

**Optimierung der Anwendung von 7 Tesla Ultrahochfeld Magnetresonanztomographie
HF-Spulen durch EM-Feldsimulation**

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften der
Abteilung Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Johannes Mallow
aus
Brandenburg an der Havel

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Klaus Solbach
 2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Dr. med. Johannes Bernarding
- Tag der mündlichen Prüfung: 06.10.2016

Kurzfassung

Die Magnetresonanztomographie (MRT) erfordert ein komplexes Zusammenspiel verschiedener Komponenten, deren Optimierung sich gegenseitig beeinflusst. Dabei spielen traditionelle Konzepte, wie Oberflächenspulen und Volumenspulen, als auch neuere Ansätze, wie Phased-Array-Spulen, mit 8-32 Elementen eine wichtige Rolle.

Zu Beginn des vorgestellten Promotionsprojektes waren nur wenige kommerzielle MRT-Spulen für den Ultrahochfeld (UHF) Bereich verfügbar, sodass ein wichtiges Gesamtziel innerhalb der Arbeitsgruppe in der Entwicklung von UHF Multielemente-Spulen bestand. Es zeigte sich schnell, dass die Vorgehensweise bei der Optimierung der MRT-Spulen über Versuch und Irrtum mühsam, langwierig und fehlerbehaftet war. Daher sollte der Aspekt der computergestützten elektromagnetischen Feldsimulation (EM-Feldsimulation) von MRT-Spulen realisiert werden. Mithilfe von Simulationssoftware kann die Verteilung der elektromagnetischen Felder simuliert und als Grundlage zur Optimierung der Spulenarchitektur genutzt werden. Dabei ist der Einfluss verschiedener Simulationsparameter auf einige wichtige Performance-Kriterien von MRT-Spulen, wie eine möglichst homogene Feldverteilung, eine hohe Güte und ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis (*SNR*) von Bedeutung. Für die Simulation im UHF-Bereich ist außerdem die Integration von Körpermodellen als Last erforderlich, da die Verkürzung der Wellenlänge innerhalb des Objektes zu inhomogenen Feldverteilungen führt. Die Körpermodelle ermöglichen zudem die Berechnung der spezifischen Absorptionsrate (*SAR*).

Für einen gezielten Einsatz von EM-Feldsimulationssoftware ist ein grundlegendes Verständnis der Feldtheorie und der numerischen Feldsimulation von Bedeutung. Diese Grundlagen werden zu Beginn der vorliegenden Arbeit dargestellt. Die Genauigkeit der EM-Feldsimulation hängt von verschiedenen Parametern ab, die im weiteren Verlauf der Arbeit genauer untersucht und optimiert werden. Entscheidend sind u. a. die Auflösung des zu simulierenden Bereiches, die Modellierung der MRT-Spulen und ihrer Umgebung sowie die Auflösung der Körpermodelle und die zugehörigen Materialparameter. Außerdem sollte eine EM-Feldsimulation in einem angemessenen Zeitrahmen durchgeführt werden können. Daher wurde untersucht, wie diese möglichst zeiteffizient umgesetzt werden kann und welche Restriktionen bei der Genauigkeit der Ergebnisse hingenommen werden müssen. Weiterhin ist eine Prozedur erforderlich, wie die Simulation experimentell validiert werden kann. Dies ergibt eine komplexe Vorgehensweise bei der Erstellung und Durchführung einer EM-Simulation im UHF-MRT-Bereich. Auf Basis der durchgeführten Arbeiten wird ein Workflow vorgestellt. Dieser wird als adaptiver 3D Co-Simulationsprozess bezeichnet und beschreibt die systematische Entwicklung und Evaluierung von MRT-Spulen mithilfe von EM-Feldsimulationssoftware sowie deren Einsatz für umfangreiche Simulationsstudien. Im Anschluss wird der entwickelte Workflow für die Durchführung einer komplexen *SAR*-Studie eingesetzt. Der vorgestellte optimierte Workflow soll zur Entwicklung zukünftiger Standards bei der Anwendung von EM-Feldsimulation im Bereich der UHF-MRT beitragen.

Abstract

Magnetic resonance imaging (MRI) requires a complex interaction of various components, their optimization influences each other. Therefore traditional concepts, such as surface coils and volume coils, as well as more recent approaches such as phased array coils with 8-32 elements play an important role.

At the beginning of the presented project only few commercial MRI radio frequency (RF) coils were available at ultra-high field (UHF). An important overall objective within the working group was the development of UHF multi element coils. It quickly became apparent that the process to the MRI RF coil optimization through trial and error was laborious, protracted and error prone.

Therefore, the aspect of the computer-assisted electromagnetic field simulation (EM field simulation) of MRI RF coils should be realized. By using simulation software the distribution of the electromagnetic fields can be simulated, which serves as a basis for optimization of the RF coil architecture. The influence of different simulation parameters on some important performance criteria of MRI coils is of importance, such as a homogeneous field distribution, a high quality and a high signal-to-noise ratio (*SNR*). The integration of human body models as load is required for simulation at UHF MRI, since the shortening of the wavelength leads to inhomogeneous field distributions within the object. The body models enable the calculation of the specific absorption rate (*SAR*).

A basic understanding of field theory and numerical simulation is significant for a focused application of EM field simulation software. These principles will be presented at the beginning of the present work. The accuracy of the EM field simulation depends on various parameters, which are precisely examined and optimized in the progress of the work. Crucial are the resolution of the simulated area, the modeling of MRI RF coils and their surroundings as well as the resolution of the body models and related material parameters. Furthermore, an EM field simulation should be performed in a reasonable time frame. Thus, it was examined how this can be realized time-efficiently and what restrictions in accuracy of results have to be accepted. Furthermore a procedure is needed that validates the simulation experimentally. This leads into a complex procedure for the preparation and implementation of an EM simulation at UHF MRI. Based on the results of this work a workflow will be presented. It will be designated as adaptive 3D co-simulation process and describes the systematic development and evaluation of MRI RF coils using EM field simulation software and its use for extensive simulation studies. Following the developed workflow is used for performing a complex *SAR* study. The presented optimized workflow should contribute to the development of future standards for the application of EM field simulation at UHF MRI.

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Professor Dr. rer. nat. Dr. med. Johannes Bernarding, der mich während der Zeit der Promotion und auch darüber hinaus stets unterstützt hat. Herrn Professor Dr.-Ing. Klaus Solbach möchte ich für die gute Zusammenarbeit danken, welche diese Dissertationsschrift überhaupt erst ermöglicht hat. Weiterhin danke ich meinem Freund und Kollegen Dr.-Ing. Tim Herrmann für die vielen produktiven und kreativen Gespräche und die Unterstützung bei gemeinsamen Reisen im Rahmen unserer wissenschaftlichen Tätigkeit. Ich bedanke mich bei Herrn Dr.-Ing. Andreas Bitz und Herrn Dr. Tilmann Wittig, die mich bei vielen Fragen im Bereich der EM-Feldsimulation beraten und unterstützt haben. Weiterhin bin ich Herrn Dr. rer. nat. André Brechmann dankbar, der mir während einer gemeinsamen Veröffentlichung einen inspirierenden Einblick in den neurowissenschaftlichen Bereich ermöglichte. Auch meinen Kollegen am Institut für Biometrie und Medizininformatik möchte ich für die Hilfe bei fachübergreifenden Fragen und den wissenschaftlichen Diskussionen danken. Abschließend bin ich sehr froh, meinen Freunden und meiner Familie Dank aussprechen zu können, weil sie mich in schwierigen Zeiten stets unterstützt haben und ich immer bei ihnen Ruhe finden und Kraft schöpfen konnte.

Abkürzungsverzeichnis

CAD	Computer Aided Design
CSF	Cerebrospinalflüssigkeit
EM	elektromagnetisch
FD	Frequency Domain
FDTD	Finite-difference time-domain
FIT	Finite Integration Technique
fMRT	funktionelle Magnetresonanztomographie
FoV	Field of View
HBC	Hybrid-Birdcage-Spule bzw. Bandpass-Birdcage-Spule
HF	Hochfrequenz
Hotspot	lokale Konzentration von SAR innerhalb des Gewebes
in vivo	Untersuchungen, die am lebenden Organismus ablaufen
MR	Magnetresonanz
MRT	Magnetresonanztomographie
MW	Mittelwert
Rx	Empfangen (Receive)
SAR	Spezifische Absorptionsrate (Specific Absorption Rate)
SD	Standardabweichung
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis (Signal Noise Ratio)
TD	Time-Domain
TE	Echozeit (Time of Echo)
TR	Wiederholungszeit (Time of Repetition)
Tx	Senden (Transmit)
Tx/Rx	Senden/Empfangen (Transmit/Receive)
UHF	Ultrahochfeld
Voxel	Volumetric pixel

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung.....	II
Abstract.....	III
Danksagung.....	IV
Abkürzungsverzeichnis.....	V
Inhaltsverzeichnis.....	VI
Abbildungsverzeichnis.....	VIII
1 Einleitung.....	1
1.1 MRT-Spulen und EM-Feldsimulation.....	1
1.2 Zielsetzung der Arbeit.....	3
2 Physikalische Grundlagen.....	5
2.1 MR Grundlagen.....	5
2.1.1 Aufbau und Eigenschaften des Atoms.....	5
2.1.2 Nettomagnetisierung einer Probe.....	6
2.1.3 Spinpräzession.....	7
2.1.4 Resonanzanregung.....	8
2.1.5 Relaxation und Blochgleichungen.....	9
2.1.6 B_1 -Feld.....	11
2.2 Feldtheorie.....	13
2.2.1 Maxwell-Gleichungen.....	13
2.2.2 Wellenausbreitung.....	14
2.2.3 S-Parameter.....	16
2.3 MRT-Spulen.....	17
2.3.1 Oberflächenspulen und Phased-Array-Spulen.....	18
2.3.2 Birdcage-Spule.....	19
2.3.3 Anpassnetzwerke.....	23
2.4 SAR.....	24
3 Grundlagen der EM-Feldsimulation.....	27
3.1 Yee-Zelle.....	27
3.2 Diskretisierungsverfahren.....	29
3.2.1 FDTD.....	29
3.2.2 FIT.....	31
3.2.3 Zeitbereich und Frequenzbereich.....	35
3.3 Gitternetze.....	36
3.4 Konzentrierte Bauelemente und Ports.....	37
3.5 Co-Simulation.....	37
3.6 Körpermodelle.....	38
3.7 SAR-Simulation.....	40
3.8 Rechnerarchitekturen.....	41
4 Entwicklung des Simulationsprozesses für MRT-Spulen.....	43
4.1 Motivation.....	43
4.2 Zielparameter.....	45
4.2.1 S-Parameter.....	45

4.2.2 B_1^+ -Feld.....	45
4.2.3 k-Faktor.....	46
4.3 Untersuchung einiger Parameter der EM-Feldsimulation für MRT.....	47
4.3.1 Zielstellung.....	47
4.3.2 Anwendung der Co-Simulation.....	48
4.3.3 Modellierung des MRT-Systems.....	50
4.3.4 Generierung des Gitternetzes.....	52
4.3.5 Konvergenzkriterium für MRT-Simulation.....	59
4.3.6 Kriterien für den Einsatz von Voxelmodellen in der EM-Simulation.....	61
4.3.7 Berechnung im Zeitbereich.....	64
4.4 Adaptiver 3D Co-Simulationsprozess.....	64
4.4.1 Design und Simulation der MRT-Spule.....	64
4.4.2 Beschleunigung des Simulationsprozesses.....	68
4.4.3 Parameter-Sweep.....	71
4.4.4 Vergleich mit der Messung.....	72
4.4.5 Hardwarespezifikation.....	73
4.5 Gesamtschema des Simulationsprozesses.....	75
5 Validierung des Simulationsprozesses durch SAR-Studie.....	77
5.1 Modell und Simulation einer Bandpass-Birdcage-Kopfspule.....	77
5.2 SAR Berechnung für Positionsvariation der Voxelmodell.....	80
5.2.1 Einführung.....	80
5.2.2 Methode.....	80
5.2.3 Ergebnisse der SAR-Simulationsstudie.....	82
5.2.4 Zusammenfassung und Diskussion.....	93
5.3 Diskussion des adaptiven 3D Co-Simulationsprozesses.....	98
5.3.1 Gitter.....	98
5.3.2 Beschleunigung des A3DCoS.....	99
5.3.3 Validierung der Feldsimulation.....	101
5.3.4 Anwendbarkeit des A3DCoS für MRT-Spulen.....	102
5.3.5 Weitere Modifikation der Voxelmodelle.....	102
5.3.6 Umsetzung des Prozesses mit anderer Feldsimulationssoftware.....	103
5.3.7 Hardware und Rechnerarchitektur.....	104
6 Zusammenfassung und Ausblick.....	105
6.1 Zusammenfassung.....	105
6.2 Ausblick.....	106
Literaturverzeichnis.....	108
Anhang:.....	115

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1:	Schematische Darstellung der Präzessionsbewegung des einzelnen magnetischen Moments um das äußere Magnetfeld [Levitt 2008, Kap. 2.4].	8
Abbildung 2.2:	Prinzip einer Zweitor-Schaltung.	16
Abbildung 2.3:	CAD-Modell eines Ganzkörperresonators im Birdcage-Spulen-Design Körpermodell	18
Abbildung 2.4:	CAD Modell zweier Oberflächenspulen als Phased-Array-Architektur	18
Abbildung 2.5:	Ideale Stromverteilung für einen Zylinder:	20
Abbildung 2.6:	Tiefpassspule (links), Hochpassspule (Mitte), Bandpass bzw. Hybridspule (rechts). Vgl. [Lupu 2006, Kap. 8.2.4.2].	21
Abbildung 2.7:	Das symmetrische Vorwärts L-Anpassnetzwerk. vgl. [Lupu 2006, Kap. 8.2.4.2].	24
Abbildung 3.1:	Darstellung des Yee-Zellenschemas [Yee 1966].	28
Abbildung 3.2:	Das duale Gitter nach Weiland [Weiland 1996], e und h sind als elektrische bzw. magnetische Kantenspannungen definiert.	32
Abbildung 3.3:	Prinzip der Ersatzstromquelle aus Sicht der Schaltungssimulation	38
Abbildung 4.1:	Oberflächenspule mit Anpassnetzwerk (rot gestrichelte Umrandung) im 3D-Modell bzw. ohne Co-Simulation, Details s. Text.	49
Abbildung 4.2:	Oberflächenspule mit Anpassnetzwerk innerhalb der Co-Simulation:	50
Abbildung 4.3:	Simulation der Kopf-Volumenspule inkl. Voxelmmodell Duke:	51
Abbildung 4.4:	Erstellung eines manuellen Gitters:	54
Abbildung 4.5:	Gitter: ohne Vakuum-Block (links), mit Vakuum-Block (rechts)	55
Abbildung 4.6:	S-Parametervergleich manuelles Gitter:	55
Abbildung 4.7:	Schematische Darstellung der Einteilung der Ports (farbig) in Gruppen nach ihrer relativen Lage zu den Hauptachsen: Links: Zwei Gruppen; Rechts: Drei Gruppen, für Details s. Text.	56
Abbildung 4.8:	Fehlerverlauf zum Endwert für Gitterauflösung einer Oberflächenspule:	57
Abbildung 4.9:	Fehlerverlauf zum Endwert für Gitterauflösung einer Volumenspule:	58
Abbildung 4.10:	Fehlerverlauf des Energieabklinglevels für ein Wasserphantom	60
Abbildung 4.11:	Energieabklinglevel Fehlerverlauf für das Voxelmmodell „Duke“	60
Abbildung 4.12:	Energieabklinglevel Fehlerverlauf für das Voxelmmodell „Thelonious“	61
Abbildung 4.13:	Positionierung des Voxelmodells oberhalb des Thalamus für eine einheitliche Zentrierung des Gehirns.	63
Abbildung 4.14:	B_1^+ -Feld- und SAR-Verteilung im Voxelmmodell „Duke“:	66
Abbildung 4.15:	Schematische Darstellung der Mehrkanal-Aufspaltung mit Einzelkanalanregung.	69
Abbildung 4.16:	Simulation A: Anregung mit Bandbreite 0-600 MHz (oben), Simulation B: Anregung mit eingeschränkter Bandbreite 275-325 MHz (unten)	70
Abbildung 4.17:	Vergleich der Gaußimpulsanregung:	71
Abbildung 4.18:	Anwendung des adaptiven 3D Co-Simulationsprozesses (A3DCoS) für die Simulation von MRT-Spulen	75
Abbildung 5.1:	32-Kanal Kopfspule (Nova Medical):	78
Abbildung 5.2:	Simulierte S-Parameter für die modellierte Bandpass-Birdcage-Sendespule im Leerlauf (orange/rot = Reflexion, blau/grün = Transmission), die Legende zeigt die Werte der S-Parameter bei 297,2 MHz.	79
Abbildung 5.3:	Vergleich zwischen Simulation und Messung:	79
Abbildung 5.4:	Positionierung des Kopfes vom Voxelmmodell:	82
Abbildung 5.5:	SAR-Hotspots für das Voxelmmodell „Duke“ (x,y,z [mm]):	84
Abbildung 5.6:	SAR-Hotspots für Voxelmmodell „Ella“ (x,y,z [mm]):	87
Abbildung 5.7:	SAR-Hotspots für Voxelmmodell „Thelonious“ (x,y,z [mm]):	89
Abbildung 5.8:	SAR-Hotspots für das Voxelmmodell „Billie“ (x,y,z [mm]):	92
Abbildung 5.9:	Anatomische Ansicht der SAR-Hotspots (x,y,z [mm]):	94
Abbildung 5.10:	Anatomische Ansicht der SAR-Hotspots für Voxelmmodell „Thelonious“ (x,y,z [mm]):	95

1 Einleitung

1.1 MRT-Spulen und EM-Feldsimulation

Die Magnetresonanztomographie (MRT) hat sich in den letzten 30 Jahren als ein sehr wichtiges Verfahren der medizinischen Bildgebung etabliert. Im Bereich der nicht-invasiven Bildgebung ermöglicht sie einen umfassenden Einblick in den menschlichen Körper, insbesondere bei der Darstellung von Weichteilen bzw. Körpergewebe. Durch eine Vielzahl von technischen Weiterentwicklungen ist es mit MRT-Systemen außerdem möglich, funktionelle Prozesse des menschlichen Gehirns zu erfassen. Die sogenannte funktionelle Magnetresonanztomographie bzw. functional Magnetic Resonance Imaging (fMRI) [Ogawa 1990] ist eine der wichtigsten Untersuchungsmethoden der modernen Neurowissenschaften. Mit ihrer Hilfe ist es möglich, indirekt eine Aktivierung von Hirnarealen zu visualisieren, und somit die Funktionsweise des menschlichen Zentralnervensystems besser zu verstehen. Eine Motivation für die Entwicklung der Human Ultrahochfeld MRT ist die Verbesserung der fMRI, denn durch höhere B_0 -Feldstärken wird proportional das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) erhöht.

Die Schnittstellen zwischen jedem MRT-System und dem zu untersuchenden Messobjekt oder Probanden sind die sogenannten MRT-Spulen. Hierbei werden Sende-Empfangsspulen (Tx/Rx) und reine Empfangsspulen (Rx) unterschieden. Des Weiteren gibt es MRT-Spulen, die entweder universell einsetzbar sind, wie z. B. eine Ganzkörperspule, oder nur für einen bestimmten Körperbereich, wie z. B. eine Kopfspule.

Um MRT-Spulen zu entwickeln und zu evaluieren, wird seit einigen Jahren die Unterstützung von Simulationssoftware für elektromagnetische (EM) Felder in Anspruch genommen. Dafür legte Kane Yee mit der Entwicklung des Finite-difference time-domain (FDTD)-Algorithmus' zur Simulation von zeitlich veränderlichen EM-Feldern den Grundstein [Yee 1966]. Ausgehend von der Idee des FDTD-Algorithmus' wurden eine Vielzahl weiterer Berechnungsmethoden entwickelt. Diese werden in einer großen Anzahl von verschiedenen EM-Feldsimulationssoftwareapplikationen umgesetzt. Eine im MRT-Bereich dominierende

Software dieser Art ist CST Microwave Studio [CST AG 2014] des Darmstädter Unternehmens CST AG. Diese basiert auf dem Softwarepaket MAFIA (Solution of Maxwell's Equations by the Finite Integration Algorithm), das von Thomas Weiland am Hamburger Helmholtz Institut DESY 1983 entwickelt wurde. MAFIA zu Grunde liegt das von Weiland entwickelte Verfahren der numerischen Berechnung elektromagnetischer Felder mittels finiter Integration FIT (Finite Integration Technique) [Weiland 1977]. Durch Gründung der CST AG Mitte der 1990er Jahre konnte Weiland das Know-How aus dem Softwarepaket MAFIA zu einer, mit grafischer Benutzeroberfläche verbundenen, anwenderfreundlichen EM-Feldsimulationssoftware entwickeln.

Die Software CST Microwave Studio wird heutzutage besonders im Mobilfunk bzw. Smartphone Bereich eingesetzt. Für Smartphones, umgesetzt als sogenannte CAD-Modelle (Computer-Aided Design), wird mithilfe der EM-Feldsimulationssoftware das Abstrahl- und Empfangsverhalten untersucht. Hierbei wird u. a. die spezifische Absorptionsrate (*SAR*) als sicherheitsrelevanter Parameter ermittelt. Diese dient zur Abschätzung der elektromagnetischen Verträglichkeit (EMV), der zu untersuchenden Geräte. Ohne den Einsatz von EM-Feldsimulationssoftware wäre es nicht möglich, eine hinreichende Evaluierung, in Bezug auf die *SAR*, durchzuführen.

Auch in der MRT dient die *SAR* als indirekte Größe zur Abschätzung der Temperaturerhöhung, die durch den Betrieb einer MRT-Spule verursacht werden kann. Da sie keinen direkten Rückschluss auf die Temperaturänderung im menschlichen Gewebe ermöglicht, gibt es *SAR*-Grenzwerte für MRT-Spulen, die sicherstellen, dass eine Temperaturerhöhung nur in einem klar definierten Rahmen stattfinden kann. Die *SAR*-Bestimmung in der EM-Feldsimulationssoftware wird mithilfe von Körpermodellen durchgeführt, deren Anzahl langsam aber stetig wächst, um so ein größeres Spektrum an Menschen mit unterschiedlichen Körperdimensionen abzudecken.

Mit fortschreitender Entwicklung der Computertechnologie, sowohl hardware- als auch softwareseitig, ergeben sich immer umfangreichere Möglichkeiten, EM-Feldsimulation einzusetzen. Je nachdem welche Berechnungsmethode verwendet wird, wie komplex MRT-Spule, Körpermodell und Simulationsumgebung sind, erfordert eine Simulation der EM-Felder und der daraus resultierenden *SAR* einen hohen Rechen- und somit Zeitaufwand. Hardwareseitig können durch den Einsatz von Beschleunigungsgrafikkarten hochauflösende EM-Feldsimulationen mit Körpermodellen in kürzerer Zeit ausgewertet werden, wobei die Simulationsdauer

eines Projektes immer noch im Bereich von Stunden und sogar Tagen liegen kann. Softwareseitig gibt es ebenfalls einige Ansätze zur Beschleunigung. Mithilfe der sogenannten Co-Simulation lassen sich resonante Strukturen, wie MRT-Spulen, effektiver und schneller berechnen.

1.2 Zielsetzung der Arbeit

Feldsimulationssoftware wird bereits seit einiger Zeit von unterschiedlichen Forschergruppen für den Bereich der MRT eingesetzt [Collins 2004], [Wang 2007]. Die Möglichkeiten der verschiedenen Feldsimulationssoftwareapplikationen variieren hierbei und auch die Art und Weise der Verifizierung der Ergebnisse unterscheidet sich erheblich. Das Hauptziel der vorliegenden Arbeit ist daher die Analyse verschiedener Kriterien für die Simulation von MRT-Spulen und die darauf basierende Erarbeitung eines effektiven Simulationsprozesses. Dieser soll dazu beitragen, die Durchführung und Auswertung der Simulationen im Bereich der MRT zu vereinheitlichen. Der Prozess soll dahingehend optimiert werden, dass auch umfangreiche Feldsimulationen mit vielen variablen Parametern zeiteffizient durchgeführt werden können und dennoch hinreichend genaue Ergebnisse liefern. Hierbei soll auf den komplexen Prozess von der Erstellung des CAD-Modells einer MRT-Spule in der Simulationsumgebung, über die Untersuchung der *SAR*, bis hin zur Evaluierung der Simulationsergebnisse, anhand von realen Messdaten, eingegangen werden. Der entwickelte Prozess soll abschließend durch eine praktische Simulationsstudie evaluiert werden.

Einer der wichtigsten Zielparameter bei der EM-Feldsimulation ist die *SAR*. Durch die Verwendung von Körpermodellen kann die Temperaturerhöhung im Gewebe abgeschätzt werden. Die meisten *SAR*-Untersuchungen, die mit EM-Feldsimulationssoftware durchgeführt werden, sind durch zwei Faktoren limitiert. Es wird meist nur mit einem einzigen Körpermodell simuliert, und oft werden nur eine oder sehr wenige Körpermodellpositionen innerhalb der MRT-Spule berücksichtigt. Bei der vorgelegten Simulationsstudie wird die *SAR* für vier verschiedene Körpermodelle untersucht. Die *SAR* und die Position der Hotspots wird für die vier Körpermodelle für jeweils 54 Positionen bestimmt. Die insgesamt 216 zu berechnenden Positionen sollen mithilfe des dargestellten Prozesses berechnet werden.

Die vorliegende Arbeit untergliedert sich in sechs Kapitel. Im Kapitel 2 werden die Grundlagen der MRT sowie der elektromagnetischen Feldtheorie, der MRT-Spulen und der *SAR* erläutert. Im Kapitel 3 werden grundlegende Prinzipien für die numerische Berechnung der

Ausbreitung elektromagnetischer Felder und Wellen betrachtet. Außerdem werden die wichtigsten Konzepte von EM-Feldsimulationssoftwareanwendungen vorgestellt. In Kapitel 4 wird die Entwicklung des Simulationsprozesses für MRT-Spulen dargelegt. Die wichtigsten Simulationsparameter werden dabei eingehender untersucht. Des Weiteren wird beschrieben, wie ein Modell einer real existierenden MRT-Spule in der Feldsimulation modelliert wird und wie Körpermodelle zur *SAR*-Bestimmung eingebunden werden. Ausgehend von diesen Betrachtungen wird der entwickelte adaptive 3D Co-Simulationsprozess (A3DCoS) als Workflow zur systematischen Entwicklung und Evaluierung von MRT-Spulen mithilfe von EM-Feldsimulationssoftware vorgestellt und erläutert. Außerdem werden die Methodik der Auswertung von Simulationsdaten und Möglichkeiten für den Vergleich mit realen MRT-Messungen beschrieben. Abschließend wird Bezug auf die Hardwareanforderungen für die Feldsimulation von MRT-Spulen genommen. In Kapitel 5 wird eine real existierende 7 T Standard MRT-Kopfspule in der Feldsimulation näherungsweise modelliert. Mithilfe der modellierten MRT-Kopfspule wird der adaptive 3D Co-Simulationsprozess durch eine umfangreiche *SAR*-Simulationsstudie geprüft und evaluiert. Die Ergebnisse werden detailliert in Bezug auf sicherheitsrelevante Aspekte diskutiert und mit Arbeiten von anderen Forschungsgruppen verglichen. In Kapitel 6 erfolgt eine abschließende Zusammenfassung der Arbeit.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 MR Grundlagen

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der elektromagnetischen Feldsimulation im Bereich der Magnetresonanztomographie (MRT). Hierfür werden zunächst die grundlegenden Prinzipien der Magnetresonanztomographie, der elektromagnetischen Feldtheorie und deren Simulation mithilfe von Softwareanwendungen erläutert.

2.1.1 Aufbau und Eigenschaften des Atoms

Atome bestehen aus Protonen und Neutronen. Diese werden als Nukleonen bezeichnet und bilden den Atomkern. Die Atomhülle ist durch die Elektronen gekennzeichnet. Die Anzahl der Nukleonen bestimmt die Massenzahl eines Atomkerns. Die Anzahl der Protonen bestimmt die Kernladungszahl. Alle diese Teilchen besitzen einen sogenannten Spin, der klassisch häufig als Eigendrehimpuls gedeutet wird. Dieser bildet die Grundlage für die MRT. Als Analogie wird häufig oft das Bild eines Kreisel verwendet, der sich um seine Achse dreht, wobei der Spin entlang der Rotationsachse ausgerichtet ist [Levitt 2008, Kap. 1.2]. Ein Atomkern besteht aus einem oder mehreren Nukleonen, woraus sich verschiedene Möglichkeiten für den Gesamtspin \vec{S} des Kerns ergeben. Atomkerne mit einer geraden Massenzahl besitzen immer einen ganzzahligen Spin und fallen somit in die Klasse der Bosonen. Atomkerne mit einer ungeraden Massenzahl haben einen halbzahligen Spin und sind demnach Fermionen [Stroppe 1999, Kap. 44.7]. Es gibt auch einige Atomkerne (z. B. ^{12}C , ^{16}O) mit $\vec{S}=0$, diese spielen für die MRT keine Rolle [Brown 2011, Kap. 1].

Mit dem Spin eines Atomkerns ist ein magnetisches Moment $\vec{\mu}$ verknüpft:

$$\vec{\mu} = \gamma \cdot \hbar \cdot \vec{S} \quad (2.1)$$

\hbar ist das Planck'sche Wirkungsquantums und γ wird als gyromagnetisches Verhältnis

bezeichnet. Dieses nimmt für verschiedene Atomkerne unterschiedliche Werte an [Rigamonti 2009, Kap. 5]. Zum Verständnis der obigen Gleichung hilft die klassische Analogie, dass jede bewegte Ladung, also auch ein Atomkern mit einem Drehimpuls, ein magnetisches Moment verursacht.

2.1.2 Nettomagnetisierung einer Probe

Wird eine Probe (Spinensemble) eines Elements makroskopisch betrachtet, so ergeben sich folgende Zusammenhänge: Im Grundzustand und ohne äußeres Magnetfeld ist die Ausrichtung der magnetischen Momente zufällig verteilt [Levitt 2008, Kap. 2.6]. Für die Nettomagnetisierung \vec{M} über alle Atome N des Spinensembles ergibt sich daher:

$$\vec{M} = \sum_{i=1}^N \vec{\mu}_i = \vec{0} \quad (2.2)$$

Wird nun an das Spinensemble von außen ein statisches Magnetfeld mit der magnetischen Flussdichte \vec{B}_0 angelegt, welches üblicherweise in z-Richtung angenommen wird, so richten sich die Spins im Magnetfeld aus, wobei die z-Komponente des Drehimpulses S_z zusammen mit \vec{B}_0 nur ganz bestimmte Werte annehmen kann. Dies wird als Richtungsquantelung bezeichnet. Für S_z muss mit $m = -l_s, -l_s + 1, \dots, l_s - 1, +l_s$ die Bedingung

$$S_z = \frac{m \cdot h}{2 \cdot \pi} = m \cdot \hbar \quad (2.3)$$

erfüllt sein, mit l_s als Spinquantenzahl. Aus Gl. 2.3 ergeben sich $2 \cdot l_s + 1$ zulässige Energiezustände und damit ebenso viele Orientierungsmöglichkeiten der z-Komponente des Drehimpuls gegenüber dem äußeren statischen Magnetfeld \vec{B}_0 [Levitt 2008, Kap. 1.2.2]. Wasserstoffkerne (^1H) sind in der MRT von besonderer Bedeutung, da sie im menschlichen Körper in hoher Konzentration vorhanden sind. Diese bestehen aus einem Proton, dessen Spinquantenzahl $\frac{1}{2}$ beträgt. Für dieses Proton ergeben sich daher zwei mögliche Energiezustände. Nach Anlegen des äußeren Magnetfeldes in z-Richtung nehmen die Wasserstoffprotonen jeweils eines der beiden möglichen Energieniveaus ein, was als Zeeman-Aufspaltung bezeichnet wird [Demtröder 2004]. Die Energiedifferenz dieser beiden Zustände ist:

$$\Delta E = \gamma \cdot \hbar \cdot B_0 \quad (2.4)$$

Die z-Komponenten der Spins der Wasserstoffprotonen liegen dabei entweder parallel oder antiparallel zum äußeren Magnetfeld. Die Wahrscheinlichkeit, dass S_z einen energetisch günstigeren bzw. niedriger Zustand (parallel zu \vec{B}_0) einnimmt, ist geringfügig höher als der energetisch ungünstigere bzw. höhere Zustand (antiparallel zu \vec{B}_0). Dadurch ergibt sich eine Nettomagnetisierung $\vec{M} > 0$. Das Besetzungsverhältnis der beiden Energieniveaus wird durch die Boltzmann-Verteilung mit der Boltzmann-Konstanten k und der Temperatur T angegeben.

$$\frac{N_{\text{höher}}}{N_{\text{niedriger}}} = e^{\left(\frac{-\Delta E}{k \cdot T}\right)} \quad (2.5)$$

$N_{\text{höher}}$ und $N_{\text{niedriger}}$ sind die Anzahl der Atomkerne mit einem energetisch höheren bzw. niedrigeren Energieniveau [Brown 2011, Kap. 1 S. 6].

2.1.3 Spinpräzession

Mit der klassischen Kreiselmechanik lässt sich das Verhalten der Spins nach Anlegen eines Magnetfeldes wie folgt beschreiben:

Das Magnetfeld bewirkt ein Drehmoment \vec{D}_r und somit eine zeitliche Änderung des Drehimpulses. Diese tritt als Präzessionsbewegung (Abbildung 2.1) der magnetischen Momente um das äußere Magnetfeld in Erscheinung [Levitt 2008, Kap. 2.4].

$$\vec{D}_r = \vec{\mu} \times \vec{B}_0 = \frac{d\vec{S}}{dt} \quad (2.6)$$

Zusammen mit Gl. 2.1 ergibt sich folgende Differentialgleichung:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \vec{\mu} \times (\gamma \cdot \vec{B}_0) \quad (2.7)$$

Die Frequenz, mit der sich das magnetische Moment um die Richtung des äußeren Magnetfeldes dreht, ist nach dem irischen Physiker Joseph Larmor benannt und wird als Larmorfrequenz bezeichnet [Levitt 2008, Kap. 2.5].

$$\omega_L = -\gamma \cdot B_0 \quad (2.8)$$

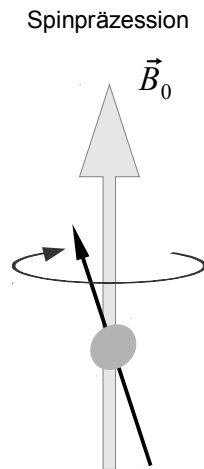


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Präzessionsbewegung des einzelnen magnetischen Moments um das äußere Magnetfeld [Levitt 2008, Kap. 2.4]

2.1.4 Resonanzanregung

Ausgehend von den obigen Betrachtungen ergibt sich allgemein die Änderung des Magnetisierungsvektors \vec{M} nach Anlegen eines Magnetfeldes zu:

$$\frac{d\vec{M}(t)}{dt} = \gamma \cdot \vec{M} \times \vec{B} \quad (2.9)$$

Während einer MRT-Messung wird ein zusätzliches transversales \vec{B}_1 eingestrahlt, welches mit der Frequenz ω_L rotiert.

$$\vec{B}_1(t) = B_1 \cos(\omega_L \cdot t) \vec{e}_x - B_1 \sin(\omega_L \cdot t) \vec{e}_y \quad (2.10)$$

Es entsteht eine Überlagerung von $\vec{B}_1 + \vec{B}_0 = \vec{B}$ und das Verhalten des Magnetisierungsvektors lässt sich durch ein System von Differentialgleichungen beschreiben [Callaghan 1993, Kap. 2.3.1].

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma \cdot [M_y \cdot B_0 + M_z \cdot B_1 \sin \omega_L \cdot t] \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma \cdot [M_z \cdot B_1 \cos \omega_L \cdot t - M_x \cdot B_0] \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma \cdot [-M_x \cdot B_1 \sin \omega_L \cdot t - M_y \cdot B_1 \cos \omega_L \cdot t] \end{aligned} \quad (2.11)$$

Unter der Anfangsbedingung $M(t=0)=M_0\vec{e}_z$ ergeben sich die für die einzelnen Komponenten die Lösungen:

$$\begin{aligned}M_x &= M_0 \sin \omega_1 t \sin \omega_L t \\M_y &= M_0 \sin \omega_1 t \cos \omega_L t \\M_z &= M_0 \cos \omega_1 t\end{aligned}\tag{2.12}$$

Es ergibt sich eine Präzessionsbewegung des Magnetisierungsvektors mit ω_L um \vec{B}_0 sowie eine Präzession mit ω_1 um \vec{B}_1 .

\vec{B}_1 wird mittels eines Hochfrequenz-Pulses mit der Pulsdauer t_p eingestrahlt. Dieser bewirkt eine Auslenkung der Nettomagnetisierung aus der z-Richtung in die transversale Ebene um den Flipwinkel α . Die Amplitude $M_{x,y}$ der so entstehenden Quermagnetisierung hängt mit der Amplitude M mit dem Flipwinkel α zusammen (Gl. 2.13) [Macomber 1998, Kap. 2.3.2].

$$M_{x,y} = M \cdot \sin \alpha\tag{2.13}$$

α ergibt sich aus der Stärke und Zeitdauer des HF-Pulses zu:

$$\alpha = \gamma \int_0^{t_p} B_1(t) dt\tag{2.14}$$

2.1.5 Relaxation und Blochgleichungen

Nach erfolgter Einstrahlung von \vec{B}_1 erfolgt die Relaxation hin zum thermischen Gleichgewicht. Die T_1 -Relaxationszeit, welche auch longitudinale Relaxationszeit genannt wird, gibt den Zeitraum an, nach dem 63 % der ursprünglichen longitudinalen Magnetisierung wieder hergestellt ist. T_1 ist u.a. abhängig von der magnetischen Flussdichte des \vec{B}_0 -Feldes, vom Material bzw. Gewebe und von der Temperatur. Die T_1 -Relaxation wird auch als Spin-Gitter Relaxation bezeichnet [Levitt 2008, Kap. 2.6].

Nach einem HF-Puls präzedieren alle Spins zunächst in Phase. Es entsteht eine transversale Magnetisierung (Quermagnetisierung). Durch unterschiedliche Präzessionsfrequenzen der Spins, hervorgerufen durch lokale Magnetfeldfluktuationen und Wechselwirkungen zwischen den Spins (Spin-Spin-Relaxation), kommt es mit zunehmender Zeit t zur Dephasierung der

Spins. Die transversale Magnetisierung ist nach der Zeit T_2 um etwa 63 % abgefallen [Levitt 2008, Kap. 7.2].

Die T_2 -Relaxation läuft zeitgleich mit der T_1 -Relaxation ab. Durch weitere Einflüsse zerfällt die Quermagnetisierung effektiv mit der Zeit T_2^* . Dies ist z. B. der Fall, wenn das \vec{B}_0 -Feld im Bereich der gemessenen Probe nicht perfekt homogen ist und eine Feldinhomogenität ΔB_0 vorliegt. Es gilt $T_2^* \leq T_2 \leq T_1$. Es gilt [Becker 1999, S. 32]:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \gamma \cdot \Delta B_0 \quad (2.15)$$

Mittels des von Felix Bloch [Bloch 1946] aufgestellten Gleichungssystems lassen sich die Einflüsse der angelegten Magnetfelder und die Relaxation zusammenfassen. Die Komponenten M_x , M_y , M_z sind im Laborkoordinatensystem dargestellt [Callaghan 1993, Kap. 2.3], wobei im stationären Fall $M_z = M_0$ gilt.

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma \cdot [M_y \cdot B_0 + M_z \cdot B_1 \sin \omega_0 \cdot t] - \frac{M_x}{T_2} \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma \cdot [-M_x \cdot B_0 + M_z \cdot B_1 \cos \omega_0 \cdot t] - \frac{M_y}{T_2} \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma \cdot [-B_1 (M_x \cdot \sin \omega_0 \cdot t - M_y \cdot \cos \omega_0 \cdot t)] - \frac{(M_z - M_0)}{T_1} \end{aligned} \quad (2.16)$$

Die Abhängigkeit der Änderung der Magnetisierung von den angelegten Feldern ist in der eckigen Klammer beschrieben. Zur Vollständigkeit muss die Bewegung der Atome hin zum thermischen Gleichgewicht sowie deren Interaktion untereinander mit einbezogen werden. Diese Effekte werden durch die materialabhängigen Relaxationszeiten T_1 bzw. T_2 berücksichtigt.

2.1.6 B₁-Feld

Bei der Resonanzanregung wird ein transversales \vec{B}_1 -Feld eingestrahlt. Zunächst wird ein linear polarisiertes \vec{B}_1 -Feld angenommen, welches lediglich eine wirkende Komponente in x-Richtung \vec{e}_x besitzt.

$$\vec{B}_1 = B_1 \cdot \cos(\omega_0 \cdot t) \vec{e}_x \quad (2.17)$$

Der Einfluss dieses Feldes auf den präzedierenden Magnetisierungsvektor (Gl. 2.9) lässt sich einfacher durch Einführung eines rotierenden Koordinatensystem (RKS) beschreiben. Dieses rotiert in Richtung der Spins mit $\omega_0 = \omega_L$ um die z-Achse des Laborkoordinatensystem (LKS). Die Umrechnung erfolgt mittels Koordinatentransformation. Die Einheitsvektoren im RKS $\vec{e}_x', \vec{e}_y', \vec{e}_z'$ sind:

$$\vec{e}_x' = \vec{e}_x \cos(\omega_0 \cdot t) - \vec{e}_y \sin(\omega_0 \cdot t) \quad (2.18)$$

$$\vec{e}_y' = \vec{e}_x \sin(\omega_0 \cdot t) + \vec{e}_y \cos(\omega_0 \cdot t) \quad (2.19)$$

$$\vec{e}_z' = \vec{e}_z \quad (2.20)$$

In diesem RKS ist die Präzessionsbewegung der Magnetisierung nicht vorhanden.

Das linear polarisierte Feld aus Gl. 2.17 lässt sich in zwei zirkulare Anteile zerlegen.

$$\vec{B}_1 = |B_1| \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \cos(\omega_0 \cdot t) + \frac{1}{2} \cos(\omega_0 \cdot t) \\ \frac{1}{2} \sin(\omega_0 \cdot t) - \frac{1}{2} \sin(\omega_0 \cdot t) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Hieraus lassen sich \vec{B}_1^+ und \vec{B}_1^- definieren.

$$\vec{B}_1^- = \frac{1}{2} |B_1| \cdot (\vec{e}_x \cos(\omega_0 \cdot t) + \vec{e}_y \sin(\omega_0 \cdot t)) \quad (2.22)$$

$$\vec{B}_1^+ = \frac{1}{2} |B_1| \cdot (\vec{e}_x \cos(\omega_0 \cdot t) - \vec{e}_y \sin(\omega_0 \cdot t)) \quad (2.23)$$

Ein Vergleich von Gl. 2.23 mit Gl. 2.18 ergibt:

$$\vec{B}_1^+ = \frac{1}{2} |B_1| \vec{e}_x' \quad (2.24)$$

Innerhalb des RKS wirkt demnach das \vec{B}_1^+ -Feld mit der halben Amplitude des linear polarisierten Feldes aus Gl. 2.17 transversal zur Magnetisierung. Das \vec{B}_1^- -Feld rotiert entgegen der Rotationsbewegung der Spins und liefert keinen Beitrag zur Anregung der Magnetisierung [Bernstein 2004, Kap. 1.2.2]. Somit hat nur die halbe Amplitude eines linear polarisierten Feldes Einfluss auf die Auslenkung der Magnetisierung.

Daher ist es häufig sinnvoll, zirkular polarisierte \vec{B}_1 -Felder zur Resonanzanregung zu nutzen.

Hat \vec{B}_1 die Form

$$\vec{B}_1^{cir} = |B_1| \cdot (\vec{e}_x \cos \omega_0 \cdot t - \vec{e}_y \sin \omega_0 \cdot t) \quad , \quad (2.25)$$

so ergibt sich für das Feld im RKS:

$$\vec{B}_1^{cir} = |B_1| \vec{e}_x' \quad (2.26)$$

Damit wirkt die volle Amplitude. Ein zirkular polarisiertes Feld entsteht durch Überlagerung zweier linear polarisierter Felder derselben Frequenz und Amplitude, aber um 90° verscho-bener Phase [Haacke 1999, Kap. 3.2]. Dies spielt für die Entwicklung von MRT-Spulen eine wichtige Rolle, mit denen das \vec{B}_1 -Feld eingestrahlt wird. Näheres dazu findet sich in Kapitel 2.3.

2.2 Feldtheorie

Zum weiteren Verständnis der Magnetresonanztomographie werden an dieser Stelle einige Grundlagen der allgemeinen Feldtheorie wiederholt. Ausgehend von den Maxwell-Gleichungen gehört hierzu auch ein Verständnis der Wellenausbreitung im Freiraum und im Medium.

2.2.1 Maxwell-Gleichungen

Alle Feldgrößen elektromagnetischer Felder lassen sich durch die Maxwell-Gleichungen sowohl räumlich als auch zeitlich exakt beschreiben. Sie verknüpfen die elektrischen und magnetischen Felder und bilden die Grundlage der elektromagnetischen Feldtheorie. Die Gleichungen werden im Folgenden in integraler und in differentieller Form angegeben. Eine genaue Betrachtung beider Varianten findet sich in [Embach 2014]. Diese doppelte Darstellung ermöglicht im folgenden Kapitel eine genaue Betrachtung unterschiedlicher Lösungsmöglichkeiten der von Maxwell aufgestellten Gleichungen in diskreter Form.

	differentielle Form	Integralform	
1. Maxwell-Gleichung:	$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$	$\oint_{\partial V} \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q_{(V)}}{\epsilon_0}$	(2.27a)

2. Maxwell-Gleichung:	$\nabla \cdot \vec{B} = 0$	$\oint_{\partial V} \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$	(2.27b)
-----------------------	----------------------------	---	---------

3. Maxwell-Gleichung:	$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	$\oint_{\partial A} \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\int_A \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{A}$	(2.27c)
-----------------------	--	--	---------

4. Maxwell-Gleichung:	$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{J} + \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t})$	$\oint_{\partial A} \vec{B} \cdot d\vec{s} = \int_A \mu_0 \cdot (\vec{J} + \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \cdot d\vec{A}$	(2.27d)
-----------------------	--	--	---------

- ρ : Raumladungsdichte
- ϵ_0 : Permittivität im Vakuum
- μ_0 : Permeabilität im Vakuum
- $Q_{(V)}$: Ladung Q in Volumen V
- \vec{B} : magnetische Flussdichte
- \vec{E} : elektrische Feldstärke
- \vec{J} : elektrische Stromdichte
- ∇ : Nabla-Operator

Aus den Gleichungen lassen sich einige allgemeine Aussagen ableiten. Die erste Maxwell-Gleichung (2.27a) beschreibt die elektrische Ladung ρ als Quelle des elektrischen Feldes \vec{E} . Die zweite Maxwell-Gleichung (2.27b) besagt, dass das Feld der magnetischen Flussdichte quellenfrei ist. Das bedeutet, es existieren keine magnetischen Ladungen als Quellen magnetischer Felder. Magnetische Felder sind immer Wirbelfelder. Die dritte Maxwell-Gleichung (2.27c) beschreibt, dass eine zeitliche Änderung des Magnetfeldes \vec{B} ein elektrisches Wirbelfeld \vec{E} erzeugt. Aus der vierten Maxwell-Gleichung (2.27d) geht hervor, dass bewegte Ladungen ein magnetisches Wirbelfeld erzeugen. Die Wirbelfelder des Magnetfeldes \vec{B} sind abhängig von der Stromdichte \vec{J} und der zeitlichen Änderung des elektrischen Feldes. Weiterhin gelten die Materialgleichungen (Gl. 2.28, 2.29). \vec{D} ist die dielektrische Flussdichte und \vec{H} die magnetische Feldstärke.

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \vec{E} \quad (2.28)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \vec{H} \quad (2.29)$$

ϵ_r und μ_r sind die materialabhängigen Permittivitäts- bzw. Permeabilitätszahlen. Die Permittivität beschreibt die dielektrische Leitfähigkeit und kennzeichnet die Durchlässigkeit von Materialien für elektrische Felder. Die Permeabilität beschreibt die magnetische Leitfähigkeit und kennzeichnet die Durchlässigkeit von Materialien für magnetische Felder. Im Folgenden gelten die Beziehungen:

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \quad (2.30)$$

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r \quad (2.31)$$

Eine Charakterisierung der Materialparameter findet sich in [Hertel 2006, Kap. 2.7].

2.2.2 Wellenausbreitung

Durch die Maxwell-Gleichungen lassen sich nicht nur einzelne Feldgrößen beschreiben, sondern auch das Verhalten elektromagnetischer Wellen im Freiraum und im Medium. Diese ergeben sich durch die Lösung der entsprechenden Wellengleichung. Die Herleitung der

Wellengleichungen erfolgt durch Kombination der 3. und 4. Maxwell-Gleichungen [Collin 1991, Kap. 1.6].

Es ergibt sich unter Verwendung der Materialgleichungen aus 2.30 und 2.31 die Wellengleichung für das elektrische Feld im quellenfreien Raum:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \cdot \epsilon \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.32)$$

∇^2 ist der Laplace Operator. Die Wellengleichung für das magnetische Feld ist:

$$\nabla^2 \vec{H} = \mu \cdot \epsilon \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (2.33)$$

In beide Formeln fließen sowohl die elektrischen als auch die magnetischen Eigenschaften des von der Welle durchquerten Materials ein. Für den Fall einer ebenen monochromatischen Welle ergeben sich die Lösungen für die dargestellten Differentialgleichungen 2. Ordnung [Nolting 2007, Kap. 4.3.2]:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot e^{j(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega \cdot t)} \quad (2.34)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0 \cdot e^{j(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega \cdot t)} \quad (2.35)$$

mit dem Wellenvektor \vec{k} und der Kreisfrequenz ω . Für einen ladungsfreien Raum mit $\epsilon_r = 1$ und $\mu_r = 1$ sind die Amplituden \vec{E}_0 bzw. \vec{H}_0 konstant. Wird die Lösung aus Gl. 2.35 in Gl. 2.33 eingesetzt, so ergibt sich

$$k^2 = \mu \cdot \epsilon \cdot \omega^2 \quad (2.36)$$

mit der Wellenzahl $k = |\vec{k}|$. Damit ergeben sich für den quellenfreien Raum die Phasengeschwindigkeit $v_p = \frac{\omega}{k}$ und die Gruppengeschwindigkeit $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ zu [Taflove 2005, Kap. 2.3]:

$$v_p = v_g = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot \epsilon_0}} = c_0 \quad (2.37)$$

Man erhält eine Welle, die sich mit Lichtgeschwindigkeit c_0 ausbreitet.

Weiterhin gilt, dass \vec{B} immer senkrecht zum Wellenvektor und zu \vec{E} steht.

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{\vec{k}}{\omega} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.38)$$

2.2.3 S-Parameter

Elektromagnetische Wellen können auch mithilfe elektrischer Leitungen übertragen werden. Durch die sogenannte Streumatrix $[S]$ lassen sich die Übertragungseigenschaften einer solchen elektrischen Leitung und jeder anderen beliebigen elektrischen Schaltung kompakt beschreiben [Strauß 2011, Kap. 4.2]. Die Elemente der Streumatrix beschreiben dabei das Verhältnis von einfallender Welle a und reflektierter Welle b in einem System mit mehreren Toren (engl. Ports).

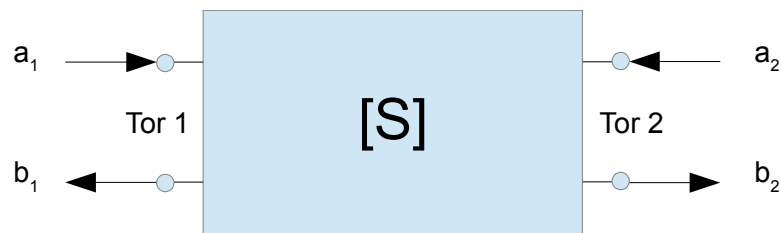


Abbildung 2.2: Prinzip einer Zweitor-Schaltung

Die Abbildung 2.2 stellt ein sogenanntes Zweitor dar. In Matrixschreibweise sind die S-Parameter für ein solches Zweitor wie folgt definiert:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

Die Variablen a_1 und a_2 sind die auf die Impedanz Z_0 des Zweitors normierten, komplexen Amplituden der einfallenden Wellen an Tor 1 bzw. Tor 2. b_1 und b_2 sind die normierten komplexen Amplituden der reflektierten Wellen an den entsprechenden Toren. Für die Spannungen gilt dementsprechend:

$$a_i = \frac{U_i^+}{\sqrt{Z_0}} \quad b_i = \frac{U_i^-}{\sqrt{Z_0}} \quad (2.40)$$

Die Parameter der Streumatrix $[S]$ für das obige Zweitor werden wie folgt beschrieben und

ermittelt: S_{11} ist die Reflexion an Tor 1, wenn an Tor 2 vollständige Anpassung vorliegt. S_{11} stellt somit das Reflexionsverhalten des Zweitor-Systems bei Einspeisung an Tor 1 dar. S_{22} wird äquivalent zu S_{11} ermittelt. Das Transmissionsverhalten wird durch S_{12} bzw. S_{21} beschrieben. Bei Anregung an Tor 1 und Anpassung an Tor 2 beschreibt S_{21} die Vorwärtstransmission. Im umgekehrten Fall ist S_{12} die Rückwärtstransmission [Strauß 2011, Kap. 4.2].

Die Kenntnis der Streumatrix und damit der Übertragungseigenschaften eines beliebigen Systems ermöglicht es, das Zweitor durch eine beliebige andere Schaltung mit bekannter Übertragungsfunktion zu ersetzen, da Eingangs- und Ausgangsparameter bekannt sind. Die S-Parameter werden in der MRT u. a. dazu verwendet, MRT-Spulen zu charakterisieren.

2.3 MRT-Spulen

Die 3. Maxwell-Gleichung ist auch als Induktionsgesetz bekannt, welches in der MRT besonders genutzt wird. Ändert sich während der Relaxation die transversale Magnetisierung, so entsteht das exponentiell abfallende FID-Signal (Free Induction Decay) [Brown 2010, Kap. 2]. Durch Induktion kann dieses Signal in einer MRT-Spule empfangen werden.

Jedes MRT-System benötigt MRT-Spulen zum Senden (Tx) für die Anregung und zum Empfang (Rx) des FID-Signals. Allen MRT-Spulen liegt dabei das Gesetz der Reziprozität zu Grunde: Im Sendefall wird das B_1 -Feld $\vec{B}_1(\vec{r})$ an einer bestimmten Position \vec{r} relativ zu einem elektrischen Leiter bzw. zur MRT-Spule durch den Strom I in diesem Leiter erzeugt. Für den Empfangsfall induziert ein Feld $\vec{B}_1(\vec{r})$ an der Position \vec{r} den Strom I im Leiter. Das empfangene FID-Signal wird über Vorverstärker an die Rechneinheit weitergeleitet, die das entsprechende MRT-Bild rekonstruiert. Durch dem B_0 -Feld überlagerte Gradientenfelder findet eine Ortskodierung statt [Brown 2011, Kap. 4].

Die meisten kommerziellen Systeme im klinischen Bereich, bei denen die B_0 -Feldstärke 1 bis 4 Tesla beträgt, haben eine Empfangs- bzw. Sendespule bereits integriert. Dabei handelt es sich um Ganzkörperresonatoren (Abbildung 2.3). Neben diesen Ganzkörperresonatoren gibt es auch flexible MRT-Spulen, die meist für bestimmte Körperregionen eingesetzt werden. Grundsätzlich wird unterschieden in Volumenspulen, welche das Messobjekt vollständig umschließen, und in Oberflächenspulen, die einen Teil der Oberfläche des Messobjektes abdecken.

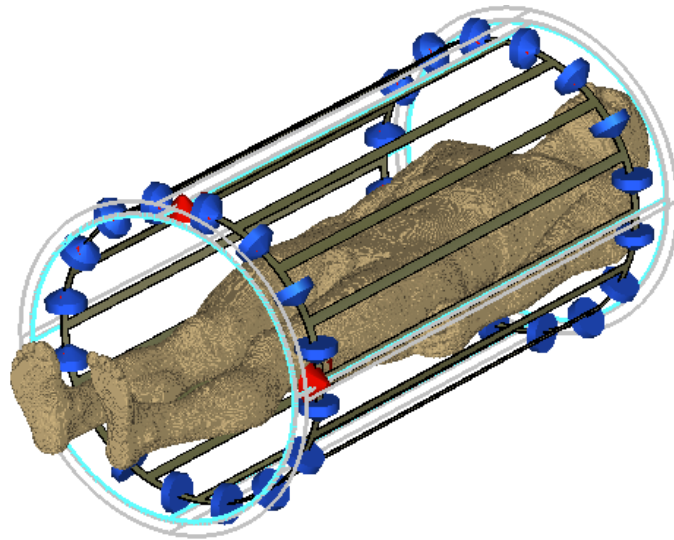


Abbildung 2.3: CAD-Modell eines Ganzkörperresonators im Birdcage-Spulen-Design Körpermodell

2.3.1 Oberflächenspulen und Phased-Array-Spulen

Besonders hervorzuheben sind die sogenannten Oberflächenspulen [Lupu 2006, Kap. 9.1] und auch Phased-Array-Spulen, die zu den heterogenen Spulen gehören (Abbildung 2.4).

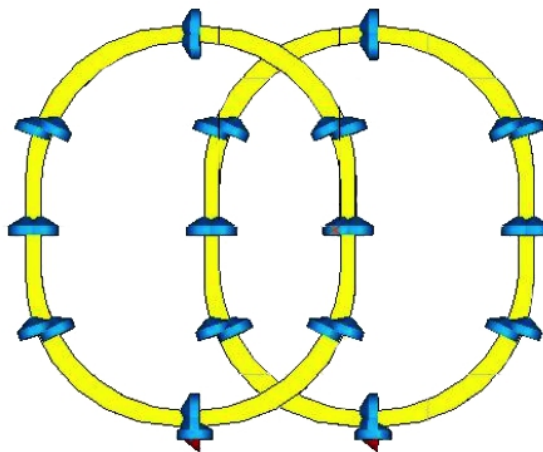


Abbildung 2.4: CAD Modell zweier Oberflächenspulen als Phased-Array-Architektur

Sie zeichnen sich dadurch aus, dass sie besonders körpernah eingesetzt werden können und somit ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) aufweisen. Ihr Sendefeld ist aufgrund ihrer Konstruktion heterogen, also ungleichmäßig verteilt. Oberflächenspulen bestehen aus einer

Leiterschleife, die mit den entsprechenden Kapazitäten einen Resonanzkreis bildet, der auf die gewünschte Resonanzfrequenz abgestimmt ist. Sensitivität und Güte der Oberflächenspule sind von deren Größe und Durchmesser abhängig.

Das Konzept der Phased-Array-Spulen besteht darin, mehrere einzelne Leiterschleifen so miteinander zu koppeln, dass ein größerer Bereich der Oberfläche des Messobjekts abgedeckt werden kann. Die einzelnen Elemente können dadurch kleiner dimensioniert werden, was sich dementsprechend positiv auf die Gesamtgüte auswirkt. Ein solches Array kann durch die Überlagerung einzelner Elemente gebildet werden (Abbildung 2.4). In diesem Fall handelt es sich um eine induktive oder geometrische Entkopplung, die dem Übersprechen der einzelnen Elemente vorbeugt [Roemer 1990]. Eine andere Möglichkeit ist die kapazitive Entkopplung [Hon Tat Hui 2007]. Dabei werden die einzelnen Spulenelemente mithilfe von Kapazitäten zu einem größeren Gitter verbunden. Neben diesen heterogenen Resonatoren gibt es auch homogene Resonatoren, die ein homogenes B_I -Feld generieren. Die Birdcage-Spule ist der bekannteste Vertreter dieser Art.

2.3.2 Birdcage-Spule

Die Birdcage-Spule [Hayes 1985] ist eine zylindrische Volumenspule. Sie wird in der MRT seit vielen Jahren sehr vielseitig eingesetzt. Sie umschließt das Messobjekt und generiert in ihrem Innern das zur Anregung notwendige B_I -Feld, welches transversal zur Hauptachse des Zylinders steht. Sie wird daher auch als transversaler Resonator bezeichnet. Als theoretische Grundlage dient ein idealer Zylinder. Fließt auf dessen Oberfläche ein Strom I mit kosinusförmiger Stromverteilung, so wird transversal zur Zylinderachse ein homogenes Magnetfeld generiert. Ein solcher Zylinder ist praktisch nicht realisierbar, kann aber approximiert werden (Abbildung 2.5).

Transversal zur Zylinderachse hat das B_I -Feld die folgende Form:

$$B_y = \frac{2 \cdot \mu_0 \cdot I}{\pi \cdot d \cdot \sqrt{d^2 + l^2}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} i(\phi) \cos \phi \, d\phi \quad (2.41)$$

Es ergibt sich ein Feld in y -Richtung, welches von der Stromverteilung $i(\phi)$ auf der Zylinderoberfläche, der Länge l und dem Durchmesser d des Zylinders abhängig ist.

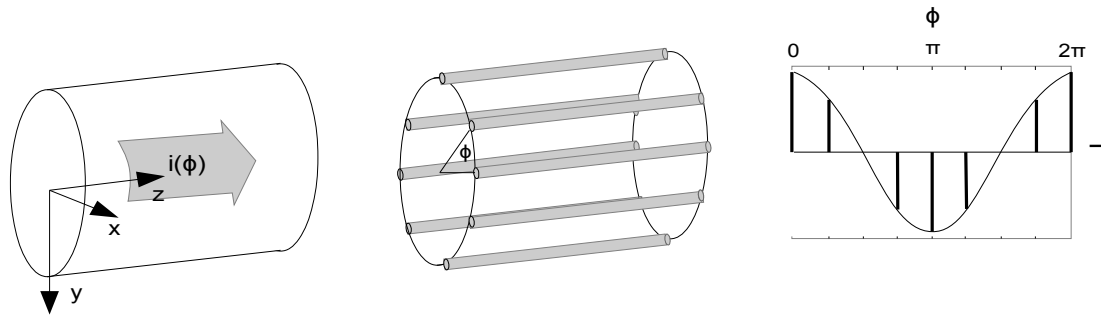


Abbildung 2.5: Ideale Stromverteilung für einen Zylinder: Strom auf einem idealen Zylinder (links), Approximation der idealen Stromverteilung durch einen mit Stäben approximierten Zylinder (Mitte), kosinusabhängige Verteilung des Stroms vom Radialwinkel ϕ (rechts). Vgl. [Noeske 2000, Kap. 3.4.2]

Entspricht die Stromverteilung der folgenden Form mit der Stromamplitude I_0 :

$$i(\phi) = I_0 \cos \phi \quad , \quad (2.42)$$

so ergibt sich im Zentrum der Birdcage-Spule:

$$B_y = \frac{\mu_0 \cdot I}{2 \cdot d \cdot \sqrt{d^2 + l^2}} \quad , \quad (2.43)$$

wobei I der Gesamtstrom auf der Zylinderoberfläche ist. Um ein möglichst homogenes Feld zu erzeugen, ist eine kosinusförmige Stromverteilung auf der Oberfläche erforderlich. Die Phasenverschiebung des Stroms zwischen den einzelnen Stäben wird so gewählt, dass die gesamte Phasenverschiebung genau 2π entspricht. Um dies zu realisieren, besteht die Spule aus einer Anzahl von N Filterelementen (Abbildung 2.6), welche hintereinander geschaltet werden und jeweils eine Phasenverschiebung $\Delta\phi$ erzeugen, so dass gilt:

$$N \cdot \Delta\phi = 2 \cdot \pi \quad (2.44)$$

In Abbildung 2.6 sind drei unterschiedliche Filterelemente dargestellt, die dementsprechend die Spule als Hochpass, Tiefpass oder Bandpass-Spule charakterisieren. Der wichtigste Unterschied zwischen diesen Varianten ist die Lage des homogenen Grundmode im Frequenzband. Dieser hat bei der Tiefpassspule die niedrigste Frequenz aller Moden und bei der Hochpassspule die höchste Frequenz.

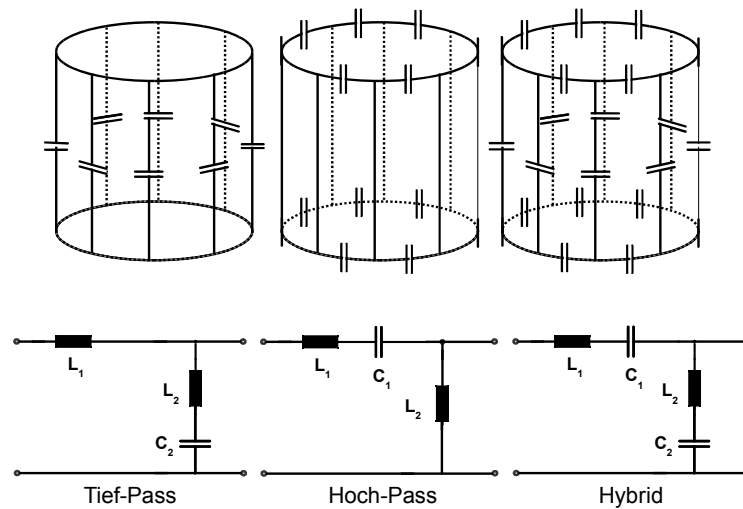


Abbildung 2.6: Tiefpassspule (links), Hochpassspule (Mitte), Bandpass bzw. Hybridspule (rechts). Vgl. [Lupu 2006, Kap. 8.2.4.2]

Für die MRT ist besonders dieser homogene Grundmode von Bedeutung, denn die anderen Moden weisen eine inhomogene B_I -Feldverteilung auf [Lupu 2006, Kap. 8.2]. Um eine Birdcage-Spule möglichst effektiv einzusetzen, regt man, wie in Kapitel 2.1.6 beschrieben, ein zirkulares B_I -Feld mittels zweier um 90° radial verschobener HF-Anschlüsse an. Diese beiden Anschlüsse werden mit einer 90° -Phasendifferenz gespeist.

Dimensionierung einer Birdcage-Spule

Da in dieser Arbeit die Dimensionierung einer Birdcage-Spule im Vordergrund steht, sollen an dieser Stelle die wichtigsten Formeln zur Berechnung der Induktivitäten bzw. Kapazitäten angegeben werden. Im Idealfall wäre der oben beschriebene Zylinder unendlich lang. In der Praxis muss jedoch mindestens gelten $\text{Länge} > 3 \times \text{Durchmesser}$ [Lupu 2006, Kap 8.2.1]. Die Kapazitäten richten sich nach der bereits durch die Leiterbahnen vorgegebenen Induktivität der Spule. Je nach Typ der Spule ist diese Induktivität mehr oder weniger komplex analytisch bestimmbar. Die effektive Induktivität eines Leiters L_{Eff} setzt sich zusammen aus seiner Eigeninduktivität L_{Eig} und der Koppelinduktivität M_L mit benachbarten Leitungen bzw. bei gebogenen Leitungen mit sich selbst, wie dies bei Oberflächenspulen der Fall ist. Eine detaillierte Herleitung der effektiven Induktivitäten für verschiedene Konfigurationen findet sich in [Rosa 1908]. Eine kompakte Formelsammlung für unterschiedliche Leiteranordnungen kann [Rosa 1912] entnommen werden.

Für eine einfache Leiterschleife kann die gewünschte Kapazität über die bekannte Schwingkreisformel bestimmt werden.

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} \quad (2.45)$$

Für eine gerade Kupfer-Streifenleitung, welche den Stäben einer Birdcage-Spule entspricht, mit der Länge l , der Breite b und der Dicke d ergibt sich die Eigeninduktivität L_{Eig} zu [Lupu 2006, Kap. 10 S. 517]:

$$L_{Eig} = 0,2 \cdot l \left(\ln \frac{2 \cdot l}{b+d} + 0,5 + 0,2234 \cdot \frac{b+d}{l} \right) \quad (2.46)$$

Mit dieser Näherungsgleichung kann die Eigeninduktivität für die Stäbe und für die Segmente der Außenringe einer Birdcage-Spule abgeschätzt werden. Für die Koppelinduktivität zwischen zwei Segmenten bzw. zwei Stäben i und j mit dem Abstand a_{ij} gilt mit der Näherung $l \gg a_{ij}$:

$$M_{Lij} = 0,2 \cdot l \left(\ln \frac{2 \cdot l}{a_{ij}} - 1 + \frac{a_{ij}}{l} \right) \quad (2.47)$$

Die effektive Induktivität für einen Stab L_S^{Eff} bzw. für ein Außenringsegment L_{AR}^{Eff} ist die Summe aus der jeweiligen Eigeninduktivität und allen Koppelinduktivitäten. Je mehr Stäbe eine Spule aufweist, desto größer ist die effektive Induktivität gegenüber der Eigeninduktivität. Um die Bedingung aus Gl. 2.44 zu erfüllen, lassen sich aus den Übertragungsfunktionen der einzelnen Filterelemente (Abbildung 2.6) die Formeln für die Dimensionierung der Kapazitäten herleiten [Lupu 2006, Kap. 8.2.4.3]. Für den homogenen Mode einer Birdcage-Spule im Hoch- bzw. Tiefpassdesign gilt:

$$\text{Tiefpass: } C_{TP} = \frac{\beta}{\omega_L^2 \cdot (L_{AR}^{Eff} + \beta \cdot L_S^{Eff})} \quad (2.48a)$$

$$\text{Hochpass: } C_{HP} = \frac{1}{\omega_L^2 \cdot (L_{AR}^{Eff} + \beta \cdot L_S^{Eff})} \quad (2.48b)$$

$$\text{mit } \beta = 2 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{N}\right)^2$$

Für die Bandpass-Spule werden die Werte der Kapazitäten entweder für die Außenringe oder für die Stäbe festgelegt. Die neue effektive Induktivität für den korrespondierenden Leiterabschnitt ist dann [Lupu 2006, Kap. 8.2.4.3 S. 390]:

$$L^{Eff} = L - \frac{1}{C \omega_L^2} \quad (2.49)$$

Unter Verwendung der berechneten effektiven Induktivität werden dann entsprechend Gl. 2.48a oder Gl. 2.48b verwendet, um die fehlenden Kapazitäten zu berechnen.

2.3.3 Anpassnetzwerke

Um eine MRT-Spule für das Senden und Empfangen effektiv einsetzen zu können, muss diese an die charakteristische Impedanz der Leitung angepasst werden. Dies wird durch ein Anpassnetzwerk realisiert.

Die MRT-Spule muss so abgestimmt sein, dass sich der gewünschte Mode der Spule bei der Larmorfrequenz befindet. Dies wird als Tuning bezeichnet und wird, wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, bereits durch eine geeignete Wahl der Kapazitäten realisiert. Dennoch ist es erforderlich, einen gewissen Spielraum zu gewährleisten, um ggf. eine unzureichende Abstimmung zu optimieren oder Anpassungen an eine andere Last zu ermöglichen. Das Tuning wird durch einen variablen Kondensator C_{TM} im Anpassnetzwerk umgesetzt. Ein für die MRT-Spulenentwicklung typisches Anpassnetzwerk ist in (Abbildung 2.7) dargestellt. Eine Birdcage-Spule hat mehrere resonante Moden, also mehrere Frequenzen, bei denen die eingespeiste Energie in der Spule umgesetzt wird. Je nach Typ der MRT-Spule befindet sich der relevante Grundmode am oberen oder unteren Rand des Frequenzspektrums bzw. in der Mitte für die Bandpass-Spule.

Eine MRT-Spule wird in der Regel im Resonanzfall betrieben. Dies hat zur Folge, dass der Eingangswiderstand der Spule Z_L rein reell ist, was für das sogenannte Matching wichtig ist. Dabei wird die gesplittete Matching-Kapazität C_M zusammen mit C_{TM} so dimensioniert, dass der Eingangswiderstand der Spule auf die charakteristische Impedanz der Leitung Z_C transformiert wird und somit $Z_L = Z_C$ ist.

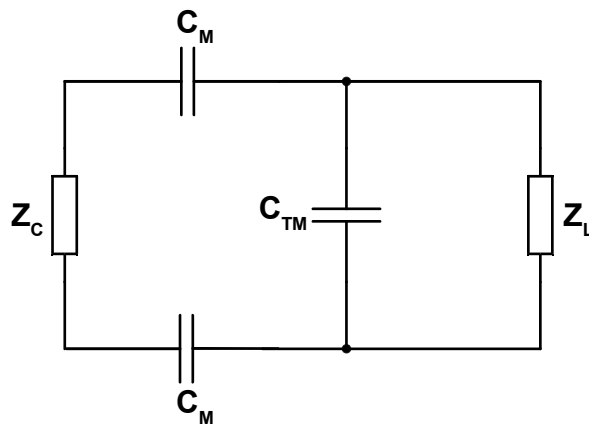


Abbildung 2.7: Das symmetrische Vorwärts L-Anpassnetzwerk. vgl. [Lupu 2006, Kap. 8.2.4.2]

Durch die Resonanzbedingung der Spule liegt somit Leitungsanpassung vor. Im Gegensatz zur Leistungsanpassung, bei der der Wirkungsgrad lediglich 50% beträgt, wird im Idealfall die gesamte Leistung reflexionsfrei zwischen Spule und elektrischer Leitung übertragen. Bei MRT-Spulen erfolgt die Anpassung kapazitiv mit einer gesplitteten Matching-Kapazität. Durch ein solches symmetrisches Netzwerk kann die Güte Q maximiert und der Einfluss parasitärer Impedanzen und Kapazitäten minimiert werden [Murphy-Boesch 1983].

Weiterhin muss auch die Kopplung bzw. Gegeninduktivität [Meinke 1992, Kap. E14 6.3] berücksichtigt werden. Sie ist eine weitere wichtige Kenngröße im Bereich der MRT-Spulen und kennzeichnet das Übersprechen (engl. Crosstalk) zwischen den einzelnen MRT-Spulenelementen. Damit ist sie ein Maß für die Energie, welche nicht in dem Messobjekt, sondern in anderen Teilen der MRT-Spule verbraucht wird.

2.4 SAR

Während einer MRT-Messung wird HF-Leistung eingestrahlt, welche durch biologisches Gewebe teilweise absorbiert wird und zur Erwärmung dieses Gewebes führt. Für die Gewebserwärmung spielt die Orientierungspolarisation des Wassermoleküls eine entscheidende Rolle. Innerhalb eines elektrischen Wechselfeldes oszillieren die dipolaren Wassermoleküle und es kommt aufgrund dieser Bewegung zur Interaktion mit benachbarten Atomen. Dabei wird Energie frei und als Wärme umgesetzt.

Die Abschätzung dieser Erwärmung stellt einen wichtigen sicherheitsrelevanten Aspekt in der MRT dar und wird durch die spezifische Absorptionsrate (SAR) beschrieben. Die SAR ist dabei definiert als die zeitliche Ableitung des Quotienten aus der absorbierten Energie dW und

der absorbierenden Masse $dm = \rho_m dV$ in einer Volumeneinheit dV mit gegebener Dichte ρ_m [NCRP 1981].

$$SAR = \frac{d}{dt} \left(\frac{dW}{dm} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{dW}{\rho_m dV} \right) \quad (2.50)$$

Auf Basis dieser Definition und unter Verwendung des Poyntingsatzes lässt sich die SAR auf verschiedene Weise bestimmen [Collin 2007].

$$SAR = \frac{\sigma_m \cdot |\vec{E}|^2}{2 \cdot \rho_m} \quad (2.51)$$

Aus Gl. 2.51 geht hervor, dass die SAR von der dielektrischen Leitfähigkeit des Materials σ_m , dessen Dichte ρ_m und dem eingestrahnten elektrischen Feld abhängig ist. Eine Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke ergibt sich nur indirekt über den Zusammenhang zwischen \vec{E} und \vec{H} . Bei in vivo Untersuchungen spielt letztlich die Temperaturerhöhung die wichtigste Rolle. Der Zusammenhang zwischen der SAR und der Temperatur T kann durch folgende Formel angegeben werden:

$$SAR = c_i \cdot \frac{dT}{dt} \quad (2.52)$$

c_i ist dabei die spezifische Wärmekapazität des Gewebes.

In der Realität kann sich die Temperatur nicht beliebig stark verändern. Dies ist auf passive und bei lebenden Objekten auch auf aktive Ausgleichsvorgänge zurückzuführen. Der menschliche Körper reguliert seine Temperatur unter anderem über einen Wärmetransport durch den Blutfluss. Auch andere Faktoren wie Wärmeleitung, Umgebungstemperatur oder Kleidung haben einen Einfluss auf die Körpertemperatur. Verschiedene Untersuchungen haben gezeigt, dass die Temperaturverteilung daher nicht immer mit der berechneten SAR -Verteilung übereinstimmt [Collins 2004].

Aufgrund der dielektrischen Eigenschaften des menschlichen Gewebes liegen im UHF-Bereich die Wellenlängen in der Größenordnung der zu untersuchenden Messobjekte. Innerhalb der inhomogenen Gewebestrukturen können dadurch unerwünschte dielektrische Resonanzeffekte entstehen [Hoult 2000], [Magill 2007, Kap. 3.11.4].

Zum Schutz vor gesundheitlichen Schäden wurden daher international gültige Grenzwerte

definiert. Die Standards innerhalb der EU und der USA unterscheiden sich dabei geringfügig. Zusammengefasst sind die EU-Richtlinien in der IEC-Norm 60601-2-33 [IEC 2013]. Die Grenzwerte sind dabei über 6 Minuten und 10 g Gewebe gemittelt und für unterschiedliche \vec{B}_0 -Feldstärken für Kopf, Körper und Extremitäten separat definiert. Die Einhaltung der Grenzwerte soll gewährleisten, dass eine Gewebeerwärmung von 1° C nicht überschritten wird.

3 Grundlagen der EM-Feldsimulation

Mittels der elektromagnetischen Feldtheorie lassen sich viele einfache homogene Probleme analytisch lösen. Werden die Probleme komplexer und enthalten z. B. inhomogene Strukturen, stößt man mit einer analytischen Betrachtung sehr schnell an Grenzen. Mithilfe numerischer Berechnungsverfahren lassen sich jedoch auch komplexere elektromagnetische Probleme näherungsweise lösen.

Die grundlegende Idee besteht darin, die kontinuierlichen elektromagnetischen Gleichungen räumlich und zeitlich so zu diskretisieren, dass sie numerisch gelöst werden können. Die ersten Grundlagen hierfür wurden bereits 1966 von Kane Yee vorgestellt [Yee 1966]. Er beschrieb in seiner Arbeit, wie sich die Maxwell-Differentialgleichungen mittels finiter Differenzen sowohl räumlich als auch zeitlich diskretisieren lassen. Dieses Verfahren ist unter der Bezeichnung Finite-Difference-Time-Domain-Verfahren (FDTD) bekannt. Eine Diskretisierung der Maxwell-Gleichungen in Integralform wird durch die sogenannte Finite-Integration-Technique (FIT) realisiert [Weiland 1977]. Die Grundlagen beider Ansätze werden im nachfolgenden Abschnitt näher beschrieben. Weitere oft angewandte Methoden in der Elektrotechnik sind die Momentenmethode (MoM) [Gibson 2007] oder die Finite-Elemente-Methode (FEM) [Humphries 1998]. Die Verfahren bieten verschiedene Vor- und Nachteile und unterscheiden sich unter anderem in der Höhe des Rechenaufwands. Anwendung finden sie nicht nur in der Elektrodynamik, sondern auch in vielen weiteren Bereichen der Physik wie z. B. der Akustik, Festkörpermechanik oder Strömungsmechanik.

3.1 Yee-Zelle

Die sogenannte Yee-Zelle [Yee 1966] veranschaulicht die von Yee vorgeschlagene Diskretisierung. Der gesamte zu berechnende räumliche Bereich wird in kleine diskrete Teilbereiche zerlegt. In Abbildung 3.1 ist die Yee-Zelle schematisch dargestellt. Die elektrischen Feldkomponenten sind dabei an den Kanten angeordnet, während die magnetischen Feldkomponenten

den Normalen der einzelnen Würfel­flächen entsprechen. Dadurch ist eine magnetische Feldkomponente von vier elektrischen Feldkomponenten umgeben, was einer diskreten Rotation, wie durch die 3. Maxwell-Gleichung (Gl. 2.27) beschrieben, entspricht.

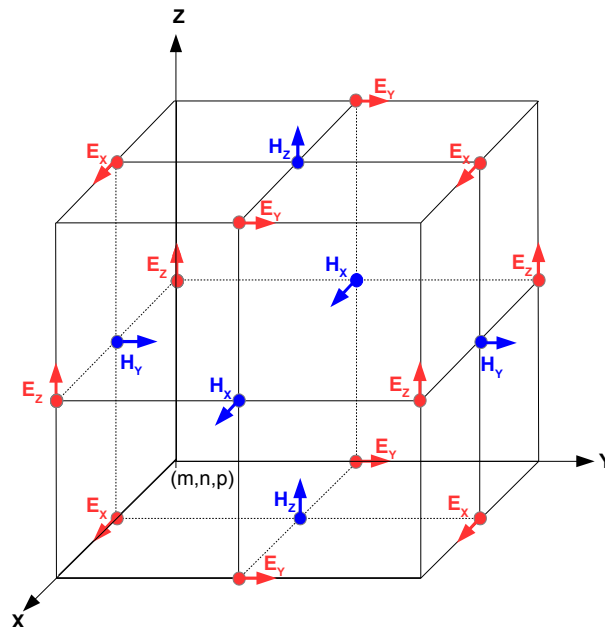


Abbildung 3.1: Darstellung des Yee-Zellenschemas [Yee 1966]

Man unterscheidet weiterhin ein primäres und ein verschachteltes sekundäres Gitter, welches so angeordnet ist, dass die Flächennormalen des primären Gitters auf den Kanten des sekundären Gitters liegen. Die Feldkomponenten auf den Kanten des primären Gitters werden somit zu Flächennormalen des sekundären Gitters. In diesem Fall umschließen vier magnetische Feldkomponenten eine elektrische Feldkomponente. Dies entspricht der 4. Maxwell-Gleichung. Ein solches Gitter wird in Kapitel 3.2.2 näher beschrieben. Für die Bestimmung einer Position im Gitter wurde die Notation (m, n, p) gewählt. In der Abbildung entspricht der Koordinatenursprung demnach der Position $(m = 0, n = 0, p = 0)$. Die Schrittweite zweier in einer Ebene gegenüberliegender Kanten beträgt 1. Aufbauend auf diesem Ansatz können nun die Gleichungen aus Gl. 2.27 auf verschiedene Art diskretisiert werden.

3.2 Diskretisierungsverfahren

3.2.1 FDTD

Als Grundlage für diesen Abschnitt dient die Ableitung 1. Ordnung:

$$\frac{f(x_0 + \frac{\Delta x}{2}) - f(x_0 - \frac{\Delta x}{2})}{\Delta x} = \frac{df}{dx} + \frac{(\Delta x)^2}{6} \frac{d^3 f}{dx^3} + \dots \quad (3.1)$$

Wird Δx sehr klein gewählt, so kann die dargestellte Potenzreihe nach dem ersten Glied abgebrochen werden. In diesem Fall ergibt sich die Näherungsformel für die Ableitung 1. Ordnung. Diese kann verwendet werden, um die Maxwell-Differentialgleichungen zu diskretisieren. Die Ableitung 2. Ordnung wird für die Diskretisierung der Wellengleichungen Gl. 2.32 und Gl. 2.33 verwendet [Taflove 2005, Kap. 2.5]. Am einfachsten lässt sich diese Diskretisierung beschreiben, indem zunächst die einzelnen Komponenten der 3. bzw. 4. Maxwell-Gleichung, unter Berücksichtigung der Materialgleichungen, betrachtet werden.

$$-\mu \cdot \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (3.2a)$$

$$-\mu \cdot \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.2b)$$

$$-\mu \cdot \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (3.2c)$$

$$\epsilon \cdot \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - j_x \quad (3.2d)$$

$$\epsilon \cdot \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - j_y \quad (3.2e)$$

$$\epsilon \cdot \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - j_z \quad (3.2f)$$

Die elektrischen und magnetischen Felder sind über eine Beziehung der 1. Ableitungen beider Feldtypen miteinander verbunden. Mithilfe von Gl. 3.1 lassen sich die Gleichungen diskretisieren. Hierfür werden ein Zeitschritt Δt , ein Ortsschritt Δx , Δy , Δz und eine geeignete diskrete Notation für die Darstellung der Feldkomponenten für t und x , y , z gewählt [Schneider 2010, Kap. 9.3].

$$\begin{aligned}
 E_x(x, y, z, t) &= E_x(m \Delta_x, n \Delta_y, p \Delta_z, q \Delta_t) = E_x^q[m, n, p] \\
 E_y(x, y, z, t) &= E_y(m \Delta_x, n \Delta_y, p \Delta_z, q \Delta_t) = E_y^q[m, n, p] \\
 E_z(x, y, z, t) &= E_z(m \Delta_x, n \Delta_y, p \Delta_z, q \Delta_t) = E_z^q[m, n, p]
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

$$\begin{aligned}
 H_x(x, y, z, t) &= H_x(m \Delta_x, n \Delta_y, p \Delta_z, q \Delta_t) = H_x^q[m, n, p] \\
 H_y(x, y, z, t) &= H_y(m \Delta_x, n \Delta_y, p \Delta_z, q \Delta_t) = H_y^q[m, n, p] \\
 H_z(x, y, z, t) &= H_z(m \Delta_x, n \Delta_y, p \Delta_z, q \Delta_t) = H_z^q[m, n, p]
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

q ist die gewählte Notation für den Zeitschritt. Yee wählte ein verschachteltes Gitter und zentrale Differenzen für die Beschreibung der Feldkomponenten in einem Punkt. Im Folgenden ist exemplarisch die diskrete Form für die Gl. 3.2a dargestellt:

$$\begin{aligned}
 & \mu \cdot \frac{H_x^{q+\frac{1}{2}}[m, n+\frac{1}{2}, p+\frac{1}{2}] - H_x^{q-\frac{1}{2}}[m, n+\frac{1}{2}, p+\frac{1}{2}]}{\Delta t} \\
 &= \frac{E_y^q[m, n+\frac{1}{2}, p+1] - E_y^q[m, n+\frac{1}{2}, p]}{\Delta z} - \frac{E_z^q[m, n+1, p+\frac{1}{2}] - E_z^q[m, n, p+\frac{1}{2}]}{\Delta y}
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Die anderen Gleichungen ergeben sich äquivalent. Diese werden durch das sogenannte Leapfrog-Verfahren iterativ gelöst. Dabei werden die elektrischen und magnetischen Feldkomponenten jeweils um einen halben Zeitschritt verschoben berechnet. Wird Gl. 3.5 entsprechend umgestellt, so berechnet sich die aktuelle magnetische Feldkomponente $H_x^{q+1/2}$ an der Position $[m, n+1/2, p+1/2]$ aus dem letzten berechneten Wert für $H_x^{q-1/2}$ an der selben Position sowie aus der Differenz der benachbarten elektrischen Feldkomponenten E_y^q und E_z^q , die einen halben Zeitschritt zuvor ermittelt wurden. Für einen in alle Richtungen gleichmäßigen Ortsschritt $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta s$ gilt die sogenannte Update-Gleichung für $H_x^{q+1/2}$ [Schneider 2010, Kap. 3.2]:

$$\begin{aligned}
 & H_x^{q+\frac{1}{2}}[m, n+\frac{1}{2}, p+\frac{1}{2}] = H_x^{q-\frac{1}{2}}[m, n+\frac{1}{2}, p+\frac{1}{2}] \\
 & + \frac{\Delta t}{\mu \cdot \Delta s} (E_y^q[m, n+\frac{1}{2}, p+1] - E_y^q[m, n+\frac{1}{2}, p] - E_z^q[m, n+1, p+\frac{1}{2}] + E_z^q[m, n, p+\frac{1}{2}])
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

Ein vollständiger Zeitschritt besteht demnach aus der abwechselnden Berechnung von H - und E -Feld-Komponenten. Diese können in einem Array gespeichert werden und dienen als Parameter für den nächsten Zeitschritt [Schneider 2010, Kap. 9.4]. Die Prozedur wird so lange

wiederholt, bis alle Feldkomponenten für den gesamten zu berechnenden Bereich ermittelt wurden und das entsprechende zeitliche Abbruchkriterium erreicht ist. Dieses kann z. B. durch eine festgelegte Anzahl von Zeitschritten oder die Unterschreitung eines bestimmten Energieniveaus im zu berechnenden Volumen definiert sein.

Besondere Aufmerksamkeit gilt dem Faktor $\Delta t/\mu\Delta s$, der das durch Richard Courant beschriebene Stabilitätskriterium S_C erfüllen muss [Courant 1928]. Für eine dreidimensionale EM-Feldsimulation gilt:

$$S_C \leq c_o \frac{\Delta t}{\Delta s} \leq \frac{1}{\sqrt{3}} \quad (3.7)$$

Die obige Gleichung berücksichtigt, dass eine elektromagnetische Welle sich innerhalb eines einzelnen Zeitschritts Δt nicht über die Dimensionen einer einzelnen Gitterzelle hinaus bewegen darf. Außerdem wird ersichtlich, dass die Wahl der Zellengröße entscheidend für die Dauer der Berechnungszeit ist.

3.2.2 FIT

Die Maxwell-Gleichungen aus Gl. 2.27 lassen sich auch in ihrer integralen Form diskretisieren. Dieser Ansatz geht zurück auf Thomas Weiland [Weiland 1977]. Das Verfahren wurde zunächst für orthogonale Gitter vorgestellt und später für beliebige Gitternetze generalisiert [Weiland 1996]. Die FIT wird im Folgenden vorgestellt, da die im Verlaufe dieser Arbeit entstandenen Feldsimulationen mit diesem Verfahren berechnet wurden.

Zur Veranschaulichung wird wieder die Yee-Zelle genutzt. Es kommt ein verschachteltes Gitter zum Einsatz (Abbildung 3.2). Das dargestellte primäre Gitter wird im Folgenden mit G und das sekundäre Gitter mit \tilde{G} bezeichnet. Ein mit dem Gitternetz diskretisiertes Volumen besteht aus einzelnen Subvolumina V der Anzahl n_V . Durch das verschachtelte Gitter entstehen Flächen A , die durch die Schnittebenen zweier Volumina definiert sind. Ihre Anzahl wird mit n_A angegeben. Die Menge der Schnittlinien L dieser Flächen wird mit n_L und deren Schnittpunkte P mit n_P angegeben.

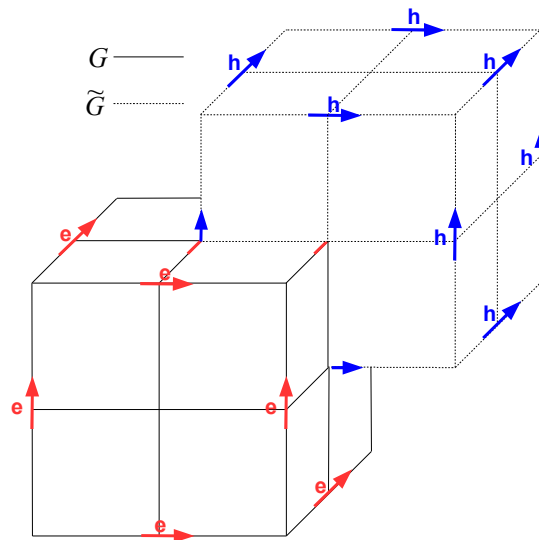


Abbildung 3.2: Das duale Gitter nach Weiland [Weiland 1996], e und h sind als elektrische bzw. magnetische Kantenspannungen definiert

Bei Betrachtung einer einzelnen Fläche A_j , kann für jede Kante L_i dieser Fläche die elektrische Kantenspannung definiert werden:

$$e_{L_i} = \oint_{L_i} \vec{E} \cdot d\vec{s} \quad (3.8)$$

Der magnetische Fluss durch die Fläche A_j ist:

$$b_{A_j} = \int_{A_j} \vec{B} \cdot d\vec{A} \quad (3.9)$$

Weiterhin ergibt sich für die gesamte elektrische Kantenspannung einer einzelnen Fläche:

$$e_i = e_{L_1} + e_{L_2} - e_{L_3} - e_{L_4} \quad (3.10)$$

Unter Berücksichtigung der Gleichungen 3.8, 3.9 und 3.10 gilt auf Grundlage der 3. Maxwell-Gleichung für eine Fläche:

$$e_i = -\frac{\partial}{\partial t} b_{A_j} \quad (3.11)$$

Für das gesamte primäre Gitter ergibt sich in Matrixschreibweise für die 3. Maxwell-Gleichung:

$$\underline{C}\vec{e} = \frac{\partial}{\partial t}\vec{b}$$

$$\underline{C}=(c_{ij}) \quad \vec{e} = \begin{pmatrix} e_1 \\ e_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ e_{nL} \end{pmatrix} \quad \vec{b} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ b_{nA} \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

\underline{C} ist eine Matrix mit $i=(1, \dots, n_A)$, $j=(1, \dots, n_L)$. Die linke Seite der Gleichung realisiert die Berechnung des Umlaufintegrals aus Gl. 3.10 um die entsprechende Fläche A_j . Die Matrix \underline{C} stellt somit den diskreten Rotationsoperator dar, dessen Elemente entsprechend die Werte $-1, 0, 1$ annehmen. Analog zu dieser Herleitung ergibt sich für das sekundäre Gitter \tilde{G} die sogenannte magnetische Kantenspannung:

$$h_{\tilde{L}_i} = \oint_{\tilde{L}_i} \vec{H} \cdot d\vec{s} \quad (3.13)$$

In Folge werden alle Parameter X des sekundären Gitters mit \tilde{X} bezeichnet.

Weiterhin werden analog zu oben für dieses Gitter die elektrische Fluss $d_{\tilde{A}_j}$ und der elektrische Strom $j_{\tilde{A}_j}$ durch die Fläche \tilde{A}_j wie folgt bestimmt [Clemens 2001]:

$$d_{\tilde{A}_j} = \int_{\tilde{A}_j} \vec{D} \cdot d\vec{A} \quad (3.14)$$

$$j_{\tilde{A}_j} = \int_{\tilde{A}_j} \vec{J} \cdot d\vec{A} \quad (3.15)$$

Für das sekundäre Gitter ergibt sich dann in Matrixschreibweise mit dem diskreten Rotationsoperator \tilde{C} für die 4. Maxwell-Gleichung:

$$\tilde{C}\vec{h} = \frac{\partial}{\partial t}\vec{d} + \vec{j}$$

$$\tilde{C}=(\tilde{c}_{ij}) \quad \vec{h} = \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ h_{nL} \end{pmatrix} \quad \vec{d} = \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ d_{nA} \end{pmatrix} \quad \vec{j} = \begin{pmatrix} j_1 \\ j_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ j_{nA} \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

mit $i=(1,\dots,n_A), j=(1,\dots,n_L)$.

Für die ersten beiden Maxwell-Gleichungen wird ein diskreter Divergenzoperator benötigt. Dieser lässt sich aus der 2. Maxwell-Gleichung gewinnen. Die Summe des magnetischen Flusses innerhalb einer einzelnen Gitterzelle ist:

$$0 = -b_1 + b_2 - b_3 + b_4 - b_5 + b_6 \quad (3.17)$$

Die Koeffizienten der Matrix müssen dementsprechend gewählt werden, dass für jede Zelle Gl. 3.17 erfüllt ist. Für die Matrixschreibweise der 2. Maxwell-Gleichung mit dem diskreten Divergenzoperator erhält man:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \vec{b} &= 0 \\ \mathcal{L} &= (s_{ij}) \end{aligned} \quad (3.18)$$

Es gilt $i=(1,\dots,n_V), j=(1,\dots,n_A)$. Die elektrische Ladung in einem Subvolumen V lässt sich über die 1. Maxwell-Gleichung in Matrixschreibweise folgendermaßen darstellen:

$$\tilde{\mathcal{L}} \vec{d} = \vec{q} \quad (3.19)$$

Die Gleichungen 3.12, 3.16, 3.18 und 3.19 stellen den ersten Teil der sogenannten Maxwell-Grid-Equations (MGE) dar. Sie bilden die Maxwell-Integralgleichungen exakt ab. Die Diskretisierung findet mit Einführung der Materialgleichungen statt, welche die Gleichungen miteinander koppeln [Hand 2008].

$$\begin{aligned} \vec{B} &= M_\mu \vec{H} \\ \vec{D} &= M_\epsilon \vec{E} \\ \vec{J} &= M_\sigma \vec{E} \end{aligned} \quad (3.20)$$

M_μ , M_ϵ und M_σ sind die Materialmatrizen mit den gemittelten Materialparametern für die Permeabilität μ , Permittivität ϵ und die elektrische Leitfähigkeit σ für jede Zelle des primären und sekundären Gitters. Jede Gitterzelle ist bei dieser Methode mit einem Parameterset dieser 3 Größen definiert. Da es sich jeweils um Mittelwerte handelt, beruhen alle Diskretisierungsfehler dieser Methode auf den diskreten Materialgleichungen. Besonders an den Randbereichen der Simulation und an den Grenzen zwischen verschiedenen Materialien muss dies beachtet werden. Eine genauere Betrachtung hierzu wird in [Clemens 2001] beschrieben.

3.2.3 Zeitbereich und Frequenzbereich

Die elektromagnetischen Gleichungen lassen sich sowohl im Zeitbereich als auch im Frequenzbereich lösen. Mittels der Fouriertransformation können diese ineinander überführt werden. Für das in Kapitel 4 vorgestellte Verfahren zur Simulation von MRT-Spulen spielt der gewählte Lösungsansatz eine wichtige Rolle, daher werden hier einige Eigenschaften für die Berechnung im Zeitbereich (TD: Time Domain) bzw. im Frequenzbereich (FD: Frequency Domain) beschrieben.

Alle numerischen Methoden lassen sich entweder als TD-Methode oder als FD-Methode klassifizieren. Die Methode der Finiten Elemente (FEM) ist z. B. eine FD-Methode, während FDTD zur Klasse der TD-Methoden gehört. Die Lösung im Zeitbereich ist sehr intuitiv und entspricht unserem Verständnis von Ursache und Wirkung: Ein System wird mit einem zeitabhängigen Impuls bestimmter Länge angeregt. Die Systemantwort ist ebenfalls ein zeitabhängiges Signal. Aus seinem zeitlichen Verlauf können die verschiedenen Feldkomponenten berechnet werden. Mittels Fouriertransformation lässt sich aus einer einzigen Simulation im Zeitbereich das gesamte Frequenzspektrum analysieren. Ein Nachteil dieses Verfahrens ist, dass bei resonanten Strukturen die Energie nur sehr langsam abklingt und sich somit die Berechnungszeiten erhöhen. Weiterhin ist die Modellierung dispersiver Materialien im Zeitbereich wesentlich komplexer als im Frequenzbereich. Aufgrund von

$$\frac{df(t)}{dt} \leftrightarrow j\omega F(\omega) \quad (3.21)$$

vereinfachen sich im Frequenzbereich die Ableitungen der elektromagnetischen Gleichungen und es entstehen einfacher zu lösende algebraische Gleichungssysteme. Die Größe dieser Gleichungssysteme ist von der Anzahl der Gitterzellen abhängig. Weiterhin wird die Darstellung der Materialparameter sowie der Transmissions- und Reflexionsparameter als komplexe Größen ermöglicht. Die Gleichungen entsprechen den in der Elektrotechnik üblichen Formalismen, bei denen die einzelnen Parameter in Abhängigkeit von der Frequenz beschrieben werden. Bei numerischen Verfahren, die im Frequenzbereich arbeiten, erfolgt daher die Lösung durch Berechnung der Gleichungen für bestimmte Frequenzen. Es entstehen keine zeitabhängigen langen Schwingungen, wodurch die Rechenzeiten für resonante Strukturen verkürzt werden. Ein Nachteil dieser Methode ist der enorm hohe Speicherbedarf, der mit Anzahl der verwendeten Gitterzellen quadratisch ansteigt. Sehr detailreiche Strukturen eignen sich daher nicht für Berechnungen im Frequenzbereich [Weiland 2008].

3.3 Gitternetze

Das Gitter in einer EM-Feldsimulation setzt sich aus einer endlichen Anzahl von Gitterzellen zusammen, die die geometrischen Strukturen und ihre Umgebung approximieren. Bei der Wahl der Gitterzellengröße spielen die kleinste mögliche Wellenlänge λ_{min} , sowie die kleinsten aufzulösenden geometrischen Strukturen eine wichtige Rolle. Bei der Wellenlänge λ ist auf die Verkürzung im Material zu achten. Allgemein hat sich eine minimale Gitterzellengröße von $\lambda_{min}/10$ bewährt. Damit wird die Welle in jedem Material hinreichend gut aufgelöst. Die kleinsten zu berücksichtigenden Strukturen, z. B. eine Leiterbahn, sollten mindestens mit einer Gitterzelle aufgelöst sein. Allgemein ist eine Auflösung zwischen 1-4 Gitterzellen eine gute Richtlinie [Weiland 2008], [Kunz 1993, Kap. 3.2]. Weiterhin sollten geometrische Kanten nach Möglichkeit Grenzen zwischen einzelnen Gitterzellen abbilden.

MRT-Systeme und viele MRT-Spulen haben eine zylindrische Struktur. Dies bedeutet eine besondere Herausforderung für die Erstellung des Gitters, da fast alle Softwareprodukte ausschließlich ein kartesisches Gitter anbieten. Je nach Art der verwendeten Approximationsalgorithmen für runde Strukturen bzw. schmale Kanten können sogenannte Staircase-Strukturen entstehen [Clemens 2001]. Um eine möglichst hohe Auflösung mit einem kartesischen Gitter zu erreichen, bedarf es meist einer hohen Anzahl von Gitterzellen. Außerdem ermöglichen Algorithmen, wie die Perfect Boundary Approximation (PBA) [Krietenstein 1998], Nicht-orthogonale Gitter [Holland 1983], die triangulare Diskretisierung [van Rienen 1985] oder das sogenannte Subgridding [Thoma 1996], [Podebrad 2003] eine effektive Auflösung kleiner und nicht-orthogonaler Strukturen. Eine Untersuchung der Genauigkeit verschiedener Gitter findet sich in [Munteanu 2005].

Einen weiteren bedeutenden Fortschritt für die EM-Feldsimulation in der MRT schafft die Open Source Software mit dem Namen OpenEMS, die ein zylindrisches Gitternetz anbietet, durch das die Anzahl der Gitterzellen stark reduziert werden kann [Liebig 2013].

3.4 Konzentrierte Bauelemente und Ports

Bauelemente wie Kapazitäten, Induktivitäten und Widerstände können in EM-Feldsimulationssoftware durch konzentrierte Bauelemente (engl. Lumped Elements (LE)) repräsentiert werden. Die wichtigste Eigenschaft dieser konzentrierten Bauelemente sind ihre sehr kleinen Abmessungen, welche im Allgemeinen kleiner als $1/20$ der minimal auftretenden Wellenlänge sein sollten. In diesem Fall haben die geometrischen Dimensionen vernachlässigbare Auswirkungen auf die zu berechnenden elektrischen Feldgrößen [Bahl 2003].

Die Integration eines LE in eine FDTD- oder FIT-basierte 3D-EM-Feldsimulation erfolgt durch Addition der Stromdichte j_L für die entsprechenden Gitterzellen, über die das konzentrierte Bauelement definiert ist. Die Stromdichte ist dabei eine vom E-Feld abhängige Funktion. Diese Funktionen für Kapazitäten, Induktivitäten und Widerstände und die daraus resultierenden Update-Gleichungen für die betreffenden Gitterzellen sind in [Taflove 2005, Kap 15.10] dargestellt. Auch aktive Elemente wie Spannungs- oder Stromquellen werden auf diese Weise in die 3D-EM-Feldsimulation einbezogen. Durch Integration von konzentrierten Bauelementen ergibt sich eine sogenannte Hybrid-Simulation [Sui 2001, Kap. 7].

Punkte, an denen Energie eingespeist wird, werden in der Feldsimulation als Tore (engl. Ports) bezeichnet. Für FDTD- und FIT-Simulationen kommen meist zwei Modelle zum Einsatz: Diskrete Ports bestehen aus einer konzentrierten Strom- bzw. Spannungsquelle, die über ideale elektrische Leiter mit der geometrischen Struktur verbunden ist. Wie bei realen Schaltkreisen muss auch in einer Simulation eine Masse als elektrisches Bezugspotential definiert sein [Dunn 2010]. Dies ist für die Berechnung der Streuparameter wichtig, wenn mehrere Ports verwendet werden und die Ergebnisse in die Co-Simulation (siehe Kapitel 3.5) übertragen werden sollen. Aufgrund der durch die Leiterlänge entstehenden Induktivitäten sollten die Ports nur über sehr kleine Bereiche definiert werden. Eine weitere vor allem bei der Simulation von Mikrostreifenleitungen weit verbreitete Variante sind die sogenannten Waveguide-Ports. Die Energie wird durch einen idealen Waveguide eingespeist und auf die Leitung übertragen. Die S-Parameter können auf Basis der eingestrahnten und reflektierten Leistung berechnet werden.

3.5 Co-Simulation

Ein wichtiges Konzept ist die sogenannte Co-Simulation [De Zutter 2004]. Dabei werden klassische Schaltungssimulationen (SPICE) mit EM-Feldsimulationen kombiniert. Aus Sicht

der Schaltungssimulation lässt sich ein Port, der eine Verbindung zur EM-Feldsimulation darstellt, durch eine Ersatzstrom- oder Spannungsquelle darstellen (Abbildung 3.3). Der Strom I_{EM} und der Gitterwiderstand R_{Gitter} werden für jeden Zeitschritt bestimmt. I_S ist der Strom aus der verbundenen Schaltungssimulation. Die Zeitschritte beider Simulationen müssen dementsprechend aufeinander abgestimmt werden [Sui 2001, Kap. 8.2.1].

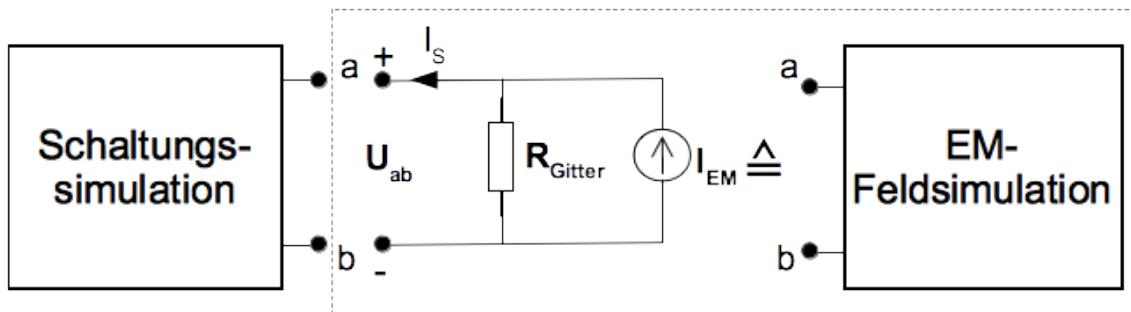


Abbildung 3.3: Prinzip der Ersatzstromquelle aus Sicht der Schaltungssimulation

Weiterhin lassen sich die S-Parameter eines Ports zur Verbindung von Schaltungssimulation und EM-Feldsimulation nutzen. Jeder Port einer elektrischen Schaltung und einer EM-Feldsimulation kann durch sein Reflexionsverhalten beschrieben werden. Aus der S-Matrix lassen sich Ströme und Spannungen bzw. E- und H-Felder berechnen [Sui 2001, Kap. 8.3.1].

Mithilfe der Co-Simulation kann ein komplexes Problem in mehrere Subsysteme aufgeteilt werden. Diese gekoppelten Subsysteme können unabhängig voneinander berechnet und durch Superposition wieder zusammengeführt werden [Lindner 2008, S. 38]. Oft lässt sich jedes Subsystem isoliert einfacher berechnen als innerhalb eines komplexen Systems. Für die Simulation von MRT-Spulen kann die Co-Simulation sehr effektiv eingesetzt werden, da sich resonante Strukturen schneller berechnen lassen [Lemdiasov 2011]. Näheres hierzu findet sich in Kapitel 4.3.2.

3.6 Körpermodelle

Für die Feldsimulation stehen derzeit über zehn sogenannte Körpermodelle zur Verfügung, die die EM-Eigenschaften biologischen Gewebes simulieren. Gewonnen wurden die Körpermodelle vorwiegend aus MR- und/oder CT-Daten. Diese mussten meist unter großem Aufwand manuell segmentiert werden, um die verschiedenen Organe und Gewebearten zu

unterscheiden. Für Computeranwendungen bestehen die fertigen Modelle aus kleinen dreidimensionalen Volumeneinheiten. Diese werden als Voxel (Wortverschmelzung der englischen Begriffe „volumetric“ und „pixel“) bezeichnet. Die so generierten Modelle nennt man daher auch Voxelmodelle. Die Auflösung der Voxelmodelle kann variieren und in einem bestimmten Rahmen vom Anwender gewählt werden. Übliche Auflösungen liegen bei einer Voxelgröße zwischen 1 bis 5 mm. Jedes Voxel enthält Informationen über die enthaltenen Materialparameter.

Das in der Vergangenheit am häufigsten verwendete Voxelmodell stammt aus dem Visible Human Project [Ackerman 1998]. Dieses Voxelmodell wurde post mortem mithilfe von MRT und Computertomographie erstellt. Im Anschluss wurde der Körper im eingefrorenen Zustand in 1 mm dicke Scheiben zerschnitten, um das Gewebe zu fotografieren. Das Modell wird auch als HUGO-Modell bezeichnet und ist durch das Einfrieren des Körpers und den post-mortem-Zustand in manchen Teilen der Struktur ungenau. Unter anderem ist z. B. der Gehörgang nicht ganz korrekt abgebildet und auch die Cerebrospinalflüssigkeit ist im Voxelmodell nicht vorhanden.

In den letzten Jahren wurden daher neuere Voxelmodelle aus MRT- und CT-Messungen gewonnen. Vier weitere Voxelmodelle, welche auch für die Feldsimulationen in dieser Arbeit verwendet wurden, sind unter dem Begriff „Virtual Family“ zusammengefasst [Christ 2010]. Dabei handelt es sich um einen Mann (Duke, 34 Jahre), eine Frau (Ella, 26 Jahre), ein Mädchen (Billie, 11 Jahre) und einen Jungen (Thelonius, 6 Jahre). Die beiden Erwachsenen wurden auf Basis weltweiter Durchschnittswerte für Größe und Body-Mass-Index [McGee 2005] ausgewählt. Für die Auswahl der beiden Kinder wurden die Durchschnittswerte deutscher Kinder verwendet. Aufgenommen wurden die Daten an einem 1,5 Tesla-Ganzkörper-MRT-System und anschließend mit einer maximalen Auflösung von 1 mm segmentiert. Dabei wurde insgesamt in 80 verschiedene Organe und Gewebearten unterschieden. Die elektromagnetischen Eigenschaften der Gewebearten für bestimmte Frequenzbereiche wurden von Gabriel et al. definiert [Gabriel 1996]

Besondere Bedeutung haben diese Voxelmodelle für die Berechnung der Exposition von EM-Strahlung und bzgl. der *SAR*.

3.7 SAR-Simulation

Die Temperaturerhöhung im Kopfbereich darf 1 °C nicht überschreiten. Daher ist es erforderlich, die lokale SAR genau zu überwachen und möglichst schon während der EM-Feldsimulation die sogenannten Hot-Spots, also sehr kleine räumliche Gebiete mit starker Erwärmung, zu bestimmen.

Mit der Verlustleistungsdichte ρ_L

$$\rho_L = (\sigma + \omega \cdot \epsilon_r'' \cdot \epsilon_0) \cdot E^2$$

σ	:	Leitfähigkeit	(3.22)
ϵ_r''	:	Imaginärteil der komplexen Permittivität	
E	:	Effektivwert der elektrischen Feldstärke	

kann in der Simulation für jedes Voxel (m, n, p) im 3D-Feldraum die $SAR_{(m,n,p)}$ folgendermaßen bestimmt werden:

$$SAR_{(m,n,p)} = \frac{\rho_L^{(m,n,p)} \cdot v^{(m,n,p)}}{m^{(m,n,p)}} \quad (3.23)$$

$v^{(m,n,p)}$ und $m^{(m,n,p)}$ sind das Volumen bzw. die Masse des entsprechenden Voxels. Um die globale SAR zu berechnen, werden die SAR -Werte für jedes Voxel aufaddiert. Zur Berechnung der über 10 g gemittelten lokalen SAR für ein Voxel werden, ausgehend vom betreffenden Voxel, schrittweise die Masse und SAR -Werte der benachbarten Voxelschichten hinzuaddiert. Dies wird so lange fortgesetzt, bis die Gesamtmasse m_g genau 10g beträgt. Die so ermittelte Summe der SAR -Werte wird dem Ausgangsvoxel dieser Addition zugeordnet. Im Anschluss wird der Prozess für das nächste Voxel wiederholt.

Würde m_g durch die Hinzunahme der gesamten Masse m_x der nächsten Voxelschicht den Wert von 10g überschreiten, so werden die SAR -Werte der einzelnen Voxel dieser Schicht nur anteilig mit dem Faktor

$$SAR_{(m,n,p)} \cdot \frac{(10g - m_g)}{m_x} \quad (3.24)$$

berücksichtigt.

Temperatenausgleichsvorgänge und HF-Pulsdauer werden in der Simulation derzeit nicht

berücksichtigt. Da die simulierten *SAR*-Werte bei fehlender Berücksichtigung der Ausgleichsvorgänge die Sicherheitsmarge in der Simulation erhöhen, ergibt sich bei Einhaltung der beschriebenen Richtwerte ein zusätzlicher Spielraum für die realen *SAR*-Werte [Wang 2007].

3.8 Rechnerarchitekturen

Software zur EM-Feldsimulation, wie z. B. CST Microwave Studio, stellt häufig hohe Anforderungen an die Hardware. Es sollte zumindest ein Multi-Kern-System mit mindestens 4 GB Arbeitsspeicher und einem 64-Bit-Betriebssystem wie Windows (64-Bit) oder Linux zur Verfügung stehen. Für ein effektiveres und schnelleres Arbeiten mit Simulationssoftware gibt es verschiedene Möglichkeiten, die Simulationsumgebung hardwareseitig zu erweitern.

Beim verteilten Rechnen bzw. der parallelen Simulation wird ein Problem durch mehrere Prozessoren gleichzeitig berechnet. Hier wird in das sogenannte Distributed Computing (DC) und das Parallel Computing unterschieden.

Beim Distributed Computing wird das Projekt auf mehrere unabhängige Systeme verteilt und berechnet. Hierbei handelt es sich jeweils um eigenständige Workstations mit einer oder mehreren eigenständigen CPU-Einheiten und einem eigenen Arbeitsspeicher. Für die Kommunikation der einzelnen Workstations untereinander dominieren zwei Verfahren: Beim Client-Server-System erfolgt die Kommunikation über einen zentralen Steuerserver, der die einzelnen Aufgaben auf die Workstationseinheiten verteilt. Beim Peer-to-Peer-System hingegen kommunizieren die Workstationseinheiten direkt untereinander.

Das Parallel Computing ist definiert durch ein System, das mehrere CPU-Kerne bzw. Prozessoren nutzt, die einen gemeinsamen Arbeitsspeicher verwenden. Die Kommunikation zwischen den Prozessoren erfolgt über diesen gemeinsamen Arbeitsspeicher. Für den Nachrichtenaustausch zwischen den Systemen hat sich das Message Passing Interface (MPI) als Kommunikationsstandard etabliert. Die MPI-Bibliothek definiert Operationen und deren Syntax für diesen Nachrichtenaustausch.

Damit auch die umfangreichen FDTD-Simulationen von den Möglichkeiten der Parallel-Simulation profitieren können, wurde unter Verwendung der MPI-Bibliotheken, ein paralleler FDTD-Algorithmus entwickelt [Guiffaut 2001], [He 2012]. Bei der Umsetzung einer parallelen Simulation für 3D-EM-Feldberechnungen wird der zu berechnende Bereich in sogenannte Subdomains aufgeteilt. Jede Prozesseinheit berechnet einen Bereich der gesamten Domain und tauscht Daten unter Verwendung der MPI-Bibliotheken aus. Dieser

Austausch ist für die Randbereiche der Subdomains erforderlich, da sich die Feldwerte einer bestimmten Position aus den benachbarten Positionen ergeben [Varadarajan 1994].

Eine Möglichkeit, das DC und das Parallel Computing zu kombinieren, besteht darin, unterschiedliche Varianten einer Simulation auf mehrere Workstations zu verteilen (DC) und diese dort jeweils durch Multi-Kern-Systeme nach Aufteilen in Subdomains zu berechnen (Parallel Computing). Dabei wird die Geschwindigkeit der jeweiligen Auswertung durch die Hardware der einzelnen Workstationeinheit bestimmt. Für den Arbeitsspeicher einer Workstation gibt es derzeit eine Obergrenze von maximal 512 GB mit maximal zwei physischen CPU-Einheiten und somit insgesamt max. 18 logischen Kernen. Da ein zu simulierendes Projekt vollständig in den Arbeitsspeicher jeder einzelnen Workstation passen muss, begrenzt dieser die maximale Auflösung der Feldsimulation.

Weiterhin besteht die Möglichkeit, die Subdomains eines einzelnen Projektes auf alle verfügbaren Workstationeinheiten zu verteilen. Hierdurch steht für dieses Projekt eine hohe Rechenleistung und ein bis zu mehreren Terabyte großer Arbeitsspeicher zur Verfügung. Mittels MPI können die Subdomains auf die Workstations, ihren Ressourcen entsprechend, aufgeteilt werden. Ein Nachteil dieses Verfahrens ist der sehr hohe Netzwerk-Traffic zwischen den einzelnen Workstations, der eine zu jedem Zeitpunkt stabile Verbindung voraussetzt.

Ein darauf aufbauendes Verfahren zur Beschleunigung der EM-Feldsimulation ist die grafik-kartenbasierte Beschleunigung, welche als Graphics-Processing-Unit-Beschleunigung oder kürzer als GPU-Beschleunigung bezeichnet wird. Durch den Einsatz von Grafikkarten, die mit einer sehr großen Anzahl von parallel rechnenden Prozessoren bestückt sind, lassen sich für die EM-Feldsimulation gegenüber der reinen CPU-basierten Architektur Beschleunigungsfaktoren von 2 bis 6 erreichen. Grundsätzlich haben sich dabei zwei Programmiersprachen zum Ansprechen der Grafikkarten etabliert, CUDA (Compute Unified Device Architecture) und OpenCL (Open Computing Language) [Fang 2011]. Derzeit wird von den verschiedenen EM-Feldsimulations-Softwareprodukten für die Anwendung einer GPU-Beschleunigung jedoch nur CUDA unterstützt. Der Arbeitsspeicher der derzeit am Markt verfügbaren Workstation-Grafikkarten beträgt max. 24 GB. Es stehen dem Anwender heutzutage eine Vielzahl von Grafikkarten zur Verfügung, welche sich in zwei Gruppen untergliedern lassen: Die erste Gruppe wird in die PC-Workstations eingesetzt und liegt preislich etwa zwischen 1.000 bis 6.000 €. Zum anderen gibt es Grafiksysteme, die als sogenannte 19-Zoll-Rackein-schübe in Serversystemen zum Einsatz kommen und preislich ab etwa 5.000 € erhältlich sind.

4 Entwicklung des Simulationsprozesses für MRT-Spulen

4.1 Motivation

Die EM-Feldsimulation kommt heutzutage in sehr vielen Bereichen der Industrie und der Wissenschaft zum Einsatz. Mit ihrer Hilfe lässt sich die Wechselwirkung elektromagnetischer Felder und Wellen mit komplexen geometrischen Strukturen numerisch berechnen. Dies ist erforderlich, wenn eine analytische Betrachtung zu aufwendig oder aufgrund der Komplexität eines Problems nicht mehr möglich ist. EM-Feldsimulation wird in der Praxis meist für die Optimierung der Leistungsfähigkeit von EM-Komponenten, wie z. B. Sende- und Empfangsantennen, Kabeln und Abschirmungen, eingesetzt. Des Weiteren spielt die Untersuchung der elektromagnetischen Verträglichkeit (EM-Verträglichkeit), die EM-Feldbelastung, auf den menschlichen Körper eine wichtige Rolle. Dies betrifft besonders die Mobiltelefonindustrie, aber auch all die Hersteller im Bereich der Medizintechnik, deren Geräte elektromagnetische Strahlung exponieren.

Bei der Entwicklung von MRT-Spulen spielen die Aspekte Optimierung und EM-Verträglichkeit eine wichtige Rolle. Im Idealfall wird eine MRT-Spule zunächst in der Feldsimulation entworfen, simuliert und optimiert, bevor sie in den Fertigungsprozess geht. Dieses Vorgehen spart nicht nur Zeit, sondern auch Materialkosten, da die verwendeten nicht-magnetischen Bauteile sehr kostspielig sind. Weiterhin bietet EM-Feldsimulation auch die Möglichkeit, viele unterschiedliche MRT-relevante Parameter genauer zu untersuchen und eine große Menge von Daten zu erfassen. Die Erkenntnisse aus diesen Daten ermöglichen direkte Anpassungen und Verbesserungen von MRT-Spulen.

Bei der Entwicklung von MRT-Spulen gilt es meist, eine möglichst homogene B_I^+ -Feldanregung zu realisieren, da diese direkten Einfluss auf die Flipwinkelverteilung hat (Gl. 2.14). Zudem ermöglicht der Zusammenhang zwischen dem B_I^+ -Feld und der Flipwinkelverteilung den Vergleich mit dem realen MRT-Experiment. Verschiedene experimentelle Setups müssen

auf ihre EM-Verträglichkeit untersucht und ggf. modifiziert werden, um eine minimierte SAR-Exposition des menschlichen Gewebes zu erhalten und das SNR zu maximieren.

Für die EM-Feldsimulationen wird sich meist vorhandener kommerzieller Softwareprodukte bedient. Alle diese Produkte beruhen auf den in Kapitel 3 vorgestellten Grundlagen. Zu den bekannten und weit verbreiteten Softwareprodukten gehören HFSS (ANSYS Inc., Canonsburg, PA), SEMCAD® (SPEAG, Zürich), XFDTD® (REMCOM Inc., State College, PA) und CST Studio Suite® (CST AG, Darmstadt). Diese bieten dem Anwender die Möglichkeit, EM-Feldsimulationen durchzuführen und diese in Verbindung mit CAD Elementen zu erstellen. Sie unterscheiden sich u.a. hinsichtlich der numerischen Verfahren bzw. Solver (TD, FD, FEM, Eigenmode Solver, Resonant Solver, Asymptotic Solver). Die Software CST Studio Suite bietet derzeit als einziges Produkt eine vollständig implementierte Co-Simulation an, welche für resonante Strukturen große Vorteile bietet. Diese werden im Laufe dieses Kapitels detailliert betrachtet. Als nicht kommerzielles Softwareprodukt ist die Software OpenEMS zu erwähnen, welche zwar lediglich einen TD-Solver anbietet, diesen aber mit einem zylindrischen Gitter optimal einsetzen kann. Dies ist ein enormer Vorteil bei zylindrischen Objekten, wie MRT-Volumenspulen. Weiterhin ist es auch möglich eine EM-Feldsimulation mit einem Programm wie z. B. MATLAB® (Mathworks, Natick, MA) umzusetzen [Li 2008].

Für die Entwicklung und Evaluierung von MRT-Spulen werden von verschiedenen Forschergruppen einige der oben genannten Softwareprodukte genutzt. Dabei stellt sich die Frage nach der Einheitlichkeit bzw. Vergleichbarkeit der durchgeführten EM-Feldsimulationen. Aufgrund der Vielzahl möglicher Variablen, wie der Genauigkeit der Geometrie der MRT-Spule, der Auflösung des Gitters, dem Design der Anpassnetzwerke, den verwendeten Voxelmodellen, dem gewählten Konvergenzkriterium sowie dem gewählten numerischen Verfahren und einiger weiterer Parameter, können identische Fragestellungen zu abweichenden Ergebnissen führen. Dies liegt unter anderem in der Natur der unterschiedlichen Solver und der ihnen eigenen, sich fortsetzenden, numerischen Fehler, aber auch an der Art und Weise, wie der Anwender das zu berechnende Problem in der Simulationsumgebung umsetzt, und welche Ergebnisse für ihn interessant sind.

In diesem Kapitel wird ein allgemeiner Workflow für den Einsatz von EM-Feldsimulation im MRT-Bereich beschrieben. Dieser Workflow kann für die Entwicklung und Evaluierung von MRT-Spulen, und im Besonderen für die Durchführung von umfassenden Simulationsstudien,

in der MRT eingesetzt werden. Der Workflow berücksichtigt die wichtigsten Kriterien für die Vorbereitung und Durchführung der Feldsimulation sowie für die Auswertung und Interpretation der Ergebnisse. Außerdem werden möglichst allgemeine Kriterien entwickelt und diskutiert, die auf ein breites Spektrum von Feldsimulationssoftwareapplikationen anwendbar sind. Zur Realisierung des Konzeptes wurde die Software CST Microwave Studio 2014 verwendet [CST AG 2014], die Bestandteil des Softwareprodukts CST Studio Suite 2014 ist.

4.2 Zielparameter

In den anschließenden Kapiteln sollen verschiedene Parameter für das Setup der Simulation untersucht werden. Um unterschiedliche Varianten zu vergleichen, müssen zunächst die zu untersuchenden Zielparameter festgelegt werden. Eine besondere Bedeutung kommen dabei den S-Parametern, dem B_1^+ -Feld und dem sogenannten k-Faktor, zu.

4.2.1 S-Parameter

Vor der Auswertung der 3D-Feldverteilungen muss überprüft werden, ob die MRT-Spule richtig angepasst wurde. Ein genaues Tuning auf den richtigen homogenen Mode ist notwendig für eine korrekte Auswertung der B_1^+ -Feldverteilung. Weiterhin muss ebenso Wert auf ein effizientes Matching gelegt werden - jedoch spielt dieses für die reine Feldverteilung keine Rolle, da es lediglich bestimmt, wie viel Leistung in das MRT-Spulensystem eingespeist wird. Es ist an dieser Stelle also wichtig, zu planen, was die Zielparameter der Simulation sind und ob reale Werte berechnet werden sollen. Eine gut angepasste MRT-Spule ist gekennzeichnet durch eine hohe Entkopplung zwischen den jeweiligen Ports in Verbindung mit einem geringen Reflexionsfaktor. Diese relevanten Kennwerte lassen sich über die S-Parameter erfassen. Ein effizientes Matching wird ab einem Reflexionsfaktor kleiner -10 dB gewährleistet, da ab dieser Grenze 90% der HF-Energie in den jeweiligen Port eingespeist wird. Eine ausreichende Transmissionsentkopplung wird ab einem Wert kleiner -12 dB erreicht.

4.2.2 B_1^+ -Feld

Die Stärke des B_1^+ -Feldes hängt direkt mit dem Flipwinkel zusammen, mit dem die Spinensembles angeregt werden (Gl. 2.14). Dieser Sachverhalt stellt daher die Verbindung zum

realen MRT-Experiment dar. Näheres hierzu findet sich in Kapitel 4.4.4. Für Simulationsstudien ergibt sich durch die Feldverteilung ein guter Einblick in die Performance der zu simulierenden MRT-Spule. Dabei gilt es zu beachten, dass die Eingangsleistung in der Feldsimulation entweder der realen Eingangsleistung entsprechen muss oder eine Normierung auf diese erforderlich ist. Zum Beispiel wird für einen Standard 180° Flipwinkel ein B_1^+ -Wert von $11,75 \mu\text{T}$ mit einer Rechteckpulsform von 1 ms Dauer benötigt.

Sollen die B_1^+ -Werte verschiedener Spulentypen oder innerhalb unterschiedlicher Voxelm Modelle miteinander verglichen werden, sind die Absolutwerte nicht unbedingt notwendig. Bei der Untersuchung des B_1^+ -Feldes ist vorrangig dessen Homogenität von Interesse. Besonders im UHF-MRT-Bereich wird die Homogenität durch Beladung mit einer dielektrischen Last, wie z. B. Wasser, deutlich beeinflusst. Meist ist nur die Feldverteilung Gegenstand der Untersuchung, daher ist es nicht immer notwendig, die Simulation mit realen Signalamplituden zu speisen. Dies verringert vor allem den Aufwand für das Matching. Für manche Simulationsstudien ist es auch hinreichend, die B_1^+ -Mittelwerte bestimmter Hirnareale zueinander in Beziehung zu setzen. Hierdurch lassen sich ebenso Rückschlüsse auf die Flipwinkelverteilung und somit auch auf die resultierende Bildqualität ziehen.

Diese Normierungen geben dem Anwender die Möglichkeit, ein weites Spektrum an Parametern mit deutlich reduziertem Aufwand zu berechnen. Am Ende eines jeden simulationsgestützten Entwicklungsprozesses sollten aber reale Absolutwerte berechnet werden.

4.2.3 k-Faktor

Um SAR -Werte zu bestimmen, die mit einer MRT-Messung direkt korrespondieren sollen, müssen die Eingangsleistung der Feldsimulation und die Eingangsleistung der realen MRT-Messung übereinstimmen.

Für die Vergleichbarkeit verschiedener Feldsimulationen, mit verschiedenen MRT-Spulen, ist es sinnvoll, die zu berechnenden Werte auf einen Wert zu normieren. Hierbei wird häufig 1 W Eingangsleistung oder 1 W vom System akzeptierte Leistung verwendet. Bei einem optimalen Matching sind diese Werte nahezu identisch. Um einen Bezug zur eingespeisten Leistung der realen MRT-Messung herzustellen, wird der sogenannte k -Faktor eingeführt (Gl. 4.1).

$$k = \frac{SAR_{max_lok}}{P_{Gew_absorb}} \quad (4.1)$$

SAR_{max_lok} : maximale lokale SAR

P_{Gew_absorb} : im Gewebe absorbierte Leistung

Dieser beschreibt das Verhältnis der maximalen lokalen SAR (Hotspot) zur gesamten im Gewebe absorbierten Leistung. Er ist unabhängig vom Matching und der in die MRT-Spule eingespeisten Leistung und charakterisiert die Verteilung der im Gewebe exponierten HF-Energie. Der k-Faktor muss für jede UHF-MRT-Spule individuell bestimmt werden und dient für den Betrieb der MRT-Spule am jeweiligen UHF-MRT-System. Die im Gewebe absorbierte Leistung entspricht dort der akzeptierten Sendeleistung am HF-Anschluss der MRT-Spule. Diese Größe wird direkt vom MRT-System gemessen.

Durch die Einführung des k-Faktors wird in der Feldsimulation eine von der Anpassung der MRT-Spule unabhängige Vergleichbarkeit der eingestrahnten Leistung und ihrer Wirksamkeit auf das exponierte Gewebe ermöglicht. Des Weiteren besitzt der k-Faktor nur für die berechnete Phasenbeziehung der Anregungsports eine Gültigkeit. Er wird bei RF-Shimminganwendungen [Zhu 2012] von MRT-Spulen derzeit nicht verwendet, weil er für jede gesetzte Phasen-Amplitudenkombination neu berechnet werden müsste.

4.3 Untersuchung einiger Parameter der EM-Feldsimulation für MRT

4.3.1 Zielstellung

Für die Umsetzung einer Feldsimulation steht zu Beginn die Auswahl des MRT-Spulentyps, der sich am gewünschten Anwendungsgebiet orientiert. Eine hinreichende Kenntnis über das zu erwartende Verhalten des zu simulierenden Spulenmodells ist sinnvoll, um die Ergebnisse interpretieren zu können und mögliche Fehler in der Modellierung früh zu erkennen. Zur Erstellung des Modells kann meist die EM-Feldsimulationssoftware verwendet werden, wenn diese mit den entsprechenden CAD-Werkzeugen ausgestattet ist. Ist dies nicht der Fall, stehen Importfunktionen zur Verfügung, die die Einbindung von Modellen aus CAD-Konstruktionsapplikationen ermöglichen.

Wie detailliert die MRT-Spule modelliert werden muss, hängt von der Zielstellung für die Ergebnisse ab. Diese werden im Folgenden in *absolute* und *relative* Ergebnisse unterschieden.

Absolute Ergebnisse müssen mit den messbaren Ergebnissen in der realen MRT-Umgebung möglichst genau übereinstimmen. Um ein originalgetreues Modell der MRT-Spule zu erhalten, muss sehr detailliert gearbeitet werden. Der Aufwand für eine solche Simulation ist deutlich höher als bei der Betrachtung von relativen Ergebnissen: Meist genügt es zu untersuchen, wie sich Ergebnisse bei spezifischen Parametervariationen verändern. Hierbei wird lediglich das Verhalten der MRT-Spule bei Veränderung eines oder mehrerer Parameter untersucht. Dennoch ist zu beachten, dass auch diese Änderung der Ergebnisse vom verwendeten Detailgrad der MRT-Spule abhängig ist.

Für eine effektive und schnelle Umsetzung der EM-Feldsimulation ist es meist sinnvoll, zunächst relative Ergebnisse zu betrachten, um zu evaluieren, wie sich diese entwickeln. Dies kann enorm Zeit und viele Ressourcen sparen. Liegt die Systemantwort auf bestimmte Systemparametervariationen vor, kann im Anschluss ein detaillierteres Modell erstellt werden, mit dem die endgültige Version der EM-Feldsimulation berechnet wird.

4.3.2 Anwendung der Co-Simulation

Die Co-Simulation hat für die Simulation von MRT-Spulen eine enorme Bedeutung. Für die Co-Simulation werden die S-Parameter für jeden Port der 3D-EM-Feldsimulation durch eine Simulation im Zeitbereich ermittelt. Dazu werden zunächst alle diskreten Bauelemente durch Ports ersetzt. Durch Anregung an einem Port und gleichzeitigem Abschluss aller anderen Ports mit 50Ω werden mittels Zeitbereichssimulation die S-Parameter an diesem Port bestimmt. Diese Berechnung wird für sämtliche Ports durchgeführt. Eine komplexe resonante Simulation wird somit in viele deutlich schneller zu berechnende, nicht-resonante Subsimulationen zerlegt. Im Anschluss kann, innerhalb der Co-Simulationssoftware, für jeden Port ein beliebiges Bauelement mit bekannter Impedanz eingesetzt und die gesamte Struktur durch das Superpositionsprinzip berechnet werden.

Bei einer Volumenspule in der MRT kann die Zahl der zu ersetzenden Kapazitäten im dreistelligen Bereich liegen. Die Simulation im Zeitbereich für alle Ports wird daher sehr viel Zeit in Anspruch nehmen. Es entsteht dadurch jedoch eine große Flexibilität für den weiterführenden Simulationsprozess. Da die Ports in der Co-Simulation durch komplexe Schaltungen ersetzt werden können, besteht die Möglichkeit die Anpassnetzwerke in der Co-Simulation zu modellieren. Dies vereinfacht die Komplexität der dreidimensionalen Umgebung und ermöglicht ein vereinfachtes Matching und Tuning.

Diese Vereinfachung der Anpassnetzwerke und des MRT-Spulenmodells wird im Folgenden anhand eines einfachen Beispiels verdeutlicht. In Abbildung 4.1 ist eine Oberflächenspule mit einem Wasserphantom dargestellt, die in einer 3D-Umgebung modelliert wurde. Der Einspeisepunkt ist rot und die Kapazitäten sind blau gekennzeichnet.

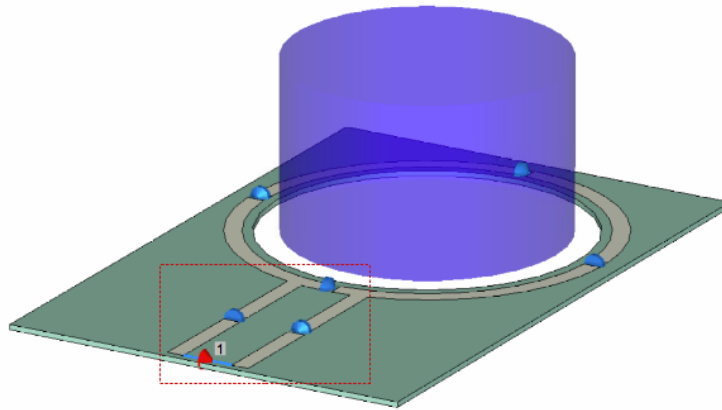


Abbildung 4.1: Oberflächenspule mit Anpassnetzwerk (rot gestrichelte Umrandung) im 3D-Modell bzw. ohne Co-Simulation, Details s. Text

Das Anpassnetzwerk wird nun durch einen einzigen Port ersetzt und aus dem Bereich der Feldsimulationsumgebung in die Co-Simulation transferiert (Abbildung 4.2). Auch die weiteren Kapazitäten werden durch Ports ersetzt. Durch das Übertragen des Anpassnetzwerkes in die Co-Simulation können sich die Absolutwerte der Matching- und Tuningkapazitäten deutlich verändern. Diese Änderung ist auf den Wegfall der durch die Leitungen entstehenden Induktivitäten innerhalb der geometrische Struktur des Anpassnetzwerkes zurückzuführen. Für die Simulation ist dies vernachlässigbar, wenn eine optimale Anpassung gewährleistet ist. Die Abweichungen müssen jedoch bei einer realen Konstruktion der MRT-Spule berücksichtigt werden. In der folgenden Abbildung wurden die Induktivitäten der Leitungen in der Co-Simulation modelliert.

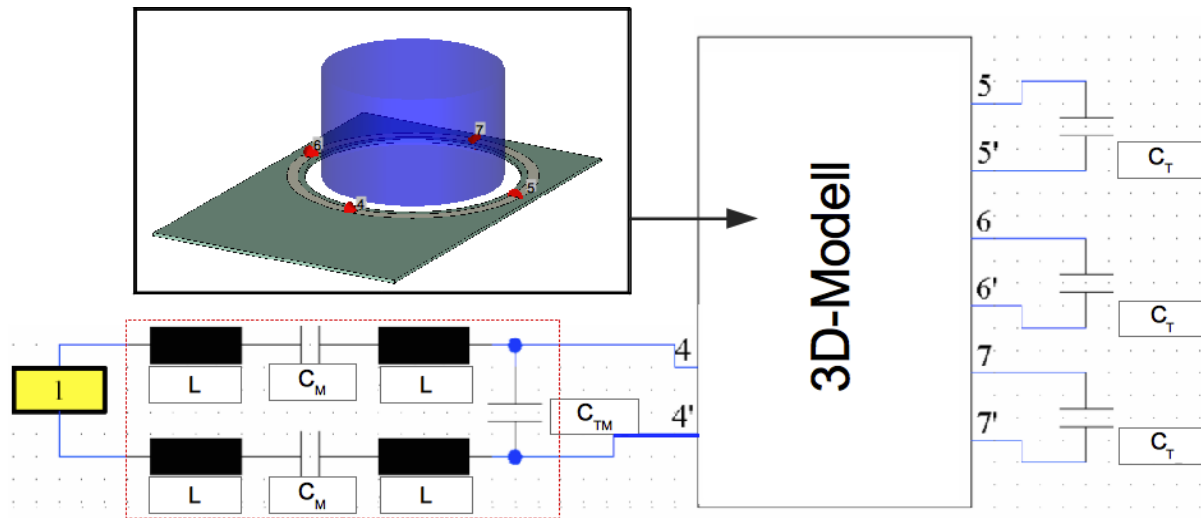


Abbildung 4.2: Oberflächenspule mit Anpassnetzwerk innerhalb der Co-Simulation: Die wegfallenden Leitungsinduktivitäten der 3D-Umgebung wurden in der Co-Simulation modelliert (L).

4.3.3 Modellierung des MRT-Systems

Eine MRT-Spule wird bei realen Messungen innerhalb eines MRT-Systems verwendet. Es wurde deshalb untersucht, inwieweit diese Umgebung in der Simulation berücksichtigt werden muss. Ein umfangreicheres zu simulierendes Volumen bedeutet in der Regel mehr Rechenaufwand. In der folgenden Simulation wurde die Konfiguration der Oberflächenspule aus Abbildung 4.1 innerhalb einer kompletten MRT-Umgebung simuliert und mit der Simulation ohne MRT-System verglichen. Die Abweichungen der simulierten Werte mit MRT-System waren minimal und lagen für die maximale lokale SAR bei 2% und für den Mittelwert des B_1^+ -Feldes im Phantom bei 1%. Der k-Faktor war für beide Simulationen identisch.

Anschließend an diese Simulation wurde eine Kopf-Volumenspule mit vier verschiedenen Voxelmodellen der Virtual Family - mit und ohne MRT-System - untersucht. Zum Einsatz kam eine mit einem RF-Shield geschirmte Bandpass Birdcage-Sendespule mit einem Innendurchmesser von 29,2 cm, einer Gesamtlänge von 26 cm und 16 Elementen. Diese haben eine Länge von 22 cm und sind jeweils 2,5 cm breit. Die abschließenden Ringe haben eine Breite von 2 cm. Als Material wurde Kupfer verwendet. Neben der Simulation mit komplettem MRT-System wurde außerdem für jedes Voxelmodell eine Simulation ausschließlich nur mit

dem RF-Shield durchgeführt (Abbildung 4.3). Hierdurch konnte der Umfang des zu simulierenden Volumens reduziert werden.

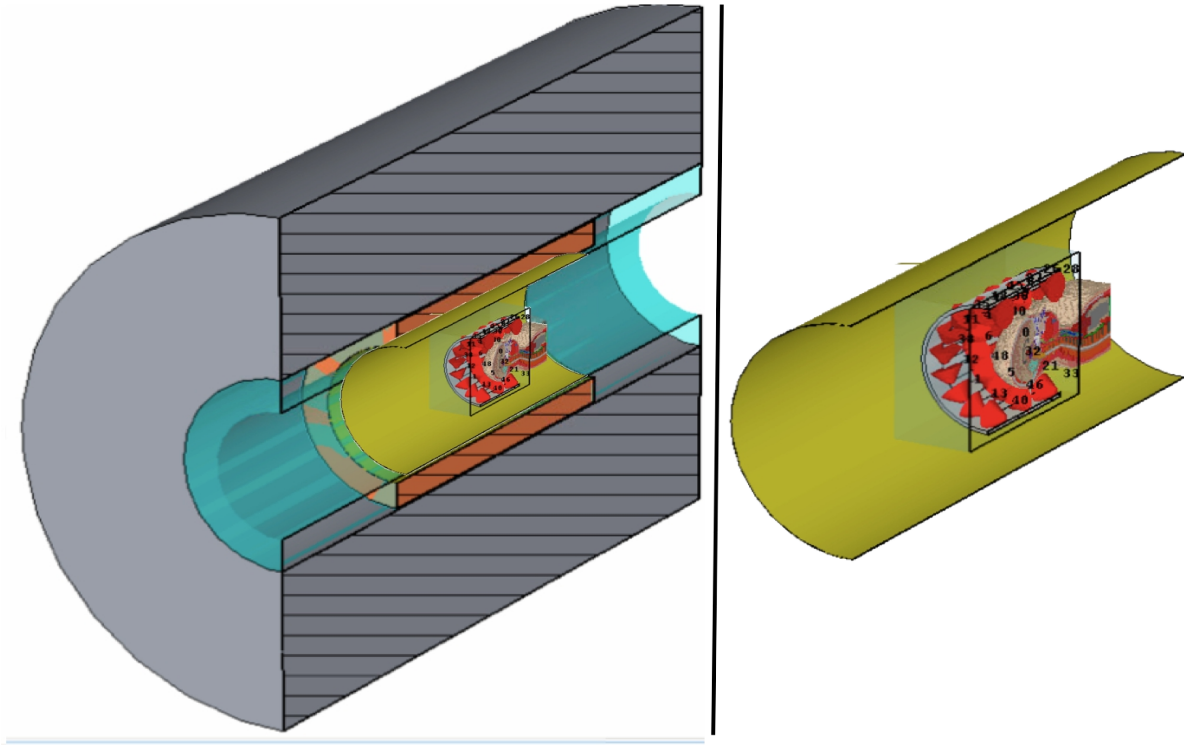


Abbildung 4.3: Simulation der Kopf-Volumenspule inkl. Voxelmodell Duke: Mit komplettem MRT-System (links), ausschließlich mit dem RF-Shield (rechts)

Die Abweichungen der Werte für die maximale lokale SAR, des k-Faktors und des Mittelwertes des B_1^+ -Feldes im Thalamus von einer Simulation ohne RF-Shield und ohne MRT-System sind in der folgenden Tabelle dargestellt.

	„Duke“		„Ella“		„Billie“		„Thelonious“	
	MRT-System	RF-Shield	MRT-System	RF-Shield	MRT-System	RF-Shield	MRT-System	RF-Shield
lok. SAR	23%	22%	29%	25%	43%	32%	2%	5%
k-Faktor	1%	1%	3%	0%	16%	7%	11%	7%
MW B_1^+	14%	12%	17%	15%	19%	15%	6%	3%

Tabelle 4.1: Kopf-Volumenspule Abweichungen (%) der Simulationsergebnisse für die max. lokale SAR (lok. SAR), des k-Faktors und des Mittelwertes (MW) des B_1^+ -Feldes im Thalamus für die Simulation mit komplettem MRT-System, sowie nur einem RF-Shield, von der Simulation ohne MRT-System und ohne RF-Shield

Die obige Tabelle zeigt, dass sich die dargestellten Werte für alle Voxelmodelle deutlich

vergrößern, wenn zusätzlich zur Volumenspule mit Voxelmodell, das komplette MRT-System bzw. das RF-Shield in der Simulationsumgebung berücksichtigt werden. Durch das die Spule umgebende System, wird die Energie, die zunächst nicht im Voxelmodell umgesetzt wird, nicht einfach an die Umgebung abgegeben, sondern an den Wänden reflektiert. Außerdem handelt es sich beim RF-Shield um einen nicht angepassten Hohlleiter, an dessen Öffnungen ebenfalls Energie reflektiert wird. Dadurch wird mehr Energie in die Voxelmodelle eingestrahlt und die SAR erhöht. Für die Voxelmodelle „Duke“ und „Ella“ ändert sich der k-Faktor nur geringfügig.

Da der Einfluss bzw. die Differenz des kompletten MRT-Systems gegenüber der Variante mit dem RF-Shield sehr gering ist, und durch den Verzicht auf das MRT-System eine hohe Anzahl von Gitterzellen eingespart werden kann, ist die Variante mit dem RF-Shield am effizientesten. Aufgrund dieser Ergebnisse muss das RF-Shield bei dieser Art von Simulationsszenario berücksichtigt werden.

Für andere Anregungssysteme, die ihre Energie nicht nur an das Messobjekt sondern auch an die Umgebung abgeben, wie z. B. das Travelling-Wave System [Brunner 2009], ist es erforderlich, das gesamte MRT-System in die Simulation miteinzubeziehen [Mallow 2013], [Zhang 2012]. Der zu verwendende Detailgrad der Umgebung steigt mit steigender Relevanz für die Ergebnisse. Ist dieser Zusammenhang nicht klar abschätzbar, ist es besser das Modell zunächst konservativer und mit höherer Genauigkeit zu erstellen. Dieses kann dann, unter Berücksichtigung der Simulationsergebnisse, schrittweise vereinfacht werden.

4.3.4 Generierung des Gitternetzes

In diesem Abschnitt werden einige Untersuchungen zur Erstellung eines hinreichenden Gitters für den Bereich der MRT-Spulen vorgestellt. In der MRT werden Körpermodelle mit Gewebe von $\epsilon_r \approx 80$ simuliert. Damit ergeben sich im 7 T UHF Bereich (300 MHz) minimale Wellenlängen von ca. 10 cm. Hieraus wird ersichtlich, dass die minimale Voxelgröße im Gitter mindestens 1 cm betragen muss (vgl. Kapitel 3.3). Die feinen Strukturen der MRT-Spulen und der verwendeten Voxelmodelle erfordern jedoch eine höhere Auflösung. Daher stellen deren Dimensionen das Hauptkriterium für die Gittergenerierung dar.

Einer der wichtigsten Arbeitsschritte ist die Modellierung des Gitters, also die Quantität und Qualität der Auflösung der zu modellierenden Struktur. Die verschiedenen Feldsimulationssoftwareprodukte bieten dafür unterschiedliche Lösungen an. Ziel ist es, das zu simulierende

Objekt und dessen Umgebung möglichst so hoch aufzulösen, dass valide Ergebnisse erzielt und dabei gleichzeitig noch praktikable Rechenzeiten erreicht werden.

Generierung eines automatischen Gitters

Die etablierten Feldsimulationssoftware-Applikationen bieten zwei mögliche Wege an, um ein Gitter zu erstellen. Das reine automatische adaptive Gitter löst sehr feine Strukturen, die die Ergebnisse potenziell stark beeinflussen, höher auf. Andere Bereiche werden dann weniger stark gewichtet. Je nach Software werden bei der Erstellung des automatischen Gitters unterschiedliche Algorithmen verwendet, wie sie bereits in Kapitel 3.3 erwähnt wurden. Unter anderem sollten z. B. geometrische Kanten auch durch Grenzflächen zwischen Gitterzellen abgebildet werden. Auch die korrekte Verknüpfung der konzentrierten Bauelemente mit der Spulenarchitektur muss gewährleistet sein. Derzeitige Software-Applikationen berücksichtigen dies meist automatisch. Dennoch ist eine manuelle Nachkontrolle erforderlich, um ein akkurates Gitter zu gewährleisten und ggf. manuelle Anpassungen vorzunehmen.

Erstellung eines manuellen Gitters

Um eine vollständige Kontrolle des Gitters zu gewährleisten, bietet sich eine manuelle Erstellung an. Je nach Softwaresystem stehen verschiedene Parameter zur Verfügung.

In CST Microwave Studio ist es möglich, für bestimmte geometrische Strukturen lokale Gittereinstellungen vorzunehmen. Somit kann ein beliebiges Gitter durch die Erstellung einer entsprechenden Struktur erstellt werden. Die Materialparameter dieser Struktur müssen dann lediglich so gewählt werden, dass sie keinen Einfluss auf die Simulationsergebnisse haben. Bei der Generierung des Gitters muss dieser Struktur nun lediglich die höchste Priorität zugeordnet werden und es ergibt sich die gewünschte Gitterkonfiguration. Zur Erstellung eines über den gesamten Simulationsbereich weitestgehend homogenen Gitters wurde in dieser Arbeit ein Block verwendet, der die elektromagnetischen Eigenschaften von Luft oder Vakuum besitzt (Vakuum-Block). Dadurch spielt er für die Ergebnisse keine Rolle, sondern dient ausschließlich als „Gitter-Muster“. Das Prinzip für einen Vakuum-Block ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Zu beachten ist dabei, dass sich die zu berechnende Struktur und der Hilfsblock nicht überlagern. Dieser „Eingriff“ erleichtert die Erstellung des Gitters deutlich. Weiterhin können neben dem gesamten Volumen so auch kleinere wichtige Bereiche

gezielt höher aufgelöst werden. Dies bietet sich in der MRT z. B. für die Bereiche der konzentrierten Elemente an.

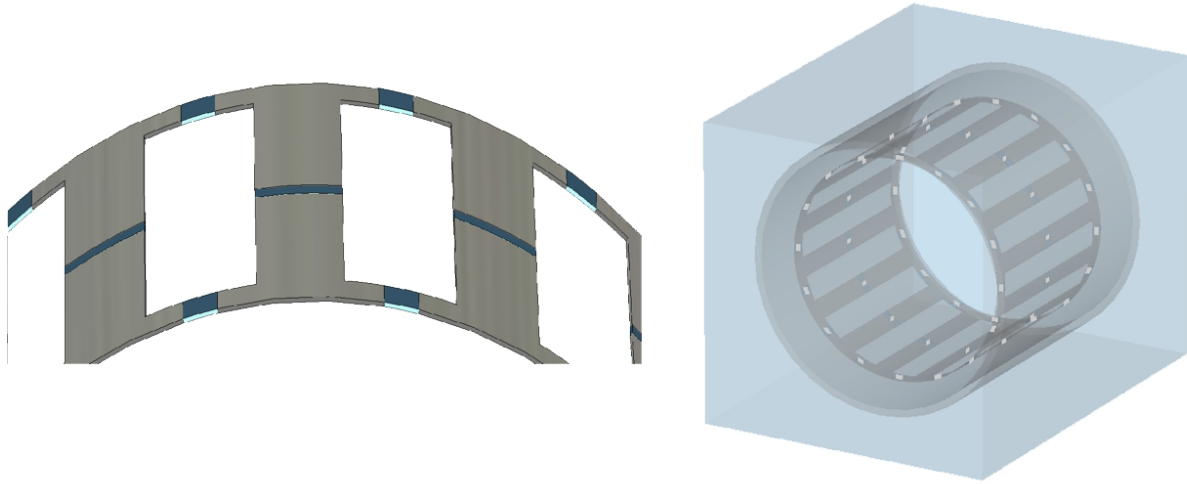


Abbildung 4.4: Erstellung eines manuellen Gitters:
Ausschnitt aus dem CAD-Modell einer Birdcage-Spule mit durch kleine Vakuum-Blöcke (blau) modellierten Lücken (links); Im Hintergrund gelagerter Vakuum-Block (blau) für das gesamte Volumen einer Birdcage-Spule (rechts)

Relative Lage der MRT-Spule im Gitter

Ein weiterer wichtiger Aspekt, welcher zu einer erheblichen Reduzierung der Gitterzellen führen kann, ist die relative Lage der MRT-Spule zum Gitter. Je besser die Hauptachsen einer MRT-Spule am Gitter ausgerichtet sind, umso größer ist die Ersparnis an Gitterzellen und damit an Rechenzeit. Die MRT-Spule muss daher möglichst im Koordinatenursprung erstellt werden, um die ihr eigenen Symmetrien optimal nutzen zu können. Dies wird im folgenden Beispiel deutlich:

Es wurde eine 16-Kanal MRT-Kopfspule im Leerlauf, d. h. ohne Last, simuliert. Es ergab sich ein automatisches Gitter mit einer Gitterzellenzahl von ca. 15 Mio. Zum Vergleich wurde eine Simulation mit einem Vakuum-Block durchgeführt, für den eine Gitterzellengröße von $1,5 \times 1,5 \times 1,5$ mm gewählt wurde. Die Gesamtzahl der Gitterzellen betrug hierfür ca. 8,6 Mio. In Abbildung 4.5 sind diese beiden Gitter in einer Ebene dargestellt. Die höhere Auflösung des Gitters ohne den Vakuum-Block ist zu erkennen. Besonders im Bereich der rot dargestellten Ports liegen die einzelnen Linien des Gitternetzes eng zusammen. Mit Vakuum-Block sind diese kritischen Positionen weiterhin höher aufgelöst, das gesamte Gitternetz ist jedoch homogener verteilt.

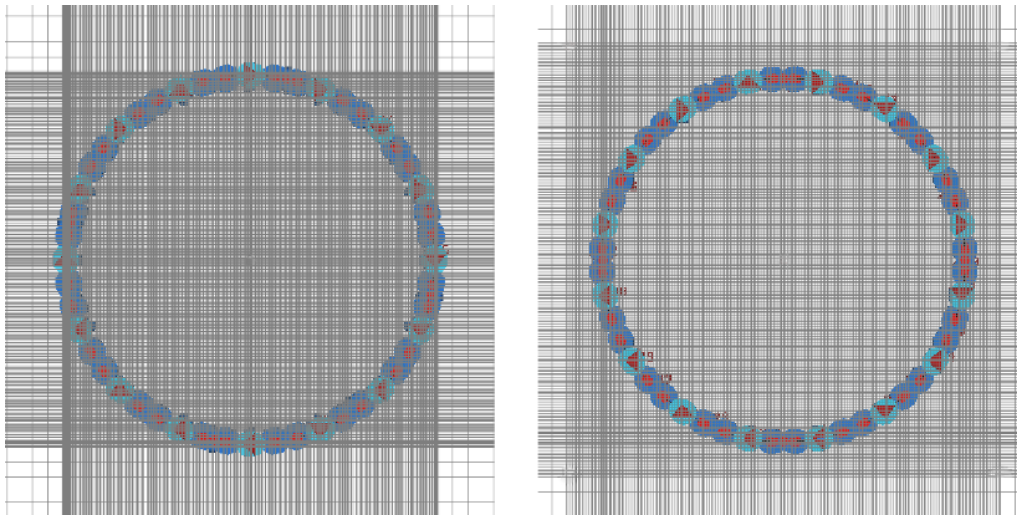


Abbildung 4.5: Gitter: ohne Vakuum-Block (links), mit Vakuum-Block (rechts)

Es wurden die S-Parameter für jeden Port bestimmt. Da die nicht beladene MRT-Spule achsensymmetrisch ist, sollten alle Ports mit derselben relativen Lage das selbe Reflexionsverhalten aufweisen. Aus Abbildung 4.6 geht hervor, dass sich das Reflexionsverhalten der Ports in zwei Gruppen unterteilt.

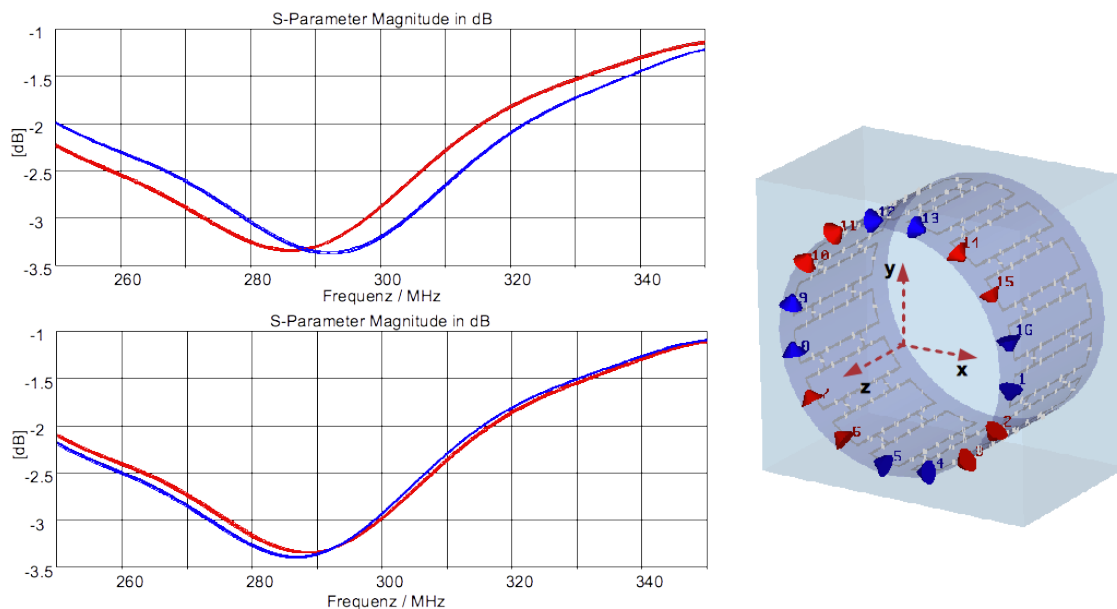


Abbildung 4.6: S-Parametervergleich manuelles Gitter: S-Parameter ohne Vakuum-Block (links oben), S-Parameter mit Vakuum-Block (links unten), den S-Parametern entsprechende farblich gekennzeichnete Ports (rechts)

In der Abbildung 4.6 sind die S-Parameter für 16 Ports dargestellt. Die S-Parameterverläufe der acht blauen Ports sind nahezu identisch, unterscheiden sich jedoch von den S-Parameter-

verlaufen der acht roten Ports. Dies ist auf die unterschiedliche relative Lage der beiden Gruppen zum kartesischen Gitter zurückzuführen. Diese unterschiedliche Lage und das asymmetrische Gitter ohne den Vakuum-Block führen zu Fehlern, die die gezeigten Abweichungen erzeugen. Die Abweichungen treten auch bei der Simulation mit dem manuell erzeugten gleichmäßigeren Gitter auf und sind trotz der deutlich kleineren Anzahl an Gitterzellen jedoch wesentlich geringer.

Abbildung 4.7 zeigt schematisch die unterschiedliche relative Lage der Ports in einem kartesischen Gitter. Die zu einer Gruppe zugehörigen Ports, mit der selben relativen Lage zum Gitter, sind jeweils mit der selben Farbe gekennzeichnet. Je nach Ausrichtung der MRT-Spule entstehen zwei bzw. drei Gruppen von Ports.

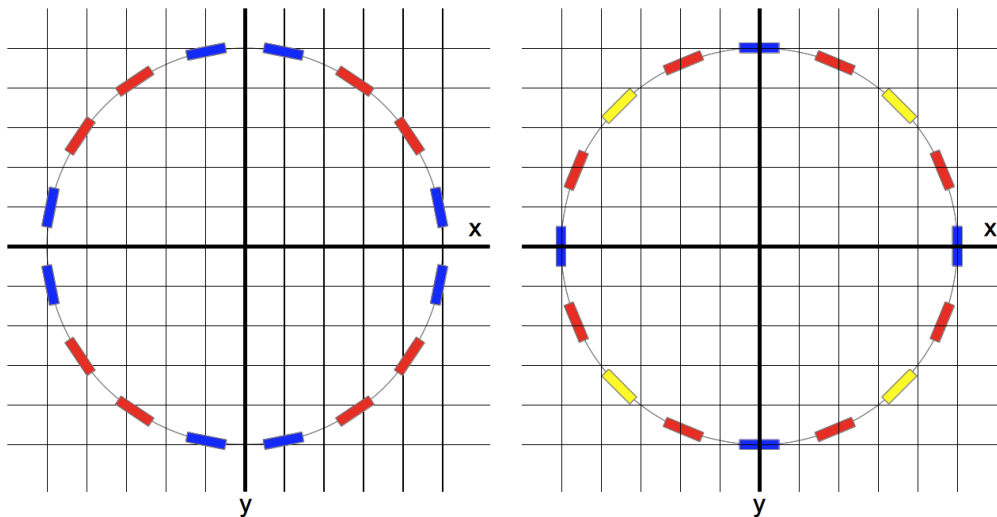


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung der Einteilung der Ports (farbig) in Gruppen nach ihrer relativen Lage zu den Hauptachsen: Links: Zwei Gruppen; Rechts: Drei Gruppen, für Details s. Text

Diese Untersuchungen zeigen, dass eine möglichst symmetrische Ausrichtung der MRT-Spule und ihrer Ports einen entscheidenden Einfluss auf das notwendige Gitter hat. Die Betrachtung der S-Parameter, wie in Abbildung 4.6 gezeigt, kann grundsätzlich als ein Kriterium dienen, die Auflösung und Genauigkeit des Gitters zu überprüfen.

Gitterauflösung

Wird die Auflösung schrittweise erhöht, so konvergieren die Ergebnisse. Im Folgenden wurde für zwei Beispiele die Anzahl der Gitterzellen schrittweise erhöht. Dadurch wurde ermittelt, welche Auflösung für valide Ergebnisse in der MRT geeignet ist. Betrachtet wurden die B_1^+ -

Werte, die SAR und der k-Faktor. Mittels Vakuum-Block wurde die Gittergröße in 0,2 mm-Schritten verringert.

Oberflächenspule

In Abbildung 4.1 wurde bereits das verwendete Modell einer Oberflächenspule mit 12 cm Durchmesser dargestellt. Als Last wurde ein zylindrisches Wasserphantom mit 8 cm Durchmesser und 10 cm Höhe verwendet. Die Auflösung des Vakuum-Blocks wurde von 5 mm schrittweise verringert. In Abbildung 4.8 ist der Fehlerverlauf für die SAR, den k-Faktor und den Mittelwert für B_1^+ -Feld innerhalb des Wasserphantoms dargestellt. Über den gesamten Verlauf von 5 mm bis 0,4 mm Auflösung weichen die Ergebnisse um max. 4% vom Endwert ab. Ab 1,8 mm Auflösung liegt die Abweichung für alle Werte unter 1%. Für eine solche Feldsimulation sind demnach für das Erzielen von validen Ergebnissen auch gröbere Auflösungen ausreichend.

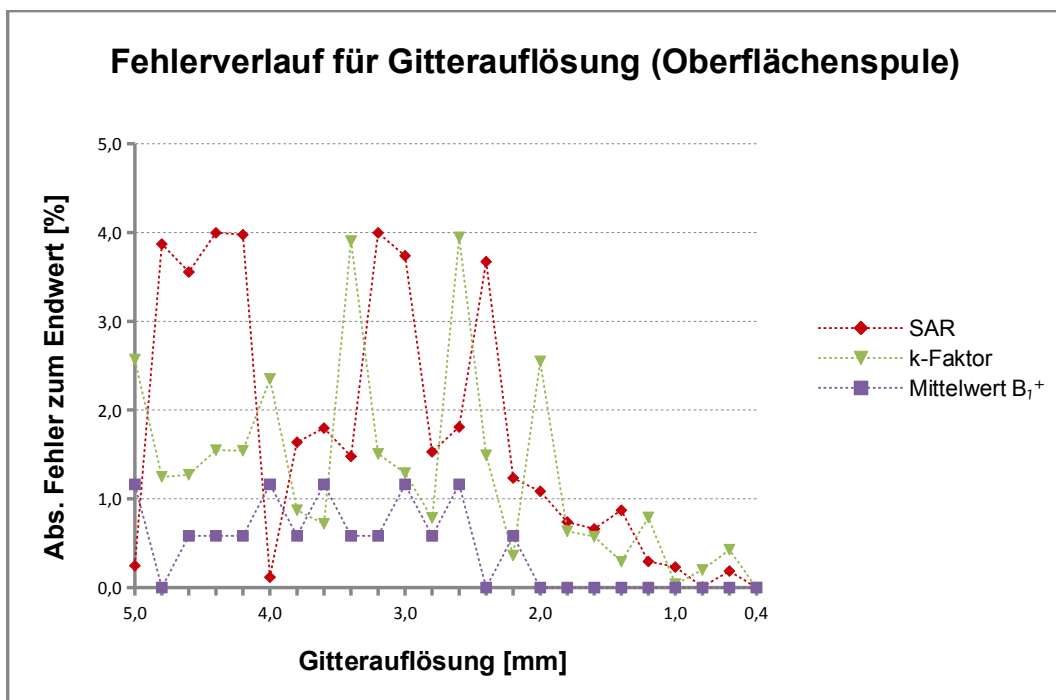


Abbildung 4.8: Fehlerverlauf zum Endwert für Gitterauflösung einer Oberflächenspule: Für max. lokale SAR, den k-Faktor und den MW des B_1^+ -Feldes im Wasserphantom

Volumenspule mit Duke

Weiterhin wurde das obige Verfahren auf eine Volumenspule mit dem Voxelmodell „Duke“ mit einer 2 mm Auflösung angewendet. Der Innendurchmesser der verwendeten Bandpass

Birdcage-Sendespule beträgt 29,2 cm und die Länge 26 cm. Die MRT-Spule besteht aus 16 Elementen mit jeweils 22 cm Länge und 2,5 cm Breite. Die Endringe sind 2 cm breit. Für die Erstellung des Gitters wurde ein entsprechender Vakuum-Block verwendet und die Gitterzellengröße ausgehend von 5 mm schrittweise um 0,2 mm verringert. In Abbildung 4.9 ist dargestellt, wie die Ergebnisse für die SAR, den k-Faktor und das B_1^+ -Feld mit höherer Auflösung des Gitters konvergieren. Für das B_1^+ -Feld wurde der Mittelwert innerhalb des Cerebellums berechnet. Aufgrund der sehr hohen Zahl für die Gitterzellen und der damit verbundenen Grenzen der eingesetzten Hardware wurde lediglich bis zu einer 1,6 mm Auflösung simuliert.

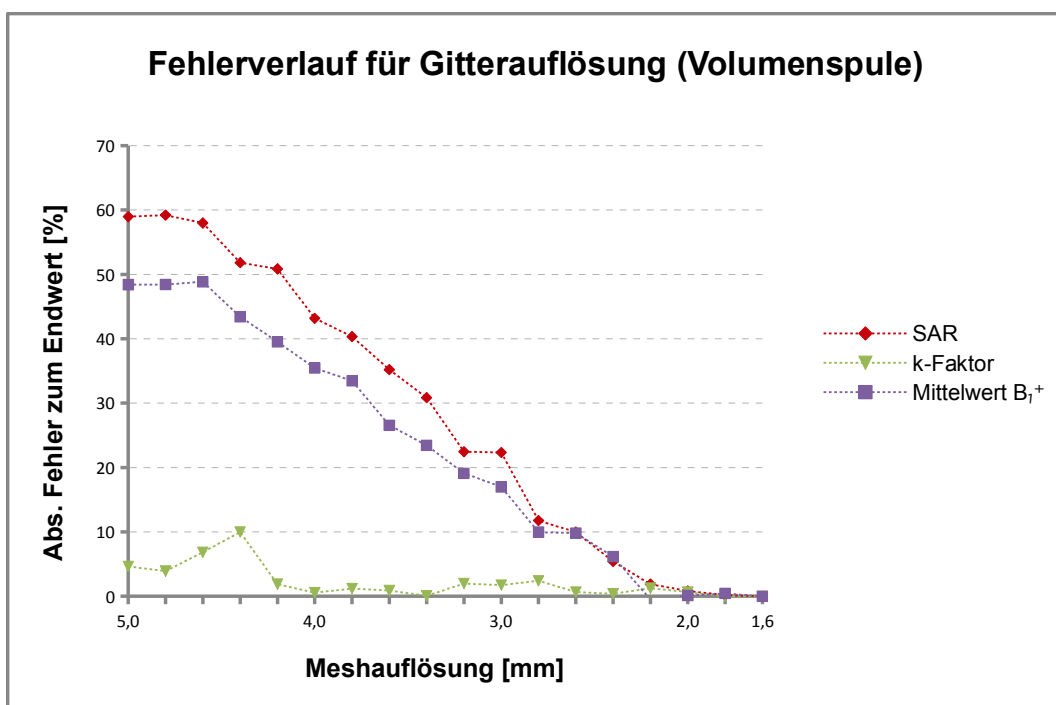


Abbildung 4.9: Fehlerverlauf zum Endwert für Gitterauflösung einer Volumenspule: Für die max. lokale SAR, den k-Faktor und den MW des B_1^+ -Feldes im Cerebellum

Die Grafik zeigt, dass sich die Ergebnisse für die SAR und B_1^+ -Feld ab einer Auflösung von ca. 2 mm um weniger als 1% ändern. Weiterhin ist zu erkennen, dass der k-Faktor schon ab einer Auflösung von 4,2 mm nicht mehr als 3% vom Endwert abweicht. Der k-Faktor ist daher eine wichtige Größe für die Simulation im MRT-Bereich, da mit dessen Hilfe auch gröbere Auflösungen gute Ergebnisse liefern. Auf Basis dieser Ergebnisse wurde im weiteren Verlauf dieser Arbeit eine Auflösung von 2 mm verwendet.

Bei einfacheren Strukturen, wie z. B. Oberflächenspulen bei denen eine analytische

Berechnung der Kapazitäten möglich ist, können auch die Abweichungen der simulierten Kapazitätswerte von den realen Werten als Kriterium dienen.

4.3.5 Konvergenzkriterium für MRT-Simulation

Beim Einsatz des TD-Solver ist das Konvergenzkriterium wichtig für die Genauigkeit der Ergebnisse der Feldsimulation. Am Ende einer Simulation sollte das System vollkommen energiefrei sein. Besonders bei resonanten Systemen muss darauf geachtet werden, dass die Systemenergie vollständig abgeklungen ist. Im Bereich der MRT-Spulensimulation hat sich ein Systemenergiegrenzwert von -30 dB für ein nicht mehr schwingendes System etabliert. Die EM-Simulationssoftware erfasst die verbliebene Feldenergie innerhalb des simulierenden Volumens. Hierbei wird zwischengespeicherte Energie, z. B. in Blindelementen, nicht berücksichtigt. Für valide Ergebnisse muss die eingespeiste Energie vollständig in Feldenergie umgesetzt worden sein. Schwingt das System bei -30 dB weiterhin, so muss die Feldsimulation so lange fortgesetzt werden, bis die Energie vollständig abgeklungen ist, um valide Ergebnisse zu erzielen.

Zur Untersuchung, inwieweit sich die finalen Ergebnisse mit unterschiedlich hohem Abklinglevel verändern, wurden drei Szenarien getestet. Zum Einsatz kam die bereits weiter oben beschriebene Bandpass Birdcage-Sendespule mit 16 Elementen. Als Messobjekt wurde ein volumenförmiges Wasserphantom mit 16 cm Durchmesser und 38 cm Länge verwendet. Weiterhin wurden die beiden Voxelmodelle „Thelonius“ und „Duke“ untersucht. Diese wurden ausgewählt, da sie sich am Stärksten in ihren Dimensionen unterscheiden. Es wurden unterschiedliche Abklinglevel von -10 dB bis -110 dB simuliert und die maximale lokale SAR sowie der k -Faktor wurden für die drei Untersuchungsobjekte bestimmt. Für das Wasserphantom wurde der B_1^+ -Mittelwert in der mittleren transversalen Schicht des Wasserphantoms bestimmt. Für die beiden Voxelmodelle wurde der B_1^+ -Mittelwert im Thalamus simuliert.

In den Diagrammen (Abbildung 4.10 - 4.12) ist die Abweichung der jeweiligen Werte in % vom Endwert bei -110 dB dargestellt. Für das Wasserphantom sind bereits bei -20 dB alle dargestellten Werte auf unter 2% Abweichung vom Endwert abgefallen.

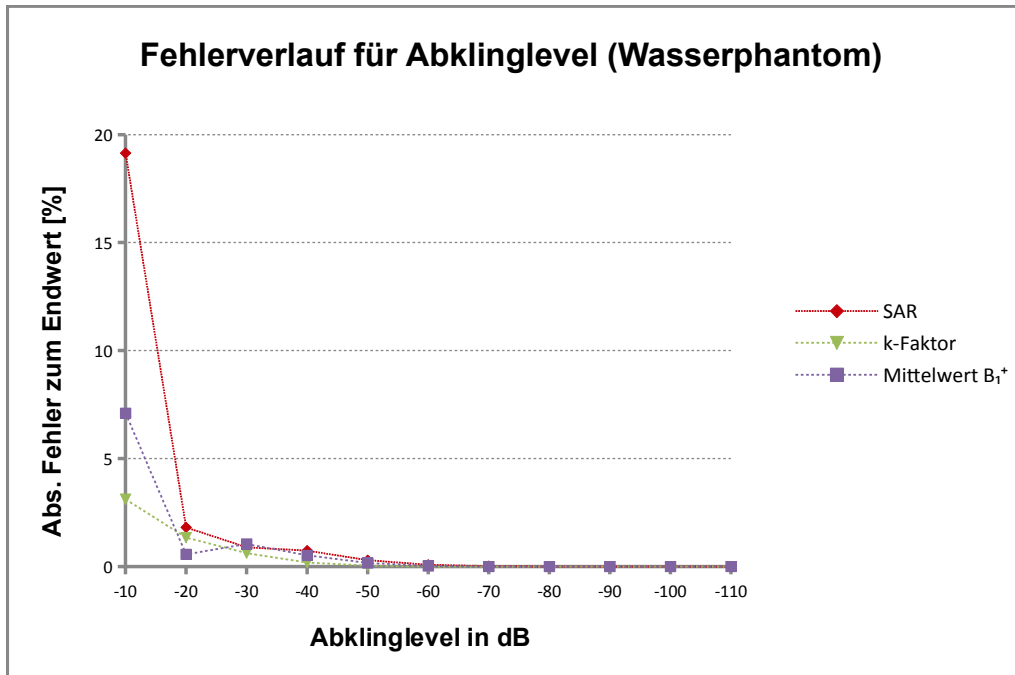


Abbildung 4.10: Fehlerverlauf des Energieabklinglevels für ein Wasserphantom

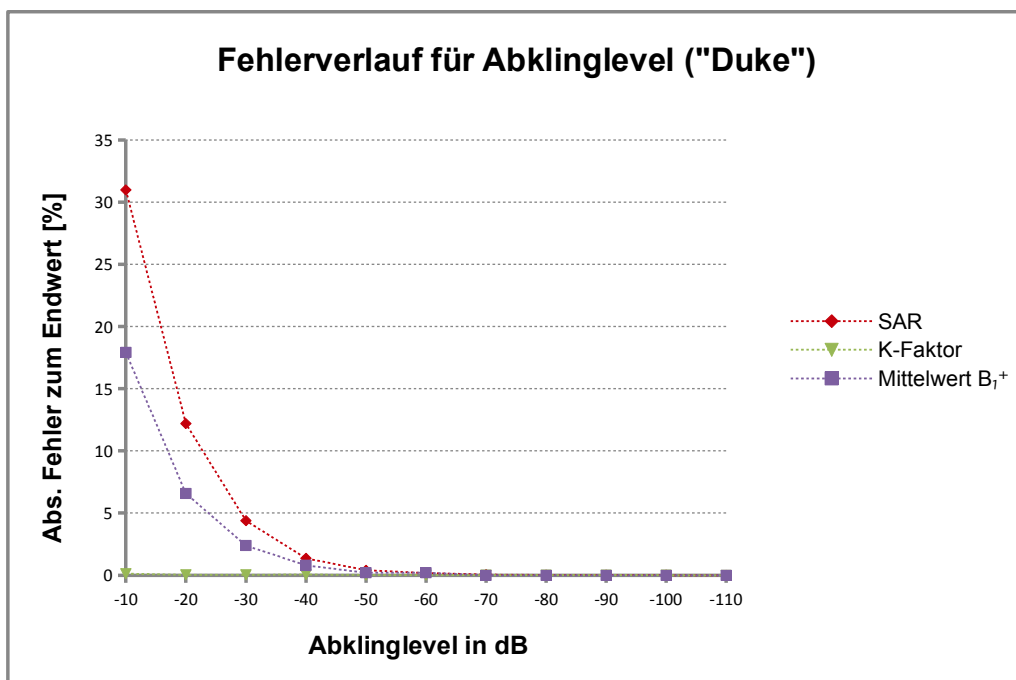


Abbildung 4.11: Energieabklinglevel Fehlerverlauf für das Voxelmodell „Duke“

Für das Voxelmodell „Duke“ beträgt die Abweichung bei -30 dB für die SAR 4,4% und für den Mittelwert des B_1^+ -Feldes 2,4%.

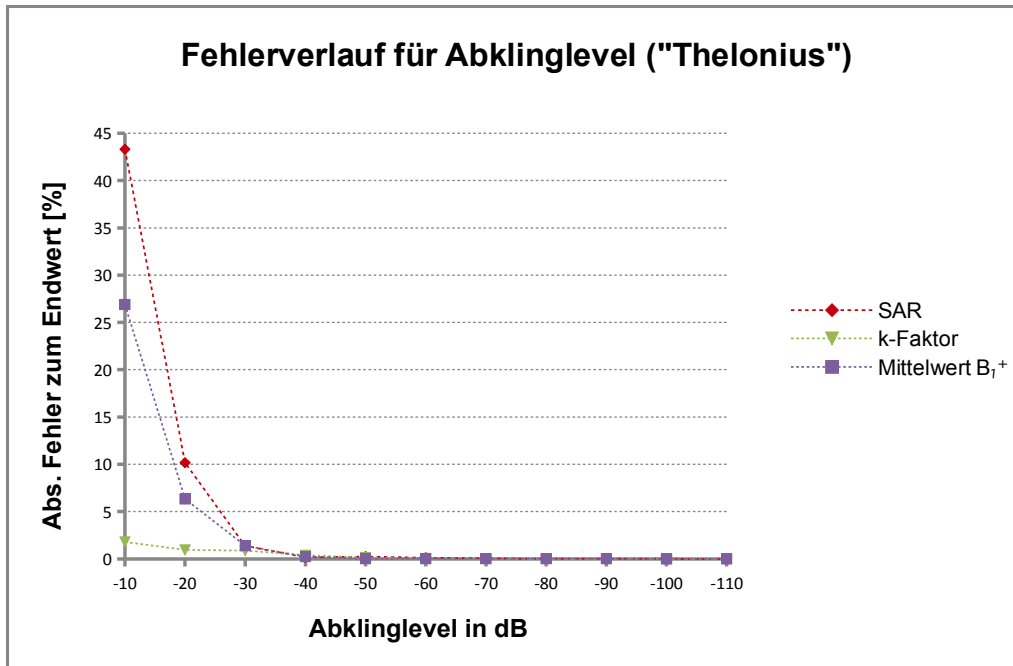


Abbildung 4.12: Energieabklinglevel Fehlerverlauf für das Voxelmodell „Thelonious“

Für das Voxelmodell „Thelonious“ liegen diese beiden Werte für 30 dB beide bei 1,4%. Der k-Faktor für das Voxelmodell „Duke“ erreicht bereits bei -10 dB seinen Endwert (Abweichung 0,13%). Für „Thelonious“ beträgt die Abweichung bei -10 dB etwa 2%. Für das Wasserphantom fällt die Abweichung des k-Faktor ab 30 dB unter einen Wert von 1%.

4.3.6 Kriterien für den Einsatz von Voxelmodellen in der EM-Simulation

Bei der Verwendung von Voxelmodellen geht es im Wesentlichen um eine Evaluierung der Grenzwerte der SAR, aber auch um die Optimierung von MRT-Spulenparametern unter Last. Die allgemein verfügbaren Voxelmodelle wurden bereits in Kapitel 3.6 beschrieben. In dieser Arbeit kamen die Voxelmodelle aus der Virtual Family zum Einsatz [Christ 2010]. Die folgenden Betrachtungen werden daher auf Basis dieser Modelle angestellt.

Für eine effiziente Nutzung der Voxelmodelle ist es möglich, verschiedene Modifikationen vorzunehmen. Dabei muss immer der Sicherheitsaspekt im Vordergrund stehen - vor allem mit steigender Betriebsfrequenz der MRT-Systeme ist dies relevant, da die SAR weiter ansteigt. So ist die Exposition von Wärme im Gewebe im 7 T UHF Bereich um etwa ein 10-faches höher als z. B. noch bei einer Larmorfrequenz von 64 MHz eines 1,5 T MRT-Systems [Gandhi 1999], [Jin 1996].

Anpassung der Voxelmodelle

Anstatt der kompletten Voxelmodelle können auch Teilkörpermodelle für die Simulation verwendet werden. Dabei wird nicht das gesamte Voxelmodell in die Simulation importiert, sondern nur die relevanten Körperbereiche, die dann höher aufgelöst werden können. Insgesamt lässt sich so die Anzahl der Gitterzellen und damit auch die Berechnungszeit drastisch reduzieren. Für Kopfspulen ist es möglich die Voxelmodelle unterhalb der Schultern abzuschneiden. Es wurde gezeigt, dass die Änderung der Hotspotintensität zwischen einem Schultermodell und einem Ganzkörpermodell unter 3% liegt [Wolf 2013, Kap. 5.2]. Eine Beschränkung des Voxelmodells auf den Kopf, ohne Schultern, führt allerdings zu nicht vernachlässigbaren Ungenauigkeiten. Inwieweit ein Voxelmodell reduziert werden kann, hängt auch von der verwendeten MRT-Spule und ihrem Sendefeld ab. Ist dieses auf einen kleinen Körperbereich beschränkt, kann das Voxelmodell großzügiger verkleinert werden. Zur Abschätzung einer sinnvollen Verkleinerung kann ein Vergleich zwischen einer Ganzkörper- und einer Teilkörpersimulation dienen. Ändert sich die max. lokale SAR zwischen den beiden Modellen nur sehr geringfügig, kann das Teilkörpermodell verwendet werden. Die vorhandenen Voxelmodelle sind aus rein anatomischer Sicht für die Berechnung der SAR und zur allgemeinen Optimierung verschiedener MRT-Spulenparameter sehr gut geeignet.

Positionierung

Nach dem Import des Voxelmodells muss dieses in einer realistischen Position relativ zur Spule positioniert werden. Bei einigen Spulentypen, wie z. B. Oberflächenspulen, ist diese Position anwendungsspezifisch eindeutig definiert. Bei der Simulation von Volumenspulen für Gehirnbildgebung wird das Gehirn möglichst zentral in der Mitte der Spule zu positioniert, da dort die B_1^+ -Feldhomogenität am Höchsten ist. Durch eine entsprechende Standardisierung der Position - anhand der Lage des Gehirns - lassen sich unterschiedliche Voxelmodelle besser vergleichen. In dieser Arbeit wurde als Referenz der Thalamus gewählt, da er zentral im Gehirn liegt und auch bei den meisten Voxelmodellen segmentiert vorhanden ist. Die Abbildung 4.13 stellt die als Iso-Zentrum gewählte Schnittebene oberhalb des Thalamus dar.

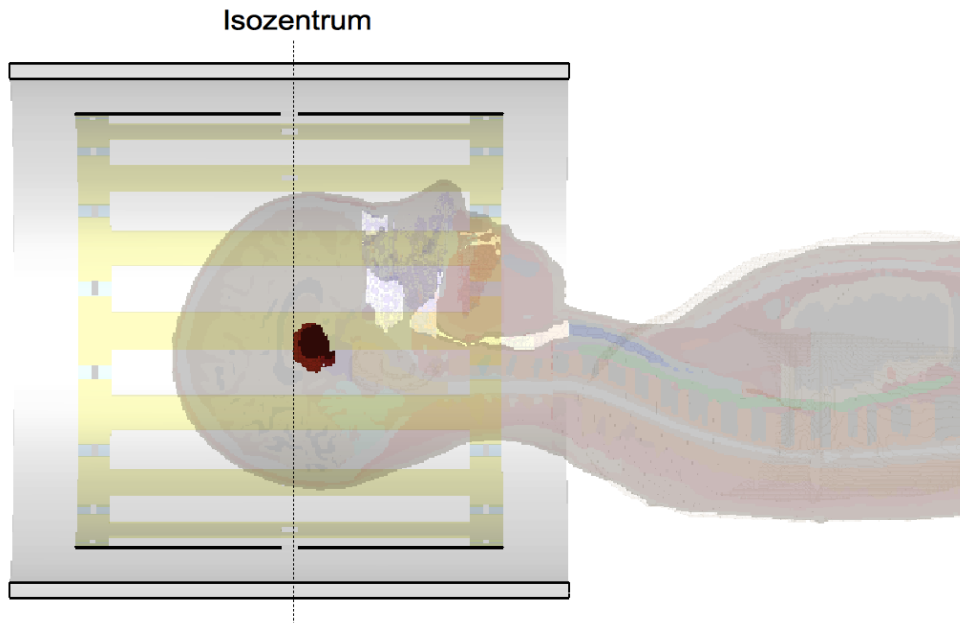


Abbildung 4.13: Positionierung des Voxelmodells oberhalb des Thalamus für eine einheitliche Zentrierung des Gehirns

Für die anderen beiden Koordinatenrichtungen wird das Voxelmodell mittig in der MRT-Spule positioniert. Bei realen Messungen dient ein Kissen zur mittigen Positionierung des Probandenkopfes. Da die relevanten Werte für SAR und B_1^+ -Feld von der Positionierung des Voxelmodells abhängig sind, werden diese in Tabelle 4.2 am Voxelmodell „Duke“ für verschiedene Positionen dargestellt.

Position X,Y,Z [mm] Voxelmodell Duke	Max. lokale SAR [W/kg]	Mittelwert des B_1^+ -Feldes im Cerebellum [μT]	Mittelwert des B_1^+ - Feldes in Grauer- und Weißer Substanz [μT]
0,0,0	0,55	0,30	0,39
0,0,-10	0,57	0,28	0,40
0,0,10	0,53	0,31	0,38
-10,-10,10	0,60	0,31	0,38

Tabelle 4.2: Veränderung der max. lokalen SAR, des Mittelwerts des B_1^+ -Feldes im Cerebellum und in der grauen und weißen Substanz in Abhängigkeit von der Positionierung des gesetzten Iso-Zentrums für das Voxelmodell „Duke“ (1W Eingangsleistung)

Die Ergebnisse zeigen eine Abhängigkeit der SAR und des Mittelwertes des B_1^+ -Feldes von der Position. Dies legt nahe, dass eine standardisierte Festlegung des Iso-Zentrums die Vergleichbarkeit unterschiedlicher Simulationen mit dem Voxelmodell erhöhen würde.

4.3.7 Berechnung im Zeitbereich

Für Feldsimulationen im Bereich der MRT hat sich der Time-Domain Solver (TDS) als Standard etabliert. Dies hat unterschiedliche Gründe: Der TDS ermöglicht eine Breitbandsignalanregung und Signalanalyse wodurch es ermöglicht wird, die resonanten Moden von MRT-Spulen genau zu analysieren und die Arbeitsfrequenzen zu ermitteln. Weiterhin benötigen die verhältnismäßig großen elektromagnetischen Probleme eine große Anzahl von Gitterzellen. Die Verwendung eines Frequency-Domain Solver (FDS) würde zu sehr umfangreichen Gleichungssystemen führen, was wiederum einen sehr hohen Speicheraufwand für deren Berechnung zur Folge hätte. Hierzu trägt auch die Verwendung von sehr detailliert aufgelösten Voxelmodellen mit umfangreichen Materialparametern bei.

Da in der MRT-Simulation hochresonante Strukturen berechnet werden, kommt es für den TDS zu langen Rechenzeiten. Die Verwendung der Co-Simulation kann hierbei Abhilfe schaffen.

Ein weiterer Grund für die Verwendung des TDS ist, dass der überwiegende Großteil der derzeit verfügbaren Voxelmodelle nur für diesen verwendet werden kann.

4.4 Adaptiver 3D Co-Simulationsprozess

In den vorausgegangenen Abschnitten wurden grundlegende Konzepte erläutert, die für eine Feldsimulation im MRT-Bereich erforderlich sind. Die folgenden Betrachtungen beschreiben schrittweise den während dieser Arbeit entwickelten Simulationsprozess. Dieser wird nachfolgend als adaptiver 3D Co-Simulationsprozess (A3DCoS) bezeichnet. Ziel ist es, komplexe Simulationsstudien bei der Entwicklung und Evaluierung von MRT-Konzepten weitestgehend zu standardisieren, zu automatisieren und zu beschleunigen.

4.4.1 Design und Simulation der MRT-Spule

Bei der Einbindung einer MRT-Spule in den A3DCoS ist es wichtig, das Verhalten dieser als ersten Schritt im Leerlauf zu analysieren; das heißt, ohne Voxelmodell oder sonstiger Beladung. In diesem Fall ist das zu erwartende Verhalten der MRT-Spule besser prognostizierbar und aus den Ergebnissen lässt sich einfacher ermitteln, ob die MRT-Spulengeometrie korrekt umgesetzt, das Gitter entsprechend aufgelöst und die MRT-Spule optimal angepasst

ist. Dazu eignen sich die S-Parameter und auch die B_1^+ -Feldhomogenität. Die genaue Vorgehensweise sowie die weiteren Faktoren werden im Folgenden beschrieben.

Einbindung des MRT-Spulenmodells

Das MRT-Spulenmodell kann je nach verwendeter Software entweder innerhalb der 3D-Umgebung mithilfe der bereitgestellten CAD-Werkzeuge erstellt oder aus einer externen Quelle importiert werden. Anschließend wird das Gitter nach den in Kapitel 4.3.4 beschriebenen Kriterien erstellt. Für die Simulation im Leerlauf empfiehlt es sich, die Co-Simulation zu nutzen. Wenn möglich, sollten Kapazitäten zusammengefasst werden, um die Berechnungszeit zu verkürzen. Auch das gesamte Anpassnetzwerk inkl. Matching und Tuning-Kondensatoren kann durch einen einzelnen Port ersetzt werden. Die Simulation für alle Ports erfolgt im Zeitbereich. Im Anschluss müssen die Ergebnisse für die einzelnen Ports, wie in Abbildung 4.6 dargestellt, überprüft werden. Symmetrische Ports müssen einen identischen S-Parameterverlauf aufweisen. Hierbei ist sicherzustellen, dass es sich tatsächlich um symmetrisch liegende Ports handelt, das heißt aus „Sicht“ symmetrischer Ports muss der Rest des Netzwerks identisch sein. Dies ist ein weiterer Grund, warum zunächst im Leerlauf simuliert wird, denn mit einem Voxelmodell wird diese Symmetrie oft nicht mehr gewährleistet.

Dimensionierung der Kapazitäten

Nach erfolgter Simulation für alle Ports im Zeitbereich müssen die Kapazitäten für den Einsatz der Co-Simulation bestimmt werden. Die Vorgehensweise zur analytischen Berechnung der Kapazitäten auf den Stäben und Außenringen einer Birdcage-Spule wurde bereits in Kapitel 2.3.2 beschrieben. Dies kann je nach Art und Komplexität der MRT-Spule unterschiedlich aufwendig sein. In dieser Arbeit kam das Programm „Birdcage-Builder“ der Penn State University [Chin 2002] als Hilfsmittel zum Einsatz. Die erhaltenen Werte der Kapazitäten werden anschließend in die Co-Simulation übertragen. Nach der Positionierung der Ports kann das Reflexionsverhalten der Spule berechnet werden.

Positionierung der Ports

Die Position der Anregeports in der Simulation muss mit denen der realen MRT-Spule übereinstimmen. Dies ist besonders dann zu beachten, wenn die verwendete Last und die Position der Ports unsymmetrisch sind. Eine freigewählte Positionierung der Ports, die zueinander immer 90° Abstand haben müssen, führt zu einer Veränderung der Last aus „Sicht“ der Ports, was wiederum zu einer veränderten Verteilung des B_1^+ -Feldes und der SAR führt (Abbildung 4.14). Die genaue Positionierung der Ports einer realen Spule muss demnach entsprechend überprüft werden [Herrmann 2015].

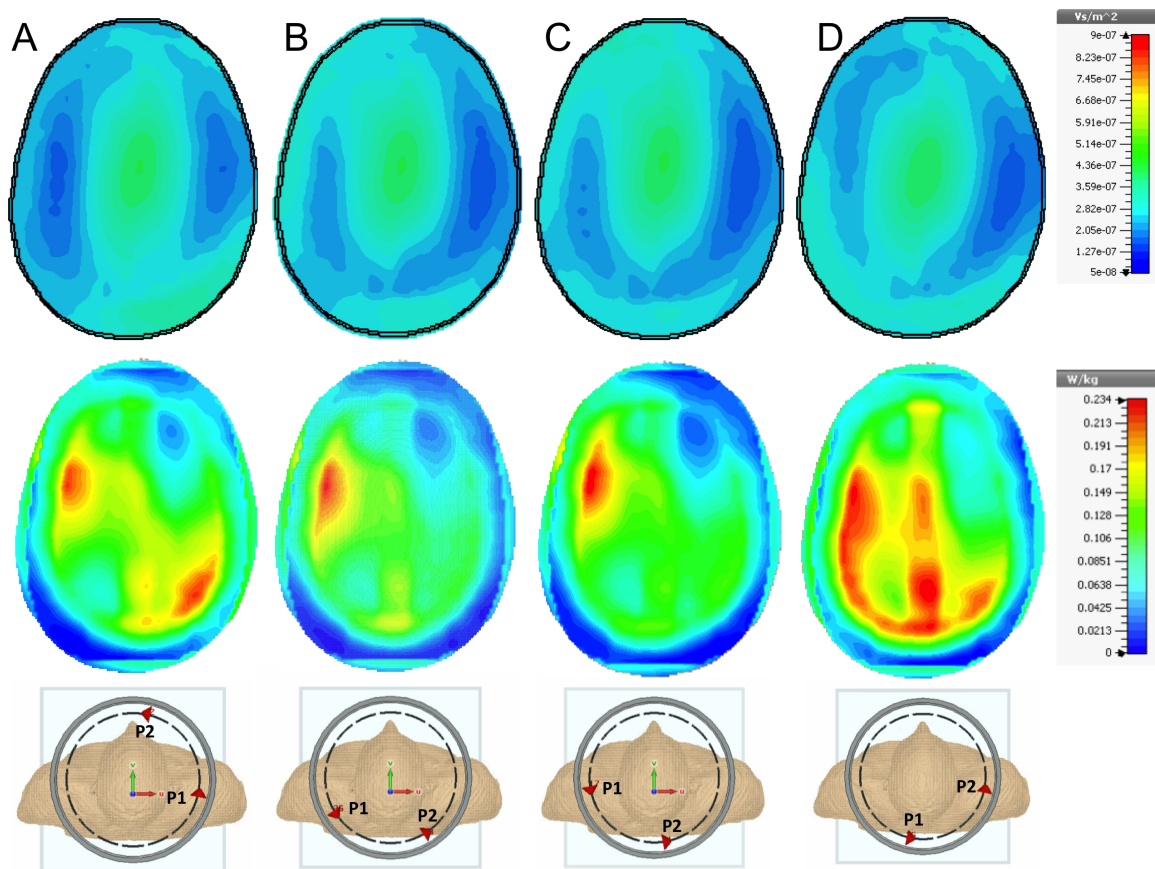


Abbildung 4.14: B_1^+ -Feld- und SAR-Verteilung im Voxelmodell „Duke“:
Für verschiedene Positionen (A-D) der Anregeports bei einer Bandpass Birdcage-Spule [Herrmann 2015]

Tuning und Matching

Mithilfe der Anpassnetzwerke und der S-Parameter erfolgt das Tuning und Matching. Dies wird durch Variation der entsprechenden Kapazitäten vorgenommen (Kap. 2.3.3). Mittels Tuning, durch Variation von C_{TM} , lassen sich geringe Abweichungen der Resonanzfrequenz von der Larmorfrequenz korrigieren. Bei zu großen Abweichungen sollten zunächst die Stab- und Ringkapazitäten angepasst werden, da die Variabilität von C_{TM} verhältnismäßig gering ist. In diesem Fall ist es möglich zunächst nur die Werte einiger räumlich symmetrischer Schlüsselkapazitäten zu variieren, um den Aufwand zu verringern. In der finalen Variante müssen die Kapazitätswerte wieder gleichmäßig verteilt sein, da dadurch eine gleichmäßige Strom- und Feldverteilung gewährleistet wird. Die Variation von C_{TM} beeinflusst auch das Matching. Die Matching-Kapazitäten C_M der Anpassnetzwerke müssen daher zusammen mit C_{TM} optimiert werden. Weiterhin dient die Transmission zwischen den einzelnen Elementen der Spule als Kontrollgröße für die Entkopplung. Sie wird mit S_{12} , S_{13} usw. gekennzeichnet. Ggf. muss die Kopplung zwischen den Elementen durch verschiedene Maßnahmen der Entkopplung reduziert werden (Kap. 2.3.1). Eine gute Entkopplung beginnt ab einer Größe unter -12 dB.

Berechnung des B_I^+ -Feldes

Nach der Justierung der S-Parameter können mittels der Co-Simulation die kombinierten Felder für die eingestellten Kapazitäten berechnet werden. Wie in Kapitel 2.1.6 dargestellt, ist nur das B_I^+ -Feld für die Anregung der Spins relevant. Dieses B_I^+ -Feld wird für den Leerlauf auf die Homogenität evaluiert. Ggf. muss das B_I -Feld zunächst aus den vorhandenen Daten berechnet und in die beiden Feldkomponenten B_I^+ und B_I^- zerlegt werden (vgl. Kapitel 2.1.6).

Als Maß für die Homogenität des B_I^+ -Feldes dient die relative Standardabweichung. Diese sollte unter $\sigma_R = 10\%$ bleiben [Hoult 2000], [Jin 1998] und berechnet sich wie folgt:

$$\sigma_R = \frac{\mu_M}{\sigma_{SD}} \quad (4.2)$$

μ_M und σ_{SD} sind hierbei der Mittelwert und die Standardabweichung der B_I^+ Werte innerhalb der Region of Interest (ROI). Abschließend ist zu sagen, dass jede Parameteränderung, ob an der MRT-Spulengeometrie, an den variablen, konzentrierten Bauelementen oder an den

Umgebungsparametern, immer eine Überprüfung der S-Parameter und der Feldhomogenität nach sich ziehen muss.

Nach Abstimmung der S-Parameter und Validierung der Ergebnisse auf Feldhomogenität für den Leerlauf können nun Messobjekte in die Feldsimulation eingefügt werden. Da sich aufgrund der Beladung die effektive Induktivität und Impedanz der MRT-Spule verändert, ist es erforderlich, die oben beschriebenen Schritte zu wiederholen.

4.4.2 Beschleunigung des Simulationsprozesses

Resonante Strukturen stellen für EM-Feldsimulationen im Zeitbereich eine Herausforderung dar. Neben der Co-Simulation gibt es weitere Faktoren, mit denen sich eine Feldsimulation beschleunigen lässt. Daher wird im Folgenden auf verschiedene Parameter eingegangen, welche das resonante Schwingverhalten von MRT-Spulen beeinflussen. Anschließend werden einige Strategien vorgestellt, mit denen die Rechenzeiten verkürzt und dennoch hinreichend genaue Ergebnisse erzielt werden können.

Splitten der Anregung

Wie in Kapitel 3.5 beschrieben können einige der Komponenten der 3D-Umgebung ersetzt und in die Co-Simulation übertragen werden. Während bei der klassischen Co-Simulation, auf Basis der erstellten S-Matrizen, das Steady-State-Verhalten der Konstruktion ermittelt wird, kann die Co-Simulationsumgebung auch für eine Berechnung im Zeitbereich genutzt werden, ohne die Werte der berechneten konzentrieren Bauelemente wieder in die 3D-Umgebung zu übertragen. Hierdurch ergibt sich die Möglichkeit die Anpassnetzwerke beliebig zu gestalten. Die Vorteile der 3D-Umgebung und der Co-Simulation werden so kombiniert.

Die hieraus entstehenden Möglichkeiten sind sehr vielfältig. Nachdem die einzelnen Eingänge der Spule abgestimmt und angepasst wurden, können mehrere Ports durch einen einzelnen gespeist werden, der die Energie auf die einzelnen Eingänge gleichmäßig verteilt. Die notwendige Phasenverschiebung zwischen den Kanälen wird entweder durch spezielle Phasenschieber oder, wie in der Praxis häufig verwendet, durch das Einfügen von Leitungen erzeugt. Das Prinzip ist in Abbildung 4.15 veranschaulicht.

Durch die dargestellte Vereinfachung ist es möglich, mit einer einzigen, aus der Co-Simulation heraus durchgeführten Berechnung im Zeitbereich, das Abklingverhalten einer MRT-

Spule zu berechnen. Je mehr Kanäle zusammengefasst werden können, desto höher ist die Zeitersparnis für diese Berechnung. Bei diesem Verfahren ist es unbedingt notwendig, vor der Vereinfachung mit einem einzelnen Port, jeden einzelnen Kanal ausreichend genau anzupassen und die Ergebnisse für die B_1^+ -Felder für beide Varianten miteinander zu vergleichen.

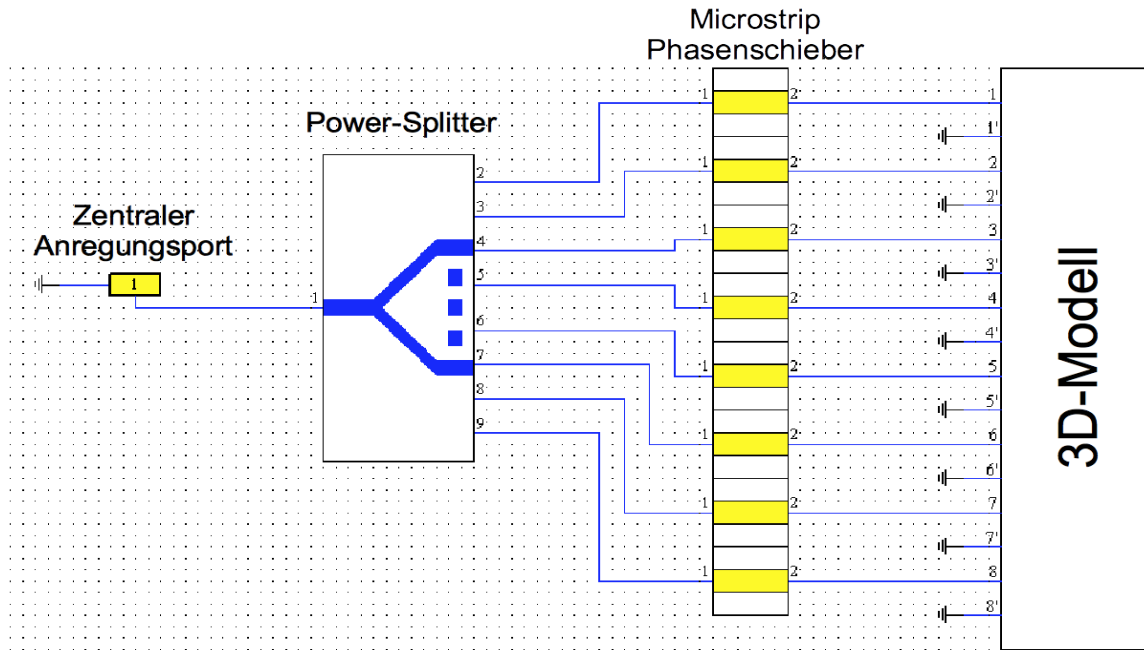


Abbildung 4.15: Schematische Darstellung der Mehrkanal-Aufspaltung mit Einzelkanalanregung

Einschränkung der Bandbreite

Einige MRT-Spulen, wie die oben beschriebene Birdcage-Spule, besitzen viele resonante Moden, die über einen breiten Frequenzbereich verteilt sind. In der Feldsimulation kann dies zu sehr langen Rechenzeiten führen, da die Energie nur langsam abklingt, während das System schwingt. Durch Reduktion der Frequenzbandbreite bei der Anregung lässt sich dies beeinflussen. Wird eine Multimoden MRT-Spule nur in der Umgebung der Arbeitsfrequenz (Grundmode) betrachtet und die Bandbreite bei der Anregung dementsprechend eingeschränkt, so ergibt sich ein wesentlich weniger schwingungsanfälliges System und somit eine kürzere Rechenzeit durch schnelleres Abklingen. In Abbildung 4.16 ist dieses Verhalten mit und ohne Einschränkung der Bandbreite dargestellt. Beide Berechnungen wurden für dasselbe Problem, mit gleicher Gitterzellenanzahl bzw. Gittergröße, für eine Zeit von 1000 ns durchgeführt. Simulation A wurde mit einer Bandbreite 0-600 MHz und Simulation B mit eingeschränkter Bandbreite von 275 MHz bis 325 MHz durchgeführt. Während die Energie in

Simulation A in 1000ns auf ca. -25 dB abfällt und ein starkes Schwingungsverhalten zu erkennen ist, ist die Energie in Simulation B auf -110 dB abgefallen. Hierbei gilt folgender Zusammenhang zu beachten: In der MRT-Simulation wird meist mit einem Gaußimpuls angeregt. Wird die Frequenzbandbreite eingeschränkt, so verschiebt sich im Frequenzbereich das symmetrische Frequenzspektrum.

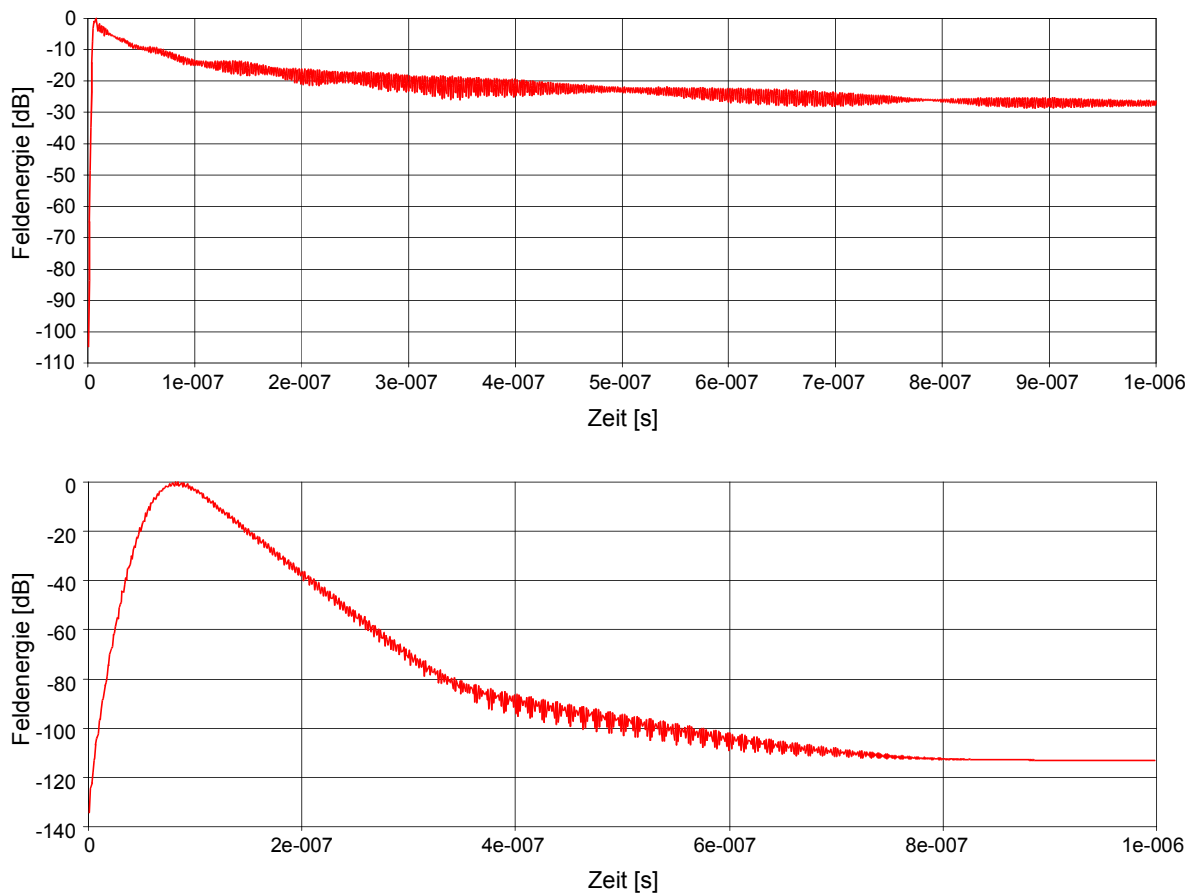


Abbildung 4.16: Simulation A: Anregung mit Bandbreite 0-600 MHz (oben), Simulation B: Anregung mit eingeschränkter Bandbreite 275-325 MHz (unten)

Bei der Rücktransformationen in den Zeitbereich wird hieraus der Gaußschwingungsimpuls (Abbildung 4.17) [Karrenberg 2010, Kap. 6]. Dies hat Konsequenzen für die Berechnungszeiten. Durch die veränderte Bandbreite wird die Dauer des Anregepulses beeinflusst. Für die eingeschränkte Bandbreite im obigen Beispiel ist dieser 142 ns lang, während er für die volle Bandbreite (0-600 MHz) nur 5,92 ns lang ist. In der Simulation schlägt sich dies erheblich nieder. Im Beispiel betrug die Rechenzeit für die Anregung in Simulation A ca. 2 Min und für Simulation B 113 min. Trotz der kürzeren Rechenzeit für die Anregung benötigte die gesamte Simulation A etwa die 8-fache Zeit, um dasselbe Energieniveau zu erreichen. Die Vermeidung

der Seitenresonanzen ist demnach der entscheidende Vorteil. Berücksichtigt werden muss auch die eingespeiste Energie für beide Simulationen. Diese ist nämlich für die beiden Varianten unterschiedlich hoch und spielt daher für die Auswertung und Normierung der Felddaten und der daraus resultierenden *SAR*-Ergebnisse eine Rolle. Die Ergebnisse müssen diesbezüglich überprüft ggf. korrigiert werden.

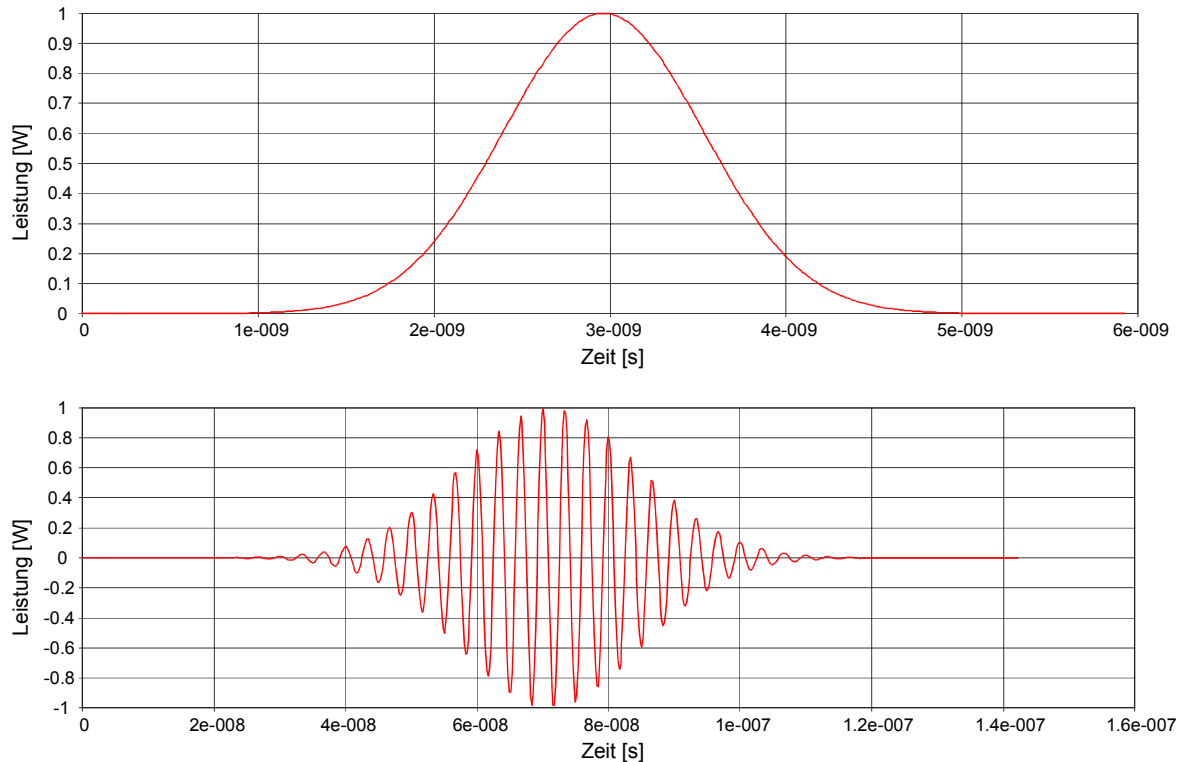


Abbildung 4.17: Vergleich der Gaußimpulsanregung: Anregung mit Gaußimpuls der Länge 6 ns bei einer Bandbreite von 0-600 MHz (oben), Anregung mit Gauß-Schwingungsimpuls der Länge 142 ns bei einer Bandbreite von 275-325 MHz (unten)

Ein weiterer Vorteil der Bandbreitenbegrenzung ist die potenzielle Möglichkeit, die Gitteranzahl zu reduzieren, da diese mit kleiner werdender Wellenlänge, bei konstanter Auflösung, linear proportional steigt.

4.4.3 Parameter-Sweep

Die im weiteren Verlauf dieser Arbeit entstandenen Simulationsstudien erforderten eine weitere Optimierung des bisher beschriebenen Prozesses. Da es sich zum Teil um reine Simulationsstudien handelte, sind weitere Vereinfachungen möglich. Ein kompletter einzelner Datensatz einer MRT-Feldsimulation besteht im Kern aus den elektrischen und magnetischen

Feldern für das gesamte zu berechnende Volumen, der SAR-Verteilung und den S-Parametern. Vor allem die Felddaten eines solchen Datensatzes können, abhängig von der verwendeten EM-Feldsimulationssoftware, mehrere Gigabyte Datenvolumen verursachen. Für komplexe Parametervariationen (*Parameter-Sweep*), bei denen ein oder mehrere Parameter systematisch verändert werden, ist es nicht immer erforderlich, sämtliche Daten für jede Variante langfristig zu speichern.

Eine Anwendung dieses Verfahrens, welche auch im folgenden Kapitel vorgestellt wird, ist eine umfangreiche räumliche Positionsvariation verschiedener Voxelmodelle. Nach erfolgreichem Tuning und Matching auf die optimal positionierte Last wird mit den Werten der Co-Simulation eine Zeitbereichssimulation für vorher festgelegte Parameter gestartet. Nach Abschluss der Simulation für den ersten Parameter werden automatisch, durch ein Postprocessing, sämtliche relevanten Daten ermittelt und gespeichert. Dies sind u. a. SAR-Werte, Positionen der Hotspots, B_1^+ -Werte für bestimmte Bereiche, S-Parameter, Energielevel etc. Nach dem Speichern dieser Daten in entsprechenden Tabellen werden alle speicherintensiven Simulationsdaten, wie z. B. 3D-Felder gelöscht. Im Anschluss wird die gewünschte Änderung der Parameter vorgenommen. Dies kann sowohl Änderungen in der Co-Simulation als auch Änderungen in der 3D-Umgebung betreffen. Der gesamte Prozess kann automatisiert und mithilfe der beschriebenen Ansätze beschleunigt werden. Nach Abschluss der Parametervariation lassen sich anhand der Ergebnisse signifikante Parametereinstellungen analysieren. Diese können dann mit sämtlichen 3D-Daten individuell simuliert werden.

4.4.4 Vergleich mit der Messung

Zur Verifizierung der Feldsimulation von MRT-Spulen dienen B_1^+ -Flipwinkelmessungen für die Bestimmung der B_1^+ -Feldverteilung und des B_1^+ -Wirkungsgrades. Dabei wird ein Phantom verwendet, welches äquivalent als Simulationsmodell vorliegt. Des Weiteren können zur Bestimmung der B_1^+ -Feldverteilung auch in vivo Messungen mit Probanden durchgeführt werden. Diese Ergebnisse können aber nicht exakt mit der Feldsimulation abgeglichen werden, da die zur Verfügung stehenden Voxelmodelle nicht genau mit dem gemessenen Probanden identisch sind. Weiterhin dienen auch S-Parameter aus Simulation und Messung zum Vergleich. Diese werden mithilfe eines Netzwerkanalysator erfasst.

Für die Messungen der B_1^+ -Feldverteilungen in dieser Arbeit wurde eine B_1^+ -Flipwinkelmapping-Sequenz eingesetzt. (Siemens work in progress Paket, zur Verfügung gestellt durch Dr.

Hans-Peter Fautz). Diese basiert auf einer Turbo FLASH (Fast Low-Angle Shot) Sequenz, die einen Rechteck-Anregepuls verwendet [Frahm 1986], [Klose 1992]. Die durch die Sequenz erzeugten Bilddaten werden im DICOM-Format (Digital Imaging and Communications in Medicine) gespeichert. Dieses Format bildet die Grundlage für den Austausch von Daten für alle bildgebenden Verfahren im Bereich der Medizin [Clunie 2000]. Die Bilddaten der B_1^+ -Flipwinkelmapping-Sequenz können als Grauwertmap abgebildet werden. Die Grauwerte entsprechen dabei dem 10-fachen des nominellen Flipwinkels [Mallow 2013].

Aus den Simulationsdaten müssen die der Messung entsprechenden Schichten möglichst genau bestimmt und exportiert werden. Für das Auslesen und Anpassen der 3D-Felddaten aus der Feldsimulationssoftware CST Microwave Studio 2014 wurde im Verlauf dieser Arbeit ein MATLAB-Skript (MATLAB® 2012, Mathworks, Natick, MA) entwickelt. Als Basis dafür diente ein Skript der CST AG (Demo_3D_Fields.m). Die erforderlichen Bibliotheken werden von der CST AG unter dem Terminus „CSTResultReader.dll“ zusammengefasst. Als Kommunikationsschnittstelle zwischen MATLAB und MWS wird der C++ Compiler „Microsoft Visual C# 2010 Express Edition“ verwendet.

4.4.5 Hardwarespezifikation

Die mithilfe des FDTD- oder FIT-Verfahren berechneten EM-Felder für das verwendete MRT-Spulenmodell dienen als Basisdatensatz, zur Berechnung abgeleiteter Größen wie SAR und B_1^+ -Werte ("Postprocessing"). Diese Nachbearbeitung und Aufbereitung der Ergebnisse der EM-Felder kann innerhalb der verwendeten Software oder durch externe Software erfolgen.

Die technischen Daten für die in dieser Arbeit verwendete Workstation sind in Tabelle 4.3 aufgeführt. Als Speichermedien standen eine Solid-State-Drive-Flash (SSD) Festplatte und eine Hard Disk Drive (HDD) Festplatte zur Verfügung.

Prozessor	D950 3,06 GHz Intel-i7 Nehalem Architektur Bloomfield (4 Kerne)
Arbeitsspeicher	48 Gigabyte DDR-3 RAM (PC-1600)
GPU Beschleunigungskarte	Nvidia Tesla C2050 (3 Gigabyte GDDR-5 RAM), 448 Streamingprozessoren
Betriebssystem	Windows 7 Professional 64-bit
HDD Festplatte	Hitachi Deskstar 7K2000 4 TB (32MB Cache) <ul style="list-style-type: none"> ■ Sequentielle Schreibgeschwindigkeit: 100,3 MB/s ■ Sequentielle Lesegeschwindigkeit: 99,8 MB/s
SSD Flash Festplatte	Samsung 840 Pro 512 GB <ul style="list-style-type: none"> ■ Sequentielle Schreibgeschwindigkeit: 520 MB/s ■ Sequentielle Lesegeschwindigkeit: 540 MB/s
Betriebssystem	Windows 7 Professional 64-bit

Tabelle 4.3: Technische Daten des Workstation PC-Systems.

Um zu untersuchen, wie stark sich die FIT-Simulation und das Postprocessing durch einen schnelleren Ablagespeicher beschleunigen lassen, wurden Testsimulationen jeweils mit der standardmäßig verwendeten HDD Festplatte und der SSD Festplatte durchgeführt. Es wurde eine MRT-Spule mit 48 Ports und 23 Million Gitterzellen in der EM-Feldsimulationssoftware MWS 2014 (SP4) simuliert. Die erreichte Beschleunigung durch Verwendung einer schnellen SSD-Flash Festplatte lag bei lediglich 3% für die Gesamtsimulation. Die FIT-Simulation verkürzte sich auf 56,45 h beim Einsatz der SSD Festplatte gegenüber einer Zeit von 58,23 h (beim Einsatz der HDD Festplatte). Im Postprocessing wurde eine Feldkombination für alle 48 Ports durchgeführt. Bei dieser konnte die SSD Festplatte die Berechnung nur geringfügig auf 1,08 h verkürzen gegenüber 1,13 h bei Verwendung der HDD Festplatte als Speichermedium. Für die Durchführung eines Parameter-Sweeps ist eine solche Beschleunigung zweckmäßig, da diese, je nach Anzahl der Parameter, mehrere Wochen dauern können und so mehrere Tage an Rechenzeit eingespart werden. Aus diesem Grund wurde die SSD Festplatte als temporäres Speichermedium für die Simulation genutzt. Als langfristiges Speichermedium zur Archivierung wurde die größere HDD Festplatte verwendet.

4.5 Gesamtschema des Simulationsprozesses

Der Workflow der einzelnen Teilprozesse des A3DCoS für die Simulation von MRT-Spulen wird in Abbildung 4.18 dargestellt.

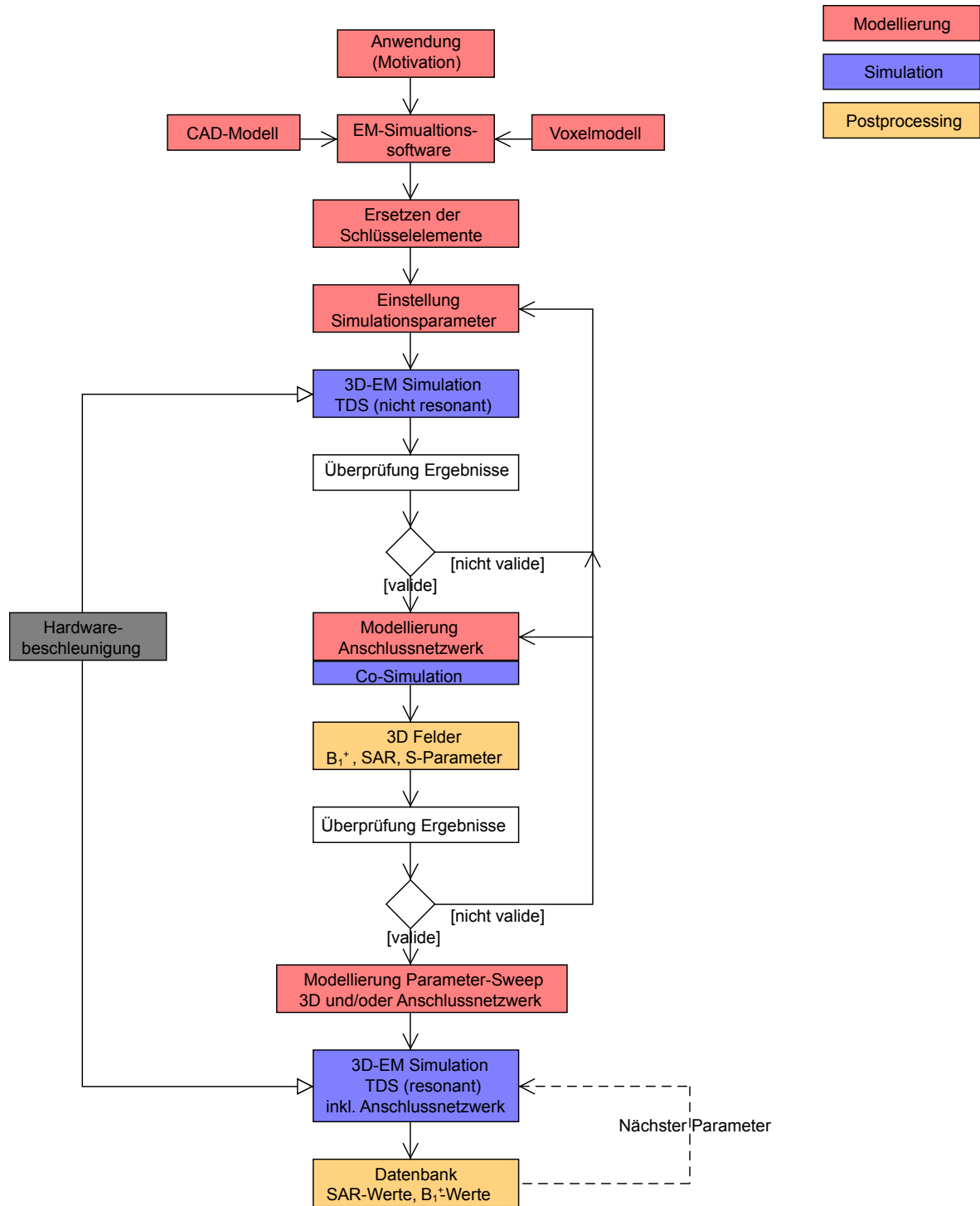


Abbildung 4.18: Anwendung des adaptiven 3D Co-Simulationsprozesses (A3DCoS) für die Simulation von MRT-Spulen

Die drei Hauptbereiche des A3DCoS gliedern sich in die Modellierung, die Simulation und die Ergebnisauswertung (Postprocessing). Diese drei Bereiche sind dabei ineinander verzahnt und wechseln sich im zeitlichen Arbeitsprozess ab.

Bei der Modellierung wird zunächst das zu simulierende Projekt festgelegt. Anschließend werden das CAD-Modell der MRT-Spule und - je nachdem welche Zielparameter festgelegt wurden - ggf. das gewünschte Voxelmodell in die gewählte Feldsimulationssoftware eingebunden. Zur Vorbereitung der folgenden Simulationsschritte wird das resonante MRT-Spulenmodell vereinfacht, indem die relevanten Schlüsselemente durch Ports ersetzt werden. Daraufhin werden die Simulationsparameter wie Gitterauflösung, Boundaries, Detailgrad etc. festgelegt.

Im Anschluss erfolgt eine nicht-resonante Simulation im Zeitbereich, deren Ergebnisse überprüft werden und aufgrund dessen ggf. eine Anpassung der Simulationsparameter stattfindet. Anschließend erfolgt die Modellierung der Anschlussnetzwerke innerhalb der Co-Simulation, um die MRT-Spule optimal auf die biologische Last anzupassen. Nach erfolgreicher Anpassung können die Ergebnisse ausgewertet und überprüft werden.

Daraufhin erfolgt die Konfiguration und Durchführung des Parameter-Sweep mit simultanen Postprocessing zur Erstellung der SAR und B_1^+ -Werte und, wenn erforderlich, eine Material- bzw. gewebespezifische Erfassung der jeweiligen Feldwerte. Die Ergebnisse werden in einer Datenbank gespeichert.

5 Validierung des Simulationsprozesses durch SAR-Studie

Das folgende Kapitel beinhaltet die Anwendung des in Kapitel 4 vorgestellten A3DCoS. Dieser wurde für eine *SAR*-Studie verwendet, bei der für vier verschiedene Voxelmodelle, jeweils 54 unterschiedliche Simulationen mithilfe eines Parameter-Sweeps durchgeführt wurden. Ziel dieser Studie war es die maximale lokale *SAR* und den *k*-Faktor für verschiedene Kopfpositionen innerhalb einer MRT-Kopfspule zu ermitteln. Hierfür wurde eine Sendespule im Birdcage-Design verwendet.

5.1 Modell und Simulation einer Bandpass-Birdcage-Kopfspule

Für die durchgeführte *SAR*-Studie wurde das Konzept einer 32-Kanal Kopfspule (Kennnummer: NM-008B-32-7S) des Herstellers Nova Medical (Wilmington, MA, USA) in der Simulationsumgebung verwendet. Ziel war, eine weltweit sehr häufig verwendete kommerzielle MRT-Kopfspule zu approximieren (Abbildung 5.1 links). Das Modell besteht aus einer äußeren Sendespule im Bandpass Birdcage-Design und einer inneren 32-Elemente Empfangsspule im Phased-Array-Design. Da der Schwerpunkt für die Simulation dieser MRT-Spule auf der Anregung und der daraus resultierenden *SAR* lag, wurde nur die Sendespule in der Feldsimulation modelliert. Eine Modellierung, der für die *SAR* Berechnung irrelevanten Phased-Array Empfangsspule war nicht notwendig, wie durch Teeuwisse et al. bereits demonstriert wurde [Teeuwisse 2012].

Die Bandpass-Birdcage-Sendespule hat einen Innendurchmesser von 29,2 cm und eine Gesamtlänge von 26 cm. Die 16 Elemente haben eine Länge von 22 cm und sind jeweils 2,5 cm breit. Sie werden von zwei Endringen umschlossen, die eine Breite von 2 cm haben. Als Material wurde Kupfer verwendet. Die Kopfspule ist mit einem RF-Shield geschirmt. In Abbildung 5.1 (rechts) ist das mithilfe von CST Microwave Studio 2014 erstellte CAD-

Modell der Sendespule dargestellt. Die Gitterauflösung für das unbeladene Modell beträgt $2 \times 2 \times 2$ mm. Für die Simulation wurden alle Kapazitäten, sowie die Anpassnetzwerke, durch insgesamt 48 diskrete Ports ersetzt. Die MRT-Spule wurde so im Gitter positioniert, dass die Ports die höchstmögliche Symmetrie zu den Koordinatenachsen aufweisen. Die MRT-Spule wurde zunächst mit dem TD-Solver im Leerlauf für alle Ports simuliert.

Nach Überprüfung der Ergebnisse (S-Parameter) auf Portsymmetrie, anhand der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Kriterien, wurde die Co-Simulation eingesetzt. Die Kapazitäten für die Stäbe und für die Endringe wurden durch eine analytische Berechnung (Kap. 2.3.2 und 4.4.1) abgeschätzt.

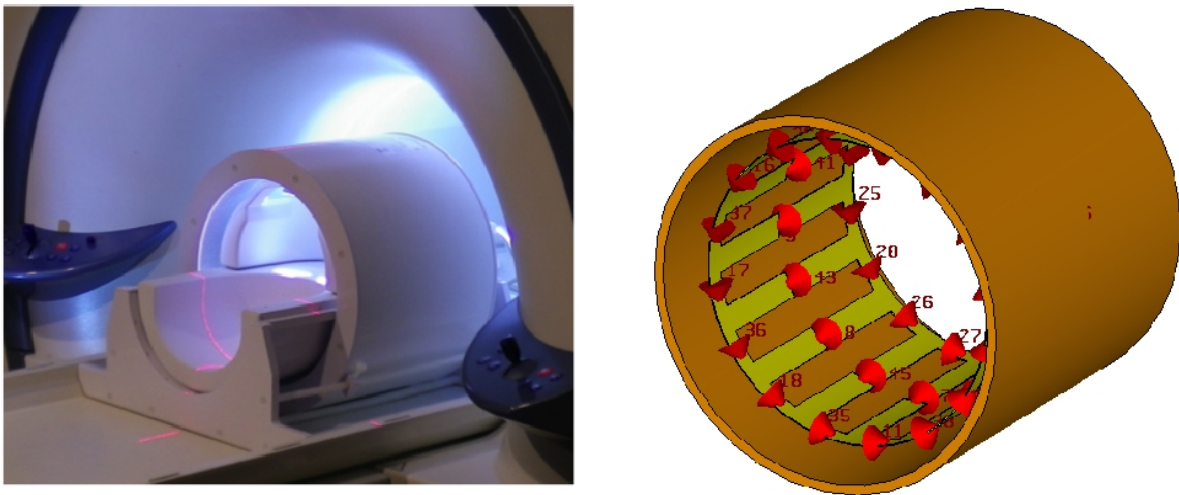


Abbildung 5.1: 32-Kanal Kopfspule (Nova Medical): Gesamtansicht einer kommerziellen Kopfspule (links), Gesamtansicht eines approximierten CAD-Modells der Bandpass Birdcage-Sendespule mit 48 Ports in rot dargestellt (rechts).

Diese Berechnung ergab einen Wert von $6,3$ pF für die Kapazitäten auf den äußeren Ringen (C_R) und den Stäben (C_S). Mittels eines symmetrischen Anpassnetzwerkes erfolgte auf Basis dieser Ausgangswerte das Matching und Tuning in der Co-Simulation. Die so numerisch ermittelten Werte der verwendeten Kapazitäten ergaben sich zu $C_S = C_R = 7,6$ pF sowie für das Anpassnetzwerk zu $C_M = 7$ pF und $C_{TM} = 5$ pF.

Diese wurden für die abschließende Simulation im Zeitbereich bei einer reduzierten Bandbreite von 275 MHz bis 325 MHz verwendet. Die S-Parameter der beiden Anregungsports (der Co-Simulation) sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Dieses Modell wurde im Anschluss auf die Beladung mit dem Voxelmodell „Duke“ abgestimmt und angepasst und für die nachfolgende Studie verwendet.

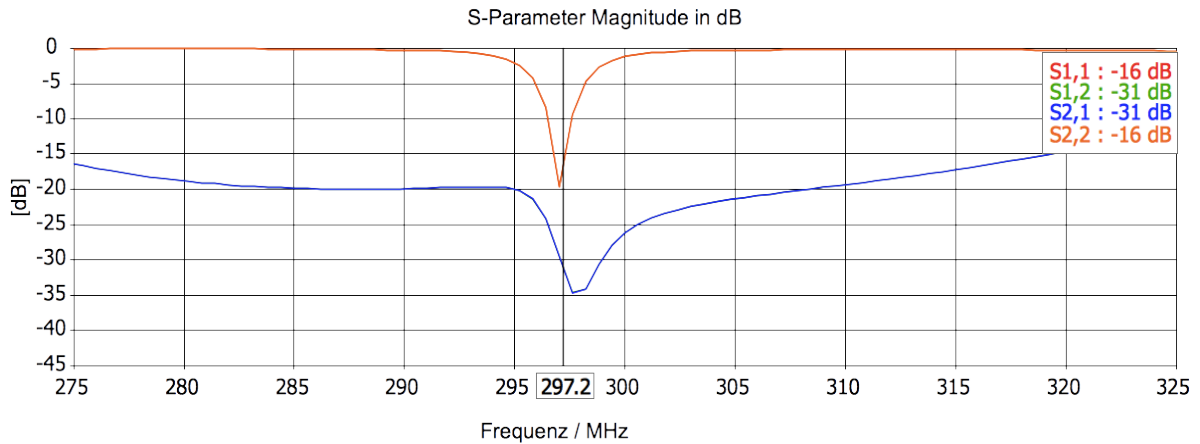


Abbildung 5.2: Simulierte S-Parameter für die modellierte Bandpass-Birdcage-Sendespule im Leerlauf (orange/rot = Reflexion, blau/grün = Transmission), die Legende zeigt die Werte der S-Parameter bei 297,2 MHz

Vergleich mit Messung

Die B_1^+ -Feldverteilung der simulierten Bandpass-Birdcage-Sendespule wurde anschließend mit einer in vivo Kopfmessung verglichen. Es wurden die nachfolgenden Parametereinstellungen für die Turbo FLASH Sequenz verwendet: TR = 6000 ms, TE = 1,9 ms, Matrix = 128x128, FoV = 200x200 mm, Voxelgröße = 1,56x1,56 mm, Schichtdicke = 8 mm, Schichtanzahl = 10, Schichtdistanz = 12 mm, $\alpha = 90^\circ$.

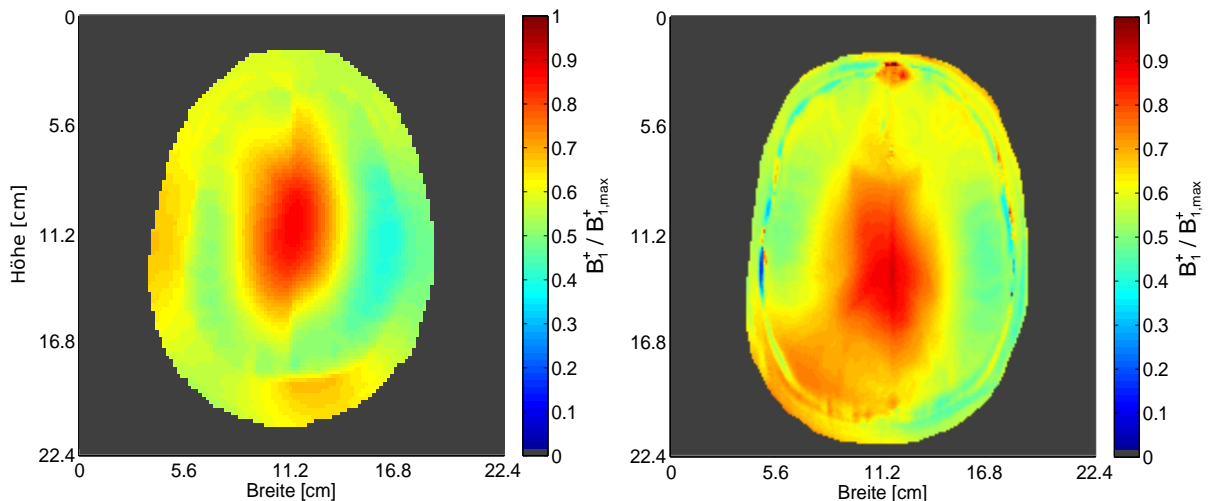


Abbildung 5.3: Vergleich zwischen Simulation und Messung: Simulationsergebnisse (zum Maximalwert normiertes B_1^+ -Feld) mit Voxelmodell Duke und modellierter Bandpass Birdcage-Sendespule (links), Messergebnis (zum Maximalwert normiertes B_1^+ -Feld) aus in vivo Probandenmessung mit 32-Kanal Kopfspule (rechts).

Für den Vergleich des verwendeten Voxelmodells der Simulation mit dem in vivo gemessenen

Probanden wurde die B_1^+ -Feldverteilung auf den Maximalwert normiert. In Abbildung 5.3 ist die B_1^+ -Feldverteilung für eine transversale Schicht im zentralen Hirnbereich oberhalb des Thalamus dargestellt. Der B_1^+ -Wirkungsgrad (in $\mu\text{T}/\sqrt{\text{kW}}$) der Simulation mit dem Voxelm- odell „Duke“ lag bei $B_{1^+ \text{Tx_eff_Duke}} = 11,06 \mu\text{T}/\sqrt{\text{kW}}$ und für die in vivo Messung bei $B_{1^+ \text{Tx_eff_in_vivo}} = 10,11 \mu\text{T}/\sqrt{\text{kW}}$. Der B_1^+ -Wirkungsgrad wurde aus dem mittleren Flipwinkel (Gl. 2.14) dividiert durch die Quadratwurzel der eingestrahlte Wirkleistung P berechnet.

5.2 SAR Berechnung für Positionsvariation der Voxelm- odell

5.2.1 Einführung

Durch die steigende Anzahl von Voxelm- odellen ist es möglich, die SAR für unterschiedliche Körperdimensionen besser abzuschätzen. Die Simulation der SAR erfolgt meist durch Positionierung des Voxelm- odells an einer einzelnen Position innerhalb der MRT-Spule.

Die Kopflage des Probanden bzw. Patienten in der MRT-Spule ist jedoch nicht immer konstant und es ist unklar, wie sich die SAR-Verteilung bei Positionsvariation verändert. Aufgrund der Vielzahl möglicher Positionen kann der Simulationsaufwand zur Durchführung einer gezielten Studie schnell an seine Grenzen stoßen, wenn nicht nur stichprobenartig einige wenige Positionen berechnet werden sollen. Es stellt sich zudem die Frage nach der Vergleichbarkeit der SAR-Verteilungen in verschiedenen Voxelm- odellen. Modelle von Kinderkörpern weichen in ihren Dimensionen bzw. Proportionen deutlich von denen anderer Modelle ab und müssen daher besonders betrachtet werden.

Mithilfe des in Kapitel 4 dargestellten Optimierungsprozesses wurde eine Strategie entwickelt, die es ermöglicht, eine sehr große Anzahl von Positionen für insgesamt vier Voxelm- odelle zu simulieren und auszuwerten.

5.2.2 Methode

Es wurden vier verschiedene Voxelm- odelle für die Simulation verwendet. Alle Voxelm- odelle wurden mit einer Auflösung von 2 mm Voxelgröße eingesetzt. Die Gitterauflösung betrug $2 \times 2 \times 2$ mm. Die Voxelm- odelle wurden unterhalb der Schultern abgeschnitten, um das zu simulierende Volumen zu verringern (Tabelle 5.1) [[Hoffmann 2015]. Zur Simulation wurde das bereits beschriebene Modell der Bandpass-Birdcage-Sendespule verwendet (Kapitel 5.1).

Modellname (Geschlecht)	Alter	Längsdurchmesser (m)	Gewicht (kg)	Längsdurchmesser (m) (Teilkörpermodell)
Duke (m)	34	1,74	70	0,47
Ella (w)	26	1,60	58	0,48
Billie (w)	11	1,46	36	0,39
Thelonious (m)	6	1,17	20	0,31

Tabelle 5.1: Daten der verwendeten Voxelm Modelle (vgl. [Christ 2010])

Die MRT-Spule wurde jeweils auf die Voxellmodellposition im Iso-Zentrum (Kapitel 4.3.6) angepasst. Es wurde eine stimulierte Leistung von 1 W verwendet. Hierzu muss Folgendes beachtet werden. Durch Variation der Positionen der Voxelm Modelle verändert sich das Matching und Tuning geringfügig. Diese lastabhängige Fehlanpassung wird bei realen Messungen im Human Ganzkörper-MRT-System bei kommerziellen Teilkörperspulen im Regelfall nicht korrigiert, da sie meist zertifizierte geschlossene Systeme sind. Dies bedeutet, dass in die Werte der berechneten maximalen lokalen SAR auch eventuelle Fehlanpassungen mit einfließen können. Daher wurde besonderer Wert auf die Auswertung des k-Faktors gelegt. Dieser ist unabhängig vom Matching und bestimmt ausschließlich die Abhängigkeit der SAR-Verteilung von der Position des Voxellmodells in der Kopfspule.

Für die Berechnung der SAR wurde der IEEE C95.3 Standard verwendet [IEEE 2002]. Um eine möglichst stationäre Lösung zu erhalten, wurde ein Energieabklinglevel von -30 dB eingehalten. Für die Simulation wurde die Hardware der bereits beschriebene Workstation (Tabelle 4.3) verwendet.

Positionen

Die Iso-Zentrum Position der Voxelm Modelle wird nachfolgend als Position 0/0/0 bezeichnet. Diese wurde für jedes Voxellmodell individuell bestimmt. Mithilfe des entwickelten A3DCoS wurden die Voxelm Modelle mit einer Schrittweite von 10 mm um diese Position bewegt (Abbildung 5.4). Anschließend wurden die relevanten Daten für alle Positionen gespeichert. Die folgenden Parameter wurden gewählt: In z-Richtung erfolgte eine Bewegung der Voxelm Modelle von der Position +20 mm bis -30 mm. Für jede dieser z-Ebenen wurde das jeweilige Voxellmodell in x- und y-Richtung von -10 mm bis +10 mm bewegt. Somit ergeben sich für jede z-Ebene neun verschiedene Möglichkeiten und insgesamt 54 Positionen für jedes

Voxelmodell. Aufgrund der unterschiedlichen Voxelmodellgröße führten einige Positionen zu Berührungen mit dem Gehäuse der Sendespule und konnten dementsprechend nicht verwendet werden. Diese Positionen sind in den folgenden Ergebnistabellen mit „n.v.“ gekennzeichnet.

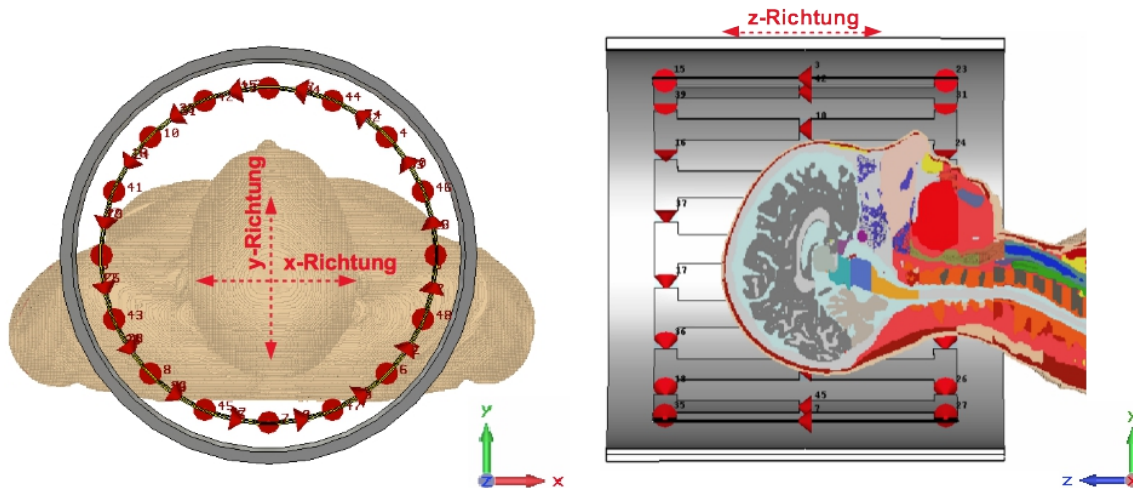


Abbildung 5.4: Positionierung des Kopfes vom Voxelmodell: Frontansicht der Kopfspule mit Positionierung in x- und y-Richtung (links), Seitenansicht der Kopfspule mit Positionierung in z-Richtung (rechts).

Da der vollständige Parameter-Sweep nicht das Speichern der gesamten EM-Felddaten für jede einzelne Position beinhaltet, wurden auf Basis der gespeicherten Datenbankwerte SAR-Kritische Positionen herausgesucht und im Anschluss jeweils einzeln simuliert. Für diese Positionen liegen die vollständigen Felddaten und die genauen SAR-Verteilungen vor.

5.2.3 Ergebnisse der SAR-Simulationsstudie

Simulierte SAR: „Duke“

In Tabelle 5.2 sind der k-Faktor und die maximale SAR für alle berechneten Positionen des Voxelmodells Duke dargestellt.

k-Faktor				Max. SAR W/kg				
y	x			z = -30	y	x		
	-10	0	10			-10	0	10
10	0,76	0,77	0,76	10	0,6	0,6	0,59	
0	0,8	0,8	0,79	0	0,64	0,64	0,63	
-10	0,81	0,81	0,8	-10	0,65	0,65	0,64	
k-Faktor				Max. SAR W/kg				
y	x			z = -20	y	x		
	-10	0	10			-10	0	10
10	0,7	0,7	0,69	10	0,59	0,57	0,58	
0	0,73	0,73	0,72	0	0,63	0,61	0,61	
-10	0,74	0,74	0,73	-10	0,64	0,62	0,63	
k-Faktor				Max. SAR W/kg				
y	x			z = -10	y	x		
	-10	0	10			-10	0	10
10	0,63	0,63	0,62	10	0,53	0,54	0,52	
0	0,66	0,67	0,65	0	0,57	0,57	0,56	
-10	0,68	0,68	0,66	-10	0,59	0,59	0,57	
k-Faktor				Max. SAR W/kg				
y	x			z = 0	y	x		
	-10	0	10			-10	0	10
10	0,58	0,61	0,6	10	0,5	0,52	0,51	
0	0,62	0,63	0,62	0	0,55	0,55	0,54	
-10	0,68	0,67	0,64	-10	0,6	0,59	0,56	
k-Faktor				Max. SAR W/kg				
y	x			z = 10	y	x		
	-10	0	10			-10	0	10
10	0,56	0,57	0,57	10	0,48	0,5	0,48	
0	0,61	0,6	0,58	0	0,54	0,53	0,51	
-10	0,68	0,65	0,61	-10	0,6	0,58	0,54	
k-Faktor				Max. SAR W/kg				
y	x			z = 20	y	x		
	-10	0	10			-10	0	10
10	0,57	0,55	0,53	10	0,49	0,47	0,45	
0	0,62	0,6	0,55	0	0,55	0,52	0,48	
-10	0,68	0,65	0,59	-10	0,6	0,58	0,51	

Tabelle 5.2: k-Faktoren und max. lokale SAR (gemittelt über 10 g) für 54 Positionen (x,y,z [mm]) des Voxelmodells „Duke“

Die kleinste über 10 g gemittelte max. lokale SAR ergab sich zu 0,45 W/kg für die Position 10/10/20 und der größte Wert zu 0,65 W/kg für die Position 0/-10/-30. Der Mittelwert beträgt 0,56 W/kg und die Standardabweichung 0,05 W/kg. Die höchsten k-Faktoren wurden für die Positionen -10/-10/-30 und 0/-10/-30 mit $0,81 \text{ kg}^{-1}$ bestimmt. Der kleinste k-Faktor ergab sich für die Position 10/10/20 mit $0,53 \text{ kg}^{-1}$. Dessen Mittelwert für alle Positionen beträgt $0,66 \text{ kg}^{-1}$ und seine Standardabweichung $0,08 \text{ kg}^{-1}$.

Innerhalb der einzelnen z-Ebenen lässt sich eine Abhängigkeit von der x- und y-Position erkennen. Für alle z-Ebenen weist dabei die Position mit $x = -10$ und $y = -10$ die höchsten k-

Faktoren bzw. max. lokalen SAR-Werte auf. Eine Übersicht der Mittelwerte der Faktoren für die verschiedenen z-Ebenen ist in Tabelle 5.3 dargestellt.

z-Ebene	Mittelwert k-Faktor	Mittelwert max. lok. SAR (W/kg)	Gesamte absorbierte Leistung (W)
-30	0,79	0,62	0,79
-20	0,72	0,61	0,83
-10	0,65	0,56	0,86
0	0,63	0,55	0,87
10	0,60	0,53	0,88
20	0,59	0,52	0,87

Tabelle 5.3: Mittelwerte für die einzelnen z-Ebenen (Voxelmodell „Duke“)

In positiver Richtung nimmt der k-Faktor ab und die max. lokale SAR wird geringer. Die größten Variationen zeigen sich zwischen den Ebenen $z = -30$, -20 und -10 .

Es wurde untersucht wie sich die Lage der Hotspots mit der Position ändert. Für das Voxelmodell Duke wurden 3 Hotspots ermittelt. In Abbildung 5.5 sind exemplarisch die SAR-Verteilungen mit der Voxelmodellposition dargestellt, an denen der jeweilige Hotspot den höchsten Wert erreicht.

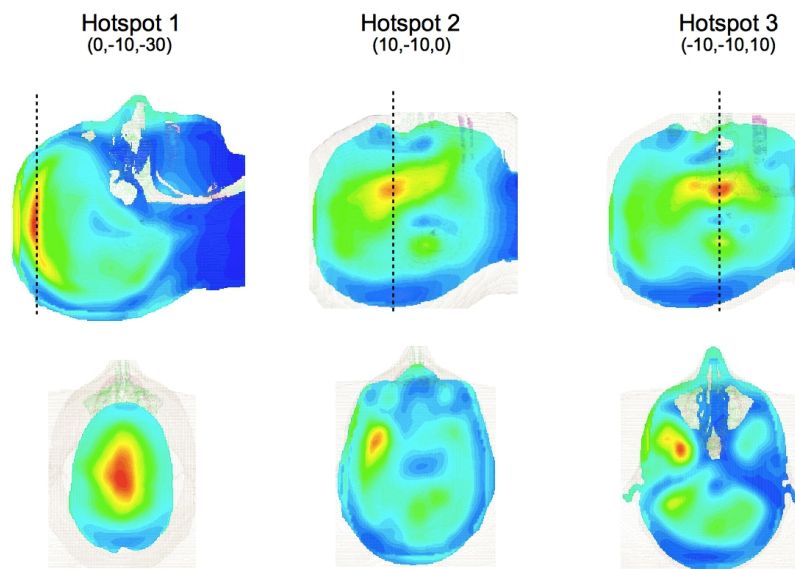


Abbildung 5.5: SAR-Hotspots für das Voxelmodell „Duke“ (x, y, z [mm]):
Obere Reihe: Modellposition und Position der Hotspots für sagittale Schnittebene; Untere Reihe: Transversale Schnittebenen der gestrichelten Linien aus der oberen Reihe

Für alle Positionen mit $z = -10$, $z = -20$ und $z = -30$, mit Ausnahme von Position 10/10/-10,

ergab sich die max. lokale SAR für Hotspot 1 unterhalb der Schädeldecke, im Bereich der Cerebrospinalflüssigkeit (CSF), an der obigen Begrenzung des Hirngewebes. Die Werte variieren zwischen 0,53 W/kg und 0,65 W/kg. Eine genaue anatomische Darstellung der Positionen der Hotspots folgt in Kapitel 5.2.4 .

Für 12 weitere Positionen wurde die höchste max. lokale SAR ca. 3,5 cm hinter dem linken Auge des Voxelmodells ermittelt (Hotspot 2). Die Positionen für die dieser Hotspot Auftritt sind für die z-Ebenen wie folgt: ($z = -10$) 10/10/-10; ($z = 0$) -10/10/0, 0/10/0, 0/0/0, 10/10/0, 10/0/0, 10/-10/0; ($z = 10$) 0/10/10, 10/10/10, 10/0/10, 10/-10/10; ($z = 20$) 10/10/20, 10/0/20. Für alle verbleibenden Positionen verschiebt sich der Hotspot 2 um ca. 2 cm in z-Richtung und verursacht dadurch einen weiteren Hotspot (Hotspot 3). Die max. lokale SAR für Hotspot 2 variiert zwischen 0,53 W/kg und 0,64 W/kg und für Hotspot 3 zwischen 0,55 W/kg und 0,68 W/kg. Anatomisch gesehen befindet sich Hotspot 3 an der unteren Begrenzung des Gehirns.

Simulierte SAR: „Ella“

Der höchste max. lokale SAR-Wert (0,7 W/kg) wurde für das Voxelmodell Ella an der Position 0/0/-30 ermittelt (Tabelle 5.4). Hier befindet sich auch der höchste k-Faktor mit $0,89 \text{ kg}^{-1}$. Die kleinste max. lokale SAR (0,41 W/kg) und der kleinste k-Faktor ($0,48 \text{ kg}^{-1}$) ergaben sich für die Position 10/10/20. Der Mittelwert für die max. lokale SAR beträgt 0,57 W/kg und die Standardabweichung ist 0,08 W/kg. Der Mittelwert des k-Faktors ist $0,68 \text{ kg}^{-1}$ und dessen Standardabweichung beträgt $0,12 \text{ kg}^{-1}$.

k-Faktor					Max. SAR W/kg			
y	x				y	x		
	-10	0	10			-10	0	10
10	0,87	0,87	0,86	z = -30	10	0,68	0,68	0,67
0	0,88	0,89	0,88		0	0,69	0,7	0,69
-10	0,87	0,88	0,87		-10	0,69	0,69	0,69
10	0,77	0,78	0,77	z = -20	10	0,64	0,64	0,63
0	0,78	0,79	0,78		0	0,65	0,65	0,64
-10	0,78	0,78	0,78		-10	0,65	0,65	0,64
10	0,68	0,69	0,68	z = -10	10	0,58	0,58	0,57
0	0,69	0,7	0,69		0	0,59	0,59	0,58
-10	0,69	0,69	0,68		-10	0,59	0,6	0,59
10	0,59	0,59	0,59	z = 0	10	0,52	0,51	0,5
0	0,6	0,6	0,6		0	0,53	0,53	0,52
-10	0,62	0,61	0,59		-10	0,55	0,53	0,52
10	0,54	0,52	0,49	z = 10	10	0,47	0,45	0,43
0	0,59	0,57	0,54		0	0,52	0,5	0,47
-10	0,65	0,62	0,59		-10	0,58	0,55	0,52
10	n.v.	0,51	0,48	z = 20	10	n.v.	0,44	0,41
0	n.v.	0,55	0,52		0	n.v.	0,48	0,45
-10	n.v.	0,59	0,56		-10	n.v.	0,51	0,49

Tabelle 5.4: k-Faktoren und max. lokale SAR (gemittelt über 10 g) für 51 Positionen des Voxelmodells „Ella“

Innerhalb der einzelnen z-Ebenen ist eine Abhängigkeit der untersuchten Werte von der x- bzw. y-Koordinate zu erkennen. Die stärkste Änderung tritt innerhalb der Ebene $z = 10$ auf. Für $z = 20$ konnten nur 6 Positionen berechnet werden, da das Voxelmodell für $x = 10$ mit dem Gehäuse der Kopfspule kollidierte. Dies ist auf eine Asymmetrie der Schultern bei diesem Voxelmodell zurückzuführen. Die Abhängigkeit von der z-Ebene ist in Tabelle 5.5 gesondert dargestellt. Der k-Faktor und auch die max. lokale SAR nehmen mit den Positionen in positiver z-Richtung deutlich ab und die absorbierte Leistung nimmt zu.

z-Ebene	Mittelwert k-Faktor	Mittelwert max. lok. SAR (W/kg)	Gesamte absorbierte Leistung (W)
-30	0,87	0,69	0,78
-20	0,78	0,64	0,82
-10	0,69	0,59	0,85
0	0,60	0,52	0,87
10	0,57	0,50	0,88
20	0,53	0,46	0,87

Tabelle 5.5: Mittelwerte für die einzelnen z-Ebenen („Ella“)

Für das Voxelmodell „Ella“ wurden ebenfalls die Positionen der Hotspots genauer analysiert (Abbildung 5.6). Insgesamt konnten 2 Hotspots bestimmt werden. Hotspot 1 tritt dabei für alle Positionen für $z = -30, -20, -10$ und 0 auf, mit Ausnahme der Positionen $-10/-10/0$ und $0/-10/0$. Für diese beiden, und alle verbleibenden Positionen, hat Hotspot 2 die höchste Intensität. Hotspot 1 tritt, wie bei dem vorangegangenen Modell „Duke“, unterhalb der Schädeldecke auf. Seine maximale Intensität ist $0,7 \text{ W/kg}$ und seine minimale Intensität $0,5 \text{ W/kg}$.

Die exakte Position des Hotspot 2 im Kopf ändert sich in xyz-Richtung um $\pm 5 \text{ mm}$ und seine Intensität variiert zwischen $0,41 \text{ W/kg}$ und $0,58 \text{ W/kg}$. Er befindet sich hinter dem linken Auge.

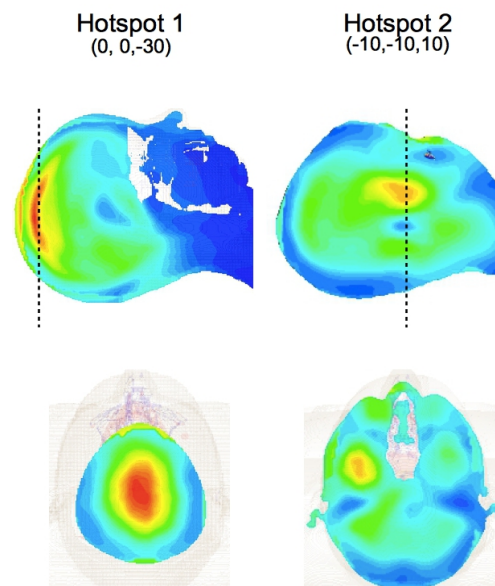


Abbildung 5.6: SAR-Hotspots für Voxelmodell „Ella“ (x, y, z [mm]):
Obere Reihe: Modellposition und Position der Hotspots für sagittale Schnittebene; untere Reihe: Transversale Schnittebenen der gestrichelten Linien aus der oberen Reihe

Simulierte SAR: „Thelonious“

Die Werte für die max. lokale SAR und den k-Faktor für das Voxelmodell „Thelonious“ sind in Tabelle 5.6 dargestellt. Die Voxelmodellposition für den höchsten SAR-Wert (0,79 W/kg) und k-Faktor (1,01 kg⁻¹) liegt bei 10/-10/20. Die kleinsten Werte liegen an der Position -10/10/-10 mit 0,43 W/kg bzw. 0,58 kg⁻¹. Der Mittelwert für die max. lokale SAR beträgt 0,53 W/kg, bei einer Standardabweichung von 0,06 W/kg. Der Mittelwert des k-Faktors beträgt 0,71 kg⁻¹ und seine Standardabweichung ist 0,08 kg⁻¹. Wie bei den vorangegangenen Voxelmodellen besteht eine Abhängigkeit der Werte von der x- bzw. y-Position. Ab z = -10 und für die folgenden Ebenen z = 0, z = 10 und z = 20 kommt es innerhalb der Ebene zu besonders starken Änderungen des k-Faktors und der max. lokalen SAR. So vergrößert sich der k-Faktor von Position -10/10/20 nach 10/-10/20 um 20%.

k-Faktor				Max. SAR W/kg				
y	x			z	y	x		
	-10	0	10		-10	0	10	
10	0,7	0,71	0,72	z = -30	10	0,49	0,5	0,5
0	0,73	0,73	0,74		0	0,52	0,52	0,53
-10	0,74	0,75	0,75		-10	0,54	0,54	0,54
10	0,63	0,64	0,64	z = -20	10	0,46	0,46	0,46
0	0,65	0,66	0,66		0	0,48	0,49	0,49
-10	0,67	0,67	0,66		-10	0,5	0,5	0,5
10	0,58	0,61	0,64	z = -10	10	0,43	0,45	0,47
0	0,58	0,61	0,65		0	0,44	0,46	0,49
-10	0,59	0,6	0,66		-10	0,45	0,46	0,51
10	0,67	0,68	0,72	z = 0	10	0,5	0,51	0,54
0	0,64	0,68	0,73		0	0,48	0,52	0,56
-10	0,62	0,67	0,74		-10	0,48	0,52	0,58
10	0,75	0,74	0,79	z = 10	10	0,55	0,54	0,58
0	0,68	0,74	0,8		0	0,51	0,56	0,61
-10	0,66	0,73	0,84		-10	0,51	0,56	0,66
10	0,82	0,79	0,85	z = 20	10	0,59	0,57	0,62
0	0,72	0,79	0,91		0	0,52	0,58	0,68
-10	0,7	0,79	1,01		-10	0,52	0,59	0,79

Tabelle 5.6: k-Faktoren und max. lokale SAR (gemittelt über 10 g) für 54 Positionen des Voxelmodells „Thelonious“

Das Voxelmodell weicht in seinen Dimensionen deutlich von den vorhergehenden ab. Im Gegensatz zu den beiden vorher verwendeten Voxelmodellen weisen die Mittelwerte der max. lokalen SAR und des k-Faktors für die Ebene $z = -10$ ein Minimum auf und steigen davon ausgehend in positiver und negativer z-Richtung an (Tabelle 5.7).

z-Ebene	Mittelwert k-Faktor	Mittelwert max. lok. SAR (W/kg)	Gesamte absorbierte Leistung (W)
-30	0,73	0,52	0,71
-20	0,65	0,48	0,74
-10	0,61	0,46	0,76
0	0,68	0,52	0,76
10	0,75	0,56	0,75
20	0,82	0,61	0,74

Tabelle 5.7: Mittelwerte für die einzelnen z-Ebenen („Thelonious“)

Es zeigt sich eine erheblich stärkere Abhängigkeit der Werte von der exakten Position des Voxelmodells, was sich auch bei der detaillierten Auswertung der auftretenden Hotspots bemerkbar macht. Insgesamt treten hier 4 Hotspots auf, welche in Abbildung 5.7 dargestellt sind.

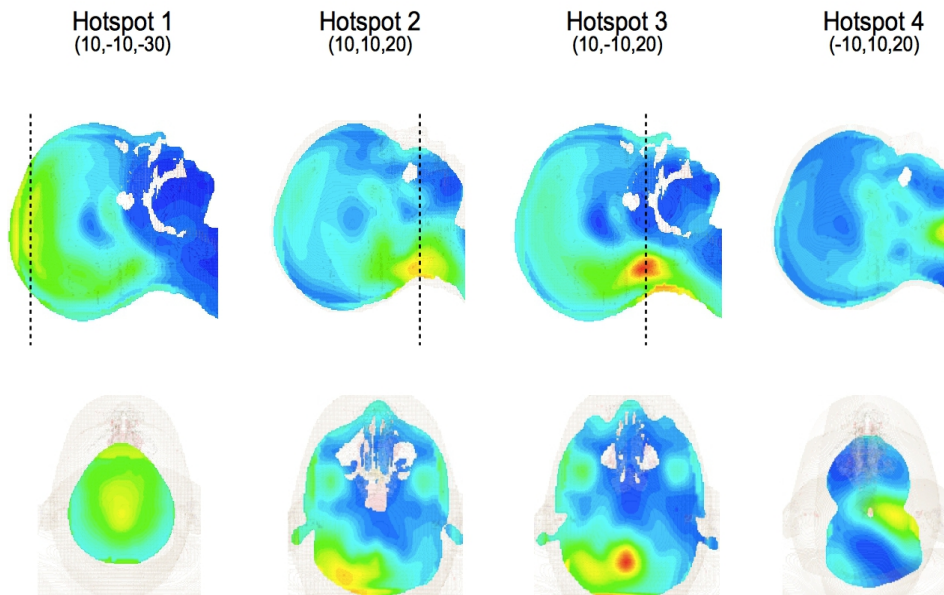


Abbildung 5.7: SAR-Hotspots für Voxelmodell „Thelonious“ (x,y,z [mm]): obere Reihe: Modellposition und Position der Hotspots für sagittale Schnittebene; untere Reihe: Transversale Schnittebenen der gestrichelten Linien aus der oberen Reihe

Hotspot 1 befindet sich, wie bei den anderen Modellen, unterhalb der Schädeldecke. Hotspot 1 stellt den höchsten Wert für alle Positionen mit $z = -30$ und $z = -20$ und für die Positionen $-10/-10/-10$ und $-10/0/-10$ dar. Im Gegensatz zu den vorangegangenen Voxelmodellen, treten hier nicht die insgesamt höchsten Werte für den k-Faktor und die max. lokale SAR auf. Für 22 weitere Positionen tritt die max. lokale SAR am Hotspot 2 auf. Hotspot 2 variiert zwischen $0,45 \text{ W/kg}$ und $0,62 \text{ W/kg}$. Dieser befindet sich im Nacken des Modells. Für die Positionen $10/-10/-10$, $10/0/-10$, $10/-10/0$, $10/-10/10$, $10/0/10$, $0/-10/20$, $10/-10/20$ und $10/0/20$ verschiebt sich Hotspot 2 in das innere des Modells (Hotspot 3). Hotspot 3 ist mit $0,79 \text{ W/kg}$ insgesamt der stärkste Hotspot, für die Position $10/-10/20$. Der Hotspot 4 stellt nur für die Positionen $-10/10/-10$, $-10/10/0$, $-10/10/10$ und $-10/10/20$ das Maximum dar. Er variiert zwischen $0,43 \text{ W/kg}$ und $0,59 \text{ W/kg}$.

Simulierte SAR: „Billie“

Für dieses Voxelmodell sind die Positionen in Tabelle 5.8 dargestellt. Es ergibt sich die höchste max. lokale SAR mit einem Wert von $0,72 \text{ W/kg}$ für die Position $10/-10/10$. Der höchste k-Faktor beträgt $0,92 \text{ kg}^{-1}$ und tritt bei der Position $10/-10/-30$ auf. Der kleinste Wert für die max. lokale SAR findet sich bei der Position $10/10/10$ mit $0,47 \text{ W/kg}$, mit einem korrespondierenden k-Faktor von $0,57 \text{ kg}^{-1}$. Der Mittelwert für die max. lokale SAR über alle Positionen beträgt $0,6 \text{ W/kg}$, bei einer Standardabweichung von $0,05 \text{ W/kg}$. Für den k-Faktor ergeben sich ein Mittelwert von $0,75 \text{ kg}^{-1}$ und eine Standardabweichung von $0,09 \text{ kg}^{-1}$.

k-Faktor					Max. SAR W/kg			
y	x				y	x		
	-10	0	10			-10	0	10
10	0,84	0,86	0,87	z = -30	10	0,61	0,62	0,62
0	0,87	0,89	0,9		0	0,64	0,65	0,66
-10	0,88	0,91	0,92		-10	0,66	0,67	0,68
10	0,76	0,78	0,79	z = -20	10	0,59	0,59	0,6
0	0,79	0,81	0,82		0	0,61	0,62	0,63
-10	0,8	0,82	0,84		-10	0,63	0,64	0,65
10	0,68	0,7	0,71	z = -10	10	0,55	0,56	0,56
0	0,71	0,73	0,74		0	0,57	0,59	0,59
-10	0,72	0,74	0,76		-10	0,59	0,6	0,61
10	0,63	0,63	0,64	z = 0	10	0,52	0,51	0,52
0	0,65	0,65	0,66		0	0,54	0,54	0,54
-10	0,75	0,72	0,67		-10	0,64	0,6	0,56
10	0,66	0,62	0,57	z = 10	10	0,55	0,51	0,47
0	0,75	0,71	0,63		0	0,63	0,59	0,52
-10	0,85	0,79	0,7		-10	0,72	0,67	0,59
10	n.v.	0,72	0,64	z = 20	10	n.v.	0,61	0,53
0	n.v.	0,8	0,69		0	n.v.	0,68	0,58
-10	n.v.	n.v.	0,74		-10	n.v.	n.v.	0,64

Tabelle 5.8: k-Faktoren und max. lokale SAR (gemittelt über 10 g) für 50 Positionen des Voxelmodells „Billie“

Die Daten aus der Tabelle 5.8 zeigen eine Abhängigkeit der beiden betrachteten Werte von der x-y-Position. Die größte Änderungen des k-Faktors und der max. lokalen SAR innerhalb einer z-Ebene ergeben sich für $z = 10$.

Tabelle 5.9 zeigt eine Abhängigkeit der berechneten Werte von der z-Ebene. Für das Voxelmodell „Billie“ fallen die max. lokale SAR und der k-Faktor zwischen $z = -30$ und $z = 0$ ab und steigen ab $z = 10$ wieder an. Beim Voxelmodell Billie zeigen sich zwei Hotspots, wobei der hier dargestellte Hotspot 1 im Grunde zwei Maxima aufweist, die sich, je nach Position, in ihrer Dominanz abwechseln (Abbildung 5.8 untere Reihe, links).

z-Ebene	Mittelwert k-Faktor (kg^{-1})	Mittelwert Max. Lok. SAR (W/kg)	Gesamte absorbierte Leistung (W)
-30	0,88	0,65	0,73
-20	0,80	0,62	0,77
-10	0,72	0,58	0,80
0	0,67	0,55	0,83
10	0,70	0,58	0,83
20	0,72	0,61	0,84

Tabelle 5.9: Mittelwerte für die einzelnen z-Ebenen („Billie“)

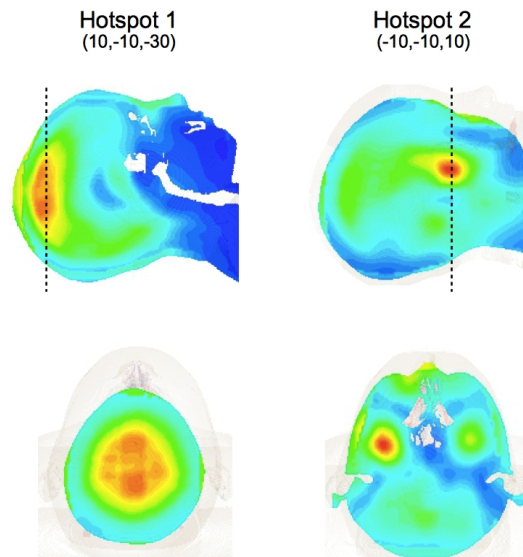


Abbildung 5.8: SAR-Hotspots für das Voxelmodell „Billie“ (x,y,z [mm]): obere Reihe: Modellposition und Position der Hotspots für sagittale Schnitt-ebene; untere Reihe: transversale Schnittebenen der gestrichelten Linien aus der oberen Reihe

Für sämtliche Modellpositionen bei $z = -30, -20$ und -10 bildet eines dieser beiden Maxima den Hotspot 1 im Voxelmodell „Billie“. Hinzu kommen die Positionen $0/0/0, 0/10/0, 10/-10/0, 10/0/0$ und $10/10/0$ an denen Hotspot 1 ebenfalls die größte Erwärmung darstellt. Die Werte variieren zwischen $0,51 \text{ W/kg}$ und $0,68 \text{ W/kg}$.

Der Hotspot 2 dominiert für alle verbleibenden Positionen und variiert zwischen $0,47 \text{ W/kg}$ und $0,72 \text{ W/kg}$. Er befindet sich an einer vergleichbaren Position wie Hotspot 2 im Voxelmodell „Ella“.

5.2.4 Zusammenfassung und Diskussion

In Tabelle 5.10 sind die wichtigsten Ergebnisse für alle Voxelmodelle zusammengefasst. Es zeigen sich signifikante Schwankungen zwischen den minimalen und maximalen Werten der SAR und des k-Faktors. Die geringsten Änderungen ergaben sich für das Voxelmodell „Duke“. Hier erhöhten sich, je nach Position, die max. lokale SAR um bis zu 44% und der k-Faktor um bis zu 52%. Die höchsten Schwankungen für die SAR ergaben sich bei „Thelonious“ mit einer maximalen Änderung von ca. 82%. Die größte Änderung des k-Faktors ergab sich für „Ella“ mit einem Wert von ca. 85%. Modellübergreifend betrachtet sind die maximalen Änderungen der Werte noch stärker. Die Werte zwischen der kleinsten und größten max. lokalen SAR liegen zwischen 0,41 W/kg (Ella) und 0,79 W/kg (Thelonious). Dies entspricht einer Änderung vom Minimum zu Maximum von ca. 93%. Das Maximum für den k-Faktor beträgt $1,01 \text{ kg}^{-1}$ (Thelonious) und das Minimum $0,48 \text{ kg}^{-1}$ (Ella), was einer Änderung von 110% entspricht. Die höchsten Standardabweichungen der SAR und des k-Faktors sind beim Voxelmodell Ella zu finden mit 0,08 W/kg bzw. $0,12 \text{ kg}^{-1}$.

	DUKE	ELLA	THELONIOUS	BILLIE
MW max. lok. SAR [W/kg]	0,56	0,57	0,53	0,6
SD max. lok. SAR [W/kg]	0,05	0,08	0,06	0,05
Min. max. lok. SAR [W/kg]	0,45	0,41	0,43	0,47
Max. max. lok. SAR [W/kg]	0,65	0,7	0,79	0,72
MW k-Faktor [1/kg]	0,66	0,68	0,71	0,75
SD k-Faktor [1/kg]	0,08	0,12	0,08	0,09
Min. k-Faktor [1/kg]	0,53	0,48	0,58	0,57
Max. k-Faktor [1/kg]	0,81	0,89	1,01	0,92
MW absorbierte Leistung [W]	0,85	0,84	0,75	0,79
SD absorbierte Leistung [W]	0,03	0,04	0,02	0,04
Max. SAR/Min. SAR	1,44	1,69	1,82	1,55
Max. k-Faktor/Min. k-Faktor	1,52	1,85	1,74	1,6

Tabelle 5.10: Zusammenfassung für alle vier Voxelmodelle (MW=Mittelwert, SD=Standardabweichung)

Die Ergebnisse der Simulationsstudie haben gezeigt, dass sowohl das Voxelmodell als auch seine exakte Position in der Spule einen signifikanten Einfluss auf die Ergebnisse haben. Die insgesamt höchsten max. k-Faktoren und max. SAR-Werte finden sich bei den beiden Kindermodellen. Vor allem diese Maximalwerte sind sicherheitsrelevant und müssen daher besonders berücksichtigt werden. Diese Ergebnisse sind vermutlich auf den Unterschied in

Schädelgröße und Schulterbreite der beiden Kindermodelle gegenüber den Erwachsenenmodellen zurückzuführen.

Ein weiterer wichtiger Aspekt sind die Positionen der Hotspots im Kopf. Für die Modelle „Duke“, „Ella“ und „Billie“ traten diese an ähnlichen anatomischen Positionen auf. Daher ist in Abbildung 5.9 repräsentativ für diese drei Voxelmodelle, eine anatomische Ansicht von „Duke“ dargestellt. Die Hotspotpositionen im Modell „Thelonious“ werden anschließend gesondert dargestellt.

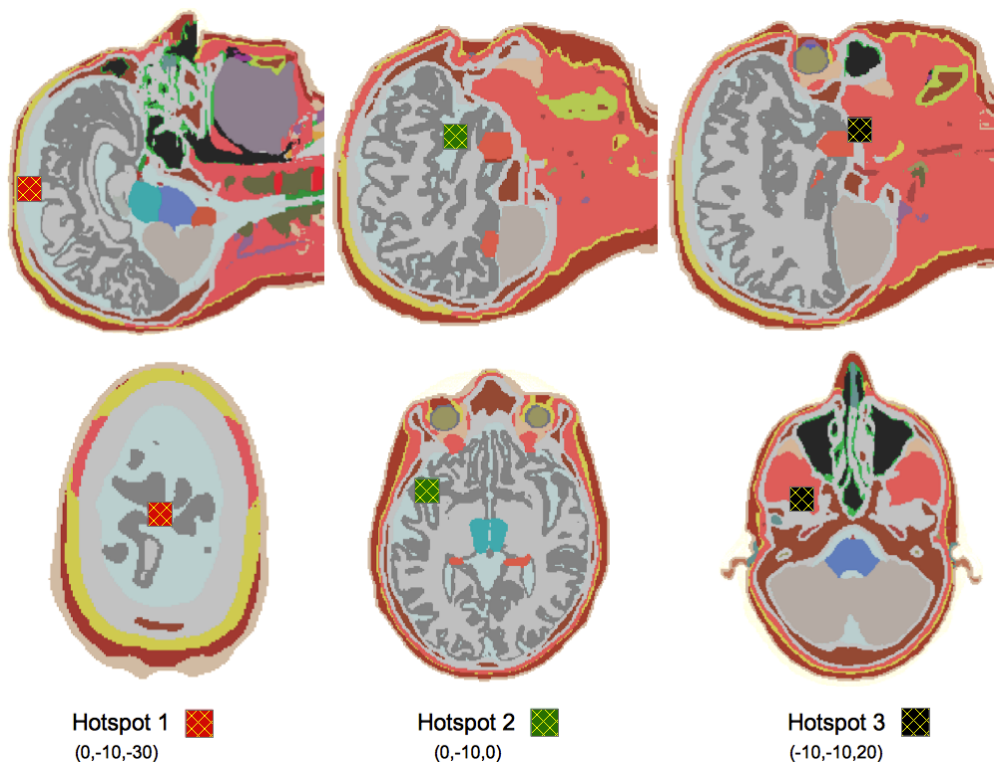


Abbildung 5.9: Anatomische Ansicht der SAR-Hotspots (x,y,z [mm]):

Am Beispiel von „Duke“ für die Voxelmodelle „Duke“, „Ella“ und „Billie“: obere Reihe: Position der Hotspots für sagittale Schnitt-ebene; untere Reihe: transversale Schnittebenen und Modellposition

Für die drei genannten Voxelmodelle zeigt sich ein Hotspot (Hotspot 1) unter der Schädeldecke, an der oberen Begrenzung des Hirngewebes, innerhalb des CSF. Dieser dominiert für die Modellpositionen in den z -Ebenen $z = -30$, $z = -20$ und $z = -10$. Eine mögliche Ursache hierfür ist, dass sich der Bereich in dem dieser Hotspot auftritt, für diese Modellpositionen in der Nähe der mittleren Kapazitäten auf den Stäben befindet. Weiterhin ist ein Bereich etwa 3,5 cm hinter dem linken Auge hervorzuheben (Hotspot 2). Für „Duke“ tritt hier die höchste

Erwärmung innerhalb einer größeren Ansammlung des CSF auf. Mit Veränderung der Modellposition verschiebt sich der Hotspot in Richtung der unteren Gewebebegrenzung des Gehirns (Hotspot 3). Für „Billie“ und „Ella“ ist dieser Hotspot 3 ebenfalls von Bedeutung.

Bei „Thelonious“ weichen die Hotspotpositionen, außer für Hotspot 1, deutlich von den oben dargestellten ab (Abbildung 5.10). Es tritt u. a. eine verstärkte Erwärmung im Bereich des Nackens auf (Hotspot 2). Der im Inneren des Hinterkopfes auftretende Hotspot 3 befindet sich an der unteren Begrenzung des Cerebellums. Weiterhin zeigt sich am Kinn/Halsbereich des Modells ein Hotspot (Hotspot 4).

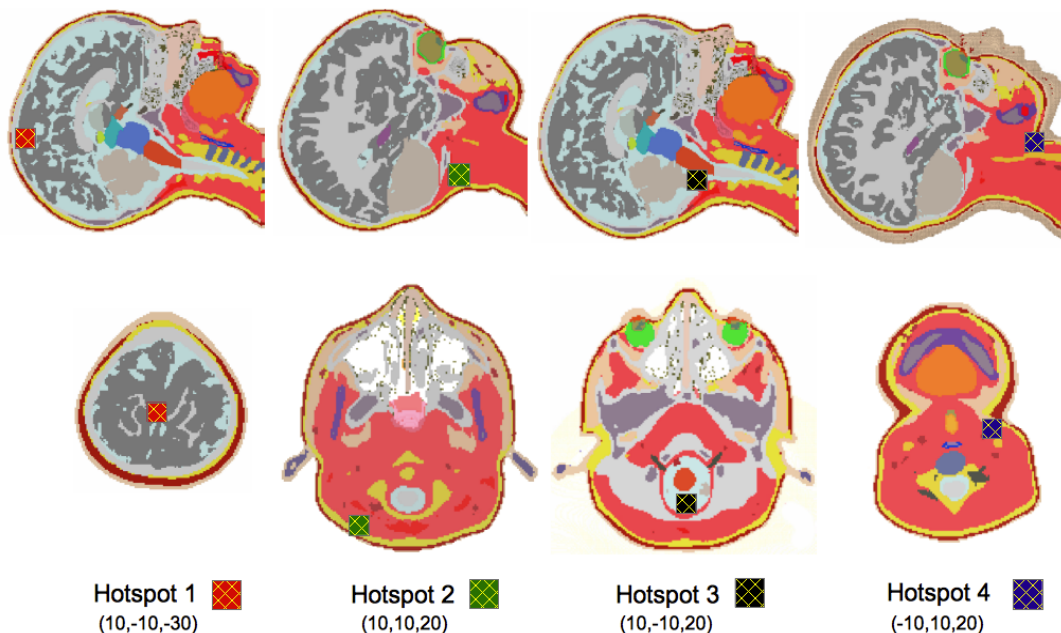


Abbildung 5.10: Anatomische Ansicht der SAR-Hotspots für Voxelmodell „Thelonious“ (x,y,z [mm]): obere Reihe: Modellposition und Position der Hotspots für sagittale Schnittebene; untere Reihe: transversale Schnittebenen

Es hat sich gezeigt, dass die CSF Einfluss auf die Hotspotintensität hat. Dies korrespondiert auch mit der Arbeit von Wolf [Wolf 2013], in der für die Voxelmodelle „Ella“ und „Duke“ jeweils 12 Kopfpositionen simuliert wurden. Neben der besonderen elektrischen Leitfähigkeit des CSF, als Ursache für verstärkte Hotspotbildung, legen die oben gezeigten Ergebnisse nahe, dass auch an den Grenzübergängen zwischen den Geweben eine verstärkte Erwärmung auftreten kann. Die Abweichungen der Hotspotpositionen und Maximalwerte bei „Thelonious“ von den übrigen Modellen sind vermutlich auf die stark abweichenden Dimensionen des Modells zurückzuführen.

Die von Wolf durchgeführte Studie zeigte durch Positionsvariation verursachte Schwankungen der *SAR*-Werte um ca. 23%. In der vorliegenden Arbeit wurden deutlich höhere Schwankungen ermittelt. Dies ist auf die abweichenden Parameter zurückzuführen, die Wolf in seiner Arbeit verwendete. So wurden in der vorliegenden Arbeit bis zu 54 Positionen pro Voxelmodell berechnet, während in der Arbeit von Wolf ausschließlich entlang einer einzigen Koordinatenachsen verschoben wurde (12 Positionen/Modell).

Des Weiteren verwendete Wolf eine andere Nullposition für die Voxelmodelle. Diese lag im Vergleich zu der in dieser Arbeit verwendeten Position um ca. 3 cm in positiver z-Richtung verschoben. Diese Position wurde durch den 6,5 cm größeren Innendurchmesser und der geringeren Gesamtlänge (20 cm) der dort simulierten Spule ermöglicht. Dadurch konnten die Voxelmodelle weiter in die Spule eingebracht werden ohne mit der Spulenkonstruktion zu kollidieren, wie es in der vorliegenden Arbeit für einige wenige Positionen der Fall war. Für eine bessere Vergleichbarkeit wäre eine standardisierte Nullposition sinnvoll, die in einer großen Zahl von MRT-Kopfspulen verwendet werden kann. Die hier vorgeschlagene Nullposition ist dafür ein guter Kandidat und berücksichtigt zudem die mittige Positionierung des Gehirns.

Ein weiterer wichtiger Aspekt, ist die bei Wolf unterschiedliche Position der Einspeisepunkte. Eine Verschiebung der Ports entspricht einer Drehung des Voxelmodells. Es hat sich gezeigt, dass sich die *SAR*-Verteilung und auch die B_1^+ -Feldverteilung durch eine solche Verschiebung verändert [Herrmann 2015]. In der hier vorliegenden Arbeit wurden außerdem zwei Voxelmodelle von Kindern verwendet, welche das Spektrum der Ergebnisse deutlich erweitern.

Weiterhin wurde gezeigt, dass auch die Berücksichtigung des RF-Shields, des MRT-Systems die Ergebnisse deutlich beeinflusst. Im Verlaufe dieser Arbeit wurde die vorangegangene Parametervariation auch ohne RF-Shield durchgeführt. Die zusammengefassten Werte werden in Tabelle 5.11 aufgeführt. Der Mittelwert der max. lokalen *SAR* ist bei dieser Studie ohne Berücksichtigung des RF-Shields um ca. 10 - 24% geringer, wobei der k-Faktor 2 - 7% Abweichungen zeigt. Das Verhältnis der Max. *SAR*/Min. *SAR* und das Verhältnis Max./Min. k-Faktor ist bei der Variante ohne RF-Shield ebenfalls deutlich geringer. Insgesamt wird bis zu 17% weniger Leistung absorbiert. Trotz der steigenden Anzahl von hochauflösenden Voxelmodellen gibt es weiter starke Limitierungen in deren Vollständigkeit. Für manche Modelle, wie oben beschrieben, wurden die Scan-Daten von „Durchschnittsmenschen“ genutzt, was ein breiteres Spektrum der Bevölkerung abdeckt.

	DUKE	ELLA	THELONIOUS	BILLIE
MW max. lok. SAR [W/kg]	0,48	0,46	0,49	0,46
SD max. lok. SAR [W/kg]	0,03	0,07	0,05	0,04
Min. max. lok. SAR [W/kg]	0,43	0,36	0,41	0,38
Max. max. lok. SAR [W/kg]	0,53	0,56	0,69	0,54
MW k-Faktor [1/kg]	0,67	0,67	0,76	0,7
SD k-Faktor [1/kg]	0,06	0,12	0,08	0,08
Min. k-Faktor [1/kg]	0,59	0,49	0,62	0,56
Max. k-Faktor [1/kg]	0,79	0,86	1,01	0,86
MW absorbierte Leistung [W]	0,71	0,7	0,66	0,66
SD absorbierte Leistung [W]	0,03	0,03	0,02	0,03
Max. SAR/Min. SAR	1,23	1,57	1,7	1,4
Max. k-Faktor/Min. k-Faktor	1,34	1,74	1,64	1,54

Tabelle 5.11: Zusammenfassung für 4 Voxelmodelle ohne RF-Shield (MW=Mittelwert, SD=Standardabweichung)

Trotzdem und auch gerade deshalb stellt sich die Frage, inwieweit die Simulationsergebnisse von den Durchschnittswerten abweichen, wenn ein Proband nicht dieser Durchschnittsanatomie entspricht. So wurde bereits gezeigt, dass z. B. die Körperform und Größe [Zhai 2009], [Bergen 2006] und auch die Fettverteilung [Liu 2005] zu Abweichungen bei den SAR-Ergebnissen führen können.

Um die Anzahl der verfügbaren Voxelmodelle zu vergrößern, zeigte Homann et al. [Homann 2011] einen alternativen Ansatz. Durch Gewebekombinationen konnten Voxelmodelle, die aus 3 T Ganzkörper MRT-Messungen gewonnen wurden, vereinfacht werden. Diese konnten für 3 T SAR-Berechnungen verwendet werden. Für 7 T SAR-Berechnungen sind diese vereinfachten Voxelmodelle bisher noch nicht umfangreich im Detail evaluiert.

Die in dieser Arbeit durchgeführte SAR-Studie berücksichtigte, im Gegensatz zu bisherigen Arbeiten im Bereich der SAR-Berechnungen für MRT-Spulen, nicht nur die max. lokale SAR sondern auch die gesamte absorbierte Leistung im Gewebe. Dies wurde durch den k-Faktor realisiert, der eine leistungsunabhängige Darstellung der SAR ermöglicht. Hierdurch spielen weder die eingespeiste Leistung noch die Anpassung der jeweiligen MRT-Spule an die Last eine Rolle. Dies ermöglicht einen deutlich einfacheren Vergleich der SAR-Exposition von verschiedenen MRT-Spulen im UHF-MRT-Bereich.

5.3 Diskussion des adaptiven 3D Co-Simulationsprozesses

Der in dieser Arbeit entwickelte und optimierte Simulationsprozess ermöglicht es, umfangreiche Parametervariationen für MRT-Spulen durch Reduktion der Gesamtzeit der Simulation durchzuführen. Der wesentliche Vorteil beim A3DCoS liegt in der effizienten Kombination der Co-Simulation mit den Möglichkeiten der 3D-Feldsimulation. In einem ersten Schritt wird das entwickelte MRT-Spulenmodell innerhalb der 3D-Feldsimulation mit den dazugehörigen diskreten Ports simuliert. Anschließend wird mit den resultierenden S-Parametern ein Netzwerk innerhalb der Co-Simulation entwickelt. Die Co-Simulation wird u. a. verwendet, um eine effektive Anpassung an eine biologische Last zu gewährleisten und die dafür relevanten Netzwerkparameter zu ermitteln. Durch Verwendung der ermittelten Impedanzen kann das Gesamtsystem aus Co-Simulation und 3D-Feldsimulation auf die der realen MRT-Spule entsprechende Form mit den tatsächlich anregenden diskreten Ports transformiert werden. Die für die Anregung verwendeten Netzwerke und sonstigen Schaltungen müssen nicht in der 3D-Umgebung modelliert werden. Vor allem für Mehrkanalspulen kann dies eine enorme Zeitersparnis bedeuten. Nach dem automatisierten Zwischenspeichern der gewünschten Ergebnisse können sowohl 3D- als auch Netzwerkparameter gleichermaßen vor dem nächsten Simulationsdurchlauf verändert werden.

Wenn geringe Veränderungen in der 3D-Umgebung vorgenommen werden, wird kein neues Matching und Tuning benötigt. Dies muss ggf. überprüft werden. MRT-Spulen werden in der Regel auf eine durchschnittliche Last angepasst [Dardzinski 1998], wodurch ein nachträgliches Matching und Tuning meist nicht erforderlich ist. Des Weiteren erfolgt durch die Verwendung eines RF-Shields bei Birdcage-Spulen eine Reduktion der Gegeninduktivität, was eine höhere Lastvarianz ermöglicht [Liu 2004], [Dardzinski 1998]. Bei großen Veränderungen, welche die Resonanzfrequenz oder das Matching deutlich verschieben, muss nachträglich angepasst und ggf. die Simulation mit allen Ports wiederholt werden.

5.3.1 Gitter

Die Modellierung des Gitters ist ein wichtiger Arbeitsschritt im Rahmen des A3DCoS. Es wurde eine minimale Gitterzellengröße von $\lambda_{min}/10$ als Grenzwert verwendet. Damit wurde eine hinreichend gute Auflösung in jedem Material gewährleistet. Neben diesem, auf die Wellenlänge bezogenen Grenzwert, muss weiterhin das Gitter auf die lokale Komplexität der Struktur angepasst werden. Das automatisch generierte Gitter der meisten Software-Applika-

tionen wird daher auf Basis der Wellenlänge und der geometrischen Dimensionen erstellt. In einigen Fällen führen die automatisch generierten Gitter nicht zu einem optimalen Kompromiss aus Gitterzellenanzahl und Validität der Ergebnisse. Eine manuelle Anpassung kann für sehr komplexe Modelle erforderlich sein, um ein akkurates Gitter zu gewährleisten.

Bei der in dieser Arbeit durchgeführten Simulation der MRT-Spulen inkl. Voxelmodell war eine semi-manuelle Anpassung des Gitters notwendig. Die Generierung eines Gitters, das sich nicht an der Struktur der MRT-Spule orientiert, sondern über den gesamten zu simulierenden Bereich möglichst gleichmäßig verteilt ist, wurde durch das Einfügen eines im Hintergrund gelagerten „Vakuum-Blocks“ erzielt. Die Materialparameter dieses Blocks wurden so gewählt, dass sie keinen Einfluss auf die Simulationsergebnisse hatten. Auf Basis dieses „Vakuum-Blocks“ erfolgte die Generierung eines Gitters, das valide Ergebnisse gewährleistet. Hierbei wurde mithilfe der S-Parameter die Qualität des erstellten Gitters überprüft (Kap. 4.3.4). Diese Form der Qualitätsbestimmung wird erst durch die Verwendung einer großen Anzahl von diskreten Ports und ihrer symmetrischen Lage im Gitter ermöglicht, was bei der Modellierung der MRT-Spule berücksichtigt werden muss.

Des Weiteren ist zu erwähnen, dass für ein effizienteres Auflösen der Struktur von MRT-Spulen ein zylindrisches Gitter besser geeignet wäre. Durch ein zylindrisches Gitter würde die Anzahl der Gitterzellen stark reduziert werden, was außerdem in einer Zeitersparnis resultieren würden. Derzeit wird diese Möglichkeit zwar nicht in CST Microwave Studio, aber durch die Open Source Software OpenEMS angeboten [Liebig 2013]. Diese Software bietet im Moment jedoch keine Unterstützung für GPU-Beschleunigung, womit sie gegenüber den kommerziellen Softwareprodukten einen gewissen Nachteil hat.

5.3.2 Beschleunigung des A3DCoS

Bei der Verwendung des TD-Solvers als Bestandteil der EM-Feldsimulation für hoch-resonante Strukturen ist der Einsatz von Co-Simulation zur Ermittlung der Netzwerkparameter unverzichtbar. Hierdurch kann eine enorme Zeitersparnis für die Ermittlung der entsprechenden Anpassnetzwerkparameter erzielt werden. Für die Variation von Parametern, die nicht durch das Anschlussnetzwerk abgebildet werden, wie z. B. Positionsveränderung des Voxelmodells, ist die Co-Simulation unpraktikabel, da sie für jede Position eine erneute Berechnung aller Ports erfordern würde. Wie im Geschwindigkeitsvergleich aus Kapitel 4.4.5 bereits beschrieben, liegt die Simulationsdauer für alle 48 Ports bei ca. 2,5 Tagen trotz der

verwendeten Hardwarebeschleunigung. Ein Parameter-Sweep mit 54 verschiedenen Positionen des Voxelmodells würde 110 Tage dauern. Vier Voxelmodelle würden somit ein Jahr Simulationsdauer überschreiten. Der A3DCoS ermöglicht eine vollständige Simulation von hoch-resonanten Struktur mit wenigen anregenden Ports im Zeitbereich. Er stellt eine signifikante Verbesserung dar und ermöglicht sehr komplexe Simulationen.

Wird das Gesamtsystem, bestehend aus 3D-Feldsimulation und Co-Simulation, mit nur einem Port gespeist (Kapitel 4.4.2), ist eine weitere erhebliche Verkürzung der Simulationsdauer möglich. Hierzu müssen zuvor die S-Parameter der einzelnen Anregungsports bestimmt werden. Auf Basis dieser S-Parameter werden dann die Anpassnetzwerke modelliert. Anschließend können die einzelnen Anregungsports durch einen einzelnen Anregungsport ersetzt werden. Die notwendige Phasenverschiebung wird über ein entsprechendes Netzwerk realisiert. Diese Reduktion von Anregungsports ist nur dann zulässig, wenn Veränderungen der Anpassungsfaktoren vernachlässigbar klein sind oder eine erneute individuelle lastabhängige Anpassung der MRT-Spule in der Regel in der Praxis nicht erfolgt. Vor allem bei Mehrkanalspulen ergibt sich durch diese Zusammenfassung der Ports eine erhebliche Zeiterparnis bei der Simulation. Ein Nachteil dieser Methode besteht darin, dass die S-Parameter der einzelnen Ports in der Simulation nicht direkt vorliegen.

Ein weiterer wichtiger Faktor, der die Simulationsdauer bestimmt, ist das Konvergenzkriterium. Werden die S-Parameter einzelner Ports wie bei der Co-Simulation (Kapitel 4.3.2) weiter verwendet, so muss die Schwingung des Systems vollständig abgeklungen sein. Es reicht dann nicht aus, das System auf -30 dB, also $0,1$ % der Feldenergie, abklingen zu lassen, da sonst die Abweichungen jedes einzelnen Ports in die weiteren Berechnungen einfließen.

Für das vollständige Spulenmodell kann ein Abklinglevel von -30 dB jedoch ausreichend genaue Ergebnisse liefern. Ab diesem Level werden die Ergebnisse nicht mehr signifikant durch die sich noch im System befindende Energie verfälscht [J. J. Akerson 2000]. Der Systemenergieabklingvorgang für das resonante MRT-Spulensystem mit dem approximierten Modell der Nova Medical Bandpass Birdcage-Spule dauerte im Durchschnitt 180 ns und erreichte ein Systemenergielevel von -30 dB bei einer Simulationsdauer von durchschnittlich 2h. Wie in Kapitel 4.3.5 gezeigt, weichen die Absolutwerte für die SAR und das B_1^+ -Feld bei einem Systemenergielevel von -30 dB um ca. 3-5% von den Werten bei einem vollständig abgeklungenen System (-110 dB) ab. Außerdem zeigte sich, dass sich der k-Faktor ab ca. -30 dB kaum noch veränderte. Für die Simulation der in dieser Arbeit verwendeten Birdcage-

Spule lässt sich mit diesem Ansatz die Simulationsdauer je nach Beladung um den Faktor 2-6 verkürzen. Um die Abweichungen bei einem Abklinglevel von -30 dB abschätzen zu können, sollte immer ein Vergleich zu einem vollständig abgeklungenen System durchgeführt werden.

5.3.3 Validierung der Feldsimulation

Die Validierung der durchgeführten Feldsimulation erfolgte durch Messung der B_1^+ -Feldverteilung und der Bestimmung des B_1^+ -Wirkungsgrads mithilfe einer in vivo Kopfmessung. Beim Vergleich des B_1^+ -Wirkungsgrades zwischen Simulation mit Voxelmodell Duke mit einem B_1^+ -Wirkungsgrad $B_{1^+}^{Tx_eff_Duke} = 11,06 \mu\text{T}/\sqrt{\text{kW}}$ und der in vivo Messung mit $B_{1^+}^{Tx_eff_in\ vivo} = 10,11 \mu\text{T}/\sqrt{\text{kW}}$, zeigte sich eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation mit einer geringen Abweichung von 9%.

Einer der bestimmenden Faktoren für eine valide Messung der B_1^+ -Feldverteilung ist die Homogenität des statischen B_0 -Feldes. Die unterschiedliche Suszeptibilität der Materialien bzw. Gewebe des jeweiligen Untersuchungsobjektes führt zu einer Veränderung des im unbeladenen Zustands homogenen B_0 -Feldes. Eine Homogenisierung bzw. Shimmen durch das Gradientensystem ist nur begrenzt möglich. Bei Verwendung von Gradientenecho- bzw. FLASH-Sequenzen für die Messungen der B_1^+ -Feldverteilungen, kann es daher in Abhängigkeit von der Homogenität des B_0 -Feldes zu Abweichungen kommen [Orzada 2012], [Hoult 2000]. Außerdem führen meist unvermeidliche Bewegungen der Probanden bei in vivo Messungen zu einer zusätzlichen Verzerrung des B_0 -Feldes.

Des Weiteren resultieren die vorhandenen Abweichungen der gemessenen B_1^+ -Feldverteilung von der simulierten B_1^+ -Feldverteilung durch die geometrische Differenz zwischen Proband und verwendetem Voxelmodell. Besonders im UHF-Bereich dürfen diese anatomischen Unterschiede nicht unterschätzt werden, wie Hoffmann et al. in ihrer Arbeit bei 9.4 T zeigten [Hoffmann 2015]. Die S-Parameter der Nova Medical Spule konnten nicht bestimmt werden, da die Anschlussports nicht zugänglich für eine Messung an einem Netzwerkanalysator waren.

5.3.4 Anwendbarkeit des A3DCoS für MRT-Spulen

Der beschriebene Simulationsprozess ist für eine Vielzahl von Feldsimulationen im MRT-Bereich einsetzbar. Besonders hervorzuheben ist die enorme Zeitersparnis für Mehrkanal- bzw. Multielement-MRT-Spulen bei Variation der Simulationsparameter. Dieser MRT-Spulentyp besitzt je nach Anzahl der Elemente jeweils ein dazugehöriges Anpassnetzwerk. Durch die unsymmetrische Beladung mit einem Voxelmodell muss jedes Element individuell angepasst werden. Der A3DCoS ermöglicht es diese Werte zeitoptimiert zu ermitteln und anschließend für eine Variation der Parameter zu verwenden. Vor allem sehr komplexe und umfangreiche Simulationen, wie z. B. im B_1 -Shimming Verfahren, wie das TIAMO von Orzada et al. [Orzada 2010], können davon profitieren. Eine Sicherheitsevaluierung der SAR-Verteilung für viele verschiedene Voxelmodelle in unterschiedlichen Positionen kann mithilfe des A3DCoS wesentlich effizienter durchgeführt werden. Es kann eine große Anzahl von verschiedenen Worst-Case-Szenarien simuliert werden, wie z. B. der Ausfall eines oder mehrerer Spulenelemente bei Multielement-Sendespulen [Zhu 2012], [Kuehne 2013], [Graesslin 2014].

Einen erweiterten Ansatz zur Sicherheitsevaluierung von MRT-Spulen zeigten Hoffmann et al. [Hoffmann 2015]. In ihrer Arbeit wird eine Kombination aus mechanischen und elektrischen Sicherheitstest, Feldsimulation und B_1^+ -Feldmessungen genutzt. Unter Berücksichtigung der gewonnenen Daten werden den MRT-Spulen Risikofaktoren zugeordnet. Die Feldsimulation wird mithilfe der S-Parameter und B_1 -Transmit-Effizienz evaluiert. Hoffmann et al. zeigten weiterhin, dass es bei einer B_0 -Feldstärke 9,4 T (400 MHz) zu erheblichen Abweichungen zwischen der Probanden in vivo Messung und der Feldsimulation mit Voxelmodell kommen kann. Die anatomischen Unterschiede zwischen dem Proband und dem Voxelmodell tragen demnach wesentlich zur Veränderung in der B_1^+ -Feldverteilung bei. Die in dieser Arbeit gezeigte Positionsvariation wäre eine gute Erweiterung des Sicherheitsevaluierungsansatzes von Hoffmann et al. Für eine verbesserte SAR-Bestimmung.

5.3.5 Weitere Modifikation der Voxelmodelle

Um die B_1^+ -Feldhomogenität und Signalintensität in bestimmten Hirnarealen genauer zu analysieren, sind die vorhandenen Voxelmodelle nur bedingt geeignet, da nicht alle Hirnareale segmentiert sind. Ein möglicher Lösungsansatz ist eine genaue Auswertung der simulierten Ergebnisse mittels Koordinatenanalyse für die gesuchte Hirnregion. Eine andere Lösung besteht in der nachträglichen Segmentierung der zu untersuchenden Hirnareale. Dabei werden

der entsprechenden Region detaillierte Parameter zugeordnet, wodurch sie von den umliegenden Bereichen abgegrenzt werden, und eine Analyse der EM-Felder in genau diesen Bereichen ermöglicht wird. Für diese Anpassung der Voxelmodelle kann deren RAW-Datensatz mit einer RAW-kompatiblen Software, wie z. B. der Open Source Software ImageJ [Schneider 2012], eingelesen und bearbeitet werden. Unter Voraussetzung einer sehr genauen anatomischen Kenntnis des Gehirns können die gewünschten Areale, Schicht für Schicht, mit einem neuen Label bzw. Farbwert segmentiert werden. Im Anschluss muss die Materialdatei des Voxelmodells entsprechend modifiziert werden. Nun stehen die so markierten Bereiche als neues, leichter zu analysierendes, „Material“ in der 3D-Simulation zur Verfügung. Die EM-Materialparameter für diese subsegmentierte Areale in der grauen oder weißen Substanz bleiben dabei unverändert.

5.3.6 Umsetzung des Prozesses mit anderer Feldsimulationssoftware

Die Umsetzung des entwickelten A3DCoS Simulationsprozesses wurde in dieser Arbeit mithilfe der Feldsimulationssoftware CST Microwave Studio 2014 realisiert, die ein integriertes vollständiges Co-Simulationsmodul besitzt. Dieses Co-Simulationsmodul wird als CST Design Studio bezeichnet. Eine Anwendung des A3DCoS unter Verwendung anderer, weit verbreiteter TD-Solver Softwareprodukte wie SEMCAD® bzw. Sim4Life® und XFDTD® ist in Verbindung mit der externen Co-Simulationssoftware Advanced Design System (ADS) des Unternehmens (Agilent Technologies AG) oder MATLAB® grundsätzlich möglich, wie durch Kozlov et al. [Kozlov 2009] bereits gezeigt wurde. Dieser Workflow ist kostenintensiver, da zusätzliche Softwareprodukte zur bereits vorhandenen Feldsimulationssoftware erworben werden müssen. Die Umsetzung des A3DCoS in Verbindung mit ADS wäre gegenwärtig nur durch die Erstellung von zwei verschiedenen Simulationsmodellen der MRT-Spule möglich. Hierbei wäre ein Simulationsmodell mit der entsprechenden Anzahl von diskreten Ports notwendig, um die daraus gewonnenen S-Parameter als Eingangswerte für die externe Co-Simulationssoftware zu verwenden. Ein zweites Simulationsmodell würde dann die daraus resultierenden Ergebnisse als konzentrierte Bauelemente mit den entsprechenden Impedanzwerten verwenden. Diese Verfahrensweise ist aufwendiger und bietet keine netzwerkbasierende Möglichkeit der Reduktion der Anregungsports.

Des Weiteren sei auch auf die kostenfreie Open Source bzw. quelloffene Software OpenEMS [Liebig 2013] verwiesen, welche von Herrn Dipl.-Ing. Thorsten Liebig am Lehrstuhl für

Theoretische Elektrotechnik an der Universität Duisburg-Essen entwickelt wurden. Sie bietet dem Anwender eine programmierbare Simulationsumgebung und wird mithilfe von MATLAB® oder der kostenfreien Open Source Softwarealternative „Octane“ angesteuert. Auch hier wäre eine Implementierung des A3DCoS möglich. Dies würde allerdings auch ein hohes Maß an Programmierkenntnis erfordern, da eine vollständige Co-Simulationsumgebung implementiert werden müsste.

5.3.7 Hardware und Rechnerarchitektur

Der A3DCoS nutzt eine Vielzahl von Ansatzpunkten, um eine spezifische Parametervariation zu beschleunigen. Hardwareseitig hat sich die Beschleunigung mithilfe von High-End Grafikkarten als „Goldstandard“ im wissenschaftlichen Bereich etabliert, da sich das Kosten-Nutzen-Verhältnis immer weiter verbessert und bereits vorhandene PC Workstation Einheiten nachträglich für 1000 bis 5000 Euro aufgerüstet werden können. Diese Möglichkeit der Beschleunigung kann derzeit nur bei TD-Solver Feldsimulationen genutzt werden. FD-Solver profitieren derzeit nicht davon, da der Arbeitsspeicherverbrauch mit der geometrischen Projektkomplexität quadratisch ansteigt [Weiland 2008]. Die Anschaffungskosten für die entsprechenden High-End Grafikkarten mit Arbeitsspeicher > 64 GB würden sich dementsprechend vervielfachen. Weiterhin steht für den FD-Solver bis dato nur ein Voxelmodell zur Verfügung [Shajan 2013]. Prinzipiell wäre der FD-Solver bei hoch-resonanten Strukturen von Vorteil. Aus den zuvor genannten Gründen ist der TD-Solver aber die erste Wahl für den A3DCoS.

Die Anwendung der Parallel-Simulation mithilfe des sogenannten Distributed Computing (DC) und Message Passing Interface (MPI) ermöglicht es, die vorhandene Beschleunigungshardware in Form von CPU- und GPU-Rechenleistung effizienter zu nutzen. Hierbei wird die modellierte Simulation nicht mehr direkt an der lokalen Workstation berechnet, sondern, je nach Komplexität, auf mehreren sogenannten Nodes bzw. Servern verteilt. Ein Parameterdurchlauf profitiert besonders vom DC. Der Beschleunigungsfaktor steigt linear mit der Anzahl der bereitgestellten Nodes.

In Zukunft werden, durch die sich ständig weiterentwickelnde Hardware, immer komplexere und detailliertere Simulationen möglich sein. Dennoch wird auch die Reduktion der Komplexität weiterhin ein wichtiges Werkzeug der EM-Feldsimulation bleiben.

6 Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es, den Prozess der EM-Feldsimulation von 7 T MRT-Spulen zu analysieren, zu realisieren und zu optimieren. Bei der Optimierung sollte ein Kompromiss zwischen Zeiteffizienz und Genauigkeit der Simulationsergebnisse gefunden werden, der es ermöglicht, umfangreiche Simulationsstudien durchzuführen. Dieses Ziel wurde durch die Entwicklung des adaptiven 3D Co-Simulationsprozesses (A3DCoS) erreicht.

Zunächst wurden einige relevante Parameter für die Simulation untersucht. Hierzu zählten die Auflösung der MRT-Spule und der gesamten Messumgebung, das verwendete Gitter, das Abklingverhalten, die Modellierung der Anpassnetzwerke, der Einsatz von Co-Simulation und die Verwendung von Voxelmodellen für die *SAR*-Berechnung. Auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse wurde ein Prozess entwickelt, der die systematische Entwicklung von MRT-Spulen mithilfe von EM-Feldsimulationssoftware ermöglicht. Weiterhin wurden Möglichkeiten zur Beschleunigung der Simulation untersucht und in den Prozess integriert. Auf diese Weise konnte die Simulation beliebiger Parameter, wie z. B. der *SAR* oder der B_1^+ -Felder, mithilfe eines Parameterdurchlaufs systematisch, zeit- und speichereffizient durchgeführt werden. Der Prozess wurde mithilfe der marktdominierenden Feldsimulationssoftware CST Microwave Studio und der dazugehörigen Co-Simulationssoftware CST Design Studio eingesetzt und abschließend auf seine generelle Anwendbarkeit für andere Softwareprodukte diskutiert. Die messtechnische Validierung der Ergebnisse der B_1^+ -Feldwerte ermöglichte es, den A3DCoS transparent zu validieren.

Mithilfe des A3DCoS wurde die *SAR* für vier Voxelmodelle, für jeweils 54 unterschiedliche Positionen, relativ zur MRT-Spule, bestimmt. Aus den gewonnenen Daten konnten neue Erkenntnisse zur Abhängigkeit der *SAR*-Verteilung von der Positionierung unterschiedlicher menschlicher Körper innerhalb einer UHF Kopfspule gewonnen werden. So zeigten z. B. die Voxelmodelle der Kinder sehr große Schwankungen der *SAR*-Verteilung, welche auf die

unterschiedlichen Körperdimensionen zurückzuführen waren. Diese Ergebnisse legen nahe, dass zukünftige *SAR*-Berechnungen nicht nur mit einem Voxelmodell an einer Position durchgeführt werden sollten, sondern verschiedene Körpergrößen und verschiedene Positionen berücksichtigt werden müssen. Hierzu ist der vorgelegte Prozess sehr gut geeignet.

Die Entwicklung des A3DCoS kann langfristig dazu beitragen, einheitliche Kriterien für die Durchführung der Simulation von MRT-Spulen im UHF-Bereich zu schaffen. Durch die Reduktion der Komplexität der Simulationsumgebung und der Optimierung der wichtigsten Simulationsparameter konnte ein zeiteffizienter Workflow entwickelt werden. Der Simulationsprozess ermöglichte eine *SAR*-Studie im UHF MRT-Bereich, die in einem solchen Umfang noch nicht durchgeführt wurde. Die Möglichkeiten der automatisierten Parametervariationen sind dabei nicht auf *SAR*- oder B_1^+ -Berechnungen beschränkt, sondern lassen sich beliebig auf Parameter der Anschlussnetzwerke oder der Spulengeometrie erweitern.

6.2 Ausblick

Für die Zukunft muss es das Ziel sein, Feldsimulationen und Messungen noch enger zusammenzuführen, um einen kombinierten Workflow zu entwickeln, der sowohl die Sicherheit erhöht als auch gleichzeitig verbesserte Messergebnisse liefert. Als Vision lässt sich dieser Workflow folgendermaßen vorstellen: Zunächst wird im sogenannten „Safetymodus“ eine Teilkörper- oder Ganzkörpermessung durchgeführt [Hoffmann 2015]. Die daraus resultierenden Daten werden dann direkt in eine Feldsimulationssoftware übertragen und dort für beliebige sicherheitsrelevante und leistungsoptimierende Simulationen verwendet. Die Ergebnisse der Simulation können direkt für die sich anschließenden MRT-Messungen berücksichtigt werden. Hierdurch wäre es möglich, Messsequenzen individuell für jeden Probanden zu optimieren und auch geringe Risiken frühzeitig auszuschließen. Zur Realisierung müssen noch einige Problemstellungen erörtert werden.

Zunächst muss die Differenz zwischen Simulation und Messung weiter verringert werden. Dazu wäre eine vollautomatische Segmentierung für jeden Probanden erforderlich, was bis dato semi-automatisch bzw. automatisch nur für bestimmte Körperregionen möglich ist [Christ 2010], [Van Leemput 2009], [Bernarding 2000]. Wie detailliert diese Segmentierung durchgeführt werden muss, ist derzeit ein kontrovers diskutiertes Thema und ist Gegenstand vieler Untersuchungen. Als Kompromiss reicht es möglicherweise zunächst aus, die äußeren Dimensionen des Patienten genau abzubilden und die wichtigsten Gewebestrukturen und

inneren Organe nach dem Vorbild der bereits vorhandenen Voxelmodelle zu erstellen. Weiterhin werden einheitliche Datenformate und Schnittstellen benötigt, um die Daten von den unterschiedlichen MRT-Systemen zum jeweiligen Simulationssystem und zurück zu übertragen. Klar definierte Simulationsstandards müssten weitestgehend unabhängig vom Anwender automatisch eingehalten werden. Auch ein Anwender ohne tiefere Kenntnisse und Erfahrungen im Bereich der Feldsimulation muss in der Lage sein, die benötigten Daten zu erstellen und auswerten zu können. Ein Ansatz könnte hier eine Erweiterung des in der Radiologie verwendeten DICOM-Standards sein.

Würden diese Problemstellungen jedoch gelöst werden, so ließe sich das Gebiet der *simulationsgestützten MRT-Messungen* für Forschung und Klinik ganz neu definieren.

Literaturverzeichnis

- [Ackerman 1998] Ackerman, M.J. (1998). The Visible Human Project. Proceedings of the IEEE, 86(3) , S. 504–511.
- [Bahl 2003] Bahl, I.J. (2003). Lumped Elements for RF and Microwave Circuits. Artech House, ISBN: 978-1-58053-309-6
- [Becker 1999] Becker, E.D. (1999). High Resolution NMR: Theory and Chemical Applications. Auflage: 0003. Edition, Elsevier Ltd, ISBN: 978-0-12-084662-7
- [Bergen 2006] Bergen, B. van den, Berg, C.A. van den, Kroeze, H., Bartels, L.W., Lagendijk, J.J. (2006). The effect of body size and shape on RF safety and B1 field homogeneity at 3T. International Society Magnetic Resonance in Medicine, S. 2040.
- [Bernarding 2000] Bernarding, J., Braun, J., Hohmann, J., Mansmann, U., Hoehn-Berlage, M., Stapf, C., Wolf, K.-J., Tolxdorff, T. (2000). Histogram-based characterization of healthy and ischemic brain tissues using multiparametric MR imaging including apparent diffusion coefficient maps and relaxometry. Magnetic Resonance in Medicine, 43(1) , S. 52–61.
- [Bernstein 2004] Bernstein, M.A., King, K.F., Zhou, X.J. (2004). Handbook of MRI pulse sequences. Academic Press, ISBN: 0-12-092861-2
- [Bloch 1946] Bloch, F., Hansen, W.W., Packard, M. (1946). Nuclear induction. Physical review, 70(7–8) , S. 460–474.
- [Brown 2011] Brown, M.A., Semelka, R.C. (2011). MRI: Basic Principles and Applications. 4. Edition, John Wiley & Sons, ISBN: 978-0-470-92086-2
- [Brown 2010] Brown, M.A., Semelka, R.C. (2010). MRI. Wiley-Blackwell, ISBN: 978-0-470-50098-9
- [Brunner 2009] Brunner, D.O., Fröhlich, J., De Zanche, N., Paska, J., Pruessmann, K.P. (2009). Travelling-wave nuclear magnetic resonance. Nature, 457(7232) , S. 994–998.
- [Callaghan 1993] Callaghan, P.T., Callaghan, Callaghan, P. (1993). Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy. Auflage: Revised. Edition, Oxford Univ Pr, ISBN: 978-0-19-853997-1
- [Chin 2002] Chin, C.-L., Collins, C.M., Li, S., Dardzinski, B.J., Smith, M.B. (2002). BirdcageBuilder: Design of specified-geometry birdcage coils with desired current pattern and resonant frequency. Concepts in Magnetic Resonance, 15(2) , S. 156–163.
- [Christ 2010] Christ, A., Kainz, W., Hahn, E.G., Honegger, K., Zefferer, M., Neufeld, E., Rascher, W., Janka, R., Bautz, W., Chen, J., Kiefer, B., Schmitt, P., Hollenbach, H.-P., Shen, J., Oberle, M., Szczerba, D., Kam, A., Guag, J.W., Kuster, N. (2010). The Virtual Family—development of surface-based

- anatomical models of two adults and two children for dosimetric simulations. *Physics in Medicine and Biology*, 55(2) , S. N23.
- [Clemens 2001] Clemens, M., Weiland, T. (2001). Discrete electromagnetics: Maxwell's equations tailored to numerical simulations. *International Compumag Society newsletter*, 8, S. S. 13–20.
- [Collin 1991] Collin, R.E. (1991). *Field Theory of Guided Waves*. "The" Inst. of Electrical and Electronics Engineers, ISBN: 978-0-19-859213-6
- [Collin 2007] Collin, R.E. (2007). *FOUNDATIONS FOR MICROWAVE ENGINEERING, 2ND ED.* Wiley India Pvt. Limited, ISBN: 978-81-265-1528-8
- [Collins 2004] Collins, C.M., Liu, W., Wang, J., Gruetter, R., Vaughan, J.T., Ugurbil, K., Smith, M.B. (2004). Temperature and SAR calculations for a human head within volume and surface coils at 64 and 300 MHz. *Journal of magnetic resonance imaging: JMRI*, 19(5) , S. 650–656.
- [Courant 1928] Courant, R., Friedrichs, K., Lewy, H. (1928). Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen*, 100, S. 32–74.
- [CST AG 2014] CST AG (2014). *CST Microwave Studio 2014*
- [Dardzinski 1998] Dardzinski, B.J., Li, S., Collins, C.M., Williams, G.D., Smith, M.B. (1998). A Birdcage Coil Tuned by RF Shielding for Application at 9.4 T. *Journal of Magnetic Resonance*, 131(1) , S. 32–38.
- [De Zutter 2004] De Zutter, D., Sercu, J., Dhaene, T., De Geest, J., Demuynck, F.J., Hammadi, S., Paul, C.-W. (2004). Recent trends in the integration of circuit optimization and full-wave electromagnetic analysis. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 52(1) , S. 245–256.
- [Demtröder 2004] Demtröder, W. (2004). *Experimentalphysik. Bd.4 : Kern-, Teilchen- und Astrophysik. Auflage: 2., überarb. Aufl. Edition, Springer, ISBN: 978-3-540-21451-9*
- [Dunn 2010] Dunn, J.M. (2010). *Understanding Grounding Concepts In EM Simulators. AWR*
- [Embach 2014] Embach, F. (2014). *Ergänzendes Skriptum „Die Maxwell-Gleichungen“ zur Vorlesung „Theoretische Physik für das Lehramt L1 – Mechanik und Elektrodynamik“ Sommersemester 2014. Universität Wien*
- [Fang 2011] Fang, J., Varbanescu, A., Sips, H. (2011). A Comprehensive Performance Comparison of CUDA and OpenCL. *2011 International Conference on Parallel Processing (ICPP)*, S. 216–225.
- [Frahm 1986] Frahm, J., Haase, A., Matthaei, D. (1986). Rapid NMR imaging of dynamic processes using the FLASH technique. *Magnetic Resonance in Medicine*, 3(2) , S. 321–327.
- [Gabriel 1996] Gabriel, S., Lau, R.W., Gabriel, C. (1996). The dielectric properties of biological tissues: II. Measurements in the frequency range 10 Hz to 20 GHz. *Physics in Medicine and Biology*, 41(11)
- [Gandhi 1999] Gandhi, O.P., Chen, X.B. (1999). Specific absorption rates and induced current densities for an anatomy-based model of the human for exposure to time-varying magnetic fields of MRI. *Magnetic Resonance in Medicine: Official Journal of the Society of Magnetic Resonance in Medicine / Society of Magnetic Resonance in Medicine*, 41(4) , S. 816–823.
- [Gibson 2007] Gibson, W.C. (2007). *The Method of Moments in Electromagnetics. 1. Edition, Chapman and Hall/CRC, ISBN: 1-4200-6145-3*

- [Graesslin 2014] Graesslin, I., Vernickel, P., Börnert, P., Nehrke, K., Mens, G., Harvey, P., Katscher, U. (2014). Comprehensive RF safety concept for parallel transmission MR. *Magnetic Resonance in Medicine*, S. n/a-n/a.
- [Guiffaut 2001] Guiffaut, C., Mahdjoubi, K. (2001). A parallel FDTD algorithm using the MPI library. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 43(2), S. 94–103.
- [Haacke 1999] Haacke, E.M. (1999). *Magnetic resonance imaging: physical principles and sequence design*. Wiley-Liss, ISBN: 0-471-35128-8
- [Hand 2008] Hand, J.W. (2008). Modelling the interaction of electromagnetic fields (10 MHz-10 GHz) with the human body: methods and applications. *Physics in medicine and biology*, 53(16), S. R243-286.
- [Hayes 1985] Hayes, C.E., Edelstein, W.A., Schenck, J.F., Mueller, O.M., Eash, M. (1985). An efficient, highly homogeneous radiofrequency coil for whole-body NMR imaging at 1.5 T. *Journal of Magnetic Resonance* (1969), 63(3), S. 622–628.
- [He 2012] He, Z.L., Huang, K., Zhang, Y., Yan, Y., Liang, C.H. (2012). Study on High Performance of MPI-Based Parallel FDTD from WorkStation to Super Computer Platform. *International Journal of Antennas and Propagation*, 2012, S. 1–7.
- [Herrmann 2015] Herrmann, T., Mallow, J., Bruns, C., Stadler, J., Bernarding, J. (2015). Improved B1 homogeneity for In Vivo Application of the Birdcage Coil Architecture at 7 T Ultra-High Field MRI. *European Society for Magnetic Resonance in Medicine and Biology (ESMRMB) - Edinburgh 2015*, 28, S. 584.
- [Hertel 2006] Hertel, P. (2006). *Theoretische Physik*. 1. Edition, Springer, ISBN: 3-540-36644-X
- [Hoffmann 2015] Hoffmann, J., Henning, A., Giapitzakis, I.A., Scheffler, K., Shajan, G., Pohmann, R., Avdievich, N.I. (2015). Safety testing and operational procedures for self-developed radiofrequency coils. *NMR in Biomedicine*, S. n/a-n/a.
- [Holland 1983] Holland, R. (1983). Finite-Difference Solution of Maxwell's Equations in Generalized Nonorthogonal Coordinates. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 30(6), S. 4589–4591.
- [Homann 2011] Homann, H., Börnert, P., Eggers, H., Nehrke, K., Dössel, O., Graesslin, I. (2011). Toward individualized SAR models and in vivo validation. *Magnetic Resonance in Medicine*, 66(6), S. 1767–1776.
- [Hon Tat Hui 2007] Hon Tat Hui, B.S.P. (2007). Decoupling Methods for the Mutual Coupling Effect in Antenna Arrays: A Review. *Recent Patents on Engineering*, 1(2), S. 187–193.
- [Hoult 2000] Hoult, D.I. (2000). The principle of reciprocity in signal strength calculations—A mathematical guide. *Concepts in Magnetic Resonance*, 12(4), S. 173–187.
- [Humphries 1998] Humphries, S. (1998). *Field Solutions on Computers*. CRC Press, ISBN: 978-0-8493-1668-5
- [IEC 2013] IEC (2013). *Medical electrical equipment—part 2-33 particular requirements for the safety of magnetic resonance equipment for medical diagnosis*. 3. Edition
- [J. J. Akerson 2000] J. J. Akerson, M.A.T. (2000). Finite Difference Time Domain (FDTD) Impedance Boundary Condition for Thin Finite Conducting Sheets Abstract. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications - J ELECTROMAGNET WAVE APPLICAT*, 14(11), S. 1573–1575.

- [Jin 1996] Jin, J.M., Chen, J., Chew, W.C., Gan, H., Magin, R.L., Dimbylow, P.J. (1996). Computation of electromagnetic fields for high-frequency magnetic resonance imaging applications. *Physics in Medicine and Biology*, 41(12), S. 2719–2738.
- [Jin 1998] Jin, J. (1998). *Electromagnetic Analysis and Design in Magnetic Resonance Imaging*. CRC Press, ISBN: 978-0-8493-9693-9
- [Karrenberg 2010] Karrenberg, U. (2010). *Signale - Prozesse - Systeme: Eine Multimediale und Interaktive Einführung in Die Signalverarbeitung*. Springer-Verlag, ISBN: 978-3-642-01864-0
- [Klose 1992] Klose, U. (1992). Mapping of the radio frequency magnetic field with a MR snapshot FLASH technique. *Medical Physics*, 19(4), S. 1099–1104.
- [Kozlov 2009] Kozlov, M., Turner, R. (2009). Fast MRI coil analysis based on 3-D electromagnetic and RF circuit co-simulation. *Journal of Magnetic Resonance*, 200(1), S. 147–152.
- [Krietenstein 1998] Krietenstein, B., Thoma, P., Weiland, T., Schuhmann, R. (1998). The Perfect Boundary Approximation Technique Facing the Big Challenge of High Precision Field Computation. CERN Document Server
- [Kuehne 2013] Kuehne, A., Moser, E., Laistler, E. (2013). Influence of coil damage on local SAR for an 8-channel head coil at 300 MHz. *European Society for Magnetic Resonance in Medicine and Biology (ESMRMB) - Toulouse 2013*, 26
- [Kunz 1993] Kunz, K.S., Luebbers, R.J. (1993). *The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics*. CRC Press, ISBN: 978-0-8493-8657-2
- [Lemdiasov 2011] Lemdiasov, R.A., Obi, A.A., Ludwig, R. (2011). A numerical postprocessing procedure for analyzing radio frequency MRI coils. *Concepts in Magnetic Resonance Part A*, 38A(4), S. 133–147.
- [Levitt 2008] Levitt, M.H. (2008). *Spin dynamics: basics of nuclear magnetic resonance*. John Wiley & Sons, ISBN: 978-0-470-51118-3
- [Li 2008] Li, J. (2008). *Computational Partial Differential Equations Using MATLAB*. Auflage: Har/Com. Edition, Chapman & Hall/CRC, ISBN: 978-1-4200-8904-2
- [Liebig 2013] Liebig, T., Rennings, A., Held, S., Erni, D. (2013). openEMS – a free and open source equivalent-circuit (EC) FDTD simulation platform supporting cylindrical coordinates suitable for the analysis of traveling wave MRI applications. *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, 26(6), S. 680–696 (download: <http://openems.de>).
- [Liu 2005] Liu, W., Collins, C.M., Smith, M.B. (2005). Calculations of B₁ Distribution, Specific Energy Absorption Rate, and Intrinsic Signal-to-Noise Ratio for a Body-Size Birdcage Coil Loaded with Different Human Subjects at 64 and 128 MHz. *Applied Magnetic Resonance*, 29(1), S. 5–18.
- [Liu 2004] Liu, W., Collins, C.M., Delp, P.J., Smith, M.B. (2004). Effects of end-ring/shield configuration on homogeneity and signal-to-noise ratio in a birdcage-type coil loaded with a human head. *Magnetic Resonance in Medicine*, 51(1), S. 217–221.
- [Lupu 2006] Lupu, M., Briguet, A., Mispelter, J. (2006). *NMR Probeheads: For Biophysical and Biomedical Experiments*. 1. Edition, Imperial College, ISBN: 1860946372

- [Macomber 1998] Macomber, R.S. (1998). A complete introduction to modern NMR spectroscopy. Wiley, ISBN: 0-471-15736-8
- [Magill 2007] Magill, A.W. (2007). Dissertation: Ultra-high frequency magnetic resonance imaging. University of Nottingham
- [Mallow 2013] Mallow, J., Herrmann, T., Kim, K.-N., Stadler, J., Mylius, J., Brosch, M., Bernarding, J. (2013). Ultra-high field MRI for primate imaging using the travelling-wave concept. *Magma* (New York, N.Y.), 26(4), S. 389–400.
- [McGee 2005] McGee, D.L. (2005). Body mass index and mortality: a meta-analysis based on person-level data from twenty-six observational studies. *Annals of Epidemiology*, 15(2), S. 87–97.
- [Meinke 1992] Meinke, H.H., Gundlach, F.W. (1992). Taschenbuch der Hochfrequenztechnik: Grundlagen, Komponenten, Systeme. 5. Edition, Springer Berlin Heidelberg, ISBN: 3-540-54717-7
- [Munteanu 2005] Munteanu, I., Hirtenfelder, F. (2005). Convergence of the Finite Integration Technique on Various Mesh Types. Proc. Of Gemic 05 Ulm, Germany, S. 4.
- [Murphy-Boesch 1983] Murphy-Boesch, J., Koretsky, A.P. (1983). An in Vivo NMR probe circuit for improved sensitivity. *Journal of Magnetic Resonance* (1969), 54(3), S. 526–532.
- [NCRP 1981] NCRP (1981). Radiofrequency Electromagnetic Fields: Properties, Quantities and Units, Biophysical Interaction, and Measurements: Recommendations of the National Council on Radiation Protection and Measurements. NCRP, ISBN: 978-0-913392-52-2
- [Noeske 2000] Noeske, R. (2000). Anwendung der Hochfeld-(3-Tesla)-NMR-Tomographie: Freie Universität Berlin, Germany
- [Nolting 2007] Nolting, W. (2007). Grundkurs Theoretische Physik 3: Elektrodynamik. Auflage: 8. Aufl. Edition, Springer, ISBN: 978-3-540-71251-0
- [Ogawa 1990] Ogawa, S., Lee, T.M., Kay, A.R., Tank, D.W. (1990). Brain magnetic resonance imaging with contrast dependent on blood oxygenation. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 87(24), S. 9868–9872.
- [Orzada 2012] Orzada, S., Maderwald, S., Poser, B.A., Johst, S., Kannengiesser, S., Ladd, M.E., Bitz, A.K. (2012). Time-interleaved acquisition of modes: An analysis of SAR and image contrast implications. *Magnetic Resonance in Medicine*, 67(4), S. 1033–1041.
- [Orzada 2010] Orzada, S., Maderwald, S., Poser, B.A., Bitz, A.K., Quick, H.H., Ladd, M.E. (2010). RF excitation using time interleaved acquisition of modes (TIAMO) to address B1 inhomogeneity in high-field MRI. *Magnetic Resonance in Medicine*, 64(2), S. 327–333.
- [Podebrad 2003] Podebrad, O., Clemens, M., Weiland, T. (2003). New flexible subgridding scheme for the finite integration technique. *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(3), S. 1662–1665.
- [van Rienen 1985] Rienen, U. van, Weiland, T. (1985). Triangular discretization method for the evaluation of RF-fields in cylindrically symmetric cavities. *IEEE Transactions on Magnetics*, 21(6), S. 2317–2320.
- [Rigamonti 2009] Rigamonti, A., Carretta, P. (2009). Structure of Matter: An Introductory Course with Problems and Solutions. Auflage: 2nd ed. 2009. Edition, Springer, ISBN: 978-88-470-1128-1

- [Roemer 1990] Roemer, P.B., Edelstein, W.A., Hayes, C.E., Souza, S.P., Mueller, O.M. (1990). The NMR phased array. *Magnetic Resonance in Medicine*, 16(2), S. 192–225.
- [Rosa 1912] Rosa, E.B., Grover, F.W. (1912). Formulas and tables for the calculation of mutual and self-inductance. U.S. Dept. of Commerce and Labor, Bureau of Standards
- [Rosa 1908] Rosa, E.B., Standards, U.S.N.B. of (1908). The self and mutual inductances of linear conductors. U.S. Dept. of Commerce and Labor, Bureau of Standards
- [Schneider 2012] Schneider, C.A., Rasband, W.S., Eliceiri, K.W. (2012). NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis. *Nature Methods*, 9(7), S. 671–675.
- [Schneider 2010] Schneider, J.B. (2010). Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method
- [Shajan 2013] Shajan, G., Kozlov, M., Hoffmann, J., Turner, R., Scheffler, K., Pohmann, R. (2013). A 16-channel dual-row transmit array in combination with a 31-element receive array for human brain imaging at 9.4 T. *Magnetic Resonance in Medicine*, S. n/a–n/a.
- [Strauß 2011] Strauß, F. (2011). *Grundkurs Hochfrequenztechnik: Eine Einführung*. Auflage: 2012. Edition, Vieweg+Teubner Verlag, ISBN: 978-3-8348-1242-1
- [Stroppe 1999] Stroppe, H., Langer, H. (1999). *Physik für Studenten der Natur- und Technikwissenschaften: ein Lehrbuch zum Gebrauch neben Vorlesungen ; mit 24 Tabellen, 221 durchgerechneten Beispielen und 133 Aufgaben mit Lösungen*. Fachbuchverl. Leipzig im Hanser-Verl., ISBN: 3446210660
- [Sui 2001] Sui, W. (2001). *Time-Domain Computer Analysis of Nonlinear Hybrid Systems*. CRC Press, ISBN: 978-1-4200-4022-7
- [Taflove 2005] Taflove, A., Hagness, S.C. (2005). *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, Third Edition*. 3. Edition, Artech House, ISBN: 1-58053-832-0
- [Teeuwisse 2012] Teeuwisse, W.M., Brink, W.M., Webb, A.G. (2012). Quantitative assessment of the effects of high-permittivity pads in 7 Tesla MRI of the brain. *Magnetic Resonance in Medicine*, 67(5), S. 1285–1293.
- [Thoma 1996] Thoma, P., Weiland, T. (1996). A Consistent Subgridding Scheme for the Finite Difference Time Domain Method. *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, 9(5), S. 359–374.
- [Van Leemput 2009] Van Leemput, K., Bakkour, A., Benner, T., Wiggins, G., Wald, L.L., Augustinack, J., Dickerson, B.C., Golland, P., Fischl, B. (2009). Automated Segmentation of Hippocampal Subfields From Ultra-High Resolution In Vivo MRI. *Hippocampus*, 19(6), S. 549–557.
- [Varadarajan 1994] Varadarajan, V., Mitra, R. (1994). Finite-difference time-domain (FDTD) analysis using distributed computing. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 4(5), S. 144–145.
- [Wang 2007] Wang, Z., Lin, J.C., Mao, W., Liu, W., Smith, M.B., Collins, C.M. (2007). SAR and temperature: simulations and comparison to regulatory limits for MRI. *Journal of magnetic resonance imaging: JMRI*, 26(2), S. 437–441.
- [Weiland 1996] Weiland, T. (1996). Time Domain Electromagnetic Field Computation with Finite Difference Methods. *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, 9(4), S. 295–319.

- [Weiland 2008] Weiland, T., Timm, M., Munteanu, I. (2008). A practical guide to 3-D simulation. IEEE Microwave Magazine, 9(6) , S. 62–75.
- [Weiland 1977] Weiland, T. (1977). Discretization Method for the Solution of Maxwell's Equations for Six-Component Fields. AEU-Archiv für Elektronik und Übertragungstechnik, 31(3) , S. 116–120.
- [Wolf 2013] Wolf, S., Diehl, D., Gebhardt, M., Mallow, J., Speck, O. (2013). SAR simulations for high-field MRI: How much detail, effort, and accuracy is needed? Magnetic Resonance in Medicine, 69(4) , S. 1157–1168.
- [Yee 1966] Yee, K.S. (1966). Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. IEEE Trans. Antennas and Propagation, S. 302–307.
- [Zhai 2009] Zhai, Z., Morich, M., DeMeester, G., Harvey, P. (2009). A study of the relationship between B1-field uniformity, body aspect ratio and SAR for whole-body RF shimming at 3.0 T. Proc Int Soc Magn Reson Med, 3045, S. 3045.
- [Zhang 2012] Zhang, B., Sodickson, D.K., Lattanzi, R., Duan, Q., Stoeckel, B., Wiggins, G.C. (2012). Whole body traveling wave magnetic resonance imaging at high field strength: Homogeneity, efficiency, and energy deposition as compared with traditional excitation mechanisms. Magnetic Resonance in Medicine, 67(4) , S. 1183–1193.
- [Zhu 2012] Zhu, Y., Alon, L., Deniz, C.M., Brown, R., Sodickson, D.K. (2012). System and SAR characterization in parallel RF transmission. Magnetic Resonance in Medicine, 67(5) , S. 1367–1378.

Anhang:

Veröffentlichungen im Verlauf dieser Promotion:

Teile der in dieser Arbeit gezeigten Resultate wurde bereits veröffentlicht:

Zeitschriftenbeiträge:

*J. Mallow, *T. Herrmann, KN. Kim, J. Stadler, J. Mylius, M. Brosch, J. Bernarding: Ultra-high field MRI for primate imaging using the travelling-wave concept. *Magn Reson Mater Phy*

Springer Online, ISSN 0968-5243 - DOI 10.1007/s10334-012-0358-z, 2013

* Erstautor

J. Mallow, J. Bernarding, M. Luchtmann, A. Bethmann, A. Brechmann: Superior memorizers employ different neural networks for encoding and recall. *Frontiers in Systems Neuroscience*, DOI 10.3389/fnsys.2015.00128

T. Herrmann, J. Mallow, M. Plaumann, M. Luchtmann, J. Stadler, J. Mylius, M. Brosch, J. Bernarding: The travelling-wave primate system - A new solution for magnetic resonance imaging of macaque monkeys at 7 Tesla ultra-high field. *PLoS one.* - Lawrence, Kan, ISSN 0968-5243 - DOI 10.1007/s10334-012-0358-z, 2015

S. Baecke, R. Lützkendorf, J. Mallow, M. Luchtmann, C. Tempelmann, J. Stadler, J. Bernarding: A proof-of-principle study of multi-site real-time functional imaging at 3T and 7T - Implementation and validation. *Scientific reports.* - London : Nature Publishing Group, ISSN 2045-2322 - DOI 10.1038/srep08413, 2015

S. Goluch, A. Kuehne, M. Meyerspeer, R. Kriegl, A. I. Schmid, G. B. Fiedler, T. Herrmann, J. Mallow, S.-M. Hong, Z.-H. Cho, J. Bernarding, E. Moser, E. Laistler: A form-fitted three channel 31P, two channel 1H transceiver coil array for calf muscle studies at 7 T. *Magnetic resonance in medicine.* - New York, NY [u.a.] : Wiley-Liss, ISSN 1522-2594 - DOI 10.1002/mrm.25339, 2013

S. Wolf, D. Diehl, M. Gebhardt, J. Mallow, O. Speck: SAR simulations for high-field MRI: How much detail, effort, and accuracy is needed?. *Magnetic resonance in medicine.* - New York, NY [u.a.] : Wiley-Liss, ISSN 1522-2594 - DOI 10.1002/mrm.24329, 2013

Begutachtete Konferenzbeiträge:

J. Mallow, T. Herrmann, J. Mylius, J. Stadler, J. Bernarding: Travelling-Wave Excitation for anatomical Primate MRI at 7T Whole Body MRI-System. Proceedings of the Joint annual meeting ESMRMB, Lissabon, 2012.

J. Mallow, T. Herrmann, Z-H Cho, K-N Kim, J. Bernarding: Simulation and construction of an 8 ch. Rx head-coil for whole body 3T-MRI. Proceedings of the Joint annual meeting ESMRMB, International Society of Magnetic Resonance in Medicine, Antalya, 2009.

T. Herrmann, J. Mallow, C. Bruns, J. Stadler, J. Bernarding: Improved B1 homogeneity for In Vivo Application of the Birdcage Coil Architecture at 7 T Ultra-High Field MRI. roceedings of the Joint annual meeting ESMRMB, Edinburgh, 2015.

T. Herrmann, J. Mallow, J. Mylius, J. Stadler, J. Bernarding: Abstract title: Improved Primate MRI at 7T Whole Body MRI-System with Travelling-Wave Concept. Proceedings of the Joint annual meeting ESMRMB, Toulouse, 2013.

T. Herrmann, J. Mallow, K-N Kim, J. Stadler, J. Bernarding: Travelling Wave for Improved Excitation of Whole Body 7T MRI with an Extended RF-shield of 1.58m Length and Diameter of 0.64m. Proceedings of the Joint annual meeting ESMRMB, Leipzig, 2011.

T. Herrmann, J. Mallow, K-N Kim, J. Stadler, J. Bernarding: Improvement of Travelling Wave Excitation for Whole Body 7T MRI with an Extended Gradient Coil RF-shield of 1.58 m Length. Proceeding of the ISMRM 19th Annual Meeting, Montreal, 2011.

T. Herrmann, J. Mallow, J. Bernarding: Using Travelling Wave for Whole Body 7T MRI with an Extended Gradient Coil RF-shield. Proceedings of the German Section of the ISMRM (DS-ISMRM) 2010, Essen, Germany, September, 2010.

T. Herrmann, J. Mallow, J. Stadler, O. Speck, M. Kladeck, J. Bernarding: Simulation and Construction of a Modified Turnstile Dipole Tx Antenna for Whole Body 7T MRI with an Extended Gradient Coil RF-shield of 1.58 m Length. Proceeding of the Joint ISMRM-ESMRMB 18th Annual Meeting, Stockholm, 2010.