragestellungen und funktionelle Untersuchungen verwendet werden. So erlaubt beispielsweise die MR-Angiographie einen Einblick in das Gefäßsystem oder die Gefäßneubildung (Angiogenese) in Tumoren [5]. Mit diffusionsgewichteten MR-Verfahren können Aufbau und Struktur des Gewebes bestimmt werden [6]. Die interventionelle MRT ermöglicht die Überwachung und Durchführung von verschiedenen invasiven Eingriffen wie Kathetereingriffen, Endoskopien oder Nadelbiopsien [7, 8]. Die MR-Spektroskopie kann zur Bestimmung von Metabolitenkonzentrationen im Gewebe verwendet werden und so pathologische Veränderungen aufzeigen. Die funktionelle MRT (fMRT) nutzt die veränderten magnetischen Eigenschaften von oxygeniertem und deoxygeniertem Blut, um die Stoffwechselaktivität in stimulierten Hirnbereichen zu visualisieren [9]. Für weitere funktionelle Untersuchungen werden Kontrastmittel verwendet, die meistens das bei Körpertemperatur stark paramagnetische Lanthanoid Gadolinium enthalten, welches in einen Chelatkomplex eingeschlossen ist. Das Kontrastmittel wird rasch über die Niere ausgeschieden und gilt als gut verträglich. Die X-Kern-MRT, die an Stelle des Wasserstoffs andere MR-sensitive Nuklide zur Signalerzeugung nutzt, liefert Informationen über physiologische Prozesse im Körper. So zeigt die MRT mit dem Isotop ^{17}O den Sauerstoffumsatz im Gewebe [10, 11], und die Natrium- oder Chlor-MRT kann Veränderungen des Zellmembranpotentials aufzeigen [12, 13].

Für eine MRT-Untersuchung muss der Patient zunächst in ein statisches, möglichst homogenes Magnetfeld (\vec{B}_0) hoher Feldstärke eingebracht werden, das vom MR-System erzeugt wird. In der klinischen Routine werden hierfür Feldstärken bis zu 3 Tesla eingesetzt. Magnetfelder dieser Stärke können nur von supraleitenden Spulen erzeugt werden, weshalb die meisten MR-Geräte als Solenoid-Magnete mit zylindrischer Bohrung realisiert sind. Da in der MR das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR), also der nutzbare Signalpegel, etwa proportional zur Magnetfeldstärke ist (Kap. 2.1.1), wird der Einsatz von noch höheren Feldstärken angestrebt, was jedoch den technischen Aufwand und die Kosten des MR-Systems drastisch erhöht. Dennoch existieren zu Forschungszwecken bereits Geräte zur Ganzkörperuntersuchung am Menschen, die Feldstärken von bis zu 9,4 T erzeugen (Hochfeld-MRT). Einzelne Installationen mit einer Feldstärke von 11,7 T sind in Planung. Bei Kleintieruntersuchungen werden bereits noch höhere Feldstärken verwendet, da das homogene Magnetfeld hier nur in einem kleineren Volumen erzeugt werden muss, was den technischen Aufwand erheblich reduziert. Die meisten Hochfeld-Forschungsgeräte zur (humanen) Ganzkörperbildgebung verfügen zurzeit über eine Feldstärke von 7 Tesla. Weltweit existieren mittlerweile über 50 Geräte dieses Typs. Auch das am Deutschen Krebsforschungszentrum Heidelberg installierte System, an dem diese Arbeit durchgeführt wurde, ist ein 7T-Ganzkörper-MRT (Anhang A).

Ein stärkeres MR-Signal ist vorteilhaft, weil dadurch die Aufnahmezeit verringert oder die Bildauflösung gesteigert werden kann. Weiterhin verändern sich die MR-relevanten Parameter der verschiedenen Gewebearten bei höheren Magnetfeldern, wodurch die Erzeugung neuer Bildkontraste ermöglicht wird. In der MR-Spektroskopie werden die Signale der verschiedenen Metaboliten stärker voneinander getrennt (*chemical shift*), was eine genauere Bestimmung ihrer Verhältnisse ermöglicht.

Neben dem erhöhten technischen Aufwand zur Erzeugung des Magnetfeldes bringt die Hochfeld-MRT weitere technische Herausforderungen mit sich. Um ein MR-Signal zu erzeugen, muss das Spinsystem im Untersuchungsbereich mit einem möglichst homogenen, hochfrequenten magnetischen Wechselfeld (\vec{B}_1) angeregt werden. Die Anregungsfrequenz, die der Resonanzfrequenz des Spinsystems entsprechen muss, ist dabei proportional zur Magnetfeldstärke. So arbeitet das 7T-MRT-System am DKFZ bei einer 1H -Frequenz von 297,15 MHz. Während die Strahlung damit noch im Bereich der Radiowellen liegt, reduziert sich die Wellenlänge λ in menschlichem Gewebe bei dieser Frequenz bereits auf $\lambda < 20$ cm, womit sie in der Größenordnung der zu untersuchenden Strukturen liegt. Dadurch können innerhalb des Körpers Interferenzen und Stehwelleneffekte auftreten, die Inhomogenitäten des Sendefeldes verursachen. Diese Inhomogenitäten überlagern sich dem erzeugten MR-Bild und sind dann nur schwer von morphologischen Veränderungen zu unterscheiden (Abb. 1.1). Ein weiteres technisches Problem betrifft die Sendantennen, die zur Erzeugung des hochfrequenten Feldes eingesetzt werden. Die in der MRT zur Spinanregung meistens verwendeten zylindrischen Volumenspulen (Kap. 2.5) können prinzipbedingt nur mit einem Mantelumfang in oder unterhalb der Größenordnung der Wellenlänge konstruiert werden. Während bei Systemen bis 3 Tesla Ganzkörper-Volumenspulen (body coil oder Körperspule) mit Durchmessern bis zu 70 cm eingesetzt werden können, stellt bei 7 Tesla bereits das Volumen eines menschlichen Kopfes eine praktische Limitation dar. Neben dem Durchmesser ist auch die Länge der Volumenspulen beschränkt, da sonst bereits im Anregungsfeld Interferenzmuster durch Stehwellen auftreten.

Eine vielversprechende Alternative zu Volumenspulen sind Oberflächenspulen. Dabei handelt es sich um planare Strukturen, die direkt auf den Körper aufgebracht werden. Diese Spulen erzeugen jedoch ein stark inhomogenes Feld, das direkt unterhalb der Spule am stärksten ist und mit zunehmendem Abstand schnell abfällt. Um dies zu kompensieren werden mehrere Oberflächenelemente zu einer Array-Spule kombiniert und um den Körper herum angeordnet. Durch

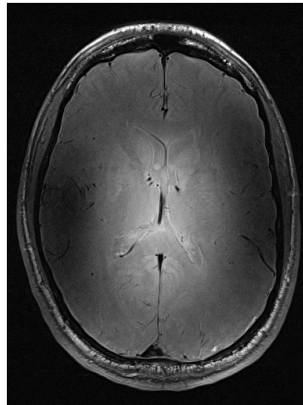


Abb. 1.1: Bildartefakt (zentrale Signalüberhöhung) durch Stehwelleneffekte in einer transversalen Schicht eines menschlichen Gehirnes [14]. Das Bild wurde in einem 7T-MRT mit einer resonanten Volumenspule (Kopfspule) aufgenommen.

geschickte Wahl der Signale, mit denen die einzelnen Elemente während des Sendevorgangs gespeist werden, können die einzelnen Felder zu einem homogeneren effektiven Anregungsfeld überlagert werden, wobei sogar durch das Gewebe hervorgerufene Inhomogenitäten teilweise kompensiert werden können [15]. Die Nutzung dieses Konzeptes ist technisch jedoch sehr aufwändig, da entweder Amplitude und Phase jedes Einzelelementes manipuliert werden müssen (*B₁-shimming*) oder jedes Element über einen eigenen HF-Generator gespeist werden muss (*parallel transmit, pTx*). Die korrekten Anregungsmuster müssen außerdem vor jeder Untersuchung individuell über numerische Simulationen und/oder Kalibrierungsmessungen bestimmt werden. Dabei muss auch sichergestellt werden, dass durch die Überlagerung keine starken konstruktiven Interferenzen der elektrischen Felder entstehen (*Hotspots*), die zu einer lokalen Erwärmung des Gewebes führen können. Aufgrund dieser Sicherheitsaspekte befindet sich die Methodik zurzeit noch in der Entwicklung.

Eine weitere alternative Methode zur Spinanregung in der Hochfeld-MRT wurde 2009 von Brunner *et al* [16] vorgeschlagen; das Laufwellen- oder *travelling wave*-Konzept verwendet propagierende elektromagnetische Wellen anstelle der resonanten Volumen- oder Oberflächenspulen, die stets im Nahfeld mit dem Messobjekt interagieren. Da die Wellen den Messbereich durchlaufen und kein statisches Stehwellenmuster bilden, treten keine Interferenzeffekte (in Laufrichtung der Wellen) im Anregungsfeld auf und der mögliche Messbereich ist nicht in seiner Länge begrenzt. Das ursprüngliche Konzept nutzt den Umstand, dass die metallisch verkleidete, zylindrische Öffnung (Bohrung) eines Hochfeld-MRT-Systems in Solenoid-Bauweise ($\varnothing \approx 60$ cm) für ausreichend hohe Frequenzen als Wellenleiter (Hohlleiter) fungieren kann. Die untere Grenzfrequenz der niedrigsten Hohlleitermode wird bei 7 Tesla knapp überschritten, wenn sich ein menschlicher Körper oder eine ähnlich große Beladung mit hoher Permittivität in der Bohrung befindet. Wird nun mit einem Dipol oder einer anderen gerichteten Antenne ein Signal in die Bohrung gesendet, kann es sich in der Hohlleitermode entlang der Bohrung ausbreiten und durchläuft den Messbereich. Umgekehrt läuft das emittierte MR-Signal in beide Richtungen durch die Bohrung und gelangt so zur Antenne. Neben der Limitierung durch die untere Grenzfrequenz stellt die Fokussierung der Wellen auf den Messbereich ein Problem dar. Die laufenden Wellen erzeugen die stärkste Spinanregung dort, wo sie zuerst auf das Messobjekt treffen, also beim Patienten im Kopf oder in den Beinen. Soll ein zentraler Körperbereich wie der Thorax oder das Abdomen untersucht werden, steht nur ein reduzierter Teil der Sendeleistung im Messbereich zur Verfügung, während die distalen Bereiche unnötig stark exponiert werden. Da die Strahlung in diesem Frequenzbereich zwar nicht ionisierend ist, jedoch zur Erwärmung des Gewebes führen kann (Kap. 2.3), muss eine zu hohe Exposition vermieden werden. Um die genannten Limitationen zu umgehen wurden verschiedene Methoden vorgeschlagen [17–21].

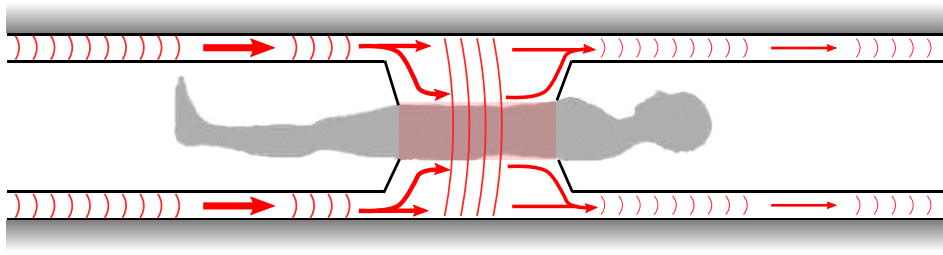


Abb. 1.2: Seitenansicht eines koaxialen Wellenleiters in der zylindrischen Bohrung eines MRT-Systems (grau). Der Patient befindet sich im hohlen Innenleiter, der in der Mitte unterbrochen ist, um einen Messbereich zu bilden. Laufen hochfrequente elektromagnetische Wellen (rot) durch die Anordnung, treffen sie erst im zentralen Messbereich auf den Patienten. Wenn keine Reflexionen auftreten, durchläuft die Welle den Koaxialleiter von links nach rechts und es bilden sich keine stehenden Wellen in Längsrichtung, die zu unerwünschten Interferenzeffekten führen. Das im Messbereich erzeugte MR-Signal gelangt (teilweise) auf umgekehrtem Weg zu beiden Enden des Wellenleiters.

In dieser Arbeit wird die Verwendbarkeit einer koaxialen Wellenleiteranordnung (Abb. 1.2) für die Hochfeld-MRT mit laufenden Wellen vorgeschlagen und eingehend untersucht. Anstelle die leitfähige Wandung der Magnetbohrung als alleinigen Leiter zu verwenden, wurde sie durch eine zweite leitfähige Oberfläche zu einer koaxialen Wellenleiteranordnung erweitert. Dieser zusätzliche Innenleiter ist hohl und bietet Platz für den Patienten. Eine Unterbrechung des Innenleiters im Zentrum des Magneten stellt dann den eigentlichen Messbereich dar, in dem die laufenden Wellen, die zwischen den beiden Leiterflächen propagieren, mit den Kernspins im Gewebe des Patienten interagieren können. Wenn die elektromagnetischen Wellen die Wellenleiteranordnung und den Messbereich ohne Reflexionen durchlaufen, treten auch hier, wie bei den zuvor genannten Laufwellenmethoden, keine stehenden Wellen und Interferenzeffekte in Laufrichtung der Welle auf. Die Verwendung einer koaxialen Wellenleiteranordnung bietet verschiedene Vorteile gegenüber dem ursprünglichen Hohlleiter-Konzept. Durch den Einschluss der distalen Bereiche des Patienten in die Innenleitersegmente kann die Wechselwirkung auf einen gewünschten, zentral gelegenen Messbereich fokussiert werden. Weiterhin besitzt die Grundmode von koaxialen Wellenleitern (TEM, Kap. 2.6.3) keine untere Grenzfrequenz, was es ermöglicht, Untersuchungen bei niedrigeren Feldstärken oder X-Kern-MRT durchzuführen.

Im Folgenden wird eine solche koaxiale Wellenleiteranordnung auf ihre Eigenschaften, Möglichkeiten und Limitationen hinsichtlich der Effektivität der Spinanregung (B_1^+), der damit verbundenen Hochfrequenz-Exposition (Spezifische Absorptionsrate, SAR), sowie der Feldhomogenität und der Fokussierung auf den Messbereich untersucht. Zu diesem Zweck wurden sowohl numerische Simulationen als auch Messungen mit einem realen Wellenleitermodell in verkleinertem Maßstab durchgeführt. Ein Teil der hier vorgestellten Ergebnisse wurden bereits in der Fachliteratur und auf Konferenzen veröffentlicht (Anhang B).

Kapitel 2 bietet zunächst eine Übersicht über die Grundlagen der Magnetresonanztomographie (Kap. 2.1 und 2.2), der verwendeten Simulationsmethode (Kap. 2.4.1), sowie über die Eigenschaften von MR-Volumenspulen (Kap. 2.5) und Wellenleitern (Kap. 2.6). Kapitel 3 beschreibt die durchgeführten Simulationen (Kap. 3.1), die Konstruktion des Wellenleitermodells (Kap. 3.2) und die damit durchgeführten Experimente (Kap. 3.3ff). In Kapitel 4 sind die erzielten Ergebnisse der Simulationen (Kap. 4.1) und der Messungen (Kap. 4.2) aufgeführt. Eine eingehende Diskussion sowie der Vergleich der simulierten und gemessenen Resultate erfolgt schließlich in Kapitel 5 und eine Zusammenfassung der Arbeit in Kapitel 6.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Magnetresonanztomographie

In diesem Kapitel werden zunächst die physikalischen Grundlagen erläutert, auf denen die Magnetresonanztomographie (MRT) beruht. Für eine genauere Darstellung sei auf [22, 23] verwiesen.

2.1.1 Basisgrößen der Kernspinresonanz

Kernspin

Die Basisgröße der Kernspinresonanz ist der Kernspin \hat{I} , der sich aus den Eigen- und Bahndrehimpulsen aller Nukleonen eines Atomkerns zusammensetzt. Während diese Kopplung bei gerader Nukleonenzahl zu $\vec{I} = 0$ führen kann, tragen Atomkerne mit ungerader Protonen- und/oder Neutronenzahl einen nicht verschwindenden, halbzahligen Kernspin $\vec{I} = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \dots$. Als quantenmechanischer Drehimpulsoperator gehorcht \hat{I} den folgenden Regeln der Kommutatoralgebra:

$$[\hat{I}_i, \hat{I}_j] = \epsilon_{ijk} i \hbar \hat{I}_k \quad \wedge \quad [\hat{I}_i, \hat{I}^2] = 0$$

Nach Vorgabe einer Vorzugsrichtung können der Betrag sowie eine Komponente des Kernspinvektors – o.B.d.A. sei dies im Folgenden z – gleichzeitig bestimmt werden, wobei die Eigenwertgleichungen

$$\begin{aligned}\hat{I}_z |I, m\rangle &= \hbar m |I, m\rangle \\ \hat{I}^2 |I, m\rangle &= \hbar^2 I(I+1) |I, m\rangle\end{aligned}$$

gelten. I bezeichnet hier die Drehimpulsquantenzahl und m die magnetische Spinquantenzahl, die $2I+1$ diskrete Werte $m = -I, -I+1, \dots, I$ annehmen kann. Mit dem Kernspin ist auch ein magnetisches Moment

$$\hat{\mu} = \gamma \hat{I} \tag{2.1}$$

verknüpft. Die Proportionalitätskonstante γ hängt vom Atomkern ab und wird als gyromagnetisches Verhältnis bezeichnet. Die Zustände $|I, m\rangle$ sind zunächst entsprechend der möglichen Werte von m ($2I+1$)-fach entartet. Wird jedoch ein äußeres, in z -Richtung orientiertes Magnetfeld $\vec{B} = \vec{B}_0 = (0, 0, B_0)$ angelegt, tritt das magnetische Moment mit diesem in Wechselwirkung, und es gilt der Hamiltonoperator

$$\hat{H} = -\hat{\mu} \vec{B} = -\gamma \hat{I} \vec{B} = -\gamma \hat{I}_z B_0. \tag{2.2}$$

Aus der Schrödingergleichung

$$\hat{H} |I, m\rangle = E_m |I, m\rangle$$

folgen die Energieeigenwerte

$$E_m = -\gamma \hbar m B_0 \quad (2.3)$$

und die m -Entartung ist aufgehoben, was auch als Zeeman-Effekt bezeichnet wird. Der Übergang zwischen den $2I + 1$ äquidistanten Energieniveaus kann durch Einstrahlen von Photonen der passenden Energie

$$E_{\text{Photon}} = \Delta E_m = E_m - E_{m-1} = \hbar \gamma B_0 = \hbar \omega_L = h f_L \quad (2.4)$$

erfolgen. Die Frequenz

$$f_L = \frac{\gamma}{2\pi} B_0 \quad (2.5)$$

wird als Larmor-Frequenz bezeichnet.

In der MRT wird am häufigsten der Atomkern ^1H mit Spin $\frac{1}{2}$ verwendet. Er besitzt mit $\gamma_H = 2\pi \cdot 42,576 \text{ MHz } T^{-1}$ das größte gyromagnetische Verhältnis aller stabilen Kerne. Zudem ist ^1H aufgrund des hohen Wassergehaltes der häufigste Atomkern im menschlichen Körper, wodurch eine hohe Signalstärke erreicht wird. Die Larmor-Frequenzen von ^1H liegen bei den in der Medizin eingesetzten Feldstärken von $B_0 \leq 9,4 \text{ T}$ im Bereich der Radiowellen (z.B. $f_L^{1\text{H}}(B_0 = 7\text{T}) = 298 \text{ MHz}$).

Makroskopische Magnetisierung

Einzelne Kernspins sind in der medizinischen MRT nicht messbar, da stets makroskopische Proben volumina mit einer großen Anzahl von sensitiven Kernen betrachtet werden. So enthält beispielsweise menschliches Körpergewebe ca. 10^{19} ^1H -Kerne pro Kubikmillimeter. Die magnetischen Momente $\vec{\mu}_i$ dieser Spin-Ensembles addieren sich zu einer makroskopischen Magnetisierung \vec{M} pro Volumeneinheit V . Die Komponente M_z , die als longitudinale Magnetisierung bezeichnet wird, ist dann

$$M_z = \sum_i \frac{\langle \mu_z \rangle_i}{V}.$$

Die Erwartungswerte $\langle \mu_z \rangle_i$ folgen aus den Besetzungswahrscheinlichkeiten p_m der Energieniveaus. Für den Spin I von ^1H ($I = \frac{1}{2}$) sind nur zwei Energiezustände mit $m = +\frac{1}{2}$ und $m = -\frac{1}{2}$ im äußeren Feld möglich. Bei Raumtemperatur ($\approx 300 \text{ K}$) ist die Energiedifferenz ΔE_m zwischen diesen Zuständen sehr viel kleiner als die thermische Energie $k_B T \approx \frac{1}{40} \text{ eV}$, sodass die Fermi-Dirac-Statistik, die die Besetzung der Energieniveaus für Fermionen beschreibt, in die Boltzmann-Statistik übergeht. Die Besetzungswahrscheinlichkeit für einen Spin I kann daher in guter Näherung durch

$$p_m = \frac{e^{-E_m/k_B T}}{\sum_{\hat{m}} e^{-E_{\hat{m}}/k_B T}}$$

beschrieben werden. Weiterhin kann in dieser sogenannten Hochtemperaturnäherung¹ die Exponentialfunktion in eine Taylor-Reihe entwickelt und nach dem Term erster Ordnung abgebrochen werden, wodurch sich für ein Ensemble aus N Spins im Volumen V bei Raumtemperatur für die Magnetisierung

$$\begin{aligned} M_z &= \frac{N}{V} \sum_m p_m \langle m | \mu_z | m \rangle \approx \frac{N}{V(2I+1)} \sum_m \gamma \hbar m \left(1 - \frac{\gamma \hbar m B_0}{k_B T} \right) \\ &= \frac{N}{V} \frac{\gamma^2 \hbar^2 I(I+1) B_0}{3k_B T} \end{aligned} \quad (2.6)$$

ergibt. Im thermodynamischen Gleichgewicht bei einem externen Magnetfeld $\vec{B}_0 = (0, 0, B_0)$ ist lediglich die Komponente $M_z = M_0$ von \vec{M}_0 bestimmt, sodass die Magnetisierung $\vec{M}_0 = (0, 0, M_0)$ ist. Obwohl der Besetzungszahlunterschied lediglich in der Größenordnung 10^{-6} ist, bildet sich in makroskopischen Proben eine messbare effektive Magnetisierung aus. Da M_0 proportional zum angelegten Magnetfeld B_0 ist, werden in MRT-Systemen supraleitende Magnetspulen eingesetzt, um stabile und homogene Felder hoher Stärke zu erreichen.

2.1.2 Dynamik der Magnetisierung

Aus der Bewegungsgleichung im Heisenberg-Bild folgt mit Gleichung (2.2) für die Zeitentwicklung der magnetischen Momente

$$\frac{d}{dt} \langle \hat{\vec{\mu}} \rangle = -\frac{i}{\hbar} \langle [\hat{\vec{\mu}}, \hat{H}] \rangle = \gamma \langle \hat{\vec{\mu}} \rangle \times \vec{B}$$

und nach Summation über das Spinensemble

$$\frac{d}{dt} \vec{M}(t) = \gamma \vec{M}(t) \times \vec{B}(t) \quad (2.7)$$

Dies entspricht der klassischen Kreiselgleichung und bedeutet, dass \vec{M} wie ein mechanischer Kreisel im Gravitationsfeld um \vec{B} präzediert, sobald er aus der Gleichgewichtslage ($\vec{M} \parallel \vec{B}$) ausgelenkt wird.

Da die makroskopische Magnetisierung \vec{M} von einer großen Zahl Kernspins erzeugt wird, verhält sie sich gemäß dem Theorem von Ehrenfest wie eine klassische Größe. Die Dynamik von \vec{M} wird daher im Folgenden durch klassische Bewegungsgleichungen beschrieben.

Hochfrequenzanregung

Um \vec{M} aus seiner Gleichgewichtslage auszulenken, wird zusätzlich zum Grundfeld \vec{B}_0 ein in der xy -Ebene zirkular polarisiertes, hochfrequentes magnetisches Wechselfeld

$$\vec{B}_1 = (B_1 \cos(\omega_{\text{HF}} t), B_1 \sin(\omega_{\text{HF}} t), 0) \quad (2.8)$$

eingestrahlt. Die Bewegungsgleichung (2.7) lautet damit

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \vec{M}(t) &= \gamma \vec{M}(t) \times (\vec{B}_0 + \vec{B}_1(t)) \\ &= \gamma \vec{M}(t) \times (B_1 \cos(\omega_{\text{HF}} t), B_1 \sin(\omega_{\text{HF}} t), B_0) \end{aligned} \quad (2.9)$$

¹Die Hochtemperaturnäherung beschreibt die meisten MRT-relevanten Effekte sehr gut, ist jedoch nicht ganz exakt. Eine genauere Abhandlung über die quantenmechanischen Grundlagen der MRT ist u.a. in [24] zu finden.

Durch Transformation in ein Koordinatensystem $(x', y', z'=z)$, das mit der Kreisfrequenz ω_{HF} um die z -Achse rotiert, vereinfacht sich Gl. (2.9), da \vec{B}_1 in diesem System konstant und o.B.d.A. parallel zu \vec{x}' ist, zu

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \vec{M}(t)|_{\text{rot KS}} &= \gamma \vec{M}(t)|_{\text{rot KS}} \times (\vec{B}_0 + \vec{B}_1) \\ &= \gamma \vec{M}(t)|_{\text{rot KS}} \times \left(B_1, 0, B_0 - \frac{\omega_{\text{HF}}}{\gamma} \right) \end{aligned}$$

Der zusätzliche Term $\omega_{\text{HF}}/\gamma$ in z -Richtung resultiert aus der Koordinatentransformation. Bei resonanter Anregung mit $\omega_{\text{HF}} = \gamma B_0 = 2\pi \cdot f_L$ verschwindet die z -Komponente, und \vec{M} rotiert um die Richtung des Hochfrequenzfeldes $\vec{B}_1 \parallel \vec{x}'$. Mit einem im Allgemeinfall amplitudenmodulierten Hochfrequenzpuls $B_1(t)$ der Dauer τ wird eine Drehung um den sogenannten Flipwinkel

$$\alpha = \gamma \int_0^{\tau} B_1(t) dt \quad (2.10)$$

bewirkt. Durch diese Drehung erhält \vec{M} Komponenten in der xy -Ebene, die im Folgenden als transversale Magnetisierung bezeichnet werden.

Die transversale Magnetisierung präzediert mit der Larmorfrequenz in der xy -Ebene um $B_0 \parallel \vec{e}_z$. Dabei wird in den Hochfrequenzantennen des MR-Systems gemäß dem Faradayschen Induktionsgesetz eine oszillierende Spannung induziert:

$$U_{\text{ind}} = - \int_A \frac{\delta \vec{B}}{\delta t} d\vec{A}$$

Die Amplitude der induzierten Spannung hängt dabei nicht nur von der Fläche \vec{A} der verwendeten Spule ab, sondern auch von der genauen Messanordnung und der Entfernung der Spule zum Probenvolumen. Die Frequenz der Oszillation ist jedoch nur von f_L abhängig.

Relaxationsprozesse

Nach Einstrahlen des Hochfrequenz-Pulses kehrt $\vec{M}(t)$ durch interne Wechselwirkung zum thermodynamischen Gleichgewichtszustand $\vec{M}_0 = (0, 0, M_0)$ zurück (Abb. 2.1a). Dieser Vorgang wird als Relaxation bezeichnet. Longitudinal- und Transversalkomponenten der Magnetisierung relaxieren unabhängig voneinander, wobei die Geschwindigkeit bei beiden proportional zur aktuellen Differenz zum jeweiligen thermodynamischen Gleichgewichtszustand ist (exponentieller Zerfall). Dieser Vorgang wurde erstmals durch Bloch [1] beschrieben, in dem er die Bewegungsgleichungen empirisch durch Relaxationsterme ergänzte:

$$\frac{d}{dt} M_x(t) = \left(\vec{M}(t) \times \vec{B}(t) \right)_x - \frac{M_x(t)}{T_2} \quad (2.11)$$

$$\frac{d}{dt} M_y(t) = \left(\vec{M}(t) \times \vec{B}(t) \right)_y - \frac{M_y(t)}{T_2} \quad (2.12)$$

$$\frac{d}{dt} M_z(t) = \left(\vec{M}(t) \times \vec{B}(t) \right)_z - \frac{M_0 - M_z(t)}{T_1} \quad (2.13)$$

Die longitudinalen und transversalen Relaxationskonstanten T_1 und T_2 sind stark materialabhängig und erzeugen einen nützlichen Gewebekontrast, der wesentlich stärker ist als der Kontrast

in der reinen Protonendichteverteilung. Für menschliches Gewebe liegen typische Werte für T_1 (^1H) im Bereich 200 - 4000 ms, während meist $T_2 \leq 100$ ms ist. Die Relaxationszeiten sind u.a. von der Feldstärke B_0 abhängig; bei höheren Feldstärken verlängern sich so z.B. die T_1 Zeiten. Die longitudinale Relaxation T_1 ist hauptsächlich auf Wechselwirkungen mit den Vibrations- und Rotationsmoden der Moleküle zurückzuführen, weshalb dieser Vorgang auch als *Spin-Gitter-Relaxation* bezeichnet wird. Durch Wechselwirkung der Spins untereinander (*Spin-Spin-Relaxation*) verlieren diese die Phasenkohärenz, die ihnen durch den Anregungspuls aufgeprägt wurde, sodass die transversale Magnetisierung mit der Zeitkonstanten T_2 exponentiell zerfällt.

Durch lokale Feldinhomogenitäten ΔB , die technisch durch Inhomogenitäten des statischen Feldes B_0 und durch Suszeptibilitätssprünge an Gewebegrenzen bedingt sind, wird die (T_2)-Dephasierung der Spins verstärkt, da durch ΔB die Larmorfrequenzen lokal variieren. Man beobachtet daher eine kürzere, effektive transversale Relaxationszeit $T_2^* < T_2$:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \gamma \cdot \Delta B \quad (2.14)$$

Spin- und Gradientenecho

Erwin Hahn entdeckte bereits 1950 eine Methode, um die transversale Relaxationszeit T_2 ohne den Einfluss der Feldinhomogenitäten zu bestimmen [25]. Dazu wird das Spinsystem zunächst mit einem 90° -Puls angeregt. Nach einer Zeit $T_E/2$, während der die Spins mit T_2^* dephasieren, wird ein 180° -Puls eingestrahlt. Dieser Puls invertiert die akkumulierte Phase zwischen den einzelnen Spins, sodass die unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen zu einer Rephasierung und teilweisen Wiederherstellung der ursprünglichen Phasenkohärenz nach einer Echozeit $T_E = 2T_E/2$ führt und das Signal als sogenanntes Spinecho wieder auftritt (Abb. 2.1b). Da durch die Invertierung nur die Dephasierung infolge der Feldinhomogenitäten wieder rückgängig gemacht wird, ist die Signalamplitude des Echos proportional zu $e^{-\frac{T_E}{T_2}}$, woraus T_2 berechnet werden kann.

Es ist auch möglich, ohne HF-Invertierungspuls ein Echo zu erzeugen. Hierfür wird dem Grundfeld \vec{B}_0 ein zusätzliches Gradientenfeld $\vec{B}_G = (0, 0, G_x x)$ überlagert (Kap. 2.1.3), dessen Feldvektor in Richtung $\vec{B}_0 \parallel \vec{e}_z$ zeigt und dessen Stärke in einer Raumrichtung, o.B.d.A. hier x , variiert. Durch diesen sogenannten Präphasierungsgradienten wird die Larmorfrequenz in x -Richtung ortsabhängig und die Dephasierung beschleunigt. Ändert man anschließend das Vorzeichen des Gradienten ($G_x \Rightarrow -G_x$) erfolgt eine Rephasierung. Da die Dephasierung proportional zum Zeitintegral über die Gradientenstärke ist, das auch als 0. Gradientenmoment m_0 bezeichnet wird, tritt das Gradientenecho auf, sobald $m_0(t = T_E) = 0$ erreicht ist (Abb. 2.1c).

2.1.3 Bilderzeugung in der MRT

Die bisher geschilderten Prozesse zur Anregung und Relaxation des Spinsystems bezogen sich stets auf das gesamte Probenvolumen, d.h. das nach der HF-Anregung akquirierte Signal enthält noch keine Ortsinformation. Diese ist jedoch notwendig, um ein Schnittbild des Messobjektes zu erhalten. Um dem Signal eine zusätzliche Ortsinformation aufzuprägen, ist das MRT-System mit drei Magnetgradientensystemen ausgestattet, die zusätzliche Magnetfelder \vec{B}_G erzeugen und dem Grundfeld \vec{B}_0 überlagern. Innerhalb des Messvolumens ist $\vec{B}_G \parallel \vec{B}_0$, die Amplitude variiert jedoch in jeweils einer der drei kartesischen Raumrichtungen:

$$\vec{B}_G(x, y, z) = (G_x x + G_y y + G_z z) \cdot \vec{e}_z = (\vec{G}\vec{r}) \vec{e}_z \quad \text{mit } \vec{r} = (x, y, z) \quad (2.15)$$

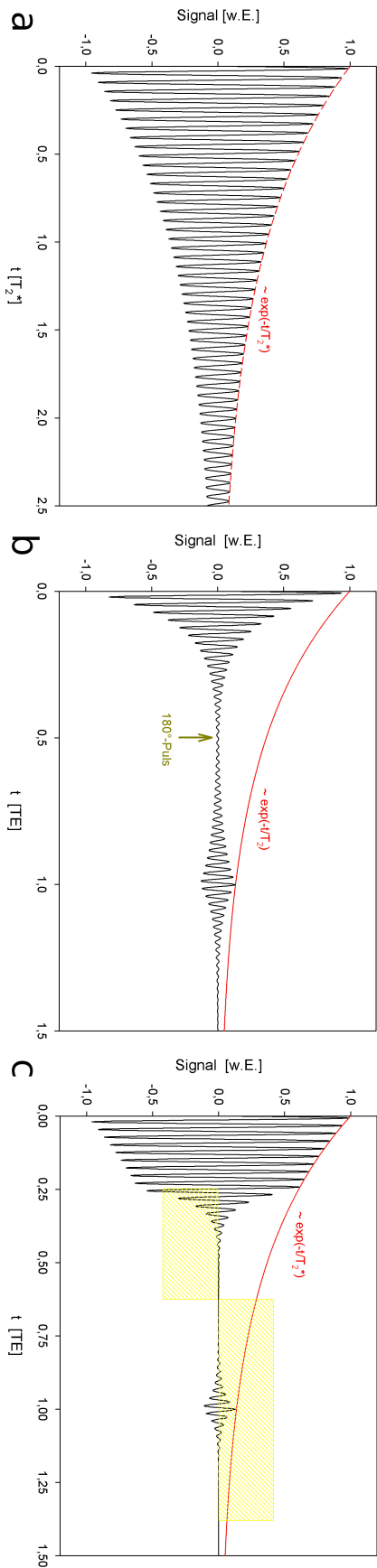


Abb. 2.1: (a) Durch die Relaxation der Transversalmagnetisierung fällt nach der HF-Anregung die Amplitude des in den Empfangsantennen auftretenden Signals $\propto e^{-t/T_2^*}$ ab, was auch als *freier Induktionszerfall* bezeichnet wird. (b) Wird während des freien Induktionszerfalls nach einer Zeit $t = T_E/2$ ein weiterer HF-Puls mit $\alpha=180^\circ$ eingestrahlt, tritt bei $t = T_E$ ein sog. Spinecho (SE) auf, dessen Amplitude von T_2 , aber nicht von T_2^* abhängt. (c) Auch ein zusätzliches, räumlich variierendes Magnetfeld führt zu einer schnellen Dephasierung und lässt das Signal verschwinden. Sobald das Moment des ersten Gradienten durch einen zweiten, invertierten Gradienten aufgehoben wird, tritt ein Gradientenecho (GRE) auf. Der zweite Gradient kann dabei direkt zur Frequenzkodierung verwendet werden (Kap. 2.1.3).

Die Gradienten sind aus technischen Gründen symmetrisch zum Isozentrum des Magneten aufgebaut, sodass stets $B_G(0, 0, 0) = 0$ gilt.

Das physikalische Koordinatensystem der Gradienten ist durch ihre feste Anordnung und der des Grundfeldes gegeben. Durch Superposition der Gradientenfelder ist es jedoch möglich, ein Gradientenfeld in einer gedrehten Raumrichtung zu erzeugen, sodass zur Bildgebung beliebig gedrehte Koordinatensysteme verwendet werden können. Wie in der MRT üblich, wird im folgenden o.B.d.A. die Schichtselektionsrichtung mit z , die Phasenkodierrichtung mit y und die Frequenzkodierrichtung mit x bezeichnet. Eine ausführlichere Abhandlung über MR-Bilderzeugung findet man in [26].

In der medizinischen MRT stellt neben der Gradientenstärke auch die Gradientenanstiegsrate (*slew rate*) eine physiologisch bedingte Begrenzung dar, da durch die schnell fluktuierenden Magnetfelder Ströme im menschlichen Körper induziert werden, die zu Nervenstimulationen führen können [27].

Schichtselektion

Um ein einzelnes Schnittbild durch das Probenvolumen zu erzeugen, wird das Problem der Ortskodierung zunächst auf zwei Dimensionen reduziert, indem nur die Spins innerhalb der gewünschten Schicht angeregt werden. Hierfür wird während der Einstrahlung des HF-Anregungspulses ein Gradient in Richtung der Schichtnormalen – hier o.B.d.A. die z -Richtung – geschaltet. Die Larmorfrequenz wird dadurch entlang dieser Richtung ortsabhängig:

$$f_L(z) = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot (B_0 + G_z z) \quad (2.16)$$

Um eine Schicht der Dicke Δz anzuregen, muss ein HF-Puls der Frequenzbreite

$$\Delta f = \frac{\gamma}{2\pi} G_z \cdot \Delta z$$

zur Anregung verwendet werden. Die mittlere Frequenz des Pulses muss dabei der Larmorfrequenz in der Mitte der Schicht entsprechen. Um alle Frequenzen innerhalb der Schicht gleichmäßig, jedoch keine Frequenz außerhalb der Schicht anzuregen, wird ein HF-Puls mit einem Rechteckprofil im Frequenzspektrum verwendet. Das Frequenzspektrum eines HF-Pulses ist näherungsweise die Fourier-Transformierte seiner Amplitudenmodulations-Funktion². Die Fourier-Transformation (FT) lautet allgemein:

$$g(t) = FT^{-1} [G(f)] = \int_{-\infty}^{+\infty} G(f) e^{i2\pi ft} df \quad (2.17)$$

$$G(f) = FT [g(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad (2.18)$$

Die FT der Rechteckfunktion ist die sinc-Funktion $\text{sinc}(u) = \frac{\sin(u)}{u}$. Der zeitlich begrenzte HF-Puls kann nur mit einem Ausschnitt der unendlich ausgedehnten sinc-Funktion moduliert werden, was jedoch meist ausreichend gute Frequenz- und damit Schichtprofile erzeugt.

Da die sinc-Funktion symmetrisch ist und ihr Maximum in der Mitte des Pulses erreicht, kann in

²Gilt nur in der sogenannten Kleinwinkelnäherung für $\alpha \ll 90^\circ$. Für exakte Schichtprofile bei größeren Flipwinkeln werden andere Formalismen zur Berechnung verwendet (z.B. der Shinnar-LeRoux-Algorithmus [28]).

guter Näherung angenommen werden, dass die transversale Magnetisierung zum Zeitpunkt des Maximums entsteht. Die Magnetisierung wird jedoch durch den Schichtselektionsgradienten, der bis zum Ende des Pulses andauert, bereits wieder dephasiert. Es ist daher notwendig, nach Ende der Anregung einen Rephasierungsgradienten mit zum Schichtselektionsgradienten invertierter Amplitude zu schalten, dessen 0. Moment der Hälfte des Momentes des Schichtselektionsgradienten entspricht, um diese Dephasierung zu kompensieren (Abb. 2.3a).

Frequenzkodierung

Während der Aufnahme des Echos wird ein sogenannter Auslesegradient in x-Richtung geschaltet. Hierdurch wird wiederum die Larmorfrequenz entlang dieser Achse ortsabhängig:

$$f_L(x) = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot (B_0 + G_x x) \quad (2.19)$$

Aus dem Frequenzspektrum des empfangenen Signals, das man durch Fourier-Transformation erhält, folgt direkt die Signalverteilung entlang der x-Achse.

Phasenkodierung

Zur Ortskodierung entlang der dritten Raumrichtung (hier: y) wird zwischen Anregung und Datenaufnahme ein Gradient in y-Richtung geschaltet. Durch die kurzzeitig veränderte Präzessionsfrequenz akkumulieren die Spins eine y-abhängige Phase $\varphi(y)$ mit

$$\varphi(y) = \frac{\gamma}{2\pi} \int G_y(t) y dt \quad (2.20)$$

Für eine Bildauflösung von n_y Datenpunkten in y-Richtung wird die Akquisition n_y -mal mit unterschiedlicher Gradientenstärke G_y wiederholt, was die Phasen $\varphi_1(y), \varphi_2(y) \dots \varphi_{n_y}(y)$ in den aufeinanderfolgenden Messsignalen erzeugt. Durch Anwendung der zweidimensionalen FT kann nun ein Bild errechnet werden.

In 3D-Sequenzen wird auch die z-Richtung phasenkodiert. Dazu wird zunächst eine sehr dicke Schicht angeregt (*slab*) oder es erfolgt eine nicht-selektive Anregung mit einem kurzen, rechteckförmigen HF-Puls, der dadurch eine hohe Frequenzbandbreite besitzt. Nach der Anregung erfolgt die Phasenkodierung in zwei Raumrichtungen. Durch die hohe Anzahl $n_z \cdot n_y$ an Phasenkodierungsschritten benötigen diese Sequenzen jedoch sehr viel Zeit zur Datenaufnahme.

k-Raum

Durch Frequenzkodierung in x-Richtung folgt für das empfangene Signal

$$S(t) \propto \int \int M_{xy}(x, y) e^{-i \frac{\gamma}{2\pi} (\int G_x(\tau) x d\tau)} dx dy$$

Durch die Phasenkodierung in y-Richtung wird zusätzlich die Phase $\varphi(y)$ erzeugt (Gl. (2.20)) und das Signal dadurch insgesamt

$$S(t) \propto \int \int M_{xy}(x, y) e^{-i \frac{\gamma}{2\pi} (\int G_x(\tau) x d\tau) + \varphi(y)} dx dy$$

Bei zusätzlicher Phasenkodierung in z -Richtung (3D-Sequenzen) tritt eine weitere additive Phase $\varphi(z)$ auf.

Definiert man den Vektor, der den sogenannten k -Raum aufspannt, mit

$$\vec{k}(t) = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t \vec{G}(\tau) d\tau \quad (2.21)$$

folgt für das Signal

$$S(\vec{k}) \propto \int \int M_{xy}(x, y) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3r \quad (2.22)$$

\vec{k} ist die Fourier-Konjugierte des Ortsvektors \vec{r} und die transversale Magnetisierung am Ort \vec{r} ist

$$M_{xy}(\vec{r}) \propto FT^{-1} [S(\vec{k})] = \int S(\vec{k}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3k. \quad (2.23)$$

Durch den Zeitverlauf der Gradienten beschreibt $\vec{k}(t)$ eine Trajektorie im k -Raum. Während dieser Trajektorie wird das Signal aufgenommen und so der k -Raum aufgefüllt, bis durch 2D- oder 3D-FT ein Bild erzeugt werden kann (Abb. 2.2). Da die Empfangselektronik (Analog-Digital-Wandler) nicht kontinuierlich arbeitet, sondern diskrete Datenpunkte im Abstand Δt aufnimmt, wird auch der k -Raum mit diskreten Datenpunkten in normalerweise konstantem Abstand gefüllt. Die Abtastfrequenz f_A muss gemäß dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem [29] größer als die doppelte Bandbreite Δf_S des MR-Signals sein, um Rekonstruktionsartefakte zu vermeiden:

$$f_A \geq 2 \cdot \Delta f_S. \quad (2.24)$$

Zur anschließenden FT wird dann die diskrete Fourier-Transformation (DFT) verwendet. Durch die inverse Beziehung zwischen \vec{k} und \vec{r} wird die Bildgröße einer Raumrichtung durch den Abstand der Datenpunkte im k -Raum entlang dieser Raumrichtung bestimmt, während die erreichbare Bildauflösung aus der Ausdehnung der Daten im k -Raum hervorgeht. Der k -Raum kann durch verschiedene Trajektorien abgetastet werden. Die zuvor beschriebene Phasen- und Frequenzkodierung entspricht einer kartesischen Datenaufnahme mit regelmäßigem Gitter. Die Zeilen entsprechen dabei den einzelnen Phasenkodierschritten, während jede Zeile selbst durch die Frequenzkodierung beschrieben wird. Werden alternative Trajektorien wie Spiralen oder von der k -Raummitte ausgehende radiale Strahlen verwendet [26], muss vor der DFT zunächst eine Interpolation der Datenpunkte auf ein regelmäßiges Gitter (*Regridding*) durchgeführt werden.

2.2 MR-Pulssequenzen

2.2.1 Gradientenecho

Die historisch erste Gradientenecho-Sequenz (GRE) war die *Fast Low Angle SHot*-Sequenz (FLASH); sie wurde 1986 von Haase, Frahm und Matthaei [30] vorgestellt. In der FLASH-Sequenz werden Flipwinkel $\alpha < 90^\circ$ und kurze Repetitionszeiten T_R verwendet. Die longitudinale Magnetisierung M_z wird dadurch bei der Anregung nicht völlig aufgehoben, sondern auf $M_{z,0} \cdot \cos \alpha$ abgesenkt. Durch die niedrige Repetitionszeit T_R ist M_z zum Zeitpunkt der nächsten Anregung noch nicht

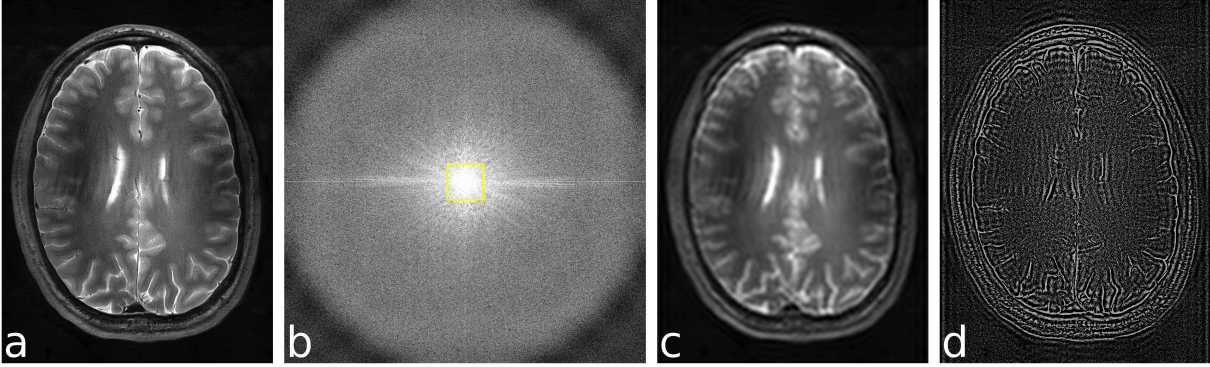


Abb. 2.2: Transversale Spinecho-Aufnahme durch den Kopf des Autors (a) und die zugehörige Repräsentation im k-Raum (b). In (c) wurde nur das Zentrum des k-Raumes (gelbe Markierung in (b), ca. 1% der gesamten k-Raumfläche), das die niedrigen Ortsfrequenzen und damit die groben Bildstrukturen enthält, zur Rekonstruktion verwendet. Das resultierende Bild ist daher unscharf. In (d) wurde nur der Bereich außerhalb des markierten Zentrums rekonstruiert, weshalb hier nur die Kanten des Bildes (hohe Ortsfrequenzen) sichtbar sind. Die Rekonstruktion mit den vollständigen k-Raum-Daten führt zu dem Bild in (a).

vollständig relaxiert. Bei kontinuierlicher Wiederholung der Sequenz stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht M_z^{GG} ein:

$$M_z^{GG} = M_0 \frac{1 - e^{-\frac{T_R}{T_1}}}{1 - \cos \alpha \cdot e^{-\frac{T_R}{T_1}}}$$

Nach jeder Anregung steht dann die transversale Magnetisierung

$$M_{xy} = M_z^{GG} \cdot \sin \alpha$$

zur Verfügung. Damit gilt für die Signalstärke zum Zeitpunkt des Echos

$$S(T_E) \propto \sin \alpha \cdot M_0 \frac{1 - e^{-\frac{T_R}{T_1}}}{1 - \cos \alpha \cdot e^{-\frac{T_R}{T_1}}} \cdot e^{-\frac{T_E}{T_2^*}}, \quad (2.25)$$

was als FLASH-Gleichung bezeichnet wird.

Aus der partiellen Ableitung von Gl. (2.25) nach α folgt der sogenannte Ernst-Winkel, bei dem das Signal bei gegebenen T_R und T_1 maximiert wird:

$$\alpha_E = \arccos \left(e^{-\frac{T_R}{T_1}} \right) \quad (2.26)$$

In der FLASH-Sequenz wird nur die longitudinale Magnetisierung ausgenutzt, eine transversale Magnetisierung darf nach jedem T_R nicht verbleiben. Um dies zu gewährleisten, werden nach dem Auslesegradienten starke Gradienten (*Spoiler*) in allen Raumrichtungen geschaltet, um die verbliebene transversale Magnetisierung zu dephasieren.

Die FLASH-Sequenz ist zeiteffizient und erlaubt kurze T_E - und T_R -Zeiten. Durch Variation der Parameter kann der Kontrast zwischen T_1 , T_2^* und der Spindichte ($\propto M_0$) variiert werden. In dieser Arbeit wurden zur Bildaufnahme FLASH-Sequenzen in 2D (*GRE2D*) und durch zweifache Phasenkodierung auch in 3D (*GRE3D*) verwendet. Die zugehörigen Sequenzschemata sind in Abbildung 2.3 dargestellt.

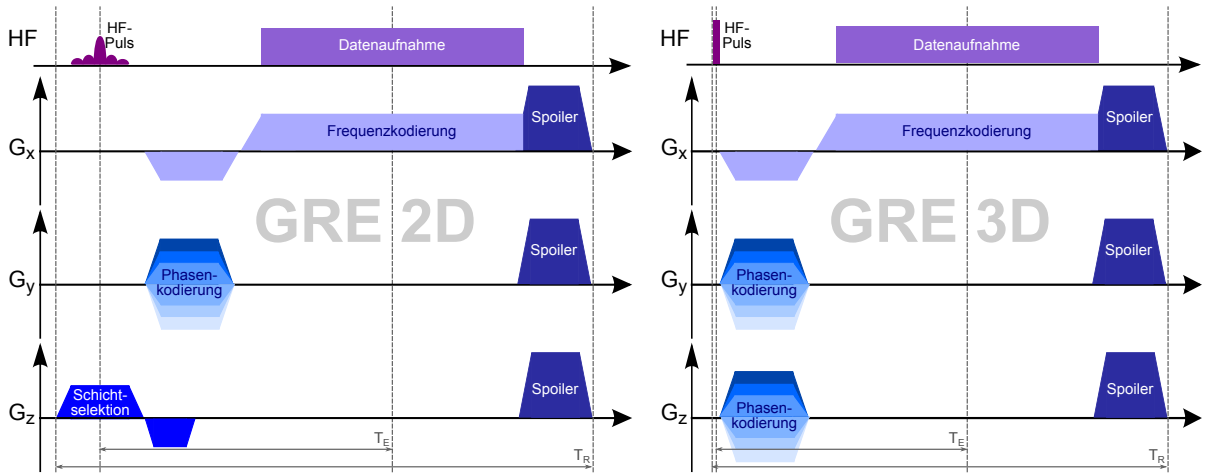


Abb. 2.3: Sequenzschemata von GRE2D und GRE3D. Die Aktionen der HF- und Gradientensysteme sind eingezeichnet. In der GRE3D-Sequenz erfolgt die Spinanregung durch einen nicht-selektiven HF-Puls ohne Schichtselektionsgradient. Die Ortsauflösung in z-Richtung erfolgt hier durch Phasenkodierung.

2.2.2 Flipwinkelmessung

Um das bei der Anregung durch eine Sendespule erzeugte Feld $B_1^+(\vec{r})$ indirekt zu vermessen, kann eine MR-Sequenz zur Messung einer Flipwinkelkarte verwendet werden. In dieser Arbeit wurde die Flipwinkelkartierung gemäß [31] verwendet, die im Folgenden kurz beschrieben wird. Die Methode basiert auf der Akquisition von zwei MRT-Aufnahmen S_P , S_{ref} mit identischen Aufnahmeparametern. Die Repetitionszeit T_R muss ausreichend groß gewählt werden, um eine vollständige Relaxation der Magnetisierung vor jeder Aufnahme zu gewährleisten. Vor Aufnahme von S_P wird ein Präparationspuls eingestrahlt, der die vollständig relaxierte Magnetisierung um den Winkel $\alpha(\vec{r})$ dreht (Abb. 2.4). Die hierbei erzeugte Transversalmagnetisierung wird durch starke Spoiler-Gradienten dephasiert, bevor die Bildaufnahme gestartet wird. Vor der Aufnahme von S_{ref} wird kein Präparationspuls gesendet. Das aufgenommene Signal S in jedem Bildpunkt hängt linear von der vorhandenen Längsmagnetisierung ab, sodass die Aufnahme nach dem Präparationspuls die Signalstärke $S_P \propto M_0 \cdot \cos \alpha(\vec{r})$ erzeugt, während die Aufnahme ohne Präparation die Signalstärke $S_{\text{ref}} \propto M_0$ hat. Durch bildpunktweise Division erhält man

$$\frac{S_P}{S_{\text{ref}}} = \frac{M_0 \cdot \cos \alpha(\vec{r})}{M_0} = \cos \alpha(\vec{r}), \quad (2.27)$$

woraus mit der inversen Cosinusfunktion in jedem Bildpunkt der durch den Präparationspuls erzeugte Flipwinkel $\alpha(\vec{r})$ errechnet werden kann. Da die Cosinusfunktion periodisch ist, eignet sich die Methode nur für kleine Flipwinkel $\alpha \leq 90^\circ$.

Wenn der Präparationspuls gut definiert ist und die erzeugten Flipwinkel den Wert 90° nicht überschreiten, kann aus der ermittelten Flipwinkelkarte auf die erzeugte anregungsrelevante Magnetisierungskomponente $B_1^+(\vec{r})$ zurückgeschlossen werden. Bei einem rechteckförmigen Präparationspuls mit Dauer τ gilt

$$\alpha(\vec{r}) = \gamma \tau \cdot B_1^+(\vec{r}), \quad (2.28)$$

wobei γ das gyromagnetische Verhältnis des verwendeten Kerns ist. Um eine Abschätzung für die Transmissionseffizienz zu erhalten, kann der Quotient B_1^+/P_P ermittelt werden. P_P ist dabei die

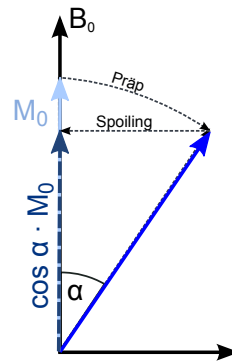


Abb. 2.4: Zur Flipwinkelmessung wird vor einer Aufnahme ein Präparationspuls gesendet, der die vollständig relaxierte Gleichgewichtsmagnetisierung M_0 um den Winkel α auslenkt. Durch Spoilergradienten wird die transversale Magnetisierung dephasiert, sodass zur anschließenden Bildaufnahme S_P die longitudinale Magnetisierung $M_0 \cos \alpha$ beträgt.

HF-Leistung des Präparationspulses. Bei einer Pulsamplitude U_P und Systemimpedanz $Z_0 = 50\Omega$ gilt in guter Näherung

$$P_P \leq U_P \cdot I = \frac{U^2}{Z_0}.$$

Reflexionen durch Fehlanpassung sowie Ohmsche Verluste in Bauteilen und Leitungen bedingen das Ungleichheitszeichen und werden hierbei außer Acht gelassen.

2.3 Spezifische Absorptionsrate

Im Gegensatz zu röntgenbasierten Bildgebungstechniken liegt die in der medizinischen MRT verwendete hochfrequente Strahlung im Bereich der Radiowellen und ist nicht ionisierend. MRT-Untersuchungen sind daher nicht gesundheitsschädlich und können im Prinzip beliebig oft wiederholt werden, da der Patient keine Strahlendosis akkumuliert. Die verwendeten Radiowellen können jedoch während der Untersuchung zu einer Erwärmung des Gewebes führen. Bereits eine geringe Erwärmung ist gefährlich, weil schon ab 43° Celsius irreparable thermische Zellschädigungen auftreten. Da in der MRT hohe HF-Sendeleistungen (z.B. Siemens Magnetom Trio 3 Tesla: $P_{\max} = 35 \text{ kW}$) eingesetzt werden können, ist eine Leistungsüberwachung notwendig.

Die Rate, mit der menschliches Körpergewebe Energie aus einem HF-Feld absorbiert, wird als Spezifische Absorptionsrate (SAR) bezeichnet und ist definiert als:

$$SAR = \int_V \frac{\sigma(\vec{r}) \left| \vec{E}(\vec{r}) \right|^2}{\rho(\vec{r})} d\vec{r} = c \cdot \frac{dT}{dt} \quad (2.29)$$

wobei V das exponierte Volumen, σ die elektrische Leitfähigkeit, ρ die Dichte und c die spezifische Wärmekapazität des Gewebes darstellt. Da die tatsächliche Temperaturerhöhung praktisch nur invasiv zu bestimmen ist, erfolgt die Berechnung der SAR meistens durch Abschätzung oder Simulation der auftretenden elektrischen Felder aus den Eigenschaften der verwendeten Sendespulen. Da auch die applizierte Leistung P quadratisch von der angelegten Spannung und damit proportional zu $\left| \vec{E}(\vec{r}) \right|^2$ ist, gilt $SAR \propto P$. Temperatursenkende Effekte wie die Durchblutung

Modus	SAR_{GK}	SAR_{TK}	SAR_{Kopf}	Lokales SAR		
				Kopf	Stamm	Extrem.
Normal	2	$10 \cdot (8 \cdot \frac{M_{TK}}{M_{GK}})$	3,2	10	10	20
Level 1	4	$10 \cdot (6 \cdot \frac{M_{TK}}{M_{GK}})$	3,2	10	10	20

Tab. 2.1: Gesetzliche Grenzwerte gemäß [32]. Alle SAR-Werte sind in W/kg angegeben. Der Wert für die Teilkörper-SAR (SAR_{TK}) hängt vom Massenverhältnis des exponierten Körperteils (Masse M_{TK}) zur Gesamtkörpermasse M_{GK} ab. Ist der gesamte Körper dem HF-Feld ausgesetzt, gilt $M_{TK} = M_{GK}$ und somit $SAR_{TK} = SAR_{GK}$. Der Betriebsmodus Level 1 darf unter kontrollierten Bedingungen noch für medizinische Fragestellungen herangezogen werden.

des Gewebes oder die thermische Leitfähigkeit werden nicht berücksichtigt, da sie nicht überall auftreten und auch vom Gesundheitszustand des Patienten abhängen. Eine SAR-Berechnung ohne diese Effekte stellt daher eine Abschätzung des schlimmstmöglichen Falles dar (worst case scenario).

Während sich Gl. (2.29) auf das gesamte Probenvolumen bezieht, ist auch eine Überwachung der lokalen SAR notwendig, da durch Interferenzen oder in der Nähe der Sendeelemente des HF-Systems Maxima des elektrischen Feldes auftreten können (sog. *Hotspots*). Da sich die entstehende Wärme im Gewebe jedoch verteilt, ist eine zu feine Berechnung der lokalen SAR-Werte nicht notwendig. Gemäß den gesetzlichen Richtlinien erfolgt bei der Bestimmung der lokalen SAR eine Mittelung über 10g Gewebe:

$$SAR(\vec{r}_i) = \frac{1}{10g} \int_R \sigma(\vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2 d\vec{r}, \quad (2.30)$$

wobei $r_i \in R$ gilt und $R \in V$ eine Region mit der Masse 10 g darstellt. Neben der räumlichen Mittelung erfolgt außerdem eine zeitliche Mittelung über 6 Minuten, was ein kurzfristiges Überschreiten der Grenzwerte erlaubt. Dabei dürfen allerdings bei Mittelung über 10 s die Grenzwerte nicht um mehr als das Dreifache überschritten werden. Die in der EU gültigen und für die MRT relevanten gesetzlichen Grenzwerte [32] sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Als Grenzwerte sind die SAR über den ganzen Körper (SAR_{GK}), die SAR über den Teilkörperbereich, der dem HF-Feld ausgesetzt ist, (SAR_{TK}) und die auftretenden lokalen SAR-Werte zu berücksichtigen. Die Grenzwerte für SAR_{TK} werden durch den Masseanteil des exponierten Teilkörperbereichs an der Gesamtkörpermasse bestimmt. Weiterhin wird die SAR im Kopf gesondert berücksichtigt.

2.4 Numerische Simulationsverfahren

Mit Hilfe von computergestützten, numerischen Simulationsverfahren ist es möglich, HF-Systeme unter klar definierten, optimierten Bedingungen zu entwickeln und zu testen. Die Eigenschaften eines Systems lassen sich so getrennt von praktischen Problemen wie Fertigungstoleranzen oder Wertschwankungen in Bauteilen untersuchen. Für die HF-Spulenentwicklung in der MRT wird meistens eine von drei Methoden verwendet. Die *Finite Difference Time Domain* (FDTD) [33] und *Finite Elemente Methode* (FEM) [34] Formalismen verwenden Näherungslösungen der differentiellen Maxwell-Gleichungen in der Zeitdomäne, während die *Method of Moments* (MoM) [35] die Maxwell-Gleichungen in ihrer Integralform und in der Frequenzdomäne löst. Bei FDTD wird die Simulationsdomäne durch ein rechtwinkliges Gitter diskretisiert, dessen Zellen individuelle dielektrische Eigenschaften besitzen. Die Methode eignet sich daher gut zur Simulation von

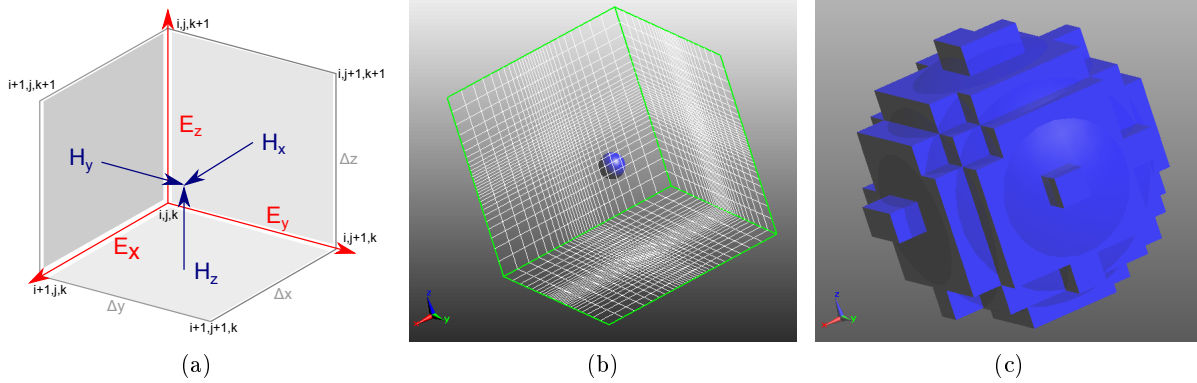


Abb. 2.5: (a) Gitterzelle (Voxel) V_{ijk} des rechtwinkligen Yee-Gitters mit Angabe der Indizes an den Eckpunkten. Im primären Gitter bilden die Komponenten von \vec{E} die Kanten der Gitterzellen, während die Komponenten von \vec{H} die Flächennormalen darstellen. In alternativer Betrachtung bilden H_x , H_y und H_z die Kanten eines sekundären Gitters, das in allen Raumrichtungen um jeweils eine halbe Kantenlänge verschoben ist. (b) Beispiel eines Yee-Gitters in 3D-Ansicht. Die Simulationsdomäne enthält eine einzelne dielektrische Kugel im Zentrum. Das Gitter ist dort feiner, um die Kugel besser darzustellen. Die reduzierte Zellengröße setzt sich entlang der Achsen bis an den Rand der Domäne fort. (c) Ansicht der diskretisierten Kugel in einem unzureichend feinen Gitter, das zu Treppenartefakten führt.

komplexen dielektrischen Objekten, wie z.B. dem Modell eines menschlichen Körpers. Bei FEM erfolgt die Diskretisierung in Dreiecke bzw. Tetraeder als kleinste Einheiten. Dies ist vorteilhaft zur Darstellung von gekrümmten Flächen, erhöht den Rechenaufwand jedoch erheblich, weshalb sich FEM praktisch nur zur Simulation von kleinen Simulationsdomänen ohne ausgedehnte, dielektrisch relevante Bereiche eignet. Die MoM-Methode wird vor allem zur Breitband-Simulation von leitenden, resonanten Strukturen verwendet, kann jedoch Dielektrika nur in grober Näherung und unter hohem Rechenaufwand berücksichtigen.

Da in dieser Arbeit Simulationen in ausgedehnten Simulationsdomänen und mit Humanmodellen durchgeführt werden sollten, wurde die hierzu am besten geeignete FDTD-Methode verwendet, die nun im Folgenden kurz beschrieben wird.

2.4.1 FDTD-Simulationen

Der *Finite Difference Time Domain*-(FDTD)-Formalismus wurde erstmals 1966 von Yee vorgeschlagen [33]. Eine detaillierte Beschreibung der Methode findet sich in [36, 37]. Es handelt sich dabei um eine direkte Näherungslösung der Maxwellschen Rotationsgleichungen in der Zeitdomäne. Die räumliche Domäne wird in das rechtwinklige Yee-Gitter diskretisiert, und jedem quaderförmigen Voxel V_{ijk} wird eine Permittivität ϵ_{ijk} und Leitfähigkeit σ_{ijk} zugeordnet. Die diskreten Komponenten der Vektorfelder \vec{E} und \vec{H} sind dabei um jeweils eine halbe Gitterzelle gegeneinander verschoben (Abb. 2.5). Die Diskretisierung der Rotationsgleichungen

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial}{\partial t} \epsilon \vec{E} + \sigma \vec{E} \quad (2.31)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mu \vec{H} \quad (2.32)$$

mit Leitfähigkeit σ , Permittivität ϵ und Permeabilität μ erfolgt durch Näherung der ersten räumlichen und zeitlichen Ableitungen von \vec{E} an den diskreten Zeitpunkten $t = n \cdot \Delta t$ mit

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_{i,j,k}^n}{\partial x} &= \frac{E_{i+1/2,j,k}^n - E_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x} \\ \frac{\partial E_{i,j,k}^n}{\partial t} &= \frac{E_{i,j,k}^{n+1/2} - E_{i,j,k}^{n-1/2}}{\Delta t}\end{aligned}$$

Die partiellen Ableitung nach y und z und die vier partiellen Ableitungen von \vec{H} werden analog berechnet. Durch Einsetzen in die Maxwell-Gleichung ergibt sich z.B. für E_x

$$\begin{aligned}\frac{E_{\mathbf{x}i,j,k}^{n+1} - E_{\mathbf{x}i,j,k}^n}{\Delta t} &= \frac{1}{\epsilon_{ijk}} \left(\frac{H_{\mathbf{z}i,j+1/2,k}^{n+1/2} - H_{\mathbf{z}i,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} \right. \\ &\quad \left. - \frac{H_{\mathbf{y}i,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_{\mathbf{y}i,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} - \sigma_{ijk} E_{\mathbf{x}i,j,k}^{n+1/2} \right).\end{aligned}$$

ϵ_{ijk} und σ_{ijk} beschreiben Permittivität und Leitfähigkeit in Gitterzelle V_{ijk} . Mit der weiteren Näherung

$$E_{\mathbf{x}i,j,k}^{n+1/2} = \frac{E_{\mathbf{x}i,j,k}^{n+1} + E_{\mathbf{x}i,j,k}^n}{2} \quad (2.33)$$

lässt sich Gl. (2.33) in eine Iterationsgleichung auflösen:

$$E_{\mathbf{x}i,j,k}^{n+1} = \xi_1 E_{\mathbf{x}i,j,k}^n + \xi_2 \left(\frac{H_{\mathbf{z}i,j+1/2,k}^{n+1/2} - H_{\mathbf{z}i,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{H_{\mathbf{y}i,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_{\mathbf{y}i,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} \right) \quad (2.34)$$

Die Parameter ξ_1 und ξ_2 hängen dabei nur von den Konstanten ϵ_{ijk} , σ_{ijk} und Δt ab. Der (unbekannte) nächste Zeitschritt $n+1$ für jede Feldkomponente hängt damit vom vorherigen Wert der Komponente bei Zeitschritt n sowie von den Komponenten des anderen Feldes im um eine halbe Kantenlänge verschobenen Gitter bei halbiertem Zeitschritt $n+1/2$ ab. Durch abwechselnde Berechnung von \vec{E} und \vec{H} kann somit die Feldpropagation innerhalb der Simulationsdomäne iterativ berechnet werden, wenn alle Feldkomponenten zu einem Startzeitpunkt bekannt sind.

Um numerische Stabilität und physikalische Korrektheit zu gewährleisten, müssen die Zeitschritte Δt mindestens dem Courant-Friedrich-Lewy (CFL) [38] Kriterium genügen. Es gilt:

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \cdot \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}}, \quad (2.35)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit bzw. die höchste auftretende Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Felder innerhalb der Simulationsdomäne darstellt. Die Größe der Gitterzellen muss nicht über die gesamte Simulationsdomäne konstant sein, wodurch eine feinere Auflösung von wichtigen oder komplexeren Strukturen möglich ist, ohne die Gitterzellen in der gesamten Domäne zu verkleinern (Abb. 2.5b). Bei gekrümmten Strukturen treten durch die notwendige Diskretisierung auf das rechtwinklige Gitter zudem immer sogenannte Treppenartefakte auf (Abb. 2.5c), die durch ein ausreichend feines Gitter kompensiert werden müssen. Da der maximale Zeitschritt jedoch durch die kleinste Zelle im Gitter bestimmt wird, führt auch die Verwendung von wenigen, im Verhältnis zur gesamten Domäne sehr kleinen Strukturen gemäß

Gl. (2.35) zu einer starken Erhöhung der nötigen Anzahl der Zeitschritte, was den numerischen Aufwand und die Simulationszeit erheblich verlängert.

Während dielektrische Materialien immer in Gitterzellen diskretisiert werden müssen, können perfekte elektrische Leiter (perfect electrical conductor, PEC) durch Randbedingungen realisiert werden. Dabei werden alle tangential zur Randfläche einer Gitterzelle laufenden elektrischen Felder auf $E = 0$ gesetzt und die senkrecht stehende Komponente auf der Randfläche beendet. Eine perfekt leitende Oberfläche kann so entlang dieser Randflächen als unendlich dünne Schicht dargestellt werden. Ein unendlich dünner PEC-Draht wird gleichermaßen simuliert, indem die PEC-Bedingung nur entlang einer Gitterlinie angewandt wird.

Um die Simulationsdomäne zu begrenzen, können Randbedingungen oder absorbierende Schichten an den verschiedenen Seiten der Simulationsdomäne verwendet werden; mit der Randbedingung PEC wird beispielsweise eine Hochfrequenzschaltung in einem metallischen Gehäuse simuliert. Häufiger ist jedoch das Verhalten in einem offenen Raum von Interesse, der deutlich größer ist als die eigentliche Simulationsdomäne. Hierfür wird die Simulationsdomäne an ihren Seiten um mehrere Lagen von speziellen Gitterzellen erweitert, die die auftreffenden Felder nahezu reflexionsfrei absorbieren (uniaxial perfectly matched layer, UPML) [39] und dadurch einen unendlich ausgedehnten Raum simulieren.

Um die Simulation zu starten, muss eine Anregung innerhalb der Simulationsdomäne erzeugt werden, deren Propagation dann iterativ berechnet wird. Diese Anregung kann erfolgen, indem z.B. die Feldverteilung einer harmonischen ebenen Welle auf einer Fläche erzeugt wird, was eine Abstrahlung der Welle von dieser Fläche imitiert. Spannungs- und Stromquellen innerhalb der Domäne werden meistens als sog. Kantenquellen (edge sources) dargestellt. Dabei werden die Feldkomponenten entlang einer Gitterlinie direkt vorgegeben. Das Anregungssignal kann ein beliebiger breitbandiger Puls oder eine kontinuierliche harmonische Sinusschwingung sein, wenn nur eine einzige Frequenz untersucht werden soll. Bei Breitbandanregung endet die Simulation, sobald die gesamte Energie im System abgeklungen ist. Bei harmonischer Anregung kann die Simulation beendet werden, wenn sich ein Gleichgewicht im System eingestellt hat, d.h. wenn sich die auftretenden Werte in jeder Periode wiederholen oder nur innerhalb definierter Grenzen schwanken. Aus den berechneten Feldern $\vec{E}(t)$ und $\vec{H}(t)$ können dann alle anderen Felder und Werte abgeleitet werden. Frequenzabhängige Daten werden durch Fouriertransformation aus den zeitabhängigen Daten erzeugt.

2.5 MR-Volumenspulen

Wie in Kap. 2.1.2 beschrieben, erfolgt die Spinanregung in der MRT durch ein zur Richtung des Hauptmagnetfeldes \vec{B}_0 senkrecht orientiertes, hochfrequentes Magnetfeld $\vec{B}_1(t)$. Um dieses Feld zu erzeugen werden verschiedene Antennen (sog. *Sendespulen*) verwendet. Bei diesen Spulen handelt es sich fast ausnahmslos um Nahfeldantennen, d.h. die Strukturen sind nicht dafür konstruiert, Energie in das Fernfeld abzustrahlen.

Bei den verschiedenen Spulenkonzepthen wird zwischen Oberflächen- und Volumenspulen unterschieden. Bei den Oberflächenspulen handelt es sich um flache, resonante Strukturen (z.B. Leiterschleifen), die direkt auf das Messobjekt aufgelegt werden. Sie erreichen eine hohe Effizienz in der unmittelbaren Umgebung, allerdings ist die Homogenität des Sendefeldes gering und fällt mit zunehmender Entfernung rasch ab.

Da eine inhomogene Spinanregung in den MR-Bildern nur schwer von den anatomischen Strukturen zu unterscheiden ist, ist in der medizinischen Anwendung eine möglichst homogene Spinanregung notwendig. Aus diesem Grund werden meistens zylindrische Volumenspulen eingesetzt, in

die der zu untersuchende Teil des Messobjektes vollständig eingebracht wird. Da die supraleitenden Magnete der MRT-Systeme fast immer als Solenoide mit zylindrischer Öffnung realisiert sind, bietet sich diese Geometrie an. Im Folgenden wird die häufig verwendete zylindrische Volumenspule in Birdcage-Bauweise kurz erläutert. Ein Überblick in die zahlreichen MRT-Spulenkonzepte (Solenoidspulen, Sattelspulen etc.) findet sich in [40].

2.5.1 Birdcage-Volumenspulen

Um in einem Zylinder ein zur Längsrichtung (o.B.d.A. hier z) senkrecht stehendes Magnetfeld zu erzeugen, müssen auf dem Zylindermantel Ströme in z -Richtung erzeugt werden (Abb. 2.6a), deren Stärke mit $\cos\phi$ variiert [40]. Da eine derartige kontinuierliche Stromverteilung auf einem durchgehenden Zylindermantel nicht realisierbar ist, werden sogenannte Käfigspulen verwendet, bei denen der Zylindermantel aus einzelnen Streben (*rods* oder *legs*) besteht. Die am häufigsten verwendete Bauweise ist die in Abbildung 2.6b gezeigte Birdcage-Spule mit Streben im gleichen Winkelabstand. Es handelt sich dabei um eine resonante Struktur. Wird im Endring ein Signal eingespeist, breitet es sich auf den Endringen in beide Richtungen aus und überlagert sich so, dass die benötigte $\cos\phi$ -Stromverteilung auf den Streben entsteht. Diese Resonanz wird durch reaktive Elemente in den Endringen auf die gewünschte Larmor-Frequenz eingestellt (*Tuning*). Ein Birdcage mit einer höheren Anzahl an Streben erzeugt auch ein homogeneres Feld im Inneren, wobei in der Praxis 12 - 24 Streben meistens ausreichend sind. Das erzeugte Feld ist nur linear polarisiert (Abb. 2.6c), allerdings können die Endringe aufgrund ihrer radialen Symmetrie an jeder Stelle des Umfangs angeregt werden. Durch Anregung an zwei um $\Delta\phi = 90^\circ$ verschobenen Stellen mit zwei um $\Delta\phi = 90^\circ$ in der Phase versetzten Signalen können somit zwei linear polarisierte Felder zu einem zirkular polarisierten überlagert werden (Quadratur-Anregung). Durch die kürzere Wellenlänge in der Hochfeld-MRT ($\lambda_L \propto B_0^{-1}$; in Luft $\lambda_L(B_0 = 7T) \approx 1$ m) ist der Durchmesser der Birdcage-Spulen und auch die Länge der Streben jedoch begrenzt. Bei hohen Frequenzen lässt sich die notwendige Resonanz auf großen Endringen nicht mehr erzeugen. Während in klinisch genutzten Geräten ($B_0 \leq 3$ T) Birdcage-Spulen als Körperspulen mit Durchmessern bis 70 cm eingesetzt werden können, stellt in der ^1H -MRT bei 7 T bereits eine Birdcage-Spule zur Aufnahme eines menschlichen Kopfes die praktische Maximalgröße dar. Aufgrund des Reziprozitätsprinzips [41] können Sendespulen auch zum Empfang des MR-Signals verwendet werden. Es ist jedoch in vielen Fällen vorteilhafter, spezielle Empfangselemente zu verwenden, die enger am Messobjekt anliegen.

2.6 Wellenleiter

Zur verlustarmen Signalübertragung von hochfrequenten Signalen werden aufgrund des Skin效tes überwiegend Wellenleiter verwendet. Der folgende Abschnitt soll einen kurzen Einblick in die Funktion und die Eigenschaften dieser Strukturen geben. Für eine detaillierte Beschreibung sei auf [42] und [43] verwiesen.

2.6.1 Skin-Effekt

Wenn ein hochfrequenter Wechselstrom durch einen elektrischen Leiter fließt, ist die Stromdichte über den Leiterquerschnitt nicht konstant, wie es bei Gleichströmen der Fall ist. Durch Selbstinduktion im Inneren des Leiters wird die Stromdichte mit steigender Frequenz zunehmend an den Rand gedrängt und fällt dann zum Leiterinneren exponentiell ab, was auch als *Skin effect*

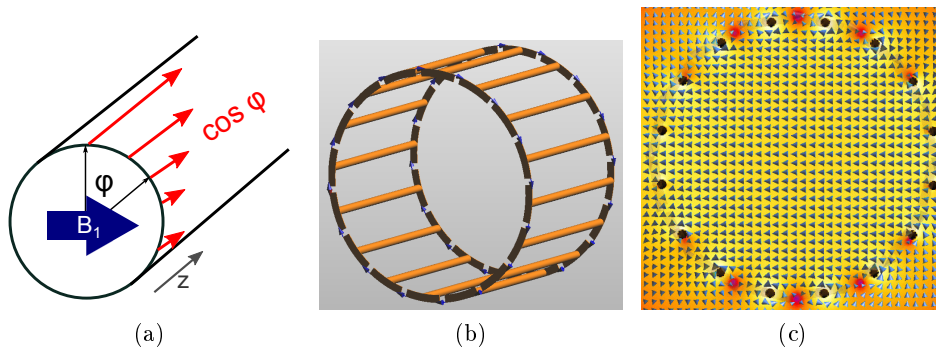


Abb. 2.6: (a) Ströme (rot) der Stärke $I \cdot \cos \phi$ auf dem Mantel eines (unendlichen langen) Zylinders erzeugen ein homogenes, linear polarisiertes magnetisches Transversalfeld im Inneren. (b) 3D-Modell einer Birdcage-Spule. Die Endringe sind zwischen allen Streben durch Kapazitäten (blau) unterbrochen, um die Resonanz einzustellen. (c) Simulierte Feldverteilung im Zentrum einer Birdcage-Volumenspule. Die blauen Kegel zeigen die B -Vektoren, die B -Magnitude ist farblich hinterlegt. Im Inneren des Zylinders wird ein homogenes, linear polarisiertes Feld erzeugt. Nahe den leitenden Streben treten leichte Inhomogenitäten auf.

bezeichnet wird. Die Länge, nach der die Stromdichte auf e^{-1} gefallen ist, wird als Eindringtiefe δ bezeichnet. Für einen Strom der Frequenz f in einem Leiter mit Leitfähigkeit σ und Permeabilität μ_r beträgt

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \mu_r \sigma}}. \quad (2.36)$$

Für Kupfer ($\sigma = 5,8 \cdot 10^7$ S/m; $\mu_r = 1 - 6,4 \cdot 10^{-6}$) und $f = 300$ MHz ergibt sich z.B. $\delta = 3,8 \mu\text{m}$. Da hierdurch nur ein geringer Teil des Leiterquerschnitts zur Stromleitung beiträgt, nimmt der Ohmsche Widerstand des Leiters mit steigender Frequenz zu und hängt schließlich nicht mehr vom Leiterquerschnitt, sondern vom Umfang des Leiters ab. Bei hohen Frequenzen leitet ein hohles Rohr aus leitfähigem Material daher ebenso gut wie ein solides Kabel gleichen Durchmessers. Um die hohen Leitungsverluste durch die geringe Eindringtiefe zu vermeiden, werden zur Übertragung von hochfrequenten Signalen anstelle von Kabeln überwiegend Wellenleiter eingesetzt, bei denen die Transmission durch elektromagnetische Wellen in einem verlustarmen Dielektrikum (z.B. Luft) stattfindet.

2.6.2 Hohlleiter

Bei den sogenannten Hohlleitern handelt es sich um metallische Röhren mit meist rechteckigem oder rundem Querschnitt. Der Innenraum kann mit Luft, einem verlustarmen Dielektrikum oder einem Schutzgas gefüllt sein, um Korrosion und Spannungsüberschläge zu verhindern. Die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle im Hohlleiter wird durch die Lösung der Maxwell-Gleichungen mit den leitfähigen Wänden als Randbedingungen beschrieben. Bestehen die Wände aus einem guten elektrischen Leiter, dringen die hochfrequenten Felder im MHz-Bereich nur um wenige μm in die Leiterflächen ein. Daher können die Leiterflächen in guter Näherung als ideal leitend angenommen werden. Die Leiterflächen kompensieren dann jedes auftreffende Feld instantan durch Flächenladungen und -ströme, wodurch sie selbst feldfrei bleiben ($\delta = 0$). Daraus resultieren die Randbedingungen, dass an der leitenden Oberfläche S mit Flächennormale \vec{n} , die in den Wellenleiter hinein zeigt, nur eine Normalkomponente von \vec{E} und eine Tangentialkompo-

nente von \vec{B} existieren können:

$$\vec{n} \times \vec{E} = 0 \quad \wedge \quad \vec{n} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.37)$$

Die Felder müssen zudem stetig sein und an der Leiterfläche verschwinden, da der Leiter selbst feldfrei bleibt.

Das hierdurch beschriebene Eigenwertproblem führt dazu, dass die Wellenzahl k nur bestimmte Werte annehmen kann. Weiterhin liefern die beiden Randbedingungen auch zwei Gruppen von Lösungen, bei denen entweder überall im Wellenleiter $E_z = 0$ oder $B_z = 0$ gilt. Hierbei ist \vec{e}_z o.B.d.A. die Längsrichtung des Wellenleiters. Die entstehenden Wellenmuster werden dann als *transversal-elektrische* (TE) bzw. *transversal-magnetische* Moden bezeichnet, in denen sich die Wellen in z-Richtung ausbreiten können. Durch die diskreten Werte der Wellenzahl existiert für jede Mode eine obere Grenzwellenlänge λ_c (bzw. eine untere Grenzfrequenz f_c). Ist $\lambda > \lambda_c$ wird die Wellenzahl imaginär und die Mode wird stark gedämpft (evaneszente Mode).

In einem Hohlleiter mit rechteckigem Querschnitt und den Kantenlängen a und b , $a > b$ (Abb. 2.7), ist die niedrigste Mode diejenige, bei der genau eine Halbwelle des elektrischen Feldes zwischen die Wände der längeren Seite passt. Eine Mode mit größerer Wellenlänge kann nicht existieren, da die leitfähigen Wände gemäß den Randbedingungen Knoten des elektrischen Feldes darstellen müssen. Es ist also $\lambda_c \approx 2a$. Diese Mode wird als TE₁₀-Mode bezeichnet, und es gilt im gesamten Wellenleiter $E_z = 0$. Die Indexziffern bezeichnen die Anzahl der Halbwellen zwischen den jeweils gegenüberliegenden Wänden. Für die Grenzfrequenz der Mode TE_{mn}, mit $m, n \geq 0$, gilt allgemein

$$f_c = \frac{c}{2\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \sqrt{\left(\frac{n}{a}\right)^2 + \left(\frac{m}{b}\right)^2} \quad (2.38)$$

Im einem Hohlleiter mit kreisförmigem Querschnitt und Durchmesser d (Abb. 2.7) sind die oberen Grenzwellenlängen für TE- und TM-Moden durch

$$\lambda_c^{TMmn} = \frac{\pi d}{j_{mn}} \quad \text{bzw.} \quad \lambda_c^{TEmn} = \frac{\pi d}{j'_{mn}} \quad (2.39)$$

gegeben, wobei j_{mn} und j'_{mn} die jeweils n -te Nullstelle der Bessel-Funktion J_m bzw. die n -te Nullstelle der Ableitung der Bessel-Funktion bezeichnet. Dabei ist

$$J_m(x) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(-1)^i}{i! \cdot \Gamma(i+m+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2i+m}. \quad (2.40)$$

Anschaulich beschreibt der Index m beim Rundhohlleiter die Anzahl der Wellen entlang des Umfangs, während der Index n die Anzahl der Halbwellen entlang des Radius beschreibt (Abb. 2.8).

2.6.3 Koaxiale Wellenleiter

Ein koaxialer Wellenleiter besteht aus zwei Leitern in konzentrischer Anordnung. Obwohl auch andere Geometrien möglich sind, sollen an dieser Stelle nur Koaxialleiter mit zwei kreisförmigen Leiterflächen der Durchmesser d_a und d_i betrachtet werden (Abb. 2.7). Diese Anordnung wird u.a. bei Koaxialkabeln verwendet. Im Gegensatz zu den zuvor beschriebenen Hohlleitern ist in Koaxialleitern eine weitere Transmissionsmode möglich, bei der beide axiale Feldkomponenten verschwinden, also überall $E_z = B_z = 0$ gilt. Bei Zylindersymmetrie ist das elektrische Feld dann

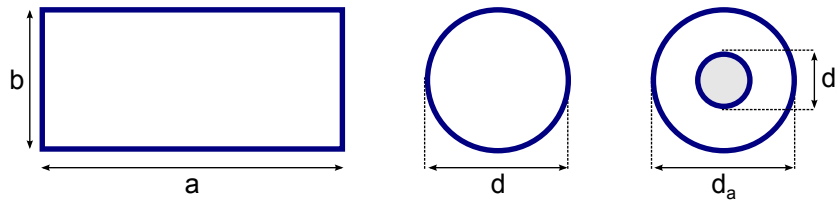


Abb. 2.7: Hohlleiter mit rechteckigem und kreisförmigem Querschnitt, sowie ein Koaxialleiter mit kreisförmigen Leiterflächen.

vollständig radial, und das magnetische Feld ist vollständig zirkular orientiert ($\vec{E} \parallel \vec{e}_r \wedge \vec{B} \parallel \vec{e}_\phi$). Diese Mode wird als *transversal-elektromagnetische Mode* (TEM) bezeichnet und besitzt keine untere Grenzfrequenz, weshalb bereits sehr dünne Koaxialkabel zur Übertragung hoher Frequenzen verwendet werden können. Neben TEM können in Koaxialleitern auch TE- und TM-Moden auftreten, die denen der Rundhohlleiter ähneln (Abb. 2.8). Zur Datenübertragung werden Wellenleiter jedoch normalerweise unterhalb der ersten Grenzfrequenz betrieben, sodass die Übertragung nur in der Grundmode (TEM) erfolgt und keine Dispersion auftritt. Für Koaxialleiter besitzt die TE₁₁-Mode die niedrigste Grenzfrequenz bei

$$f_c^{TE11} \approx \frac{2c}{\pi (d_a + d_i)}, \quad (2.41)$$

die Grenzwellenlänge ist also etwa gleich dem mittleren Umfang des Raumes zwischen den Leiterflächen.

In Koaxialleitern wird der Quotient aus Spannung und Strom als Wellenwiderstand oder Impedanz Z bezeichnet. Erfolgt die Übertragung verlustfrei und in der Grundmode TEM so ist

$$Z = \frac{60\Omega}{\sqrt{\epsilon_r} \ln \frac{d_a}{d_i}} \quad (2.42)$$

reell und nur von den Durchmessern und der Permittivität ϵ_r des Dielektrikums zwischen den Leitern abhängig. Der Wellenwiderstand der TE- und TM-Moden ist frequenzabhängig. An Stellen, an denen sich der Wellenwiderstand ändert, tritt eine teilweise Reflexion auf, was zu unerwünschten Interferenzen und Stehwelleneffekten führt. Um dies zu vermeiden, müssen alle Komponenten einer Signalkette mit einer einheitlichen Impedanz Z_0 konstruiert werden³. Um Komponenten mit unterschiedlichen Impedanzen reflexionsarm zu verbinden, werden Schaltungen mit induktiven und kapazitiven Elementen zur Impedanztransformation verwendet [44].

³In MRT-System ist meistens $Z_0 = 50 \Omega$.

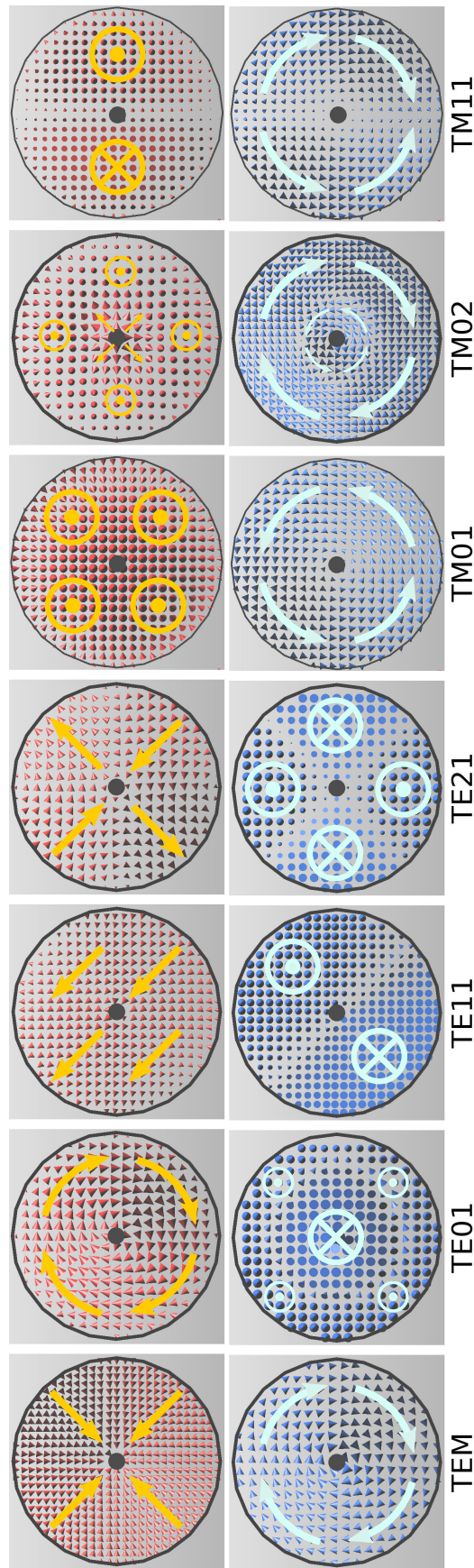


Abb. 2.8: \vec{E} (rot) und \vec{B} (blau) Vektormuster im Querschnitt eines Koaxialleiters mit dünnem Innenleiter (z.B. Koaxialkabel). Die lokale Richtung der Vektoren ist zur besseren Veranschaulichung überlagert dargestellt. Die abgebildeten Moden sind fast identisch mit den Moden eines zylindrischen Hohlleiters (Grenzfall für $d_i \rightarrow 0$), lediglich TEM kann dort nicht auftreten. In Koaxialleitern mit dickerem Innenleiter werden die Feldmuster jedoch zunehmend verzerrt, da der Innenleiter die elektrischen Feldlinien zu sich zieht und die magnetischen verdrängt (vgl. Kap. 4.1.2). Bei TE_{mn} und TM_{mn} beschreibt m die Anzahl der Variationen (Wellen) in zirkularer Richtung und n die Variationen (Halbwellen) in radialer Richtung für das jeweils transversale Vektorfeld. Die Moden mit $m = 0$ sowie TEM sind zylindersymmetrisch. Außer TEM können sich alle anderen Moden nur oberhalb ihrer Grenzfrequenz, die hauptsächlich von der Größe des Koaxialleiters abhängt, ungedämpft ausbreiten. Die gezeigte Darstellung der Vektoren als Kegel dient lediglich der Veranschaulichung der Vektorausrichtungen in den jeweiligen Moden. Anzahl und Größe der Kegel haben keine Bedeutung.

Kapitel 3

Material und Methoden

Ziel dieser Arbeit war es zu analysieren, ob und in welchem Maß der vorgeschlagene koaxiale Wellenleiteraufbau als Körperspule in der Hochfeld-MRT verwendet werden kann. Der im Folgenden als *Basismodell* bezeichnete Aufbau wurde daher so dimensioniert, dass er anstelle einer herkömmlichen Körperspule in die Magnetbohrung eines 7T-MRT-Systems (Anhang A) eingebaut werden könnte und ausreichend Platz für einen erwachsenen Patienten bietet. Die Länge des Messbereiches (50 cm) entspricht dem nutzbaren Bereich der üblichen Gradientensysteme, in dem eine Ortskodierung möglich ist. Das Basismodell wurde ausgiebig durch FDTD-Simulationen untersucht.

Da der Einbau eines realen Basismodells in das MRT-System nicht möglich war, wurde stattdessen ein um den Faktor 2 verkleinerter Aufbau konstruiert und getestet, der im Folgenden als *Wellenleitermodell* bezeichnet wird.

Der erste Teil dieses Kapitels behandelt Aufbau und Parameter der durchgeführten FDTD-Simulationen (Kap. 3.1). Im zweiten Teil werden zunächst die Konstruktion des Wellenleitermodells und die elektronischen Komponenten zum Anschluss an die MRT-Systeme erläutert (Kap. 3.2), bevor schließlich die verwendeten Messphantome und die damit durchgeführten Bildgebungsexperimente beschrieben werden (Kap. 3.3).

3.1 FDTD-Simulationen

3.1.1 SemcadX Software Suite

Zur Erstellung und Durchführung der FDTD Simulationen wurde in dieser Arbeit das kommerzielle Softwarepaket SemcadX¹ in Version 14 verwendet. SemcadX kombiniert folgende Bestandteile:

- **3D-CAD-Editor** zur Erzeugung der virtuellen Strukturen und HF-Komponenten in einer 3D-Ansicht. Der Import von Objekten aus anderen CAD-Anwendungen ist möglich.
- **Materialdatenbank** zur Zuordnung von dielektrischen Parametern zu den simulierten Objekten und Modellen. Eine manuelle Eingabe der Parameter ist ebenfalls möglich.
- **Gridding-Algorithmus** zum Erzeugen des Yee-Gitters und zur Diskretisierung der erstellten Simulationsdomäne.
- **FDTD-Algorithmus** zur Durchführung der eigentlichen Simulation.
- **Analyse-Umgebung** zur Auswertung und Visualisierung der berechneten Daten. Für komplexere Berechnungen ist ein Export der Simulationsdaten nach MATLAB² möglich.

¹Fa. Schmid & Partner Engineering AG (SPEAG), Zürich, Schweiz

²Fa. MathWorks, Natick, MA/USA

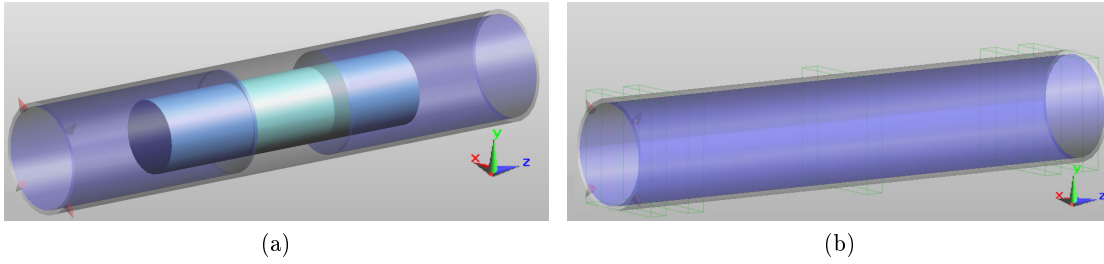


Abb. 3.1: (a) Perspektivische Ansicht des simulierten Basismodells (vor der Diskretisierung). Die roten Pfeilspitzen links zeigen die Positionen der vier Quellen. Mit Ausnahme des zylindrischen Phantoms sind hier alle Strukturen halbtransparent dargestellt. (b) Um den Einfluss der Messbereichsöffnung auf den Wellenleiter zu untersuchen, wurden auch Simulationen mit einem nicht unterbrochenen Wellenleiter gleicher Größe durchgeführt.

Die integrierte Materialdatenbank enthält die dielektrischen Eigenschaften von verschiedenen Materialien und auch Körpergeweben [45]. Die berechneten elektromagnetischen Felder können schichtweise in Magnituden-, kartesischer Komponenten- oder Vektoransicht dargestellt werden. Für MRT-Fragestellungen können die zirkular polarisierten Komponenten B_1^+ und B_1^- des hochfrequenten Feldes direkt aus den Simulationsergebnissen exportiert werden.

In FDTD-Simulationen ist auch bei einer großen Domäne eine ausreichend feine Diskretisierung wichtig, um runde Strukturen oder die komplexe Anatomie eines Humanmodells in guter Näherung darzustellen. Da die Simulationen hierdurch numerisch sehr aufwendig werden, bietet SencadX die Möglichkeit, die Berechnungen auf (mehrere) Grafikprozessoren (*graphics processing unit*, GPU) aufzuteilen. Für diese Arbeit wurden die Simulationen auf einem Rechensystem mit zwei GPU³ durchgeführt. Die praktisch verwendbare Größe der Simulationsdomäne ist hierbei durch den vorhandenen Grafikspeicher der GPU begrenzt und betrug für das verwendete System ca. $50 \cdot 10^6$ Gitterzellen.

3.1.2 Basissimulation

Das simulierte Basismodell (Abb. 3.1) ist an die Abmessungen eines aktuellen Hochfeld-MRT-Systems für Ganzkörper-Untersuchungen (Anhang A) angelehnt, sodass es als Körperspule in ein solches Gerät eingebaut werden könnte. Die äußeren und inneren Leiter haben daher die Durchmesser $\varnothing_a = 60$ cm und $\varnothing_i = 55$ cm, und die Gesamtlänge beträgt 300 cm. Ein genaues Schema der Konstruktion ist in Abb. 3.2 gezeigt.

Da das Yee-Gitter rechtwinklig ist, wird die Simulationsdomäne am besten durch kartesische Koordinaten beschrieben. Der Koordinatenursprung ist stets so gewählt, dass er genau im Zentrum der Wellenleiteranordnung liegt. In Anlehnung an das Zentrum des Messbereiches von MRT-Systemen wird er im Folgenden als Isozentrum bezeichnet. Da die Wellenleiteranordnung jedoch zylindrisch ist und diese Symmetrie in vielen Fällen erhalten bleibt, ist eine Beschreibung in Zylinderkoordinaten (r, φ, z') sinnvoll. Dabei bildet $z' = z$ die zentrale Längsachse des Wellenleiters und es gilt $\vec{e}_r(\varphi = 0) = \vec{e}_x$. Die in der MRT übliche Art, orthogonale Schnittebenen durch den Körper zu beschreiben, ist an die Anatomie angelehnt. Ausgehend von einem auf dem Rücken liegenden Patienten beschreibt im Folgenden „transversal“ die xy -Ebene, „koronar“ die xz -Ebene und „sagittal“ die yz -Ebene.

Der Wellenleiter wird in der Simulation durch kontinuierliche, perfekt elektrisch leitende Flächen

³2 Quadro FX5600, je 1,5 GB RAM, nVidia, Santa Clara, CA/USA

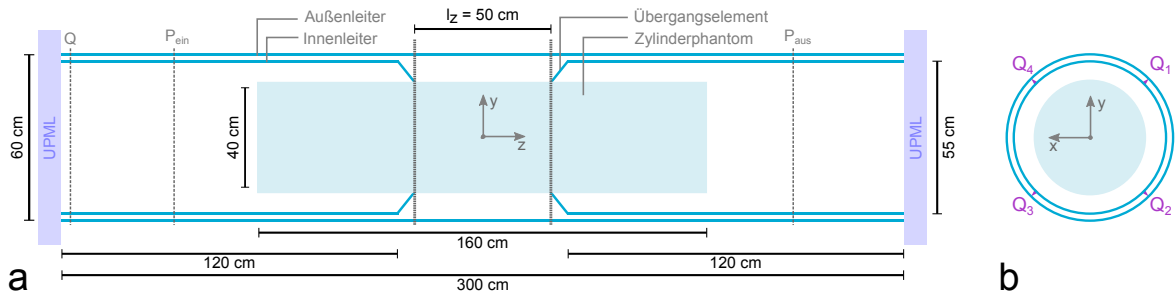


Abb. 3.2: (a) Schema des simulierten Basismodells. Der Wellenleiter ist auf beiden Seiten direkt mit den UPML-Begrenzungsflächen der Simulationsdomäne abgeschlossen, was in guter Näherung der Randbedingung eines unendlich langen Wellenleiters entspricht. Da die Quellen (Position Q) einen Teil der emittierten Leistung in die absorbierende Begrenzungsfläche abgeben, werden die Simulationsergebnisse auf eine einheitliche, durch eine transversale Fläche in den Wellenleiter eintretende Leistung P_{ein} normiert. Die Positionen ($z = \pm 110 \text{ cm}$), an denen P_{ein} und die durch den Wellenleiter transmittierte Leistung P_{aus} bestimmt werden, sind eingezeichnet. Der Ursprung des verwendeten Koordinatensystems liegt im Zentrum der Anordnung bzw. des Messobjektes. (b) Die vier Quellen Q_1 bis Q_4 zur Anregung sind symmetrisch angeordnet und zeigen in radiale Richtung. Der Winkel zwischen zwei benachbarten Quellen beträgt jeweils 90° . In der Darstellung zeigt die z-Achse in die Papierebene hinein.

($\sigma = \infty$) dargestellt. Diese Flächen besitzen keine Dicke, keinen elektrischen Widerstand und sind als Randbedingung für die elektrischen Felder realisiert (Kap. 2.4.1).

Da keine realistische Simulation der Anschlusselektronik möglich ist, erfolgt die Anregung des Wellenleiters über vier ideale Stromquellen (sog. *current type edge sources*), die in radialer Ausrichtung zwischen Innen- und Außenleiter eingefügt wurden (Abb. 3.2b). Diese Stromquellen erzeugen einen zeitabhängigen Strom $I(t)$ auf der Kante einer Yee-Zelle. Alle Simulationen wurden mit einer harmonischen Anregung durchgeführt, in der die Quellen $Q_{i=1,2,3,4}$ einen sinusförmigen Strom $I_i(t) = \sin(\omega t + \varphi_i)$ erzeugen. Die Anregungsfrequenz ist dabei $\omega = 2\pi \cdot f_L^{\text{H}}(B_0 = 7 \text{ T}) = 2\pi \cdot 297 \text{ MHz}$. In der Basissimulation wurden alle vier Quellen mit dem gleichen Signal und ohne Phasendifferenz betrieben, d.h. $\varphi_i = 0 \forall i=1,2,3,4$. Auf diese Weise wird die Grundmode TEM des koaxialen Wellenleiters angeregt.

Die Begrenzung der Simulationsdomäne erfolgte stets über perfekt angepasste, stark absorbierende Randflächen (UPML). In Wellenleiterrichtung ($\pm \vec{e}_z$) wird der Wellenleiter auf beiden Seiten direkt von diesen Randflächen abgeschlossen. Da die hier auftreffenden Wellen praktisch vollständig und reflexionsfrei absorbiert werden, entspricht dies der Randbedingung eines unendlich langen Wellenleiters bzw. einer perfekten Impedanzanpassung der an den Wellenleiter angeschlossenen Komponenten. Da so ein Teil der von den Quellen abgegebenen Energie in die Randfläche emittiert wird, kann die Quellenleistung nicht zur Normierung der simulierten Daten verwendet werden. Stattdessen wurde die tatsächlich in den Wellenleiter einlaufende Leistung zur Normierung verwendet (Kap. 3.1.3).

Als virtuelles Messobjekt wurde zunächst ein homogener Zylinder (Länge 160 cm, \varnothing 40 cm) verwendet, der in Größe und Volumen die dielektrische Last eines menschlichen Körpers imitiert, aber die gleiche Symmetrie wie die zylindrische Wellenleiteranordnung aufweist. Für die dielektrischen Parameter des Phantoms wurden die Werte $\epsilon_r = 45$ und $\sigma = 1 \text{ S/m}$ gewählt, was den mittleren Eigenschaften von menschlichem Gewebe bei $f_L^{\text{H}}(B_0 = 7 \text{ T}) = 297 \text{ MHz}$ entspricht. Die Simulationsdomäne wurde bei allen Simulationen mit dem Basismodell durch das gleiche Yee-Gitter mit $24 \cdot 10^6$ Gitterzellen diskretisiert. Um die ungestörte Wellenausbreitung zu untersuchen, wurden auch Simulationen mit einem nicht unterbrochenen Wellenleiter gleicher Größe

	ϵ_r	σ [S/m]	Materialtyp
M1	45	1	Körporgewebe
M2	3	0,001	Öl
M3	45	0,001	virtuell/Hybrid
M4	3	1	virtuell/Hybrid
M5	77,5	0,0001	reines Wasser

Tab. 3.1: Dielektrische Eigenschaften der Materialien M1 - M5.

durchgeführt (Abb. 3.1b).

Einfluss des Messobjektes

Um den Einfluss der dielektrischen Eigenschaften auf die Feldverteilung im Messbereich zu analysieren, wurden Simulationen mit fünf unterschiedlichen Materialeigenschaften des Messobjektes durchgeführt, die in Tabelle 3.1 aufgeführt sind. Die Materialien M3 und M4 haben keine reale Entsprechung und sind Hybride aus den Eigenschaften von Körporgewebe und Öl. Sie dienen dazu, den jeweiligen Einfluss von Permittivität und Leitfähigkeit separat zu analysieren.

X-Kern-Frequenzen

Um die Eignung der Wellenleiteranordnung für die MRT von Kernen mit niedrigerer Larmorfrequenz als ^1H zu evaluieren, wurden Simulationen auch für Natrium und Chlor bei $f_L^{23\text{Na}}(B_0 = 7\text{T}) = 78,6$ MHz bzw. $f_L^{35\text{Cl}}(B_0 = 7\text{T}) = 29,1$ MHz durchgeführt.

3.1.3 Auswertung der Simulationen

Um verschiedene Simulationen auch quantitativ vergleichen zu können, erfolgte die Auswertung der Simulationsdaten jeweils nach Normierung auf die gleiche in den Wellenleiter einlaufende Leistung $P_{\text{ein}} = 1$ kW. P_{ein} ist dabei die Leistung, die im zeitlichen Mittel durch eine zwischen den Quellen und dem Messbereich gelegene Fläche \vec{A}_N senkrecht zur Wellenleiterrichtung hindurchtritt ($\vec{A}_N \parallel \vec{e}_z$). Die Leistungsberechnung erfolgt mit Hilfe des (zeitgemittelten) Poynting-Vektors $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$:

$$P_{\text{ein}} = \int_{A_N} \vec{S} \cdot d\vec{A}. \quad (3.1)$$

Die in den Simulationen ermittelten Felddaten wie $\vec{E}(\vec{r})$ und $\vec{B}(\vec{r})$, sowie abgeleitete Verteilungen wie der Poynting-Vektor $\vec{S}(\vec{r})$ oder die zirkular polarisierte Magnetfeldkomponente $B_1^+(\vec{r})$ wurden direkt in SencadX ausgewertet und illustriert. Um einen größeren dynamischen Bereich abzudecken, wurden die Felddaten teilweise auf ihren jeweiligen Maximalwert normiert und in Dezibel-Skalierung dargestellt. Für eine Feldgröße $A(\vec{r})$ mit Maximalwert A_{max} sind die lokalen Pegel $A_{\text{dB}}(\vec{r}) = 20 \cdot \log A(\vec{r})/A_{\text{max}}$, und für eine Energie- oder Leistungsgröße $A'(\vec{r})$ gilt die Beziehung $A'_{\text{dB}}(\vec{r}) = 10 \cdot \log A'(\vec{r})/A'_{\text{max}}$. Feldgrößen sind u.a. \vec{E} und \vec{B} , während es sich z.B. bei den SAR-Werten um Energiegrößen handelt.

Weiterhin wurde die Darstellung teilweise auf einzelne Objekte (z.B. das Humanmodell oder die luftgefüllten Hohlräume des Wellenleiters) oder (durch Verwendung von virtuellen Feldsensoren)

auf Subvolumina der Simulationsdomäne beschränkt. Zur Analyse der Felder in Wellenleiterrichtung \vec{e}_z wurden Projektionen der Mittel- und Maximalwerte jeder transversalen Schicht auf die z-Achse erstellt. Für ein beliebiges Skalar- oder Vektorfeld A mit im Yee-Gitter diskreten Werten $A(x_i, y_j, z_k)$ ergeben sich so der Mittelwert $\bar{A}(z_k)$ und der Maximalwert $A_{\max}(z_k)$ zu

$$\bar{A}(z_k) = \sum_{i,j} \frac{|A(x_i, y_j, z_k)|}{n_{ij}(z_k)} \quad (3.2)$$

$$A_{\max}(z_k) = \max \{|A(x, y, z)| | z = z_k\} \quad (3.3)$$

wobei $n_{ij}(z_k)$ die Anzahl der Voxel im betrachteten Objekt bei Position $z = z_k$ ist. Diese Berechnungen wurden nach dem Datenexport aus SemicadX in MATLAB durchgeführt.

Die SAR-Berechnung kann direkt in SemicadX durchgeführt werden und erfolgt gemäß [46] nach einer Mittelung über 10 g Gewebe (Kap. 2.3). Die in den Simulationen mit harmonischer Anregung ermittelten SAR-Werte beziehen sich jedoch auf ein kontinuierlich eingestrahltes HF-Anregungssignal, d.h. der Wert beschreibt die deponierte Energie pro Masseneinheit nach einer vollen Sekunde Anregung. Bei einer MRT-Untersuchung erfolgt die HF-Einstrahlung jedoch nur innerhalb kurzer Pulse. Länge und Anzahl dieser Pulse variieren stark mit der verwendeten Messsequenz. Um eine realitätsnahe Abschätzung zu erhalten, wurden die ermittelten SAR-Werte hier auf eine GRE-Sequenz mit Repetitionszeit $T_R = 10$ ms und einem rechteckigen Anregungspuls der Länge $\tau_{\text{RF}} = 0,5$ ms normiert, was einem Puls-Pause-Verhältnis von 1:19 entspricht. Der normierte, effektive Wert SAR_{eff} errechnet sich dann aus dem simulierten Wert SAR_{sim} zu

$$SAR_{\text{eff}} = \frac{\tau_{\text{RF}}}{T_R} \cdot SAR_{\text{sim}} = r \cdot SAR_{\text{sim}} \quad (3.4)$$

mit dem Reduktionsfaktor $r = 0,05$.

3.1.4 Höhere Transmissionsmoden

Neben der Grundmode TEM des koaxialen Wellenleiters wurde auch die Eignung höherer Moden zur Spinanregung untersucht. Diese Moden besitzen eine untere Grenzfrequenz, unterhalb der sie evaneszent sind (Kap. 2.6). Die in der Simulation verwendeten Quellen sind radial ausgerichtet und koppeln in die elektrische Feldkomponente E_r der Transmissionsmoden. Mit vier dieser Quellen ist die Anregung einer transversal-elektrischen Mode bis zur zweiten Ordnung möglich. In dieser Arbeit wurden daher die Moden TE11, rTE11 und TE21 evaluiert. Bei rTE11 handelt es sich um die Superposition von zwei TE11 Moden, die sowohl räumlich als auch zeitlich um jeweils 90° phasenverschoben sind. Auf diese Weise wird ein um die z-Achse rotierendes TE11 Muster erzeugt, was einer zirkular polarisierten ebenen Welle ähnelt. Die für die Quellen $Q_1 \dots Q_4$ verwendeten Phasen $\Delta\varphi_i$ zur Anregung der einzelnen Moden sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Transversal-magnetische (TM) Moden sind für die MRT prinzipiell besser geeignet als TE-Moden, da hier die magnetische Feldkomponente komplett in der transversalen Ebene orientiert und dadurch für die Spinanregung nutzbar ist. Die Kopplung in TM-Moden kann in der Simulation durch Quellen in z-Richtung (Kopplung in die beteiligten E_z -Komponenten) oder durch geschlossene Stromschleifen erfolgen, deren Flächennormalen in radialer oder zirkularer Richtung orientiert sind (Kopplung in die B_r - oder B_ϕ -Komponenten). Die Simulationen haben jedoch gezeigt, dass sich in der verwendeten Wellenleiteranordnung keine TM-Mode ausbreitet, sondern sofort in TEM und die niedrigsten TE-Moden einkoppelt. Die in dieser Arbeit gezeigten Simulationen sind daher auf die ausbreitungsfähigen Moden TEM, TE11 und TE21 beschränkt.

	$\Delta\varphi_1$	$\Delta\varphi_2$	$\Delta\varphi_3$	$\Delta\varphi_4$
TEM	0°	0°	0°	0°
TE11	0°	0°	180°	180°
rTE11	0°	90°	180°	270°
TE21	0°	180°	0°	180°

Tab. 3.2: Phasen $\Delta\varphi_i$ der Quellen $Q_1 \dots Q_4$ zur Anregung der verschiedenen Transmissionsmoden

3.1.5 Simulationen mit dem Humanmodell

Um die Eigenschaften der Wellenleiteranordnung mit einem realistischeren (d.h. inhomogenen und asymmetrischen) Messobjekt zu evaluieren, wurden Simulationen mit dem Modell eines menschlichen Körpers durchgeführt.

Humanmodell

Bei dem verwendeten digitalen Humanmodell handelt es sich um „Duke“ (Abb. 3.3b) aus der „Virtual Family“ [47]. Diese Modelle wurden aus hochaufgelösten MRT-Aufnahmen von gesunden Freiwilligen erstellt. Das Modell *Duke* stammt von einem 34 Jahre alten Mann mit einer Körpergröße von 1,77 m und einem Gewicht von 72,4 kg. Das Modell enthält 77 verschiedene Arten von Gewebe, denen für die Simulation jeweils eigene dielektrische Parameter zugeteilt werden können. In den hier durchgeführten Simulationen wurden die Parameter wie Dichte, Permittivität und Leitfähigkeit aus der Datenbank von Gabriel [45, 48, 49] übernommen, die auch in SencadX enthalten ist.

Simulationsparameter

Das Humanmodell wurde in die gleiche Wellenleiteranordnung eingefügt, die auch in Kap. 3.1.2 verwendet wurde (Abb. 3.3). Der Körperstamm lag dabei im Messbereich ($l_z = 50$ cm), während sich die untere Körperhälfte im zuleitenden und der Kopf im ableitenden Wellenleitersegment befand. Die Übergangselemente lagen ohne Luftspalt am Modell an. Der Messbereich lag symmetrisch zum Isozentrum, während das Humanmodell von $z_1 = -120$ cm bis $z_2 = +60$ cm reicht. Die Anregung erfolgte harmonisch in den Moden TEM, TE11, rTE11 und TE21 (Kap. 3.1.4) bei $f = 297$ MHz und über eine maximale Simulationslänge von 40 Perioden, was zu einer Simulationsdauer von ca. 10 Stunden pro Anregung führte. Die Simulationsdomäne wurde in $44,68 \cdot 10^6$ Voxel diskretisiert, wovon $1,85 \cdot 10^6$ Voxel auf das Humanmodell entfallen.

3.1.6 Simulation des Wellenleitermodells

Neben den Simulationen der Wellenleiteranordnung in Größe einer MRT-Körperspule (Basismodell) wurde auch eine im Maßstab 1:2 verkleinerte Anordnung mit Länge 150 cm und den Durchmesser $\varnothing_a = 28,5$ cm und $\varnothing_i = 25$ cm simuliert (Abb. 3.4). Sie entspricht damit der Größe des später beschriebenen Wellenleiterprototyps (Kap. 3.2). Ein genaues Schema der Anordnung ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

Die im Wellenleitermodell (Kap. 3.2.2) verwendete, aus kapazitiv gekoppelten Kupfersegmenten gebildete Oberflächenstruktur ist in Relation zur Gesamtgröße der Simulationsdomäne zu dünn, um bei der Simulation korrekt dargestellt zu werden (Kap. 3.1). Die leitenden Oberflächen

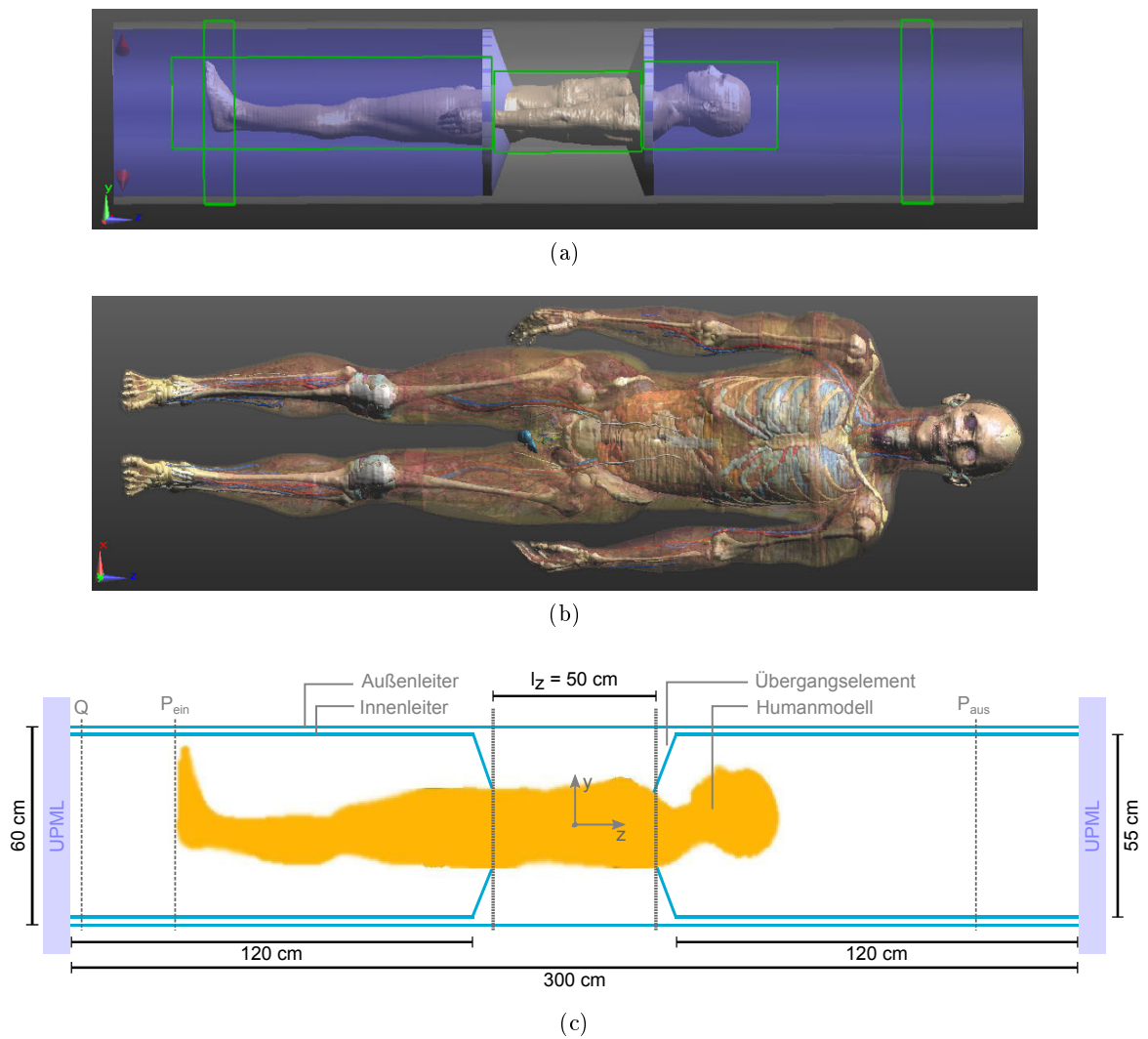


Abb. 3.3: (a) Seitenansicht des Simulationsaufbaus mit dem Humanmodell. Die zylindrischen Leiterflächen sind transparent dargestellt. Die grünen Linien stellen quaderförmige Feldsensoren da, die verschiedene Teile des Modells bzw. des Wellenleiters einschließen. Die Feldsensoren haben keinen Einfluss auf die elektromagnetischen Felder und dienen nur der Analyse von definierten Subvolumina der Domäne. (b) Koronare Ansicht des Humanmodells *Duke*. Haut, Muskel- und Fettgewebe sind transparent dargestellt, um die innere Anatomie des Modells sichtbar zu machen. (c) Schema des simulierten Wellenleitersaufbaus mit Humanmodell. Ein- und auslaufende Wellenleistung wurden wieder bei P_{ein} bzw. P_{aus} bestimmt.

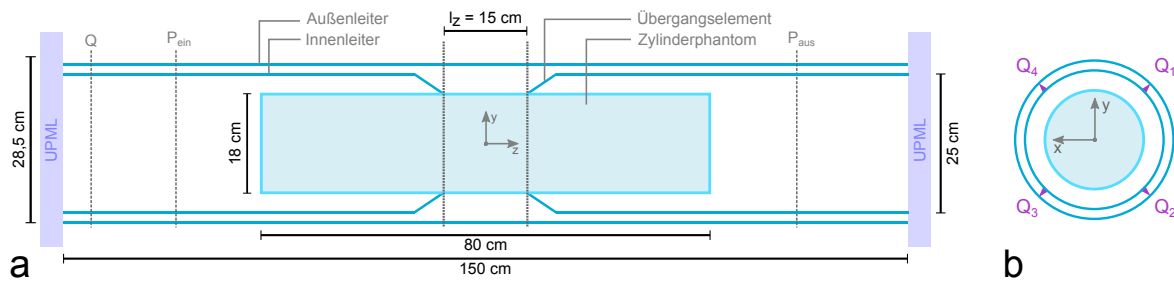


Abb. 3.4: (a) Schema des simulierten Wellenleitermodells. Der Wellenleiter ist wie zuvor auf beiden Seiten direkt mit den UPML-Begrenzungsflächen der Simulationsdomäne abgeschlossen. Die Positionen der Quellen (Q) und der beiden Leistungsmessungen (P_{ein} , P_{aus}) sind eingezeichnet. (b) Die vier Quellen $Q_1 - Q_4$ zur Anregung sind symmetrisch angeordnet und zeigen in radiale Richtung. Der Winkel zwischen zwei benachbarten Quellen beträgt jeweils 90° . In der gezeigten Darstellung zeigt die z -Achse in die Papierebene hinein.

werden daher auch bei diesen Simulationen durch kontinuierliche, unendlich dünne, perfekt leitfähige Schichten imitiert. Die Übergangselemente an beiden Seiten des Messbereiches umschließen das Messobjekt passgenau. Tragende oder stützende Strukturen wurden in der Simulation nicht berücksichtigt.

Das zylindrische Messobjekt entspricht den Abmessungen des später verwendeten Zylinderphantoms (Kap. 3.3.1). Da das reale Phantom eine Wandung aus Acrylglas besitzt, wurde zunächst der Einfluss dieser Wandung auf die Feldverteilungen untersucht. Dafür wurden Simulationen (TEM-Anregung) wie zuvor von einem homogenen Zylinder ohne Wandung (gewebeäquivalent, $\epsilon_r = 45$, $\sigma = 1$ S/m) und von einem Zylinder mit Wandung (Stärke 4 mm, $\epsilon_r = 2,6$, $\sigma = 2,5$ mS/m), der mit dem gewebeäquivalenten Material gefüllt ist, durchgeführt. Die äußeren Abmessungen beider Messobjekte waren hierbei identisch. Für die nachfolgenden Simulationen wurde stets das Messobjekt mit Wandung verwendet, um einen Vergleich mit den realen Messungen zu ermöglichen.

Weiterhin wurde der Einfluss der Messbereichslänge l_z untersucht. Hierzu wurden Simulationen mit fünf verschiedenen $l_z = 5, 10, 15, 20$ und 25 cm durchgeführt. Als Transmissionsmode wurde dabei jeweils TEM verwendet, da die höheren TE-Moden im verkleinerten Wellenleiter nicht ausbreitungsfähig sind.

3.2 Wellenleitermodell

Um die koaxiale Anordnung in einem realen MRT-System zu evaluieren, wurde ein Hardware-Prototyp konstruiert. Da die vorhandenen Ganzkörper-MRT-Systeme zur Patientendiagnostik eingesetzt werden, war es nicht möglich, einen Prototypen in der Größe einer regulären Ganzkörperpersule zu testen, da dies Veränderungen an den MRT-Geräten erfordert hätte. Die Abmessungen des Wellenleitermodells wurden daher so gewählt, dass es eine Verkleinerung um den Faktor 2 in Relation zur Magnetbohrung des 7T-MRT-Systems darstellt. Auf diese Weise konnte das Modell auf dem Patiententisch platziert und über die regulären HF-Anschlüsse am Kopfende mit dem MRT-System verbunden werden.

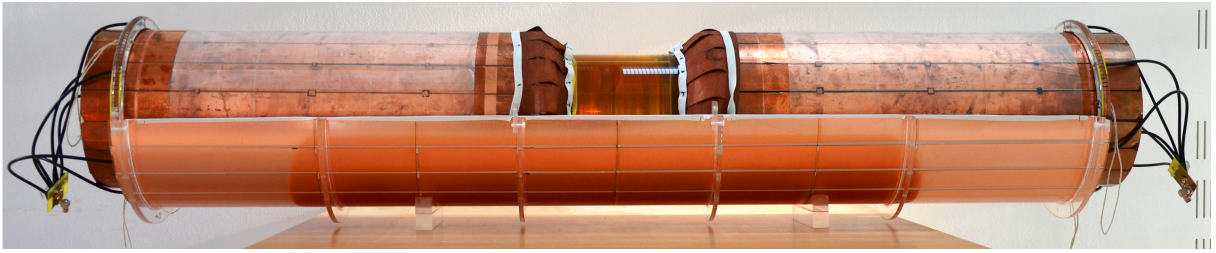


Abb. 3.5: Seitenansicht des Wellenleitermodells. Die obere Hälfte des Außenleiters wurde entfernt, sodass beide Innenleitersegmente sichtbar sind. Die PMMA-Röhren sind mit leitfähigen Oberflächen (Kap. 3.2.2) beklebt. Der zentrale Messbereich (Kap. 3.2.1), in dem ein Teil des Zylinderphantoms (Kap. 3.3.1) sichtbar ist, wird durch die inneren Enden der Übergangselemente begrenzt. An den Enden des Außenleiters befinden sich die Kontaktringe (Kap. 3.2.3), deren Kabel vor der Impedanzanpassung zusammengeführt werden. In der gezeigten Konfiguration ragen die Innenleitersegmente auf beiden Seiten aus dem Außenleiter heraus.

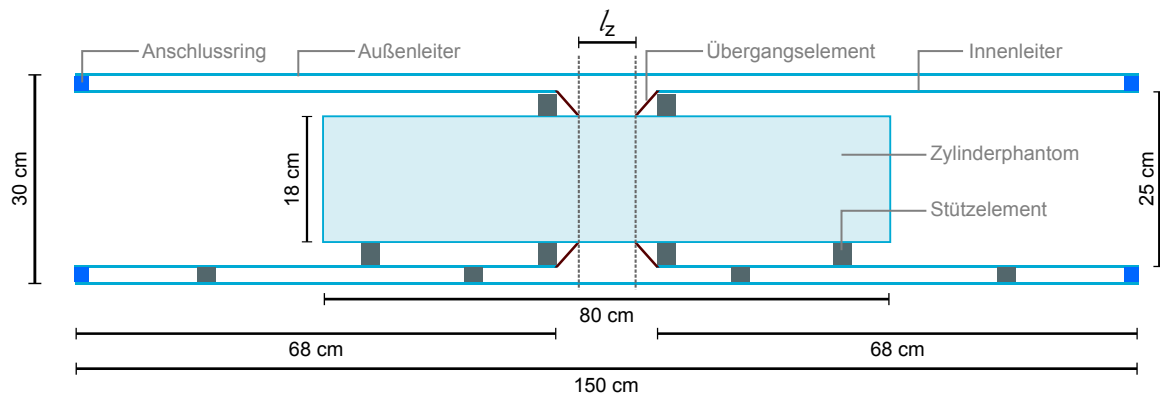


Abb. 3.6: Querschnitt durch das Wellenleitermodell mit enthaltenem Zylinderphantom. Die Länge l_z des zentralen Messbereiches ist durch den inneren Abstand der beiden Übergangselemente bestimmt und kann durch Verschieben der beiden Innenleitersegmente verändert werden. Die Segmente ragen dann evtl. aus dem Außenleiter heraus.

3.2.1 Grundkonstruktion

Der koaxiale Wellenleiter (Abb. 3.5) wurde aus transparenten Polymethylmethacrylat-Röhren (PMMA, Plexiglas) mit einer Wandstärke von 4 mm konstruiert. Hierzu wurden Röhren unterschiedlicher Durchmesser (Außendurchmesser je 300/250) mm konzentrisch angeordnet. Die zur Wellenleitung benötigten leitfähigen Flächen (Kap. 3.2.2) wurden auf die Innenseite der äußeren Röhre und auf die Außenseite der inneren Röhre aufgebracht, sodass sich die für den Wellenleiter relevanten Durchmesser $d_a/d_i = 292/250$ mm ergeben. Das Dielektrikum zwischen den leitfähigen Oberflächen ist Luft. Beide Teilstücke des Innenleiters wurden auf Kreissegmenten (90°) aus Kunststoff gelagert, um sie in der konzentrischen Position zum Außenleiter zu halten. Die Länge des Außenleiters beträgt 150 cm, während die beiden Innenleiter-Segmente jeweils 68 cm lang sind. Eine schematische Zeichnung der Konstruktion ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Durch Verschieben der Innenleitersegmente in z-Richtung kann die Länge des zentralen Messbereiches verändert werden. Bei Messbereichen der Länge $l_z \geq 10$ cm ragen die Innenleiter-Segmente an beiden Enden aus dem Außenleiter heraus.

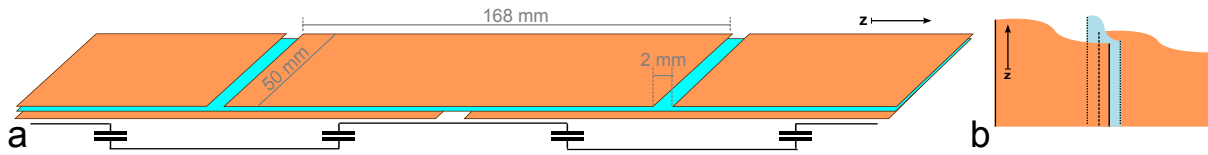


Abb. 3.7: (a) Schematische Darstellung eines einzelnen Leiterstreifens in Längsrichtung. Die Kupferstreifen (orange) sind auf zwei Lagen verteilt und durch eine dünne PE-Folie (türkis) voneinander getrennt. Durch die Überlappung entstehen Plattenkondensatorelemente zwischen den Streifen, die einen hochfrequenten Stromfluss (MHz-Bereich) ermöglichen, aber niederfrequente Wirbelströme (kHz-Bereich) unterdrücken. Das Ersatzschaltbild ist unter dem Leiterstreifen angedeutet. (b) Um die Impermeabilität der Oberfläche zu gewährleisten, sind die in (a) gezeigten Leiterstreifen in zirkularer Richtung um 5 mm überlappend angeordnet. In jeder der beiden Kupferlagen sind die benachbarten Leiterstreifen durch Isolierband (blau) der Breite 15 mm voneinander getrennt.

3.2.2 Oberfläche des Wellenleiters

Da PMMA nicht leitfähig ist, wurden die Röhren mit Kupferfolie⁴ der Stärke $30 \mu\text{m}$ beklebt. Da bei 7 Tesla die Eindringtiefe in Kupfer ($\sigma = 58 \cdot 10^6 \text{ S/m}$) bei der Larmorfrequenz für Protonen $f_L(1H, B_0 = 7T) = 297 \text{ MHz}$ nur $\delta = 3,8 \mu\text{m}$ beträgt (Gl. (2.36)), reicht diese Dicke aus, um ein Durchdringen der Oberflächen durch die eingespeiste HF-Strahlung zu verhindern. Die zur Ortskodierung verwendeten magnetischen Gradientenfelder werden mit Schaltzeiten im kHz-Bereich betrieben und können in zusammenhängenden leitfähigen Flächen Wirbelströme induzieren, die zu Bildartefakten führen können. Zur Minimierung dieser Wirbelströme wurde eine zweilagige Anordnung aus kleineren Kupferstreifen ($50 \times 168 \text{ mm}^2$) an Stelle einer kontinuierlichen Kupferfläche gewählt (Fig. 3.7). Die Kupferstreifen innerhalb einer Lage überdecken sich in zirkularer Richtung um 5 mm, um die Oberfläche impermeabel für die HF-Felder zu machen. Die Streifen sind im Überlapp durch handelsübliches PVC-Isolierband voneinander isoliert. Die zweite Kupferschicht ist um eine halbe Streifenlänge in Längsrichtung verschoben, sodass sich die Streifen beider Schichten längs überlappen und eine großflächige kapazitive Kopplung entsteht. Als Dielektrikum zwischen beiden Schichten dient eine durchgehende Polyethylenfolie der Stärke $18 \mu\text{m}$, die mit Aerosolklebstoff⁵ auf die untere Kupferlage aufgebracht wurde. Ein einzelner Überlapp erzeugt rechnerisch ($\epsilon_{r,PE} = 2,25$ [50]) eine Kapazität von $C_1 = \epsilon_0 \epsilon_r A d^{-1} = 4,6 \text{ nF}$, woraus auf dem äußeren Leiter durch serielle Schaltung von 14 C_1 eine Gesamtkapazität von $C_g = 328 \text{ pF}$ resultiert. Hieraus ergibt sich die Impedanz $Z_1(\omega = 2\pi \cdot 297 \text{ MHz}) = (i \cdot \omega C_1)^{-1} = i \cdot 0,12 \Omega$ für einen einzelnen Überlapp bzw. $Z_g = i \cdot 1,6 \Omega$ für den gesamten Streifen. Die kapazitiven Übergänge ermöglichen somit einen hochfrequenten Stromfluss in Richtung des Wellenleiters, dämpfen jedoch die niederfrequenten Wirbelströme durch das MR-Gradientensystem ab ($Z_g(f = 1 \text{ kHz}) \geq i \cdot 485 \text{ k}\Omega$). Durch den geringen Überlapp in zirkularer Richtung wird ein hochfrequenter Strom in dieser Richtung ebenfalls unterbunden. Die Impermeabilität der äußeren Oberfläche wurde am Netzwerkanalysator in einer Transmissions-Messung mit einer Pickup-Spule zu $S_{21} \leq -50 \text{ dB}$ validiert.

Um im zentralen Messbereich einen stetigen Übergang zwischen den Innenleitersegmenten und dem Messobjekt herzustellen und ein Austreten von hochfrequenter Strahlung in die Bereiche innerhalb der Innenleitersegmente zu verhindern, wurden Übergangselemente aus flexiblem Kupfergeflecht auf die Innenleiter aufgebracht. Die Fixierung auf den Leiterröhren und dem Messobjekt erfolgt jeweils durch Gummibänder. Die Auflagepositionen der Muffen auf dem Messobjekt begrenzen dann den Messbereich und bestimmen die Länge l_z .

⁴selbstklebend, Fa. 3M, St. Paul, MN/USA

⁵UHU Sprühkleber 3 in 1; Basis: Styrol-Butadien Kautschuk; Fa. UHU GmbH & Co. KG, Bühl

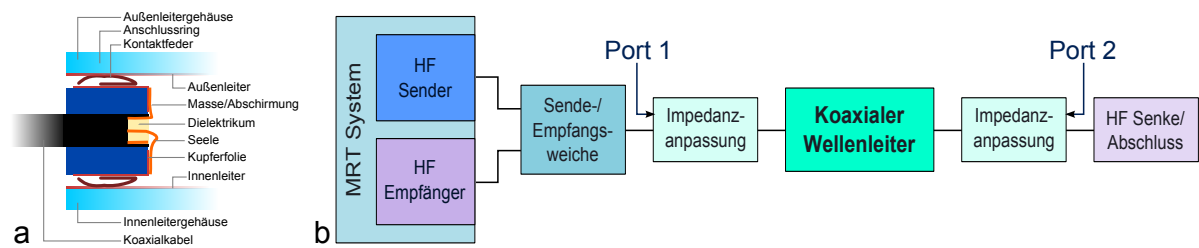


Abb. 3.8: (a) Querschnitt eines Kontakttringanschlusses. Die beiden Kontakttringe sitzen am äußeren Ende des Wellenleiters im Luftspalt zwischen Außen- und Innenleiter. Jeder Ring ist durch 6 Koaxialkabel mit der Anpassplatte verbunden. Die Kabel werden zur mechanischen Stabilisierung durch den PMMA-Ring hindurchgeführt und sind auf der Innenseite mit den Kontaktfedern verlötet. Die Kontaktfedern umschließen den gesamten Umfang der Ringe, wodurch eine elektrische Verbindung zwischen allen 6 Anschlusspunkten und allen Kupferstreifensegmenten hergestellt wird. (b) Anschlussschema für die Messungen mit dem Wellenleitermodell. Nach Impedanzanpassung auf beiden Seiten erfolgt links der Anschluss an das MRT-System über eine Sende-/Empfangsweiche. Auf der rechten Seite wird überschüssige Leistung in einem Attenuator dissipiert und die Leitung reflexionsfrei terminiert, um die Ausbildung von rücklaufenden Wellen zu minimieren. Die Messpunkte zur Bestimmung der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten S_{11}/S_{22} und S_{21} sind als *Port 1* und *Port 2* angedeutet.

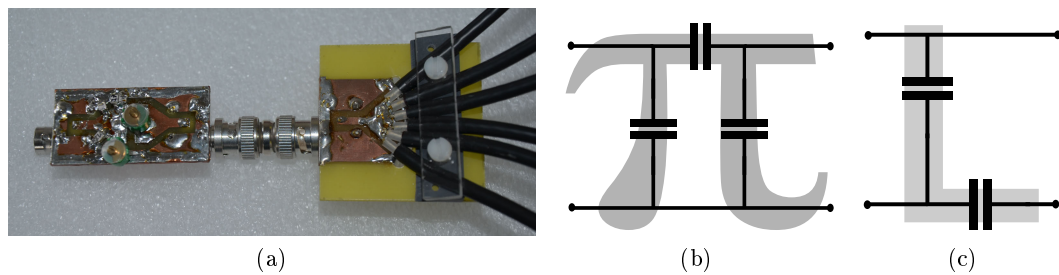


Abb. 3.9: (a) Kabelzusammenführung (rechts) und Platine zur Impedanzanpassung (links) mit Fest- und Trimmerkondensatoren, um Abstimmung auf verschiedene Lasten zu ermöglichen. Die BNC-Steckverbindung (Mitte) erlaubt den Austausch der Impedanzanpassung um mehrere Frequenzen zu unterstützen. Allgemeine Schaltpläne der (hier rein kapazitiven) π - (b) und L-Anpassnetzwerke (c).

3.2.3 Anschluss an das MRT-System

Zum Anschluss an das MRT-System wurden an beiden Enden des Außenleiters PMMA-Ringe (Außen-/Innendurchmesser 286/256 mm, Dicke 15 mm) eingebracht, auf deren äußerem und innerem Umfang flexible Kontaktfedern⁶ aufgeklebt sind (Abb. 3.8a). Diese Kontaktfedern pressen sich gegen die leitfähigen Oberflächen von Außen- und Innenleiter und stellen so den Kontakt her. Sechs Koaxialkabel wurden durch Bohrungen durch jeden PMMA-Ring hindurchgeführt und mit den Federn verlötet. Die Koaxialkabel haben bei $f=297$ MHz eine elektrische Länge von $\lambda/2$ und werden auf einer Platine zusammengeführt, welche wiederum über BNC-Stecker mit verschiedenen Platinen zur Impedanzanpassung verbunden werden kann (Abb. 3.9a). Diese Platinen beinhalten (kapazitive) π -Anpassnetzwerke (Fig. 3.9b) und transformieren die komplexe Impedanz des Wellenleitermodells auf die reelle 50 Ω -Impedanz des MRT-Systems. Durch die Verwendung von Trimmkondensatoren können die Anpassnetzwerke bei wechselnder Beladung bzw. Messbereichslänge l_z nachgestimmt werden. Um sowohl das Senden als auch den Signalemp-

⁶Material: CuBe; Federmodell 'W2', Fa. Feuerherdt GmbH, Berlin

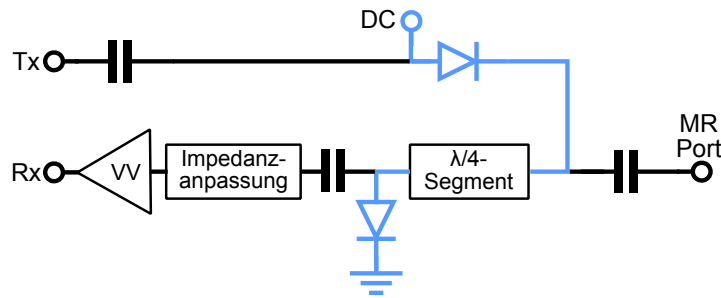


Abb. 3.10: Schaltplanschema der verwendeten Sende-/Empfangsweichen. Im Sendefall werden die beiden PIN-Dioden durch einen Gleichstrom am DC-Port durchgeschaltet. Dadurch wird der Tx-Port direkt mit dem MR-Port verbunden, an dem die Spule bzw. der Wellenleiter angeschlossen ist. Das $\lambda/4$ -Element transformiert den Kurzschluss durch die zweite Diode ($Z \approx 0$) auf eine hohe Impedanz ($Z \approx \infty$) und sperrt den Empfangsteil der Weiche. Im Empfangsfall sperren die Dioden (Gegenspannung am DC-Port), wodurch der TX-Port vom MR-Port getrennt und der Vorverstärker (VV) über eine Impedanzanpassung und das $\lambda/4$ -Element mit dem MR-Port verbunden wird. Die Kondensatoren dienen der Entkopplung der Gleichspannung, sodass der Gleichstrom nur im blau eingezeichneten Teil der Schaltung fließt.

fang durch den coaxialen Wellenleiter zu ermöglichen, erfolgt der Anschluss an das MRT-System (Abb. 3.8b) auf einer Seite des Wellenleiters über eine Sende-/Empfangsweiche (Abb. 3.10). Im Sendefall wird der Wellenleiter mit dem Hochfrequenzgenerator des MRT-Systems verbunden, während zum Empfang eine Verbindung mit einem der Empfangskanäle hergestellt wird. Die zweite Seite des Wellenleiters wird ebenfalls auf 50Ω angepasst, dann jedoch mit einem Hochfrequenzattenuator (Leistungsabschwächung -30dB) reflexionsfrei terminiert, um überschüssige Hochfrequenzleistung im Sendefall nach Passieren des Wellenleiters aufzunehmen und die Bildung rücklaufender Wellen zu minimieren. Durch Verwendung einer zweiten Weiche, die dem Attenuator vorgeschaltet wird, wäre es möglich, das im Empfangsfall auf dieser Seite der Anordnung auftretende MR-Signal in einen zweiten Empfangskanal zu leiten.

3.2.4 MRT bei verschiedenen Frequenzen

Da die native Transmissionsmode im coaxialen Wellenleiter, TEM, keine untere Grenzfrequenz besitzt, ist der Betrieb des Wellenleitermodells auch bei Frequenzen $f \leq 297 \text{ MHz}$ möglich. Neben der ^1H -MRT bei niedrigeren Feldstärken erlaubt dies auch die MRT von anderen Kernen (X-Kerne). Der Aufbau und Anschluss des Wellenleiters an die MRT-Systeme bleibt dabei unverändert (Abb. 3.8b), lediglich die frequenzspezifischen Teile wie Sende-/Empfangsweichen und Impedanzanpassnetzwerke wurden gegen Modelle ausgetauscht, die für die jeweilige Larmorfrequenz konstruiert wurden. In dieser Arbeit wurde der coaxiale Wellenleiter bei insgesamt 5 verschiedenen Larmorfrequenzen abgestimmt und getestet (Tab. 3.3). Die maximal mögliche Amplitude U_{\max} der HF-Pulse wird durch die Spannungsfestigkeit der Bauteile auf den Anpassnetzwerken und in den Sende-/Empfangsweichen bestimmt und betrug für $f = 297 \text{ MHz}$ $U_{\max} = 300 \text{ V}$. Für die übrigen vier Frequenzen war $U_{\max} = 100 \text{ V}$.

MRT bei 1,5 T und 3 T

Um das Wellenleitermodell auch bei niedrigeren Frequenzen zu testen, wurden zunächst ^1H -MRT-Aufnahmen bei den Magnetfeldstärken $B_0 = 1,5 \text{ T}$ und 3 T gemacht (MRT-Systeme Magnetom Symphony und Magnetom Trio, Siemens, Erlangen). Die Larmorfrequenzen waren

Nuklid	γ [MHz/T]	H_n	B_0 [T]	f [MHz]
^1H	$2\pi \cdot 42,576$	99,99%	7	297,15
^{23}Na	$2\pi \cdot 11,27$	100%	7	78,6
^{35}Cl	$2\pi \cdot 4,17$	75,77%	7	29,1
^1H	$2\pi \cdot 42,576$	99,99%	3	123,35
^1H	$2\pi \cdot 42,576$	99,99%	1,5	63,68

Tab. 3.3: Liste der mit dem Wellenleiter getesteten Frequenzen f mit den zugehörigen Nukliden, ihrem gyromagnetischen Verhältnis γ und der natürlichen Häufigkeit H_n . Die angegebene Feldstärke B_0 ist nicht genau, da die verwendeten MRT-Systeme nicht exakt auf ihrer Nominalfeldstärke betrieben werden.

hierbei $f_L^{1H}(B_0 = 1,5T) = 63,68$ MHz und $f_L^{1H}(B_0 = 3T) = 123,35$ MHz. Zur Bildaufnahme wurden jeweils GRE2D-Sequenzen mit folgenden Parametern für 1,5 T und 3 T verwendet: $T_R = 84/78$ ms, $T_E = 3,6/3,3$ ms, Auflösung $6,25 \times 6,25$ mm², Schichtdicke 20 mm, BW = 260 Hz/px, $U_{HF} = 107/70$ V, 8 Mittelungen.

Diplexer ($^1\text{H}/^{23}\text{Na}$)

Da in der X-Kern-Bildgebung eine intrinsische Registrierung der Bilder mit ^1H -Bildern vorteilhaft ist, wurde auch die quasi-simultane Akquisition von zwei verschiedenen MR-kompatiblen Kernen getestet (multinukleare MRT). Um mehrere Frequenzen (d.h. mehrere Kerne) gleichzeitig zu messen, ist die Verwendung von Multiplexern nötig. Die hier verwendeten Diplexer (Multiplexer für zwei Frequenzen) beruhen auf pass/block-Filtern [40] aus je 3 reaktiven Elementen (Kapazitäten oder Induktivitäten) (Abb. 3.11). Diese Elemente bilden bei einer Passfrequenz f_{pass} einen Serienschwingkreis mit minimaler reeller Impedanz, während sie für eine Sperrfrequenz f_{block} einen Parallelschwingkreis mit maximaler Impedanz darstellen. Alle Schaltungen wurden vor der Konstruktion mit der Software *Advanced Design System 2009*⁷ entwickelt und simuliert.

Zur gleichzeitigen Messung der Kerne ^1H und ^{23}Na bei $B_0 = 7$ Tesla ($f_L^{23\text{Na}} = 78,6$ MHz, $f_L^{1H} = 297,15$ MHz) wurden kombinierte Diplexer- und Impedanzanpassplatinen konstruiert, die aus je 2 Filterelementen und 2 Impedanzanpassnetzwerken (L-Typ) bestehen (Abb. 3.11). Die Filter verbinden bei ihrer Passfrequenz das Anpassnetzwerk mit dem Wellenleiter, während Signale mit der Larmorfrequenz des anderen Kernes aktiv blockiert werden. Da auf beiden Seiten des Wellenleiters eine Impedanzanpassung notwendig ist, wurden zwei identische Platinen konstruiert. Der Anschluss an das MRT-System erfolgte über zwei Sende-/Empfangsweichen für ^1H und ^{23}Na . Um eine reflexionsfreie Auskopplung auf der Ausgangsseite des Wellenleiters zu gewährleisten, wurden auch zwei HF-Attenuatoren verwendet. Das Anschlussschema ist in Abb. 3.12 dargestellt. Obwohl hiermit die simultane MRT bei beiden Frequenzen prinzipiell möglich ist, lässt das verwendete MRT-System einen derartigen Betrieb nicht zu. Die Messsequenzen für die beiden Kerne können jedoch in direkter Abfolge geschaltet werden, ohne eine Veränderung am Messaufbau durchführen zu müssen.

⁷Fa. Agilent, Santa Clara, CA/USA

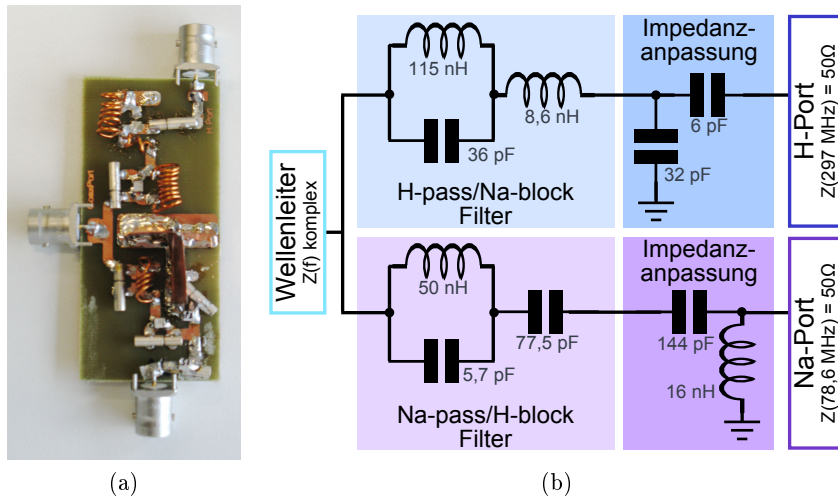


Abb. 3.11: (a) Bild einer kombinierten Diplexer-/Anpassplatine. (b) Schematischer Schaltplan der Diplexer-/Anpassplatinen. Einzelne reaktive Elemente im Schaltplan wurden beim Bau durch parallele Kombination von Festkapazitäten und Trimmern realisiert, um die spätere Feinabstimmung der Schaltung zu ermöglichen. Da die Resonanzfrequenzen nur vom Produkt LC abhängen, können leichte Wertabweichungen der selbst hergestellten Induktivitäten (L) durch Nachstimmen der Trimmkapazitäten (C) ausgeglichen werden.

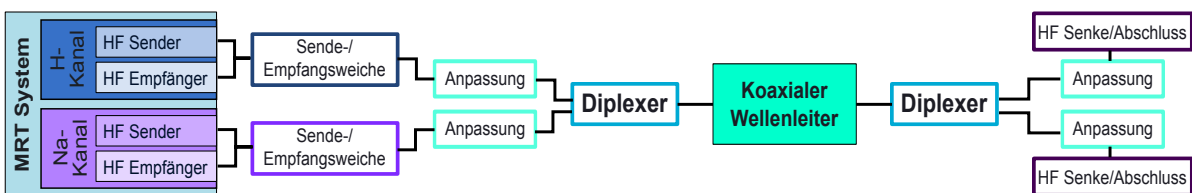


Abb. 3.12: Anschlussschema zur Messung von zwei unterschiedlichen Kernen. Diplexer und frequenzabhängige Anpassnetzwerke auf beiden Seiten des Wellenleiters trennen die Signale voneinander, was den Anschluss an die beiden Kanäle des MRT-Systems ermöglicht.

3.3 Bildgebungsexperimente

3.3.1 Zylindrisches Phantom

Für die Bildgebungsexperimente wurde ein zylindrisches Phantom verwendet, das mit einem speziellen Gel gefüllt wurde, um die dielektrischen Eigenschaften von menschlichem Gewebe zu imitieren. Das Phantom besteht aus einem 80 cm langem PMMA-Rohr ($\varnothing_a = 18$ cm) mit Wandstärke 4 mm, dessen Enden mit verklebten PMMA-Scheiben verschlossen sind. Eine Einfüllöffnung auf einer der Scheiben erlaubt die Befüllung des Phantoms und kann mit einem Schraubverschluss verschlossen werden.

Zusammensetzung des Gels

Als Füllmaterial wurde ein Gel verwendet, das gemäß EU-Norm EN50360 [51] die dielektrischen Eigenschaften von menschlichem Gewebe bei 300 MHz aufweist. Das Gel wurde selbst hergestellt und besteht (gewichtsanteilig) aus 55,8% Saccharose, 37,2% H₂O (entsalzt), 5,9% NaCl, 1% Hydroxyethyl-Zellulose und 0,1% Preventol D7⁸ (Bakterizid). Die dielektrischen Eigenschaften des Gels wurden experimentell mit einem 85070E Dielectric ProbeKit⁹ zu $\epsilon_{r,\text{Gel}}=45$ und $\sigma_{\text{Gel}}=1$ S/m validiert¹⁰. Der Phantomzylinder wurde vollständig mit dem Gel gefüllt.

Relaxometrie

Da das Phantomgel zur Imitation von menschlichem Gewebe in der Nachrichtentechnik ausgelegt ist, weist es zwar die dielektrischen, jedoch nicht unbedingt die übrigen MR-spezifischen Eigenschaften von menschlichem Körpergewebe auf. Obwohl die Funktion des coaxialen Wellenleiters nur von den korrekten dielektrischen Eigenschaften abhängt, können stark abweichende Relaxationszeiten die Anpassung der Messsequenzparameter erfordern. Zur weiteren Charakterisierung wurden daher Relaxationsmessungen durchgeführt, um T_1 , T_2 und T_2^* des Gels zu bestimmen. Für die Messungen wurde eine Probe des Gels in einem 50 ml Kunststoffflakon, sowie zwei weitere Flakons mit destilliertem Wasser und Kochsalzlösung als Referenz, in der 1-Kanal-Kopfspule (Anhang A) platziert und untersucht.

Zur Bestimmung der longitudinalen Relaxationszeit T_1 wurde eine *Saturation Recovery TurboFLASH Sequenz* [52] mit folgenden Parametern verwendet: $T_E = 1,26$ ms, $T_R = 2,8$ ms, BW = 815 Hz/px, 4 Mittelungen, $\alpha = 12^\circ$, Matrix 256×208 . Die Zeit T_I zwischen Sättigungspuls und Auslese wurde in 27 Schritten von 20 bis 5000 ms variiert.

Die transversale Relaxationszeit T_2 wurde mit Hilfe der *Curr-Purcell-Meiboom-Gill-Sequenz* (CPMG) [53] bestimmt: $T_R = 300$ ms, BW = 780 Hz/px, 1 Mittelung, $\alpha = 180^\circ$, Matrix 256×52 . Die Echozeit T_E wurde in 13 Schritten von 6,2 bis 12 ms variiert.

Die effektive transversale Relaxationszeit T_2^* wurde mit einer GRE2D-Sequenz (Kap. 2.2.1) und folgenden Parametern bestimmt: $T_R = 100$ ms, BW = 610 Hz/px, Schichtdicke 10 mm, $\alpha = 25^\circ$. Die Echozeit T_E wurde in 19 Schritten von 3 bis 30 ms variiert.

Aus den gemessenen Bildstapeln wurden die Signalstärken S innerhalb der Proben extrahiert

⁸Fa. Lanxess, Leverkusen

⁹Fa. Agilent, Santa Clara, CA/USA

¹⁰Messung am Karlsruher Institut für Technologie durch Marco Müller

und mit dem Levenberg-Marquard Algorithmus [54] gemäß folgender Formeln gefittet:

$$S(T_1, T_I) = a(1 - e^{-\frac{T_I}{T_1}}) + c \quad (3.5)$$

$$S(T_2, T_E) = a \cdot e^{-\frac{T_E}{T_2}} + c \quad (3.6)$$

$$S(T_2^*, T_E) = a \cdot e^{-\frac{T_E}{T_2^*}} + c \quad (3.7)$$

Die Variablen a und c sind jeweils freie Fitparameter. Aus den Fits wurden die Relaxationszeiten für das Phantomgel zu $T_1 = 465 \pm 10$ ms, $T_2 = 19 \pm 1$ ms und $T_2^* = 6 \pm 2$ ms bestimmt. Diese Werte sind kleiner als die der meisten Körpergewebe [55], weshalb bei den späteren Messungen die Echozeit stets minimal gehalten wurde, um ein maximales Signalniveau zu erhalten.

3.3.2 Messungen mit dem Zylinderphantom

Um die grundlegenden Eigenschaften des Wellenleitermodells zu testen, wurden zunächst Messungen mit dem zylindrischen Phantom (Kap. 3.3.1) durchgeführt. Da das Phantom die gleiche Symmetrie wie der Wellenleiter hat und zudem homogen gefüllt ist, erwartet man, dass es die Eigenschaften des Wellenleiters in geringerem Maße beeinflusst als ein asymmetrisches Messobjekt mit innerer Struktur. Ziel der Messungen ist hier eine möglichst homogene Signalerzeugung, die scharf auf den zentralen Messbereich begrenzt ist.

Für die Messungen mit dem Zylinderphantom wurde das Wellenleitermodell wie in Abbildung 3.6 aufgebaut und mit den Anpassnetzwerken auf eine minimale Reflexion (S_{11}/S_{22}) abgestimmt. Die Messung erfolgte hierbei zunächst mit einem Netzwerkanalysator¹¹ im Labor, wurde jedoch nach Einbringen des Wellenleiters in die Magnetröhre wiederholt und die Anpassnetzwerke gegebenenfalls nachjustiert, sodass auf beiden Seiten des Wellenleiters stets Reflexionswerte $S_{11}/S_{22} \leq -25$ dB erreicht wurden. Der Transmissionskoeffizient S_{21} wurde ebenfalls bestimmt.

Zur Bildaufnahme wurde die Sequenz GRE2D (Kap. 2.2.1) in transversaler und koronarer Orientierung mit folgenden Parametern verwendet: $T_R = 90$ ms, $T_E = 1,9$ ms, BW = 610 Hz/px, $U_{HF} = 238,5$ V (schichtselektive Anregung), Schichtdicke 20 mm, 8 Mittelungen. In den transversalen Schichten betrug die Auflösung $1,56 \times 1,56$ mm² bei einer Bildfeldgröße (FOV) von 20×20 cm², während in den koronaren Schichten eine Auflösung von $3,13 \times 3,13$ mm² und ein FOV von $40 \times 22,5$ cm² verwendet wurde.

Variation des Messbereiches

Um den Einfluss der Länge l_z des zentralen Messbereiches zu untersuchen, wurde eine Messreihe in fünf Stufen mit $l_z = 5, 10, 15, 20$ und 25 cm durchgeführt. Die Impedanzanpassung (Kap. 3.2.3) wurde für jede Einstellung nachgestimmt. Die Bildaufnahme erfolgte für jedes l_z mit der oben beschriebenen GRE2D-Sequenz.

Zur Messung der Sendeeffizienz bei den fünf verschiedenen l_z wurde die Flipwinkel-Messesequenz (Kap. 2.2.2) mit folgenden Parametern verwendet: $T_E = 1.78$ ms, Schichtdicke 20 mm, Matrix 64×64 , FOV 200×200 mm². Um eine ausreichende Relaxierung des Spinsystems zwischen den Anregungen zu erlauben, wurde eine hohe Repetitionszeit $T_R = 4000$ ms gewählt. Zur Präparation wurden rechteckförmige Pulse mit einer Dauer von $\tau = 2$ ms und Amplitude $U_{Präp} = 100$ V verwendet. Die gemessenen Flipwinkel wurden auch in die äquivalente Sendeeffizienz B_1^+/\sqrt{kW} umgerechnet (Kap. 2.2.2).

¹¹R3765CG, Fa. Advantest, Tokyo, Japan

3.3.3 MRT anatomischer Strukturen

Da in der medizinischen MRT stets die Untersuchung von anatomischen Strukturen im Vordergrund steht, wurden auch Messungen an zwei *ex-vivo*-Präparaten durchgeführt. Ziel der Untersuchung ist es hier, die Morphologie der Proben korrekt und mit homogenem Kontrast darzustellen.

Lachsforelle (*ex vivo*)

Bei der verwendeten Lachsforelle handelte es sich um einen 48 cm langen, nicht ausgenommenen Frischfisch aus dem Lebensmittelhandel. Aus hygienischen Gründen war der Fisch auch während der Messungen in eine dünne PE-Folie eingewickelt. Der zentrale Messbereich des Wellenleiters wurde auf $l_z = 20$ cm eingestellt und der Fisch auf Styropor-Podesten auf Höhe der Längsachse und in der Mitte des Wellenleiters gelagert. Da die Probenöffnung der Übergangselemente aus Kupfergewebe zu groß war, wurden an deren Stelle Elemente aus $30 \mu\text{m}$ dicker Aluminiumfolie verwendet. Nach der Impedanzanpassung wurden die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten $S_{11}/S_{22}/S_{21} = -40/-18/-10,5$ dB gemessen. Die Bildaufnahme erfolgte bei $B_0 = 7\text{T}$ mit der Sequenz GRE3D und folgenden Parametern: $T_R = 12$ ms, $T_E = 5$ ms, 4 Mittelungen, $U_{\text{HF}} = 85\text{V}$, Matrix $768 \times 192 \times 96$, FOV $500 \times 125 \times 62,5$ mm³, Auflösung $(0,7 \text{ mm})^3$ isotrop, T_A 14:48 min.

Humanes Knie (*ex vivo*)

Das verwendete Knie-Präparat¹² besaß eine Länge von etwa 36 cm und umfasste ein gesundes, menschliches Knie sowie Anschnitte von Femur, Tibia und Fibula. Es war in Alkohol konserviert und verblieb während der Messungen in ein Tuch eingewickelt und in einer Kunststofftüte verpackt, um ein Austrocknen zu verhindern. Das Präparat wurde entlang und auf Höhe der Längsachse in den Wellenleiter eingebracht, wobei die Patella zur Seite zeigte. Der Messbereich wurde auf $l_z = 20$ cm eingestellt. Der Übergang zwischen Präparat und Wellenleiter erfolgte mit den üblichen Übergangselementen aus flexiblem Kupfergewebe. Nach Impedanzanpassung wurden die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten zu $S_{11}/S_{22} \leq -33$ dB und $S_{21} = -13,6$ dB bestimmt. Die Messungen erfolgten bei $B_0 = 7\text{T}$. Die Flipwinkelmessungen in transversaler und koronarer Orientierung wurden mit einem rechteckförmigem Präparationspuls der Länge $\tau_{\text{Präp}} = 2$ ms und $U_{\text{Präp}} = 90$ V durchgeführt. Die Bildaufnahme erfolgte mit der Sequenz GRE3D und den Parametern $T_R = 8,2$ ms, $T_E = 3,9$ ms, 16 Mittelungen, $U_{\text{HF}} = 102\text{V}$, FOV $500 \times 125 \times 130$ mm³, Matrix $320 \times 80 \times 72$, Auflösung $1,6 \times 1,6 \times 1,8$ mm³, sowie in transversaler Orientierung mit GRE2D und $T_R = 9,2$ ms, $T_E = 5,2$ ms, 16 Mittelungen, $U_{\text{HF}} = 95\text{V}$, Schichtdicke 1,5 mm, Matrix 384×240 , FOV 192×120 mm², Auflösung $0,5 \times 0,5$ mm².

3.3.4 MRT bei verschiedenen Frequenzen

¹H MRT bei 1,5 T und 3 T

Um das Wellenleitermodell bei verschiedenen Frequenzen zu testen, wurden zunächst Messungen mit dem zylindrischen Gelphantom an zwei MRT-Systemen mit $B_0 = 1,5/3\text{T}$ bzw. $f_L(^1\text{H}) = 63,68/123,35$ MHz durchgeführt (Magnetom Symphony und Magnetom Trio¹³). Als Messsequenz wurde GRE2D mit folgenden Parametern bei 1,5/3T verwendet: $T_R = 84/78$ ms, $T_E = 3,6/3,3$

¹²Mit freundlicher Unterstützung des Anatomischen Institutes, Universität Heidelberg

¹³Siemens Healthcare, Erlangen

ms, Schichtdicke 20 mm, Matrix 64×64 Bildpunkte, $BW = 260 \text{ Hz/px}$, $U_{\text{HF}} = 107/50 \text{ V}$, 8 Mittelungen. Die Messbereichslänge war $l_z = 15 \text{ cm}$.

Kombinierte $^1\text{H}/^{23}\text{Na}$ -MRT

Da das in Kap. 3.3.1 beschriebene Gel bei der ^{23}Na -MRT sehr kurze Relaxationszeiten ($T_2^*(^{23}\text{Na}) \leq 1 \text{ ms}$) aufweist, wurde für die Messungen ein Phantom (zylindrische Kunststoffflasche, $\varnothing 20,7 \text{ cm}$, Abb. 3.13) mit 10l wässriger 0,9% NaCl-Lösung ($T_2^*(^{23}\text{Na}) = 5 \pm 1 \text{ ms}$) verwendet ($l_z = 15 \text{ cm}$). Um den Einfluss des Diplexers zu untersuchen, wurden alle Messungen bei Einzelabstimmung (d.h. ohne Diplexer und nur mit ausgetauschten Impedanzanpassnetzwerken) mit identischen Parametern wiederholt.

Da die MR-Sensitivität von ^{23}Na mehr als drei Größenordnungen geringer ist als die von Protonen, und ^{23}Na zudem kurze Relaxationszeiten besitzt, wurde für die ^{23}Na -MRT eine GRE3D-Sequenz mit radialer k-Raum-Auslese verwendet (*radGRE3D*), die kurze Echozeiten ermöglicht. Dabei wird keine Phasenkodierung verwendet, sondern der k-Raum in Linien ausgelesen, die sternförmig durch das k-Raum-Zentrum laufen. Vor der Bildrekonstruktion durch die DFT erfolgt dann eine Interpolation der Datenpunkte auf ein regelmäßiges Gitter. In den Messungen wurden folgende Messparameter verwendet: $T_R = 6,8 \text{ ms}$, $T_E = 1,9 \text{ ms}$, Auflösung $(7,8 \text{ mm})^3$, Matrix $64 \times 28 \times 28$ Bildpunkte, FOV $500 \times 218 \times 218 \text{ mm}^3$, $U_{\text{HF}} = 50 \text{ V}$, 128 Mittelungen, Aufnahmedauer 13 min. Aus dem Datensatz wurden zentrale Schnittbilder in koronarer und transversaler Orientierung erzeugt. Da die für ^1H verwendete Flipwinkelmessesequenz nicht für die ^{23}Na -Frequenz zur Verfügung stand, wurde eine radiale GRE2D-Sequenz (*radGRE2D*) mit nichtselektiver Anregung, d.h. unendlicher Schichtdicke, verwendet und die Sendespannung U_{HF} in fünf Schritten $U_{\text{HF}} = 20 \text{ V}$, 40 V , 60 V , 80 V und 100 V variiert. Die Signalintensität ist dann gemäß Gleichung (2.25) näherungsweise proportional zu $\sin \alpha$, woraus sich durch einen numerischen Fit die effektiven Flipwinkel α berechnen lassen. Die *radGRE2D*-Sequenz wurde mit den Messparametern $T_R = 7,1 \text{ ms}$, $T_E = 1,2 \text{ ms}$, Auflösung $(3,9 \text{ mm})^2$, Matrix 64×64 Bildpunkte, FOV $250 \times 250 \text{ mm}^2$, 512 Mittelungen und Aufnahmedauer je 3:54 min verwendet.

Die ^1H -MRT wurde mit der GRE2D-Sequenz in koronarer bzw. transversaler Orientierung durchgeführt: $T_R = 9,0/9,6 \text{ ms}$, $T_E = 4,0/4,6 \text{ ms}$, Auflösung $(1 \text{ mm})^2/(0,5 \text{ mm})^2$, FOV $500 \times 218/218 \times 218 \text{ mm}^2$, $U_{\text{HF}} = 50 \text{ V}$, 32 Mittelungen, Aufnahmedauer 1:04/2:37 min. Weiterhin wurde die Flipwinkelmessesequenz mit rechteckförmigem Präparationspuls der Länge $\tau = 2 \text{ ms}$ und $U_{\text{Präp}} = 80 \text{ V}$ verwendet. Die Messparameter der Bildaufnahme waren hier $T_R = 4000 \text{ ms}$, $T_E = 1,85 \text{ ms}$, Auflösung $(4 \text{ mm})^2$, Schichtdicke 12 mm, FOV $250 \times 250 \text{ mm}^2$, $U_{\text{HF}} = 30 \text{ V}$, 32 Mittelungen, Aufnahmedauer 2:04 min.

Die Auswertung der SNR- und Flipwinkelwerte erfolgte stets innerhalb einer transversalen Schicht durch das Isozentrum und nach Mittelung über einen 24 mm breiten Ring am Rand des Phantoms, um den Bereich der zentralen Auslöschung auszusparen.

^{35}Cl Spektrum

Neben dem ^{23}Na -Nuklid wurde am zuvor beschriebenen NaCl-Phantom auch die Detektion des ^{35}Cl -Nuklids getestet. Aufgrund des niedrigeren gyromagnetischen Verhältnisses und der geringeren natürlichen Häufigkeit (Tab. 3.3), ist die MR-Sensitivität des ^{35}Cl -Nuklids jedoch um mehr als vier Größenordnungen geringer als die von ^1H . Auch die Effizienz der Spinanregung ist durch das niedrigere γ deutlich reduziert (Gl. (2.10)). Durch die schnelle Relaxation von ^{35}Cl sind zudem Messesequenzen mit sehr kurzen Echozeiten notwendig. Das mit der Wellenleiteranordnung generierte und empfangene MR-Signal war nicht ausreichend, um ein ^{35}Cl -Bild zu erzeugen.



Abb. 3.13: Für die ^{23}Na - und ^{35}Cl -MR-Experimente wurde anstelle des Gelphantomes eine zylindrische Kunststoffflasche mit Durchmesser 20,7 cm als Messobjekt verwendet, die mit etwa 10l wässriger NaCl-Lösung (0,9%) befüllt war.

Stattdessen wurde eine Messsequenz ohne Ortskodierung verwendet, die nach einem kurzen, breitbandigen HF-Puls mit $U_{\text{HF}} = 80\text{V}$ den freien Induktionszerfall (FID) aufnimmt. Die Signalaufnahme beginnt 0,06 ms nach Ende des HF-Pulses, was der minimalen Zeit entspricht, die das MRT-System benötigt, um in den Empfangsmodus zu wechseln. Durch Fourier-Transformation wird aus dem FID-Signal ein Spektrum des ^{35}Cl -Signals erzeugt. Bei der durchgeführten Messung war $T_R = 1060\text{ ms}$ und es wurde über 512 Messungen gemittelt, was zu einer Messzeit von etwa 9 Minuten führte.

Kapitel 4

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der durchgeführten Simulationen (4.1) und Bildgebungsexperimente (4.2) gezeigt. Eine eingehende Analyse und Diskussion, sowie der Vergleich zwischen Simulation und Experiment, wird in Kapitel 5 durchgeführt.

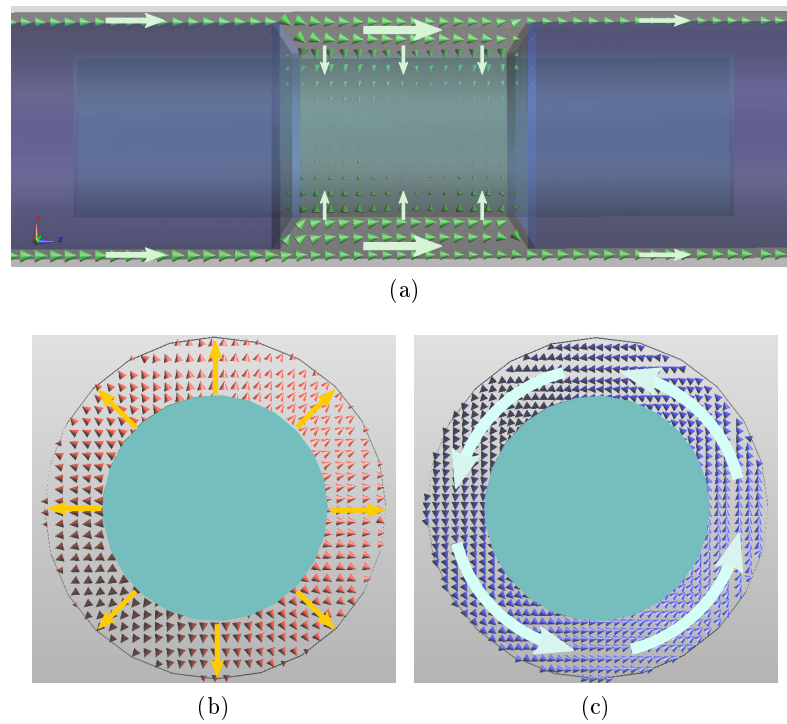


Abb. 4.1: (a) Leistungsflussdichte \vec{S} (Poynting-Vektor) in einer koronaren Schicht durch das Isozentrum. Außerhalb des Messobjektes laufen die Wellen stets von den Quellen (links) aus in die positive z-Richtung. Dabei erfolgt die Transmission in der TEM-Mode, wie die Vektoren \vec{E} (b) und \vec{B} (c) in transversaler Ansicht durch das Isozentrum zeigen. Die lokale Richtung der Vektoren ist zur besseren Veranschaulichung jeweils überlagert dargestellt.

4.1 FDTD-Simulationen

4.1.1 Basissimulationen

Wird das Basismodell durch die vier beschriebenen Stromquellen phasengleich ($\varphi_i = 0$) ange-
regt, bilden sich laufende Wellen in der gewünschten TEM-Mode aus (Abb. 4.1). Die Leistungs-
flussdichte \vec{S} (Poynting-Vektor) ist im Wellenleiter außerhalb des Messobjektes in z-Richtung
orientiert und beschreibt die Transmission der Wellen von der Quellenseite durch den Messbe-
reich zur Ausgangsseite des Wellenleiters (Abb. 4.1a). Im Bereich des zylindrischen Messobjektes
stehen die \vec{S} -Vektoren senkrecht zur Oberfläche und zeigen nach innen ($-\vec{e}_r$). Die Leistung des
HF-Feldes fließt im Objekt also von der Oberfläche in Richtung der zentralen Längsachse. In Abb.
4.1b,c sind die Vektoren \vec{E} bzw. \vec{B} in einer transversalen Schicht in der Mitte des Messbereiches
dargestellt. Die elektrischen Feldvektoren stehen in radialer und die magnetischen Feldvektoren
in zirkularer Richtung, was dem Propagationsmuster der TEM-Mode entspricht. Die Transmis-
sion in der TEM-Mode bleibt also auch innerhalb des Messbereiches, in dem das Messobjekt den
metallischen Innenleiter ersetzt, erhalten. Von der einlaufenden Leistung $P_{\text{ein}} = 1000 \text{ W}$ verbleibt
auf der Ausgangsseite noch die auslaufende Leistung $P_{\text{aus}} = 286 \text{ W}$, was einem Transmissionsko-
effizienten von $S_{21} = P_{\text{aus}}/P_{\text{ein}} = -5,4 \text{ dB}$ entspricht. In einem nicht unterbrochenen Wellenleiter
mit gleichen Durchmessern erfolgt die Transmission praktisch verlustfrei ($S_{21} \geq -0,01 \text{ dB}$).

Die Verteilungen der für die MRT relevanten Größen B_1^+ und SAR_{eff} (Reduktionsfaktor $r = 0,05$)
für das simulierte Basismodell bei Anregung der TEM-Mode sind in Abb. 4.2 gezeigt. Alle
Simulationen sind auf die in den Wellenleiter einlaufende Leistung $P_{\text{ein}} = 1 \text{ kW}$ normiert, sodass
die dargestellten B_1^+ -Werte auch direkt als Sendeeffizienz in der Einheit $\mu\text{T}/\sqrt{\text{kW}}$ interpretiert
werden können. Die Abbildung zeigt, dass die Exposition des Messobjektes für die elektromagne-
tischen Felder fast vollständig auf den gewählten Messbereich beschränkt ist. Die Felder dringen
nur wenige Zentimeter in die außerhalb des Messbereiches gelegenen Teile des Objektes ein. Da
in der TEM-Mode die magnetische Komponente zirkular orientiert ist, verschwindet das B -Feld
auf der zentralen Längsachse des Wellenleiters (destruktive Interferenz). Dadurch verschwindet
auch das B_1^+ -Feld im Zentrum des Messobjektes, was in Abb. 4.2 deutlich erkennbar ist. Beide
Verteilungen haben am Anfang und Ende des Messbereiches die höchsten Werte und weisen in
der Mitte des Messbereiches eine Abschwächung auf, bei der die Felder auch weniger tief in das
Messobjekt eindringen. Diese ungleichmäßige Verteilung in Wellenleiterrichtung ist noch deut-
licher nach Mittelung über transversale Schichten des Messobjektes zu erkennen (Abb. 4.3a,b)
und deutet auf eine Überlagerung mit an den Übergangselementen reflektierten Wellen hin.
Hierdurch sinkt die mittlere B_1^+ -Amplitude um bis zu 70% gegenüber dem Wert am Anfang des
Messbereiches. Die B_1^+ -Verteilung in radialer Richtung ist in Abb. 4.3c dargestellt. Die Stärke
der magnetischen Felder nimmt zum Zentrum des zylindrischen Messobjektes schnell ab und
verschwindet aufgrund der destruktiven Interferenz im Zentrum vollständig.

Einfluss des Messobjektes

Der Einfluss der dielektrischen Eigenschaften des Messobjektes auf die Transmission durch den
Messbereich ist in Abb. 4.4 anhand der signifikanten auftretenden Feldkomponenten E_r , E_z und
 B_ϕ dargestellt. Die Transmissionskoeffizienten S_{21} für die Materialien M1 bis M5 (Tab. 3.1) sind
-5,4 dB, -3,6 dB, -0,2 dB, -5,4 dB und -0,6 dB.

Material M1 entspricht den Körpergewebe-Werten aus den Simulationen. Die Übertragung er-
folgt hier in der TEM Mode mit den Feldkomponenten E_r und B_ϕ . E_z -Anteile treten nur im
Bereich der Übergangselemente auf. Bei Material M2 (Öl) treten hingegen hohe E_z -Anteile auf;

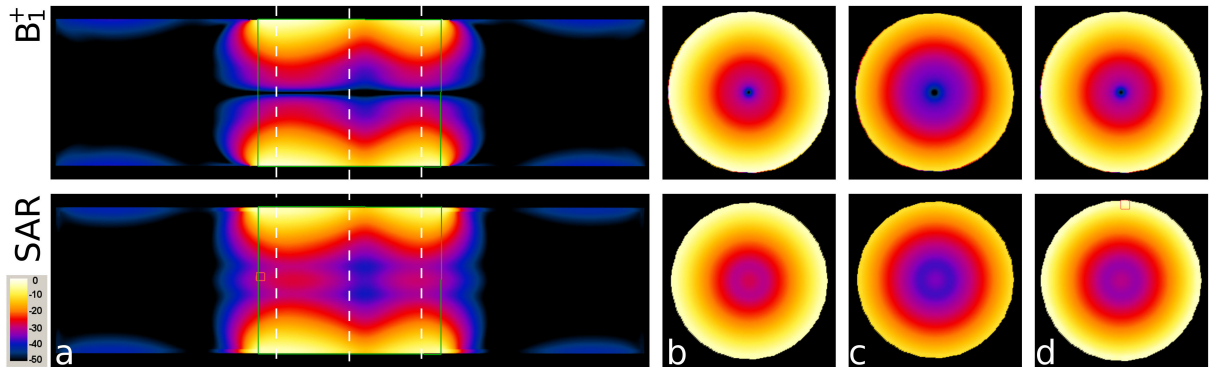


Abb. 4.2: Verteilungen von B_1^+ und SAR_{eff} ($r = 0,05$) im zylindrischen Messobjekt in einer koronaren (a) und drei transversalen Schichten 20 cm vor (b), im (c) und 20 cm hinter (d) dem Isozentrum. Die Felder außerhalb des Messobjektes sind nicht sichtbar. Beide Verteilungen sind in gleicher dB-Skalierung dargestellt und auf die Grundwerte $6 \mu\text{T}$ bzw. 10 W/kg normiert. In der koronaren Ansicht erfolgt die Einstrahlung der HF Wellen von links. Die grünen Linien markieren den Messbereich, und die gestrichelten weißen Linien zeigen die Positionen der drei transversalen Schichten.

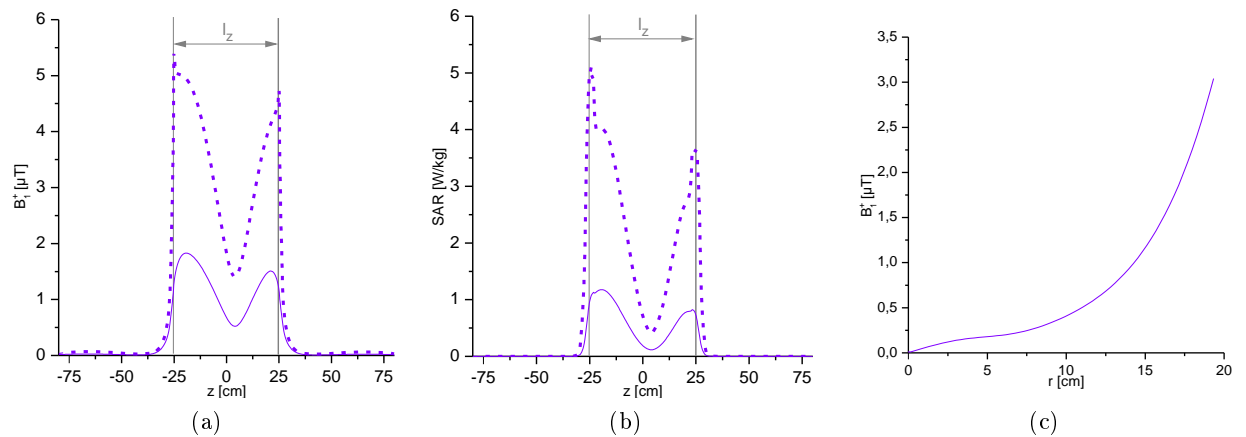


Abb. 4.3: B_1^+ (a) und SAR_{eff} (b) in Wellenleiterrichtung. Die durchgezogenen Linien zeigen die Mittelwerte in der transversalen Schicht bei der jeweiligen z -Position, während die gepunkteten Linien die Maximalwerte in diesen Schichten angeben. In (c) ist die mittlere B_1^+ -Verteilung im Phantom in radialer Richtung dargestellt. Da die Verteilung zylindersymmetrisch ist, erfolgt die Mittelung in z -Richtung über die Ausdehnung des Messbereiches.

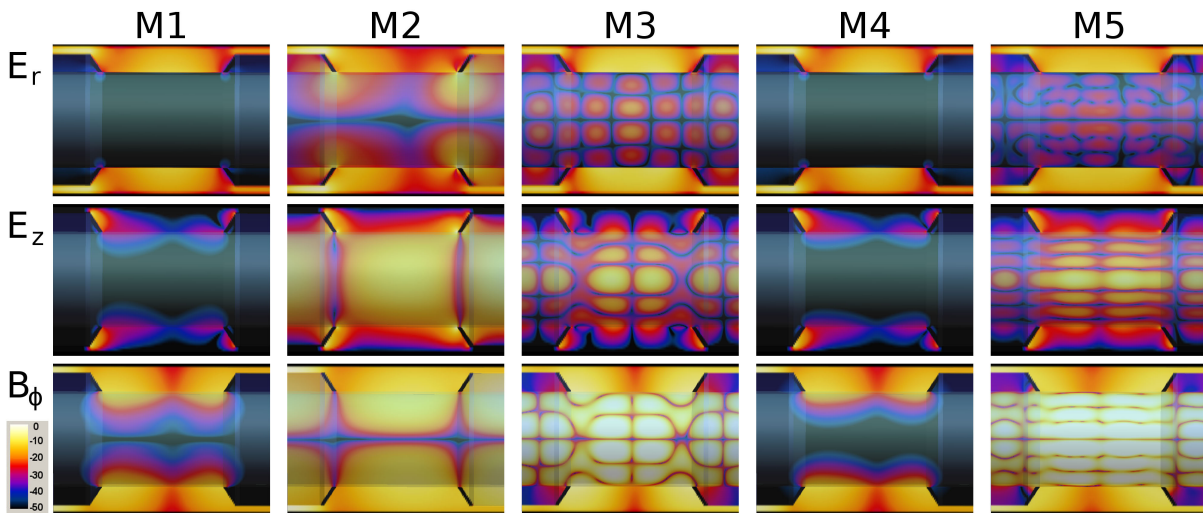


Abb. 4.4: Verteilungen der Feldkomponenten E_r , E_z und B_ϕ im zentralen Messbereich in dB-Darstellung. Die elektrischen Komponenten sind auf 10 kV/m und B_ϕ auf 30 μ T normiert. Die übrigen Komponenten E_ϕ , B_r und B_z haben im gezeigten Bereich keine signifikanten Amplituden und tragen nicht zur Transmission bei.

die Transmission durch den Messbereich erfolgt hier auch durch Verschiebungsströme innerhalb des Messobjektes. Durch die geringe Leitfähigkeit des Öls treten im Messobjekt nur geringe Verluste auf, weshalb die elektromagnetischen Felder weit in das Objekt eindringen können. Die Felder treten so auch in die Bereiche innerhalb der beiden Innenleiter ein, und die HF-Exposition ist nicht mehr auf den Messbereich beschränkt. Die Materialien M3 und M5 mit hoher Permittivität und niedriger Leitfähigkeit zeigen ein ähnliches Verhalten. Die eingestrahlten Wellen koppeln hier außerdem mit Hohlleitermoden, die aufgrund der hohen Permittivität im zylindrischen Messobjekt auftreten. Dabei wird die Energie fast ungedämpft durch den Messbereich ($S_{21} \geq -0,6$ dB) übertragen. Da wegen der niedrigen Leitfähigkeit nur geringe Verluste auftreten, können sich diese Moden ungedämpft im Messobjekt ausbreiten und nach Reflexion an den Enden des Messobjektes ein Stehwellenmuster ausbilden. Bei Material M4 (niedrige Permittivität, hohe Leitfähigkeit) entspricht die Transmission in Art und Stärke der bei Körpergewebe M1.

Bei Messobjekten mit ausreichender Leitfähigkeit (hier $\sigma = 1$ S/m) erfolgt die Transmission durch die im Wellenleiter angeregte TEM-Mode, wobei das Messobjekt den unterbrochenen Innenleiter ersetzt. Bei nicht leitfähigen Messobjekten erfolgt die Transmission durch evtl. auftretende Hohlleitermoden innerhalb des Messobjektes und durch Verschiebungsströme.

X-Kern-Frequenzen

Da die TEM-Mode keine untere Grenzfrequenz besitzt, wurde auch die Anregung bei niedrigeren Frequenzen simuliert. Exemplarisch wurden hier die Larmor-Frequenzen der Kerne ^{23}Na und ^{35}Cl verwendet ($f_L^{23\text{Na}}(B_0 = 7 \text{ T}) = 78,6 \text{ MHz}$ bzw. $f_L^{35\text{Cl}}(B_0 = 7 \text{ T}) = 29,1 \text{ MHz}$). Die Transmissionskoeffizienten S_{21} betragen für 297 MHz, 78,6 MHz und 29,1 MHz jeweils -5,4 dB, -4,4 dB und -4,0 dB. Abbildung 4.5 zeigt die Verteilungen von B_1^+ und SAR_{eff} im zylindrischen Messobjekt. Die Mittel- und Maximalwerte entlang der Wellenleiterrichtung sind in Abbildung 4.6a,b dargestellt. Mit sinkender Frequenz wird die Spinanregung effizienter und die Felder dringen tiefer in das Messobjekt ein (Abb. 4.6c). Auch ein Absinken der Feldstärken in der Mitte des Messbereiches ($z=0$) tritt bei den beiden niedrigeren Frequenzen nicht auf. Tatsächlich be-

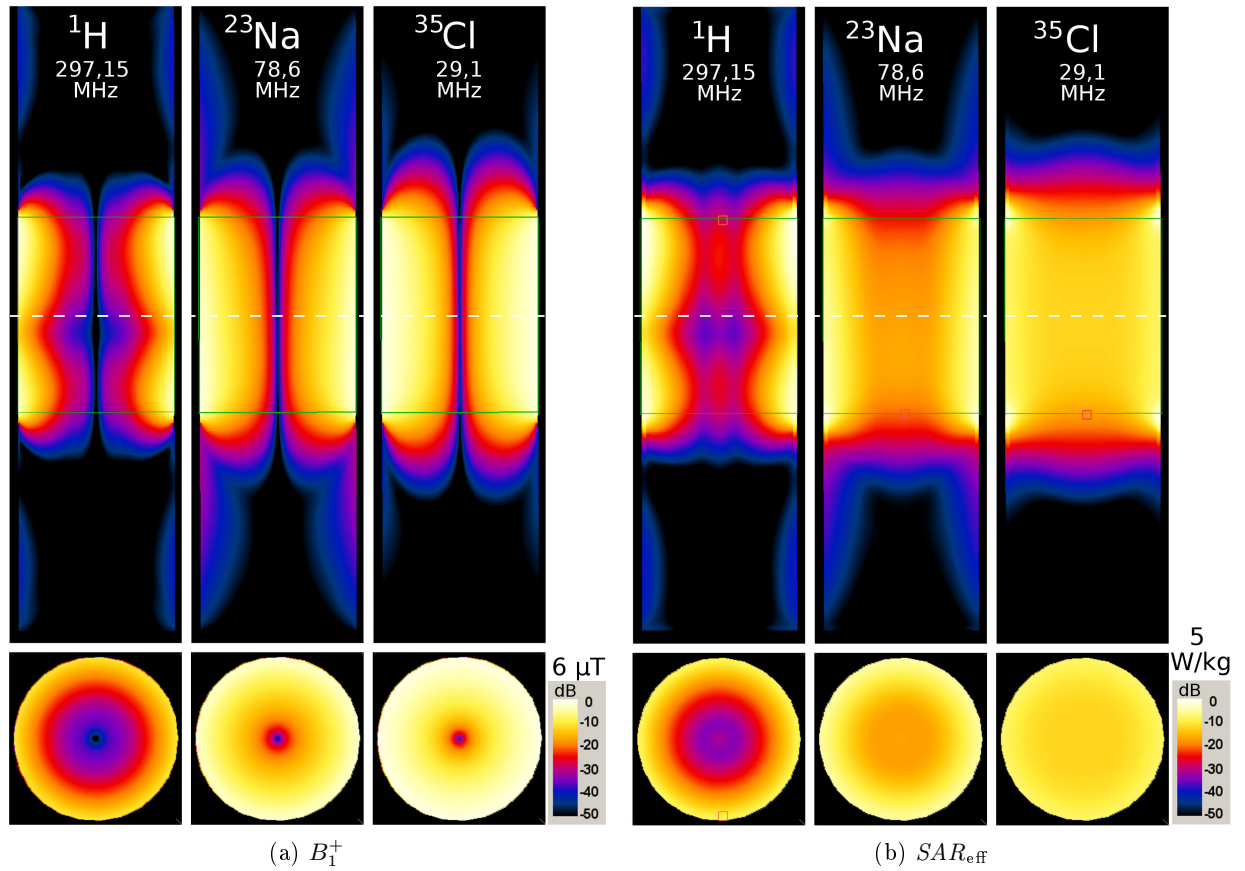
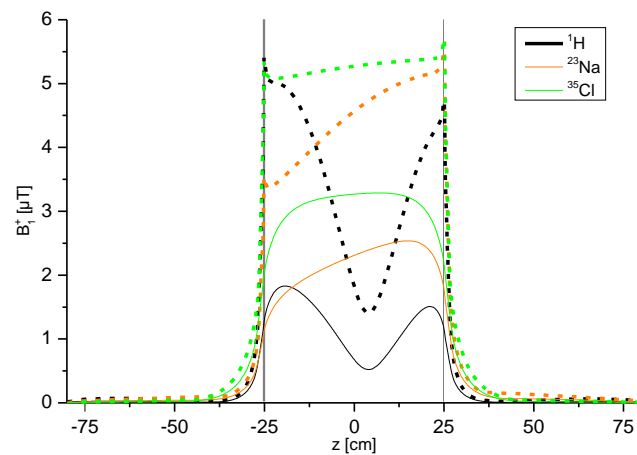


Abb. 4.5: Verteilungen von B_1^+ (a) und SAR_{eff} (b) in koronarer und transversaler Darstellung durch das Isozentrum. Die HF Einstrahlung erfolgt in der koronaren Ansicht von oben. Für alle drei Anregungsfrequenzen bleibt die Exposition des Messobjektes gut auf den Messbereich begrenzt.

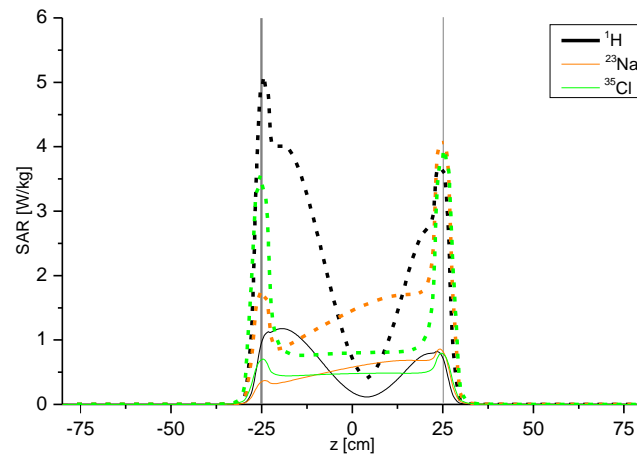
obachtet man hier die höchsten B_1^+ - (a) und SAR_{eff} - Werte erst am Ende des Messbereiches. Die für die TEM-Mode charakteristische Auslöschung der magnetischen Feldkomponente entlang der zentralen Längsachse tritt bei allen Frequenzen gleichermaßen auf.

4.1.2 Höhere Transmissionsmoden

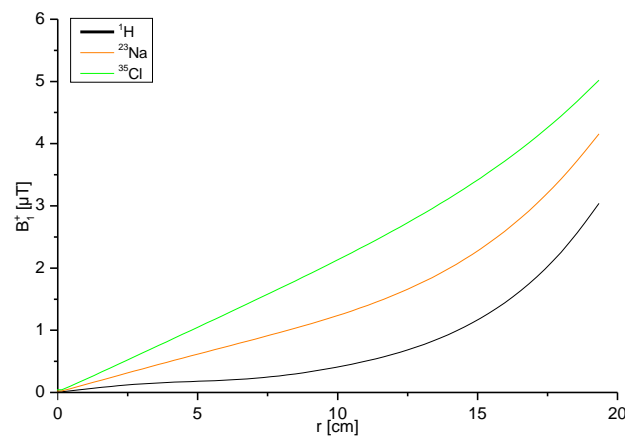
Mit den vier radialen Quellen lassen sich neben der TEM-Mode auch TE-Moden bis zur zweiten Ordnung anregen. Die Orientierung der \vec{E} - und \vec{B} -Vektoren ist in Abbildung 4.7 für die Moden TE11, rTE11 und TE21 dargestellt. Die angeregten Moden bleiben auch innerhalb des Messbereiches erhalten und es tritt kein Übersprechen in andere Moden auf. Während in einem nicht unterbrochenen Wellenleiter identischer Geometrie die Moden TEM, TE11 und rTE11 praktisch verlustfrei übertragen werden ($S_{21} \geq -0,01$ dB), ist die TE21-Mode hier bereits evaneszent ($S_{21} = -6,1$ dB). Die im Basismodell auftretenden S_{21} -Werte sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Die B_1^+ - und SAR_{eff} -Verteilungen im Messobjekt sind für die verschiedenen Moden in Abbildung 4.8 dargestellt. Die Symmetrien der angeregten Moden werden in der transversalen B_1^+ -Verteilung deutlich reproduziert. Die Mittel- und Maximalwerte der B_1^+ - und SAR_{eff} -Verteilungen entlang der Wellenleiterrichtung sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Obwohl die Mode über den Messbereich stark abfällt, zeigt TE21 die größten auftretenden B_1^+ -Werte. Die Mittelwerte sind für alle



(a)



(b)



(c)

Abb. 4.6: Mittel- und Maximalwerte der Verteilungen von B_1^+ (a) und SAR_{eff} (b) entlang der Wellenleiterichtung bei drei verschiedenen Frequenzen. Mit sinkender Frequenz steigt die Anregungseffektivität und die SAR-Werte fallen. Außerdem treten bei den Frequenzen von ^{23}Na und ^{35}Cl ($B_0=7\text{ T}$) die Stehwelleneffekte, die zu einer Signalverminderung auf Höhe der Mitte des Messbereichs führen, nicht auf. $B_1^+(r)$ ist in (c) dargestellt. Bei niedrigerer Frequenz fällt das B_1^+ -Feld zum Zentrum des Messobjektes weniger stark ab. Die zentrale Auslöschung ist jedoch immer vorhanden.

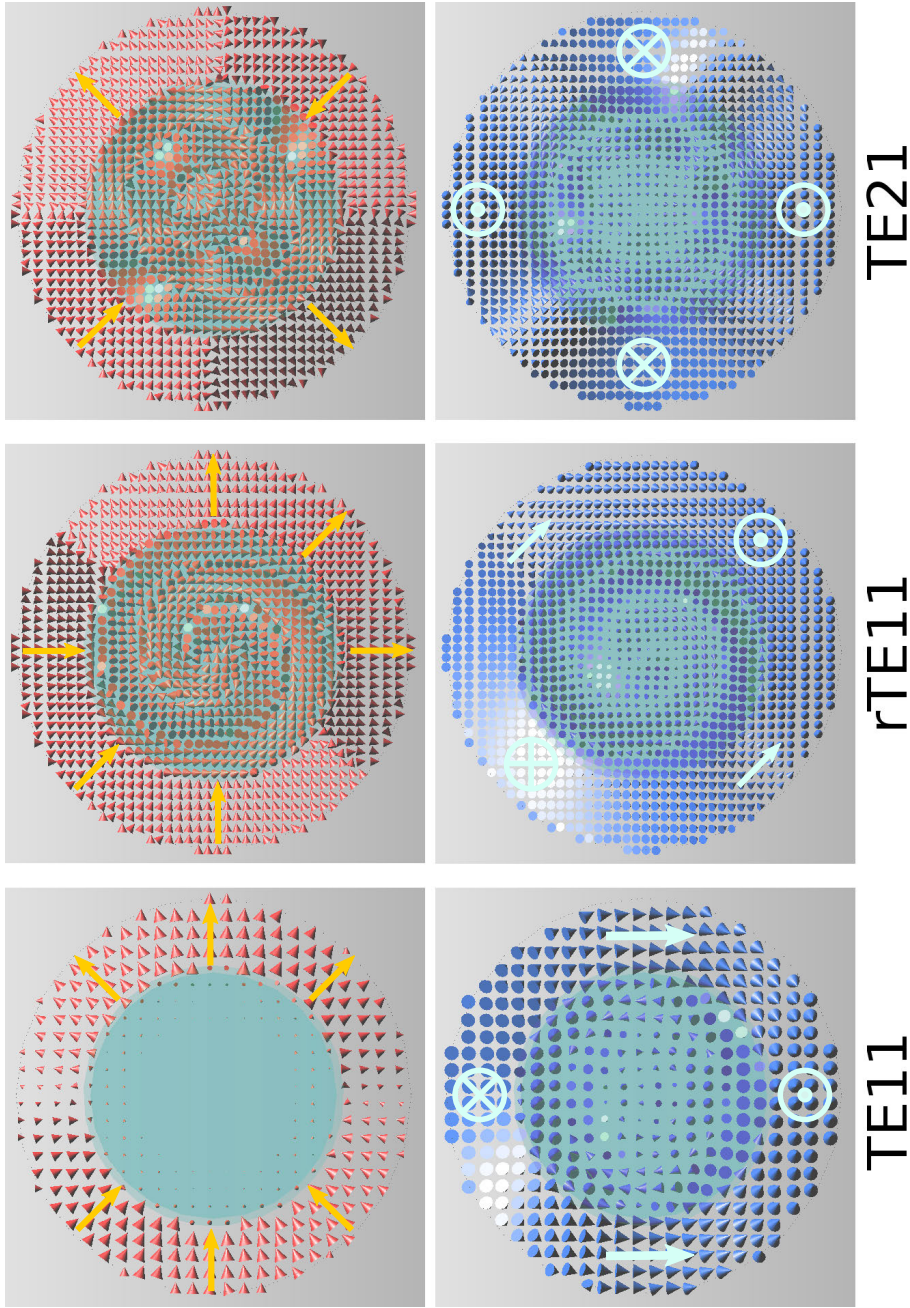


Abb. 4.7: Orientierung der Vektoren \vec{E} (rot) und \vec{B} (blau) zu einem festen Zeitpunkt bei den drei angeregten TE-Moden in der Mitte des Messbereiches ($z = 0$). Die lokale Richtung der Vektoren ist zur besseren Veranschaulichung überlagert dargestellt. Alle angeregten Moden bleiben auch im Messbereich erhalten. Die Muster der Moden TE11 und rTE11 sind identisch, allerdings rotiert die Verteilung für rTE11, was durch die reduzierte Gruppengeschwindigkeit im Messobjekt einen Wirbeleffekt hervorruft. Die Darstellung der Vektoren als Kegel dient hier lediglich zur Veranschaulichung der erzeugten Moden; Größe und Anzahl der Vektoren haben keine Bedeutung.

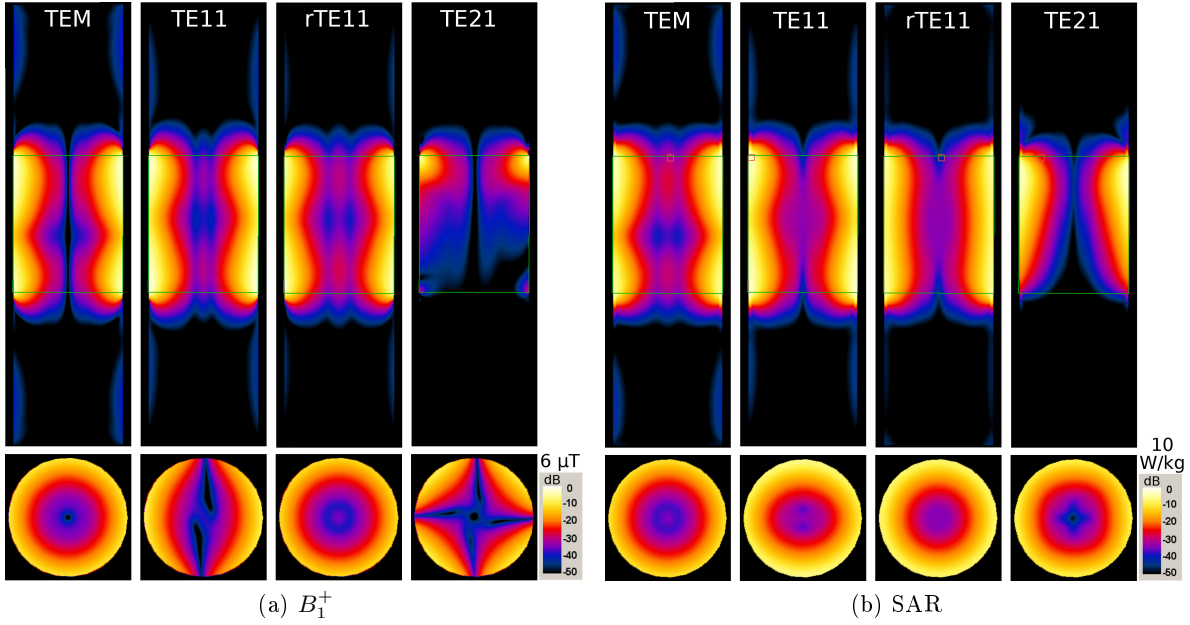


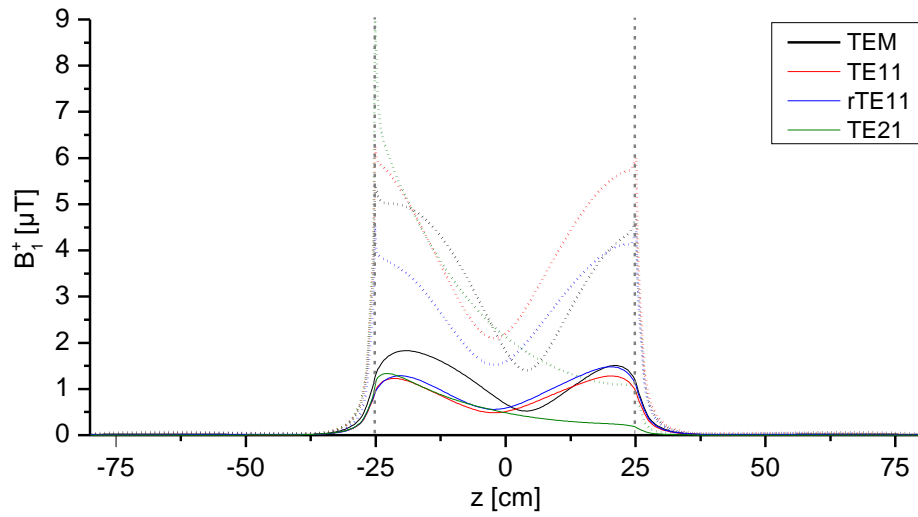
Abb. 4.8: Verteilungen von B_1^+ (a) und SAR_{eff} (b) in koronarer und transversaler Darstellung durch das Isozentrum. Die Einstrahlung der HF-Wellen erfolgt in der koronaren Ansicht von oben. Die charakteristischen Symmetrien der Moden TE11 und TE21 sind in der transversalen Darstellung von B_1^+ deutlich erkennbar. Durch die Rotation der TE11 Mode tritt diese Symmetrie bei rTE11 nicht mehr auf und die Verteilung wird wieder radialsymmetrisch. Die TE21-Mode fällt über den Messbereich deutlich ab.

	S_{21} [dB]	\bar{B}_1^+ [μT]	$B_{1,\text{max}}^+$ [μT]	$B_{xy}/ B $
TEM	-5,4	1,22	5,3	1,0
TE11	-5,5	0,91	6,0	0,71
rTE11	-5,5	1,02	4,4	0,76
TE21	-26,0	0,61	8,2	0,68

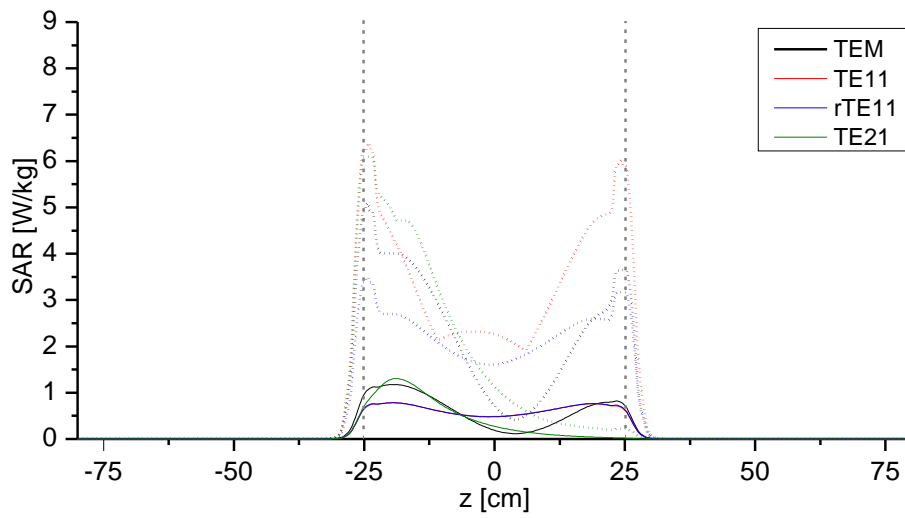
Tab. 4.1: Mittel- und Maximalwerte der B_1^+ -Verteilung im Messobjekt innerhalb des Messbereiches ($P_{\text{ein}} = 1 \text{ kW}$). Die letzte Spalte zeigt den mittleren transversalen Anteil $B_{xy}/B = \sqrt{1 - B_z^2/B^2}$ des Magnetfeldes innerhalb des Messbereichs.

Moden in der gleichen Größenordnung, jedoch wird der höchste über den gesamten Messbereich gemittelte B_1^+ -Wert mit TEM erreicht (Tabelle 4.1). Für den im Messbereich gelegenen Teil des Messobjektes ergaben sich für TEM, TE11 und rTE11 ein mittleres SAR von 0,64 W/kg. Für TE21 liegt dieser Wert bei 0,46 W/kg, was hauptsächlich durch den Abfall der Mode über den Messbereich begründet ist. Die höchsten lokal auftretenden SAR -Werte für TEM, TE11, rTE11 und TE21 sind 5,1, 6,4, 3,5 bzw. 6,5 W/kg.

Da bei Verwendung von TE-Moden auch B_z -Komponenten auftreten, die für die Spinanregung in der MRT nicht nutzbar sind, ist der Anteil der transversalen Komponente B_{xy} an der gesamten Magnitude $|\vec{B}| = B$, also $B_{xy}/B = \sqrt{1 - B_z^2/B^2}$, ein Maß für die intrinsische Effektivität der Moden. Da das zylindrische Messobjekt die Symmetrie der Wellenleiteranordnung erhält, treten bei TEM keine B_z -Komponenten auf, und die intrinsische Effektivität ist 100%. Für die anderen Moden sind die Verhältnisse in allen Voxeln des Messobjektes innerhalb des Messbereiches in Abbildung 4.10 als Histogramme dargestellt. Die über alle Voxel gemittelten Werte sind in Ta-



(a)



(b)

Abb. 4.9: Mittel- und Maximalwerte der Verteilungen von B_1^+ (a) und SAR (b) entlang der Wellenleiterrichtung. Die vertikalen grauen Linien deuten den zentralen Messbereich an. Die Verteilungen der Werte für die beiden TE11-Moden sind ähnlich und mit denen der TEM-Mode vergleichbar. Der stetige Abfall von TE21 in positiver z -Richtung ist deutlich erkennbar.

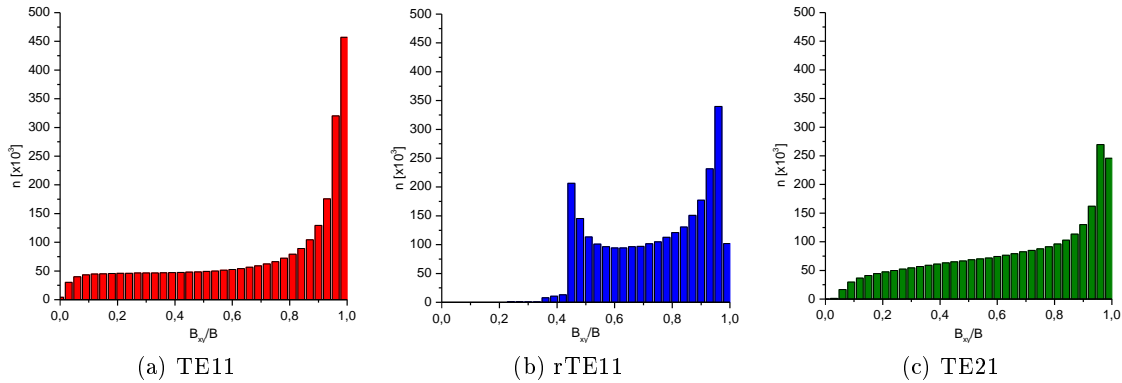


Abb. 4.10: Histogramme der in den Voxeln auftretenden Verhältnisse B_{xy}/B als Maß für die intrinsische Effektivität. Bei TEM treten keine B_z -Anteile auf und es ist in allen Voxeln $B_{xy}/B = 1$ (nicht gezeigt).

belle 4.1 angegeben. Durch Rotieren der TE11-Mode (rTE11) wird die Effektivität leicht erhöht, erreicht aber dennoch nur 76% von TEM. Die höchsten Werte von B_1^+ und SAR_{eff} treten bei TE21 auf, obwohl diese Mode im zuführenden Wellenleiter evaneszent ist und den Messbereich bereits abgeschwächt erreicht.

4.1.3 Simulationen mit dem Humanmodell

In den Simulationen mit dem Humanmodell *Duke* sind die Transmissionskoeffizienten für TEM, TE11 und rTE11 jeweils $S_{21} = -6,4\text{dB}$. Bei TE21 ist $S_{21}^{\text{TE21}} = -30,4\text{dB}$. Die Transmission ist damit etwas schwächer als in den Simulationen mit dem zylindrischen Messobjekt.

Die B_1^+ -Verteilung in zwei orthogonalen Ebenen durch das Humanmodell ist in Abb. 4.11 dargestellt. Bei allen Moden treten die höchsten B_1^+ -Werte in den Armen nahe den Übergangselementen auf. Das B_1^+ -Feld wird durch die inhomogene Anatomie verzerrt, dennoch sind einige charakteristische Merkmale der verschiedenen Moden erkennbar; bei TEM tritt die zentrale Signalauslöschung nahe der Körpermitte auf, während bei TE11 die vertikale Auslöschung noch zu erkennen ist. TE21 erzeugt praktisch kein B_1^+ -Feld mehr in der Körpermitte, dennoch sind die horizontale und die vertikale Auslöschung noch zu erkennen. Die Mittel- und Maximalwerte entlang der Wellenleiterrichtung sind in Abb. 4.12a dargestellt. Die Anregung ist auch beim Humanmodell auf den Messbereich beschränkt. Das Minimum der Verteilungen bei $z = 0$ deutet wiederum auf die Ausbildung von stehenden Wellen im Messbereich hin, die zu einer inhomogenen Anregung in Wellenleiterrichtung führen. Die über den gesamten Messbereich gemittelten Werte sowie die Maximalwerte von B_1^+ sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Während die Mittelwerte 10-20% niedriger sind als im zylindrischen Messobjekt, treten zwei- bis dreifach höhere Maximalwerte auf.

Die Effizienz der Moden ($|B_{xy}| / |B|$) wurde für jedes Voxel innerhalb des Messbereiches berechnet und ist als Histogramme in Abbildung 4.13 dargestellt. Wegen der Verzerrung durch die heterogenen dielektrischen Eigenschaften des Humanmodells treten jetzt auch bei TEM B_z -Anteile auf, und die intrinsische Effektivität für TEM fällt im Mittel auf 96% (Tabelle 4.2). Während die Werte für die beiden TE11-Moden kaum verändert sind, ist die Effektivität für TE21 im Humanmodell deutlich erhöht und erreicht im Mittel 86%.

Die SAR_{eff} -Verteilung im Humanmodell bei 1 kW einlaufender Leistung und Reduktionsfaktor $r = 0,05$ ist in Abb. 4.14 in verschiedenen Schichten durch den Körper dargestellt. Er-

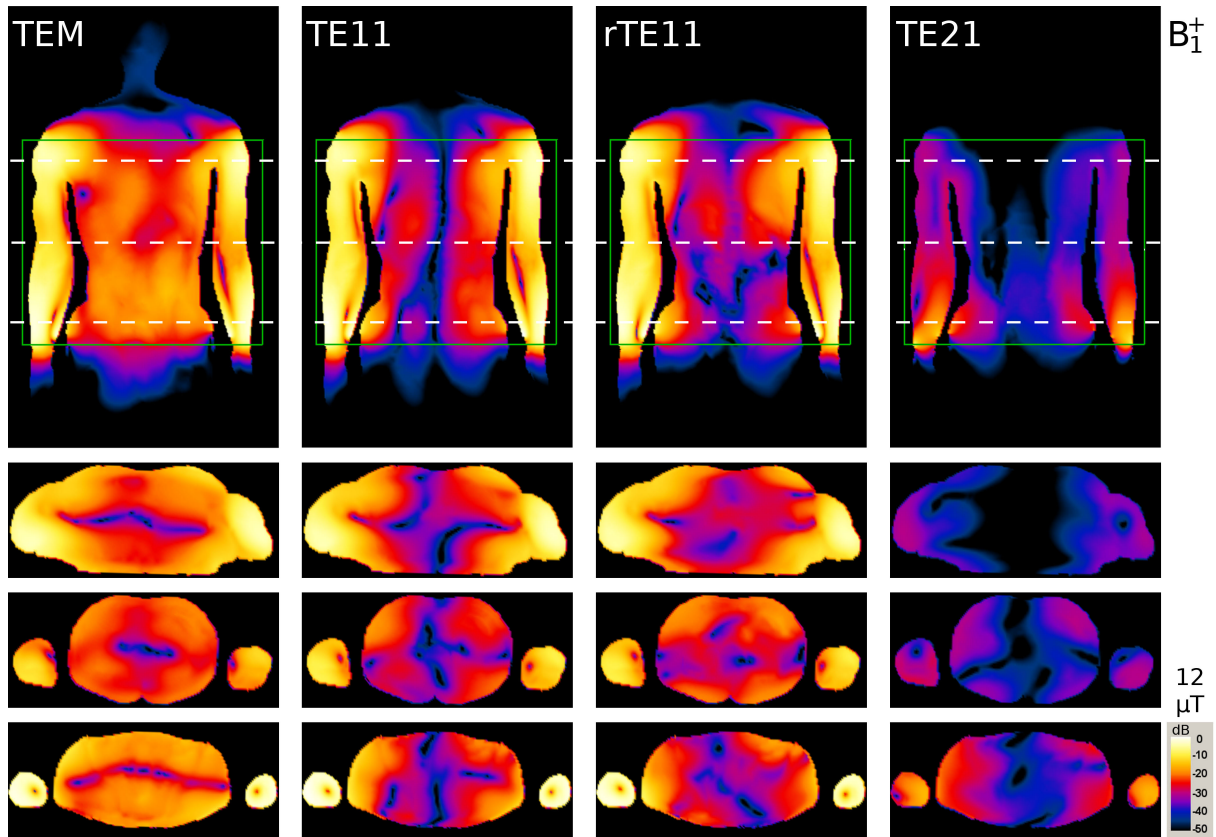
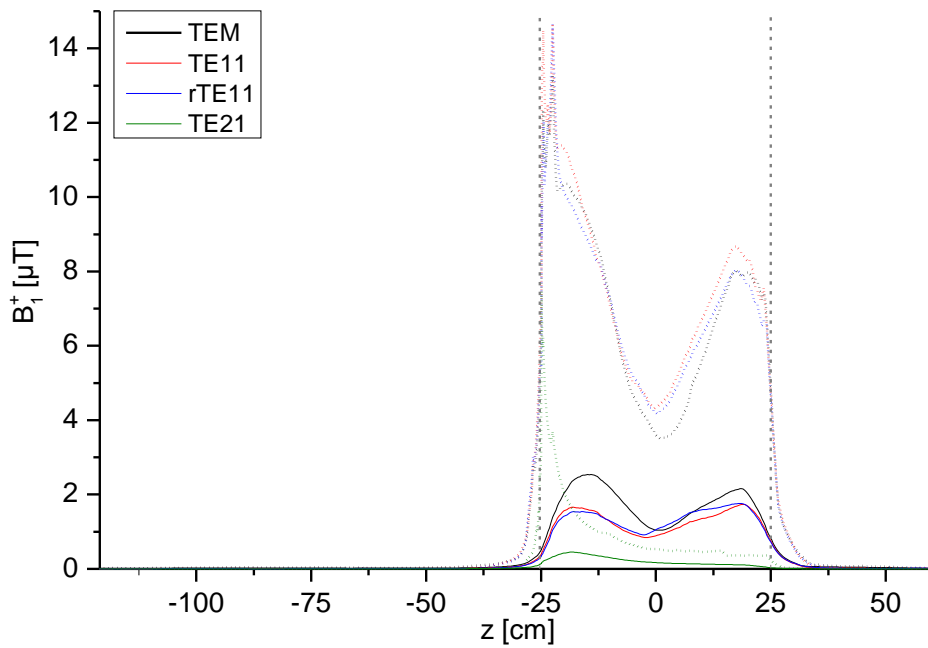


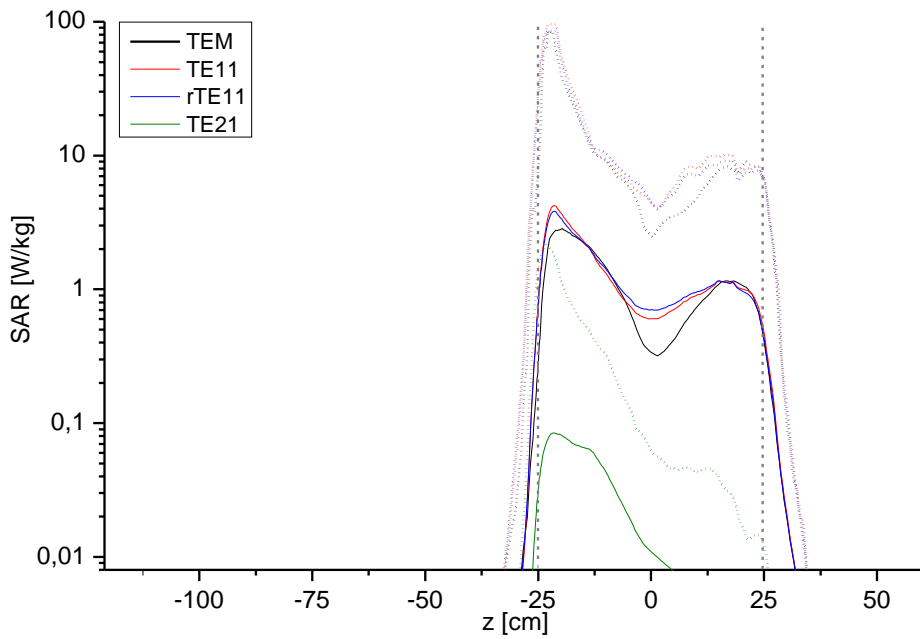
Abb. 4.11: Verteilung der B_1^+ -Felder im Humanmodell in koronarer und in drei transversalen Ansichten bei den vier unterschiedlichen Anregungsmoden und 1 kW einlaufender Leistung. In der koronaren Ansicht (oben) erfolgt die Einstrahlung von unten. Die Feldverteilung außerhalb des Humanmodells ist nicht dargestellt. Die koronare Schicht liegt 3,5 cm unterhalb des Isozentrum, während die transversalen Schichten 20 cm vor, im und 20 cm hinter dem Isozentrum liegen. Ihre Positionen sind in der koronaren Ansicht durch weiße gestrichelte Linien angedeutet. Die Magnituden sind für alle Moden auf den Wert $12 \mu\text{T}$ normiert und dB-skaliert dargestellt. Das grüne Rechteck zeigt den Messbereich.

	$\bar{B}_1^+ [\mu\text{T}]$	$B_{1,\text{max}}^+ [\mu\text{T}]$	$B_{xy}/ B $
TEM	1,04	13,3	0,96
TE11	0,79	14,7	0,76
rTE11	0,82	14,6	0,78
TE21	0,13	7,5	0,86

Tab. 4.2: Mittel- und Maximalwerte der B_1^+ -Verteilung im Humanmodell innerhalb des Messbereiches. Die letzte Spalte zeigt den mittleren transversalen Anteil $B_{xy}/B = \sqrt{1 - B_z^2/B^2}$ des Magnetfeldes innerhalb des Messbereichs.



(a)



(b)

Abb. 4.12: Verteilungen von B_1^+ (a) und SAR (b) im Humanmodell entlang der Wellenleiterrichtung \vec{e}_z . Die durchgezogenen Linien geben den Mittelwert, die gepunkteten Linien den Maximalwert an. Die SAR-Verteilung ist logarithmisch aufgetragen, da die Maximalwerte die Mittelwerte deutlich übersteigen. Der zentrale Messbereich ist durch die senkrechten grauen Linien angedeutet.

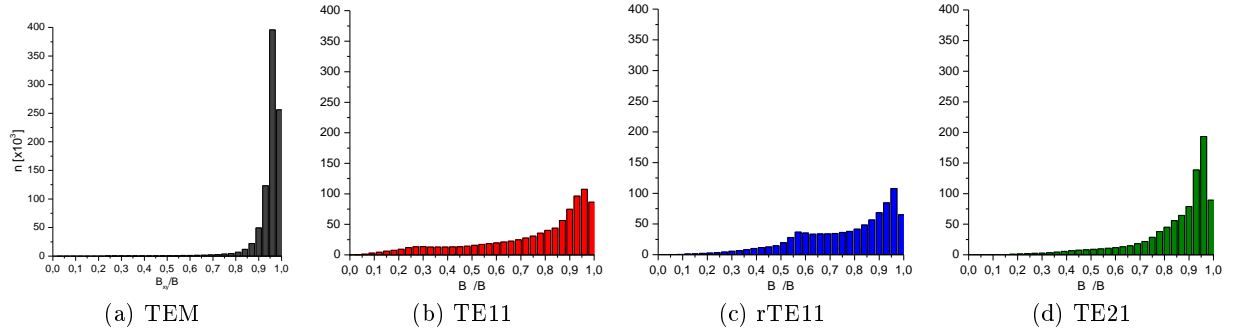


Abb. 4.13: Die Histogramme zeigen die Anteile der (nutzbaren) transversalen Magnetfeldkomponente B_{xy} am Gesamtmagnetfeld B innerhalb aller Voxel des Humanmodells im Messbereich. Die Mittelwerte der Verteilungen sind in Tabelle 4.2 aufgeführt.

	SAR_{GK} [W/kg]	SAR_{TK} [W/kg]	SAR_{max} [W/kg]
TEM	0,55	1,22	84,8
TE11	0,55	1,21	96,9
rTE11	0,55	1,21	87,0
TE21	0,01	0,02	2,2

Tab. 4.3: SAR_{eff} -Statistiken aus den Simulationen mit dem Humanmodell ($P_{\text{ein}} = 1 \text{ kW}$).

wartungsgemäß treten die Maximalwerte in den Armen nahe den Übergangselementen auf. Die SAR-Belastung ist vorwiegend auf den Messbereich beschränkt und fällt außerhalb davon binnen weniger Zentimeter ab. Die Mittel- und Maximalwerte in Wellenleiterichtung e_z sind in Abb. 4.12b aufgetragen. Der Verlauf der Mittel- und Maximalwerte ist innerhalb jeder Mode sehr ähnlich, unterscheidet sich hier jedoch etwa um eine Größenordnung. Die statistischen Werte SAR_{GK} (Mittelung über den gesamten Körper), SAR_{TK} (Mittelung über die Körperregion innerhalb des Messbereiches) und SAR_{max} (maximaler, global auftretender SAR-Wert) sind in Tabelle 4.3 angegeben. Gegenüber dem zylindrischen Modell ist die mittlere SAR-Belastung innerhalb des Messbereiches, was dem Wert SAR_{TK} entspricht, doppelt so hoch. Die in den Armen auftretenden Maximalwerte übersteigen die Maximalwerte im zylindrischen Messobjekt um eine Größenordnung und würden in einer längeren Messung mit der hier simulierten HF-Leistung (1 kW) die gesetzlichen Grenzwerte überschreiten (Kap. 2.3).

4.1.4 Simulation des Hardwaremodells

Einfluss der Wandung

Die Simulationen zeigen, dass bereits eine 4 mm starke Acrylglaswandung zwischen den Übergangselementen der Wellenleiteranordnung und dem gewebeähnlichen Teil des Messobjektes zu einem deutlich verstärkten Eindringen der elektromagnetischen Felder in die Innenleiterbereiche führt. Die Feldverteilungen von B_1^+ , SAR und der Energiedichte $\zeta = \frac{1}{2} (\vec{E}\vec{D} + \vec{B}\vec{H})$ sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Die zugehörigen Mittel- und Maximalwerte sind in Abbildung 4.16 aufgetragen. Sowohl die SAR-Belastung als auch die Spinanregung der nicht im Messbereich gelegenen Teile des Messobjektes sind mit der Wandung signifikant erhöht, während die Mittelwerte innerhalb des Messbereiches nur geringfügig beeinflusst werden. Die Darstellung der

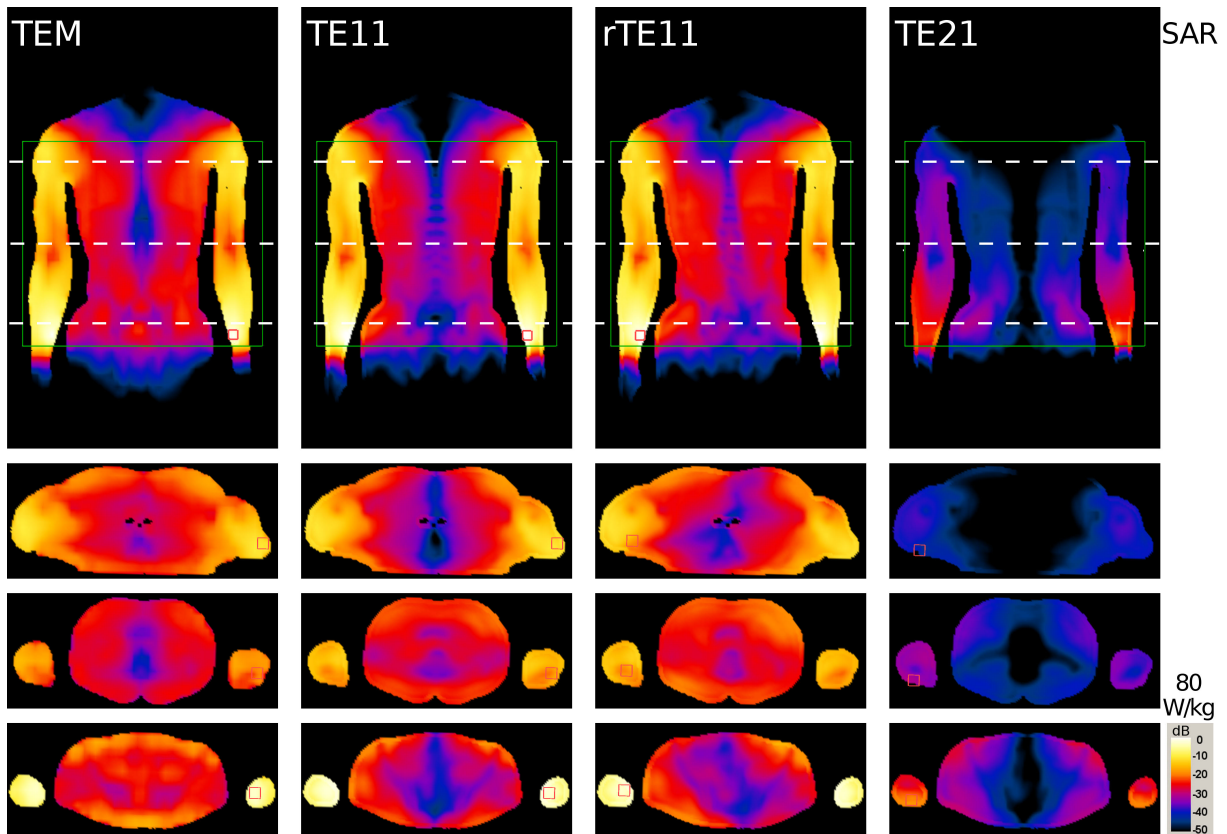


Abb. 4.14: SAR_{eff} -Verteilung im Humanmodell in koronarer und 3 transversalen Ansichten bei den verschiedenen Anregungsmoden und 1 kW einlaufender Leistung. In der koronaren Ansicht (oben) erfolgt die Einstrahlung vom unteren Bildrand. Das grüne Rechteck zeigt die Ausdehnung des Messbereiches. Die koronare Schicht liegt 3,5 cm unterhalb des Isozentrums, während die transversalen Schichten 20 cm vor, im und 20 cm hinter dem Isozentrum liegen. Ihre Positionen sind in der koronaren Ansicht durch weiße gestrichelte Linien angedeutet. Die Verteilungen sind für alle Moden auf einen Wert von 80 W/kg normiert und in dB-Skalierung dargestellt. Das kleine rote Rechteck zeigt den Ort des maximalen SAR-Wertes, der jedoch nicht innerhalb der gezeigten Schicht liegen muss.

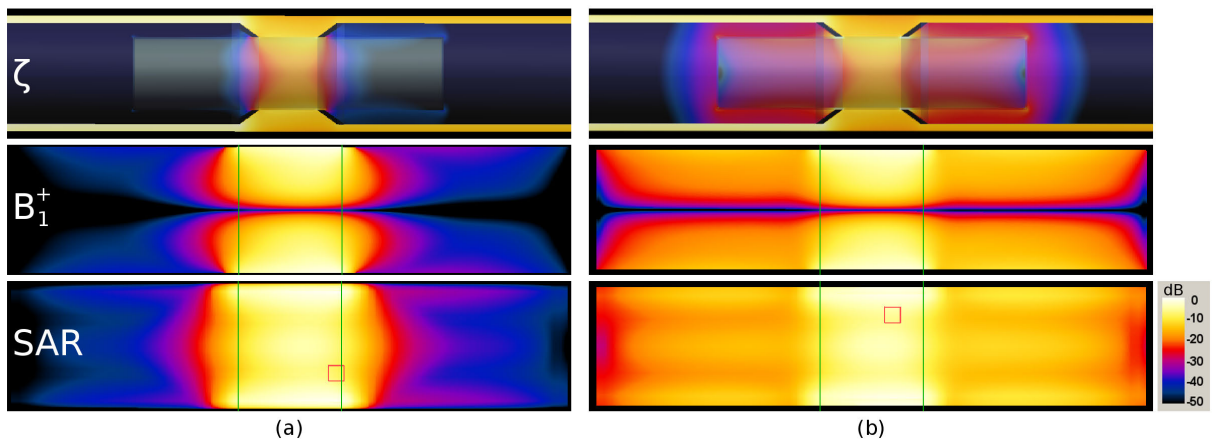


Abb. 4.15: Feldverteilungen in koronarer Ansicht durch das Zentrum für ein zylindrisches Messobjekt ohne (a) und mit (b) Acrylglaswandung. Das B_1^+ -Feld ist auf $10 \mu\text{T}$ und das SAR-Feld auf 15 W/kg normiert. Durch die nicht leitfähige Wandung dringen die Wellen in die hohlen Innenleiterbereiche ein und führen auch dort zu einer unerwünschten HF-Exposition des Messobjektes. Die Energiedichte ζ ist auch in den luftgefüllten Hohlräumen des Wellenleiters und mit der Ansicht des Wellenleitersaufbaus überlagert dargestellt.

Energiedichte zeigt, dass die Felder nur über die Ausdehnung des Messobjektes in die Innenleiter eindringen, was bedeutet, dass das Messobjekt mit der leitfähigen Fläche des Innenleiters eine zweite, kleinere koaxiale Struktur bildet. Der Transmissionskoeffizient S_{21} für den Energietransport durch die gesamte Wellenleiteranordnung fällt bei Simulation mit Wandung von zuvor $-3,3 \text{ dB}$ auf $-4,7 \text{ dB}$ ab. In einem nicht unterbrochenen Wellenleiter mit identischen Durchmessern wird die TEM-Mode praktisch verlustfrei übertragen. Weiterhin fällt auf, dass die Maxima der B_1^+ - und SAR-Mittelwerte in z -Richtung nicht symmetrisch im Messbereich liegen, sondern zur Ausgangsseite des Wellenleiters verschoben sind.

Variation der Messbereichslänge

Die Verteilungen von B_1^+ und SAR für die fünf simulierten Messbereichslängen $l_z = 5, 10, 15, 20$ und 25 cm sind in Abbildung 4.17 dargestellt. Alle Simulationen zeigen die gleiche Charakteristik, wobei für steigendes l_z auch die Variation der Mittel- und Maximalwerte über den Messbereich zunimmt (Abb. 4.18a,c). Dabei ist der Schwerpunkt der Mittelwertverteilungen zur Ausgangsseite des Wellenleiters, also von den Quellen weg, verschoben. Bei der radialen Abhängigkeit von B_1^+ (Abb. 4.18b) zeigt nur die Simulation mit dem kürzesten l_z ein leicht abweichendes Verhalten. Da das Messobjekt jetzt dünner ist, ist der Abfall zur zentralen Längsachse schwächer als mit dem größeren zylindrischen Messobjekt in Kapitel 4.1.1, es tritt jedoch nach wie vor eine B_1^+ -Nullstelle im Zentrum auf, die auf die TEM-Mode zurückzuführen ist. Die Mittel- und Maximalwerte von B_1^+ und SAR innerhalb des jeweiligen Messbereiches sind in Abbildung 4.19 dargestellt. In beiden Verteilungen sinken die Werte mit steigendem l_z . Wie erwartet fallen die Transmissionskoeffizienten S_{21} (Tab. 4.4) ebenfalls mit steigender Messbereichslänge.

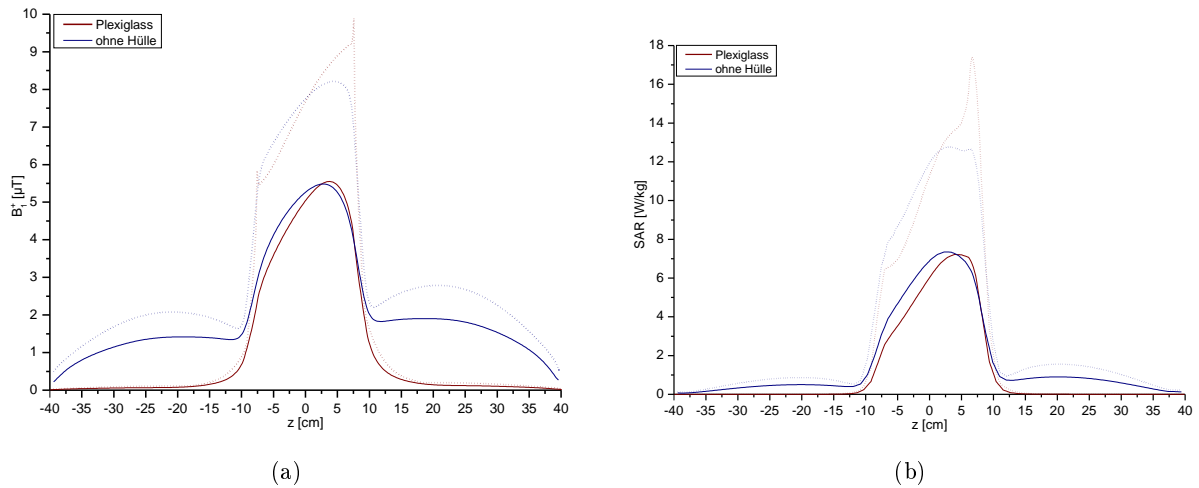


Abb. 4.16: Verteilungen von B_1^+ (a) und SAR (b) in Wellenleiterrichtung aus den Simulationen mit und ohne Wandung um das Messobjekt. Die Maximalwerte in jeder transversalen Schicht sind als gepunktete Linien dargestellt. Durch die Acrylglasswandung können die Felder in die außerhalb des Messbereiches gelegenen Teile des Messobjektes eindringen, während die Mittelwerte innerhalb des Messbereiches nur geringfügig verändert werden. Mit der Wandung treten am Ende des Messbereichs jedoch etwa 20% höhere Maximalwerte in beiden Verteilungen auf.

l_z cm	S_{21} [dB]	\bar{B}_{1,l_z}^+ [μT]	$B_{1,max}^+$ [μT]	SAR_{l_z} [W/kg]	SAR_{max} [W/kg]	SAR_{ges} [W/kg]
5	-3,3	$5,6 \pm 2,1$	9,9	$9,9 \pm 6,6$	17,5	1,5
10	-4,2	$5,4 \pm 1,8$	9,0	$8,6 \pm 5,0$	14,9	1,8
15	-4,7	$4,8 \pm 1,6$	8,2	$6,8 \pm 4,0$	12,8	1,9
20	-5,2	$4,3 \pm 1,5$	7,8	$5,6 \pm 3,5$	11,6	2,0
25	-5,8	$4,0 \pm 1,4$	7,5	$4,8 \pm 3,1$	11,0	2,2

Tab. 4.4: Transmissionskoeffizient S_{21} sowie verschiedene B_1^+ - und SAR -Werte für die fünf verschiedenen Messbereichslängen l_z .

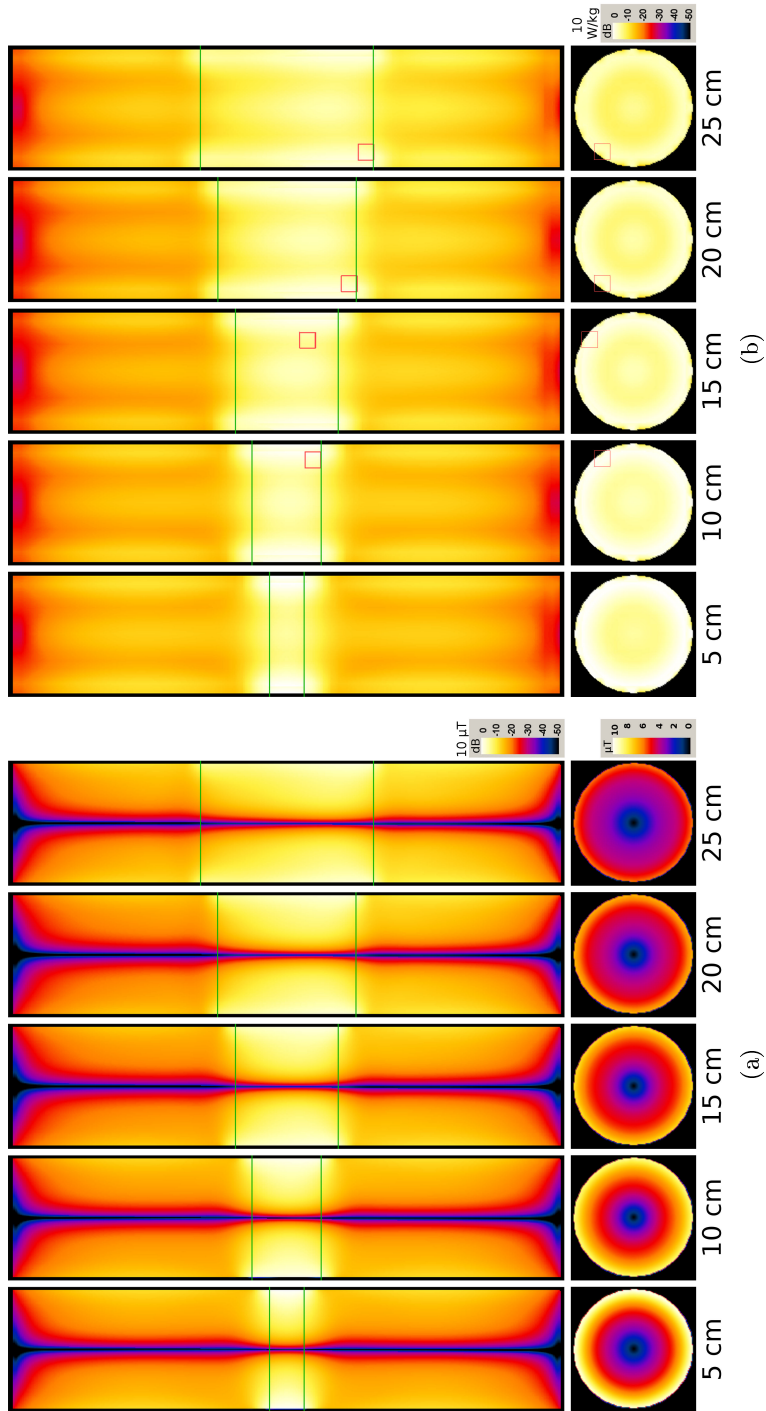


Abb. 4.17: B_1^+ - (a) und SAR-Felder (b) in einer koronaren und einer transversalen Schicht durch das Isozentrum bei fünf verschiedenen Messbereichslängen (grüne Linien). In (a) ist die transversale Schicht linear skaliert dargestellt, um den Signalabfall zum Zentrum zu veranschaulichen, während die koronare Schicht auf $10 \mu\text{T}$ normiert und dB-skaliert dargestellt ist. Da das Messobjekt mit Wandung simuliert wurde, dringen die Felder bei allen Messbereichslängen gleichermaßen in die distal gelegenen Bereiche ein, sind jedoch noch deutlich auf den jeweiligen Messbereich fokussiert. Die Einstrahlung der Wellen erfolgt in der koronaren Ansicht (oben) vom oberen Bildrand. Die roten Quadrate in der SAR-Darstellung zeigen eine Projektion des Ortes des maximalen SAR-Wertes, der selbst jedoch nicht in der gezeigten Schicht liegen muss.

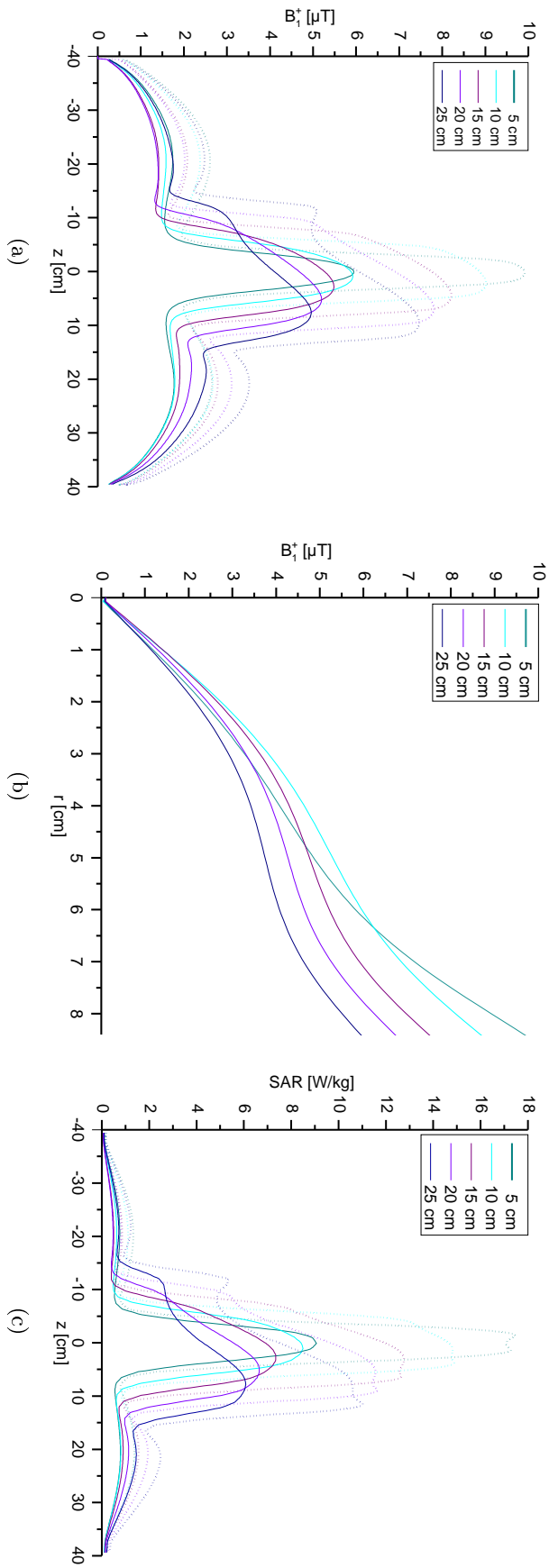


Abb. 4.18: Mittel- und Maximalwerte der Verteilungen von B_1^+ (a) und SAR (c) in z -Richtung. Die Maximalwerte sind als gepunktete Linien dargestellt. Mit steigender Messbereichslänge l_z verschiebt sich der Schwerpunkt der Verteilungen zunehmend zur Ausgangsseite des Wellenleiters. Der radiale Abfall von B_1^+ bei $z = 0$ ist in (b) dargestellt. Bis auf $l_z = 5$ cm zeigt sich das gleiche radiale Verhalten und die Linien unterscheiden sich nur in ihrer absoluten Höhe. Die Verteilung für $l_z = 5$ cm fällt jedoch schneller ab.

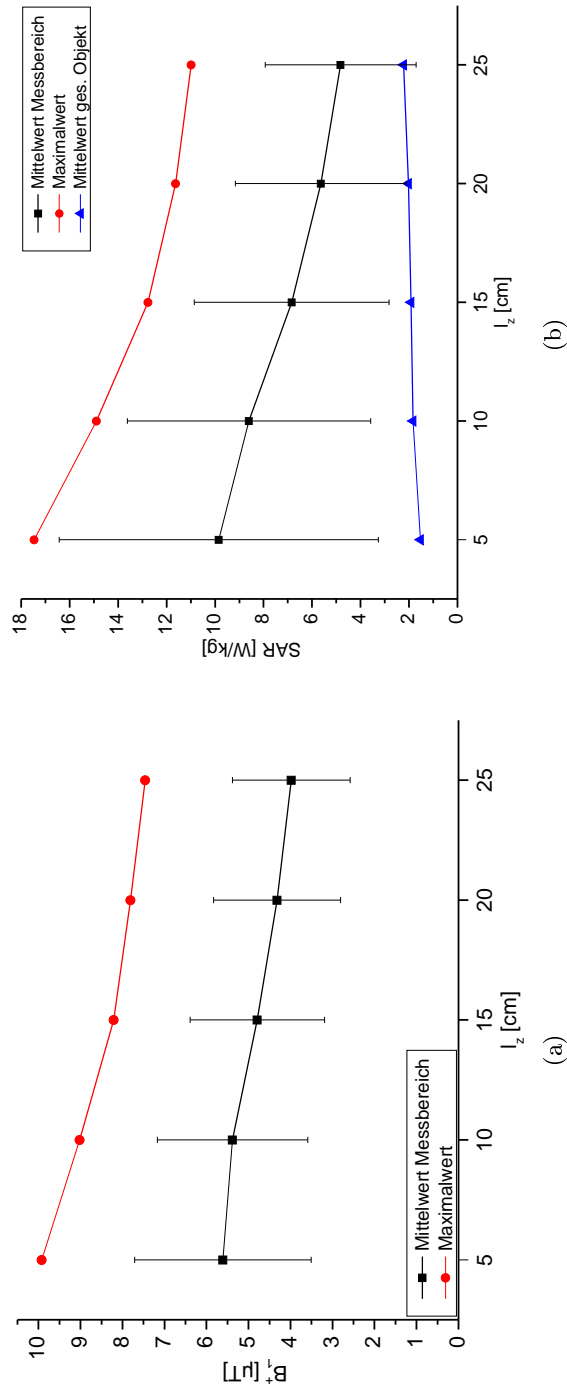


Abb. 4.19: Mittel- und Maximalwerte von B_1^+ (a) und SAR (b) innerhalb des Messbereiches. Für SAR ist zudem der Mittelwert bei Mittelung über das gesamte Messobjekt aufgetragen. Mit steigender Messbereichslänge l_z fallen die Mittel- und Maximalwerte beider Verteilungen ab, während die SAR über das gesamte Objekt steigt, da ein größerer Teil des Objektes im Messbereich liegt.

4.2 Bildgebungsexperimente

Der folgende Abschnitt zeigt die Ergebnisse der Bildgebungsexperimente mit dem Wellenleitermodell. Der Vergleich mit den Simulationsdaten und eine Diskussion erfolgt im nächsten Kapitel. Die hier vorgestellten Ergebnisse wurden teilweise bereits veröffentlicht (Anhang B).

4.2.1 Messungen am Phantom

Abbildung 4.20 zeigt ^1H -MRT-Aufnahmen des zylindrischen Gelphantoms bei $B_0 = 7$ T. Die Ausleuchtung ist auf den eingestellten Messbereich fokussiert, jedoch nicht auf ihn begrenzt, sodass das Phantom auch in den distalen Randbereichen noch erkennbar ist. In den Schichten durch das Zentrum ist die Signalauslöschung entlang der zentralen Längsachse erkennbar. In einer koronaren Schicht 4 cm oberhalb des Isozentrums tritt die Auslöschung jedoch nicht mehr auf (Abb. 4.20c). In der transversalen Aufnahme wird im radialen Randbereich des Phantoms ein $\text{SNR} \geq 50$ erreicht.

Variation des Messbereiches

Für die Messbereichslängen $l_z = 5, 10, 15, 20$ und 25 cm wurden die jeweiligen Transmissionskoeffizienten S_{21} zu $-5,9, -6,8, -8,8, -11,0$ und $-16,0$ dB bestimmt. Die reduzierte Transmission gegenüber den in den Simulationen ermittelten Werten ist auf Leistungsverluste in der Anschlusselektronik, den Kabeln und der Wellenleiteroberfläche zurückzuführen. Aufnahmen mit der GRE2D-Sequenz sind in Abb. 4.21a dargestellt. Die Abbildung zeigt koronare Schichten 40 mm oberhalb der zentralen Längsachse und somit außerhalb der zentralen Auslöschung, sodass

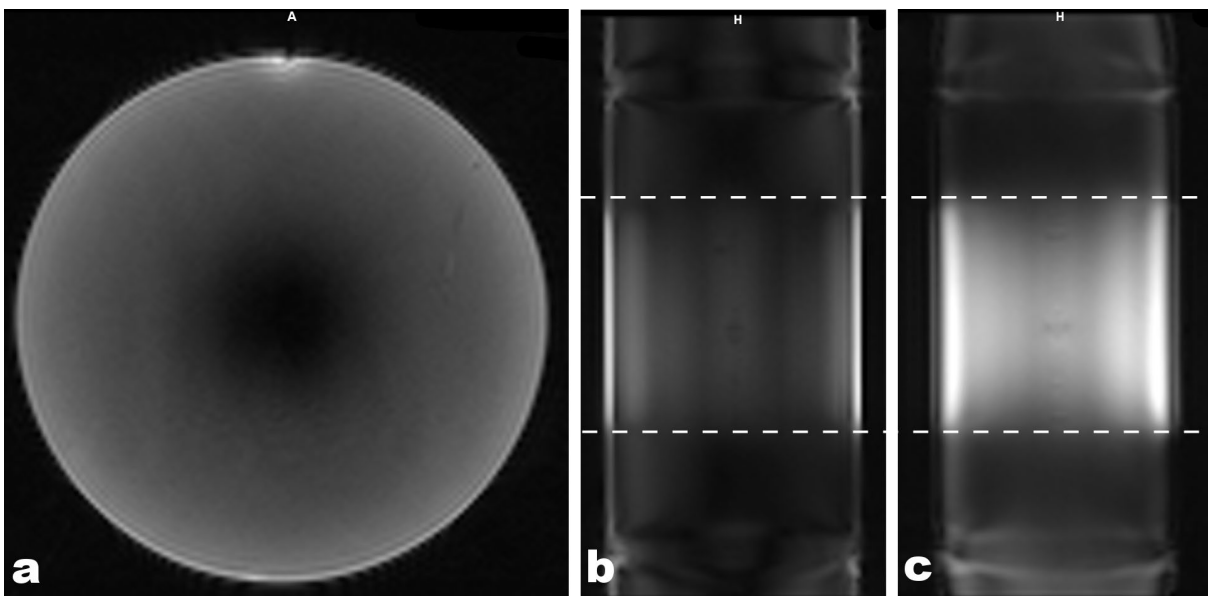


Abb. 4.20: MRT-Aufnahmen des Gelphantoms bei einem Messbereich $l_z = 20$ cm in transversaler (a) und koronarer (b) Ansicht durch das Isozentrum ($z = 0$ bzw. $y = 0$), sowie in koronarer Ansicht 40 mm oberhalb des Isozentrums ($y = 40$ mm)(c). Die zentrale Signalauslöschung ist in (a) und (b) sichtbar, während die Schicht in (c) weit genug von der Längsachse des Wellenleiters entfernt ist und keine vollständige Auslöschung zeigt. Die geometrischen Abweichungen am oberen und unteren Bildrand in (b) und (c) sind auf die im Randbereich inhomogenen Magnetfeldgradienten zurückzuführen.

der Messbereich besser sichtbar ist. Die Verteilung der mittleren Signalwerte in Wellenleiterrichtung (\vec{e}_z) ist in Abb. 4.21b dargestellt. Die Anregung konnte für $l_z \leq 20$ cm auf den gewünschten Messbereich fokussiert werden, ist jedoch innerhalb des Messbereiches nicht homogen und auch nicht scharf auf den Messbereich begrenzt. Als effektive Messbereichslänge l'_z wird im Folgenden die FWHM der Signalverteilung in Längsrichtung angegeben. Nach Mittelung über die transversale Fläche des Phantoms ergeben sich die effektiven Messbereichslängen l'_z für $l_z = 5, 10, 15, 20$ und 25 cm zu $l'_z = 9,3, 15,2, 17,9, 20,7$ und $25,9$ cm. Ferner sind die Maxima der Verteilung für die größeren l_z nicht auf Höhe des Isozentrums, sondern zur Ausgangsseite hin verschoben. Der Abfall der Anregung in radialer Richtung ist in Abbildung 4.21c zusammen mit der entsprechenden simulierten Verteilung aufgetragen (Abb. 4.18b). Der Flipwinkel wurde innerhalb konzentrischer Ringe gemittelt und mit der Standardabweichung als Fehler aufgetragen.

4.2.2 MRT anatomischer Strukturen

Ex-vivo-MRT einer Lachsforelle

Die Morphologie des Fisches ist in den MRT-Aufnahmen (Abb. 4.22) deutlich erkennbar. Durch die hier verwendeten, eng anliegenden Übergangselemente entspricht die Länge des aufgenommenen Bereiches der zuvor eingestellten Länge l_z des Messbereichs. Die durch die TEM-Mode bedingte Signalauslöschung entlang der zentralen Längsachse des Wellenleiters ist in den Aufnahmen zu erkennen und verläuft durch das Gewebe des Fisches. Ein benachbarter Hohlraum im Fisch wird hingegen korrekt abgebildet.

MRT eines ex-vivo Kniepräparates

Die MRT-Aufnahmen des humanen Kniepräparates sind in Abb. 4.23 dargestellt. Die Anatomie des Knies ist gut zu erkennen, jedoch tritt die zentrale Signalauslöschung auch hier klar hervor und überdeckt das Präparat teilweise. Während die GRE3D-Aufnahme (Abb. 4.23a) ein hohes $\text{SNR} \geq 200$ aufweist, ist das SNR in der feiner aufgelösten GRE2D-Aufnahme (Abb. 4.23b) deutlich geringer ($\text{SNR} \leq 10$). Da die Übergangselemente aufgrund der Verpackung des Präparates nicht eng anlagen, ist der effektive Messbereich länger als die zuvor festgelegte Länge l_z und das Präparat wird fast in voller Länge dargestellt. Die Sendeeffizienz betrug in den Flipwinkelmessungen maximal $4,2 \mu T / \sqrt{kW}$ im Randbereich des Präparates, sowie $3,6 \mu T / \sqrt{kW}$ bei Mittelung über das Präparat in koronarer Ansicht.

4.2.3 MRT bei verschiedenen Frequenzen

Das Wellenleitermodell konnte durch Austausch der Impedanzanpassnetzwerke und der Sende-/Empfangsweichen bei fünf verschiedenen Larmorfrequenzen auf Reflexionswerte ≤ -16 dB abgestimmt und verwendet werden. So konnten ^1H -MRT-Aufnahmen an 1,5T-, 3T- und 7T-MRT-Systemen durchgeführt werden. Bei 7T wurden zudem ^{23}Na -Aufnahmen eines Phantoms (NaCl-Lösung) und ein ^{35}Cl -Spektrum erstellt. Durch Verwendung eines Diplexers war es auch möglich, das Wellenleitermodell gleichzeitig auf die 7T-Larmorfrequenzen von ^1H und ^{23}Na abzustimmen und MRT-Aufnahmen von beiden Nukliden in direkter Abfolge und ohne zwischenzeitige Veränderungen am Messaufbau durchzuführen (multinukleare MRT).

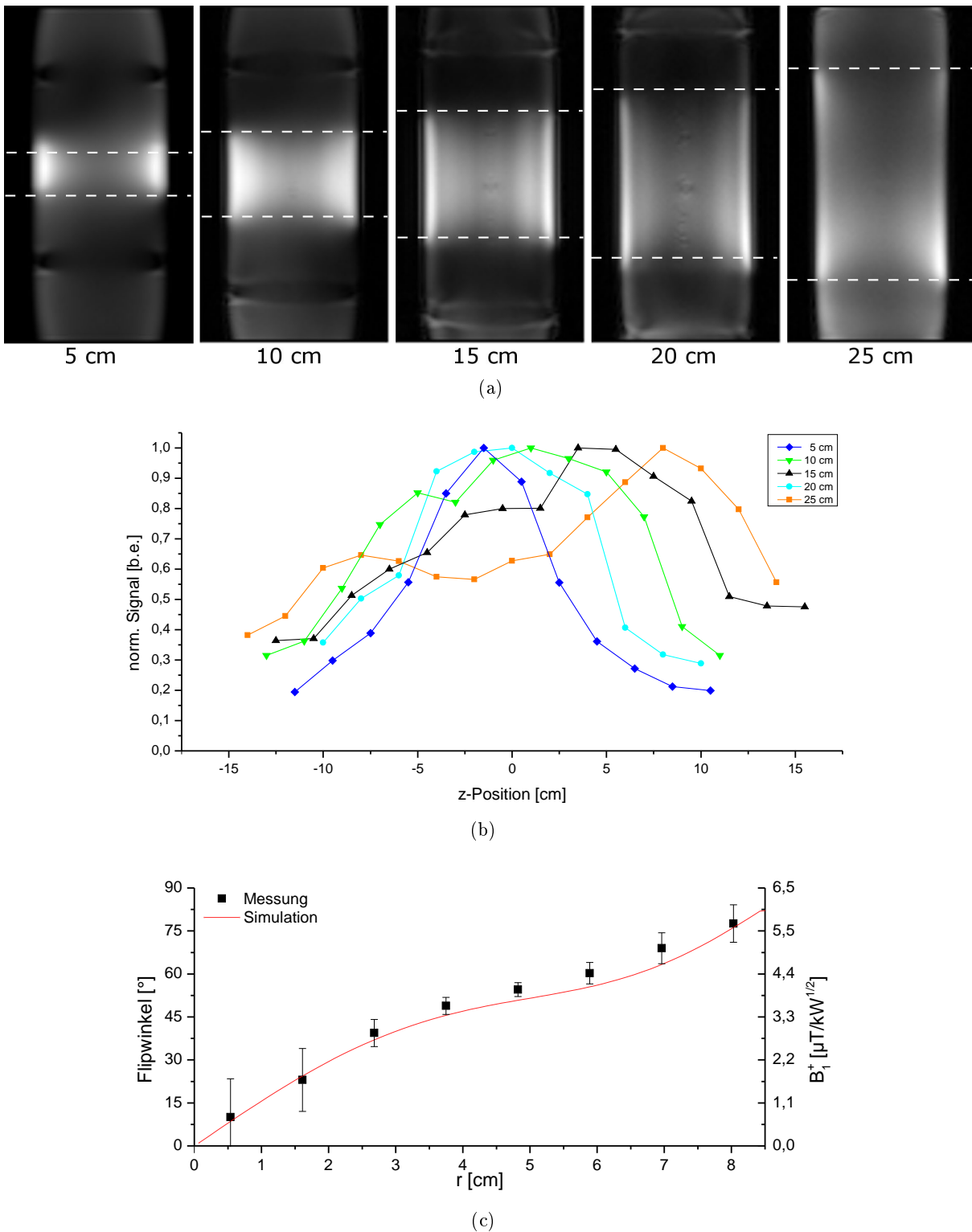


Abb. 4.21: (a) GRE2D-Aufnahmen in koronarer Orientierung durch das Gelpphantom für fünf verschiedene Messbereichslängen l_z . Die gezeigten Schichten liegen 40 mm oberhalb der zentralen Längsachse. Der HF-Puls wird jeweils vom oberen Bildrand gesendet. (b) Signaldistribution in Längsrichtung. Die Signalintensität wurde in jeder Schicht über die transversale Fläche des Phantoms gemittelt und für jedes l_z auf den auftretenden Maximalwert normalisiert. (c) Radiale Flipwinkelverteilung und äquivalente Sendeeffizienz bei $l_z = 15$ cm in einer transversalen Schicht durch das Isozentrum. Zum Vergleich sind auch die Ergebnisse der Simulation aufgeführt (rot).

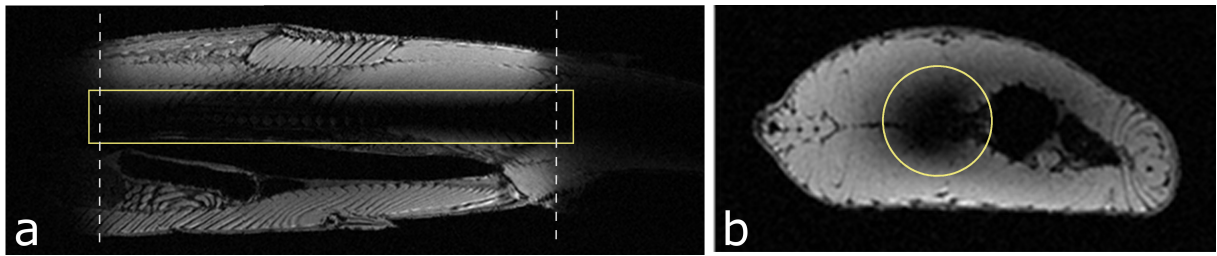


Abb. 4.22: MRT-Aufnahmen der Lachsforelle (GRE3D-Sequenz) in koronarer (a) und transversaler (b) Orientierung auf Höhe des Isozentrums. In beiden Aufnahmen ist die Signalauslöschung entlang der longitudinalen Achse des Wellenleiters zu erkennen (gelbe Markierung).

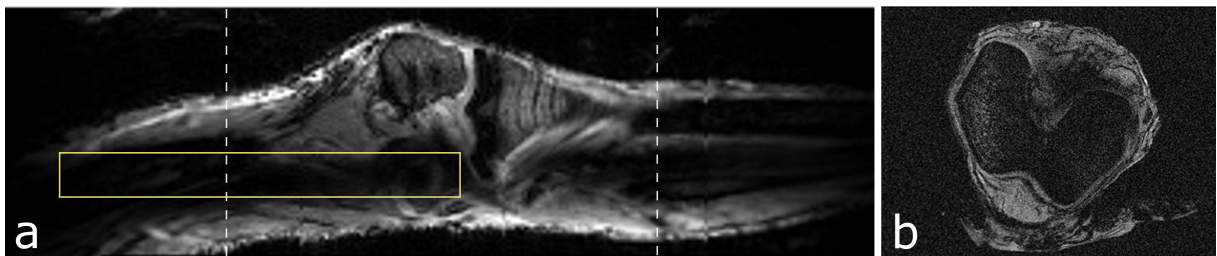


Abb. 4.23: (a) GRE3D-Aufnahme in koronarer Ansicht des auf der Seite liegenden Kniepräparates. Da die Übergangselemente nicht eng am Präparat anlagen, sind auch die Bereiche außerhalb des vorgegebenen Messbereiches (weiß gestrichelt) sichtbar. Die Signalauslöschung in der Nähe der zentralen Längsachse des Wellenleiters ist im unteren Bereich des Präparates zu erkennen (gelbe Markierung). (b) GRE2D-Aufnahme in transversaler Ansicht. Das Signal unterhalb des Knies stammt von flüssigem Konservierungsmittel, das sich in der Kunststoffumhüllung des Präparates angesammelt hat.

^1H -MRT bei 1,5 und 3 T

Die GRE2D- ^1H -Aufnahmen bei den drei Feldstärken sind in Abbildung 4.24 gezeigt. In allen Aufnahmen ist das Signal auf den Messbereich ($l_z = 15$ cm) fokussiert, jedoch nicht auf ihn begrenzt. Das Restsignal außerhalb des Messbereiches ist bei 1,5T im zuleitenden (quellennahen), bei 3T und 7T jedoch im ableitenden Wellenleitersegment höher. Die radiale Signalverteilung (Abb. 4.25) ist für 1,5T und 3T nahezu identisch, während sie bei 7T im mittleren Radiusbereich geringfügig abweicht. Der Verlauf für 7T ist mit den simulierten Ergebnissen konsistent (Abb. 4.21). Am Rand des Phantomes werden bei $B_0 = 1,5$ T, 3 T und 7 T SNR-Werte von mehr als 67, 72 bzw. 50 erreicht.

Kombinierte $^1\text{H}/^{23}\text{Na}$ -MRT

Sowohl bei Verwendung der Diplexer als auch bei Anpassung an eine einzelne Frequenz wurden Reflexionsparameter $S_{11}/S_{22} \leq -29$ dB für die beiden Frequenzen erreicht. Die Transmission durch die Wellenleiteranordnung wurde bei Einzelanpassung für die Frequenzen 297,15/78,6 MHz ($^1\text{H}/^{23}\text{Na}$ bei $B_0 = 7\text{T}$) zu $S_{21} = -6,9/-4,1$ dB gemessen, während sie mit den Diplexern nur $S_{21} = -7,9/-5,6$ dB betrug. Die um 1-1,5 dB geringere Transmission bei Verwendung der Diplexer ist auf Verluste in den Filterelementen zurückzuführen. Die Entkopplung der ^1H - und ^{23}Na -Ports auf jeder der Diplexerplatinen war mit $S_{\text{H,Na}}^{297\text{MHz}} \leq -32$ dB und $S_{\text{H,Na}}^{78,6\text{MHz}} \leq -54$ dB ausreichend. Die durch das Isozentrum verlaufenden transversalen und koronaren Schnittbilder der ^1H - und ^{23}Na -MRT-Aufnahmen sind in Abbildung 4.26 gezeigt. Zwischen den Ergebnissen bei Einzelab-

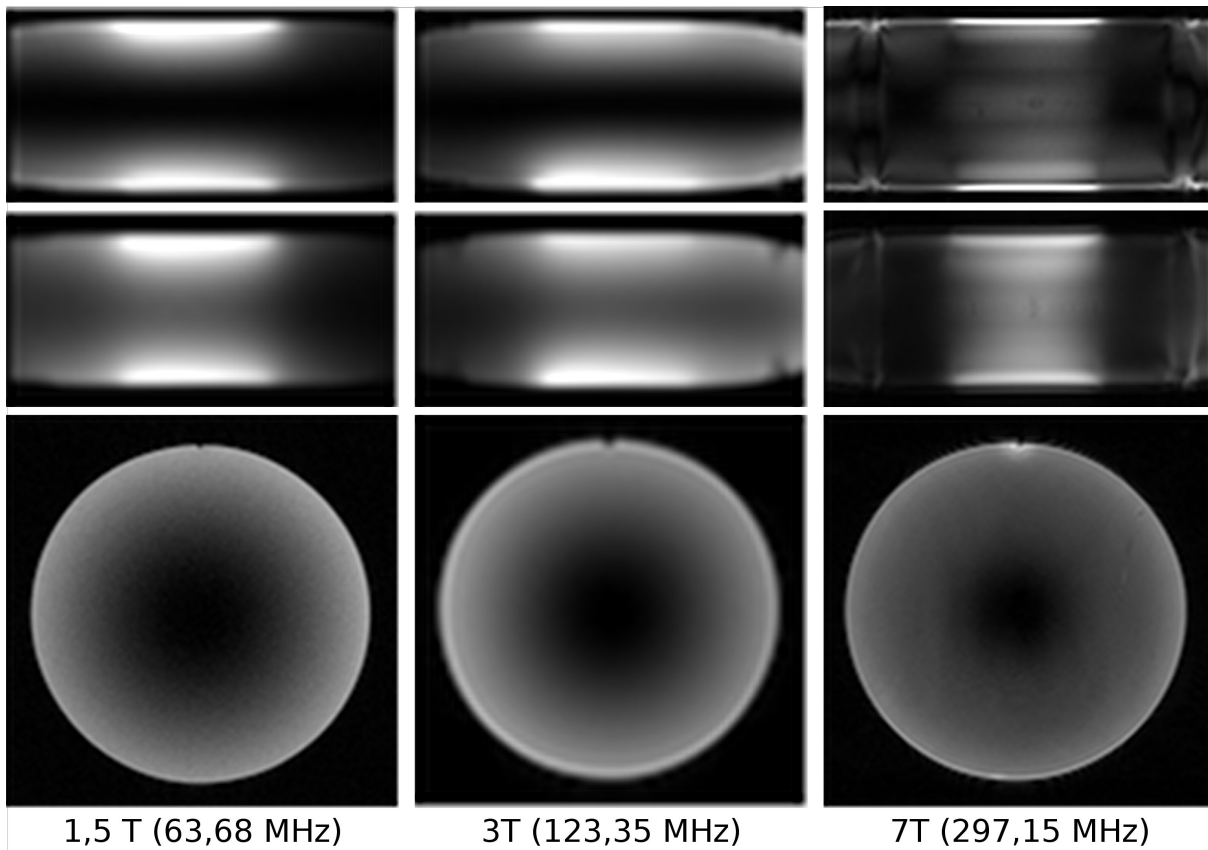


Abb. 4.24: ^1H -MRT-Aufnahmen bei $B_0 = 1,5\text{T}$ und 3T in koronaren Schichten durch das Zentrum (oben) sowie 40 mm oberhalb des Zentrums (Mitte) und in einer transversalen Schicht durch das Zentrum. Die Aufnahmen bei 7T sind zum Vergleich ebenfalls gezeigt. In den koronaren Schichten erfolgt die Anregung jeweils von links.

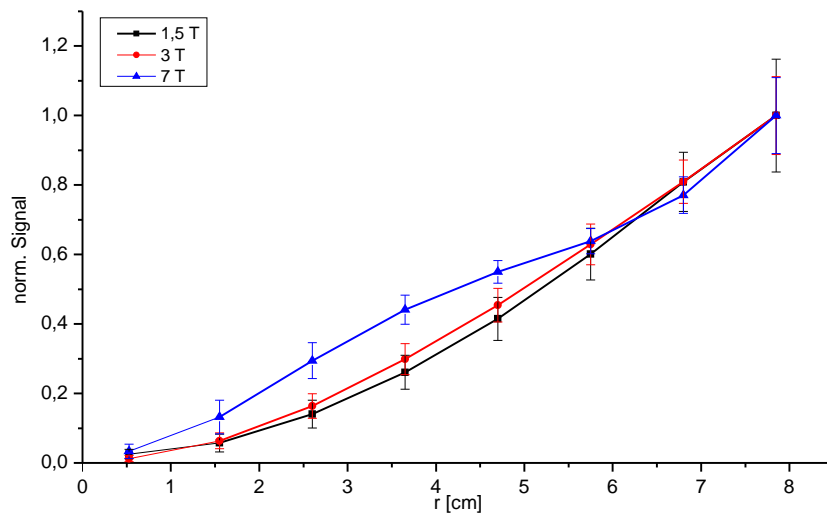


Abb. 4.25: Radiale Signalverteilung für drei verschiedenen B_0 -Feldstärken. Die Signalwerte wurden in transversalen Schichten bei $z = 0$ ausgewertet. Dabei erfolgte eine Mittelung in 11 mm breiten konzentrischen Ringen um die zentrale Längsachse und eine anschließende Normierung der Werte auf den jeweiligen Maximalwert. Der resultierende Signalverlauf ist für $1,5\text{T}$ und 3T innerhalb der Standardabweichungen praktisch identisch und weicht nur für 7T bei mittlerem Radius geringfügig ab.

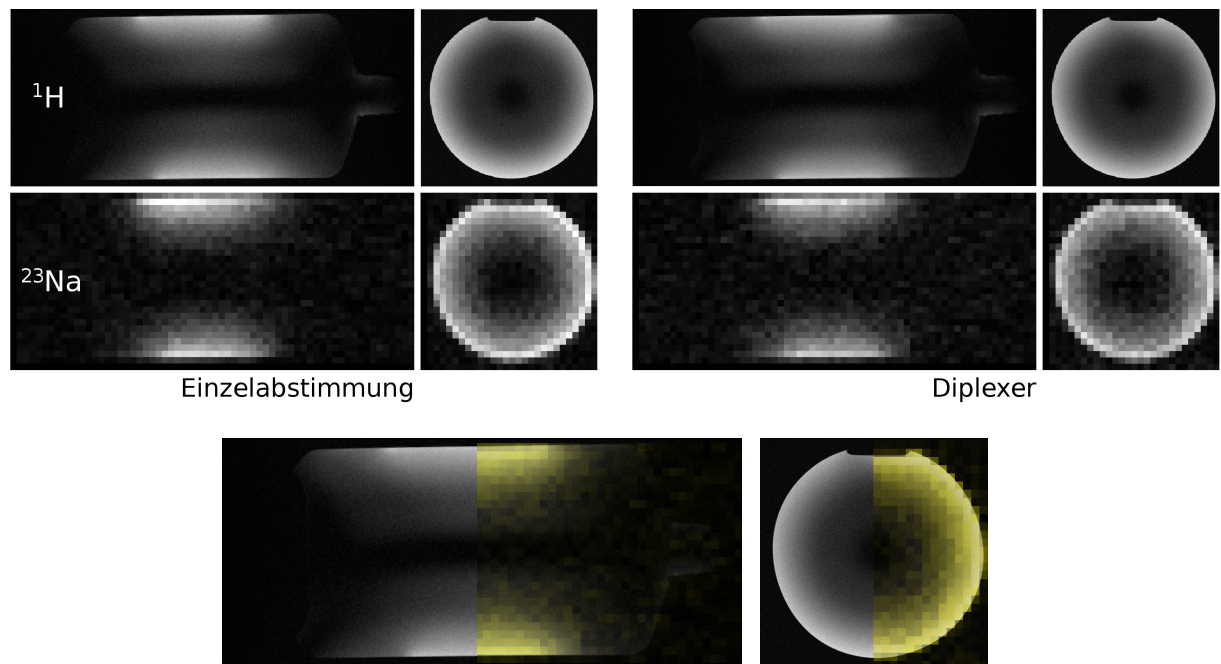


Abb. 4.26: Transversale und koronare Schnittbilder durch ein Phantom (NaCl-Lösung) aus den ^1H - (1. Reihe) und ^{23}Na -Aufnahmen (2. Reihe). Die Bilder zeigen bei Einzelabstimmung und Verwendung des Diplexers die gleiche Charakteristik. Die Überlagerung (unten) des ^{23}Na -Signals (gelb) über eine Hälfte der ^1H -Bilder zeigt die gute Koregistrierung (passgenaue Überlagerung) der Bilder bei Verwendung des Diplexers.

stimmung und bei Verwendung des Diplexers ist kein Unterschied erkennbar. Nach Mittelung innerhalb eines 24 mm breiten Ringes am Rand des Phantoms in der transversalen Schicht ergeben sich für ^1H die SNR-Werte 28 ± 5 bei Einzelabstimmung und 27 ± 5 mit dem Diplexer. Für die ^{23}Na -Aufnahmen betragen die Werte $18,3 \pm 5,2$ bei Einzelabstimmung und $15,3 \pm 4,5$ mit dem Diplexer.

Das Ergebnis der radGRE2D-Aufnahmen zur Flipwinkelbestimmung bei der ^{23}Na -Frequenz ist in Abbildung 4.27 dargestellt. Die Signalwerte sind mit der Standardabweichung als Fehler aufgetragen. Wie auch die SNR-Werte sind die absoluten Signalwerte bei Einzelabstimmung etwas höher als bei Verwendung des Diplexers, was durch Filterverluste erklärt werden kann. Die Messpunkte zeigen anstelle der erwarteten Proportionalität zu $\sin \alpha$ eine deutliche lineare Abhängigkeit von der Sendespannung U_{HF} und damit von $\alpha \propto U_{\text{HF}}$. Das bedeutet, dass die gemessenen Datenpunkte im unteren Winkelbereich liegen, wo $\sin \alpha \approx \alpha$ gilt. Eine Bestimmung der effektiven Flipwinkel durch numerische Anpassung (Fit) mit der Sinus-Funktion ist daraus nicht möglich. Aus den Flipwinkelmessungen bei der ^1H -Frequenz ergaben sich die Sendeeffizienzwerte $5,1 \pm 1,1 \mu\text{T}/\sqrt{k\text{W}}$ bei Einzelabstimmung und $4,6 \pm 0,8 \mu\text{T}/\sqrt{k\text{W}}$ bei Verwendung des Diplexers.

^{35}Cl -Spektrum

Bei Einzelabstimmung des Wellenleiters auf die ^{35}Cl -Larmorfrequenz $f = 29,1 \text{ MHz}$ ($B_0 = 7\text{T}$), $l_z = 15 \text{ cm}$ und Beladung mit dem NaCl-Phantom betragen die Reflexions- und Transmissionsparameter $S_{11}/S_{22} = -26/-16 \text{ dB}$ und $S_{21} = -6,5 \text{ dB}$. Das aus der FID-Messung gewonnene Spektrum ist in Abbildung 4.28 dargestellt. Trotz der geringen Sensitivität des ^{35}Cl -Nuklids und

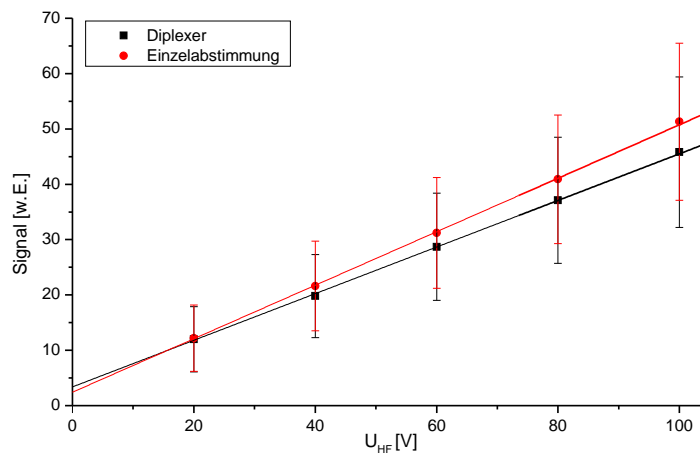


Abb. 4.27: Signalstärke aus den ^{23}Na -Aufnahmen (radGRE2D) als Funktion der Sendespannung. Die Linien stellen lineare Fits dar und zeigen, dass im hier gezeigten Messbereich nur kleine Flipwinkel erreicht werden konnten, sodass $\sin \alpha \approx \alpha$ gilt.

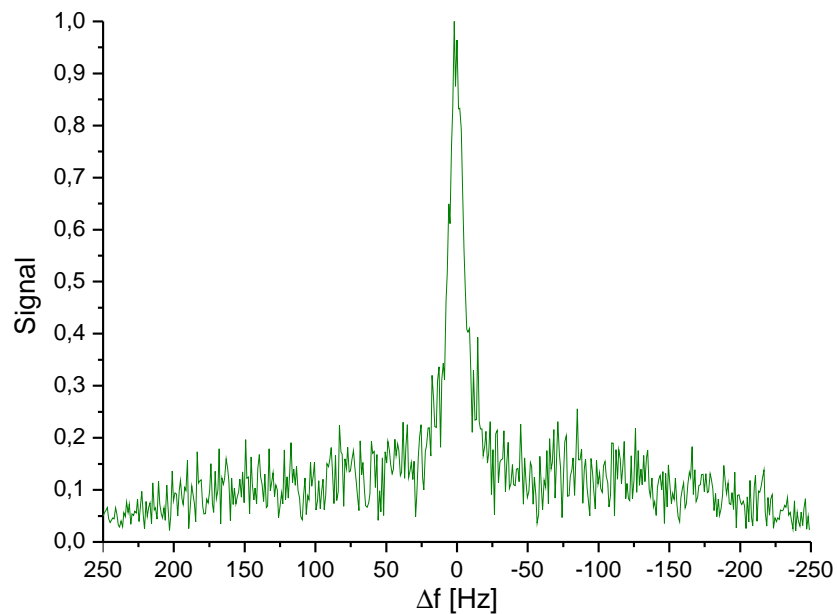


Abb. 4.28: Frequenzspektrum des ^{35}Cl -FID-Signals. Die Ordinate ist auf die Signalspitze normiert.

der begrenzten Sendeeffizienz der Wellenleiteranordnung zeichnet sich im Spektrum ein deutliches Resonanzsignal mit einer Halbwertsbreite von 15 Hz ab.

Kapitel 5

Diskussion

In dieser Arbeit wurde erstmals eine koaxiale Wellenleiteranordnung als Körperspule in der Hochfeld-MR-Bildgebung mit laufenden Wellen vorgeschlagen und untersucht. Da die klassischen Antennentechniken (z.B. Sattelspulen, Birdcage-Volumenspulen etc.) bei klinischen MRT-Systemen mit Feldstärken bis 3 Tesla etabliert sind und hier auch gute Ergebnisse liefern, liegt der Fokus dieser Arbeit auf der noch experimentellen MRT bei $B_0 = 7$ T, und die Zielfrequenz war die Larmorfrequenz des ^1H -Nuklids bei dieser Feldstärke ($f_L = 297,15$ MHz).

Zur Analyse der MR-relevanten Eigenschaften einer koaxialen Wellenleiteranordnung wurden numerische Simulationen mit dem FDTD-Verfahren und Messungen mit einem hierfür entwickelten Wellenleitermodell in verkleinertem Maßstab durchgeführt. Die numerische Simulation der auftretenden elektromagnetischen Felder ist eine etablierte Methode in der Nachrichtentechnik und hat auch zur Entwicklung von HF-Komponenten für die MRT in den letzten Jahren wesentlich beigetragen [56]. Die Simulationen beschreiben immer einen optimalen und vereinfachten, jedoch auch klar definierten Fall, und erlauben dadurch eine schnelle und risikofreie Analyse verschiedener Szenarien. Die errechneten Felddaten können zudem auch innerhalb der Messobjekte ausgewertet werden, was im Experiment meistens nur indirekt und nicht ohne Einfluss auf die Messergebnisse möglich ist. In den Simulationen wurde zunächst das vorgeschlagene Szenario, d.h. eine Wellenleiteranordnung in Körperspulengröße, in Kombination mit verschiedenen Messobjekten bezüglich der grundlegenden Eigenschaften und Limitationen der Methode untersucht. Außerdem wurde ein verkleinertes Wellenleitermodell im Maßstab 1:2 konstruiert und für die MR-Experimente verwendet, da keine baulichen Veränderungen am MRT-System durchgeführt werden durften. Das Modell kann auf dem Patiententisch des MR-Systems platziert werden. Das veränderte Größenverhältnis zum MR-System ist in dem Sinne unbedeutend, dass durch den HF-impermeablen Außenleiter des Modells die Feldverteilungen auf das Innere des Wellenleiters beschränkt bleiben und seine Funktion durch die Umgebung nicht beeinflusst wird. Durch die Halbierung der Abmessungen in Relation zur (unveränderten) Wellenlänge der HF-Signale zeigen die Ergebnisse jedoch nicht das Verhalten eines Wellenleiters in Körperspulengröße bei der verwendeten, sondern bei der halbierten Frequenz (bzw. halbierten MR-Feldstärke). In den durchgeführten Experimenten wurde das Wellenleitermodell sowohl zum Senden der Anregungspulse als auch zum Empfang des induzierten MR-Signals verwendet. Obwohl die Ergebnisse gezeigt haben, dass damit die MRT ohne weitere Komponenten möglich ist, entspricht das nicht der vorgesehenen Verwendung einer Körperspule. Auch in klinischen Systemen, die mit Körperspulen ausgestattet sind, wird diese normalerweise nur im Sendebetrieb zur Spinanregung verwendet und dient nur bei Kalibrationsmessungen als Empfangsspule. Zur Aufnahme des schwachen MR-Signals wird die Körperspule mit lokalen Empfangselementen kombiniert, die nahe am Messobjekt platziert werden. Für das 7T-MRT-System standen jedoch keine lokalen Empfangselemente zur Verfügung, sodass in den Messungen das Wellenleitermodell im Sende-/Empfangsbetrieb verwendet werden musste. Der Einfluss der B_1 -Inhomogenitäten, die aufgrund des Reziprozitätsprinzips [41] im Sende- (B_1^+)

und im Empfangsfall (B_1^-) in guter Näherung gleichermaßen auftreten, wird dadurch erheblich verstärkt. Weiterhin führt die Verwendung von nur einer Sende-/Empfangsweiche zu einem Signalverlust, da das zur ausleitenden Seite des Wellenleiters emittierte MR-Signal auf diese Weise nicht empfangen werden konnte. In den durchgeführten Messungen wurden die Sequenzparameter daher stets so gewählt, dass anstelle eines spezifischen Bildkontrastes ein möglichst hohes MR-Signal erzeugt wurde (u.a. minimale Echozeit T_E).

Trotz dieser Einschränkungen konnten verschiedene MR-relevante Aspekte der Wellenleiteranordnung wie die Transmissionseigenschaften, die Sendeeffizienz, die Feldhomogenität und die Frequenzunabhängigkeit durch die Simulationen und Experimente eingehend untersucht werden. Im Folgenden werden nun die Ergebnisse aus den verschiedenen Simulationen und Experimenten hinsichtlich dieser Aspekte zusammengefasst und diskutiert.

Eine zentrale Frage bei der Verwendung der Wellenleiteranordnung ist die Art der **Transmission durch den zentralen Messbereich**. Der Wellenleiter ist hier nicht mehr klar definiert und kann auch als partiell beladender Hohlleiter oder als Plattenkondensator (mit den Übergangselementen als Flächen) betrachtet werden. Durch Simulationen mit Messobjekten aus verschiedenen Materialien konnte jedoch gezeigt werden, dass bei Anregung in der TEM-Mode diese auch innerhalb des Messbereiches erhalten bleibt, wenn die Leitfähigkeit des Messobjektes der von Körpergewebe entspricht (Abb. 4.1). Das Messobjekt ersetzt dann innerhalb des Messbereiches den hier unterbrochenen Innenleiter, und die elektrischen Felder dringen nur wenig in das Messobjekt ein. Wie die Verteilung der Poynting-Vektoren zeigt, entsteht so außerhalb des Messobjektes ein Leistungsfluss (laufende Wellen) in Wellenleiterrichtung. Das Messobjekt wird innerhalb des Messbereiches von den laufenden Wellen überstrichen und aufgrund der niedrigen Materialpermeabilität von der magnetischen Komponente der Wellen durchdrungen. Bei Objekten geringerer Leitfähigkeit erfolgt die Transmission durch den Messbereich teilweise auch durch Verschiebungsströme (E_z). Insbesondere bei Materialien mit hoher Permittivität und niedriger Leitfähigkeit (z.B. reines Wasser) stellt das homogene Messobjekt zudem einen Hohlraumresonator dar, dessen Eigenmoden durch den Wellenleiter angeregt werden. Da nur geringe Dämpfung auftritt, können sich diese Moden über das gesamte Messobjekt ausbreiten und die HF-Exposition bleibt nicht auf den Messbereich beschränkt. Es ist zu erwarten, dass unter praktischen Bedingungen immer eine Kombination und Überlagerung aus den genannten Transmissionsarten auftritt, deren stärkster Anteil bei gewebeähnlichen Messobjekten jedoch die TEM-Mode darstellt. Die Anregung und Transmission in der TEM-Mode hat den Vorteil, dass sie nicht durch eine untere Grenzfrequenz limitiert ist und dadurch auch im verkleinerten Wellenleitermodell und bei niedrigeren Frequenzen als 297,15 MHz verwendet werden kann. Die magnetische Feldkomponente ist bei TEM zudem vollständig transversal orientiert und damit zur Spinanregung nutzbar, führt jedoch durch ihre zirkuläre Ausrichtung zu einer destruktiven Interferenz entlang der zentralen Achse des Wellenleiters. Dadurch entsteht bei der MRT immer eine **Signalauslöschung** entlang der zentralen Längsachse. Wie in den Simulationen mit dem Humanmodell (Abb. 4.11) und den Messungen mit den anatomischen Objekten (Abb. 4.22 und 4.23) gezeigt wurde, wird diese Signalauslöschung durch die innere Struktur der Messobjekte lediglich verzerrt, tritt jedoch immer auf. Der radiale Signal- bzw. B_1^+ -Abfall von außen nach innen wird durch die Dämpfung im Messobjekt verstärkt und ist daher in dünneren Messobjekten und bei niedrigeren Frequenzen weniger stark ausgeprägt. Dennoch fällt im homogenen Messobjekt die B_1^+ -Amplitude in radialer Richtung monoton ab, sodass nur im Randbereich eine hohe Sendeeffizienz erreicht wird und die B_1^+ -Verteilung in transversalen Schichten stark inhomogen ist. Bei anderen Laufwellen-Konzepten, die Hohlleitermoden in der Magnetbohrung verwenden, tritt zwar keine vollständige Signalauslöschung entlang der zentralen Längsachse auf, die dort im Rumpfbereich eines Humanmodells erreichte B_1^+ -Homogenität ist jedoch vergleichbar mit der der koaxialen Wellenleiteranordnung

[16, 18, 20, 21, 57].

Bei Verwendung des Wellenleiters in Körperspulengröße und $l_z = 50$ cm treten auch **Inhomogenitäten in Wellenleiterrichtung** (\vec{e}_z) auf. Die B_1^+ - und SAR-Verteilungen sind dabei sowohl mit dem zylindrischen Phantom als auch mit dem Humanmodell an den Übergangselementen am stärksten und weisen nahe der Mitte des Messbereiches ein Minimum auf. B_1^+ ist dort um bis zu 70% reduziert und die SAR-Belastung ist um eine Größenordnung geringer. Diese Signalreduktion deutet darauf hin, dass sich durch Reflexionen an den Übergangselementen eine Stehwelle bildet und innerhalb des Messbereiches der durchlaufenden Welle überlagert. Bei niedrigeren Frequenzen, d.h. bei größeren Wellenlängen, oder im verkleinerten Modell mit kürzerer Messbereichslänge tritt dieser Effekt erwartungsgemäß nicht mehr auf. Eine in z-Richtung völlig homogene B_1^+ -Verteilung wird jedoch auch bei Verwendung des verkleinerten Wellenleitermodells nicht erreicht. Mit steigender Messbereichslänge l_z verschiebt sich das auftretende Maximum der B_1^+ -Verteilung weiter zur ausleitenden Seite des Wellenleiters. Der noch ausreichend homogene Bereich, in dem die Sendeeffizienz mehr als 80% des jeweiligen Maximalwertes erreicht, weicht dadurch von der Messbereichslänge l_z ab und ist nicht symmetrisch zum Isozentrum angeordnet. Die mit dem Wellenleitermodell gemessenen B_1^+ -Verteilungen in Wellenleiterrichtung sind in [58] eingehend behandelt worden und ergaben für $l_z = 5, 10, 15, 20$ und 25 cm die Werte 6,3 cm, 6,8 cm, 10,0 cm, 12,2 cm und 8,7 cm als nutzbare Messbereichslängen. Die durch die Simulation errechneten Verteilungen stimmen damit und auch mit den gemessenen Signalkurven gut überein (Abb. 4.18 und 4.21).

In den zur Bildaufnahme verwendeten GRE-Sequenzen mit niedrigem Flipwinkel führen die Inhomogenitäten in der B_1^+ -Verteilung nur zu einer Signalminderung in den schwächer angeregten Bereichen, während der Bildkontrast nur wenig beeinflusst wird. Dadurch konnten auch von den anatomischen Messobjekten (Lachsforelle und menschliches Kniepräparat) MR-Aufnahmen akzeptabler Qualität erstellt werden. Bei anderen MRT-Sequenzen (z.B. Spinecho-Sequenzen) erzeugen starke B_1^+ -Inhomogenitäten jedoch auch einen variierenden Gewebekontrast innerhalb des Bildes, was die Qualität des Bildes erheblich beeinträchtigen kann.

Die **Fokussierung der HF-Exposition** auf den Messbereich wird entscheidet davon beeinflusst, ob die Übergangselemente eng am leitfähigen Teil des Messobjektes anliegen. Wie durch die Simulation (Abb. 4.15) angedeutet und durch die Messungen 4.20 bestätigt wurde, reicht bereits die wenige Millimeter dicke Plexiglaswandung des Phantoms oder die Plastikverpackung des Kniepräparates (Abb. 4.23) aus, um ein unerwünschtes Eindringen der HF-Strahlung in die Innenleiterbereiche zu ermöglichen. Ohne diese Wandung und bei eng anliegenden Übergangselementen, wie es bei der MRT der Lachsforelle der Fall war (Abb. 4.22), ist die HF-Exposition gut auf den Messbereich l_z begrenzt und dringt nur wenige Zentimeter in die außerhalb von l_z gelegenen Bereiche des Messobjektes ein. Bei nicht eng anliegenden Übergangselementen stellt das Messobjekt zusammen mit den Innenleitersegmenten des Wellenleiters eine weitere, kleinere koaxiale Struktur dar, wodurch die HF-Energie über die Länge des Messobjektes in die Innenleitersegmente eindringen kann. Da noch etwa 25% der im Messbereich erzeugten mittleren B_1^+ -Feldstärke in den außen gelegenen Bereichen erzeugt wird, ist das Messobjekt in den MRT-Aufnahmen schwach, aber in seiner vollen Länge sichtbar. Bei Messobjekten, deren Länge den Bereich der Gradientenfelder deutlich übersteigt, kann hierdurch unkodiertes MR-Signal aus diesem Bereich aufgenommen werden, das dann in den Bildern auf das Isozentrum projiziert wird und dort zu Artefakten führt (sog. *third arm artefact*). Die SAR-Verteilung ist jedoch gut auf den Messbereich fokussiert und fällt außerhalb um etwa eine Größenordnung auf ein unbedenkliches Niveau ab. Durch diese zwar unvollständige (bzgl. B_1^+), jedoch deutliche Fokussierung ist die koaxiale Wellenleiter-MRT anderen Laufwellen-MRT-Verfahren dennoch überlegen, da hier gar keine Fokussierung [16, 21] oder nur eine halbseitige Abschirmung auf der antennennahen Seite

des Messobjektes stattfindet [18].

Ein zentrales Kriterium für die Verwendbarkeit der Wellenleiteranordnung ist die erreichbare **Sendeeffizienz** (B_1^+) und die dabei auftretende SAR-Belastung. Mit der Wellenleiteranordnung in Körperspulengröße wurden Maximalwerte von bis zu $15 \mu T/\sqrt{kW}$ und Mittelwerte von $0,5-3 \mu T/\sqrt{kW}$ innerhalb einer transversalen Schicht im Messbereich bzw. etwa $1,0 \mu T/\sqrt{kW}$ über den gesamten Messbereich ermittelt. Im Wellenleitermodell wurden in den Simulationen und Experimenten (einschließlich der Messungen mit dem Kniepräparat) aufgrund des kleineren Messobjektes und der dadurch geringeren Dämpfung in seinem Inneren höhere Mittelwerte im Bereich von $2-6 \mu T/\sqrt{kW}$ erreicht. Diese Werte ermöglichen die Verwendung von GRE-ähnlichen Sequenzen, die nicht auf die Erzeugung großer Flipwinkel angewiesen sind, erfordern für Inversions- oder Sättigungspulse (Spinechosequenzen, Fett-/Wassersignalunterdrückung) jedoch hohe Sendeleistungen oder eine lange Pulsdauer. Eine Volumenspule mit einem ähnlichen Durchmesser wie das Wellenleitermodell (24-Kanal Kopfspule, Anhang A) erreicht Mittelwerte von etwa $10 \mu T/\sqrt{kW}$, was etwa der doppelten Sendeeffizienz entspricht. Volumenspulen einfacherer Bauart (1-Kanal Kopfspule, Anhang A) erreichen jedoch auch nur Effizienzwerte von $5-8 \mu T/\sqrt{kW}$. Die Sendeeffizienz anderer Laufwellenverfahren ist bei $f = 297$ MHz ebenfalls mit der der koaxialen Wellenleiteranordnung vergleichbar und hängt dort ebenfalls von der Größe des verwendeten Messobjektes ab [19–21]. Die in dieser Arbeit ermittelten Maximalwerte sind jedoch bis zu 300% höher als bei den anderen Laufwellenverfahren. Auch durch Verwendung von mehreren Sendekanälen und Überlagerung mehrerer Hohlleitermoden [17] konnte in einem zylindrischen Messobjekt ($\varnothing = 20$ cm) eine Sendeeffizienz von nur $4-5 \mu T/\sqrt{kW}$, jedoch mit verbesserter Homogenität, erreicht werden. Eine (simulierte) resonante Volumenspule in Körperspulengröße [57] erreicht eine im Mittel etwa 50% höhere Sendeeffizienz als die verschiedenen Laufwellenverfahren, hat jedoch eine ähnlich geringe Homogenität im komplexen Messobjekt (Humanmodell). Mit einem pTX-Array aus Oberflächenspulenelementen können auch innerhalb des Körperstammes Sendeeffizienzen von bis zu $10 \mu T/\sqrt{kW}$ erreicht werden [59].

Da die Empfangssensitivität gemäß dem Reziprozitätsprinzip [41] mit der Sendeeffizienz vergleichbar ist, sind die Laufwellenverfahren einschließlich der koaxialen Wellenleitermethode nur bedingt zum Empfang des MR-Signals geeignet und sollten mit lokalen Empfangselementen kombiniert werden.

Die geringe Sendeeffizienz kann natürlich durch Erhöhung der Sendeleistung kompensiert werden, jedoch stellen bei Patientenmessungen die gesetzlichen Grenzwerte bezüglich der **SAR-Belastung** eine Limitation dar. Die mit dem Humanmodell errechneten Teil- und Ganzkörper-SAR-Werte von $1,2$ bzw. $0,55$ W/(kg·kW) erlauben Sendeleistungen von $4-5$ kW. Durch Verwendung von Sequenzen mit einem niedrigeren Puls/Pause-Verhältnis als das hier angenommene ($r = 0,05$) sind auch höhere Sendeleistungen möglich. Die an der Körperoberfläche und insbesondere in den (radial) weiter außen gelegenen Körperregionen (Arme, Schultern) nahe der Übergangselemente auftretenden lokalen SAR-Maximalwerte (für TEM und $f = 297$ MHz: $SAR_{\max} = 84,8$ W/(kg·kW)) übersteigen die gesetzlichen Grenzwerte jedoch bereits bei 1 kW Sendeleistung und würden lange Repetitionszeiten (T_R), also ein niedrigeres Puls-Pause-Verhältnis des HF-Senders, erfordern. Auch wenn der Patient mit den Armen über dem Kopf gelagert wird, sodass sich die Arme bei Untersuchungen des Torso oder des Abdomens nicht mehr im Messbereich befinden, würden unzulässige SAR-Maximalwerte in den Rumpfreionen auftreten, die Kontakt zu den Übergangselementen haben. Eine Möglichkeit, diese lokalen SAR-Maxima zu vermeiden, könnte das sogenannte *Padding* darstellen [60]. In der Hochfeld-MRT werden flexible Gelpäckchen, die mit einem Material hoher Permittivität gefüllt sind, auf das Messobjekt aufgelegt, um die Feldverteilung lokal zu beeinflussen. Das Padding mit sehr hohen Permittivitäten $\epsilon_r \geq 80$, was u.a. mit einer wässrigen Bariumtitanat-Suspension möglich ist, kann so z.B. die B_1^+ -Feldstärke

lokal erhöhen. Das Padding mit Materialien, die eine dem Körpergewebe ähnliche Permittivität aufweisen ($\epsilon_r \approx 45$), dient dazu, Suszeptibilitätssprünge an der Körperoberfläche zu vermeiden oder das Messobjekt elektrisch zu symmetrisieren, um eine bessere Feldverteilung zu erreichen. In der coaxialen Wellenleiteranordnung könnten diese Gelpäckchen zwischen den Übergangselementen und der Körperoberfläche positioniert werden, sodass die SAR-Spitzen innerhalb des Padding-Materials auftreten und keine Gefährdung des Patienten darstellen. Eine genaue Analyse hierzu steht jedoch noch aus. Ein Vergleich der SAR-Verteilung des coaxialen Wellenleiters mit der anderer Laufwellenverfahren ist nicht möglich, da die betreffenden Veröffentlichungen keine quantitativen SAR-Auswertungen enthalten.

Neben der nativen **Transmissionsmode** TEM kann im coaxialen Wellenleiter in Körperspulengröße auch die TE11-Mode verwendet werden. Höhere TE-Moden (z.B. TE21) und TM-Moden sind bereits nicht mehr ausbreitungsfähig und daher nur bedingt nutzbar, da sie im Wellenleiter stark gedämpft werden. Die in den Simulationen untersuchten Moden bleiben auch innerhalb des Messbereiches erhalten und erzeugen im homogenen Messobjekt ein charakteristisches Anregungsmuster (Abb. 4.8). Die Spiegelsymmetrie der TE11-Mode, die zu einer flächenartigen Signalnullstelle durch das Messobjekt führt, konnte durch Überlagerung von zwei phasenversetzten TE11-Moden gebrochen werden, sodass im Zeitmittel wieder eine radialsymmetrische Verteilung entsteht. Hierdurch wurden geringfügig höhere mittlere B_1^+ -Werte und ein höherer Anteil der transversalen Feldkomponenten am Gesamtmagnetfeldvektor erreicht. Auch die vollständige zentrale Signalauslöschung der TEM-Mode tritt bei TE11 bzw. rTE11 nicht auf, jedoch fällt die B_1^+ -Verteilung aufgrund der Dämpfung im Gewebe im Inneren des Messobjektes stark ab und wird im Humanmodell durch die anatomischen Strukturen verzerrt, was ebenfalls zu Signalauslöschungen führt. Die B_1^+ -Verteilung der TE11-Moden ist daher ähnlich der der TEM-Mode und an der Körperoberfläche am stärksten. Die erreichten Sendeeffizienzen sind jedoch bei identischen SAR-Werten etwa 20% geringer als bei TEM. Durch die starke Ähnlichkeit der B_1^+ -Verteilungen von TEM und TE11 eignen sich die Moden auch nicht zur Beschleunigung bei pTX-Verfahren [15]. Die Verwendung von evaneszenten Moden wie der hier untersuchten TE21-Mode ist prinzipiell möglich um weitere Feldverteilungen im Messobjekt zu erzeugen, führt jedoch zu hohen Transmissionsverlusten. Außerdem handelt es sich dabei nicht um ein Laufwellen-, sondern um ein Nahfeldverfahren, da keine Wellenleitung mehr stattfindet. Um die Verluste zu reduzieren, können die evaneszenten Moden erst nahe am Messbereich erzeugt werden [61], wobei jedoch auch die Anschlusselektronik nahe an den Messbereich (und damit in das Grundmagnetfeld) eingebracht werden muss.

Ein bedeutender Vorteil gegenüber den klassischen resonanten Antennenstrukturen und auch anderen Laufwellen-Verfahren ist die **Frequenzunabhängigkeit** des coaxialen Wellenleiters und insbesondere die fehlende Limitierung durch eine minimale Betriebsfrequenz. Der in dieser Arbeit behandelte Frequenzbereich von 29,1 MHz bis 297,15 MHz umfasst genau eine Größenordnung und beinhaltet allen relevanten Larmorfrequenzen bei 7 Tesla, einschließlich der hier nicht explizit behandelten X-Kerne wie ^{17}O oder ^{129}Xe . Die Simulationen haben gezeigt, dass eine Spinanregung mit der TEM-Mode auch bei diesen niedrigeren Frequenzen möglich ist. Die Feldverteilungen weisen dabei stets eine ähnliche Charakteristik auf, jedoch verschwinden die bei 297 MHz auftretenden, durch die kurze Wellenlänge hervorgerufenen Effekte (wie die Stehwellenbildung im Messbereich) bei den niedrigeren Frequenzen. Auch die Eindringtiefe in das Messobjekt ist bei niedrigeren Frequenzen durch die geringere Dämpfung höher und B_1^+ fällt zur Mitte des Phantoms weniger schnell ab. Die Auslöschung entlang der zentralen Längsachse ist jedoch charakteristisch für die TEM-Mode und tritt bei allen getesteten Frequenzen gleichermaßen auf. Dennoch werden die Feldverteilungen (B_1^+ und SAR) mit sinkender Frequenz sowohl in Längs- als auch in radialer Richtung glatter und homogener, wodurch sich die mittlere Anregungseffi-

zienz bei 29,1 MHz im Vergleich zu 297,15 MHz mehr als verdoppelt. Diese Effizienzsteigerung reicht jedoch bei weitem nicht aus, um die geringere Signalsensitivität der X-Kerne gegenüber ^1H auszugleichen, weshalb bei der X-Kern-MRT nach wie vor ein deutlich reduziertes Signal zu erwarten ist und was wiederum die Verwendung von lokalen Empfangselementen erfordert.

Im Experiment konnte der Wellenleiteraufbau bei fünf verschiedenen Frequenzen im genannten Frequenzbereich getestet werden. Obwohl bei niedrigeren Feldstärken (1,5 T und 3 T, $f_L^{1\text{H}} = 63,68/123,35$ MHz) *per se* keine Notwendigkeit besteht, die vorhandenen Körperspulen für ^1H zu ersetzen, wurden auch ^1H -Messungen in diesen Systemen durchgeführt. Da die Funktion des Wellenleiters nicht vom verwendeten Nuklid, sondern nur von der Frequenz abhängt, zeigen diese Messungen, dass der Wellenleiter auch bei niedrigeren Frequenzen verwendet werden kann. Die GRE-Aufnahmen zeigen für die drei Frequenzen eine ähnliche Charakteristik mit der erwarteten Signalauslöschung in der Mitte. Entgegen den Simulationen, die jedoch mit dem Wellenleiteraufbau in Körperspulengröße und einem größeren Zylinderphantom durchgeführt wurden, war der radiale Signalabfall für alle drei Frequenzen fast identisch. Die höchsten SNR-Werte wurden bei 3T erreicht, obwohl die Messung hier mit der niedrigsten Sendespannung durchgeführt wurde. Auch die ^{23}Na -MRT bei 7T (78,6 MHz) zeigt das erwartete TEM-Anregungsmuster. Das empfangene Signal ist jedoch aufgrund der um drei Größenordnungen verminderten MR-Sensitivität von ^{23}Na deutlich geringer, weshalb die Aufnahmen mit reduzierter Auflösung und längerer Messzeit durchgeführt werden mussten. Mit der durch die Anschlusselektronik vorgegebenen maximalen Sendespannung konnten bei ^{23}Na zudem nur kleine Flipwinkel erzeugt werden, sodass eine Berechnung der genauen Sendeeffizienz nicht möglich war.

Das ^{35}Cl -Signal bei 7T (29,1 MHz) war nicht ausreichend, um ein MR-Bild zu erzeugen, sodass lediglich ein Spektrum des Signals aufgenommen werden konnte. Das Experiment zeigt dennoch, dass die Spinanregung und Signalaufnahme bei dieser Frequenz für ^{35}Cl , dessen MR-Sensitivität vier Größenordnungen unter der von ^1H liegt, mit dem koaxialen Wellenleiter prinzipiell möglich ist. Wie Natrium ist auch Chlor entscheidend bei der Bildung und Aufrechterhaltung des Zellmembranpotentials beteiligt. Die ^{35}Cl -MRT könnte daher Einblicke in pathophysiologische Prozesse auf Zellebene geben.

Durch die Frequenzunabhängigkeit des Wellenleiters ist es auch möglich, während eines MRT-Experimentes mehrere Kerne mit verschiedenen Larmorfrequenzen gleichzeitig zu untersuchen, ohne das Messobjekt bzw. den Patienten bewegen zu müssen, um die Sende-/Empfangshardware auszutauschen; die resultierenden Aufnahmen sind dann automatisch koregistriert. Um den Wellenleiter bei verschiedenen Frequenzen zu betreiben sind keine Änderungen an der koaxialen Struktur selbst notwendig. Lediglich die Anschlusselektronik (Anpassnetzwerke und Sende-/Empfangsweichen) ist teilweise frequenzabhängig und muss ausgetauscht werden. Da sich diese Teile jedoch außerhalb des Wellenleiters und in großem Abstand zum Messbereich befinden, ist dies auch innerhalb einer Messreihe problemlos möglich. Durch Verwendung von Multiplexern kann der Austausch der Komponenten vollständig vermieden werden, wie in dieser Arbeit durch Einsatz eines passiven Diplexers für die 7T-Larmorfrequenzen von ^1H und ^{23}Na gezeigt werden konnte. Die Feldverteilung unterschieden sich dabei nicht von denen mit Einzelabstimmung auf die beiden Frequenzen. Die Verluste in den Diplexern führten jedoch zu um 17% reduzierten SNR-Werten und zu einer um 10% verringerten Sendeeffizienz. Eine Erweiterung auf mehr als zwei Frequenzen ist möglich, indem mehrere Filterelemente seriell kombiniert werden, um die jeweiligen Kanäle gegen die übrigen Frequenzen zu sperren. So kann mit zwei Filtern pro Kanal ein Multiplexer für drei Frequenzen aufgebaut werden, mit drei Filtern pro Kanal ein Multiplexer für vier Frequenzen, usw. Passive Multiplexer ermöglichen den simultanen Betrieb bei verschiedenen Frequenzen, führen jedoch unweigerlich zu den genannten Leistungsverlusten in den HF-Filterelementen. Der simultane Betrieb, sofern er vom verwendeten MRT-System un-

terstützt wird (was in dieser Arbeit nicht der Fall war), ermöglicht die direkte Kompensierung von Bewegungen zwischen den ansonsten sequentiell durchgeführten Messungen oder erlaubt Entkopplungs- und Magnetisierungstransferexperimente, bei denen die Sende- und Empfangsfrequenzen unterschiedlich sind. Die im Experiment gemessenen Verluste (1,5 dB) können im Sendebetrieb leicht durch Erhöhung der Sendeleistung ausgeglichen werden, stellen jedoch einen deutlichen Signalverlust im Empfangsfall dar. Eine Alternative zur Reduzierung der Filterverluste sind aktive Multiplexer, die mit PIN-Dioden oder mechanischer Kanalschaltung arbeiten, jedoch keinen simultanen Betrieb bei mehreren Frequenzen zulassen. Durch Kombination des koaxialen Wellenleiters mit lokalen Empfangselementen können die Verluste im passiven Diplexer zumindest im Empfangsfall umgangen werden.

Die Anwendung einer koaxialen Wellenleiteranordnung als Ersatz für die Körperspule in der medizinischen Hochfeld-MRT bringt neben den genannten Limitationen noch verschiedene praktische Schwierigkeiten mit sich. Um den hier vorgestellten Messaufbau zu realisieren, müsste ein Teil des Wellenleiters unter dem Patiententisch verlaufen und die Übergangselemente durch den Tisch hindurch reichen. Da das nur mit einer Neukonstruktion des Patiententisches erreicht werden kann, wird der nachträgliche Einbau einer koaxialen Sendeanlage in bestehende MRT-Systeme hierdurch erheblich erschwert. Weiterhin müssen die Übergangselemente wie in dieser Arbeit aus flexiblem Material gefertigt werden, um Patienten mit unterschiedlichem Körperumfang eng umschließen zu können. Da das Messobjekt praktisch ein Teil des Wellenleiters ist, hängt die Impedanz der Anordnung stark von der Messbereichslänge und ihrer Beladung ab, was es notwendig macht, die Impedanzanpassung vor jeder Messreihe neu abzustimmen. Derartige Nachjustierungen wurden jedoch schon früher bei Volumenspulen eingesetzt und sind automatisiert in wenigen Sekunden möglich.

Schlussfolgernd lässt sich sagen, dass die in dieser Arbeit vorgeschlagene koaxiale Wellenleiteranordnung als Sendevorrichtung für die Hochfeld-MRT verwendet werden kann, jedoch verschiedene Limitationen aufweist und außerdem mit lokalen Empfangselementen kombiniert werden sollte. Die Inhomogenität des Sendefeldes und die erreichbare Sendeeffizienz sind mit denen anderer Laufwellenverfahren und auch simulierten resonanten Volumenspulen (in Körperspulengröße) vergleichbar, für die medizinische MRT des Körperstammes jedoch nur bedingt ausreichend. Da mit der vorgestellten Methode auch in einem radialsymmetrischen Messobjekt weder in radialer noch in Längsrichtung eine ausreichend homogene Spinanregung erzielt werden konnte, stellt auch die koaxiale Wellenleiter-MRT keine Lösung für die Inhomogenitätsprobleme in der Hochfeld-MRT dar. Da die komplexe Anatomie des menschlichen Körpers jedoch auch ein vollständig homogenes Sendefeld stark verzerren und zu einer inhomogenen Anregung im Bild führt, ist eine homogene Spinanregung nur durch Erzeugung eines für jede Messsituation individuellen, inhomogenen Sendefeldes möglich, das die Verzerrungen ausgleicht. Obwohl auch die MRT mit dem koaxialen Wellenleiter und andere Laufwellenverfahren [17, 20] durch Überlagerungen von verschiedenen Transmissionsmoden eine begrenzte Nutzung von pTX-Verfahren zur Formung von definierten inhomogenen Sendefeldern ermöglichen, sind voraussichtlich nur Oberflächenarrays mit mehr als 8 Elementen durch ihre stark disjunkten Sendefelder in der Lage, eine ausreichend homogene Spinanregung im Körperstamm zu erzeugen.

Gegenüber anderen Laufwellenmethoden, die die Hohlleitermoden der Magnetbohrung zur Wellenleitung verwenden, bietet die koaxiale Wellenleiteranordnung verschiedene Vorteile. Zum Einen konnte die HF-Exposition, insbesondere die SAR-Verteilung, auf den definierten Messbereich beschränkt werden. Zum Anderen hebt der koaxiale Wellenleiter die Beschränkungen durch eine minimale Betriebsfrequenz auf, wodurch die MRT bei niedrigeren Frequenzen ($B_0 < 7\text{T}$, X-Kerne) oder in Systemen mit kleinerer Magnetbohrung möglich ist. Dies ist ein entscheidender Vorteil gegenüber anderen Laufwellenmethoden und resonanten Volumen- und Oberflächenpu-

len. Bei Verwendung von passiven Frequenz-Multiplexern ist sogar der simultane Betrieb bei mehreren Frequenzen möglich. Die Methode eignet sich dadurch als Sendespule für Experimente mit mehreren Nukliden, sofern auf eine hohe B_1^+ -Feldhomogenität verzichtet werden kann. So wurde die Methode beispielsweise erfolgreich für die heteronukleare MR-Spektroskopie in einem NMR-Spektrometer mit 9,4 T und einer nur 89 mm weiten Magnetbohrung verwendet [62].

Kapitel 6

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde erstmals eine koaxiale Wellenleiteranordnung zur Hochfrequenzanregung mit laufenden Wellen in der Hochfeld-MRT ($B_0 \geq 7$ Tesla) vorgestellt und untersucht. Die koaxiale Struktur hat einen zylindrischen Querschnitt und einen hohlen Innenleiter, sodass das Messobjekt darin platziert werden kann. Eine Unterbrechung des Innenleiters formt den Messbereich. Das dort erzeugte MR-Signal kann zudem durch den Wellenleiter zurückgeleitet und empfangen werden. Gegenüber anderen Laufwellenverfahren für die Hochfeld-MRT bietet die koaxiale Wellenleiteranordnung den Vorteil, die HF-Exposition des Messobjektes auf den Messbereich fokussieren zu können. Weiterhin ist die Methode durch Verwendung der TEM-Mode, die nur in koaxialen Wellenleitern, jedoch nicht in Hohlleitern auftritt, nicht durch eine untere Grenzfrequenz limitiert und kann somit auch zur X-Kern- und multinuklearen MRT verwendet werden. Zur Evaluierung des neuen Konzeptes wurden numerische Simulationen mit dem FDTD-Verfahren einer solchen Wellenleiteranordnung in der Größe einer MRT-Körperspule durchgeführt, die mit einem zylindrischen Messobjekt oder dem virtuellen Modell eines Menschen beladen war. Ausserdem wurde ein verkleinertes Modell der Wellenleiteranordnung sowohl simuliert als auch konstruiert und in verschiedenen Experimenten untersucht. Die Oberfläche des Messobjektes wurde dabei als zweilagige Schicht aus kleineren Kupferelementen gestaltet, die untereinander eine kapazitive Kopplung bilden. Auf diese Weise wird die Leitung hochfrequenter Ströme ermöglicht, die Ausbildung von Wirbelströmen, die durch die niederfrequenten Gradientensysteme des MRT induziert werden, jedoch vermindert. Die Anschlusselektronik des Wellenleitermodells wurde so gestaltet, dass die frequenzspezifischen Komponenten wie Sende-/Empfangsweichen und Impedanzanpassnetzwerke ausgetauscht werden können. Dadurch konnte das Wellenleitermodell bei fünf verschiedenen Frequenzen betrieben und getestet werden. Durch Verwendung eines passiven Diplexers wurde außerdem der quasi-simultane Betrieb bei den 7T-Larmorfrequenzen von ^1H und ^{23}Na getestet. Auch die Verwendung von höheren Moden (TE11 und TE21) wurde untersucht. Bei den durchgeführten Experimenten wurde das koaxiale Wellenleitermodell sowohl zum Senden der Anregungspulse als auch zum Empfang des MR-Signals verwendet.

Die in den Simulationen errechneten Felddaten und die Messergebnisse, die gut miteinander übereinstimmten, wurden bezüglich der MR-relevanten Feldverteilungen B_1^+ und SAR ausgewertet und miteinander verglichen. Als Messobjekte dienten dabei zylindrische Phantome, sowie eine Lachsforelle und das Präparat eines menschlichen Knies. Die Anatomie der beiden Objekte konnte in akzeptabler Qualität dargestellt werden. Die erreichte mittlere Sendeeffizienz von $0,5\text{-}6 \mu\text{T}/\sqrt{\text{kW}}$ innerhalb einer transversalen Schicht im Messbereich entspricht der der anderen Laufwellenmethoden, ist jedoch für Messsequenzen mit hohen Flipwinkeln unter Umständen zu gering. Auch die Homogenität des B_1^+ -Feldes ist mit den anderen Laufwellenmethoden und auch mit simulierten Volumenspulen in Körperspulengröße vergleichbar, jedoch für die klinische MRT nur bedingt geeignet. Zudem tritt bei Verwendung der koaxialen Grundmode TEM eine Signalauslöschung nahe der zentralen Längsachse auf.

Die aus den Simulationen ermittelten SAR-Mittelwerte liegen innerhalb der gesetzlichen Grenzwerte, jedoch stellen lokale SAR-Maxima, die an den Kontaktstellen zu den Übergangselementen der Wellenleiteranordnung auftreten, noch eine Limitation dar. Durch Reduktion der Sendeleistung, Verlängerung der Repetitionszeiten oder die Verwendung von Padding-Materialien an den betreffenden Kontaktstellen können diese Hotspots jedoch vermieden werden.

Auch der Betrieb der Wellenleiteranordnung mit TE-Moden anstelle der Grundmode TEM wurde untersucht. Durch Verwendung der TE₁₁-Mode kann die zentrale Signalauslöschung vermieden werden, die Homogenität des Sendefeldes und die Sendeeffizienz sind im Mittel dennoch geringer als bei der TEM-Mode.

Ein Vorteil gegenüber anderen Laufwellenmethoden und resonanten Komponenten ist die Frequenzunabhängigkeit der TEM-Mode, wodurch sich der koaxiale Wellenleiter auch zur MRT bei niedrigeren Frequenzen, z.B. mit X-Kernen, eignet. Auch die Verkleinerung des Wellenleiters ist dadurch möglich, ohne seine Funktion zu beeinträchtigen. Auf diese Weise konnten mit dem verkleinerten Wellenleitermodell MR-Experimente bei fünf verschiedenen Frequenzen zwischen 29 MHz und 297 MHz durchgeführt werden, was neben der ¹H-MRT bei 7T, 3T und 1,5T auch ²³Na-MRT-Messungen bei 7T ermöglichte. Aufgrund der geringen MR-Sensitivität des Nuklids konnten keine ³⁵Cl-MRT-Aufnahmen erzeugt werden, die Signalstärke war jedoch für die ³⁵Cl-MR-Spektroskopie bei 7T ausreichend. Durch Verwendung eines passiven Diplexers konnte auch der multinukleare Betrieb des Wellenleiters bei den 7T-Larmorfrequenzen von ¹H und ²³Na (297,15 MHz und 78,6 MHz) gezeigt werden. Dabei treten geringe Verluste ($\leq 1,5$ dB) in den Filterelementen auf, was zu einer Reduktion der Sendeeffizienz und des SNR (durch Signalverluste im Empfangsfall) führt. Im Sendefall können diese Verluste jedoch durch Erhöhung der Sendeleistung kompensiert werden.

Mit den vorgestellten Ergebnissen konnte somit erstmals gezeigt werden, dass eine koaxiale Wellenleiteranordnung als Sendeantenne für die Hochfeld-MRT verwendet werden kann. Die erreichte Sendeeffizienz ist jedoch zurzeit für MR-Verfahren, die HF-Anregungen mit hohen Flipwinkeln erfordern, nicht ausreichend. Auch das Problem der B_1 -Feldinhomogenität in der Hochfeld-MRT konnte durch die koaxiale Wellenleiteranordnung nicht behoben werden. Dennoch löst die Methode verschiedene Probleme der bisherigen Laufwellenverfahren. Unter anderem wird durch die Fokussierung der HF-Wellen auf den Messbereich die globale HF-Exposition des Patienten vermieden, und die Limitierung durch eine untere Grenzfrequenz wird bei Verwendung der TEM-Mode aufgehoben. Aufgrund dieser Frequenzunabhängigkeit, die auch den simultanen Betrieb bei mehreren Frequenzen ermöglicht, bietet sich die koaxiale Wellenleiter-MRT besonders für multinukleare Studien in der Hochfeld-MRT und MR-Spektroskopie an.

Anhang A

7T-MR-System

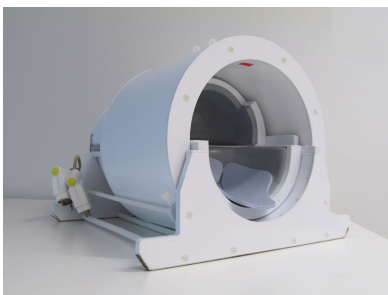
- Hersteller: Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland
- Inbetriebnahme: Juli 2008
- Magnet
 - Supraleitender Solenoid Magnet mit $B_0 = 7$ Tesla (Länge ca. 3 m)
 - Innendurchmesser der Magnetbohrung: 60 cm
 - Gewicht des Magneten inkl. Kühlmittel (Helium): ca. 36 t
- Gradientensystem
 - Max. Feldstärke der x/y/z-Gradienten: 40/40/45 $\frac{mT}{m}$
 - Max. Anstiegsrate (slew rate) der x/y/z-Gradienten: 180/180/220 $\frac{mT}{m \cdot ms}$
 - Max. Bildfeldlänge in z-Richtung (FOV): ≤ 50 cm
- Hochfrequenzsystem
 - Das System ist nicht mit einer Körperspule ausgestattet.
 - 32 Empfangskanäle für die ^1H -MRT
 - 1 Sendekanal zur Hochfrequenzanregung bei der -Frequenz (297 MHz)
 - Maximale Sendeleistung bei ^1H -Frequenz (297 MHz): $P_{\max}^{1\text{H}} = 8$ kW
 - 1 Sendekanal zur Breitbandanregung (X-Kerne, $f_x \leq f_{1\text{H}}$)
 - Maximale Sendeleistung bei X-Kern-Anregung: $P_{\max}^x = 4$ kW
- Computer
 - Betriebssoftware Siemens syngo in Version VB15

Hochfrequenzspulen

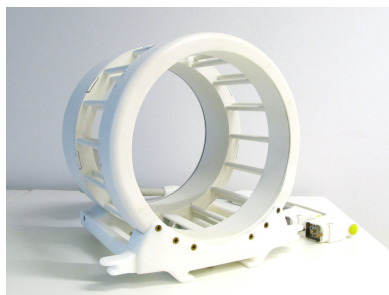
- 24-Kanal Kopfspule
 - Hersteller: Nova Medical, Inc (Wilmington, MA/USA)
 - 24 Empfangselemente und 1 Tx/Rx-Birdcage-Volumenspule
- 1-Kanal Kopfspule
 - Hersteller: Invivo (Gainesville, FL/USA)
 - Einzelne Tx/Rx-Birdcage-Volumenspule
- $^{23}\text{Na}/^1\text{H}$ -Kopfspule
 - Rapid Biomedical GmbH (Rimpar, Deutschland)
 - Kopfspule für ^{23}Na -MRT mit zusätzlicher ^1H -Volumenspule



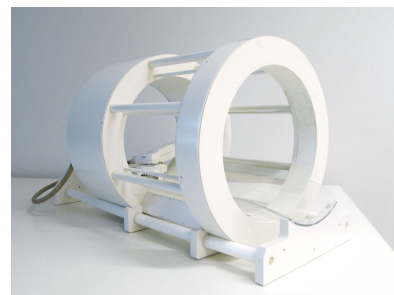
(a)



(b)



(c)



(d)

Abb. A.1: (a) 7T-MRT-System am Deutschen Krebsforschungszentrum Heidelberg. (b) 24-Kanal Kopfspule. (c) 1-Kanal Kopfspule. (d) $^{23}\text{Na}/^1\text{H}$ -Kopfspule.

Anhang B

Veröffentlichungen

Ein Teil der in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse wurde bereits in der Fachliteratur und auf Konferenzen veröffentlicht:

Zeitschriftenbeiträge

Stefan Alt, Marco Müller, Reiner Umathum, Armin Bolz, Peter Bachert, Wolfhard Semmler, and Michael Bock. Coaxial Waveguide MRI. *Magnetic Resonance in Medicine*, 67(4):1173-1182, 2012. ISSN 1522-2594. doi: 10.1002/mrm.23069.

Konferenzbeiträge

S. Alt, M. Müller, R. Umathum, and M. Bock. Targeted Travelling Wave MRI using a coaxial Waveguide. *Proc Intl Soc Magn Reson Med*, 18:3795, 2010.

S. Alt, M. Müller, R. Umathum, and M. Bock. B1 shimming using phase shifts for travelling wave MRI with a coaxial waveguide. *Proc Intl Soc Magn Reson Med*, 19:623, 2011.

S. Alt, M. Müller, A.M. Nagel, F. Meise, R. Umathum, and M. Bock. One coil to light them all: Broadband body coil for multi-frequency Imaging using a coaxial Waveguide. *Proc Intl Soc Magn Reson Med*, 19:1897, 2011.

S. Alt, R. Umathum, W. Semmler, and M. Bock. Multimodal travelling Wave MRI with two coaxial Modules. *Proc Intl Soc Magn Reson Med*, 20:2696, 2012.

M. Müller, S. Alt, R. Umathum, W. Semmler, and M. Bock. Targeted traveling Wave MRI. *Proc Intl Soc Magn Reson Med*, 18:428, 2010.

Anhang C

Literaturverzeichnis

- [1] F. Bloch. Nuclear induction. *Physical Review*, 70(7-8):460+, Oktober 1946. doi: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.70.460>.
- [2] E. M. Purcell, H. C. Torrey, and R. V. Pound. Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid. *Physical Review*, 69(1-2):37+, Januar 1946. doi: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.69.37>.
- [3] P. C. Lauterbur. Image formation by induced local interactions: Examples employing nuclear magnetic resonance. *Nature*, 242(5394):190–191, März 1973. doi: <http://dx.doi.org/10.1038/242190a0>.
- [4] P. Mansfield. Multi-planar image formation using nmr spin echoes. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 10(3):L55–L58, 1977. doi: <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3719/10/3/004>.
- [5] M.R. Prince, T.M. Grist, and J.F. Debatin. *3D contrast MR angiography*. Springer, 1999. ISBN 9783540647584.
- [6] Jens H. Jensen and Joseph A. Helpers. Progress in diffusion-weighted imaging: concepts, techniques and applications to the central nervous system. *NMR in Biomedicine*, 23(7):659–660, 2010. ISSN 1099-1492. doi: 10.1002/nbm.1589.
- [7] M. Bock and F. K. Wacker. Mr-guided intravascular interventions: techniques and applications. *Journal of magnetic resonance imaging : JMRI*, 27(2):326–338, Februar 2008. ISSN 1053-1807. doi: <http://dx.doi.org/10.1002/jmri.21271>.
- [8] Stefan Alt, Ann-Kathrin Homagk, Reiner Umathum, Wolfhard Semmler, and Michael Bock. Active microcoil tracking in the lungs using a semisolid rubber as signal source. *Magnetic Resonance in Medicine*, 64(1):271–279, 2010. ISSN 1522-2594. doi: 10.1002/mrm.22424.
- [9] S Ogawa, D W Tank, R Menon, J M Ellermann, S G Kim, H Merkle, and K Ugurbil. Intrinsic signal changes accompanying sensory stimulation: functional brain mapping with magnetic resonance imaging. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 89(13):5951–5955, 1992.
- [10] J. Pekar, L. Ligeiti, Z. Ruttner, R. C. Lyon, T. M. Sinnwell, P. van Gerderen, D. Fiat, C. T. W. Moonen, and A. C. McLaughlin. In vivo measurement of cerebral oxygen consumption and blood flow using 17o magnetic resonance imaging. *Magnetic Resonance in Medicine*, 21(2):313–319, 1991. ISSN 1522-2594. doi: 10.1002/mrm.1910210217.
- [11] Stefan H. Hoffmann, Paul Begovatz, Armin M. Nagel, Reiner Umathum, Kai Schommer, Peter Bachert, and Michael Bock. A measurement setup for direct 17o mri at 7 t. *Magnetic Resonance in Medicine*, 66(4):1109–1115, 2011. ISSN 1522-2594. doi: 10.1002/mrm.22871.
- [12] Fernando E. Boada, George LaVerde, Charles Jungreis, Edwin Nemoto, Costin Tanase, and Ileana Hancu. Loss of cell ion homeostasis and cell viability in the brain: What sodium mri

- can tell us. *Current Topics in Developmental Biology*, 70:77 – 101, 2005. ISSN 0070-2153. doi: 10.1016/S0070-2153(05)70004-1.
- [13] Armin M. Nagel, Frederik B. Laun, Marc-André Weber, Christian Matthies, Wolfhard Semmler, and Lothar R. Schad. Sodium mri using a density-adapted 3d radial acquisition technique. *Magnetic Resonance in Medicine*, 62(6):1565–1573, 2009. ISSN 1522-2594. doi: 10.1002/mrm.22157.
- [14] Christopher M. Collins, Wanzhan Liu, Weston Schreiber, Qing X. Yang, and Michael B. Smith. Central brightening due to constructive interference with, without, and despite dielectric resonance. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, 21(2):192–196, 2005. ISSN 1522-2586. doi: 10.1002/jmri.20245.
- [15] Ulrich Katscher, Peter Börnert, Christoph Leussler, and Johan S. van den Brink. Transmit sense. *Magnetic Resonance in Medicine*, 49(1):144–150, 2003. ISSN 1522-2594. doi: 10.1002/mrm.10353.
- [16] D. O. Brunner, N. De Zanche, J. Frohlich, J. Paska, and K. P. Pruessmann. Travelling-wave nuclear magnetic resonance. *Nature*, 457(7232):994–8, 2009.
- [17] David O. Brunner, Jan Paska, Juerg Froehlich, and Klaas P. Pruessmann. Traveling-wave rf shimming and parallel mri. *Magnetic Resonance in Medicine*, 66(1):290–300, 2011. ISSN 1522-2594. doi: 10.1002/mrm.22817.
- [18] A. Andreychenko, D.W. Klomp, B. van den Bergen, B.L. van de Bank, H. Kroeze, J.J. Lagendijk, P. Luijten, and C. A. van den Berg. Effective delivery of the traveling wave to distant locations in the body at 7t. *Proc Intl Soc Magn Reson Med*, 17:501, 2009.
- [19] A. Andreychenko, H. Kroeze, D.W. Klomp, J.J. Lagendijk, P. Luijten, and C. A. van den Berg. A novel matching strategy to increase power efficiency of the travelling wave mr imaging. *Proc Intl Soc Magn Reson Med*, 18:3790, 2010.
- [20] A. Andreychenko, H. Kroeze, P. Luijten, J.J. Lagendijk, and C. A. van den Berg. Improved rf control of the travelling wave mr using a multi-mode coaxial waveguide. *Proc Intl Soc Magn Reson Med*, 19:624, 2011.
- [21] G.C. Wiggins, B. Zhang, R. Lattanzi, and D. Sodickson. Mid-bore excitation of traveling waves with an annular ladder resonator for 7t body imaging with reduced sar. *Proc Intl Soc Magn Reson Med*, 18:429, 2010.
- [22] A. Abragam. *The Principles of Nuclear Magnetism (International Series of Monographs on Ph)*. Oxford University Press, reprint edition, Oktober 1983. ISBN 019852014X.
- [23] C. P. Schlichter. *Principles of Magnetic Resonance*. Springer, Heidelberg, 1990.
- [24] Warren S. Warren, Sangdoo Ahn, Marlene Mescher, Michael Garwood, Kamil Ugurbil, Wolfgang Richter, Rahim R. Rizi, Jeff Hopkins, and John S. Leigh. Mr imaging contrast enhancement based on intermolecular zero quantum coherences. *Science*, 281(5374):247–251, 1998. doi: 10.1126/science.281.5374.247.
- [25] E. L. Hahn. Spin echoes. *Physical Review*, 80(4):580+, November 1950. doi: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.80.580>.
- [26] Matt A. Bernstein, Kevin F. King, and Xiaohong J. Zhou. *Handbook of MRI Pulse Sequences*. Academic Press, September 2004. ISBN 0120928612.
- [27] Werner Irnich and Franz Schmitt. Magnetostimulation in mri. *Magnetic Resonance in Medicine*, 33(5):619–623, 1995. ISSN 1522-2594. doi: 10.1002/mrm.1910330506.
- [28] J. Pauly, P. Le Roux, D. Nishimura, and A. Macovski. Parameter relations for the shinnar-

- le roux selective excitation pulse design algorithm [nmr imaging]. *Medical Imaging, IEEE Transactions on*, 10(1):53–65, mar 1991. ISSN 0278-0062. doi: 10.1109/42.75611.
- [29] H. Nyquist. Certain topics in telegraph transmission theory. *American Institute of Electrical Engineers, Transactions of the*, 47(2):617–644, april 1928. ISSN 0096-3860. doi: 10.1109/T-AIEE.1928.5055024.
- [30] A. Haase, J. Frahm, D. Matthaei, W. Hanicke, and K. Merboldt. Flash imaging: rapid nmr imaging using low flip-angle pulses. *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, 67(2):258–266, April 1986. ISSN 00222364. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0022-2364\(86\)90433-6](http://dx.doi.org/10.1016/0022-2364(86)90433-6).
- [31] S. Chung, D. Kim, E. Breton, and L. Axel. Rapid b1+ mapping using a preconditioning rf pulse with turboflash readout. *Magn Reson Med*, 64(2):439–46, 2010.
- [32] IEC. Medical electrical equipment - part 2-33: Particular requirements for the safety of magnetic resonance equipment for medical diagnosis, 2002.
- [33] Kane Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 14(3):302–307, may 1966. ISSN 0018-926X. doi: 10.1109/TAP.1966.1138693.
- [34] A.C. Polycarpou. *Introduction to the Finite Element Method in Electromagnetics*. Synthesis Lectures on Computational Electromagnetics. Morgan & Claypool Publishers, 2006. ISBN 9781598290462.
- [35] R.F. Harrington. *Field Computation by Moment Methods*. IEEE/OUP Series on Electromagnetic Wave Theory. Oxford University Press, USA, 1993. ISBN 9780198592174.
- [36] A. Taflove and S.C. Hagness. *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method*. Artech House antennas and propagation library. Artech House, 2005. ISBN 9781580538329.
- [37] Schmid & Partner Engineering AG. *SEMCAD X Reference Manual*. Zürich, Schweiz, Mai 2011.
- [38] R. Courant, K. Friedrichs, and H. Lewy. Über die partiellen differenzgleichungen der mathematischen physik. *Mathematische Annalen*, 100:32–74, 1928. ISSN 0025-5831.
- [39] Jean-Pierre and Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics*, 114(2):185 – 200, 1994. ISSN 0021-9991. doi: 10.1006/jcph.1994.1159.
- [40] Joel Mispelter, Mihaela Lupu, and André Briguët. *NMR Probeheads for Biophysical and Biomedical Experiments*. Imperial Collage Press, 2006. ISBN 1-86094-637-2.
- [41] Tamer S. Ibrahim. Analytical approach to the mr signal. *Magnetic Resonance in Medicine*, 54(3):677–682, 2005. ISSN 1522-2594. doi: 10.1002/mrm.20600.
- [42] H.H. Meinke and F.W. Gundlach. *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. Springer, 1956.
- [43] J.D. Jackson and K. Müller. *Klassische Elektrodynamik*. Gruyter, Walter de GmbH, 2002. ISBN 9783110165029.
- [44] C. Bowick, J. Blyler, and C. Ajluni. *RF circuit design*. Electronics & Electrical. Elsevier Science & Technology, 2007. ISBN 9780750685184.
- [45] C. Gabriel, S. Gabriel, and E. Corthout. The dielectric properties of biological tissues: I. literature survey. *Phys Med Biol*, 41(11):2231–49, 1996.
- [46] IEEE. Recommended practice for measurements and computations of radio frequency electromagnetic fields with respect to human exposure to such fields, 100 khz-300 ghz. *IEEE Std C95.3-2002 (Revision of IEEE Std C95.3-1991)*, 28:i–126, 2002. doi: 10.1109/IE-

EESTD.2002.94226.

- [47] A. Christ, W. Kainz, E. G. Hahn, K. Honegger, M. Zefferer, E. Neufeld, W. Rascher, R. Jan-
ka, W. Bautz, J. Chen, B. Kiefer, P. Schmitt, H. P. Hollenbach, J. Shen, M. Oberle, D. Sz-
czerba, A. Kam, J. W. Guag, and N. Kuster. The virtual family–development of surface-
based anatomical models of two adults and two children for dosimetric simulations. *Phys
Med Biol*, 55(2):N23–38, 2009. [http://www.itis.ethz.ch/services/anatomical-models/
virtual-
population/](http://www.itis.ethz.ch/services/anatomical-models/virtual-
population/).
- [48] S. Gabriel, R. W. Lau, and C. Gabriel. The dielectric properties of biological tissues: Iii.
parametric models for the dielectric spectrum of tissues. *Phys Med Biol*, 41(11):2271–93,
1996.
- [49] S. Gabriel, R. W. Lau, and C. Gabriel. The dielectric properties of biological tissues: Ii.
measurements in the frequency range 10 hz to 20 ghz. *Phys Med Biol*, 41(11):2251–69, 1996.
- [50] Arthur von Hippel, editor. *Dielectric Materials and Applications*. Artech House, 1995.
- [51] CENELEC. Basic standard for the measurement of specific absorption rate related to human
exposure to electromagnetic fields from mobile phones (300 mhz - 3 ghz), prEN 50361, 2000.
- [52] M. Bock, J. Schulz, S. Ueltzhoeffer, F. Giesel, M. Voth, and M. Essig. Intravascular contrast
agent t1 shortening: fast t1 relaxometry in a carotid volunteer study. *MAGMA*, 21(5):363–8,
2008.
- [53] S. Meiboom and D. Gill. Modified spin echo method for measuring nuclear relaxation
times. *Review of Scientific Instruments*, 29(8):688 –691, aug 1958. ISSN 0034-6748. doi:
10.1063/1.1716296.
- [54] Donald W. Marquardt. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters.
Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics, 11(2):431–441, 1963. doi:
<http://dx.doi.org/10.2307/2098941>.
- [55] P. Wright, O. Mougin, J. Totman, A. Peters, M. Brookes, R. Coxon, P. Morris, M. Clemence,
S. Francis, R. Bowtell, and P. Gowland. Water proton t_1 measurements in brain tissue at 7,
3, and 1.5t using ir-epi, ir-tse, and mprage: results and optimization. *Magnetic Resonance
Materials in Physics, Biology and Medicine*, 21:121–130, 2008. ISSN 0968-5243.
- [56] Christopher M. Collins. Numerical field calculations considering the human subject for
engineering and safety assurance in mri. *NMR in Biomedicine*, 22(9):919–926, 2009. ISSN
1099-1492. doi: 10.1002/nbm.1251.
- [57] Bei Zhang, Daniel K. Sodickson, Riccardo Lattanzi, Qi Duan, Bernd Stoeckel, and Gra-
ham C. Wiggins. Whole body traveling wave magnetic resonance imaging at high field
strength: Homogeneity, efficiency, and energy deposition as compared with traditional exci-
tation mechanisms. *Magnetic Resonance in Medicine*, 67(4):1183–1193, 2012. ISSN 1522-
2594. doi: 10.1002/mrm.23107.
- [58] Stefan Alt, Marco Müller, Reiner Umathum, Armin Bolz, Peter Bachert, Wolfhard Semmler,
and Michael Bock. Coaxial waveguide mri. *Magnetic Resonance in Medicine*, 67(4):1173–
1182, 2012. ISSN 1522-2594. doi: 10.1002/mrm.23069.
- [59] C. J. Snyder, L. DelaBarre, S. Moeller, J. Tian, C. Akgun, P.-F. Van de Moortele, P. J.
Bolan, K. Ugurbil, J. T. Vaughan, and G. J. Metzger. Comparison between eight- and
sixteen-channel tem transeive arrays for body imaging at 7 t. *Magnetic Resonance in
Medicine*, 67(4):954–964, 2012. ISSN 1522-2594. doi: 10.1002/mrm.23070.
- [60] W. M. Teeuwisse, W. M. Brink, K. N. Haines, and A. G. Webb. Simulations of high
permittivity materials for 7 t neuroimaging and evaluation of a new barium titanate-based

- dielectric. *Magnetic Resonance in Medicine*, 67(4):912–918, 2012. ISSN 1522-2594. doi: 10.1002/mrm.24176. URL <http://dx.doi.org/10.1002/mrm.24176>.
- [61] S. Alt, R. Umathum, W. Semmler, and M. Bock. Multimodal travelling wave mri with two coaxial modules. *Proc Intl Soc Magn Reson Med*, 20:2696, 2012.
- [62] Joel A. Tang, Graham C. Wiggins, Daniel K. Sodickson, and Alexej Jerschow. Cutoff-free traveling wave nmr. *Concepts in Magnetic Resonance Part A*, 38A(5):253–267, 2011. ISSN 1552-5023. doi: 10.1002/cmr.a.20226.

Anhang D

Danksagung

Als erstes möchte mich bei Prof. Michael Bock bedanken, der mich während der letzten Jahre immer hervorragend betreut und motiviert hat, und auf den ich mich auch nach seinem Ruf nach Freiburg immer verlassen konnte.

Ein besonderer Dank gilt Prof. Peter Bachert, der mich nun auch bei meiner Promotion ein weiteres Mal gegenüber der Fakultät vertreten hat.

Vielen Dank auch an Prof. Dirk Dubbers, der kurzfristig bereit war, das Zweitgutachten meiner Dissertation zu übernehmen.

Ebenfalls bedanken möchte ich mich Prof. Wolfhard Semmler, der es mir ermöglicht hat, meine Diplomarbeit und die Promotion in seiner Abteilung durchzuführen und meine Projekte auf Tagungen und Konferenzen dem Fachpublikum vorzustellen.

Ein herzlicher Dank gilt auch meinem Projektpartner Marco Müller für die gute Zusammenarbeit bei der Konstruktion des Wellenleitermodells und den Messungen.

Wie kann man ein solches Projekt ohne die Menschen um einen herum bewerkstelligen? Ich kann es mir nicht vorstellen - und daher geht ein ganz besonders dickes und herzliches Dankeschön an meine Freunde und Kollegen aus den MRT-Arbeitsgruppen am DKFZ, die mich durch fachlichen Rat und die nötige Abwechslung abseits der Physik immer über Wasser gehalten haben. Danke an Ann-Kathrin Homagk, für Spieleabende, Geocaches am Nachmittag und Eichbaum-Limonade; Christine Gnahn, für schwäbische Kochabende und gute Laune im Büro; Armin Nagel, weil man ihn jederzeit mit allen Problemen behelligen darf (sofern er nicht gerade Hunger hat); Jens Gröbner, für Bundesliganachmittage im Zeughaus und Fifa-Abende im Institut; Matlab-Magier Moritz Berger, für immer neue absurde Ideen und Gedanken; „Clusterbruder“ Mathies Breithaupt, für unendliche Bestellgeschichten und häufige Netzwerkbelastungstests zum Stressabbau; Reiner Umathum und Florian Meise, für ihre Hilfe in allen HF-Fragen und Problemen, und ihre meist völlig gegensätzlichen Lösungen; Barbara Dillenberger und Christian Kindtner, ohne die die 7T-Gruppe im Chaos versinken würde und die stets anpacken, wo es etwas zu erledigen gibt; Alexander Brunner, Stefan Hoffmann, Fred Laun, Andy Wetcherek, Moritz Krafft und den anderen Montagskickern für ihre Geduld mit mir beim Fußballspielen; Antonia, Waylin, Lator, Andrew, Jondal und Mitra für die spannenden Abende auf Midgard; allen diesen und natürlich auch allen anderen aktuellen und ehemaligen Kollegen (Jaane, Nadia, Florian, Matthias, Koko, Axel, Felix, Patrick...) für all die Grillabende, die Lachsfrühstücke, das Schrottwichteln, die Girlsdays, die Doktorhutbastelprojekte und alles, was mir gerade nicht mehr einfällt. Es war eine tolle Zeit mit Euch!

Auch meinen Freunden in Heidelberg und in der Heimat möchte ich danken, die mich in den letzten Jahren zwar immer seltener gesehen, aber nie vergessen haben - Danke Sascha, Jessi, Brolli, Ali, Tux, Niels, Phia, Benny, Michi, Tuffi, Präsi, Lisa, Jojo, Birte, Carina, Anja, Cerstin, Freyja, Anniko, Benjamin, Claudia, Berengar, Nina, Alex, Taucher vom DUC Dossenheim und vielen vielen mehr! Auch erwähnt seien die Adler von Eintracht Frankfurt, die soeben, während ich diese Zeilen schreibe, die Rückkehr in die erste Fußball-Bundesliga geschafft haben. Nie wieder zweite Liga!

Und zu guter Letzt möchte ich mich noch bei meiner Familie bedanken, die mich auf meinem Weg hierher immer unterstützt und ermutigt hat, und die immer Verständnis hatte, wenn meine Zeit knapp bemessen war. Ohne diesen Rückhalt wäre ich bestimmt nicht so weit gekommen.

Anhang E

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 1. Mai 2012

.....
Stefan Alt