

# **Einfluss der Geometrie und Struktur von Körpermodellen auf die lokale Energiedeposition in der Hochfeld MRT**

**Dissertation**

zur Erlangung des akademischen Grades

**doctor rerum naturalium  
(Dr. rer. nat.)**

genehmigt durch die Fakultät für Naturwissenschaften  
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

von **Dipl. Technomath. Sebastian Wolf**

geb. am 02.10.1980 in Fürth

Gutachter: **Prof. Dr. rer. nat. habil. Oliver Speck**  
**Prof. Dr. rer. nat. habil. Mark E. Ladd**

eingereicht am: 21.03.2013

verteidigt am: 10.07.2013



# INHALTSVERZEICHNIS

1	<b>Einleitung</b> .....	1
2	<b>Grundlagen zur SAR</b> .....	5
2.1	Gewebeerwärmung bei der MRT .....	5
2.2	SAR als Maß für Sicherheit .....	6
2.3	Ermittlung von SAR .....	7
2.4	Analytische Berechnung eines Kugelschalenmodells .....	8
3	<b>Grundlagen Simulation</b> .....	13
3.1	Körpermodelle .....	13
3.2	Spulenmodelle .....	15
3.3	Physikalische Grundlagen .....	16
3.3.1	Verbindung zum MR-Experiment .....	16
3.3.2	Die Maxwell-Gleichungen .....	18
3.3.3	Finite Integrationstechnik .....	22
4	<b>Material und Methoden</b> .....	29
4.1	Kugelschalenmodell .....	29
4.2	Körpermodelle .....	30
4.2.1	Visible Human .....	31
4.2.2	The Virtual Family .....	32
4.2.3	Variation der Modelle .....	33
4.3	Spulenmodell .....	37
4.3.1	Abstimmung der Spule .....	39
4.3.2	Großer HF-Schirm .....	39
4.4	Nachbearbeitung in MATLAB .....	40
4.4.1	Skalierung der Felddaten .....	41
4.4.2	SAR Berechnung .....	42
5	<b>Ergebnisse</b> .....	43
5.1	Auswertung der analytischen Berechnung .....	43
5.2	Kürzungen der Modelle .....	46
5.3	Gewebekombinationen .....	49
5.4	Positionsvariationen .....	56
5.5	Direkter Vergleich der Modelle .....	58
5.6	Rechts- und linksdrehend polarisiertes HF-Signal .....	61
5.7	Nachjustierung der Spule .....	63
5.8	Großer HF-Schirm .....	65
5.9	Zusammenfassung der Ergebnisse .....	65
6	<b>Diskussion</b> .....	67
6.1	Analytische Berechnung .....	67
6.2	Kürzungen der Modelle .....	68
6.3	Gewebekombinationen .....	69
6.4	Positionsvariationen der Modelle .....	72
6.5	Direkter Vergleich der Modelle .....	73
6.6	Rechts- und linksdrehend polarisiertes HF-Signal .....	74
6.7	Nachjustierung der Spule .....	75
6.8	Großer HF-Schirm .....	76
7	<b>Zusammenfassung</b> .....	77

8	<b>Literaturverzeichnis</b> .....	79
9	<b>Anhang</b> .....	85

# ZUSAMMENFASSUNG

Die hohen Grundmagnetfeldstärken und neuen Anregungsverfahren der modernen Magnetresonanztomographie (MRT) ermöglichen viele Verbesserungen der medizinische Diagnostik, wie beispielsweise eine erhöhte Bildqualität, oder kürzere Untersuchungszeiten. Sie gehen aber auch einher mit einer Zunahme der spezifischen Absorptionsrate (SAR), welche als Maß für die Wärmeentwicklung im Patienten bei der MRT verwendet wird und festen Sicherheitsschranken unterliegt. Besonders bei der Ultra-Hochfeld (UHF) MRT ( $\geq 7$  T) stellen diese eine echte Limitierung dar. Eine genaue Bestimmung der SAR ist daher notwendig, um das Potential der Ultra-Hochfeld-MRT bestmöglich nutzen zu können. Die SAR wird in Computersimulationen mit Hilfe von Körpermodellen ermittelt. Inwieweit die berechneten Felddaten eines Körpermodells auf den Patienten übertragbar sind, wurde im Rahmen dieser Dissertation genauer betrachtet. Hierbei liegt das Augenmerk vor allem auf dem Auftreten von lokalen SAR-Konzentrationen (Hotspots) und ihrer Intensität. Einige grundlegende Bedingungen zur Entstehung von Hotspots werden im Vorfeld anhand eines Kugelschalenmodells aufgezeigt. Im Anschluss daran werden mögliche Vereinfachungen von Körpermodellen untersucht. Hierbei wird der Teil des Körpers bestimmt, der für eine genaue Feldberechnung innerhalb des field of view (FOV) der Kopfspule notwendig ist. Zudem werden in verschiedenen Simulationen Gewebe und Strukturen ermittelt, welche für die SAR-Überwachung relevant sind. Ziel dieser Arbeit ist hierbei auch, den Prozess der Erstellung neuer Körpermodelle durch eine vereinfachte Segmentierung und kürzere Rechenzeiten zu verbessern. Des Weiteren werden einige Aspekte betrachtet, welche die Modellierung an sich betreffen. Dies ist einmal der Einfluss einer veränderten Lage der Modelle innerhalb der Kopfspule, da eine Bewegung des Patienten während einer MR-Untersuchung nicht immer ausgeschlossen werden kann. Außerdem wird die Modellierung des HF-Schirms der Bohrung des MRT in die Simulationen mit einbezogen und auch eine Nachjustierung der Kopfspule auf die genaue Resonanzfrequenz durchgeführt. Abschließend wird der Einfluss einer Umkehrung der Polarisationsrichtung des HF-Signals auf die SAR-Verteilung simuliert.

In dieser Promotionsarbeit wird aufgezeigt, dass für Feldberechnungen des Kopfes die Schultern des Modells zwar erforderlich sind, aber für sie eine homogene Gewebestruktur ausreichend ist. Für ein derartiges Modell wäre die Rechenzeit um etwa 50 % reduziert und eine Segmentierung zur Modellerstellung erheblich vereinfacht. Auch das Fehlen des zweiten großen HF-Schirms der Bohrung und eine leichte Verstimmung der Spule erweisen sich als zulässige Vereinfachungen der Simulation. Eine veränderte Lage des Modells von bis zu 2 cm hingegen verursacht deutliche Schwankungen der SAR von  $\pm 14$  %.

Die Positionsverschiebung zeigt größeren Einfluss auf die SAR, als die zuvor angesprochenen Vereinfachungen und muss daher in Bezug auf die SAR-Überwachung berücksichtigt werden. Beim direkten Vergleich der verwendeten Modelle untereinander zeigen sich Gemeinsamkeiten der SAR-Verteilung im Kopf. Besonders das Auftreten der Hotspots höchster Intensität an vergleichbarer Position in den drei Modellen spricht für eine Übertragbarkeit von SAR-Informationen.



## SUMMARY

The high static magnetic fields and new technologies of modern magnetic resonance imaging (MRI) provide a variety of advantages for medical diagnostics, like improved image quality and reduced total examination time. However, they also contribute to an increase of the specific absorption rate (SAR), which is used as a measure for tissue heating in the patient during a magnetic resonance (MR) examination and is subject to strict safety margins. These margins represent restrictive limitations, especially for ultra-high field (UHF) MRI ( $\geq 7$  T). Accurate prediction of SAR for ultra-high field MRI is necessary to best exploit its potential.

SAR can be determined in numerical calculations using human model datasets. One objective of this study is to clarify, if and to what extent results gained from numerical calculations for a certain human model can be applied to the actual patient. Here, the appearance of locally increased SAR (hotspots) and their intensity is of major interest. Prior to the numerical calculations, some basic behavior and conditions for hotspot appearance will be highlighted, based on a multilayered sphere. In the following, possible simplifications of the human models will be investigated. The part of the model, which is necessary for exact field calculations within the field of view (FOV) of the head-coil, has to be determined. In addition, several simulations have been performed to point out the tissues and structures that are most relevant for SAR monitoring. A further objective of this thesis is to simplify the segmentation and reduce calculation time and therefore improve the process of creating human models. Also, some issues have been taken into account that are related to the modeling itself, like for instance the influence of small shifts of the model within the head-coil, as a motion of the subject during an MR-examination cannot always be excluded. Furthermore, the influence of a large bore radiofrequency (RF)- shield and the effects of retuning the coils to different load conditions have been examined. Finally, the inversion of the circular polarized HF-pulse and its influence on SAR-distribution have been investigated numerically.

The results show that the shoulders are indeed necessary for precise field calculations of the head, but a homogeneous structure of the shoulders proved to be sufficient. The segmentation effort for creating such a model is significantly reduced, and simulation time is decreased by about 50 %. Further simplifications of the calculations by omission of the second large RF-shield of the bore as well as minor retuning of the RF-coil show only minor impact on the results. Small shifts of the model of up to 2 cm can have a significant influence of  $\pm 14$  % on the SAR. This influence could even be stronger than the influence of the model simplifications described above and therefore has to be considered when monitoring the SAR. A direct comparison of the models shows similarities of the SAR-distribution for the head. In particular the highest ranked hotspots appear at comparable positions for the three models. This result supports a transferability of SAR-information between subjects.



# GLOSSAR

CP	circular <b>p</b> olarized
CSF	cerebrospinal <b>f</b> luid
CT	Computertomographie
EM	elektromagnetisch
FEM	<b>F</b> inite- <b>E</b> lemente <b>M</b> ethode
FDTD	<b>f</b> inite- <b>d</b> ifference <b>t</b> ime- <b>d</b> omain
FIT	<b>F</b> inite <b>I</b> ntegrationstechnik
fMRT	funktionelle <b>MRT</b>
FOV	<b>f</b> ield <b>o</b> f <b>v</b> iew
frontal	von der Vorderseite kommend; stirnwärts
GM	<b>g</b> anzes <b>M</b> odell
HF	<b>H</b> ochfrequenz
Hotspot	lokale Konzentration von SAR im Gewebe
In vitro	im Reagenzglas
In vivo	im lebenden Organismus
KS	<b>K</b> opf/ <b>S</b> chultern
Ko	<b>K</b> opf
load	Ladung; Untersuchungs-Objekt im Einflussbereich der HF-Spule
MGE	<b>M</b> axwell- <b>G</b> rid- <b>E</b> quations
MoM	<b>M</b> ethod <b>o</b> f <b>M</b> oments
MP-RAGE	<b>m</b> agnetization- <b>p</b> repared <b>r</b> apid <b>a</b> cquisition with <b>g</b> radient <b>e</b> cho
MR	<b>M</b> agnet- <b>R</b> esonanz
MRI	<b>MR</b> - <b>I</b> maging
MRT	<b>MR</b> - <b>T</b> omographie
MTO	<b>m</b> utual <b>t</b> otal <b>o</b> verlap
MWS	<b>M</b> icrowave <b>S</b> tudio
Phantom	nicht-organisches Messobjekt
PML	<b>p</b> erfectly <b>m</b> atched <b>l</b> ayer
post mortem	nach dem Tod
SAR	spezifische <b>A</b> bsorptionsrate

SNR	signal to <b>n</b> oise <b>r</b> atio
TC	tissue <b>c</b> ombination
transversal	senkrecht zur Körperachse
UHF	<b>U</b> ltra- <b>H</b> ochfeld
Voxel	<b>v</b> olumetric <b>p</b> ixel; Datenpunkt in einer dreidimensionalen Rastergrafik

# 1 EINLEITUNG

In der medizinischen Diagnostik ist die Magnetresonanztomographie (MRT) als nichtinvasives Verfahren besonders schonend für den Patienten, zumal die Bildgebung nicht ionisierende Strahlung, sondern die Wechselwirkung des Gewebes mit hochfrequenten elektromagnetischen Wellen nutzt. Dennoch muss der Einsatz der MRT am Patienten gewissen Schranken unterworfen werden. Durch die hochfrequenten elektromagnetischen Wellen wird im elektrisch leitfähigen Gewebe ein Strom induziert und Moleküle zum Schwingen angeregt. Das Gewebe kann nur eine bestimmte Menge an Energie aufnehmen, ohne geschädigt zu werden. Die durch den Stromfluss und die Reibung der Moleküle entstehende Erwärmung des Gewebes muss daher überwacht und die MR-Untersuchung entsprechend angepasst werden, um die Sicherheit des Patienten zu gewährleisten. Als Indikator für diese Temperaturerhöhung wird die spezifische Absorptionsrate (SAR) herangezogen. In Bezug auf SAR ist hierbei nicht die für die Bildgebung notwendige magnetische Komponente des Hochfrequenz (HF) - Feldes entscheidend, sondern der elektrische Teil des HF-Feldes, der maßgeblich in Wechselwirkung mit dem Gewebe tritt und die Erwärmungen verursacht.

Während die Gesamtenergie, die vom Körper absorbiert wird, direkt am Scanner ermittelt werden kann, stellt die Überwachung von lokal auftretenden Konzentrationen von HF-Energie eine große Herausforderung dar. Sie ist von der individuellen Patientenanatomie abhängig und kann daher nicht am Scanner abgelesen, sondern muss in Computersimulationen mit geeigneten Körpermodellen berechnet werden (Nitz, et al., 2005). Für derartige Simulationen sind verschiedenste Modelle im Einsatz. Sie reichen von Kopfmodellen (Mao, et al., 2007) (Jin, et al., 1996) (Collins & Smith, 2001), (Collins, et al., 1998) (Simunić, et al., 1996) (Ibrahim, et al., 2001) (Makris, et al., 2008) bis hin zu Ganzkörpermodellen (Christ, et al., 2010) (Liu, et al., 2005) (Collins & Smith, 2001) (Grandolfo, et al., 1990) (van den Bergen, et al., 2007) (Uusitupa, et al., 2010) (Caon, 2004), wobei es deutliche Unterschiede geben kann, in Bezug auf Größe der Voxel, Anzahl der segmentierten Gewebearten und deren Struktur. Solche Modelle basieren im Allgemeinen nicht auf dem jeweiligen Patienten einer anstehenden MR-Untersuchung. Diesen Modellen zugrunde liegende Vorhersagen treffen daher nicht unbedingt im vollen Umfang für die tatsächliche Patientenanatomie zu (Collins & Smith, 2001) (Liu, et al., 2005) (van den Berg, et al., 2006). Die Erstellung eines individuellen und detaillierten Körpermodells für jeden Patienten bei einer MR-Untersuchung ist nach heutigem Stand der Technik nicht praktikabel, daher stellt sich die Frage inwiefern Simulationsresultate bereits existenter Modelle auf die Anatomie anderer Körper übertragbar sind. Ist eine derartige Übertragbarkeit prinzipiell gewährleistet, so könnte das Anlegen einer Datenbank verschiedener vorberechneter Körpermodelle die benötigten SAR-Informationen schnell bereitstellen. Aus dieser könnte dann dem Patienten nach bestimmten Kriterien ein Modell, versehen mit einem Sicherheitsfaktor, der die körperlichen Unterschiede berücksichtigt, zugeordnet werden. Die Betrachtung einer größeren Vielfalt an Patientenanatomien ist ohnehin in den Augen einiger Autoren in Bezug auf Sicherheitsfragen

erforderlich und würde einen wichtigen Beitrag leisten (Liu, et al., 2005) (Collins, 2009). Die Erstellung einer solchen Datenbank erfordert die Segmentierung und die Gewebezuzuordnung vieler MR-Datensätze und schließlich auch die Berechnung der SAR für die entsprechenden Modelle. Eine vereinfachte Segmentierung und kürzere Rechenzeiten könnten diesen Prozess verbessern.

Bei einem Magnetfeld von 3 Tesla wurde für die Bildgebung im Bereich des Abdomen bereits gezeigt, dass die SAR-Verteilung eines vollständig segmentierten Ganzkörpermodells mit 40 unterschiedlichen Gewebearten große Übereinstimmung aufweist mit der eines Modells, das nur aus Muskelgewebe, Fettgewebe und Lunge zusammengesetzt ist (Homann, et al., 2011). In einer anderen Studie wurde auch für 7 Tesla ein Körpermodell mit 17 Gewebearten mit einem auf Knochen, Fettgewebe, Lungen und Muskelgewebe reduzierten Modell verglichen (van den Bergen, et al., 2007). Hier waren ebenfalls kaum Unterschiede der SAR-Verteilung beider Modelle im Bereich des Abdomen feststellbar. Eine derart vereinfachte Segmentierung würde die Erstellung von Körpermodellen erheblich erleichtern und eine genaue SAR Bestimmung anhand der individualisierten Modelle in Aussicht stellen (Homann, et al., 2011). Diese Resultate treffen jedoch nicht notwendiger Weise für Untersuchungen des Kopfes bei 7 Tesla zu, da sich sowohl Geometrie und Struktur, als auch Gewebeeigenschaften sehr von denen des Torsos unterscheiden.

Die Wichtigkeit derartiger Untersuchungen wird speziell für höhere Feldstärken deutlich. Eine Erhöhung der Grundmagnetfeldstärke erfordert steigende Frequenzen der verwendeten HF-Signale. Bei 7 Tesla liegen die Wellenlängen bereits unterhalb der Größenordnung des menschlichen Körpers. Dies führt nicht nur zu einer zunehmenden Inhomogenität des Empfangssignals, sondern bedingt außerdem eine erhöhte SAR und größere Wirbelströme im Körper des Patienten. Die dabei hervorgerufene SAR erreicht gerade für moderne Anregungsverfahren, wie bei der parallelen Transmission (Zelinski, et al., 2008), leicht die bestehenden SAR-Grenzwerte und kann das Verfahren einschränken. Für die MR-Untersuchung können sich zudem eine Beeinträchtigung der Bildqualität, sowie eine zunehmende Belastung für den Patienten ergeben. Abbildung 1.1 zeigt hierzu beispielhaft die Gegenüberstellung von Bildmaterial, das in einem MRT mit einem Grundfeld von 3 Tesla (oben) und 7 Tesla (unten) entstanden ist.

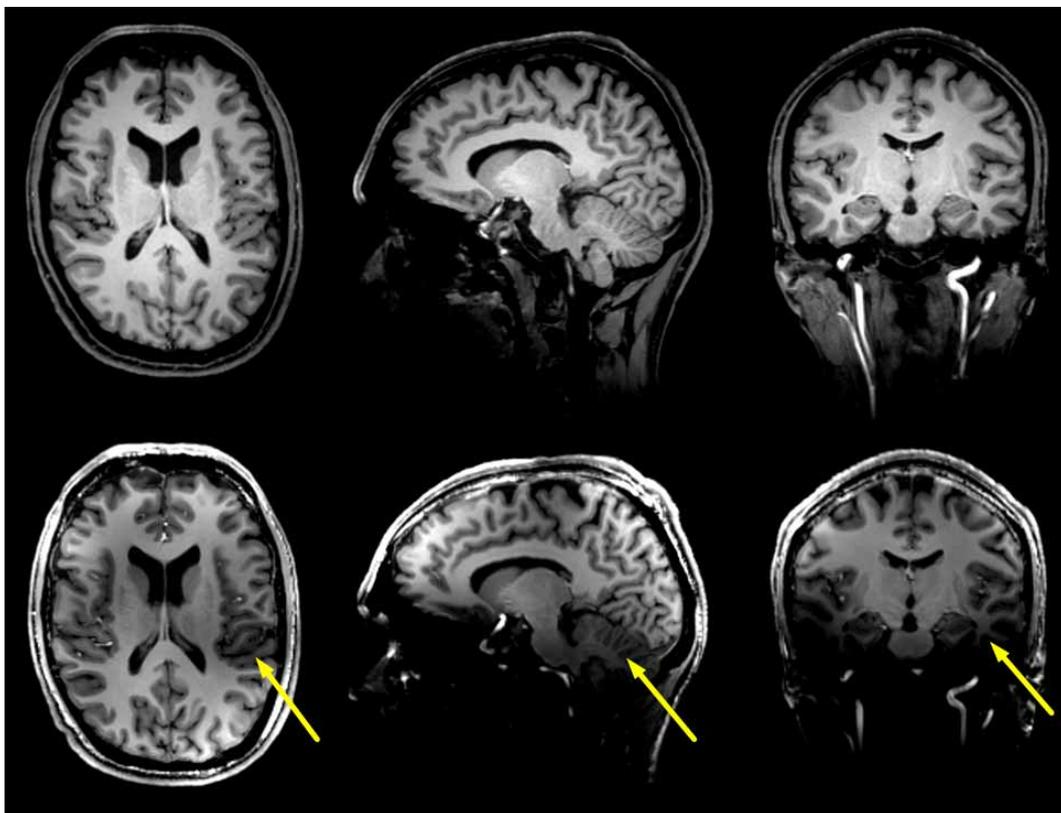
Neben der SAR-Berechnung anhand von Körpermodellen gibt es auch Studien, die SAR mit Hilfe der messbaren Magnetfelder zu ermitteln. Hierbei werden über das komplexe aktive Sendefeld ( $H_1^+$ ) die notwendigen Gewebeparameter berechnet und schließlich die SAR des Patienten bestimmt. Diese Methode ist allerdings auf Teilbereiche (2D-Ebenen) des Patienten beschränkt (Homann, et al., 2012) (Katscher, et al., 2009) und daher für eine SAR-Überwachung bislang ungeeignet.

Von den technischen Entwicklungen der letzten Jahre haben die Computersimulationen mit Körpermodellen stark profitiert und die Berechnung größerer und komplexerer Modelle ermöglicht. Nicht zuletzt durch die Möglichkeit der Auslagerung von Rechenprozessen auf

Grafikchips (GPU-Beschleunigung) in kommerzieller Software, ist man dem Ziel einer online-SAR-Überwachung näher gekommen (Chi, et al., 2011) (Kini, 2009).

Bei allen Bestrebungen, die SAR über Computersimulationen individuell für einen Patienten zu bestimmen, stellen sich im Endeffekt zwei Fragen.

1. Wie detailliert muss ein Körpermodell sein, damit die daraus ermittelten SAR Informationen hinreichend genau sind, um die Einhaltung der geltenden Sicherheitsgrenzen für den jeweiligen Patienten zu gewährleisten?
2. Wie „ähnlich“ muss ein bereits vorhandenes Körpermodell der individuellen Anatomie eines Patienten sein, damit die aus dem Modell berechneten SAR Informationen für diesen verwendet werden können?



**Abbildung 1.1:** Darstellung eines T1-gewichteten 3D MP-RAGE mit isotroper Auflösung von 1 mm. Akquiriert bei einer Feldstärke von 3 T (Reihe oben) und 7 T (Reihe unten) mit einer 32-Kanal Kopfspule mit lokaler CP Anregung. Die Aufnahmen bei 7 T zeigen deutliche Inhomogenität der Signal-Intensität. [bereitgestellt von: (Lüsebrink, 2013)]

Um diese Fragen zu beantworten werden zunächst in Kapitel 2 die SAR, ihre Entstehung und physikalischen Abhängigkeiten näher erläutert. Zudem wird für die Betrachtung eines Kugelschalenmodells die analytische Beschreibung der elektromagnetischen Felder erarbeitet. Anschließend werden in Kapitel 3 die für die Computersimulationen notwendigen Spulen- und Körpermodelle allgemein vorgestellt und die physikalischen Grundlagen zur Berechnung

der elektromagnetischen Feldverteilungen geschildert. In Kapitel 4 werden die in dieser Arbeit verwendeten Körpermodelle konkret beschrieben und gezeigt, wie man diese in Hinblick auf die Detailliertheit der Modelle verändern und bearbeiten kann. Ebenfalls werden die Methoden zur Auswertung und Nachbearbeitung der Simulationsergebnisse angeführt. In Kapitel 5 werden zunächst die analytisch gewonnenen Felddaten mit entsprechenden numerisch ermittelten Daten verglichen und einige grundlegende Betrachtungen zum Feldverhalten beschrieben. Hierauf folgt die Darstellung der Ergebnisse von verschiedenen Vereinfachungen und Veränderungen der Körpermodelle. Zudem wird der Einfluss von Positionsvariationen der Modelle innerhalb der Spule aufgezeigt und ein direkter Vergleich der verschiedenen Modelle untereinander gegeben. Abschließend folgen in Kapitel 6 eine Diskussion der Ergebnisse und eine Zusammenfassung. Die genannten Untersuchungen wurden im Rahmen des BMBF geförderten INUMAC-Projekts (13N9206) durchgeführt.

## 2 GRUNDLAGEN ZUR SAR

Als Maß für die HF Belastung, der der Patient ausgesetzt wird, wird in der Dosimetrie üblicherweise die spezifische Absorptionsrate (SAR) herangezogen. Die HF-Leistung, die für die Erzeugung eines MR-Signals erforderlich ist, wird nicht vollständig vom Körper reflektiert. Die SAR entspricht dem Teil der HF Leistung, der in Form von Wärme im Patienten verbleibt und wird in Watt pro Kilogramm Körpergewicht (W/kg) angegeben. Demnach hängt sie sowohl von der eingestrahlenen Leistung ab, als auch von den dielektrischen Eigenschaften des absorbierenden Gewebes. In Hinblick auf die Patientensicherheit wird hierbei zwischen globaler und lokaler SAR unterschieden. Die globale SAR umfasst die gesamte Leistung, die im Körper verbleibt, und gibt die Gesamtbelastung für den Organismus wieder. Die lokale SAR hingegen bezeichnet die absorbierte Leistung in jedem Subvolumen einer bestimmten Masse des betrachteten Körpers oder Modells. Durch Schwankungen der elektromagnetischen Feldstärke, sowie durch die individuelle Patienten-anatomie kann es in einigen Subvolumen zu Überhöhungen der lokalen SAR kommen. Diese sogenannten Hotspots können die globale SAR deutlich übersteigen und sind insbesondere bei der Hochfeld-MRT – aufgrund der mit der Grundfeldmagnetstärke steigenden Feldinhomogenität und den kurzen Wellenlängen des HF-Signals – besonders ausgeprägt. In Hinblick auf die Patientensicherheit müssen daher sowohl die globale als auch die lokale SAR ermittelt und überwacht werden.

### 2.1 Gewebeerwärmung bei der MRT

Das magnetische Wechselfeld ( $B_1$ -Feld) der HF-Anregung ist für die Anregung der Spins und somit grundlegend für die Bildgebung bei der MRT verantwortlich. Allerdings wird durch die zeitliche Änderung des Magnetfeldes gemäß den Maxwell-Gleichungen ein sich periodisch änderndes elektrisches Feld hervorgerufen, welches aber von keinem direkten Nutzen für die Bildgebung ist. Diese elektrische Komponente der HF-Anregung führt im Rahmen der MR-Untersuchungen immer zu einer Energiedeposition im Patienten. Freie Ladungsträger, oder polare Moleküle, wie zum Beispiel das Wassermolekül, werden im hochfrequenten elektromagnetischen (EM) Feld zum Schwingen angeregt. Die dabei entstehenden Reibungskräfte führen zu einer direkten Erwärmung des Gewebes. Die für einen MRT Scan benötigte Leistung nimmt zu, wenn der Wert der Grundfeldmagnetstärke  $B_0$  steigt. Ebenso verhält es sich für die dabei hervorgerufene SAR:

$$SAR \sim \frac{\alpha^2 B_0^2}{\tau}, \quad (2.1)$$

wobei  $\alpha$  der HF-Flipwinkel und  $\tau$  die Pulsdauer sind. Entsprechend ist für das in dieser Arbeit betrachtete Grundfeld von 7 T bei vergleichbarer Anregung die SAR bereits von Grund auf höher, als beispielsweise bei 1.5 T oder 3 T Geräten. Hinzu kommt, dass frequenzbedingt bei

höheren Feldstärken sowohl eine steigende Leitfähigkeit des biologischen Gewebes, als auch steigende dielektrische Verluste eine erhöhte HF-Absorption nach sich ziehen (Gabriel, et al., 1996) (Gabriel, et al., 1996) (Gabriel, et al., 1996). Um die Patientensicherheit bei MR-Untersuchungen sicherzustellen hat die *International Electrotechnical Commission* (IEC) diesbezüglich Grenzwerte für SAR im Bereich des Kopfes und des Körpers, sowie für jede 10 g Gewebeportion im Kopf, Torso und Extremitäten, welche über eine Zeitspanne von 6 Minuten, bzw. 10 Sekunden gemittelt sind, festgelegt (International Electrotechnical Commission, 2010). Die Einhaltung dieser Grenzwerte soll sicherstellen, dass sich Körpergewebe bei einer MR-Untersuchung um nicht mehr als 1°C erwärmt und somit eine zu hohe Belastung für den Kreislauf des Patienten, aber auch Gewebeschäden ausgeschlossen werden können.

## 2.2 SAR als Maß für Sicherheit

Spricht man von einer möglichen Gefährdung durch HF-Leistung bei einer MR Untersuchung, so geht es also vor allem um eine mögliche Erhöhung der Körperkerntemperatur oder um lokale Temperaturerhöhungen im Körper (International Electrotechnical Commission, 2010). Aufgrund der rein praktischen Limitierungen, die Temperaturerhöhungen selbst im Körper festzustellen, werden die Grenzwerte für die Leistungsabsorption auch in SAR ausgedrückt (International Electrotechnical Commission, 2010). Der Zusammenhang von SAR und Temperatur ist allerdings durch verschiedene Faktoren beeinflusst, die bei der Ermittlung der SAR im Allgemeinen nicht berücksichtigt werden. Hierzu zählen zum einen die Fähigkeit des Körpers selbst Wärme abzugeben. Dies geschieht vor allem durch Verdunstung von Schweiß, aber auch durch Wärmeabstrahlung an der Körperoberfläche, womit auch die Körpergröße eine Rolle spielt. Zum anderen wird die Wärmeabgabe aber auch von der Bekleidung des Probanden, der Raumtemperatur, Belüftung und auch der Luftfeuchtigkeit beeinflusst (Collins, et al., 2004).

Der Einfluss der lokalen SAR ist unter anderem abhängig von thermaler Leitfähigkeit, Blutperfusion und der Gewebestruktur und Geometrie des Körpers. Aufgrund dieser Faktoren stimmen die Verteilungsmuster von SAR und Temperatur meist nicht sehr gut überein (Mao, et al., 2007) (Collins, et al., 2004) (Shrivastava, et al., 2011). Für die MRT bewirkt eine Vernachlässigung dieser Kühleffekte lediglich eine konservative Abschätzung und somit eine erhöhte Sicherheit. Simulationen von Temperaturanstieg und SAR im menschlichen Kopf zeigen, dass die geltenden SAR Richtwerte bereits überschritten werden, bevor die Temperatur im Gehirn sich um 1°C erhöht hat (Collins, et al., 2004) (Wang, et al., 2007).

Die Kehrseite dieser konservativen Sicherheitsschranken besteht darin, dass gerade bei der UHF-MRT die geltenden Grenzwerte schnell erreicht werden. Um bestimmte Sequenzen dennoch durchführen zu können müssen daher oft ungünstige Kompromisse bezüglich der

Aufnahme-Parameter getroffen werden, wie beispielsweise eine erhöhte Pulsdauer, oder ein reduzierter Flip Winkel (Zelinski, et al., 2008).

## 2.3 Ermittlung von SAR

Wie eingangs erwähnt gibt die SAR das Verhältnis von absorbierte Leistung  $P$  und Masse  $m$  des betrachteten Gewebes wieder. Definiert ist die SAR als die zeitliche Ableitung des Quotienten aus einem Energieelement  $dW$  und dem das Energieelement absorbierende Massenelement  $dm$ , das in einem Volumenelement  $dV$  mit der Dichte  $\rho$  enthalten ist (Hand, 2008) (DIN EN 50413, VDE 0848-1:2009-08).

$$SAR = \frac{d}{dt} \left( \frac{dW}{dm} \right) = \frac{d}{dt} \left( \frac{dW}{\rho \cdot dV} \right) \quad (2.2)$$

Entsprechend dieser Definition beruhen Verlustleistungsberechnungen im Allgemeinen auf der Darstellung der SAR mit Hilfe des elektrischen Feldes innerhalb eines Gewebes

$$SAR = \frac{\sigma |E|^2}{2\rho}, \quad (2.3)$$

wobei gilt:

$\sigma$ : Leitfähigkeit des Gewebes [S/m]

$\rho$ : Dichte des Gewebes [kg/m<sup>3</sup>]

$E$ : elektrische Feldstärke [V/m]

Der Faktor 2 im Nenner von Gleichung (2.3) ergibt sich hierbei aus der Umrechnung der Amplitudenwerte der Feldstärke in die effektive Feldstärke. Im Falle der globalen SAR lässt sich absorbierte Leistung während der MR-Untersuchung am Scanner ermitteln als die Differenz von Sendeleistung  $P_{forw}$  und reflektierter Leistung  $P_{ref}$ , abzüglich der Spulenverlustleistung  $P_{coil}$ . Letztere muss einmalig für die Spule ermittelt werden und ergibt sich als Differenz von  $P_{forw}$  und  $P_{ref}$  für den Betrieb der Spule mit eingebrachter Ladung (*load*) mit möglichst geringen Verlusten (z.B. Kugelphantom gefüllt mit destilliertem Wasser). Die globale SAR kann dann als Quotient der resultierenden Verlustleistung  $P$  und der Masse  $m$ , bzw. dem Volumen  $V$  und Dichte  $\rho$ , des Patienten oder des Phantoms bestimmt werden:

$$SAR = \frac{P}{m} = \frac{P}{\rho V} \quad (2.4)$$

Lokal können die SAR Werte von der globalen Mittelung deutlich abweichen. In den Gleichungen (2.2) bzw. (2.3) zeigt sich die lokale Abhängigkeit der SAR von den Gewebeparametern  $\sigma$  und  $\rho$ , wobei besonders die Leitfähigkeit  $\sigma$  für verschiedene Gewebe

stark unterschiedliche Werte annehmen kann. Für eine genaue Bestimmung der lokalen SAR gemäß Gleichung (2.3) muss diese daher für das betrachtete Subvolumen ermittelt werden. Im Allgemeinen sind aber weder die gewebespezifischen Eigenschaften des Patienten, noch die genaue Gewebestruktur bekannt.

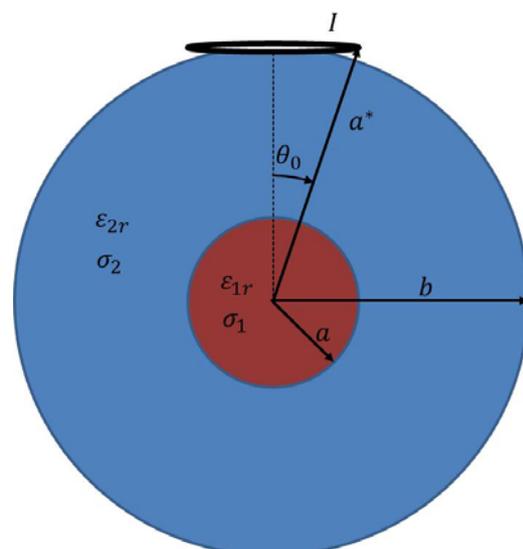
Üblicher Weise wird die SAR daher unter Zuhilfenahme von geeigneten Körpermodellen, welche über die notwendigen Gewebeeigenschaften verfügen, berechnet. Die hierfür benötigten elektromagnetischen Felder können dabei sowohl über einen analytischen Ansatz, als auch mit Hilfe numerischer Verfahren ermittelt werden.

Der folgende Abschnitt zeigt für das einfache Modell einer ummantelten Kugel die analytische Formulierung des elektromagnetischen Feldes, welches durch eine stromdurchflossene Leiterschleife hervorgerufen wird.

## 2.4 Analytische Berechnung eines Kugelschalenmodells

Die mathematische Beschreibung der Interaktion einer elektromagnetischen Welle mit einer Kugel geht im Wesentlichen zurück auf die Mie-Theorie, die 1908 von Gustav Mie entwickelt wurde, sowie den Arbeiten von Ludvig Lorenz und Peter Debye. Auch heutzutage finden analytische Berechnungen nach wie vor ihre Anwendung, nicht nur zur Validierung von Feldberechnungen, sondern beispielsweise auch zur expliziten Lösung geometrisch einfacher, auch mehrschichtiger Strukturen (Reyhani & Glover, 2000) (Nikita, et al., 2000) (Reyhani & Ludwig, 2006) (Li, et al., 1994). Im folgenden Abschnitt werden die wichtigsten Schritte zur Berechnung der elektromagnetischen Felder einer zweischichtigen Kugel dargestellt. Das Vorgehen baut hierbei auf der expliziten Angabe der Lösung für eine homogene Kugel (Keltner, et al., 1991) und der weiterführenden und verallgemeinernden Vorgehensweise von Bohren und Huffman (Bohren & Huffman, 2008) auf.

Die konkrete analytische Formulierung der elektromagnetischen Felder, die von einer stromdurchflossenen Leiterschleife in einer zweischichtigen Kugel hervorgerufen werden (Abbildung 2.1), folgt der Arbeit von (Luo, 2013). Für die Felder wird hierbei eine Zeitabhängigkeit von  $e^{-i\omega t}$  angenommen, wobei  $\omega$  die Kreisfrequenz bezeichnet. Die zweischichtige Kugel befindet sich im freien Raum und ist zentral um den Ursprung des Kugelkoordinatensystems  $(r, \theta, \varphi)$  angeordnet,



**Abbildung 2.1:** Kugelschalenmodell bestehend aus einem Kern mit Radius  $a$  und einer Ummantelung mit Radius  $b$ . Über der Kugel ist eine Leiterschleife angebracht, welche von dem Strom  $I$  durchflossen wird.

mit den Einheitsvektoren  $\hat{\mathbf{e}}_r$ ,  $\hat{\mathbf{e}}_\theta$  und  $\hat{\mathbf{e}}_\varphi$ .

Der Radius der inneren Kugelschale (Kern) wird mit  $a$  und der Radius der äußeren Kugelschale (Mantel) mit  $b$  bezeichnet. Die relative Permittivität und Leitfähigkeit werden für den Kern mit  $\varepsilon_{r1}$  und  $\sigma_1$  und für den Mantel mit  $\varepsilon_{r2}$  und  $\sigma_2$  angegeben. Das Material der Kugel wird für beide Schichten als annähernd unmagnetisch angesehen, mit einer relativen Permeabilität  $\mu_r \approx 1$ . Der Verlauf der mit dem Strom  $I$  durchflossenen Leiterschleife wird durch dessen Abstand  $a^*$  zum Koordinatenursprung und dem Winkel  $\theta_0$  zur  $z$ -Achse definiert. Entsprechend der Formulierung in (Redžić, 2006) kann die Stromdichte geschrieben werden als

$$\mathbf{J}_s = \frac{I}{r} \delta(r - a^*) \delta(r - \theta_0) \hat{\mathbf{e}}_\varphi, \quad (2.5)$$

wobei  $\delta$  die Dirac-Delta Funktion bezeichnet. Die elektromagnetischen Felder, welche durch  $\mathbf{J}_s$  hervorgerufen werden, werden durch die vektoriellen Kugelflächenfunktionen beschrieben. Ihre Erzeugenden-Funktionen sind Lösungen der skalaren Wellengleichung  $\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0$  und werden geschrieben als

$$\psi_{\rho mn}(k) = z_n(kr) P_n^m(\cos\theta) \begin{matrix} \text{COS} \\ \text{SIN} \end{matrix} m\phi, \quad (2.6)$$

wobei  $z_n(kr)$  entweder die sphärische Bessel-Funktion  $j_n$ , oder die sphärische Hankel-Funktion  $h_n$  erster Art und der Ordnung  $n$ , und  $P_n^m(\cos\theta)$  die Legendre-Funktion erster Art mit der Ordnung  $(n, m)$  bezeichnet. Die tiefgestellten „e“ und „o“ geben den geraden (*even*) oder ungeraden (*odd*) Charakter der Erzeugenden-Funktion an. Die vektoriellen Kugelflächenfunktionen werden nun konstruiert als

$$\mathbf{L}_{\rho mn}^e(k) = \nabla \psi_{\rho mn}^e, \quad (2.7)$$

$$\mathbf{M}_{\rho mn}^e(k) = \nabla \times [\psi_{\rho mn}^e \mathbf{r}], \quad (2.8)$$

$$\mathbf{N}_{\rho mn}^e(k) = \frac{1}{k} \nabla \times \nabla \times [\psi_{\rho mn}^e \mathbf{r}]. \quad (2.9)$$

Vollständig ausformuliert lauten die Funktionen (2.7) – (2.9) dann

$$\mathbf{L}_{\rho mn}^e(k) = \frac{dz_n(kr)}{dr} P_n^m(\cos\theta) \begin{matrix} \text{COS} \\ \text{SIN} \end{matrix} m\phi \hat{\mathbf{r}} \quad (2.10)$$

$$+ \frac{z_n(kr)}{r} \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \begin{matrix} \text{COS} \\ \text{SIN} \end{matrix} m\phi \hat{\boldsymbol{\theta}}$$

$$\mp \frac{mz_n(kr)}{r \sin\theta} P_n^m(\cos\theta) \begin{matrix} \text{SIN} \\ \text{COS} \end{matrix} m\phi \hat{\boldsymbol{\phi}},$$

$$\mathbf{M}_{\rho mn}^e(k) = \mp \frac{m}{\sin\theta} z_n(kr) P_n^m(\cos\theta) \begin{matrix} \text{SIN} \\ \text{COS} \end{matrix} m\phi \hat{\boldsymbol{\theta}} \quad (2.11)$$

$$- z_n(kr) \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \begin{matrix} \text{COS} \\ \text{SIN} \end{matrix} m\phi \hat{\boldsymbol{\phi}},$$

$$\begin{aligned} N_{\sigma mn}^e(k) &= \frac{n(n+1)}{kr} Z_n(kr) P_n^m(\cos\theta) \frac{\cos\theta}{\sin\theta} m\phi \hat{\mathbf{r}} \\ &+ \frac{1}{kr} \frac{d[rz_n(kr)]}{dr} \left[ \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \frac{\cos\theta}{\sin\theta} m\phi \hat{\boldsymbol{\theta}} \mp \frac{m}{\sin\theta} P_n^m(\cos\theta) \frac{\sin\theta}{\cos\theta} m\phi \hat{\boldsymbol{\phi}} \right]. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Die Randbedingungen lassen sich für die elektrischen und magnetischen Felder schreiben als (Luo, 2013)

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{e}}_r \times (\mathbf{E}_{Kern} - \mathbf{E}_{Mantel}) &= 0 \\ \hat{\mathbf{e}}_r \times (\mathbf{H}_{Kern} - \mathbf{H}_{Mantel}) &= 0 \end{aligned} \quad , \text{ für } r = a \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{e}}_r \times (\mathbf{E}_{Mantel} - \mathbf{E}_{mid}) &= 0 \\ \hat{\mathbf{e}}_r \times (\mathbf{H}_{Mantel} - \mathbf{H}_{mid}) &= 0 \end{aligned} \quad , \text{ für } r = b \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{e}}_r \times (\mathbf{E}_{mid} - \mathbf{E}_{out}) &= 0 \\ \hat{\mathbf{e}}_r \times (\mathbf{H}_{mid} - \mathbf{H}_{out}) &= \mathbf{J}_s \end{aligned} \quad , \text{ für } r = a^*, \quad (2.15)$$

wobei die Felder der inneren Kugel mit „Kern“, die Felder der Ummantelung mit „Mantel“, die Felder des Bereiches zwischen Kugel und Stromschleife mit  $b \leq r \leq a^*$  mit „mid“ und die Felder für  $r \geq a^*$  mit dem Index „out“ versehen sind.

Jede Lösung der Feldgleichungen kann als unendliche Reihenentwicklung der Funktionen (2.10) – (2.12) dargestellt werden. Aufgrund der Orthogonalität der Kugelflächenfunktionen zusammen mit der letzten Randbedingung (2.15) lässt sich entsprechend dem Vorgehen in (Bohren & Huffman, 2008) eine vereinfachte Darstellung der elektrischen und magnetischen Felder bestimmen als (Luo, 2013)

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{Kern} &= \sum_{n=1}^{\infty} a_n \mathbf{M}_{e0n}^{(1)}(k_{Kern} \mathbf{r}) \\ \mathbf{H}_{Kern} &= \frac{k_{Kern}}{i\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \mathbf{N}_{e0n}^{(1)}(k_{Kern} \mathbf{r}) \end{aligned} \quad , 0 \leq r \leq a \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{Mantel} &= \sum_{n=1}^{\infty} \left[ b_n \mathbf{M}_{e0n}^{(1)}(k_{Mantel} \mathbf{r}) + c_n \mathbf{M}_{e0n}^{(3)}(k_{Mantel} \mathbf{r}) \right] \\ \mathbf{H}_{Mantel} &= \frac{k_{Mantel}}{i\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ b_n \mathbf{N}_{e0n}^{(1)}(k_{Mantel} \mathbf{r}) + c_n \mathbf{N}_{e0n}^{(3)}(k_{Mantel} \mathbf{r}) \right] \end{aligned} \quad , a \leq r \leq b \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{mid} &= \sum_{n=1}^{\infty} \left[ d_n \mathbf{M}_{e0n}^{(1)}(k_0 \mathbf{r}) + e_n \mathbf{M}_{e0n}^{(3)}(k_0 \mathbf{r}) \right] \\ \mathbf{H}_{mid} &= \frac{k_0}{i\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ d_n \mathbf{N}_{e0n}^{(1)}(k_0 \mathbf{r}) + e_n \mathbf{N}_{e0n}^{(3)}(k_0 \mathbf{r}) \right] \end{aligned} \quad , b \leq r \leq a^* \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{out} &= \sum_{n=1}^{\infty} f_n \mathbf{M}_{e0n}^{(3)}(k_0 \mathbf{r}) \\ \mathbf{H}_{out} &= \frac{k_0}{i\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} f_n \mathbf{N}_{e0n}^{(1)}(k_0 \mathbf{r}) \end{aligned} \quad , r \geq a^*. \quad (2.19)$$

Hierbei sind  $a_n, b_n, c_n, d_n, e_n$  und  $f_n$  die noch zu bestimmenden Feldkoeffizienten. Die Wellenzahlen sind gegeben durch  $k_{Kern} = \omega \sqrt{\mu \epsilon_0 \sqrt{\epsilon_{r1} + i\sigma_1/\omega \epsilon_0}}$ ,  $k_{Mantel} = \omega \sqrt{\mu \epsilon_0 \sqrt{\epsilon_{r2} + i\sigma_2/\omega \epsilon_0}}$  und  $k_0 = \omega \sqrt{\mu \epsilon_0}$ , wobei  $\mu \approx \mu_0$  die Permeabilität der Kugel und  $\epsilon_0$  die Permittivität im freien Raum sind.

Die hochgestellten Indizes (1) bzw. (3) der Kugelflächenfunktionen geben jeweils die Verwendung der sphärischen Besselfunktion bzw. der sphärischen Hankelfunktion in deren Darstellung für  $z_n$  an. Die fehlenden Feldkoeffizienten lassen sich durch Lösen eines linearen Gleichungssystems ermitteln, welches man durch Einsetzen der Felddarstellungen (2.16) – (2.19) in die Randbedingungen (2.13) – (2.15) erhält.

Die für die Darstellung der elektrischen und magnetischen Felder innerhalb der Kugel notwendigen Koeffizienten  $a_n$ ,  $b_n$  und  $c_n$  ergeben sich nach (Luo, 2013) als

$$\begin{aligned}
 a_n = & -(F_n h_n^{(1)}(Z)(h_n^{(1)'}(m_2 X) j_n(m_2 X) - h_n^{(1)}(m_2 X) j_n'(m_2 X))(h_n^{(1)}(Y) j_n'(Y) \\
 & - h_n^{(1)'}(Y) j_n(Y)) m_2) / ((h_n^{(1)}(Z) j_n'(Z) - h_n^{(1)'}(Z) j_n(Z))(h_n^{(1)'}(Y)(h_n^{(1)}(m_2 Y) j_n(m_2 X) \\
 & - h_n^{(1)}(m_2 X) j_n(m_2 Y)) j_n'(m_1 X) m_1 + (h_n^{(1)'}(m_2 X) h_n^{(1)'}(Y) j_n(m_1 X) j_n(m_2 Y) \\
 & - h_n^{(1)}(m_2 Y) h_n^{(1)'}(Y) j_n(m_1 X) j_n'(m_2 X) + h_n^{(1)}(Y) j_n'(m_1 X) (-h_n^{(1)'}(m_2 Y) j_n(m_2 X) \\
 & + h_n^{(1)}(m_2 X) j_n'(m_2 Y)) m_1) m_2 + h_n^{(1)}(Y) j_n(m_1 X) (h_n^{(1)'}(m_2 Y) j_n'(m_2 X) \\
 & - h_n^{(1)'}(m_2 X) j_n'(m_2 Y)) m_2^2), \tag{2.20}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 b_n = & (F_n h_n^{(1)}(Z)(h_n^{(1)}(Y) j_n'(Y) - h_n^{(1)'}(Y) j_n(Y))(h_n^{(1)}(m_2 X) j_n'(m_1 X) m_1 \\
 & - h_n^{(1)'}(m_2 X) j_n(m_1 X) m_2) / ((h_n^{(1)}(Z) j_n'(Z) - h_n^{(1)'}(Z) j_n(Z))(h_n^{(1)'}(Y)(h_n^{(1)}(m_2 Y) \\
 & j_n(m_2 X) - h_n^{(1)}(m_2 X) j_n(m_2 Y)) j_n'(m_1 X) m_1 + (h_n^{(1)'}(m_2 X) h_n^{(1)'}(Y) j_n(m_1 X) j_n(m_2 Y) \\
 & - h_n^{(1)}(m_2 Y) h_n^{(1)'}(Y) j_n(m_1 X) j_n'(m_2 X) + h_n^{(1)}(Y) j_n'(m_1 X) (-h_n^{(1)'}(m_2 Y) j_n(m_2 X) \\
 & + h_n^{(1)}(m_2 X) j_n'(m_2 Y)) m_1) m_2 + h_n^{(1)}(Y) j_n(m_1 X) (h_n^{(1)'}(m_2 Y) j_n'(m_2 X) \\
 & - h_n^{(1)'}(m_2 X) j_n'(m_2 Y)) m_2^2), \tag{2.21}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 c_n = & -(F_n h_n^{(1)}(Z)(h_n^{(1)}(Y) j_n'(Y) - h_n^{(1)'}(Y) j_n(Y))(j_n(m_2 X) j_n'(m_1 X) m_1 \\
 & - j_n(m_1 X) j_n'(m_2 X) m_2) / ((h_n^{(1)}(Z) j_n'(Z) - h_n^{(1)'}(Z) j_n(Z))(h_n^{(1)'}(Y)(h_n^{(1)}(m_2 Y) \\
 & j_n(m_2 X) - h_n^{(1)}(m_2 X) j_n(m_2 Y)) j_n'(m_1 X) m_1 + (h_n^{(1)'}(m_2 X) h_n^{(1)'}(Y) j_n(m_1 X) j_n(m_2 Y) \\
 & - h_n^{(1)}(m_2 Y) h_n^{(1)'}(Y) j_n(m_1 X) j_n'(m_2 X) + h_n^{(1)}(Y) j_n'(m_1 X) (-h_n^{(1)'}(m_2 Y) j_n(m_2 X) \\
 & + h_n^{(1)}(m_2 X) j_n'(m_2 Y)) m_1) m_2 + h_n^{(1)}(Y) j_n(m_1 X) (h_n^{(1)'}(m_2 Y) j_n'(m_2 X) \\
 & - h_n^{(1)'}(m_2 X) j_n'(m_2 Y)) m_2^2), \tag{2.22}
 \end{aligned}$$

wobei

$$\begin{aligned}
 F_n &= \frac{i\omega\mu_0 I \sin \theta_0}{k_0} \frac{2n+1}{a^*} \frac{P_n^1(\cos \theta_0)}{2n(2n+1)}, \\
 X &= k_0 a, Y = k_0 b, Z = k_0 a^*, \\
 m_1 &= \frac{k_{Kern}}{k_0}, m_2 = \frac{k_{Mantel}}{k_0},
 \end{aligned}$$

und  $j_n$  bzw.  $h_n^{(1)}$  die sphärische Besselfunktion bzw. Hankelfunktion der ersten Art ist.

Grundsätzlich können die elektromagnetischen Felder für komplexere Objekte als mehrschichtige Kugeln auf diese Weise ermittelt werden. Jedoch steigt der Aufwand rapide an, sobald das betrachtete Objekt eine heterogene Struktur aufweist, wie es beim menschlichen Körper der Fall ist. Für solche Aufgabenstellungen wird üblicherweise auf numerische Feldberechnungen zurückgegriffen. Diese Computersimulationen werden im folgenden Kapitel genauer besprochen.

## 3 GRUNDLAGEN SIMULATION

Der allergrößte Teil der numerischen Feldberechnungen des menschlichen Körpers in der MRT bezieht sich auf das HF-Feld. Der Einfluss des Körpers auf das magnetische Grundfeld sowie auf die Gradientenfelder liegt lediglich im Bereich von wenigen Millionstel (ppm – parts per million) der ursprünglichen Feldstärke. Das HF-Feld hingegen kann durch die Anwesenheit des Körpers leicht von Schwankungen von 10 % oder mehr betroffen sein (Collins, 2009). In Verbindung mit einem hinreichend detaillierten Körper- und Spulenmodell kann diese Beeinflussung der elektromagnetischen Felder numerisch berechnet werden. Sind diese Felder erst bekannt, wird auch die Bestimmung der SAR im Körper ermöglicht und somit Einsicht in Verhalten, HF-Effekte und Sicherheit von HF-Feldern in der MRT gegeben.

Für die numerischen Feld-Berechnungen gibt es verschiedenen Methoden. Diese sind unter anderem die Finite Integrationstechnik (FIT), die Methode der finiten Differenzen im Zeitbereich (FDTD - Finite Difference Time Domain), die Momentenmethode (MoM – Method of Moments) und die Finite-Elemente-Methode (FEM). Jede Methode hat ihre Vor- und Nachteile, zum Beispiel im Bereich der Hardwareanforderungen, der Stabilität, der Simulationsdauer, oder der Modellierungsgenauigkeit. Jedoch sind die FDTD und ihr verwandte Methoden wohl am weitesten verbreitet, was die Simulation von Körpermodellen anbelangt (Collins, 2009). Sowohl die Körper- und Spulenmodelle, als auch die physikalischen Grundlagen, auf der die in dieser Arbeit verwendeten FIT Berechnungen beruhen, werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

### 3.1 Körpermodelle

Die Modelle, die für die numerischen Berechnungen verwendet werden, können vom einfachen Fall eines Kugelphantoms, über Modelle die die Form eines menschlichen Kopfes haben, aber nur eine homogene Struktur besitzen, bis hin zu sehr detaillierten Ganzkörpermodellen gehen, bei denen verschiedene Gewebe unterschieden werden und die interne Struktur möglichst originalgetreu dem zugrundeliegenden Menschen nachgebildet wird.

Das weit verbreitete Körpermodell des Visible Human Project (Ackerman, 1998) beispielsweise entstand 1989 bis 1994. Hierfür wurden *post mortem* zunächst MR und CT Bilddaten erfasst und anschließend der zugrunde liegende Körper im eingefrorenen Zustand in 1 mm-Scheiben abgehobelt. Dabei wurde das Gewebe fotografiert und anschließend digitalisiert. Ungenauigkeiten für ein entstehendes Körpermodell dem *post mortem* Daten zugrunde liegen bestehen unter anderem darin, dass sich Flüssigkeiten im Körper verlagern können oder verloren gehen. Gewebe, wie beispielsweise das Gehirn, kann durch das Einfrieren anschwellen, außerdem können sehr feine oder empfindliche Strukturen wie Teile

des Innenohrs bei dem Prozess beschädigt werden und daher fehlerhaft im Modell dargestellt sein (Spitzer, et al., 1996).

Neuere Modelle werden im Wesentlichen aus CT- und/oder MR-Daten erstellt und daher derartige Probleme vermieden. Potentielle Fehlerquellen bei *in vivo* Messungen wie die Bewegung des Herzens und des Brustkorbes können durch entsprechend geschaltete Sequenzen hinreichend ausgeglichen werden (Christ, et al., 2010). Liegen die Scandaten vor, müssen durch automatische und manuelle Segmentierung die verschiedenen Gewebe identifiziert und für das entstehende Körpermodell unterschieden werden. Das Körpermodell für die Feld-Berechnungen setzt sich schließlich aus gleich großen, aber nicht erforderlicher Weise isotropen, Volumenelementen zusammen. Diese Volumenelemente werden auch kurz Voxel (volumetric pixel) genannt und daher werden derartige Modelle auch als Voxelmodelle bezeichnet. Als Information enthalten die Voxel lediglich einen Verweis (z.B. eine Zahl) auf das in ihrem Volumen befindliche Gewebe. Um welches Gewebe es sich handelt und welche spezifischen Eigenschaften es hat, wird in einer zu dem Voxelmodell gehörigen Materialliste unter dem entsprechenden Verweis abgelegt (Abbildung 3.1). Diese Informationen umfassen üblicher Weise den Namen des Gewebes, Permittivität, Permeabilität, Konduktivität, sowie Dichte des Gewebes und optional eine farbliche Kodierung (R/G/B).

// Tissue	Num	Eps [F/m]	Mue	Kappa [S/m]	Rho [kg/m <sup>3</sup> ]			
Adrenal_gland	1	62.469000	1.0	0.850780	1025	137	118	143
Air_internal	2	1.000000	1.0	0.000000	0	140	20	147
Artery	3	65.685000	1.0	1.315500	1060	183	0	4
Bladder	4	20.102000	1.0	0.316660	1040	157	159	66
Blood_vessel	5	65.685000	1.0	1.315500	1060	183	0	4
Bone	6	13.446000	1.0	0.082508	1990	240	240	240
Brain_grey_matter	7	60.083000	1.0	0.691530	1039	100	100	100
Brain_white_matter	8	43.816000	1.0	0.412760	1043	125	125	125

**Abbildung 3.1:** Auszug aus einer Materialliste; die Liste beinhaltet Informationen über Name, Referenznummer, Permittivität, Permeabilität, Konduktivität, Dichte und gegebenenfalls Farbinformationen

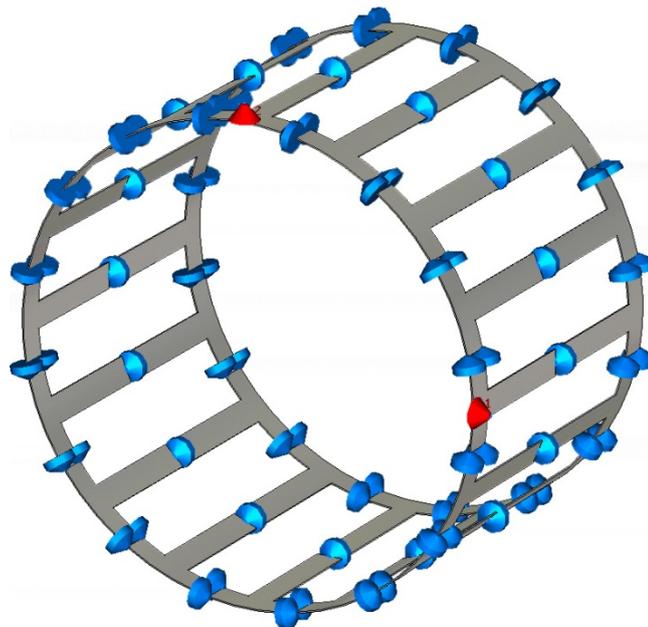
Je nachdem für welchen Zweck das Körpermodell verwendet werden soll, ist eine unterschiedliche räumliche Auflösung erforderlich. Die kleinste darstellbare Struktur ist durch die Voxelgröße limitiert. Dies muss beachtet werden, wenn Gewebe wie Haut, Nervenbahnen, oder die Iris des Auges für die Simulationen konsistent im Modell vorhanden sein sollen.

In Bezug auf die verwendeten Gewebeeigenschaften ist zu beachten, dass sich sowohl Permittivität, als auch Konduktivität der Gewebe mit der Frequenz ändern, und letztere daher für jede Materialliste mit angegeben werden muss.

Das Körpermodell liegt nach seiner Erstellung aus MR-Daten in der Regel erst mal in supiner Position vor. Im Rahmen dieser Arbeit ist dies auch die gewünschte Darstellung der Modelle, da ausschließlich Situationen betrachtet werden, bei der sich das Subjekt auf dem Rücken liegend in einem MR-Scanner befindet. Prinzipiell ist es aber möglich die Position und Haltung der Modelle zu verändern (Chen, et al., 2010) (Wang, et al., 2008). Beispielsweise könnte das Modell sitzend dargestellt werden, mit einer Hand zum Ohr erhoben, was für die Berechnung von Strahlenwerten von Mobiltelefonen von Relevanz sein kann.

### 3.2 Spulenmodelle

Die HF-Spulen der MRT werden für die Erzeugung des  $B_1$ -Feldes und für den Empfang des MR-Signals genutzt. Hierbei wird unterschieden zwischen reinen Empfangsspulen (receive (Rx) coil), reinen Sendespulen (transmit (Tx) coil) und kombinierten Sende- und Empfangsspulen (transmit receive (Tx/Rx) coil). Die Birdcage-Spule, welche eine Volumenspule ist, zeichnet sich durch hohe  $B_1$ -Homogenität, ein großes Bildvolumen und ein gutes Signal-zu-Rausch Verhältnis (engl. SNR – Signal to Noise Ratio) aus. Aufgrund dieser Eigenschaften ist sie für Kopfuntersuchungen bestens geeignet und wird für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen verwendet. Üblicherweise ist eine Birdcage-Spule aus zwei leitfähigen Ringen (Endringe) aufgebaut, welche über leitfähige Querstäbe miteinander verbunden sind. Die Stäbe sind hierbei in der Regel äquidistant entlang der Endringe verteilt (Chin, et al., 2002). Eine Birdcage-Spule kann sowohl als Tiefpass-Spule, mit Kapazitäten in den Querstäben, als Hochpass-Spule mit Kapazitäten in den Endringen, oder auch als Bandpass-Spule, mit Kapazitäten sowohl in den Querstäben, als auch in den Endringen, ausgelegt sein (Abbildung 3.2).



**Abbildung 3.2:** 16-rung Bandpass-Birdcage-Spule; die blauen Pfeilspitzen markieren Kapazitäten, die roten Pfeilspitzen die Speiseports, an denen die Spule angeregt wird.

Aufgrund ihrer Struktur kann eine Birdcage-Spule zirkular-polarisiert angeregt werden. Hierfür wird die Spule an zwei Stellen, die sich senkrecht zueinander auf der Spule befinden, angeregt, wobei die Amplituden dieser beiden HF-Signale gleich, die Phasen aber um  $90^\circ$  gegeneinander verschoben sind. Dies bringt zum einen den Vorteil, dass bei dieser Art der Anregung im Vergleich zur linear polarisierten Spule (nur ein HF-Signal) weniger Sendeleistung benötigt wird, das erzeugte  $B_1$ -Feld eine höhere Homogenität aufweist und sich zudem im Empfangsfall das SNR um den Faktor  $\sqrt{2}$  verbessert (Hoult, et al., 1984) (Sank, et al., 1986). Die Spule ist mittels ihrer Kapazitäten auf eine bestimmte Resonanz-Frequenz  $f_0$

eingestellt. Ihr Resonanzverhalten kann sich allerdings – in Abhängigkeit von dem in das Spulenvolumen eingebrachte Körpermodell bzw. Phantom – verschieben. Eine Justierung der Resonanzfrequenz erfolgt nach der Beziehung

$$f_0 \sim \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}, \quad (3.1)$$

durch gleichmäßige Veränderung der Kapazitätswerte  $C$  an den Endringen, jedoch bei gleichbleibender Induktivität  $L$ .

### 3.3 Physikalische Grundlagen

#### 3.3.1 Verbindung zum MR-Experiment

Eine genaue Beschreibung der, für die MR-Bildgebung relevanten, physikalischen Grundlagen, findet sich in zahlreichen Standardwerken, beispielsweise in (Haacke, 1999). Im folgenden Kapitel soll daher nur ein kurzer Überblick zur Hinführung auf das eigentliche Thema dieser Arbeit gegeben werden.

Das auf natürliche Weise am häufigsten im menschlichen Körper vorkommende Element ist der Wasserstoff. Aufgrund seines charakteristischen Spins  $I = \frac{1}{2}$  und dem damit verbundenen Dipolmoment  $\mu = \gamma \cdot \hbar \cdot m_s$  spielt es für die medizinische Diagnostik eine entscheidende Rolle. Betrachtet man ein Ensemble von  $N_p$  Protonen in einem äußeren Magnetfeld, kommt es zur Aufspaltung der Spins in ein niederenergetisches und ein höherenergetisches Niveau. Im ersten Fall richten sich die Spins parallel mit  $m_s = \frac{1}{2}$  und im zweiten Fall antiparallel mit  $m_s = -\frac{1}{2}$  bezüglich der Feldlinien aus. Der energetische Unterschied der beiden Spinzustände ergibt sich als

$$\Delta E = \hbar \omega_L, \quad (3.2)$$

wobei anhand der Larmor-Frequenz

$$\omega_L = \gamma B_0 \quad (3.3)$$

die Abhängigkeit von dem angelegten Magnetfeld  $B_0$  ersichtlich ist. Entsprechend der Boltzmann-Verteilung lässt sich auch der Besetzungsunterschied  $\Delta N_p$  der beiden Zustände angeben mit

$$\Delta N_p = N_p \left( \exp \frac{\hbar \omega_L}{k_B T} - 1 \right) \approx N_p \frac{\hbar \omega_L}{k_B T}. \quad (3.4)$$

Die Differenz in den Besetzungszahlen ist relativ gering und liegt bei einem Magnetresonanztomographen mit einem 7 T Magnetfeld und bei Raumtemperatur etwa bei 24 ppm. Dennoch wird hierdurch die Erzeugung eines MR-Signals ermöglicht und somit die Grundlage für die MR-Bildgebung geschaffen. Gerade aufgrund dieser Differenz stellt sich eine resultierende makroskopische Magnetisierung  $M_0$  in z-Richtung nach der Boltzmann-Verteilung ein

$$M_0 = \Delta N_p \mu = \gamma \frac{\hbar^2 \omega_L}{2k_B T}, \quad (3.5)$$

wobei  $\Delta N_p$  die Differenz der Besetzungszahlen der Protonen,  $\hbar$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $T$  die Umgebungstemperatur bezeichnen. Wird nun ein hochfrequenter elektromagnetischer Puls (HF-Puls) mit einer zu  $B_0$  senkrechten magnetischen Komponente  $B_1$  eingestrahlt, so ändert sich die Ausrichtung der Magnetisierung und sie beginnt mit der Larmor-Frequenz  $\omega_L$  um die z-Achse zu präzedieren. Die hierbei erzielte Auslenkung der Magnetisierung um den Flipwinkel  $\alpha$  folgt der Beziehung

$$\alpha = \gamma \int_0^\tau B_1 dt, \quad (3.6)$$

mit der Einstrahldauer  $\tau$  des HF-Pulses.

Die beständig präzedierenden magnetischen Momente, bzw. die makroskopische Magnetisierung relaxieren mit der Zeit wieder in ihre Ausgangslage entlang der Feldlinien zurück. Ihr Verhalten wird mittels der Bloch-Gleichungen beschrieben

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B}) - \frac{1}{T_2} M_x \vec{e}_x - \frac{1}{T_2} M_y \vec{e}_y - \frac{1}{T_1} (M_z - M_0) \vec{e}_z, \quad (3.7)$$

wobei der Magnetisierungsvektor  $\vec{M}$  und das äußere magnetische Feld  $\vec{B}(t)$  allgemein gegeben sind.

Der erste Term der rechten Seite beschreibt die Bewegung der Magnetisierung im Magnetfeld. Die folgenden drei Terme beschreiben die Relaxation der Magnetisierung, wobei die Komponenten der transversalen Magnetisierung  $M_x$  und  $M_y$  in Abhängigkeit von der Zeitkonstante  $T_2$  zerfallen und die longitudinale Magnetisierung  $M_z$  sich wieder unter Berücksichtigung von  $T_1$  der anfänglichen Magnetisierung  $M_0$  angleicht.

Beschreibt man die transversale Magnetisierung als Vektor in der komplexen Ebene  $M_{xy} = (M_x + iM_y)$ , wobei  $i$  die imaginäre Einheit ist, kann die Rotation von  $M_{xy}$  durch das Magnetfeld leicht deutlich gemacht werden. Für ein konstantes Magnetfeld in z-Richtung  $\vec{B} = (0, 0, B_0)$  ergibt sich entsprechend Gleichung (3.7) für die zeitliche Veränderung der Magnetisierung

$$\frac{dM_{xy}}{dt} = \frac{dM_x}{dt} + i \frac{dM_y}{dt} = -\frac{1}{T_2} M_{xy} - i\omega M_{xy} \quad (3.8)$$

und somit

$$M_{xy}(t) = e^{-i\omega t} e^{-t/T_2} M_{xy}(0). \quad (3.9)$$

Sowohl die Anregung durch den HF-Puls nach Gleichung (3.6), als auch das anschließende Verhalten der Magnetisierung entsprechend (3.7) zeigen, dass das Spin-System unmittelbar nur von den magnetischen Feldern  $B_0$  und  $B_1$  bestimmt wird. Ein direkter Zusammenhang mit der elektrischen Feldkomponente  $E$  ist nicht gegeben. Ihr Einfluss wird im folgenden Abschnitt unter Zuhilfenahme der Maxwell-Gleichungen besprochen.

### 3.3.2 Die Maxwell-Gleichungen

Prinzipiell kann das Verhalten elektromagnetischer Felder in Materie analytisch erfasst und berechnet werden. Der damit verbundene Aufwand wird allerdings schnell sehr groß, wenn ein Objekt mit einer komplizierten Struktur betrachtet wird, da bei diesem für jedes Teilgebiet mit konstanter Füllung ein getrennter Ansatz gemacht werden muss (Weiland, 1977). In Hinblick auf den hohen Anspruch an Genauigkeit und Detailliertheit, gerade in Bezug auf Sicherheitsfragen bei der MRT, aber auch was die Variabilität der zu berechnenden Szenarien, wie z.B. eine Veränderung der Modelle, anbelangt, hat sich die numerische Berechnung der elektromagnetischen Felder als wesentlich praktikabler und flexibler erwiesen. Hierzu sind heutzutage einige Verfahren verfügbar, welche sich grob in zwei Kategorien einteilen lassen – solche, denen die Lösung der differentiellen Form der Maxwell-Gleichungen zugrunde liegt und solche, die auf der Lösung der Maxwell-Gleichungen in Integralform basieren (Hand, 2008). Ihre differentielle Form ist gegeben durch

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \left( \mathbf{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \quad (3.11)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (3.12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.13)$$

und die Integralform durch

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{\partial}{\partial t} \iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \quad (3.14)$$

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 \iint (\mathbf{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}) \cdot d\mathbf{A} \quad (3.15)$$

$$\oiint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \frac{1}{\varepsilon_0} \iiint \rho \, dV \quad (3.16)$$

$$\oiint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0. \quad (3.17)$$

Hierbei bezeichnet  $\mathbf{E}$  das elektrische Feld ( $\text{V m}^{-1}$ ),  $\mathbf{B}$  die magnetische Flussdichte (T),  $\mathbf{J}$  die Stromdichte ( $\text{A m}^{-2}$ ),  $\rho$  die Ladungsdichte ( $\text{C m}^{-3}$ ),  $\mu_0$  die Permeabilität im freien Raum ( $= 4\pi \times 10^{-7} \text{H m}^{-1}$ ) und  $\varepsilon_0$  die Permittivität im freien Raum ( $= 8.854 \times 10^{-12} \text{F m}^{-1}$ ).

Aus Gleichung (3.10) ist ersichtlich, dass ein veränderliches Magnetfeld ein elektrisches Feld induziert. Dieses induzierte  $E$ -Feld ruft wiederum in leitfähigem Material Ströme hervor, welche als Wirbelströme bekannt sind.

Die zweite Gleichung (3.11) baut auf dem Ampere'schen Durchflutungsgesetz auf, welches von Maxwell um eine zeitveränderliche Komponente  $\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$  erweitert wurde. Sie zeigt, dass ein magnetisches Feld von bewegter Ladung (Stromfluss) erzeugt werden kann, aber auch von einem zeitlich veränderlichen elektrischen Feld hervorgerufen werden kann, selbst dann wenn kein Strom fließt. Die zeitveränderliche Komponente wird Verschiebungsstrom genannt.

Gleichung (3.12) zeigt, dass Ladung als Quelle fungiert und ebenfalls ein elektrisches Feld erzeugt. Die vierte Gleichung (3.13) gibt den Sachverhalt wieder, dass es keine magnetischen Quellen gibt. Magnetische Feldlinien sind stets geschlossen, im Gegensatz zu elektrischen Feldlinien, welche an einer Ladung beginnen, oder enden können (Durney, 1992).

Ergänzt werden die Gleichungen (3.10) – (3.13) bzw. (3.14) – (3.17) noch durch die Materialgleichungen:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (3.18)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (3.19)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{J}_s \quad (3.20)$$

welche sich in linearen Medien zu

$$\mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H} \quad (3.21)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (3.22)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (3.23)$$

vereinfachen.

$\mathbf{P}$  und  $\mathbf{M}$  bezeichnen hierbei die elektrische, bzw. die magnetische Polarisierung des Mediums und  $J_s$  die Stromdichte.  $\varepsilon_r$  bezeichnet die Permittivitätszahl,  $\mu_r$  die Permeabilitätszahl und  $\sigma$  die elektrische Leitfähigkeit.

Mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen können das Verhalten und die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle auch in Materie vollständig beschrieben werden. Allerdings kann keine einheitliche Lösung für den gesamten Frequenzbereich angegeben werden. Das Verhalten ist von der Frequenz  $f$ , bzw. der Wellenlänge (im freien Raum)  $\lambda_0$  abhängig und kann in drei Bereiche unterteilt werden (Durney, 1992):

$\lambda_0 \gg L$ :

Für Frequenzen, bei denen die Wellenlänge deutlich größer ist, als die größte Dimension  $L$  des Körpers auf den sie trifft, finden die sogenannten quasi-stationären Näherungen Gültigkeit. Hier verändern sich die Felder relativ langsam mit der Zeit, so dass die zeitveränderlichen Terme  $\frac{\partial}{\partial t}$  ganz (statischen Fall) oder teilweise (quasistatisch) vernachlässigt werden können. Die magneto-statischen Näherungen finden beispielsweise Gültigkeit, wenn die Verschiebungsdichte  $\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$  vernachlässigbar klein gegenüber der Stromdichte  $\mathbf{J}$  ist. Gleichungen (3.11) bzw. (3.15) vereinfachen sich hierbei zu

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (3.24)$$

bzw.

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 \iint \mathbf{J} \cdot d\mathbf{A}. \quad (3.25)$$

Entsprechend würden sich für die elektro-statische Betrachtung die Gleichungen (3.10) und (3.14) darstellen lassen als

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (3.26)$$

und

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = 0. \quad (3.27)$$

Folglich ist eine entkoppelte Betrachtung der magnetischen und elektrischen Felder möglich.

Diese Annahmen können in einem gewissen Rahmen auch für die Beschreibung der Felder in der MRT mit niedrigen Grundfeldstärken gemacht werden. Bei derartigen Überlegungen muss jedoch beachtet werden, dass sich die Wellenlänge des *EM*-Feldes deutlich ändern kann, sobald es Materie durchdringt. Hierbei gilt der Zusammenhang

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r}}, \quad (3.28)$$

wobei  $\lambda_0$  die Wellenlänge im freien Raum und  $\lambda$  die veränderte Wellenlänge in Materie, mit relativer Permittivität  $\epsilon_r$  und magnetischer Permeabilität  $\mu_r$ , sind. Der Faktor  $\sqrt{\mu_r \epsilon_r}$  bewegt sich für Betrachtungen des Kopfgewebes in etwa zwischen 5 und 10, wobei die Materialeigenschaften ebenfalls von der Frequenz abhängen.

Bei einem Grundfeld von beispielsweise 0.5 T beträgt die Wellenlänge im freien Raum mehr als 14 m. Hier sind die magnetischen und elektrischen Felder noch recht schwach gekoppelt. Infolgedessen werden im Körper weniger Wirbelströme hervorgerufen und ein homogenes Magnetfeld ist leichter zu erreichen. Das Gewebe selbst ist nahezu unmagnetisch ( $\mu_r \approx 1$ ) und hat daher kaum Einfluss auf das erzeugte *B*-Feld. Auch hinsichtlich der SAR ist dieser Fall günstig, da aufgrund des wenig ausgeprägten begleitenden *E*-Feldes, nur geringe Gewebeerwärmung verursacht wird (Durney, 1992) (Jin, et al., 1996). Allerdings sind mit derartigen Grundfeldmagnetstärken viele Anwendungen der modernen MRT, wie beispielsweise die funktionelle MRT (fMRT), nicht möglich, da das erreichte Signal-zu-Rausch Verhältnis (engl. Signal-to-Noise Ratio, SNR) zu gering ist. SNR wächst etwa linear mit der Magnetfeldstärke  $B_0$ , ebenso wie die Frequenz des  $B_1$ -Feldes. Im Falle eines 4 Tesla MRT Systems ist man mit einer Larmor-Frequenz von etwa 170 MHz und einer Wellenlänge von 1.7 m für den freien Raum bereits in einem Bereich, bei dem die magnetischen und elektrischen Felder stark miteinander gekoppelt sind und die vollen Maxwell-Gleichungen mit den zeitlichen Abhängigkeiten angewendet werden müssen (Hand, 2008).

$\lambda_0 \sim L$ :

In diesem Bereich ist die Wellenlänge in Materie in etwa so groß, oder auch schon kleiner als die Maße des Körpers. Dieser Fall ist der für die moderne MRT interessante und es müssen unbedingt die vollen Maxwell-Gleichungen beachtet werden. Charakteristisch ist hier die starke Kopplung der elektrischen und magnetischen Felder, entsprechend Gleichungen (3.10) und (3.11), bzw. (3.14) und (3.15). Diese Kopplung bringt zwei für die MRT unerwünschte

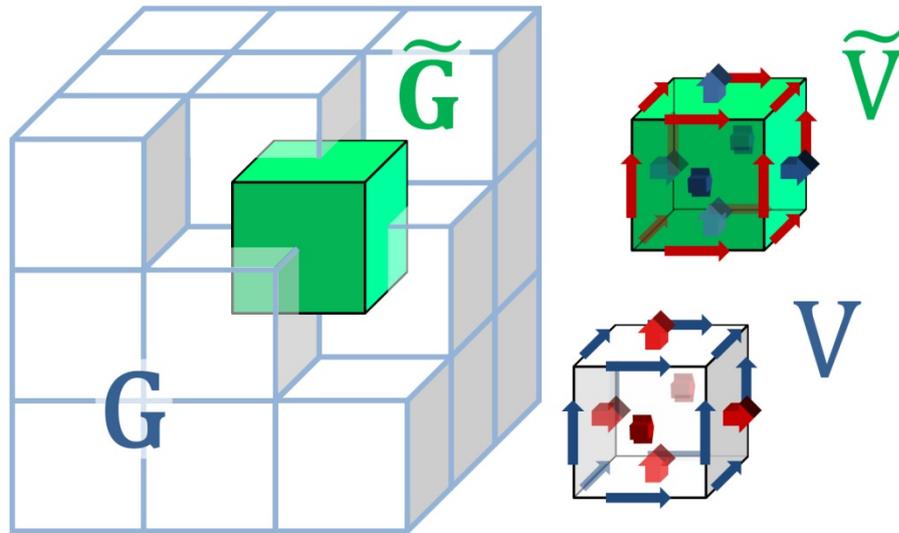
Konsequenzen mit sich. Zum einen nimmt mit steigender Frequenz auch die Inhomogenität des resultierenden  $B_1$ -Feldes zu (Jin, et al., 1996). Dies war, wie weiter oben erläutert wurde, zuvor kaum ein Problem, aufgrund der niedrigen magnetischen Permeabilität des menschlichen Gewebes. Nun wird das erzeugte Magnetfeld aber von einem deutlich ausgeprägten elektrischen Feld begleitet, welches aufgrund der starken dielektrischen Eigenschaften des Körpers mit diesem korreliert. Als Konsequenz wird das  $B_1$ -Feld durch die Schwankungen des  $E$ -Feldes beeinflusst. Zum anderen bringt die starke Kopplung der beiden Felder auch Sicherheitsbedenken mit sich. Entsprechend Gleichung (2.3) steigt die SAR quadratisch mit dem elektrischen Feld an und kann nun Werte erreichen, die eine genaue Überwachung erfordern. Mit der zunehmenden Inhomogenität des  $EM$ -Feldes muss zudem die Bildung von SAR Hotspots bedacht werden.

$\lambda_0 \ll L$ :

Für höhere Frequenzen gelangt man schließlich in den Mikrowellenbereich und darüber hinaus. Die Wellenlängen betragen hier höchstens noch wenige Millimeter. Diese Größenordnung ist für die MRT, abgesehen von den rein praktischen Limitierungen bezüglich der Hardware, nicht mehr interessant, da die Eindringtiefe der  $EM$ -Felder mit der Wellenlänge sinkt und bereits bei 10 GHz nur noch etwa 3.5 mm in die Haut eindringt (Hand, 2008).

### 3.3.3 Finite Integrationstechnik

Im Rahmen dieser Arbeit werden ausschließlich Situationen betrachtet, die in dem zweiten Bereich ( $\lambda_0 \sim L$ ) einzuordnen sind. Zur numerischen Lösung der Maxwell-Gleichungen wird die Finite Integrationstechnik (FIT) verwendet, welche 1977 vorgestellt wurde (Weiland, 1977) (Weiland, 1977) (Weiland, 1979). Sie beruht auf einer Diskretisierung der Integralform der Maxwell-Gleichungen und führt diese über in lineare Gleichungssysteme, welche schließlich gelöst werden. Die Diskretisierung erfolgt hierbei in zwei gleich angelegten, zueinander dualen Gitternetzen  $G$  und  $\tilde{G}$ , die sich über das gesamte für die Berechnung relevante Gebiet erstrecken. Eine räumliche Diskretisierung wird durch Unterteilung des *primären* Gitters  $G$  in eine endliche Zahl von nicht-leeren Volumen  $V$  erreicht. Das *duale* Gitter  $\tilde{G}$  wird nun so angeordnet, dass jeder Knotenpunkt des primären Gitters  $G$  genau mittig in einem Volumen  $\tilde{V}$  von  $\tilde{G}$  liegt (Abbildung 3.3).



**Abbildung 3.3:** Duales Gitter  $\{G, \tilde{G}\}$  und diskrete Volumen  $V$  und  $\tilde{V}$

Die einzelnen Zellen des Gitters  $G$  sind kanonisch entlang der Gitterachsen nummeriert, mit  $1 \leq i \leq I, 1 \leq j \leq J$  und  $1 \leq k \leq K$ , wobei die Gesamtzahl der Gitterzellen  $N_G = I \cdot J \cdot K$  ist. Die entsprechende Nummer für eine Zelle wird dann als  $n = i + (j - 1) \cdot I + (k - 1) \cdot I \cdot J$  festgelegt.

Für jede Zelle  $n$  kann nun die elektrische Kantenspannung  $\hat{e}_i$  entlang einer Kante  $L_i$  und der magnetische Fluss  $\hat{b}_j$  durch eine Randfläche  $A_j$  definiert werden als

$$\hat{e}_i = \int_{L_i} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} \quad (3.29)$$

$$\hat{b}_j = \int_{A_j} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A}. \quad (3.30)$$

Ebenso wird für jede Zelle  $\tilde{n}$  des Gitters  $\tilde{G}$  die magnetische Kantenspannung  $\hat{h}_i$  entlang einer Kante  $\tilde{L}_i$  und sowohl der elektrische Fluss  $\hat{d}_j$ , als auch der elektrische Strom  $\hat{j}_j$  durch eine Randfläche  $\tilde{A}_j$  definiert als

$$\hat{h}_i = \int_{\tilde{L}_i} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} \quad (3.31)$$

$$\hat{d}_j = \int_{\tilde{A}_j} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} \quad (3.32)$$

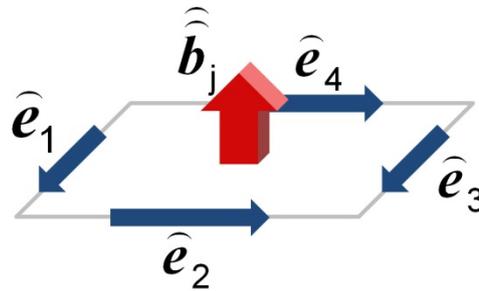
$$\hat{j}_j = \int_{\tilde{A}_j} \mathbf{J} \cdot d\mathbf{A}. \quad (3.33)$$

Die Symbole  $\hat{\cdot}$ , bzw.  $\widehat{\cdot}$  kennzeichnen hierbei die Integration über Ränder, bzw. über Flächen. Es sei nun  $L^j = L_1 + L_2 + L_3 + L_4$  die Umrandung einer Fläche  $A_j$  einer beliebigen Gitterzelle in  $G$ . Dann lässt sich das Konturintegral über die elektrische Feldstärke  $\mathbf{E}$  entlang  $L^j$  schreiben als (**Abbildung 3.4**)

$$\hat{e}^j = \int_{L^j} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = \int_{L_1} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} + \int_{L_2} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} - \int_{L_3} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} - \int_{L_4} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}, \quad (3.34)$$

mit  $\hat{e}^j = \hat{e}_1 + \hat{e}_2 - \hat{e}_3 - \hat{e}_4$  und somit mit (3.30) und (3.14):

$$\hat{e}_1 + \hat{e}_2 - \hat{e}_3 - \hat{e}_4 = -\frac{d}{dt} \widehat{b}_j. \quad (3.35)$$



**Abbildung 3.4:** Komponenten der elektrischen Feldstärke entlang der Umrandung einer Fläche

Insgesamt lässt sich daher für das gesamte Gitter  $G$  die erste Maxwell-Gleichung (3.14) wie folgt formulieren:

$$\mathbf{C} \hat{\mathbf{e}} = -\frac{d}{dt} \widehat{\mathbf{b}} \quad (3.36)$$

mit

$$\mathbf{C} = (c_{ij})_{i,j=1,\dots,N}, \quad \hat{\mathbf{e}} = \begin{pmatrix} \hat{e}_1 \\ \hat{e}_2 \\ \vdots \\ \hat{e}_N \end{pmatrix}, \quad \widehat{\mathbf{b}} = \begin{pmatrix} \widehat{b}_1 \\ \widehat{b}_2 \\ \vdots \\ \widehat{b}_N \end{pmatrix},$$

wobei  $N = 3 \cdot N_G$  ist und die  $c_{ij}$  nur Werte aus  $\{-1, 0, 1\}$  annehmen können. Die Matrix  $\mathbf{C}$  enthält lediglich Informationen über die Lage der Flächen und Kanten, die das Gitter  $G$  bilden, und deren Orientierung, welche das Vorzeichen der Matrixeinträge bestimmt. Sie stellt auf dem Gitter  $G$  einen diskreten Rotations-Operator dar.

Entsprechend lässt sich der diskrete Operator für die Divergenz ausdrücken. Die Herleitung erfolgt mit Hilfe der Aussage der Maxwell-Gleichung (3.17), dass es keine magnetischen Ladungen gibt. Sei  $A^n = A_1 + A_2 + A_3 + A_4 + A_5 + A_6$  die Oberfläche einer beliebigen Zelle  $n$  des Gitters  $G$  (Abbildung 3.5), so muss für diese (3.17) erfüllt sein und daher gelten

$$\int_{A^n} \mathbf{B} d\mathbf{A} = -\int_{A_1} \mathbf{B} d\mathbf{A} + \int_{A_2} \mathbf{B} d\mathbf{A} - \int_{A_3} \mathbf{B} d\mathbf{A} + \int_{A_4} \mathbf{B} d\mathbf{A} - \int_{A_5} \mathbf{B} d\mathbf{A} + \int_{A_6} \mathbf{B} d\mathbf{A} = 0.$$

Zusammen mit (3.30) folgt:

$$-\hat{b}_1 + \hat{b}_2 - \hat{b}_3 + \hat{b}_4 - \hat{b}_5 + \hat{b}_6 = 0 \quad (3.37)$$

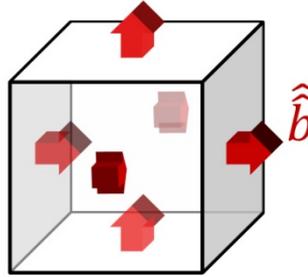


Abbildung 3.5: magnetischer Fluss durch die Oberfläche eines Volumens V

Da dieser Zusammenhang über jedes Volumen in  $G$  erfüllt ist folgt:

$$\mathbf{s}\hat{\mathbf{b}} = 0, \quad (3.38)$$

mit dem diskreten Divergenz-Operator

$$\mathbf{S} = (s_{ij})_{i=1,\dots,N_G, j=1,\dots,N}$$

wobei ebenso wie bei  $\mathbf{C}$  die  $s_{ij}$  nur Werte aus  $\{-1,0,1\}$  annehmen können. Dieses lineare Gleichungssystem entspricht der Maxwell-Gleichung (3.17).

Ganz analog zu obigem Vorgehen lässt sich nun die Diskretisierung der zweiten Maxwell-Gleichung (3.15) durch Aufsummierung der Verschiebungsströme und Stromdichten zusammen mit (3.31) darstellen als

$$\tilde{\mathbf{C}}\hat{\mathbf{h}} = \hat{\mathbf{j}} + \frac{d}{dt}\hat{\mathbf{a}}, \quad (3.39)$$

$$\text{mit } \hat{\mathbf{j}} = \begin{pmatrix} \hat{j}_1 \\ \hat{j}_2 \\ \vdots \\ \hat{j}_N \end{pmatrix}, \hat{\mathbf{h}} = \begin{pmatrix} \hat{h}_1 \\ \hat{h}_2 \\ \vdots \\ \hat{h}_N \end{pmatrix} \text{ und } \hat{\mathbf{a}} = \begin{pmatrix} \hat{a}_1 \\ \hat{a}_2 \\ \vdots \\ \hat{a}_N \end{pmatrix}.$$

Die Matrix  $\tilde{\mathbf{C}}$  stellt entsprechend zu  $\mathbf{C}$  auf dem Gitter  $\tilde{G}$  einen diskreten Rotations-Operator dar. Aufgrund der per Definition vorhandenen Dualität der Gitter  $G$  und  $\tilde{G}$  gilt der Zusammenhang (Weiland, 1985)

$$\mathbf{C} = \tilde{\mathbf{C}}^T. \quad (3.40)$$

Definiert man die elektrische Ladung in einem Volumen  $\tilde{V}_k$  des Gitters  $\tilde{G}$  als  $q_e = \int_{\tilde{V}_k} \rho dV$ , so lässt sich schließlich auch die noch fehlende Maxwell-Gleichung (3.16) auf entsprechende Weise angeben:

$$\tilde{\mathbf{S}}\hat{\mathbf{d}} = q_e, \quad (3.41)$$

mit  $\tilde{\mathbf{S}} = (\tilde{s}_{ij})_{i=1,\dots,N_G, j=1,\dots,N}$  und  $\tilde{s}_{ij} \in \{-1, 0, 1\}$ .

Die linearen Gleichungssysteme (3.36), (3.38), (3.39) und (3.41) stellen für das Gitterpaar  $\{G, \tilde{G}\}$  die sogenannten *Gitter-Maxwellgleichungen* (engl. Maxwell-Grid-Equations, MGE) dar.

Zur Lösung der MGEs müssen diese Gleichungssysteme noch mit den Materialgleichungen ergänzt werden. Im Folgenden wird von einem linearen Medium ausgegangen. Die Diskretisierung der Materialgleichungen (3.18), (3.19) und (3.20) erfolgt dann unter Zuhilfenahme von Materialmatrizen  $M_\varepsilon$ ,  $M_\mu$  und  $M_\sigma$ , welche für jede Zelle  $n$ , bzw.  $\tilde{n}$  des Gitterpaares  $\{G, \tilde{G}\}$  gemittelte Werte für die elektrische Permittivität  $\varepsilon$ , die magnetische Permeabilität  $\mu$  und die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  enthalten. Mit seiner dualen Struktur ist  $\{G, \tilde{G}\}$  derart angelegt, dass sich die Beziehungen wie folgt formulieren lassen (Hand, 2008) (Clemens & Weiland, 2001):

$$\hat{\mathbf{d}} = \mathbf{M}_\varepsilon \hat{\mathbf{e}} \quad (3.42)$$

$$\hat{\mathbf{j}} = \mathbf{M}_\sigma \hat{\mathbf{e}} \quad (3.43)$$

$$\hat{\mathbf{b}} = \mathbf{M}_\mu \hat{\mathbf{h}}. \quad (3.44)$$

Die FIT nutzt ein sogenanntes Leapfrog-Verfahren zur iterativen Berechnung der Felder (Weiland, 1996). Die dabei benötigten Zeitableitungen in (3.36) und (3.39) werden hierfür durch zentrale Differenzenquotienten ersetzt:

$$\mathbf{C}\hat{\mathbf{e}}^{(n+1/2)} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{M}_\mu \hat{\mathbf{h}}^{(n+1/2)} \approx -\mathbf{M}_\mu \frac{\hat{\mathbf{h}}^{(n+1)} - \hat{\mathbf{h}}^{(n)}}{\Delta t} \quad (3.45)$$

$$\tilde{\mathbf{C}}\hat{\mathbf{h}}^{(n+1)} = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{M}_\varepsilon \hat{\mathbf{e}}^{(n+1)} + \hat{\mathbf{j}}^{(n+1)} \approx \mathbf{M}_\varepsilon \frac{\hat{\mathbf{e}}^{(n+3/2)} - \hat{\mathbf{e}}^{(n+1/2)}}{\Delta t} + \hat{\mathbf{j}}^{(n+1)}, \quad (3.46)$$

wobei der hochgestellte Index den Zeitschritt angibt, zu dem die Feldwerte berechnet werden, mit  $f^{(n+1/2)} := f(t = (n + \frac{1}{2}) \Delta t)$ .

Durch Umordnung der Gleichungen (3.45) und (3.46) lässt sich die Aktualisierungsvorschrift angeben als

$$\hat{\mathbf{h}}^{(n+1)} = \hat{\mathbf{h}}^{(n)} - \Delta t \mathbf{M}_\mu^{-1} \mathbf{C} \hat{\mathbf{e}}^{(n+1/2)} \quad (3.47)$$

$$\hat{\mathbf{e}}^{(n+3/2)} = \hat{\mathbf{e}}^{(n+1/2)} - \Delta t \mathbf{M}_\varepsilon^{-1} (\tilde{\mathbf{C}} \hat{\mathbf{h}}^{(n+1)} - \hat{\mathbf{j}}^{(n+1)}). \quad (3.48)$$

Die elektrischen und magnetischen Felder werden auf diese Weise iterativ jeweils um einen halben Zeitschritt versetzt berechnet. Dabei wird eine Feldkomponente zu einem Zeitpunkt  $(n + 1)$  aus ihrem eigenen Wert zum Zeitpunkt  $(n)$  und der jeweils anderen Feldkomponente zum Zeitpunkt  $(n + 1/2)$  ermittelt.

Zur Terminierung der Feldberechnung wird die Gesamtenergie im System betrachtet. Sinkt die Energie unter eine vorher festgelegte Grenze, wird die Berechnung beendet. Der Energieabklang wird während der Feldsimulationen aus der bislang größten ermittelten Energie und der Systemenergie für den jeweils letzten Berechnungsschritt festgelegt. Ergänzend oder auch alternativ hierzu kann für die Simulationen auch ein zeitliches Abbruchkriterium gesetzt werden. Hierbei wird die Berechnungszeit durch eine vorher festgelegte Anzahl an Pulslängen begrenzt. Eine Pulslänge entspricht einer bestimmten Anzahl von Iterationsschritten, die wiederum von der Größe der verwendeten Gitterzellen abhängen.



## 4 MATERIAL UND METHODEN

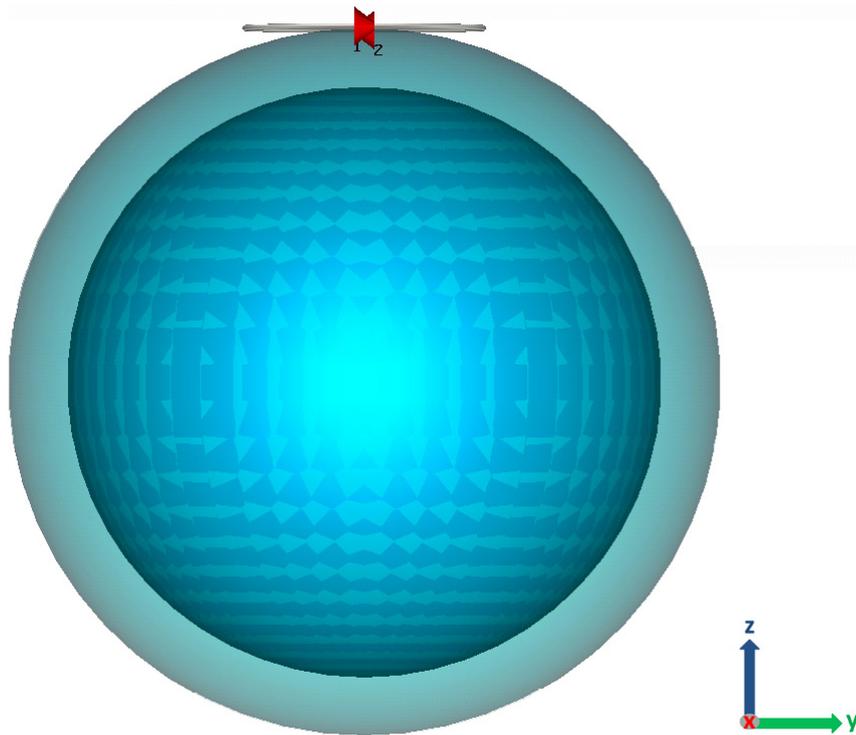
In diesem Kapitel werden zunächst das für eine Vorbetrachtung verwendete Kugelschalenmodell und die in dieser Arbeit verwendeten Körpermodelle, sowie die verschiedenen Veränderungen, die an ihnen für die anstehenden Simulationen vorgenommen wurden, beschrieben. Anschließend wird das Spulenmodell, mit dem die Studie durchgeführt wurde, mit allen notwendigen Einstellungen vorgestellt. Die wichtigsten Schritte der Auswertungs-Routinen werden ebenfalls erläutert, und abschließend eine Methode zur analytischen Berechnung eines Kugelschalenmodells erarbeitet, und dessen Lösung mit den simulierten Daten eines entsprechenden Voxelmodells verglichen.

Für diese Arbeit stand eine HP Workstation mit einem Intel Xeon X5472 Dual Quad-Core Prozessor mit je 3.00 GHz, einer NVIDIA Quadro NVS 290 mit 256 MB Speicher als Grafikkarte und einem Arbeitsspeicher von 32 GB zur Verfügung. Als Betriebssystem wurde Windows XP Professional für 64 Bit installiert. Die anstehenden FIT-Simulationen wurden mit der kommerziell erhältlichen 3D EM Simulationssoftware CST MICROWAVE STUDIO® 2010 und 2011 (CST GmbH, Darmstadt, Germany) durchgeführt. Viele der in den folgenden Kapiteln präsentierten Abbildungen basieren ganz oder teilweise auf Visualisierungen dieses Tools. Die den Simulationen vorausgehende Bearbeitung der Voxelmodelle, sowie die weitere Auswertung der Simulationsdaten wurde mit Hilfe der kommerziellen Software MATLAB (The MathWorks Inc., Natick, MA) realisiert.

### 4.1 Kugelschalenmodell

Um einen direkten Vergleich zwischen analytischer Feldberechnung wie sie in Kapitel 2.4 beschrieben ist und numerischer Simulation zu erhalten, wird ein entsprechendes Kugelphantom in MICROWAVE STUDIO angelegt. Das Phantom besteht ebenso wie das analytische Modell aus einer inneren Kugel mit einem Radius von 10 cm und den dielektrischen Eigenschaften  $\epsilon_{1r} = 52.00$ ,  $\sigma_1 = 0.550$  S/m und  $\rho_1 = 1030$  kg/m<sup>3</sup> und einer Ummantelung mit einem äußeren Radius von 12 cm und den dielektrischen Eigenschaften  $\epsilon_{2r} = 13.45$ ,  $\sigma_2 = 0.0825$  S/m und  $\rho_2 = 1850$  kg/m<sup>3</sup>.

Die elektromagnetischen Felder werden von einer stromdurchflossenen verlustfreien Leiterschleife (2 mm  $\emptyset$ ) mit einem Radius von 4 cm erzeugt, welche sich in der  $xy$ -Ebene befindet und entlang der  $z$ -Achse mit  $z = +12$  cm genau angrenzend an das Kugelphantom platziert ist (Abbildung 4.1). Sie wird von zwei Stromquellen mit jeweils 1 A angeregt. Die beiden Stromquellen befinden sich auf der  $x$ -Achse bei  $x = -4$  cm und  $x = +4$  cm.



**Abbildung 4.1:** Kugelphantom bestehend aus einer inneren Kugel und einer Ummantelung. Das HF-Signal wird durch eine stromdurchflossene Leiterschleife erzeugt, in welche mittels zweier Ports ein Strom eingespeist wird.

Das Modell wurde mit einem Rechengitter von insgesamt etwa 1000000 Gitterzellen vernetzt, wobei die kleinste Zelle eine Kantenlänge von 2 mm aufweist.

## 4.2 Körpermodelle

Alle verwendeten Körpermodelle wurden so angepasst, dass sich die Referenznummern der einzelnen Voxel auf eine gemeinsame Gewebetabelle beziehen. Sie enthält sämtliche in den verschiedenen Modellen vorkommenden Gewebe und ihre zugehörigen Materialeigenschaften für eine Frequenz von 298.2 MHz. Zur Festlegung der Gewebeigenschaften wurde auf die Datenbank der Federal Communications Commission ((Gabriel, 1996), <http://transition.fcc.gov/oet/rfsafety/dielectric.html>) zurückgegriffen, deren Daten auf ausführlichen Messungen der dielektrischen Eigenschaften der einzelnen Gewebe beruhen und diese durch Extrapolation auf einen breiten Frequenzbereich erweitern (Gabriel, 2005). Vereinzelt fehlende Dichte-Werte von Geweben der Virtuellen Familie wurden der „Semcad Materiallist“ entnommen, die dem Datensatz der Virtuellen Familie beigelegt war.

Das jeweilige Voxelmodell und die dazugehörige Gewebeliste sind über eine Text-Datei verknüpft (Abbildung 4.2). Sie enthält neben den Namen von Modell und Gewebeliste auch Informationen über die Größe der Voxel des Modells, so dass dieses im Simulationstool richtig dargestellt wird.

```

[version]
1.0

[Material]
//f [MHz]
298.2  reference_material11ist_298p2MHz.txt

[Background]
16

[voxel]
//type  nx      ny      nz      dx[mm]  dy[mm]  dz[mm]  offset  filename
char    270     141     902     2        2        2        0       vf_man_2mm.1at

[Bitmap]
front   Front.bmp
side    side.bmp

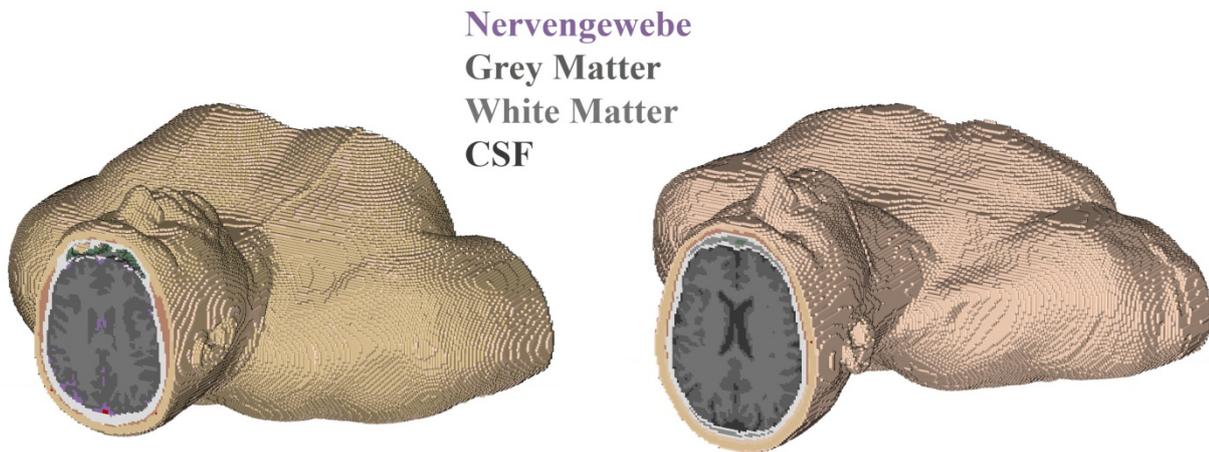
```

**Abbildung 4.2:** Vox-Datei mit Verknüpfung des Voxelmodells Duke der Virtuellen Familie (Voxelgröße 2 mm) mit der Materialliste für 298.2 MHz.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die Modelle eine Voxelgröße von 2 mm gewählt. Dies ist ein Kompromiss zwischen den Hardware-Anforderungen und Rechenzeiten und der Genauigkeit der Modelle. In den meisten MR-Studien werden Modelle mit einer Voxelgröße von 5 bis 2 mm verwendet. Während für Untersuchungen im Torso-Bereich der Modelle eine Auflösung von 5 mm ausreichend sein kann, wird für Kopfuntersuchungen, speziell mit Hinblick auf SAR und die Lokalisierung von Hotspots eine höhere Genauigkeit angestrebt (Collins & Smith, 2003).

#### 4.2.1 Visible Human

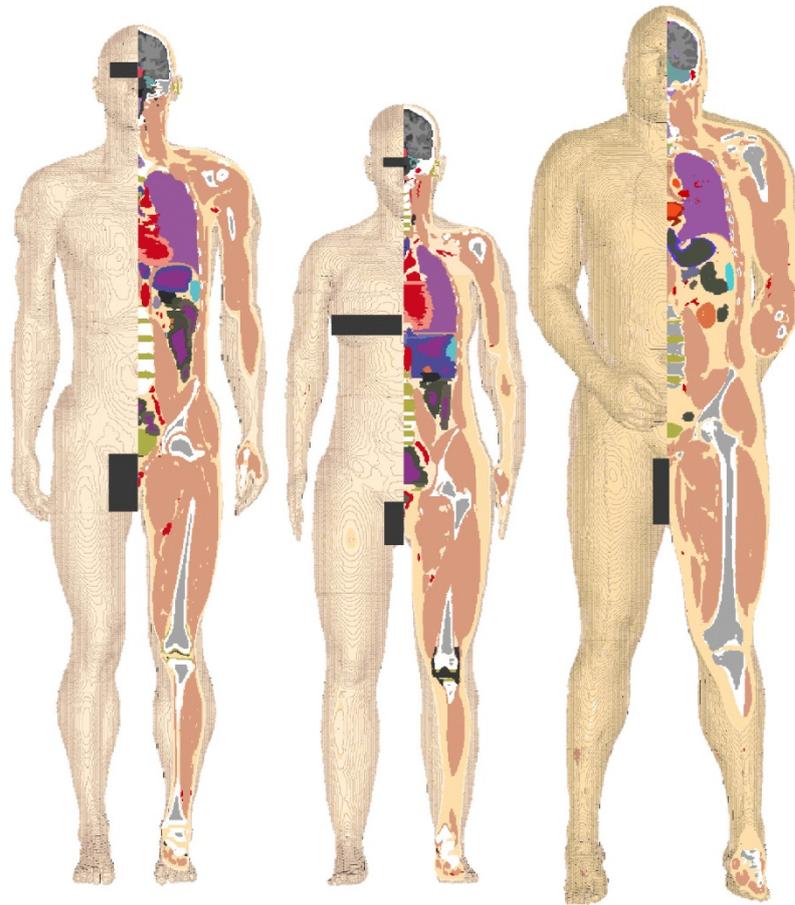
Dem Körpermodell des Visible Human (Dipp-GmbH, ehemals MVR Studio GmbH) liegt der Datensatz eines 38 Jahre alten Mannes, der im Rahmen des Visible Human Projects (vgl. Kapitel 3.1) 1994 entstanden ist, zugrunde. Die ursprüngliche Länge des Körpers betrug etwa 1,80 m und hatte vor dem Einfrieren ein Gesamtgewicht von 90.3 kg. Für das entstandene Voxelmodell (Abbildung 4.4, rechts) weicht das errechnete Gewicht mit 110.5 kg von dem ursprünglichen Wert ab. Dies ist zum einen bedingt durch ein Anschwellen des Gewebes durch den Einfrierungsprozess vor der Segmentierung. Das vergrößerte Volumen wird bei der Dichteangabe des Gewebes nicht berücksichtigt. Zudem ist durch die Darstellung mit Voxeln das Volumen des Körpers speziell an schiefen oder gekrümmten Grenzflächen vergrößert und auch durch die Verwendung von Mittelwerten für die Dichte der verschiedenen Gewebe kann es zu Abweichungen kommen. Insgesamt baut sich das Modell aus etwa 13 Millionen Voxeln auf und es werden 31 Gewebearten zuzüglich Luft unterschieden, von denen sich 15 im Kopf befinden (Tabelle 9.1). Ein wichtiger Unterschied in der Segmentierung zu den anderen in dieser Arbeit verwendeten Modellen besteht in dem Fehlen der Cerebrospinalflüssigkeit (CSF – cerebrospinal fluid), welche bei der *post mortalen* Segmentierung durch Diffusion und begründet durch die Präparation des Körpers verloren gegangen ist, bzw. für die Segmentierung nicht mehr ausreichend vom umliegenden Gewebe unterschieden werden konnte (Abbildung 4.3). An seiner Stelle sind im Modell des Visible Human Graue und Weiße Substanz, sowie Nervengewebe segmentiert.



**Abbildung 4.3:** Gewebeansicht für die Modelle des Visible Human (links) und Duke (rechts). Für das Modell Duke ist in der betrachteten Schnittebenen die Segmentierung von CSF deutlich zu erkennen. An entsprechender Position treten im Visible Human Weiße Hirnsubstanz und Nervengewebe auf.

#### 4.2.2 The Virtual Family

Um weitere Körpermodelle zu erhalten wurde auf den Datensatz der Virtuellen Familie (Christ, et al., 2010) zurückgegriffen. Diese Daten umfassen vier Ganzkörpermodelle, im Einzelnen einen Mann (34 Jahre), eine Frau (26 Jahre) und zwei Kinder (11 und 6 Jahre), die auf hochauflösenden MR-Scandaten basieren welche *in vivo* aufgenommen wurden. Die Modelle der beiden Erwachsenen (Abbildung 4.4, links und mittig) fanden für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit Verwendung. Das Modell des Mannes (Duke) setzt sich für die gewählte Auflösung von 2 mm aus mehr als 8.5 Millionen Voxeln zusammen, was einer Körpergröße von 1.77 m und einem Gesamtgewicht von 72.4 kg entspricht. Das Modell der Frau (Ella) besteht aus knapp 7 Millionen Voxeln, ebenfalls mit einer Kantenlänge von 2 mm. Dies resultiert in einer Modelllänge von 1.63 m mit einem Gesamtgewicht von 58.7 kg. Beide Modelle sind mit über 80 verschiedenen Gewebearten segmentiert, welche mit 45 unterschiedlichen Gewebeparametern versehen sind. Im Kopf der beiden Modelle werden 44 Gewebetypen, mit 25 Gewebeparametern unterschieden (Tabelle 9.1).



**Abbildung 4.4:** Virtuelle Familie Modell Duke (links) und Ella (mittig), sowie das Modell des Visible Human (rechts);

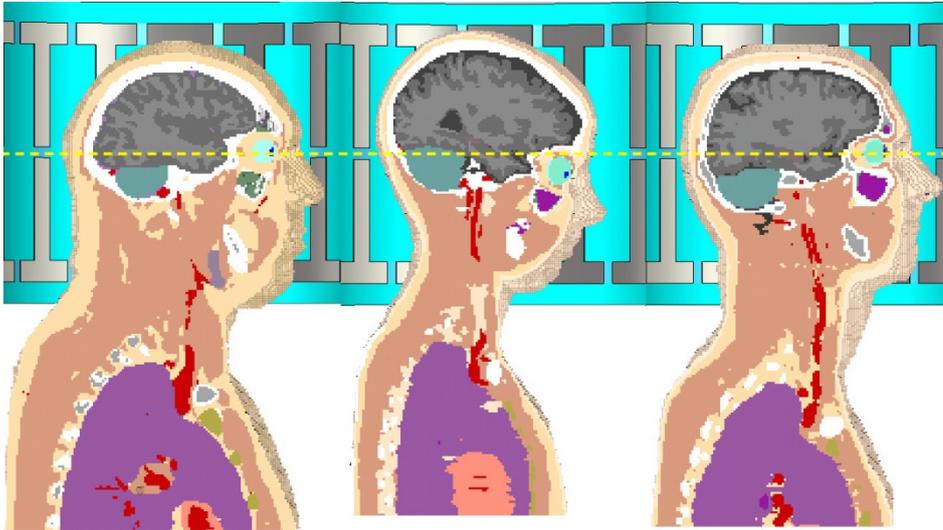
Der dem Modell Ella zugrunde liegende Körper wurde im Vergleich zu den Körpern, die den beiden anderen Modellen Duke und Visible Human zugrunde liegen, in einer leicht unterschiedlichen Haltung eingescannt, so dass ihr Kopf um einige Grad nach vorne gebeugt ist. In Hinblick auf eine bessere Vergleichbarkeit der Simulationsergebnisse der Modelle untereinander, wird das Körpermodell von Ella, bezogen auf den äußersten Punkt der Schädeldecke entlang der z-Achse, stets 2 cm weiter in die Spule eingebracht (Abbildung 4.5).

### 4.2.3 Variation der Modelle

Im Laufe dieser Arbeit wurden die Voxelmodelle mit Hilfe der Software MATLAB bearbeitet, um bestimmte Merkmale für die Simulationen herauszustellen und zu untersuchen. Wenn man von komplizierteren strukturellen Veränderungen absieht, wie beispielsweise der Anpassung des Verlaufs einer Arterie im Körper, oder einer Änderung der Haltung des Modells, so sind meistens nur wenige Zeilen nötig, um eine entsprechende Anpassung an der Array-Darstellung des Voxelmodells durchzuführen. Die Verkürzung eines Modells wird demnach realisiert, indem entweder das Array an entsprechender Stelle „abgeschnitten“ wird,

oder die Nummern der Voxel in dem Bereich der entfernt werden soll den Eintrag für „Luft“ erhalten.

Die supine Ausrichtung der Modelle muss ebenfalls im Vorfeld stattfinden, da ein Voxelmodell in der verwendeten Version von MWS nur horizontal bzw. vertikal verschoben, aber noch nicht beliebig rotiert werden kann. Hierfür wird wieder das 3D-Array selbst in gewünschter Weise umgeordnet.



**Abbildung 4.5:** Seitenansicht der Modelle Visible Human (links), Ella (mittig) und Duke (rechts). Der Kopf von Ella ist leicht nach vorne gebeugt und daher entlang der z-Achse etwa 2 cm länger als bei den beiden anderen Modellen.

### *Kürzung der Modelle*

Zur Untersuchung der für die elektromagnetischen Feldberechnungen im Bereich des Kopfes notwendigen Ausdehnung der Modelle in z-Richtung, werden verschiedene Kürzungen der Modelle bereitgestellt. Neben der Ganzkörperdarstellung werden die Modelle Duke und Ella jeweils in einer Höhe von 440 mm und das Modell des Visible Human in einer Höhe von 450 mm, gemessen von Kopf zu Fuß, abgeschnitten. Diese Kürzung belässt den Kopf, den gesamten Hals und einen Teil der Schultern und des Brustkorbes. Als weiteren Schritt werden die drei Modelle direkt unter dem Kinn gekürzt, so dass nur der Kopf ohne Hals für die Simulationen verbleibt. Die resultierende Modelllänge beträgt für Duke 224 mm, für Ella 240 mm und für den Visible Human 242 mm.

Ein Überblick über Gewicht und Ausmaß der gekürzten Modelle wird in der folgenden Tabelle gegeben:

**Tabelle 4.1:** Übersicht über Modelllänge, Anzahl der Voxel und Gewicht der Modelle Visible Human, Duke und Ella. Die Daten werden angegeben für das ganze Modell (GM) und für die Kürzungen auf Kopf/Schultern (KS) und Kopf (Ko).

	Modelllänge [mm]			Anzahl Voxel [ $\cdot 10^6$ ]			Gewicht [kg]		
	GM	KS	Ko	GM	KS	Ko	GM	KS	Ko
Visible Human	1872	450	242	13.02	3.08	0.76	110	26	5.6
Duke	1804	440	224	8.56	2.09	0.57	72	18	5.0
Ella	1634	440	240	6.99	1.78	0.50	59	15	4.2

### *Gewebekombinationen*

Hotspots treten häufig an Grenzflächen auf, an denen Gewebe mit hoher Leitfähigkeit auf Gewebe niedriger Leitfähigkeit trifft, können aber auch durch die Geometrie des Körpers bedingt sein. Welche Gewebesegmentierung für die Körpermodelle notwendig ist, um die Lage und Intensität der Hotspots ermitteln zu können, wird durch eine schrittweise Zusammenführung verschiedener Gewebearten untersucht. Die Kombination von zwei Gewebearten wird erreicht, indem die Voxel-Nummern des einen Gewebes auf die des anderen Gewebes umgeschrieben werden.

Der erste und in Hinblick auf Volumen größte Schritt zur Vereinfachung der Gewebestruktur ist die Einführung der „Muskel Schultern“ (tissue combination 1: TC1). Die Kopfstruktur bleibt hierbei unverändert, aber sämtliches Gewebe unterhalb des Kinns wird auf Muskel gesetzt, inklusive der Luft in Speiseröhre und Lungenflügeln.

Ausgehend von diesem Modell werden weitere Gewebekombinationen innerhalb des Kopfes betrachtet. Aufgrund der unterschiedlichen Segmentierung und der fehlenden CSF im Modell des Visible Human, wird diese Untersuchung anhand der beiden Körpermodelle der virtuellen Familie durchgeführt. Für den Visible Human wird erst wieder die abschließende Vereinfachung des Modells auf eine homogene Gewebestruktur (Muskelgewebe) angewendet (TC6).

Die Segmentierung der beiden Körpermodelle der virtuellen Familie beinhaltet viele kleine Strukturen mit nur geringen Unterschieden in den elektromagnetischen Eigenschaften verglichen mit denen des sie umgebenden Gewebes. Diese Strukturen werden für die folgenden Kombinationsschritten TC2 bis TC5 zu dem sie umgebenden Gewebe hinzugefügt und dessen dielektrischen Eigenschaften übernommen. Eine Auflistung dieser Gewebe mit zugehöriger relativer Permittivität, elektrischer Leitfähigkeit und Anzahl der Voxel findet sich in Tabelle 4.2.

**Tabelle 4.2:** Tabellarische Übersicht über die Gewebe, welche zur Vereinfachung der Modelle Duke und Ella kombiniert werden.

Gewebe	Relative Permittivität [F/m]	Leitfähigkeit [S/m]	Anzahl der Voxel
Cerebellum/Kleinhirn	59.81	0.97	19.119
Commissura anterior	43.82	0.41	8
Commissura posterior	43.82	0.41	1
CSF	72.78	2.22	33.309
Epiphysis	62.47	0.85	3783
Gehirn	51.95	0.55	165.189
Gehirn, Graue Substanz	60.09	0.69	75.219
Gehirn, Weiße Substanz	43.82	0.41	65.063
Hypocampus	60.08	0.69	1080
Hypophysis	62.47	0.85	80
Hypothalamus	62.47	0.85	32
Knorpel	46.81	0.55	32.388
Knochen (ganzer Körper)	13.45	0.08	302.963
Medulla oblongata	51.95	0.55	480
Mittelhirn	51.95	0.55	1820
Mukosa	51.95	0.63	7397
Muskel (ganzer Körper)	58.23	0.77	4.065.696
Pons	51.95	0.55	2023
Sehnen / Bänder	48.00	0.55	31.909
Thalamus	60.08	0.69	244

Im Kombinationsschritt TC2 werden die Mukosa und die Sehnen und Bänder innerhalb des Kopfes zu Knorpelgewebe hinzugenommen. Mukosa und Knorpelgewebe sind in der Segmentierung eng miteinander verschlungen und Sehnen und Bänder haben sehr ähnliche Eigenschaften wie Knorpel und liegen ebenfalls nahe beieinander. In einem weiteren Schritt werden Graue und Weiße Substanz zu einem gemittelten Hirngewebe zusammengefasst (TC3). Dieses wird mit ebenfalls gemittelten dielektrischen Eigenschaften versehen, welche entsprechend der Volumen-Verhältnisse von Grauer und Weißer Substanz gewichtet sind. Als nächste Vereinfachung der Gewebestruktur wird das Mittelhirn und das Kleinhirn dem gemittelten Hirngewebe hinzugefügt (TC4), wobei die dielektrischen Eigenschaften des Gewebes aber nicht weiter verändert werden. Eine rudimentäre Segmentierung wird in TC5 dargestellt. Hier besteht das Modell nur noch aus den vier Geweben Knochen, Gehirn, CSF und Muskel. Hierzu werden von TC4 ausgehend alle weiteren noch differenzierten Gewebe auf Muskelgewebe gesetzt. Die verschiedenen Kombinationen TC1 bis TC5 sollen Aufschluss über den Einfluss von Gewebe auf die lokale SAR geben. Wie sich die reine Geometrie des Körpers auf die elektromagnetischen Felder auswirkt, soll die Betrachtung eines homogenen Modells zeigen, welches nur noch aus Muskelgewebe besteht (TC6).

Wie bereits in Abschnitt 4.2.1 angesprochen, ist in dem Körpermodell des Visible Human keine CSF segmentiert. Dieses Modell ist weit verbreitet und wird auch oft für SAR-Berechnungen herangezogen. Zudem hat CSF unter den Kopfgeweben die höchste Leitfähigkeit (Gabriel, 1996). Um den Einfluss speziell dieses Gewebes deutlich zu machen wird ein weiteres Modell von Duke angelegt, wobei die CSF im Bereich des Gehirns, aber nicht entlang der Wirbelsäule, durch gemittelte Hirnsubstanz ersetzt wird. Dieses kann direkt mit der unveränderten Version des gleichen Modells verglichen werden.

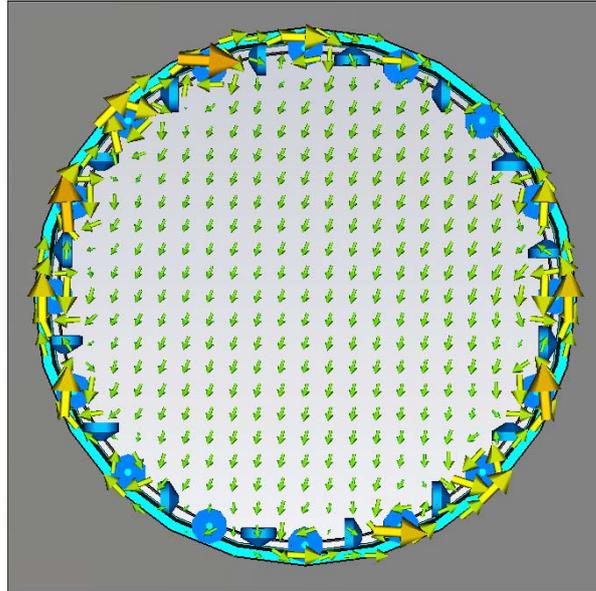
#### *Lage der Körpermodelle*

Neben den Änderungen am Körpermodell selbst, kann in Bezug auf SAR auch die relative Lage des Modells zur Kopfspule eine Rolle spielen. Wie sich kleine Verschiebungen des Kopfes innerhalb der Spule bemerkbar machen, wird anhand der auf 440 mm gekürzten Modelle Duke und Ella mit den Gewebe-Vereinfachungen TC1 analysiert. Die Modelle werden dabei entlang der  $x$ - und  $y$ -Achse in beide Richtungen um  $\pm 10$ , bzw.  $\pm 20$  mm und entlang der  $z$ -Achse um  $-10$ ,  $-15$  und  $-20$  mm verschoben.

### **4.3 Spulenmodell**

Für die anstehenden Simulationen findet eine HF-Spule mit 16 Querstäben und einem Bandpass-Birdcage-Design Verwendung (Lazar, et al., 2007). Sie hat eine Gesamtlänge von 20 cm und ist mit einer 7.5 mm dicken Ummantelung versehen, auf dessen Außenseite sich der HF-Schirm befindet. Die Spule hat im Vergleich zu anderen Birdcage-Spulen einen etwas vergrößerten Durchmesser, da sie entworfen wurde, um in die Bohrung eines Magnetresonanztomographen integriert werden zu können. Ihre Außen- und Innendurchmesser betragen 390 mm, bzw. 360 mm, gemessen an der Lage der Kapazitäten. Die HF-Anregung wird über zwei Ports realisiert, die im oberen Endring auf den Positionen 9 und 12 Uhr mit einer Phasendifferenz von  $90^\circ$  angebracht sind.

Die Spule wird zirkular polarisiert angeregt, was innerhalb des leeren Resonators ein gleichmäßig in der  $xy$ -Ebene rotierendes homogenes Magnetfeld erzeugt (Abbildung 4.6).



**Abbildung 4.6:** Momentaufnahme des in der  $xy$ -Ebene ( $z=0$ ) rotierenden Magnetfeldes ohne eingebrachte *load*.

Um eine Resonanz der Spule bei  $f_0 = 298.2$  MHz zu erreichen werden die Kapazitäten der Stäbe auf 11 pF und die der Endringe auf 9.06 pF eingestellt. Um die Resonanzverschiebungen durch Einbringung unterschiedlicher *loads* an verschiedenen Positionen innerhalb des Spulenvolumens auszugleichen, werden die Endring-Kapazitäten mit einem gemeinsamen Skalierungsparameter versehen. Dieser bewegt sich für die folgenden Untersuchungen im Bereich von 0.96 bis 1.0.

Für die Grenzflächen des Berechnungsgebietes, in dem sich Spule und Körpermodelle befinden, werden offene Randbedingungen (PML – perfectly matched layer) gesetzt, so dass hier keine bzw. minimale Reflexion der Spulenstrahlung entsteht. Die bei der Simulation errechneten Felddaten werden durch Feldmonitore aufgezeichnet. Neben den elektrischen und magnetischen Feldkomponenten sind dies außerdem die Stromdichte und die Verlustleistungsdichte. Die so mitgeschriebenen Daten können anschließend an die Simulation für eine Nachbearbeitung nach MATLAB exportiert werden. Zudem wird eine  $H$ -Feld-Sonde mittig in das Spulenvolumen eingebracht, um anhand der gemessenen Komponenten  $H_x$  und  $H_y$  das Resonanzverhalten direkt kontrollieren zu können.

Für die Simulationen wird ein zeitliches Abbruchkriterium in Form von 150 Pulslängen festgelegt, wodurch ein Abklang der Systemenergie von etwa  $-30$  dB erreicht wird. Eine Pulslänge ist hierbei durch das Referenzsignal (Gaußimpuls) bestimmt, welches die Simulation anstößt. Die zeitliche Ausdehnung des Bereichs, für den die Beträge dieses Signals über einem gewissen Schwellenwert ( $\approx 10^{-6}$ ) verlaufen, definiert die Pulslänge. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen, bei Betrachtung eines Frequenzbereiches von 0 bis 600 MHz, ergibt sich eine Pulslänge von etwa 6 ns und entsprechend eine Abklingzeit der Systemenergie von fast 1  $\mu$ s.

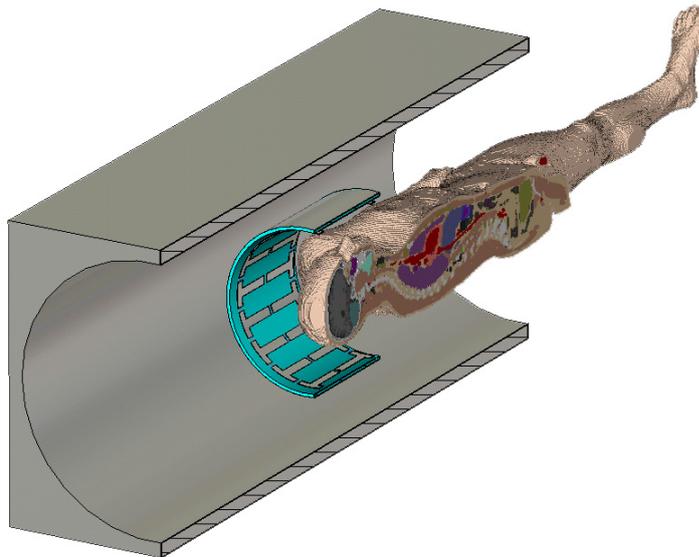
Zur Berechnung der Ganzkörpermodelle wird zunächst eine annähernd isometrische Gitterauflösung von etwa 2 mm gewählt. Diese Auflösung wird Schrittweise reduziert und nur noch für den Bereich der Spule und des Kopfes angewendet, während für den restlichen Körper das Gitter mit einer anisotropen Auflösung von  $2 \times 2 \times 6.5 \text{ mm}^3$  versehen wird. Insgesamt ist das Gitter an der feinsten Stelle mit 1.4 mm und an der größten Stelle (außerhalb der Spule und des Modells) mit 10 mm gegeben. Für das Ganzkörpermodell von Duke ergibt sich hieraus eine Anzahl von 68.3 Millionen Zellen für das isometrische Gitter und 28.1 Millionen Zellen für das anisometrische Gitter. Im Falle von Ella werden für das Ganzkörpermodell mit isometrischer Auflösung 60.0 Millionen Zellen und mit anisometrischer Auflösung 26.7 Millionen Zellen benötigt. Das Körpermodell des Visible Human wird nur mit dem anisometrischen Gitter mit 30.4 Millionen Zellen gerechnet.

#### 4.3.1 Abstimmung der Spule

Für die meisten Messungen mit menschlichen Probanden wird eine mögliche Verstimmung der Spulenresonanz aufgrund der veränderten *load* nicht berücksichtigt. Die Nutzung einer leicht verstimmtten Spule kann somit als übliche Vereinfachung der Messungen betrachtet werden und sollte auch als solche in den HF Simulationen untersucht werden. Entsprechend werden für die jeweils gleiche *load* die Simulationsergebnisse einer leicht verstimmtten Spule mit der auf die exakte Resonanzfrequenz nachjustierten Spule verglichen. Die Situationen mit der größten Verstimmung der Resonanz sind einmal die Kürzung der Modelle auf den Bereich des Kopfes und die Verschiebung der Lage der Modelle im Resonator um 20 mm entlang der z-Achse. Diese werden für die Modelle der virtuellen Familie Duke und Ella betrachtet. Als quantitatives Maß für die Abstimmung der Spule wird hierbei die Differenz der in das System eingestrahlten und reflektierten Leistung gewählt. Bei einer Spule mit perfektem Resonanzverhalten würde dieses Maß einen Wert von 100% bezogen auf die eingestrahlte Leistung ergeben. Zudem werden die lokalen und globalen SAR-Werte in beiden Fällen bestimmt und miteinander verglichen.

#### 4.3.2 Großer HF-Schirm

Bei der Modellierung der Simulationsumgebung wurde die Darstellung der HF-Röhre des Magnetresonanztomographen bisher außer Acht gelassen. Daher wird der Einfluss eines erweiterten Ganzkörper-HF-Schirms, der zusätzlich zum lokalen HF-Schirm der Kopfspule angebracht wird, untersucht. Ein derartiger Schirm hat bei 7 Tesla eine Länge von 158 cm und einen Durchmesser von 64 cm. Dieser wird derart in die Simulationen eingefügt, dass sich die Kopf-Spule mittig in der Röhre befindet, wobei der Abstand in jede Raumrichtung der *xy*-Ebene zwischen Spule und Röhre 12.5 cm beträgt (Abbildung 4.7). Der Abstand der Endringe der Spule zum Ende des HF-Schirms beträgt entlang der z-Achse jeweils 69 cm. Die Simulationen werden mit dem Ganzkörpermodell Duke durchgeführt.



**Abbildung 4.7:** Schnittbild in der y-z-Ebene durch die Kopf-Spule mit zusätzlichem HF-Schirm der Röhre

#### 4.4 Nachbearbeitung in MATLAB

Die Nachbearbeitung der in CST MWS berechneten Felder findet in MATLAB statt. Die benötigten Felddaten werden unter Zuhilfenahme eines Makros (bereitgestellt von Siemens AG, Erlangen, Corporate Technology) in einem Format exportiert, welches anschließend in MATLAB eingelesen und weiterverarbeitet werden kann. Die simulierten Felddaten der unterschiedlichen Modelle und die Daten gleicher Modelle in verschiedenen Situationen werden anschließend in Bezug auf die sicherheitsrelevante SAR ausgewertet. Es werden jeweils die globale SAR, sowie die drei Hotspots höchster Intensität (höchste lokale SAR) ermittelt und verglichen. Um die Auswirkungen der Veränderung eines Körpermodells erfassen zu können werden als Referenz die Feldverteilung des entsprechenden unmodifizierten Ganzkörpermodells verwendet. Werte für SAR sind in Watt pro Kilogramm angegeben und werden für die globale SAR über das gesamte Volumen des Kopfes ermittelt. Für das Kopfmodell des Visible Human ergibt sich ein Gewicht von 5.6 kg, für das männliche Modell Duke der virtuellen Familie beträgt das Gewicht des Kopfes 5.0 kg und für das weibliche Modell Ella 4.2 kg. Entsprechend der geltenden Sicherheitsrichtlinien wird die lokale SAR über Gewebeportionen von 10 g gemittelt. Die angegebenen SAR-Werte beziehen sich auf einen kontinuierlich eingestrahltten elektromagnetischen Puls mit einer Flipwinkel-Anregung von  $180^\circ$  und einer Pulsdauer von einer Millisekunde. Durch Modifikationen an den Modellen können sich Position und Intensität der Hotspots ändern. Hierbei ist in Bezug auf die Patientensicherheit die höchste Intensität der kritische Aspekt und es muss sichergestellt werden, dass ein vereinfachtes Körpermodell die SAR, die in einem Patienten auftreten kann, nicht unterschätzt. Eine Überschätzung hingegen ist weniger kritisch, da eine als zu hoch angenommene SAR lediglich eine weniger effiziente Messung (z.B. längere Pulsdauer, geringerer Flipwinkel) nach sich ziehen würde, aber keine

versehentliche Überschreitung der SAR-Grenzwerte. Um die Einhaltung der Sicherheitsschranken sicherzustellen ist an sich die Überwachung des Hotspots höchster Intensität ausreichend. Um die Auswirkungen der Modifikationen an den Modellen besser erfassen zu können wird zusätzlich die Position der Hotspots ermittelt und etwaige Änderungen festgehalten. Die Position der Hotspots wird in Kartesischen Koordinaten  $(x, y, z)$  in Millimetern angegeben, wobei der Koordinatenursprung im Zentrum der Spule liegt. Wird die Lage des Modells in der Spule verändert, bewegt sich der Koordinatenursprung entsprechend mit. Eine Veränderung der Position eines Hotspots, die durch die Modifikation eines Modells hervorgerufen wird, kann somit eine unzulässige Änderung anzeigen.

#### 4.4.1 Skalierung der Felddaten

Die berechneten Felddaten beruhen auf einer eingestrahnten HF-Leistung von 1 Watt. Dies erzeugt nicht die Feldstärken, die für eine MR Untersuchung notwendig sind, daher müssen die vorliegenden Daten auf die gewünschte Stärke skaliert werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Auswirkungen von Modifikationen an den Modellen oder deren Lage im Resonator untersucht. Die absoluten SAR Werte sind hierfür nicht entscheidend, sondern die möglichen Änderungen ihrer Intensität oder Position im Modell. Es müssen daher, um für eine Vergleichbarkeit der Simulationsresultate untereinander sorgen zu können, alle Felddaten auf eine festgelegte magnetische Feldstärke  $H_{norm}$  skaliert werden. Zudem muss der Bereich festgelegt werden, in dem für die Skalierung das  $H$ -Feld ermittelt wird. Hierfür wird der Schnitt durch den Kopf der Körpermodelle in der zentralen  $xy$ -Ebene der Spule gewählt. Für einen gewünschten Flipwinkel von  $\alpha = 180^\circ$  und einer Pulslänge von einer Millisekunde errechnet sich die dazugehörige Magnetfeldstärke nach der Beziehung

$$\alpha = \gamma \int_0^\tau B_1 dt, \quad (4.1)$$

mit

$B_1 = \mu \cdot H$ , magnetische Flussdichte

$\mu = \mu_1 \cdot \mu_0$ , magnetische Permeabilität mit  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$

$\gamma = 2.675 \cdot 10^8 \text{ 1/sT}$ , gyromagnetischer Faktor

$\tau = 1 \text{ ms}$ , Pulslänge

zu  $H_{norm} = 9.31 \text{ A/m}$ , wobei die Permeabilität  $\mu_1 \approx 1$  angenommen wird.

In MATLAB wird die mittlere Magnetfeldstärke aus dem zirkular polarisierten Feld  $H_1^+$  bestimmt. Dieses bezeichnet das Sendefeld der Spule und berechnet sich aus den magnetischen Feldkomponenten  $H_x$  und  $H_y$

$$H_1^+ = \frac{1}{2} \cdot (H_x + i \cdot H_y)^*, \quad (4.2)$$

wobei \* die komplexe Konjugation bezeichnet. Das magnetische Feld wird in der zentralen Ebene in der Spule für  $z = 0$  ermittelt, wobei nur Feldwerte innerhalb des Modells berücksichtigt werden. Diese werden anschließend quadratisch zu  $H_{mittel}$  gemittelt und der benötigte Normierungsfaktor  $Nf$  ergibt sich als  $Nf = H_{norm}/H_{mittel}$ .

Der Normierungsfaktor wird auf die 3D-Felddaten angewendet und auch zur Normierung der noch zu berechnenden SAR-Werte herangezogen. Hierbei ist zu beachten, dass für die Normierung der SAR der Faktor  $Nf$  quadratisch eingehen muss, aufgrund der Beziehung  $SAR \sim |E|^2$ , entsprechend Gleichung (2.3).

#### 4.4.2 SAR Berechnung

Die Feldberechnungen in CST MWS liefern die Verlustleistungsdichte  $\rho_{PL}$  als dreidimensionales Array, welches in MATLAB zur SAR-Berechnung genutzt werden kann. Für jedes Voxel in das die Simulationsdaten unterteilt sind, lässt sich die SAR nach der Beziehung

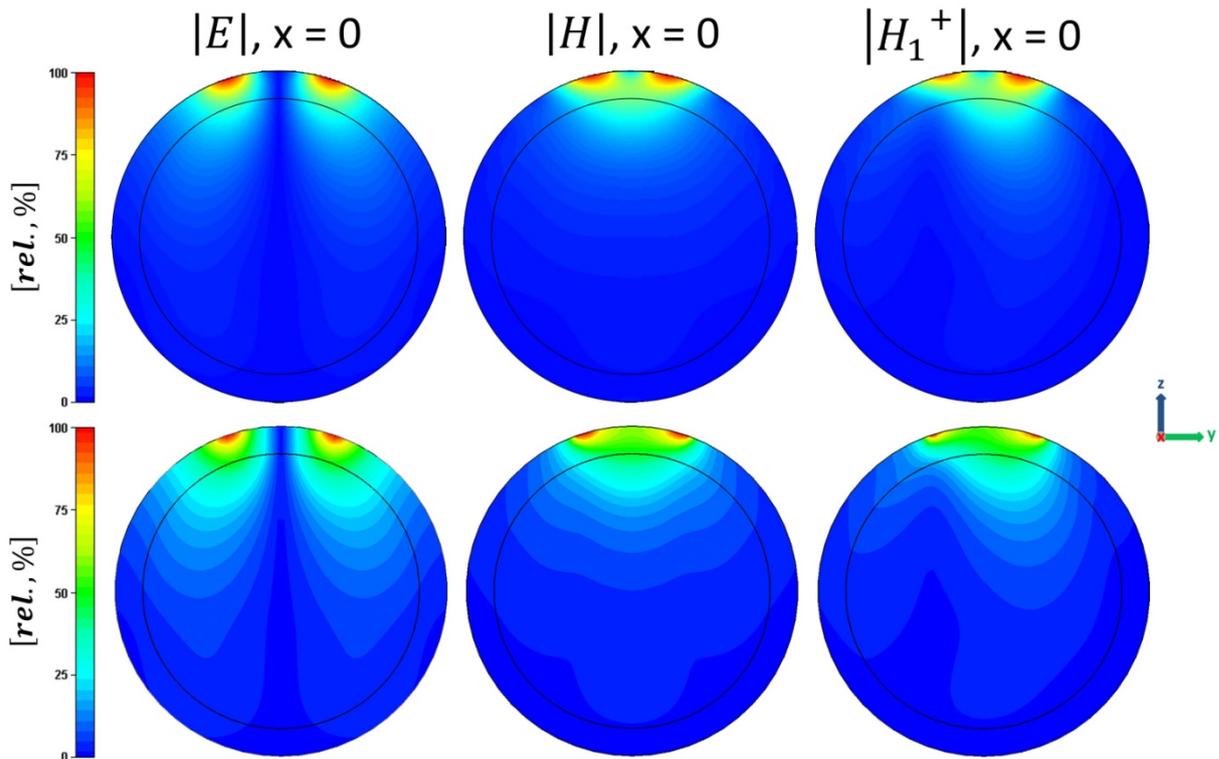
$$SAR_{i,j,k} = \frac{\rho_{i,j,k}}{m_{i,j,k}} \cdot v_{i,j,k}, \quad (4.3)$$

berechnen, wobei  $(i, j, k)$  das entsprechende Voxel des Arrays,  $\rho_{i,j,k}$  seine Dichte,  $m_{i,j,k}$  seine Masse und  $v_{i,j,k}$  das Volumen des Voxels angeben. Eine Summation der SAR für alle Voxel  $(i, j, k)$  liefert die globale SAR für das Modell. Um die lokale SAR zu berechnen, müssen zunächst die 10 g Gewebeportionen ermittelt werden. Hierfür werden, ausgehend von einem Voxel  $(i, j, k)$ , die direkt angrenzenden Voxel hinzugenommen und die Massen und SAR der einzelnen Voxel aufsummiert. Die Hinzunahme der nächstgelegenen Voxelschicht und die Summation werden solange wiederholt, bis das gewünschte Gewicht von 10 g erreicht oder überschritten wird. Von der zuletzt hinzugefügten Schicht werden Masse und SAR nur anteilig addiert, so dass die 10 g exakt erreicht werden. Die gesammelte SAR über 10 g werden dem Voxel  $(i, j, k)$  zugeordnet und die Berechnung ausgehend von dem nächsten Voxel erneut durchgeführt, bis für jedes Voxel des Modells ein SAR-Wert für die umliegenden 10 g Gewebe errechnet ist. Die Umgebung des Körpermodells wird als „Luft“ betrachtet und ihr Masse, bzw. Dichte mit Null angegeben. Wird die lokale SAR für ein Voxel bestimmt, das nahe der Oberfläche des Modells liegt, kann ein Teil der hinzugenommenen Schichten aus Luft bestehen. In diesem Fall müssen eventuell mehr Schichten hinzugenommen werden, um die 10 g Gewebemasse zu erreichen, als bei Voxeln, die tiefer im Modell liegen.

## 5 ERGEBNISSE

### 5.1 Auswertung der analytischen Berechnung

Den Computersimulationen der verschiedenen Körpermodelle vorausgehend, werden zunächst die analytisch berechneten Felddaten für ein einfaches Kugelschalenmodell einem direkten Vergleich mit den numerisch ermittelten Feldern unterzogen. Das Modell besteht, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, aus einem Kern (Gehirnsubstanz) und einer Ummantelung (Knochen). Mittels einer stromdurchflossenen Leiterschleife, welche über dem Kugelmodell positioniert ist, werden die elektrischen und magnetischen Felder erzeugt. Die entsprechenden Felder sind in Abbildung 5.1 zu sehen. Die drei Spalten zeigen die Absolutwerte des elektrischen (links) und magnetischen Feldes (mittig), sowie das für die MR-Bildgebung relevante  $H_1^+$ -Feld (rechts). In der ersten Zeile sind die analytisch berechneten und in der zweiten die numerisch ermittelten Daten dargestellt.

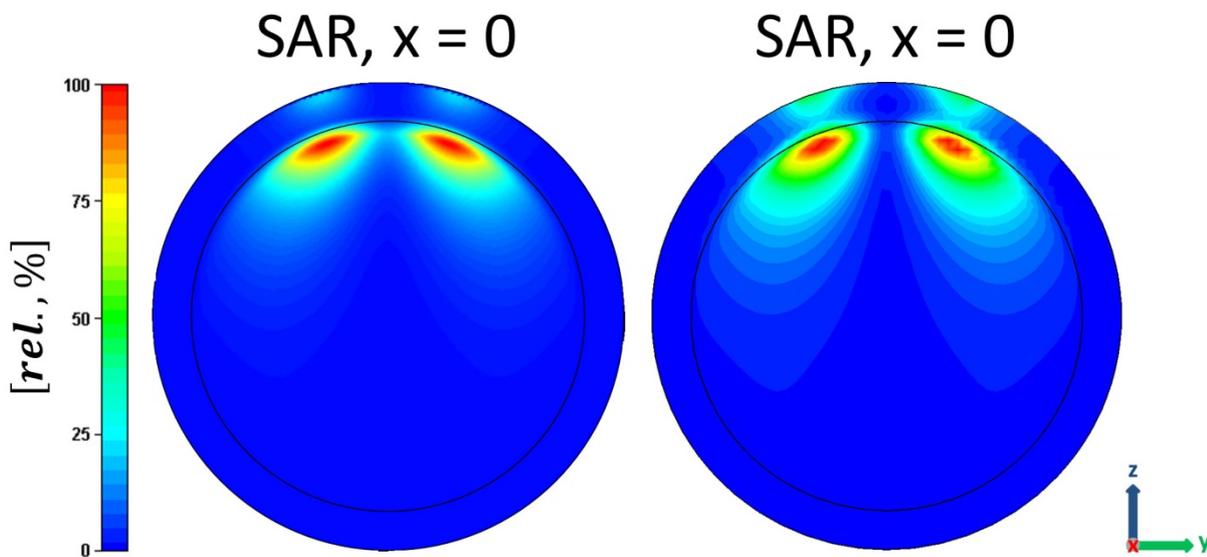


**Abbildung 5.1:** Analytische (Reihe oben) und numerische (Reihe unten) Berechnung der elektrischen und magnetischen Felddaten für die zentrale yz-Ebene einer ummantelten Kugel. Die Feldwerte sind relativ zu ihrem Maximalwert dargestellt.

Die Abbildungen zeigen die Feldwerte in der yz-Ebene, welche mittig durch das Kugelmodell verläuft ( $x = 0$ ), wobei die Daten auf den Maximalwert der betrachteten Schicht normiert sind. Die bezüglich der xz-Ebene spiegelsymmetrische Anordnung von Kugelmodell und Stromquelle fordert eine ebenso spiegelsymmetrische Verteilung der Absolutwerte der

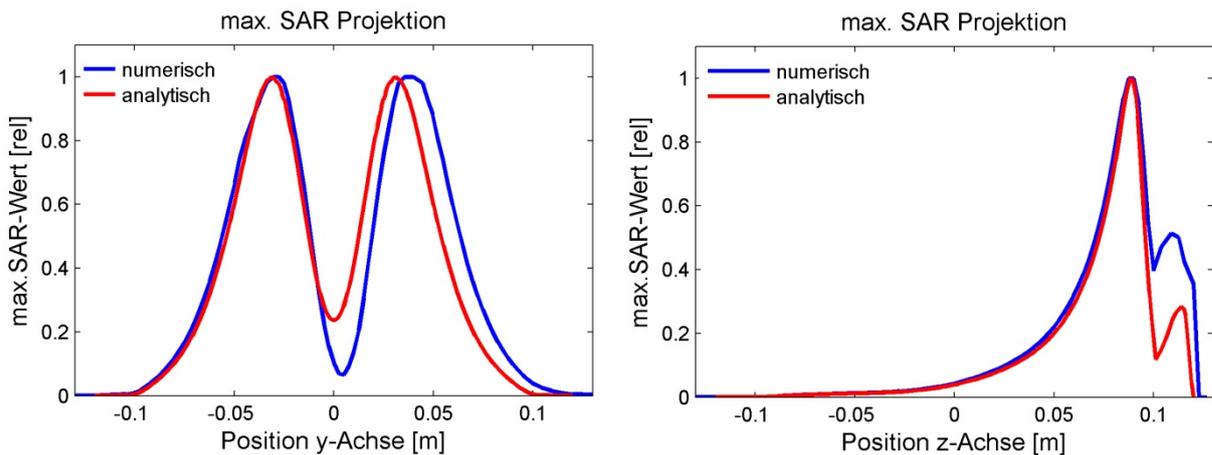
elektrischen (links) und magnetischen (mittig) Felder. Für das aus den Feldkomponenten  $H_y$  und  $H_z$  kombinierte  $H_1^+$ -Feld geht diese Symmetrie allerdings verloren (rechts).

Die numerisch ermittelten Felder zeigen einen ähnlichen Verlauf wie die analytisch berechneten Felder. Ein qualitativer Vergleich wird anhand der SAR-Verteilung gegeben, welche aus den elektrischen Felddaten berechnet wird. Aufgrund der hohen Rechenzeiten von etwa 160 Minuten pro Ebene wurden die Felder für das analytische Modell nur für 31 zentrale Schichten ( $-15 \text{ mm} \leq x \leq 15 \text{ mm}$ ) bestimmt. Diese Schichtdicke von 31 mm ist an den Rändern der Kugel nicht ausreichend breit für eine SAR-Mittlung über 10 g Gewebe, daher wird die SAR-Verteilung für das analytische (Abbildung 5.2, links) und das numerische Modell (Abbildung 5.2, rechts) für Gewebeportionen von 1 g berechnet.



**Abbildung 5.2:** Analytisch (links) und numerisch (rechts) ermittelte SAR (1 g) für die zentrale Ebene ( $x = 0$ ) einer ummantelten Kugel.

Für beide Berechnungen treten zwei dominante Hotspots am Übergang zwischen Kern und Ummantlung innerhalb der inneren Kugel auf. Bei der numerischen Berechnung sind jedoch zwei weitere lokale SAR-Konzentrationen am Rande der Ummantlung deutlicher ausgeprägt als bei dem analytischen Modell. Der SAR-Verlauf beider Modelle wird in Abbildung 5.3 als Projektion der entsprechenden Maximalwerte dieser Schicht auf die  $y$ -, bzw.  $z$ -Achse einem direkten Vergleich unterzogen.

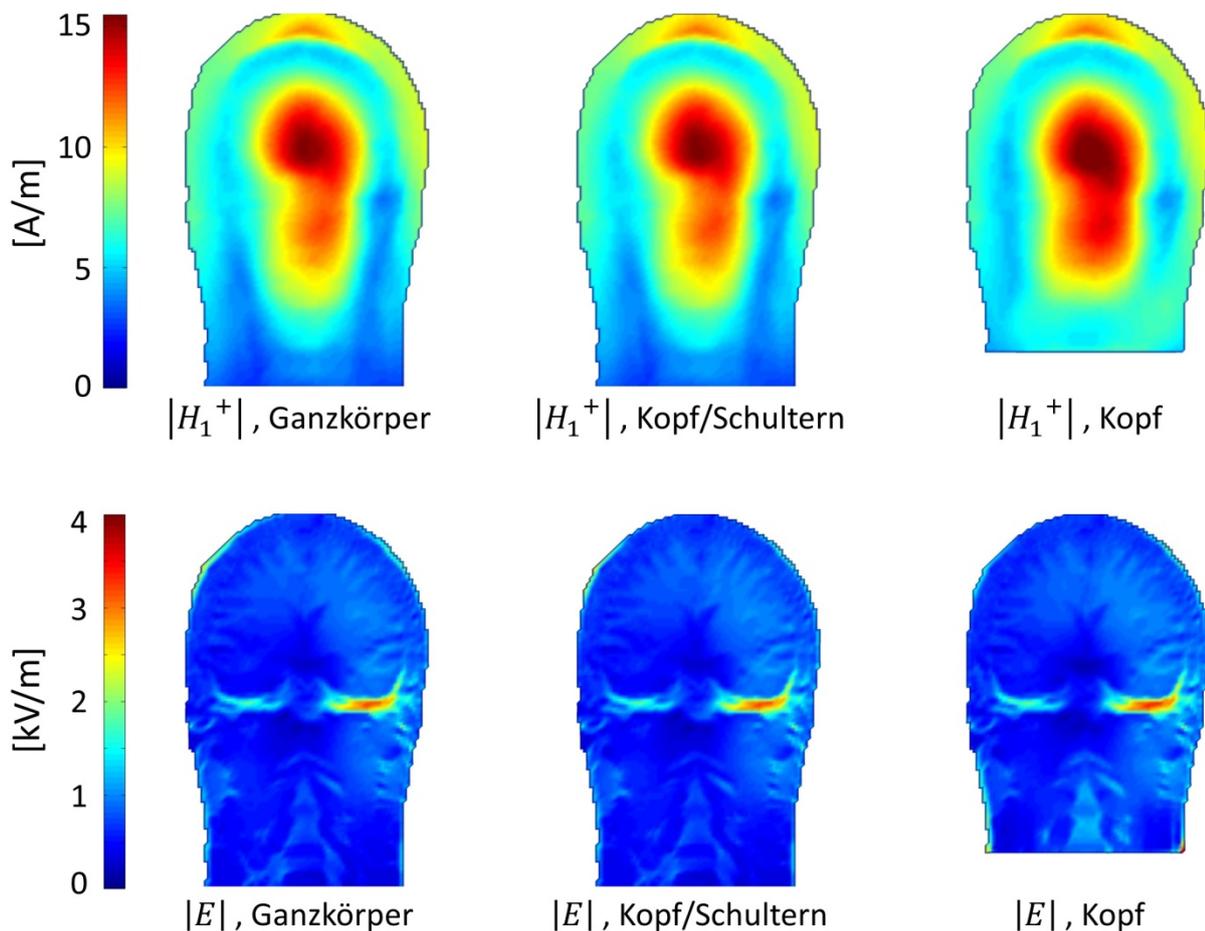


**Abbildung 5.3:** Projektion der jeweils größten SAR der  $yz$ -Ebene ( $x = 0$ ) auf die  $y$ -Achse (links), bzw. auf die  $z$ -Achse (rechts) für das analytische und numerische Rechenmodell

Die SAR-Projektion auf die  $y$ -Achse (Abbildung 5.2, links) zeigt einen sehr ähnlichen Verlauf der beiden dominanten Hotspots und auch des Abklingens der SAR zu den Rändern hin. Allerdings ist der Rechte der beiden Hotspots der numerischen Simulation gegenüber dem der analytischen Berechnung um  $+4.4$  mm entlang der  $y$ -Achse verschoben. Zudem fällt die SAR zwischen den beiden Hotspots im numerischen Modell auf  $6.5\%$ , statt wie im analytischen Modell auf  $23.6\%$ . Die Projektion der jeweils größten SAR auf die  $z$ -Achse zeigt einen sehr ähnlichen Verlauf der beiden Berechnungen für den Bereich von  $z = -0.12$  m bis einschließlich des dominanten Hotspot bei  $z = 0.089$  m. Die zweite lokale Erhöhung am oberen Rand des Kugelmodells fällt in der numerischen Berechnung mit  $51.4\%$  des Maximalwertes deutlich stärker aus, als bei der analytischen Berechnung mit  $28.4\%$  des Maximalwertes.

## 5.2 Kürzungen der Modelle

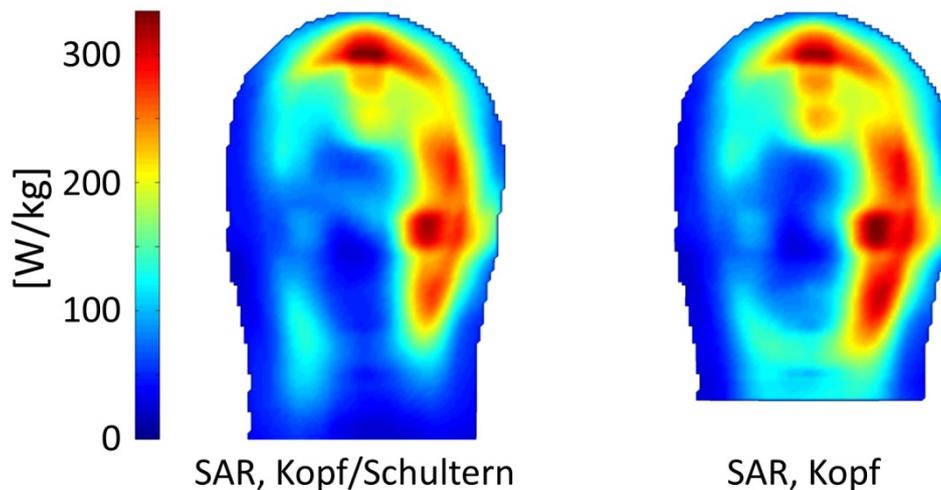
Es werden verschiedene Kürzungen der Modelle Duke und Ella und des Visible Human mit einer Voxelgröße von 2 mm betrachtet. In Abbildung 5.4 werden zunächst anhand des Modells Duke für eine frontale Schicht die magnetischen und elektrischen Felder aufgezeigt. Die Felder sind dargestellt für das Ganzkörpermodell (links), das auf Kopf und Schultern gekürzte Modell (mittig) und für ein reines Kopfmodell, ohne Schultern (rechts), wobei die Felddaten auf die gleiche Magnetfeldstärke normiert sind. Für die beiden ersten Fälle (links und mittig) sind sowohl für das magnetische  $H_1^+$ -Feld, als auch für das  $E$ -Feld Unterschiede in der Feldverteilung visuell sehr schwer feststellbar. Für das Kopfmodell (rechts) lässt sich eine veränderte Feldverteilung zu den beiden anderen Modellen erkennen, vor allem im unteren Bereich des Kopfes, wo das Modell gekürzt wurde. Das magnetische Feld weist für diese Schicht eine leicht verbreiterte Überhöhung in der Mitte des Kopfes, sowie eine insgesamt gleichmäßigere und erhöhte Verteilung in der unteren Hälfte des Kopfes auf.



**Abbildung 5.4:**  $H_1^+$ -Feld (oben) und Absolutwerte des elektrischen Feldes (unten) für verschiedene Kürzungen des Körpermodells Duke. Darstellung der normierten Felddaten für die xz-Ebene ( $y = 0$ ).

Auch das elektrische Feld des Kopfmodells ist im unteren Bereich der betrachteten Schicht erkennbar stärker ausgeprägt als bei den beiden anderen Modellen. Zur Verdeutlichung der

Unterschiede gibt Abbildung 5.5 die SAR-Verteilung für das Kopf/Schultern-Modell, sowie des Kopf-Modells in der betrachteten  $xz$ -Ebene wieder.



**Abbildung 5.5:** Vergleich der SAR-Verteilung des Kopf/Schultern-Modells (links) und des Kopf-Modells (rechts) für eine zentrale  $xz$ -Ebene ( $y = 0$ ). Im unteren Bereich des Kopfes ist die SAR für das reine Kopfmodell erhöht.

Die Felder sind normiert und gleich skaliert dargestellt. Die gezeigte SAR ist für das Kopfmodell (rechts) speziell im unteren Bereich der Schnittebene erkennbar höher als es im Kopf/Schultern-Modell (links) der Fall ist. Auch der größte Hotspot der Ebene, sowie einige kleinere SAR-Konzentrationen sind etwas stärker ausgeprägt als bei dem anderen Modell. Zur qualitativen Betrachtung sind die genauen SAR-Daten zu den Kürzungen für das Modell Duke in Tabelle 5.1 angegeben. Die entsprechenden Betrachtungen sind für Ella in Tabelle 5.2, sowie für den Visible Human in Tabelle 5.3 dargestellt. Die drei Tabellen zeigen die globale SAR in Watt/kg, ermittelt über den jeweiligen Kopfbereich, so dass sie für die drei unterschiedlichen Kürzungen vergleichbar sind. Außerdem werden die drei größten lokalen SAR-Werte in W/kg und deren Position in Millimeter dargestellt, wobei der Koordinatenursprung mittig in der Kopfspule liegt. Für Duke und Ella geben die Zeilen (a) und (b) zunächst die Werte der beiden Ganzkörpermodelle wieder, einmal mit einem Rechengitter mit 2 mm-Schritten über den gesamten Körper (a) und einmal mit einem Gitter, das nur im Bereich von Kopf und Schultern mit 2 mm Schritten ausgelegt ist und für den weiteren Bereich etwas grober vernetzt ist (b). Der Vergleich verschieden feiner Rechengitter wird für das Ganzkörpermodell des Visible Human nicht durchgeführt. Sowohl für Duke, als auch für Ella verursachen die Rechengitterunterschiede außerhalb des Spulenbereichs keine großen Unterschiede für die Feldberechnungen, mit einer maximalen Abweichung der lokalen SAR von 0.5 %. Aufgrund der deutlich niedrigeren Rechenzeit für die Simulationen mit dem anisotropen Gitter wird das entsprechende Ganzkörpermodell als Referenz, sowohl für die SAR, als auch in Bezug auf die Rechenzeit verwendet.

**Tabelle 5.1:** SAR-Werte, Position und Rechenzeit für das Körpermodell Duke, als ganzes Modell (GM) mit isotropen und anisotropen Rechengitter, in der Kürzung auf Kopf und Schultern (KS) und als reines Kopfmodell (Ko).

Modell	Globale SAR [W/kg] (Kopf)	Höchste lokale SAR (10g) [W/kg] + Position (x, y, z) [mm]			Rechenzeit (rel., %)
a GM (isotr.)	120.38	513.22 (40, 18, -27)	364.98 (0, -48, -49)	330.80 (50, 18, 11)	217
b GM (anisotr.)	120.25	513.44 (40, 18, -27)	364.28 (0, -48, -49)	330.70 (50, 18, 11)	100
c KS	121.76	519.39 (40, 18, -27)	365.33 (0, -48, -49)	336.24 (50, 18, 11)	49
d Ko	125.08	539.53 (40, 18, -27)	364.95 (2, -46, -51)	360.96 (50, 18, 11)	44

Die Rechenzeit ist am Ende der Tabellen für die unterschiedlichen Modelle in Relation zu dem jeweiligen Wert für (b) angegeben. Mit der Kürzung der Modelle verringert sich auch die Zahl der Gitterzellen. Entsprechend sinken die Rechenzeiten für die Modelle Duke und Ella für eine Kürzung auf „Kopf/Schultern“ um etwa 50 % und für eine weitere Kürzung auf „Kopf“ auf etwa 45 %. Die entsprechenden Kürzungen für den Visible Human verringern die Rechenzeiten auf 60 % für „Kopf/Schultern“, bzw. 51 % für das Kopf-Modell.

Für das Modell Duke (Tabelle 5.1) zeigt sich bei einer Kürzung auf „Kopf/Schultern“ (c) eine Zunahme der höchsten lokalen SAR um 1.7 %, wobei die Positionen der Hotspots unverändert bleiben. Bei einer weiteren Kürzung des Modells auf ein reines Kopfmodell (d) steigt die höchste lokale SAR um etwa 5 % und die des Hotspots mit der dritthöchsten Intensität um 9 %. Der zweite Hotspot unterliegt keinen Intensitätsveränderungen, er verlagert sich lediglich leicht um jeweils 2 mm entlang der Koordinatenachsen.

**Tabelle 5.2:** SAR-Werte, Position und Rechenzeit für das Körpermodell Ella, als ganzes Modell (GM) mit isotropen und anisotropen Rechengitter, in der Kürzung auf Kopf und Schultern (KS) und als reines Kopfmodell (Ko).

Modell	Globale SAR [W/kg] (Kopf)	Höchste lokale SAR (10g) [W/kg] + Position (x, y, z) [mm]			Rechenzeit (rel., %)
a GM (isotr.)	137.19	451.26 (40, 12, -27)	389.38 (20, 54, -29)	379.50 (2, -54, -35)	216
b GM (anisotr.)	137.45	452.45 (38, 12, -29)	390.33 (20, 54, -29)	377.61 (0, -57, -33)	100
c KS	137.06	446.91 (40, 12, -27)	380.79 (0, -54, -35)	373.02 (20, 54, -29)	53
d Ko	137.52	534.25 (40, 12, -27)	358.23 (22, 54, -27)	354.70 (42, -48, -29)	47

Die Simulationsergebnisse für die Kürzungen des Modells Ella sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Hier ist ein vergleichbarer Verlauf zu sehen wie bei dem Modell Duke. Bei der Kürzung auf „Kopf/Schultern“ unterliegen die Hotspots Intensitätsveränderungen von bis

zu 2.4 %. In Zeile (c) ist zu beachten, dass die dargestellten Hotspots entsprechend ihrer Intensität sortiert sind. Diesbezüglich liegen Hotspot 2 und 3 nah beieinander, so dass durch die Schwankungen ihre Reihenfolge wechselt. Auch die Lage der Hotspots variiert im Bereich von 2 und 3 mm. Bei der Kürzung auf ein Kopfmodell (d) wird die dritthöchste lokale SAR an einer neuen Position ermittelt. Die Intensitäten unterliegen Schwankungen von  $-8.2\%$  bis  $+18.1\%$ .

**Tabelle 5.3:** SAR-Werte, Position und Rechenzeit für das Körpermodell des Visible Human, als ganzes Modell (GM) mit anisotropen Rechengitter, in der Kürzung auf Kopf und Schultern (KS) und als reines Kopfmodell (Ko).

Modell	Globale SAR [W/kg] (Kopf)	Höchste lokale SAR (10g) [W/kg] + Position (x, y, z) [mm]			Rechenzeit (rel., %)
a	-	-	-	-	-
b	90.11	488.33 (48, 38, -19)	303.07 (2, 69, 5)	280.43 (2, 96, -53)	100
c	89.30	485.35 (48, 38, -19)	294.89 (0, 69, 3)	280.73 (2, 96, -53)	60
d	92.81	475.21 (48, 38, -21)	315.60 (44, -30, -19)	291.79 (-2, -12, 51)	51

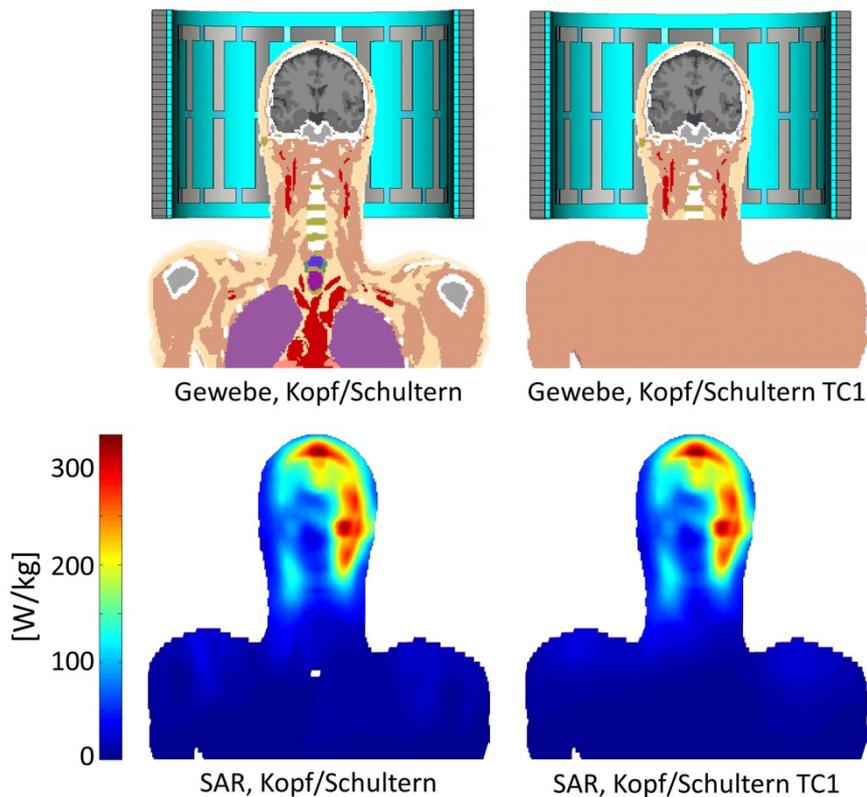
Tabelle 5.3 zeigt schließlich die SAR-Ergebnisse für den Visible Human. Die Kürzung des Modells mit voller Länge (b) auf „Kopf/Schultern“ (c) beeinflusst den Hotspot mit der höchsten Intensität um 0.61 % und den mit der zweithöchsten SAR um 2.7 %. Die Position der drei betrachteten Hotspots verschiebt sich hierbei nur für den zweiten um jeweils 2 mm entlang der  $x$ - und  $z$ -Achse. Die globale SAR sinkt durch die Kürzung des Modells um weniger als 1 %. Die Reduzierung des Modells auf ein reines Kopfmodell zeigt im Vergleich zum Ganzkörpermodell (b) veränderte Intensitäten der drei größten Hotspots von  $-2.69\%$ ,  $+4.13\%$  und  $+4.05\%$ . Hierbei ist zu beachten, dass lediglich der erste Hotspot an fast der gleichen Position auftritt, wie bei den Modellen (b) und (c). Die Positionen der beiden anderen Hotspots sind um etwa 11 cm, bzw. 15 cm von ihren ursprünglichen Positionen entfernt. Die globale SAR steigt für das Kopf-Modell um fast 3 %.

### 5.3 Gewebekombinationen

Ausgehend von einem Modell bestehend aus Kopf und Schultern, wird das jeweilige Schultergewebe vollständig durch Muskelgewebe ersetzt (TC1). Abbildung 5.6 zeigt das Gewebe einer frontalen Schicht anhand des Modells Duke vor und nach der Gewebekombination. Zudem wird die entsprechende SAR-Verteilung in dieser Schicht abgebildet. Die große Ähnlichkeit der simulierten Felder innerhalb der Kopfspule ist anhand der Grafik bereits zu erkennen und wird als Projektion der Maximalwerte auf die  $x$ -Achse für die gewählte Schicht noch verdeutlicht (Abbildung 5.7). Die beiden Grafen der Maximalwerte

verlaufen in der betrachteten Schicht ( $y = 0$ ) im Bereich von  $-0.08$  m bis  $+0.08$  m nahezu identisch. Dieses Intervall umfasst den Bereich des Kopfes, in dem die höchste SAR auftritt. Die beiden äußeren Intervalle von  $-0.3$  m bis  $-0.08$  m und von  $+0.08$  m bis  $+0.3$  m umfassen die Schultern der Modelle. Hier ist der Verlauf der beiden Grafen weiterhin sehr ähnlich, lediglich mit leichten Abweichungen von bis zu 2.4 %.

Durch diesen Schritt wird die Zahl der unterschiedlichen Gewebe im Körpermodell von 54 auf 44 reduziert und die Segmentierung eines entsprechenden Modells merklich vereinfacht.



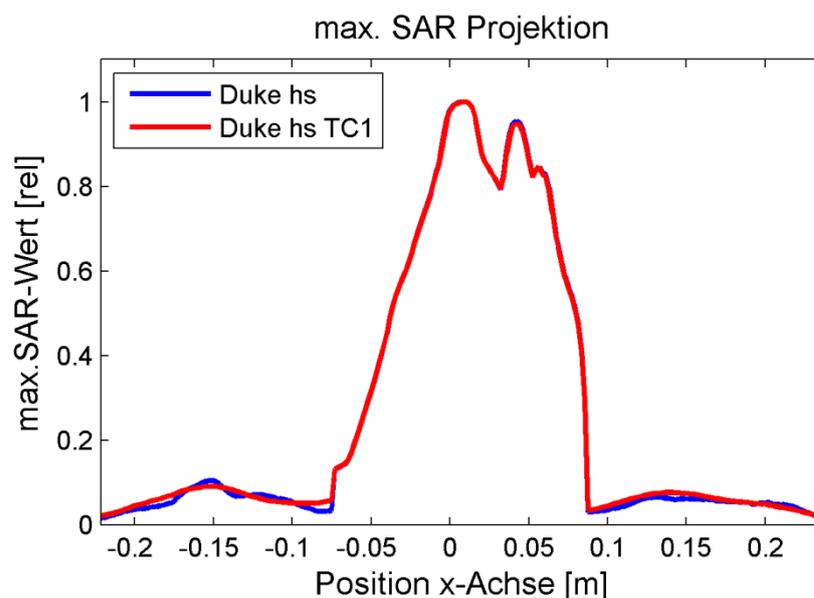
**Abbildung 5.6:** Gewebestruktur (oben) und SAR Verteilung (unten) des Kopf/Schultern-Modells Duke mit voll segmentiertem Gewebe (links) und Gewebekombination TC1 (rechts).

Die qualitative Änderung der SAR wird für die verschiedenen Gewebekombinationen für das Modell Duke in Tabelle 5.4 und für das Modell Ella in Tabelle 5.5 wiedergegeben. Die Auswertung für die verschiedenen Gewebekombinationen wird in Relation gesetzt zu dem entsprechenden, auf Kopf und Schultern gekürzten, aber ansonsten in der ursprünglichen Struktur belassenen Modell (Tabelle 5.4a und Tabelle 5.5a).

**Tabelle 5.4:** Verschiedene Gewebekombinationen für das Kopf/Schultern-Modell Duke

	Gewebe- kombination	Globale SAR [W/kg] (Kopf)	Höchste lokale SAR (10g) [W/kg] + Position (x, y, z) [mm]		
a	—	120.25	513.44 (40, 18, -27)	364.28 (0, -48, -49)	330.70 (50, 18, 11)
b	TC1	121.45	517.63 (40, 18, -27)	363.55 (0, -48, -49)	336.79 (50, 18, 11)
c	TC2	125.69	510.06 (40, 18, -27)	373.84 (0, -46, -49)	348.17 (6, 92, -1)
d	TC3	122.53	500.32 (40, 18, -25)	360.47 (0, -48, -49)	327.50 (8, 6, 75)
e	TC4	123.98	439.96 (40, 18, -27)	372.34 (0, -48, -49)	348.43 (6, 90, -1)
f	TC5	134.24	454.69 (6, 92, -1)	336.76 (40, 18, -25)	328.51 (0, -46, -49)
g	TC6	147.44	537.87 (6, 88, -1)	344.23 (8, 98, -49)	288.51 (44, 65, -7)

Durch die Einführung der vereinfachten Schultern verändern sich für das Modell Duke die globale SAR und die Intensität der Hotspots um weniger als 1 % (Tabelle 5.4b). Die Lage der Hotspots verändert sich nicht. Für das Modell Ella verhält es sich ähnlich, wobei sich die Intensität des Hotspots mit der dritthöchsten Intensität um etwa 2 % ändert, wodurch in der Darstellung auch die Reihenfolge der nach ihrer Intensität geordneten Hotspots beeinflusst wird.



**Abbildung 5.7:** Projektion der höchsten SAR auf die x-Achse für ein zentrales Schnittbild ( $y = 0$ ). Der blaue Graf kennzeichnet den SAR-Verlauf des Kopf/Schultern-Modells Duke und der rote Graf kennzeichnet den Verlauf für das Modell Duke mit der Gewebevereinfachung TC1

Die Werte der Intensitäten für die weiteren Gewebekombinationen (TC2 – TC6) werden in der jeweiligen Tabelle in den Zeilen c bis g wiedergegeben.

**Tabelle 5.5:** Verschiedene Gewebekombinationen für das Kopf/Schultern-Modell Ella

	Gewebe- kombination	Globale SAR [W/kg] (Kopf)	Höchste lokale SAR (10g) [W/kg] + Position (x, y, z) [mm]		
a	–	137.06	452.45 (38, 12, -29)	390.33 (20, 54, -29)	377.61 (0, -57, -33)
b	TC1	137.43	447.11 (40, 12, -27)	381.34 (0, -54, -35)	381.20 (20, 54, -29)
c	TC2	137.98	432.33 (40, 12, -27)	408.29 (22, 57, -27)	381.37 (0, -54, -35)
d	TC3	138.84	428.81 (40, 14, -25)	406.51 (20, 54, -29)	379.23 (0, -54, -35)
e	TC4	135.93	417.58 (40, 14, -25)	394.84 (20, 54, -29)	381.52 (2, -57, -35)
f	TC5	152.44	357.51 (0, -54, -33)	349.33 (46, 18, -19)	336.67 (22, 57, -27)
g	TC6	160.25	344.03 (4, 69, -20)	296.44 (-24, -48, 1)	288.78 (36, -59, -90)

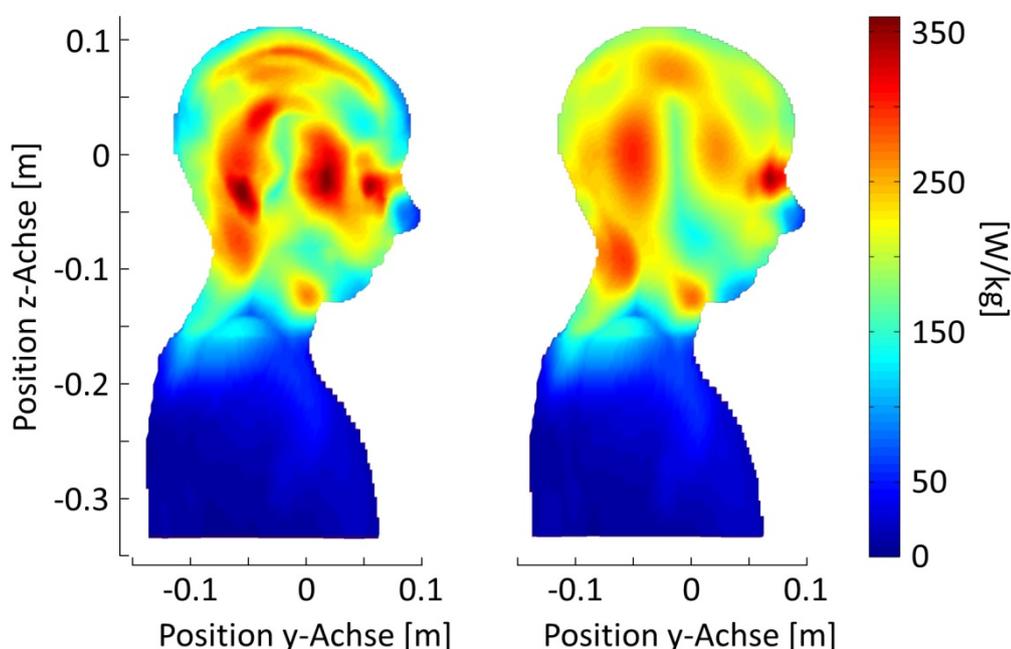
Die Vereinfachung TC2 (Schleimhäute und Sehnen) bewirkt für das Modell Duke eine Veränderung der Hotspot-Intensitäten um bis zu +5.3 % (Tabelle 5.4c) und der dritte Hotspot wird durch einen etwa 9 cm entfernt gelegenen Hotspot ersetzt. Die gleiche Modifikation verursacht in dem Modell Ella eine Intensitätsveränderung von bis zu 4.6 % (Tabelle 5.5c). Im Schritt TC3 wird graue und weiße Hirnsubstanz zu einem gemittelten Hirngewebe vereint, wodurch die Hotspot-Intensitäten um 3.7 % (Tabelle 5.4d), bzw. 6.7 % (Tabelle 5.5d) schwanken. Im ersten Fall weicht die Lage der dritthöchsten lokalen SAR erneut von der vorherigen Lage ab. Die Hinzunahme des Kleinhirns zu dem gemittelten Hirngewebe (TC4) führt zu einer um 15 % verminderten Intensität der höchsten lokalen SAR für das Modell Duke (Tabelle 5.4e) und zu einer Verminderung um 7 % für das Modell Ella (Tabelle 5.5e). Die Lage der Hotspots wird dabei nicht nennenswert beeinflusst.

Im Schritt TC5 werden die beiden Modelle auf die vier Gewebe Knochen, Gehirn, CSF und Muskeln reduziert, wobei das Muskelgewebe die Grundsubstanz des Modells bildet und die übrigen Gewebe umgibt. Bedingt durch eine deutliche Veränderung der lokalen SAR wird die Reihenfolge der SAR-intensivsten Hotspots in beiden Fällen vertauscht. Für das Modell Duke verliert der erste Hotspot 34.5 % an Intensität und wird ersetzt durch einen Hotspot, der um etwa denselben Betrag an SAR zunimmt und verglichen mit dem ursprünglichen Modell auf Rang vier angeordnet war (Tabelle 5.4f). Ungeachtet der Intensitätsveränderungen treten die Hotspots an den bereits bekannten Positionen, mit nur geringen Abweichungen von 2 mm auf. Auch bei dem Modell Ella wird die Reihenfolge der Hotspots durch Schwankungen der lokalen SAR um bis zu 22.8 % getauscht, wobei die Intensität für alle drei Hotspots abnimmt

(Tabelle 5.5f). Die Position des zweiten Hotspots verlagert sich verglichen mit der ursprünglichen Position um etwa 14 mm.

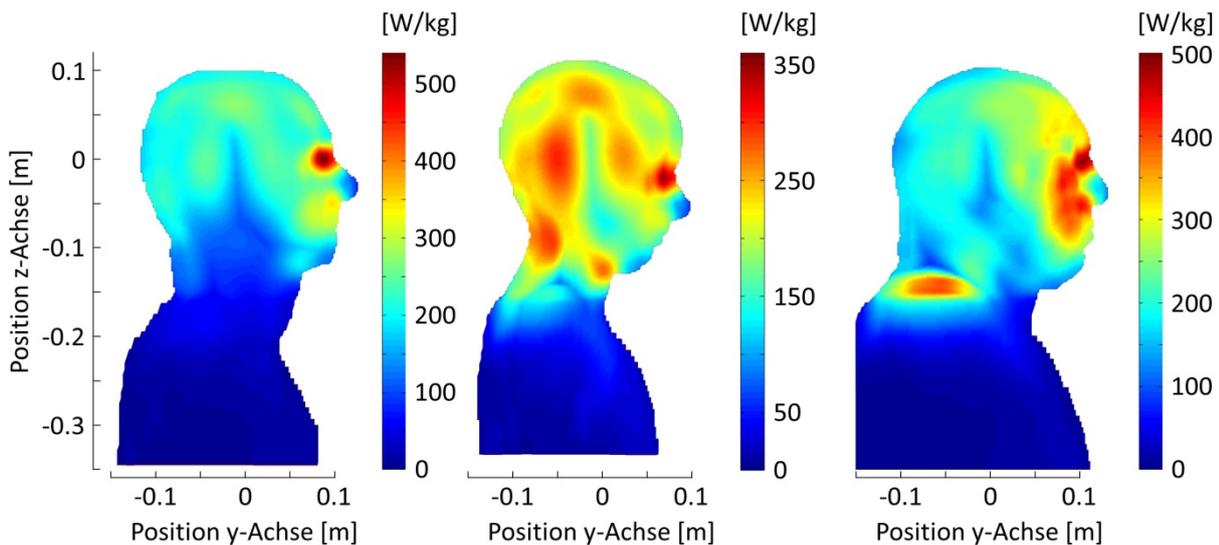
Für die abschließende Vereinfachung auf vollständig homogene Modelle, die nur aus Muskelgewebe bestehen (TC6), zeigen sich für beide Modelle im Vergleich mit den vorherigen Vereinfachungsschritten deutliche Abweichungen der SAR-Verteilung. Die höchste lokale SAR des Modells Duke liegt um 4.8 % höher, jedoch an einer ganz anderen Position, als in dem unmodifizierten Modell (Tabelle 5.4g). An den Positionen zweit- und dritthöchster lokaler SAR traten bisher keine Hotspots auf. Für das Modell Ella sinkt die lokale SAR deutlich um bis zu 23.9 %. Der intensivste Hotspot liegt etwa 2.4 cm von dem im ursprünglichen Modell mit der zweithöchsten Intensität angegebenen Hotspot entfernt. Die Lage der übrigen Hotspots tritt in den vorherigen Modellen nicht auf.

Der Einfluss einer rudimentären internen Struktur (TC5) wird in Abbildung 5.8 anhand des Modells Ella durch den Vergleich mit dem entsprechenden homogenen Modell (TC6) verdeutlicht. Zu sehen ist die Projektion der maximalen SAR auf die  $yz$ -Ebene. Bei einer Unterscheidung der Gewebe Gehirn, Schädelknochen und CSF, welche von Muskelgewebe umgeben sind, sind die drei lokalen SAR-Konzentrationen vergleichbarer Intensität innerhalb des Kopfes deutlich zu erkennen (Abbildung 5.8, links). Für das homogene Gewebe verteilt sich die SAR gleichmäßiger und es bildet sich nur ein dominanter Hotspot (Abbildung 5.8, rechts).



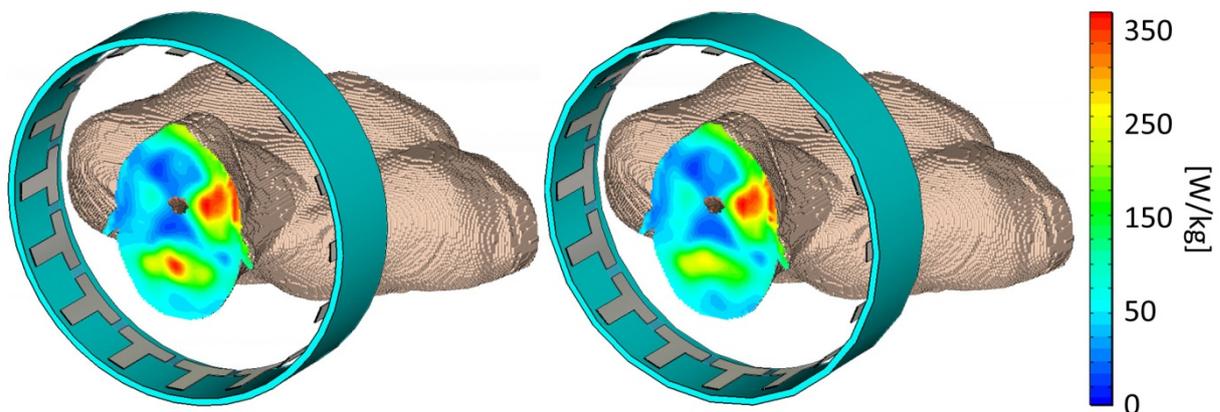
**Abbildung 5.8:** Projektion der höchsten SAR auf die  $yz$ -Ebene für das Körpermodell Ella mit einer rudimentären Gewebestruktur mit vier Geweben (links, TC5) und mit vollständig homogener Gewebestruktur (rechts, TC6)

Zur Betrachtung des Einflusses der Geometrie eines Körpermodells auf die SAR-Verteilung wird neben den beiden Modellen Duke und Ella auch das Körpermodell des Visible Human mit homogener Gewebestruktur hinzugezogen. Abbildung 5.9 zeigt wieder die Projektion der maximalen SAR auf die  $yz$ -Ebene für die drei Modelle Duke, Ella und Visible Human (v. l. n. r.). Bei allen Modellen tritt ein dominanter Hotspot im Bereich der Nasenwurzel auf, wobei dieser bei Duke und dem Visible Human mit  $537 \text{ W/kg}$  bzw.  $480 \text{ W/kg}$  deutlich stärker ausgeprägt ist als bei Ella mit  $344 \text{ W/kg}$ . Für Duke zeigt sich zudem eine gleichmäßige SAR-Belastung des restlichen Kopfes, ohne deutliche Hotspots. Für den Visible Human verhält es sich ähnlich, wobei in Gesichts- und Stirn-Bereich mehr SAR auftritt als in den anderen Modellen. Zudem liegen die Schultern näher an der Kopfspule und es bildet sich hier ebenfalls ein Hotspot mit  $401 \text{ W/kg}$ . Im Modell Ella ist die SAR unter den drei betrachteten Modellen am gleichmäßigsten im Kopf verteilt und der dominante Hotspot am wenigsten deutlich ausgeprägt. Als weiterer Unterschied zu den anderen Modellen fällt eine leichte Konzentration der SAR auf den hinteren Kopfbereich und den Nacken auf.



**Abbildung 5.9:** Projektion der maximalen SAR auf die  $yz$ -Ebene für eine homogene Gewebestruktur (TC6) der Modelle Duke (links), Ella (mittig) und Visible Human (rechts).

Ergänzend zu den Modellvereinfachungen zeigt Abbildung 5.10 die SAR-Verteilung des Modells Duke, gekürzt auf Kopf und Schultern. In der Darstellung auf der linken Seite ist das Gewebe des Modells unverändert, wohingegen bei dem Modell auf der rechten Seite die CSF innerhalb des Kopfes durch gemittelte Hirnsubstanz ersetzt wurde. Der Hotspot, der sich im ursprünglichen Modell in der CSF befindet, ist in der Berechnung ohne CSF nur schwach ausgeprägt. Ein weiterer Hotspot, der ebenfalls in dieser Transversalebene im rechten oberen Bereich des Kopfes auftritt, erfährt keine offensichtlichen Veränderungen. Der Hotspot in der CSF hat eine Intensität von 365.3 W/kg, welche durch die Modifikation auf 253.0 W/kg vermindert wird. Der zweite Hotspot im oberen rechten Bereich nimmt um 1.7 % zu.



**Abbildung 5.10:** Körpermodell Duke mit CSF (links) und ohne CSF (rechts). Der dominante Hotspot im hinteren Kopfbereich ist nach der Veränderung des Gewebes nur noch sehr schwach ausgeprägt.

## 5.4 Positionsvariationen

In Tabelle 5.6 sind die Ergebnisse der unterschiedlichen Positionierungen des Modells Duke innerhalb der Kopfspule dargestellt. Das Modell wird, ausgehend von einer zentralen Lage in der Spule, schrittweise um bis zu 2 cm in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung verschoben. Die Position der angegebenen Hotspots ist hierbei relativ zum Modell und nicht zur Spule angegeben.

**Tabelle 5.6:** Variation der Lage des Kopf/Schultern Modells Duke entlang der  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Achse.

Verschiebung ( $\Delta x$ , $\Delta y$ , $\Delta z$ ) [mm]	Globale SAR [W/kg] (Kopf)	Höchste lokale SAR (10g) [W/kg] + Position (x, y, z) [mm]		
(0, 0, 0)	121.10	517.63 (40, 18, -27)	363.55 (0, -48, -49)	336.79 (50, 18, 11)
(-20, 0, 0)	121.52	470.61 (40, 18, -27)	414.68 (0, -46, -51)	326.34 (4, 4, 75)
(-10, 0, 0)	120.85	494.38 (40, 18, -27)	378.73 (0, -46, -51)	328.85 (8, 6, 75)
(+10, 0, 0)	122.41	544.91 (40, 18, -27)	346.94 (49, 18, 11)	342.72 (0, -48, -49)
(+20, 0, 0)	124.02	575.67 (41, 18, -27)	354.88 (49, 18, -27)	348.31 (32, 22, -64)
(0, -20, 0)	120.05	482.36 (40, 18, -27)	405.60 (2, -47, -51)	331.05 (12, -36, 75)
(0, -10, 0)	120.51	502.10 (40, 18, -27)	384.08 (0, -47, -49)	333.27 (50, 18, 11)
(0, +10, 0)	122.72	532.41 (40, 18, -27)	347.29 (0, -48, -49)	341.97 (48, 18, 11)
(0, +20, 0)	125.23	532.14 (40, 18, -27)	343.99 (6, 90, -1)	340.01 (48, 18, 11)
(0, 0, -10)	110.85	460.65 (40, 18, -27)	343.21 (10, 6, 75)	316.15 (50, 18, 11)
(0, 0, -15)	106.09	435.32 (40, 18, -28)	348.77 (10, 6, 74)	310.55 (50, 18, 10)
(0, 0, -20)	103.25	411.35 (40, 18, -27)	356.71 (10, 6, 75)	305.52 (12, -32, 75)

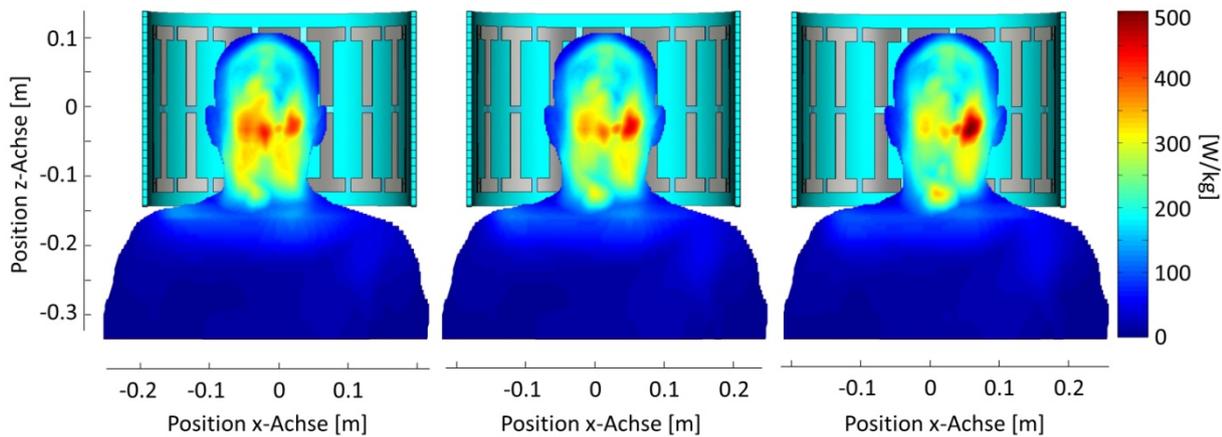
Eine Verschiebung des Modells entlang der  $x$ -Achse verursacht Schwankungen in der Intensität der Hotspots zwischen  $-9.1\%$  und  $+14.1\%$ . Entlang der  $y$ -Achse treten Veränderungen von  $-6.8\%$  bis  $+11.6\%$  auf und entlang der  $z$ -Achse sinken die Werte um bis zu  $20.7\%$ . Die angegebenen Werte beziehen sich auf die drei Hotspots höchster Intensität der jeweiligen Simulation. Durch die Verschiebung des Modells innerhalb der Spule wandeln sich diese teilweise. Der Hotspot höchster Intensität tritt für diese Verschiebungen jedoch stets in gleicher relativer Lage auf.

**Tabelle 5.7:** Variation der Lage des Kopf/Schultern Modells Ella entlang der x-, y- und z-Achse.

Verschiebung ( $\Delta x$ , $\Delta y$ , $\Delta z$ ) [mm]	Globale SAR [W/kg] (Kopf)	Höchste lokale SAR (10g) [W/kg] + Position (x, y, z) [mm]		
(0, 0, 0)	137.45	446.91 (40, 12, -27)	380.79 (0, -54, -35)	373.02 (20, 54, -29)
(-20, 0, 0)	138.24	427.17 (0, -54, -35)	409.65 (40, 14, -25)	355.00 (20, 54, -29)
(-10, 0, 0)	137.08	429.27 (40, 14, -25)	403.76 (0, -54, -35)	366.27 (20, 54, -29)
(+10, 0, 0)	137.99	473.10 (40, 12, -27)	386.52 (20, 54, -27)	360.96 (0, -57, -33)
(+20, 0, 0)	139.15	503.93 (39, 10, -29)	397.17 (20, 54, -29)	339.78 (2, -54, -35)
(0, -20, 0)	139.32	434.15 (40, 12, -25)	422.95 (2, -55, -35)	388.53 (34, -49, -86)
(0, -10, 0)	137.64	440.20 (40, 12, -27)	401.72 (2, -55, -35)	360.54 (22, 56, -27)
(0, +10, 0)	136.53	451.21 (38, 12, -29)	400.45 (20, 55, -29)	359.30 (0, -56, -33)
(0, +20, 0)	137.42	453.81 (38, 10, -29)	418.70 (20, 55, -29)	394.81 (-12, -2, -116)
(0, 0, -10)	127.41	392.89 (40, 12, -27)	352.50 (20, 54, -29)	342.50 (0, -54, -33)
(0, 0, -15)	123.31	371.07 (40, 12, -24)	328.92 (2, -57, -22)	328.90 (20, 54, -28)
(0, 0, -20)	119.79	347.66 (40, 16, -17)	318.43 (20, 54, -29)	307.38 (0, -57, -31)

Die entsprechenden Simulationsergebnisse für das Modell Ella zeigt

Tabelle 5.7. Die Intensität der Hotspots variiert zwischen  $-8.9\%$  und  $+12.8\%$  für Verschiebungen entlang der  $x$ -Achse und zwischen  $-3.7\%$  und  $+11.1\%$  entlang der  $y$ -Achse. Durch die Verschiebung entlang der  $z$ -Achse wird die Intensität um bis zu  $22.2\%$  vermindert. Bei der Verschiebung des Modells um  $-20$  mm entlang der  $x$ -Achse verringert sich die Intensität des ersten Hotspots bei gleichzeitiger Intensitätszunahme des zweiten Hotspots, so dass diese ihre Reihenfolge tauschen. Mit Ausnahme dieses Falls bleibt der im zentriert liegenden Modell erste Hotspot auch für die weiteren Verschiebungen der mit höchster Intensität.



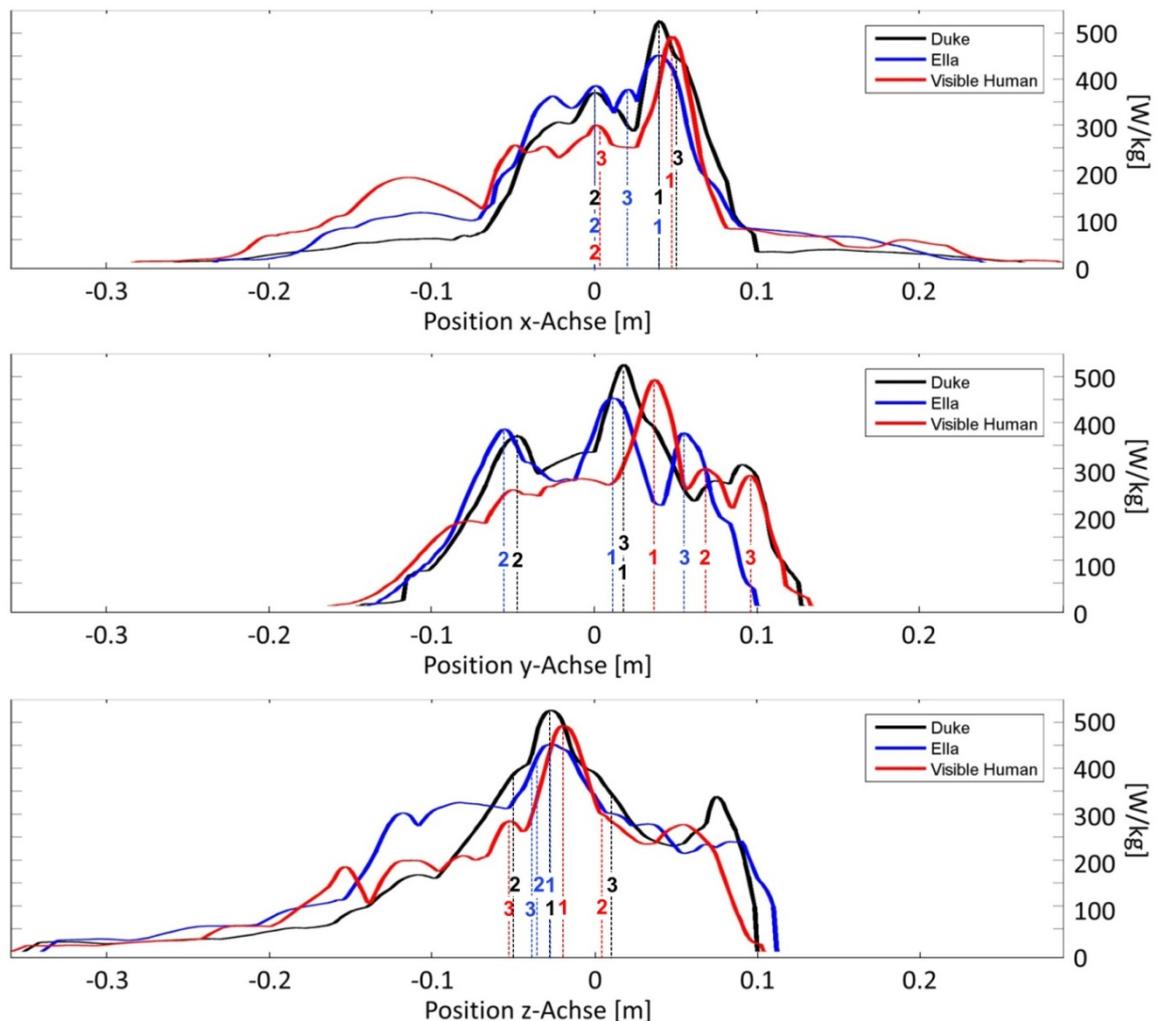
**Abbildung 5.11:** Projektion der maximalen SAR auf die  $xz$ -Ebene für Verschiebungen des Körpermodells Ella entlang der  $x$ -Achse. Der größte Hotspot des zentrierten Modells (mittig) nimmt zu für eine Verschiebung entlang der  $x$ -Achse um  $+20$  mm (rechts) und nimmt ab für eine Verschiebung entlang der  $x$ -Achse um  $-20$  mm (links).

Insgesamt kann man für das Verhalten eines Hotspots festhalten, dass seine Intensität zunimmt, wenn das Modell weiter auf die ihm nahe liegenden Spulenelemente zubewegt wird. Entsprechend nimmt die Intensität des Hotspots ab, wenn sich das Modell von diesen Ports entfernt. Dieses Verhalten ist in Abbildung 5.11 beispielhaft für das Modell Ella für die Kopfpositionen  $\Delta x = -0.2$  (links),  $\Delta x = 0$  (mittig) und  $\Delta x = +0.2$  (rechts) dargestellt.

## 5.5 Direkter Vergleich der Modelle

Das Auftreten der größten lokalen SAR wird für die drei betrachteten Körpermodelle Duke, Ella und Visible Human einem direkten Vergleich in Hinblick auf Lage und Intensität unterzogen. Hierzu wird für die jeweiligen Kopf/Schultern-Modelle der Verlauf der größten SAR des dreidimensionalen Feldes als Projektion der höchsten SAR auf die  $xz$ -Ebene (Abbildung 5.13) bzw.  $yz$ -Ebene (Abbildung 5.14) sowie als eindimensionaler Verlauf entlang der  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Achsen graphisch dargestellt (Abbildung 5.12). Letzterer ergibt sich aus der Projektion auf die  $xz$ -Ebene durch eine anschließende Projektion der größten SAR des 2D-Feldes entlang der  $z$ -Achse auf die  $x$ -Achse (Abbildung 5.12, oben). Entsprechend erhält man den 1D-Verlauf entlang der  $y$ -Achse (Abbildung 5.12, mittig) aus der Projektion auf die  $yz$ -Ebene mit anschließender Projektion entlang der  $z$ -Achse und den 1D-Verlauf entlang der  $z$ -Achse (Abbildung 5.12, unten) aus der Projektion auf die  $xz$ -Ebene und anschließender Projektion entlang der  $x$ -Achse. Die Lage der drei Hotspots höchster Intensität ist für die drei Modelle in Abbildung 5.12 mit den Ziffern 1, 2, 3 in entsprechender Farbe in den Graphen markiert. Betrachtet man zunächst lediglich den allgemeinen Verlauf der Graphen fällt auf, dass die SAR für das Modell Duke mit  $519.4$  W/kg zwar den absolut höchsten Wert erreicht (Ziffer 1, schwarz), abseits der Position dieses Hotspots aber oftmals unter der SAR zumindest eines der beiden anderen Modelle verläuft. Weiterhin zeigt der SAR-Verlauf für

die beiden Modelle Duke (Graph, schwarz) und Ella (Graph, blau), dass die Hotspots höchster Intensität (Ziffer 1) nahezu an der gleichen Position auftreten und lediglich entlang der  $y$ -Achse um 6 mm voneinander abweichen. Der Hotspot zweithöchster Intensität (Ziffer 2) bildet sich für diese beiden Modelle an einer Stelle, die die gleiche Position auf der  $x$ -Achse einnehmen und entlang der  $y$ - bzw.  $z$ -Achse um 6 mm bzw. 14 mm verschoben sind. Für den dritten Hotspot (Ziffer 3) dieser beiden Modelle zeigt der Verlauf der Graphen keine derartigen Übereinstimmungen.

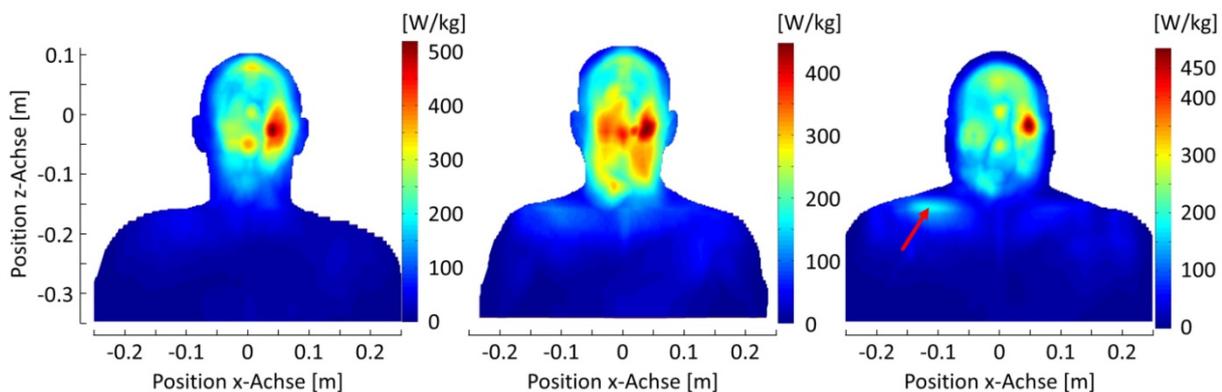


**Abbildung 5.12:** SAR-Projektionen der jeweils höchsten SAR des 3D-Feldes auf die  $x$ - (oben),  $y$ - (mittig) und  $z$ -Achse (unten) für die Kopf/Schultern-Modelle Duke, Ella und Visible Human. Die Zahlen markieren die Lage der drei größten lokalen SAR für jedes der drei Modelle.

Das Model des Visible Human (Graph, rot) weist mit 485.4 W/kg den Hotspot mit der absolut gesehen zweithöchsten Intensität auf (Ziffer 1, rot). Im Vergleich mit dem Hotspot größter Intensität (Ziffer 1, schwarz) ist seine Lage entlang der  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Achse um 8 mm, 20 mm und 12 mm in positiver Richtung verschoben. Die Hotspots mit zweit- und dritthöchster Intensität (Ziffern 2 und 3, rot) stimmen zwar auf ein oder zwei Koordinatenachsen noch mit der Lage eines Hotspots der anderen beiden Modelle überein,

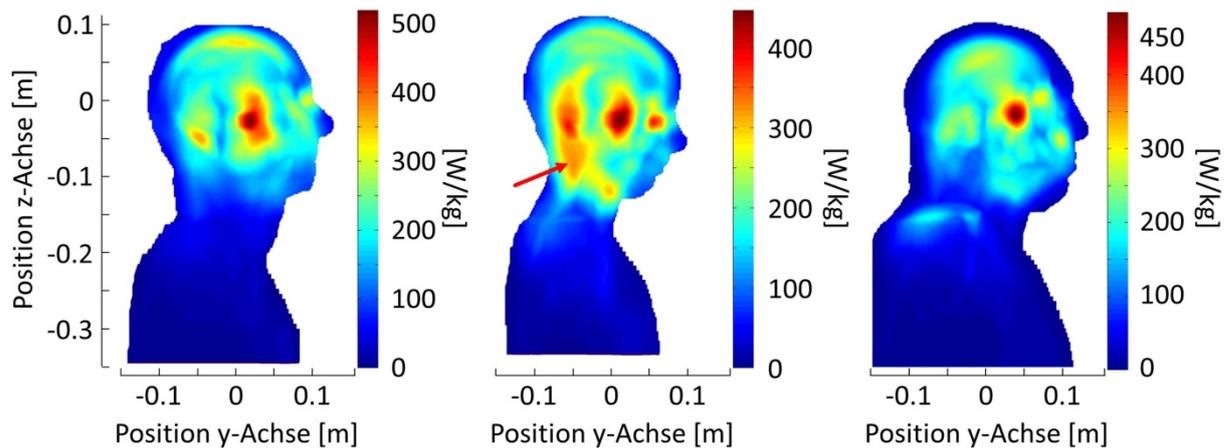
weichen aber in den übrigen Koordinaten deutlich ab und stellen somit einen unterschiedlichen Hotspot dar.

Weiterhin wird aus dem Verlauf der Graphen entlang der  $x$ -Achse (Abbildung 5.12, oben) die im Vergleich zu den beiden anderen Modellen höher ausfallende Energiedeposition in den Schultern des Visible Human deutlich. Diese erreicht bei  $x = -0.11$  m einen Wert von  $185.5$  W/kg, wohingegen die höchsten Werte für Duke und Ella in diesem Bereich bei  $52.5$  W/kg und  $108.7$  W/kg liegen. Diese SAR-Erhöhung lässt sich auch gut in Abbildung 5.13 erkennen. Für den entsprechenden Bereich der anderen Schulter bei  $x = +0.11$  m zeigen die drei Graphen keine auffällig erhöhte SAR.



**Abbildung 5.13:** 2D-Projektion der höchsten SAR entlang der  $y$ -Achse auf die  $xz$ -Ebene für die Modelle Duke (links), Ella (mittig) und Visible Human (rechts). Der jeweils größte Hotspot tritt für die drei betrachteten Modelle in einer ähnlichen Position auf. Für das Modell des Visible Human wird eine erhöhte SAR im Bereich der linken Schulter ersichtlich.

Im Verlauf der Graphen entlang der  $y$ -Achse (Abbildung 5.12, mittig) ist zudem bei  $x \approx -0.06$  m der Unterschied der SAR für die Modelle Duke und Ella gegenüber dem Visible Human auffällig. Die beiden SAR-Peaks in diesem Bereich mit der Ziffer 2 treten für Duke und Ella in der CSF auf, welches im Visible Human nicht segmentiert ist. Die höchste SAR des Visible Human in diesem Bereich liegt mit fast  $250.0$  W/kg bei etwa 68 %, bzw. 66 % der Werte, die sich für die Modelle Duke ( $365.3$  W/kg) und Ella ( $380.8$  W/kg) ergeben.



**Abbildung 5.14:** 2D-Projektion der höchsten SAR entlang der  $x$ -Achse auf die  $yz$ -Ebene für die Modelle Duke (links), Ella (mittig) und Visible Human (rechts). Der jeweils größte Hotspot tritt für die drei betrachteten Modelle an einer ähnlichen Position auf. Für das Modell Ella zeigt sich zudem eine erhöhte SAR im Nackenbereich.

Für den SAR-Verlauf entlang der  $z$ -Achse (Abbildung 5.12, unten) weist der Graph für das Modell Ella (blau) für den Abschnitt  $-0.146 \leq z \leq -0.064$  eine deutlich höhere SAR auf als die beiden anderen Graphen. Er steigt in diesem Bereich zu einem Höchstwert von fast 320 W/kg an und liegt stellenweise mit einer Differenz von 147 W/kg um das 1.8-fache über den Werten der beiden anderen Graphen. Die erhöhte SAR liegt im hinteren Bereich des Kopfes und im Nacken, wie es in Abbildung 5.14 zu sehen ist.

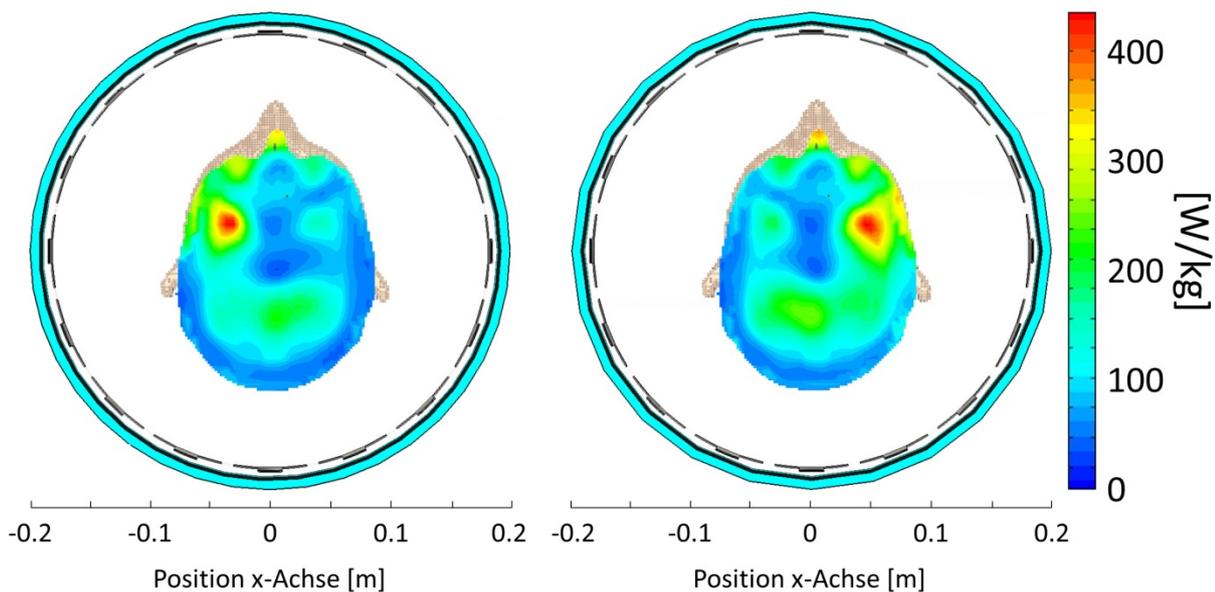
Der Verlauf der SAR entlang der  $z$ -Achse steigt für Duke im Gegensatz zu den Graphen der beiden anderen Modelle am oberen Ende nochmal deutlich an und erreicht bei  $z = +0.075$  m seinen Höchstwert von fast 335 W/kg. Er liegt damit um etwa 100 W/kg höher als die SAR von Ella und des Visible Human. Dieser Hotspot befindet sich im oberen Kopfbereich und ist in Abbildung 5.13 (links) und Abbildung 5.14 (links) gut zu erkennen.

Entsprechend den Werten der Tabelle 5.1c, Tabelle 5.2c und Tabelle 5.3c unterscheiden sich die normierte höchste SAR der Modelle Duke (519.39 W/kg) und Visible Human (485.35 W/kg) um 6.6 % und für die Modelle Duke und Ella (446.91 W/kg) um weniger als 14 %. Der Wert der globalen SAR liegt für das Modell des Visible Human (89.30 W/kg) deutlich unter den Werten der beiden anderen Modelle (Duke: 121.76 W/kg, Ella: 137.06 W/kg) und weicht von diesen um 26.7 % bzw. um 34.9 % ab.

## 5.6 Rechts- und linksdrehend polarisiertes HF-Signal

Bei Betrachtung des SAR-Verlaufs entlang der  $x$ -Achse (Abbildung 5.12, oben) wird dessen Asymmetrie mit einer Konzentration der SAR auf Seiten der positiven  $x$ -Achse deutlich. Diese rechtslastige SAR-Verteilung tritt für alle drei Modelle auf und wird daher anhand des

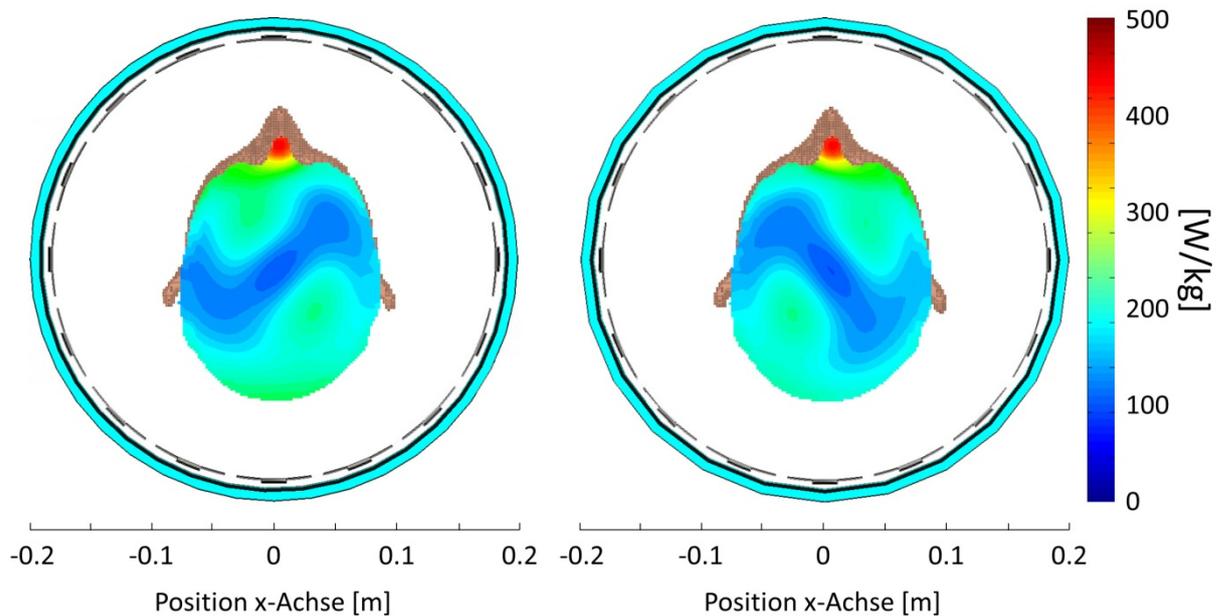
auf den Kopfbereich reduzierten Körpermodells Duke genauer untersucht. Physikalisch ist die Polarisation zur Anregung des Spinsystems durch die Drehrichtung der Kernspins festgelegt. Bei einem Wechsel dieser Polarisation ginge die Resonanz verloren und eine Auslenkung der Spins in die transversale Ebene wäre nicht mehr möglich. Als Computersimulation ist diese Betrachtung allerdings durchführbar und kann Aufschluss über den Einfluss des HF-Signals an sich geben. Abbildung 5.15 zeigt hierzu die SAR-Verteilung für das Kopfmodell in der  $xy$ -Ebene ( $z = 0$ ) für ein linksdrehend zirkular polarisiertes HF-Signal (links) und für ein rechtsdrehend zirkular polarisiertes HF-Signal (rechts).



**Abbildung 5.15:** SAR-Verteilung für das Kopfmodell Duke bei Einstrahlung eines linksdrehend zirkular polarisierten HF-Signals (links) und eines rechtsdrehend zirkular polarisierten HF-Signals (rechts). Durch die gegenläufige Polarisation wird ein Feld hervorgerufen, das zu dem ursprünglichen Feld bezüglich der  $y$ -Achse nahezu symmetrisch ist. Eine Verlagerung der SAR auf die linke, bzw. rechte Seite der betrachteten Schicht wird deutlich.

Zur Realisierung des linksdrehend zirkular polarisierten HF-Signals wird die Spule am ersten Port (auf 12-Uhr-Position) mit einer Phase von  $0^\circ$  angeregt, aber am zweiten Port (auf 3-Uhr-Position) eine Phase von  $270^\circ$  statt der bisherigen  $90^\circ$  verwendet. Dies bewirkt eine Umkehrung der Polarisationsrichtung des HF-Signals. Die resultierende Feldverteilung der HF-Simulation ist zueinander annähernd spiegelsymmetrisch bezüglich der  $y$ -Achse. Die gleiche Betrachtung für das Modell mit homogener Gewebestruktur ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Eine ebenso rechts- bzw. linkslastige Konzentration der SAR ist für das Modell ohne innere Struktur in der betrachtete Schicht kaum festzustellen. Die höchste SAR tritt in beiden Fällen bezüglich der  $x$ -Achse mittig an der Nasenwurzel auf. Die weitere Feldverteilung innerhalb der betrachteten Schicht zeigt ein annähernd punktsymmetrisches Muster bezüglich des jeweiligen Spulenmittelpunkts. Ein Vergleich der Felder mit links- bzw. rechtsdrehendem zirkular polarisiertem HF-Signal lässt sowohl für das Modell mit

differenziertem Gewebe, als auch für das Modell mit homogener Struktur eine bezüglich der  $y$ -Achse gespiegelte Feldverteilung erkennen.



**Abbildung 5.16:** SAR-Verteilung für das Kopfmodell Duke mit homogener Gewebestruktur, bei einem linksdrehend zirkular polarisiertem HF-Signal (links) und einem rechtsdrehend zirkular polarisiertem HF-Signal (rechts). Im direkten Vergleich verteilen sich bei nun homogener Gewebestruktur die Felder weiterhin symmetrisch bezüglich der  $y$ -Achse, eine deutliche Verlagerung der höchsten SAR auf eine der beiden Seiten zeigt sich jedoch nicht mehr.

## 5.7 Nachjustierung der Spule

Die Auswirkungen auf die Simulationen, bei Verwendung einer Spule, die nicht exakt auf die geforderte Resonanzfrequenz abgestimmt ist, werden in Tabelle 5.8 und Tabelle 5.9 für die Modelle Duke und Ella wiedergegeben. Die Frequenz wird bei den Simulationen am deutlichsten verschoben, bei denen die *load* an sich, oder ihre Position innerhalb der Spule, den größten Veränderungen unterliegen. Daher werden diese Fälle nachjustiert und miteinander verglichen. Für das auf den Bereich „Kopf“ gekürzte Modell Duke ergibt sich dadurch eine Verminderung der Intensität der drei betrachteten Hotspots um 4.1 %, 3.5 % und 3.9 %, wobei sich die globale SAR nur geringfügig ändert. Der Unterschied in *FWD*- und *RefD*-Leistung beträgt etwa 6 % (Tabelle 5.8a, b). Im zweiten Fall wird das entlang der  $z$ -Achse um 20 mm verschobene Modell betrachtet. *FWD*- und *RefD*-Leistung unterscheiden sich um fast 5 %, es zeigen sich aber keine signifikanten Änderungen sowohl für die lokale als auch für die globale SAR (Tabelle 5.8c, d). Das entsprechende gekürzte Modell Ella zeigt eine Verminderung der drei Hotspots um 3.1 %, 0.6 % und 0.2 % und eine Differenz von *FWD*- und *RefD*-Leistung von 6 % (Tabelle 5.9a, b). Für das entlang der  $z$ -Achse verschobene Modell nehmen die beiden Hotspots höchster Intensität um 1.5 %, bzw. 7.3 % zu, wohingegen der dritte Hotspot um 5.7 % vermindert wird. Die Differenz von

*FWD*- und *RefD*-Leistung beträgt 4 % (Tabelle 5.9c, d). Die Schwankung der globalen SAR liegen in beiden Fällen bei weniger als 0.8 %.

**Tabelle 5.8:** Vergleich von SAR und Position der Hotspots für eine leicht verstimmte (a, c) und genau abgestimmte Spule (b, d) anhand des Körpermodells Duke.

	Modell	FWD-RefD Leistung (rel., %)	Globale SAR [W/kg] (Kopf)	Höchste lokale SAR (10g) [W/kg] + Position (x, y, z) [mm]		
a	Duke (Ko)	93	125.08	539.53 (40, 18, -27)	364.95 (2, -46, -51)	360.96 (50, 18, 11)
b	Duke (Ko), (exakt)	99	124.31	517.10 (40, 18, -27)	355.48 (2, -46, -51)	346.62 (50, 18, 11)
c	Duke $\Delta z = -20$	95	103.25	411.35 (40, 18, -27)	356.71 (10, 6, 75)	305.52 (12, -32, 75)
d	Duke $\Delta z = -20$ , (exakt)	99	103.19	412.98 (40, 18, -27)	357.79 (10, 6, 75)	303.55 (12, -32, 75)

Für die Modelle Duke und Ella werden die Positionen der Hotspots in allen betrachteten Fällen nicht beeinflusst. Die aufgrund der Nachjustierung erhöhte Resonanz der Spule verringert den Unterschied von *FWD*- und *RefD*-Leistung und entsprechend sinkt der Faktor zur Skalierung der Felddaten. Für das magnetische Feld liegt die Änderung des Skalierungsfaktors bei weniger als 4.9 % bzw. für die SAR etwa bei 9.5 %.

**Tabelle 5.9:** Vergleich von SAR und Position der Hotspots für eine leicht verstimmte (a, c) und genau abgestimmte Spule (b, d) anhand des Körpermodells Ella.

	Modell	FWD-RefD Leistung (rel., %)	Globale SAR [W/kg] (Kopf)	Höchste lokale SAR (10g) [W/kg] + Position (x, y, z) [mm]		
a	Ella Ko	93	137.12	534.25 (40, 12, -27)	358.23 (22, 54, -27)	354.70 (42, -48, -29)
b	Ella Ko (exakt)	99	137.72	518.76 (40, 12, -27)	356.16 (22, 54, -27)	353.99 (42, -48, -29)
c	Ella $\Delta z = -20$	95	119.79	347.66 (40, 16, -17)	318.43 (20, 54, -29)	307.38 (0, -57, -31)
d	Ella $\Delta z = -20$ (exakt)	99	118.87	352.99 (40, 16, -17)	341.62 (20, 54, -29)	289.76 (0, -57, -31)

## 5.8 Großer HF-Schirm

Der Einfluss eines zusätzlichen großen HF-Schirms auf die in den Simulationen berechnete SAR wird in Tabelle 5.10 dargestellt. Verglichen mit der Spule mit lokalem HF-Schirm (Tabelle 5.10a) verringert sich die globale SAR um 1.6 % und die Intensität der drei Hotspots ändert sich um  $-0.8\%$ ,  $-5.2\%$  und  $+1.6\%$ . Dabei treten die Hotspots weiterhin an gleicher Position auf (Tabelle 5.10b). Verglichen mit der ursprünglichen Spule zeigt sich durch die Hinzunahme des großen HF-Schirms eine größere Präsenz der SAR in den Armen des Körpermodells. Die größte lokale SAR beträgt hier  $16.5\text{ W/kg}$  und tritt am Ellbogen des rechten Armes auf. In der ursprünglichen Spule ist die SAR in den Armen insgesamt etwas weniger verteilt, mit einer höchsten lokalen SAR von  $12\text{ W/kg}$  am Handgelenk.

**Tabelle 5.10:** Einfluss eines zusätzlich modellierten großen HF-Schirms auf die SAR-Simulation.

	Großer HF-Schirm	Globale SAR [W/kg] (Kopf)	Höchste lokale SAR (10g) [W/kg] + Position (x, y, z) [mm]		
a	ohne	120.25	513.44 (40, 18, -27)	364.28 (0, -48, -49)	330.70 (50, 18, 11)
b	mit	118.33	509.33 (40, 18, -27)	345.24 (0, -48, -49)	336.03 (50, 18, 11)

## 5.9 Zusammenfassung der Ergebnisse

An dieser Stelle sollen die Ergebnisse der vorangehenden Kapitel noch einmal kurz zusammengefasst werden, um einen abschließenden Überblick zu erhalten. Eingeleitet wird die Studie in Abschnitt 5.1 mit der Betrachtung der analytischen und numerischen Berechnung der elektromagnetischen Felder eines Kugelschalenmodells bei Anregung durch eine Leiterschleife. Die Felddaten zeigen gute Übereinstimmung, mit leichten Abweichungen der SAR am äußeren Rand des Kugelmodells. Der Verlust der symmetrischen Feldverteilung kann für das  $H_1^+$ -Feld dargestellt werden, ebenso wie die Entstehung der größten lokalen SAR an der Grenzfläche zwischen den beiden Schichten der Kugel unterschiedlicher Leitfähigkeit. Anschließend werden in Abschnitt 5.2 unterschiedliche Kürzungen der Körpermodelle untersucht. Die Felddaten der Kopf/Schultern-Modelle zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Feldern der ungekürzten Modellen, wohingegen für die reinen Kopfmodelle die elektromagnetischen Felder und entsprechend die SAR vor allem im unteren Bereich des Kopfes von der ursprünglichen Verteilung abweichen. In einigen Fällen treten Hotspots nicht mehr an den zuvor ermittelten Positionen auf. Die Rechenzeit der Computersimulationen verkürzt sich bei Verwendung der Kopf/Schultern-Modelle bereits auf etwa 50 %.

Die Gewebekombinationen in Abschnitt 5.3 stellen deutlich heraus, dass die Schultern zwar für die Berechnung der Felder innerhalb des Kopfes wichtig sind, der Einfluss ihrer Gewebestruktur hingegen sehr gering ist. Die anschließenden Gewebekombinationen innerhalb des Kopfes beeinflussen die Intensität der betrachteten Hotspots allerdings merklich. Die Lage der Hotspots innerhalb des Kopfes verhält sich relativ robust, solange noch eine rudimentäre Gewebestruktur vorhanden ist. Unter den verschiedenen Gewebearten kann die Wichtigkeit der CSF bezüglich der Hotspotbildung herausgestellt werden.

Der Einfluss einer veränderten Lage der Modelle innerhalb der Kopfspule wird in Abschnitt 5.4 betrachtet. Die ermittelte SAR für die unterschiedlichen Anordnungen zeigt in den meisten Fällen ein Ansteigen bzw. Abfallen der Intensität der Hotspots bei Näherung bzw. Entfernung von den Spulenelementen.

Anschließend wird ein direkter Vergleich zwischen den drei verwendeten Körpermodellen in Abschnitt 5.5 angelegt. Die zwei Hotspots mit höchster Intensität treten für die beiden Modelle der Virtuellen Familie Duke und Ella an sehr ähnlichen Stellen auf und auch im Modell des Visible Human findet sich der Hotspot höchster Intensität in entsprechender Lage wieder. Die unterschiedliche Segmentierung bezüglich der CSF im Vergleich mit den beiden anderen Modellen findet sich auch in der Verteilung der SAR wieder, die in diesem Bereich im Visible Human niedriger ausfällt. Weiterhin ist die SAR im Modell Ella eher im hinteren Kopfbereich verlagert, als bei den Modellen Duke und Visible Human. Letzterer weist zudem eine erhöhte SAR an der linken Schulter auf, welche näher an den Endringen der Kopfspule liegt, als bei den Modellen der Virtuellen Familie. In Abschnitt 5.6 wird der Einfluss des HF-Signals auf die SAR herausgestellt, welche nicht gleichmäßig innerhalb der Modelle verteilt ist.

Abschließend werden in Abschnitt 5.7 die Nachjustierung der Kopfspule, sowie in Abschnitt 5.8 der Einfluss des HF-Schirms der Bohrung des Magnetresonanztomographen untersucht. Für beide Betrachtungen zeigt sich eine leichte Beeinflussung der Intensität der lokalen SAR von bis zu 4 %, wobei die Lage der Hotspots, sowie die globale SAR kaum beeinträchtigt werden.

## 6 DISKUSSION

In dieser Arbeit wurden sowohl analytische Berechnungen, als auch numerische Simulationen durchgeführt. Sie sollen Kenntnis geben über die Ursachen der SAR und ihrer Abhängigkeit von individuellen geometrischen und strukturellen Eigenschaften des menschlichen Körpers. Hierzu wurde zunächst ein Kugelschalenmodell analytisch betrachtet, um grundlegende Verhaltensweisen der SAR aufzuzeigen. Anschließend wurden anhand von Körpermodellen in numerischen Berechnungen verschiedene Kürzungen der Modelle und eine Vereinfachung der Gewebestruktur untersucht und außerdem eine systematische Verschiebung der Modelle innerhalb der Kopfspule durchgeführt. In Hinblick auf Gemeinsamkeiten oder ähnlichem Verhalten bezüglich der SAR wurde ein direkter Vergleich der drei sehr unterschiedlichen Modelle durchgeführt. Abschließend wurde der Einfluss des für die gesamten Untersuchungen verwendeten zirkular polarisierten HF-Signals, sowie zwei weitere Aspekte, welche Vereinfachungen des Simulationsprozesses an sich darstellen, genauer betrachtet. Dies sind die Nachjustierung der Resonanzfrequenz und die Berücksichtigung des großen HF-Schirms entlang der Bohrung des MRT.

### 6.1 Analytische Berechnung

Die analytisch und numerisch ermittelten Feldverteilungen für ein einfaches Kugelschalenmodell zeigen qualitativ eine große Übereinstimmung. Jedoch stimmt nur einer der beiden dominanten Hotspots der numerischen Berechnung mit der analytischen Lösung exakt überein (Abbildung 5.3, links). Die Verschiebung des zweiten Hotspots bei  $y = +0.05$  m um 4 mm ist durch numerische Artefakte zu erklären. Im Gegensatz zu dem Hotspot bei  $y = -0.05$  m ist dieser nicht so klar und homogen aufgelöst und es lassen sich „Stufen und Kanten“ erkennen (Abbildung 5.2). Durch diese numerische Inkonsistenz, verbunden mit der SAR-Mittelung über 1 g Gewebe kommt es zu der leichten Verschiebung, welche bei einem weniger sensitiven Mittelungsgewicht von 10 g nicht aufgetreten wäre. Die Intensitätsunterschiede der Nebenmaxima am äußeren Rand der Kugel können durch die Modellierung der Stromschleife bedingt sein. Der Stromfluss im analytischen Modell wird idealisiert als gleichmäßiger Strom auf einer Kreisbahn infinitesimaler Dicke angenommen. Im numerischen Modell hingegen hat diese Leiterschleife eine Dicke von 2 mm. Durch den geringeren Abstand des stromdurchflossenen Leiters zur Oberfläche der Kugel wird daher eine erhöhte SAR im numerischen Modell hervorgerufen.

Unabhängig von diesen Unterschieden zwischen den analytischen und numerischen Feldern zeigt sich für beide Modelle deutlich, dass das magnetische Sendefeld  $H_1^+$  anders verläuft als das elektrische Feld bzw. die SAR, und nicht mehr deren Symmetrie aufweist (Abbildung 5.1 und Abbildung 5.2). Ausgehend von dem Sendefeld ist daher ein Schluss auf die SAR Verteilung nicht naheliegend. Doch auch aufgrund des elektrischen Feldes, welches maßgeblich für die Entstehung der SAR ist, kann eine derartige Aussage im Allgemeinen

nicht ohne Kenntnis der Gewebeparameter gemacht werden. Während das elektrische Feld seinen höchsten Wert ganz deutlich in nächster Nähe zu der stromdurchflossenen Leiterschleife am äußeren Rand der Kugel annimmt, treten die Hotspots der SAR am Übergang zwischen der inneren Kugel mit hoher Leitfähigkeit und dem Gewebe der Ummantelung mit niedriger Leitfähigkeit auf.

Die Berechnung der elektromagnetischen Felder bei der MRT ist auf analytischem Wege, entsprechend dem Vorgehen in Abschnitt 2.4, prinzipiell möglich. Die Formulierung der hierzu notwendigen Gleichungssysteme ist jedoch für komplexere Modelle, wie beispielsweise Körpermodelle mit irregulärer Struktur und differenzierten Gewebearten, mit einem Aufwand verbunden, der ein solches Vorgehen für eine praktische Anwendung ungeeignet macht.

## 6.2 Kürzungen der Modelle

Bei der Kürzung von Körpermodellen ist für eine Anwendung zur SAR-Überwachung zu beachten, dass weder die Feldverteilungen zu sehr beeinflusst werden, noch dass durch die Kürzung eventuell sicherheitsrelevante Hotspots übersehen werden. Außerhalb des Spulenvolumens kann es zu erhöhter lokaler SAR kommen, beispielsweise dort, wo die Schultern des Modells nahe an den Endringen der Spule liegen (Ibrahim, et al., 2001). Dieses Verhalten tritt für die beiden Modelle der Virtuellen Familie Duke und Ella nicht auf, kann aber für das Modell des Visible Human festgestellt werden, welches aufgrund der höher gezogenen und breiteren Schultern näher an den Endringen positioniert ist, als die beiden anderen Modelle. Der entstehende Hotspot gehört zwar mit  $185.5 \text{ W/kg}$  nicht zu den drei Hotspots höchster Intensität innerhalb des Modells, zeigt aber, dass die Nähe des Probanden zur Kopfspule nicht unerheblichen Einfluss auf die SAR nimmt.

Für Kopf-Untersuchungen hat der Teil des Körpermodells außerhalb der Spule zudem die Funktion, die richtigen Rahmenbedingungen zu schaffen, damit die Felder innerhalb des Kopfes richtig simuliert werden. Dass hierzu nicht der gesamte Körper modelliert und berechnet werden muss, wird bei Betrachtung der Tabelle 5.1, Tabelle 5.2 und Tabelle 5.3 deutlich. Die Kürzung der Modelle auf den Bereich Kopf/Schultern verursachte für alle drei Modelle Intensitätsänderungen von weniger als 3 %. Auch die Position der Hotspots verlagert sich in den meisten Fällen nicht und nur im ungünstigsten Fall um 3.6 mm. Dies bestätigt, dass die Feld-Verteilung innerhalb des Kopfes weiterhin sehr ähnlich zu dem Feld des Ganzkörper-Referenzmodells ist. Bei der Simulation der weiter auf den Bereich „Kopf“ gekürzten Modelle zeigt sich allerdings eine Veränderung der Felder, speziell im unteren Bereich des Kopfes. Der durch das elektromagnetische Wechselfeld induzierte Strom kann bei einem reinen Kopf-Modell nicht mehr in die Schultern abfließen und verläuft daher in einer Art Schleife entlang der Schnittfläche am Hals des Modells. Dies zieht eine unerwünschte Beeinflussung der elektromagnetischen Felder nach sich und wirkt

dementsprechend auch auf die SAR (Abbildung 5.5). Für genaue Kopfsimulationen ist daher der Schulterbereich für den Ladungsausgleich der im Kopf induzierten Ströme notwendig. Ähnliche Ergebnisse wurden auch in anderen Studien bereits ermittelt (Jin, et al., 1996) (Collins & Smith, 2001). Eine pauschale Angabe, wie weit der Körpers außerhalb der Spule modelliert und mitberechnet werden muss, kann an dieser Stelle nicht gemacht werden. Dies hängt von der Abstrahlung der jeweiligen Spule nach außen ab, aber auch von der Stärke der induzierten Ströme innerhalb des Spulenvolumens.

### 6.3 Gewebekombinationen

Die Simulationen zu den unterschiedlichen Gewebekombinationen zeigen, dass sich die Maximalwerte der SAR im Kopf leicht durch Modifikationen des Kopfgewebes beeinflussen lassen. Im Gegensatz dazu bilden sich die Hotspots aber, außer für eine sehr stark vereinfachte Gewebestruktur, stets an den gleichen Stellen im Kopf. Die Ergebnisse anderer Studien für den Bereich des Torsos, wonach eine starke Vereinfachung der Gewebestruktur nur geringen Einfluss auf die SAR zeigte (van den Bergen, et al., 2007) (Homann, et al., 2011), lassen sich nur teilweise auf Kopfsimulationen übertragen. Die Verteilungsmuster der SAR und somit auch die Lage der relevanten Hotspots bestehen auch weiterhin für eine stark vereinfachte Struktur. Allerdings ist die Verwendung eines stark vereinfachten Kopfmodells zur SAR-Bestimmung bei der MRT nicht zu empfehlen, da für dieses die Intensitätswerte der Hotspots deutlich von den tatsächlichen Werten abweichen würden.

Zudem lässt sich für die schrittweise Kombination der Gewebe ein systematisches Abnehmen der größten auftretenden SAR beobachten (Tabelle 5.4 und Tabelle 5.5). Durch das Vereinen von zwei benachbarten Gewebearten verschwinden dort die Übergänge unterschiedlicher Leitfähigkeit. An solchen Übergängen entsteht in der Regel eine erhöhte SAR (Ibrahim, et al., 2001), wie es auch schon die Feldberechnung für das Kugelschalenmodell in Abschnitt 5.1 gezeigt hat. Im Gegenzug wird mit jeder Vereinfachung der Modellstruktur das Gewebe einheitlicher und die elektromagnetischen Felder verteilen sich gleichmäßiger. Die bei einer Gewebekombination gemittelte und gegebenenfalls an den Stellen hoher SAR nun niedrigere Leitfähigkeit zieht entsprechend eine reduzierte und von der Verteilung her ebenfalls gleichmäßigere SAR nach sich (Collins, et al., 1998). Folglich ergeben sich für die vereinfachten Modelle niedrigere Maximalwerte der SAR. Dieses Verhalten ist für die Gewebekombinationen TC1-TC6 für das Modell Ella sehr gut erkennbar (Tabelle 5.5). Betrachtet man für das Modell Duke nur die Position des Hotspots größter Intensität, so gilt dieses Verhalten auch hier (Tabelle 5.4). Allerdings tritt für die Gewebekombinationen TC5 und TC6 ein weiterer Hotspot mit größerer Intensität auf. Dieser bildet sich genau an der Nasenwurzel des Modells und setzt sich deutlich von der im weiteren Kopfbereich zunehmend gleichverteilten SAR ab. Ein entsprechender Hotspot bildet sich ebenso für das Modell des Visible Human mit homogener Gewebestruktur. Durch die homogene Struktur wird zudem der Hotspot an der Schulter des Modells deutlich verstärkt. Bei Betrachtung der

SAR-Projektionen der drei Modelle in Abbildung 5.9 wird dieses Verhalten klarer. Bei den Modellen mit homogener Gewebestruktur wird die SAR nun maßgeblich durch zwei Faktoren bestimmt: Zum einen durch die Geometrie der Modelle und somit durch die Nähe zur Kopfspule, zum anderen durch den Skin-Effekt, welcher nun – ohne Beeinflussung durch eine interne Gewebestruktur – den im Modell durch das magnetische Wechselfeld induzierten Strom deutlicher an die Oberfläche des Modells zwingt. Die etwas anders verteilte SAR für das Modell Ella ist damit zu erklären, dass der Kopf des Modells leicht nach vorne geneigt ist und daher der Spule nicht so nah kommt, wie es bei den Modellen Duke und Visible Human der Fall ist. Auch die Nase des Modells ist vergleichsweise klein, so dass hier, selbst für TC5 und TC6, keine so große SAR Konzentration entsteht. Bei Betrachtung der SAR-Verteilung der Modelle homogener Struktur wird jedoch deutlich, dass sich anhand dieser nicht mehr auf die SAR-Verteilung der strukturierten Modelle schließen lässt. Anders verhält es sich bei den Modellen mit einer reduzierten Gewebestruktur mit nur vier Gewebearten (TC5). Es zeigen sich zwar große Unterschiede in der Intensität der lokalen SAR, dennoch treten einige der Hotspots weiterhin an Positionen im Modell auf, welche mit denen des unveränderten Modells vergleichbar sind. Eine gute Übereinstimmung mit den unveränderten Modellen in Bezug auf Intensität und Position der Hotspots ist für die Kombinationen bis einschließlich TC3 zu finden. Auch wenn die Intensität der Hotspots durch eine Veränderung der Gewebestruktur beeinflusst wird, so liegen für diese Vereinfachungen die Intensitätsschwankungen meist unter 5 %, mit nur zwei Ausnahmen von 5.2 % und 5.3 %. Für eine Beurteilung, ob solche Schwankungen in den Simulationen akzeptabel sind, müssen diese in Relation zu anderen auftretenden Ungenauigkeiten oder Schwankungen gesetzt werden.

Neben den Vereinfachungen genereller Art wurde speziell der Einfluss der CSF auf die SAR genauer betrachtet. Unter den Geweben im Kopf hat CSF die höchste Leitfähigkeit und liefert daher die Voraussetzungen einer potentiell hohen SAR. Eine entsprechende Simulation anhand des Modells Duke mit und ohne CSF bestätigt, wie wichtig eine Segmentierung dieses Gewebes für die SAR-Überwachung ist. Wie in Abbildung 5.10 zu sehen ist, bildet sich in der CSF ein deutlicher Hotspot. Das Körpermodell des Visible Human wird häufig für Hochfeld-Simulationen genutzt (Homann, et al., 2011) (Liu, et al., 2005) (Uusitupa, et al., 2010). Da dieses Modell aber in seiner ursprünglichen Segmentierung kein ausgeprägtes CSF besitzt, könnten bei Berechnungen des Kopfbereiches unrealistische Verteilungsmuster der SAR auftreten, welche unter Umständen eine falsche Beurteilung der tatsächlichen Leistungsabsorption zur Folge hätten.

Die anschließend durchgeführte Vereinfachung des Teils der Körpermodelle außerhalb des Spulenvolumens zeigt, dass die Schulterstruktur einen deutlich geringeren Einfluss auf die Kopfsimulationen hat, als es für die einzelnen Kopfgewebe der Fall ist. Die Untersuchungen ergeben, dass für den Schulterbereich nicht notwendiger Weise Gewebe differenziert werden muss, sondern die Verwendung von Schultern mit einer homogenen Struktur ausreichend ist. Dieses Ergebnis wurde bisher nur für die in dieser Arbeit verwendete Spule gezeigt, sollte

aber in entsprechender Form für alle Spulen Gültigkeit haben, die ein vergleichbares, außerhalb des Spulenvolumens schnell abfallendes elektromagnetisches Feld erzeugen.

Der geringe Einfluss der Modellvereinfachungen außerhalb des Spulenvolumens legt zudem den Schluss nahe, dass dieser Bereich gänzlich durch eine standardisierte Schulter ersetzt werden kann. Diese könnte für die Simulationen an das jeweilige individuelle Kopfmodell angebracht werden. Auf diese Weise würde der Segmentierungsaufwand bei der Erstellung von Modellen zur Simulation des Kopfbereiches deutlich verringert. Eine Prüfung der Übertragbarkeit einer solchen Vereinfachung auf andere Körperbereiche ist im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt worden; aufgrund der hier gewonnenen Erkenntnisse erscheint eine entsprechende Anwendung aber durchaus plausibel. Dies könnte beispielsweise für eine Handgelenks- oder Kniespule bedeuten, dass der von der Spule umschlossene Bereich detailliert modelliert wird, aber außerhalb der Spule für den angrenzende Teil des Körpers, also Arm oder Bein, eine einfache Struktur und eine gemittelte Leitfähigkeit ausreichend ist.

Ein weiterer Aspekt, der bei der Vereinfachung der Modelle beachtet werden muss, ist das Verhältnis von lokaler und globaler SAR. Die beschriebene Verminderung der maximalen lokalen SAR durch die Gewebezusammenführungen findet sich nicht in der globalen SAR wieder. Diese bleibt gleich, oder sie steigt leicht an. Insgesamt verteilt sich also durch die Vereinfachung der Gewebestruktur die SAR gleichmäßiger im Körper. Entsprechend verringert sich das Verhältnis *lokale SAR/globaler SAR* für das Modell Duke von 4.2 auf bis zu 3.4 und für das Modell Ella von 3.3 auf bis zu 2.1. Derartige Relationen werden bei der MRT zur Festlegung der Sicherheitsschranken mit einbezogen, um durch Limitierung der bei der Untersuchung bekannten globalen SAR auch die Einhaltung der Schranken für die lokale SAR zu gewährleisten. Die durch zu sehr vereinfachte und dadurch ungeeignete Modelle erzeugten zu niedrigen Verhältnisse von lokaler zu globaler SAR würden zu hoch angelegte Grenzwerte nach sich ziehen und somit ein potentiell Risiko für den Patienten bedeuten. Bei der Verwendung von Simulationsergebnissen, die auf vereinfachten Kopfmodellen basieren, sollte dies in Bezug auf Sicherheitsfragen berücksichtigt werden.

Die Genauigkeit der Feldberechnungen ist aber nicht nur durch die Detailliertheit der Körpermodelle bestimmt. Die dielektrischen Eigenschaften der unterschiedlichen Gewebe haben einen maßgeblichen Einfluss auf die resultierende SAR-Verteilung. Für HF-Simulationen finden Gewebeparameter Verwendung, welche anhand von *in vitro* oder *post mortem* Tiergeweben bestimmt wurden (Gabriel, et al., 1996) (Foster, et al., 1979) und daher von den tatsächlichen Patienten-Daten abweichen können. Für *in vivo* gemessene Gewebeeigenschaften stellte sich zudem heraus, dass sich diese von Patient zu Patient unterscheiden können (Peyman, et al., 2009) (Xu, et al., 2009). Auch wurde in einer Studie gezeigt, dass eine Veränderung der dielektrischen Eigenschaften in einer Größenordnung von 20 % Schwankungen der lokalen SAR von bis zu 10 % verursachen kann (Xu, et al., 2009). Eine genaue Kenntnis der Gewebeparameter und ihre mögliche Variabilität sind daher erforderlich. Durch neue Verfahren zur *in vivo* Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften von Gewebe (van Lier, et al., 2013) und einer stetigen Erweiterung bestehender Datenbanken

mit Gewebeinformationen (IT'IS, Database of Tissue Properties, kein Datum) wird man diesem Ziel in Zukunft näher kommen.

## 6.4 Positionsvariationen der Modelle

Eine Verschiebung der Modelle Duke und Ella von bis zu 20 mm innerhalb der Spule entlang der  $x$ - und  $y$ -Achse verursacht Schwankungen der Intensität der Hotspots von bis zu  $\pm 14\%$ . Je nach Lage der Hotspots steigt oder fällt hierbei ihre Intensität. Es verhält sich in den betrachteten Fällen fast immer so, dass ein Hotspot an Intensität gewinnt, wenn das Modell derart verschoben wird, dass er anschließend näher an den Spulenelementen liegt und an Intensität verliert, wenn er durch die Verschiebung weiter von ihnen entfernt wird. Bei einer Verschiebung in  $z$ -Richtung wird das Körpermodell aus der Spule herausbewegt. Hierbei vermindert sich die lokale SAR um bis zu 22 %. Diese verminderte SAR birgt jedoch kein Risiko für den Patienten. Eine Bewegung des Patienten in  $x$ - und  $y$ -Richtung bei einer MR-Untersuchung, oder auch eine von vornherein seitlich versetzte Positionierung innerhalb der Spule, kann nicht prinzipiell ausgeschlossen werden. Daher macht die mögliche Erhöhung der SAR von 14 % in jedem Fall eine Berücksichtigung dieses Anstiegs für die SAR-Grenzwerte erforderlich. Dieser Einfluss geht nicht auf eine Vereinfachung der Simulation oder des Körpermodells zurück. Die durch eine Kürzung des Modells oder Veränderung der Gewebestruktur verursachten Schwankungen der SAR müssen daher in Relation zu diesem Wert gesetzt werden. Für die auf Kopf/Schultern gekürzten Modelle mit homogener Schulterstruktur (TC1), betragen die Abweichungen der SAR, verglichen mit dem jeweils ursprünglichen Modell, weniger als 1.6 % bzw. 2.4 %. In Anbetracht dessen, dass sich Simulationsergebnisse mit verschiedener Software bereits in dieser Größenordnung unterscheiden können (Kuehne, et al., 2011), erscheinen diese Schwankungen als gering. Selbst der durch eine Veränderung der Gewebestruktur innerhalb des Kopfes verursachte Einfluss auf die SAR liegt für TC2 und TC3 bei weniger als 7%. Im Zuge dessen ist ein Spielraum für die vorgeschlagenen Modelvereinfachungen durchaus gegeben. Für die Simulation anderer Spulen oder Modelle könnte der Toleranzbereich von dem hier gefundenen Wert abweichen. In einer kürzlich veröffentlichten Studie wird für Simulationen mit einer Kopfspule bei einer Feldstärke von 7 T eine Veränderung der höchsten lokalen SAR von 20 % nachgewiesen (Jin, et al., 2012). Hierbei wurde das zugehörige Körpermodell innerhalb der Spule um 2.5 cm entlang der  $y$ -Achse verschoben. Die – im Vergleich zu dem in dieser Studie ermittelten Wert von 14 % – größere SAR-Schwankung lässt sich mit der Verwendung einer im Durchmesser 6 cm kürzeren Spule und der um 0.5 cm größeren Verschiebung des Modells erklären. Die dennoch hohe Ähnlichkeit der ermittelten Resultate betont die Wichtigkeit einer sorgfältigen Positionierung des Patienten bei der MRT.

## 6.5 Direkter Vergleich der Modelle

Die Untersuchung der SAR für die drei Modelle zeigt sowohl in ihrer Darstellung in Form von Graphen (Abbildung 5.12), als auch als Ebenen-Projektion (Abbildung 5.11 und Abbildung 5.14), große Ähnlichkeiten in der Feldverteilung und Lage der Hotspots. Die höchste lokale SAR beispielsweise tritt für die Modelle Duke und Ella fast an der gleichen Position auf und ist für das Modell des Visible Human um weniger als 2.5 cm nach außen verschoben. In Anbetracht des – im Vergleich zu den beiden anderen Modellen – großen Kopfes des Visible Human befindet sich der Hotspot an einer vergleichbaren Stelle. Auch der Hotspot zweithöchster Intensität bildet sich für die Modelle Duke und Ella an einer ähnlichen Position in der CSF im hinteren Kopfbereich. Eine entsprechende, deutlich erhöhte lokale SAR ist im Modell des Visible Human, aufgrund der fehlenden Segmentierung der CSF, allerdings nicht zu finden. Ein weiterer Unterschied im Auftreten der SAR für das Modell des Visible Human besteht in der erhöhten lokalen SAR in der linken Schulter. Durch die massigere Statur und die breiteren Schultern liegt der Visible Human hier näher an den Endringen der Spule, als die beiden anderen Modelle. Bemerkenswert ist zudem, dass dieser Hotspot mit 185.5 W/kg deutlich unter der Intensität des Hotspots liegt, der sich bei dem Modell mit homogener Gewebestruktur an der Schulter bildet, welcher eine Intensität von 401 W/kg aufweist. Das einseitige Auftreten des Hotspots kommt dadurch zustande, dass für das Körpermodell die linke Schulter etwas höher gezogen ist, als die rechte Schulter, und somit näher am Endring der Spule liegt. Diese leichte Asymmetrie der Schultern ist auch in den beiden anderen Modellen zu finden. Abgesehen von der Lage der Hotspots höchster Intensität, fällt für das Modell Ella eine merklich höhere SAR im hinteren Kopf- und Nackenbereich auf, als bei den beiden anderen Modellen. Eine mögliche Erklärung hierfür kann in der leichten Beugung des Kopfes liegen. Eine entsprechende Modifizierung der Kopfausrichtung des Modells und Untersuchung des davon ausgehenden Einflusses auf die Feldberechnungen wurde im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht durchgeführt.

In Hinblick auf eine Übertragbarkeit von SAR-Informationen zwischen unterschiedlichen Modellen ist die große Ähnlichkeit des Auftretens der SAR-Hotspots ein wichtiges Ergebnis. Nicht nur bezüglich der Lage der größten lokalen SAR stimmen die Felddaten für die drei Modelle sehr gut überein, sondern auch die Intensität dieser Hotspots ist nicht grundlegend verschieden. Unter den betrachteten Modellen ähneln sich Duke und Visible Human am meisten. Für diese weichen die Intensitäten der Hotspots lediglich um 6.6 % voneinander ab; doch auch für das kleinere und leichtere Modell Ella liegt die Intensität des Hotspots um weniger als 14 % unter dem Wert der beiden anderen Modelle. Die hier gefundenen Gemeinsamkeiten deuten darauf hin, dass die Auswertung von SAR-Simulationen eines Körpermodells verwendet werden kann, um auf die höchste lokale SAR eines anderen Modells, bzw. eines Patienten zu schließen. Dies würde die Nutzung einer Datenbank von Körpermodellen und dazugehörigen Simulationsdaten ermöglichen, um rasch auf die individuelle SAR-Verteilung für einen Patienten einer anstehenden MR-Untersuchung zugreifen zu können. Hierbei müssen aber die möglichen Abweichungen der SAR aufgrund

anatomischer Unterschiede in die dabei verwendeten Sicherheitsschranken in Form eines Toleranzbereiches eingehen. Dieser Toleranzbereich wird von den geometrischen und strukturellen Unterschieden zwischen den betrachteten Modellen, bzw. zwischen Modell und Patient abhängen. Unter den hier verwendeten Modellen treten für Duke und Ella die größten Abweichungen auf. Für sie wäre demnach eine um etwa 14 % erhöhte Sicherheitsgrenze notwendig. Größere Abweichungen bei der Verwendung anderer Körpermodelle sind natürlich möglich. Falls aber weitere Körpermodelle – in Form einer Datenbank – zur Verfügung stehen, kann durch geeignete Auswahl der Modelle, welche eine große Übereinstimmung mit der Anatomie des Patienten zeigen, die Sicherheitsschranke entsprechend reduziert werden. Eine genauere Festlegung möglicher Toleranzbereiche erfordert allerdings weitere Untersuchungen mit einer größeren Vielfalt an Körpermodellen. Weiterhin stellt sich die Frage, anhand welcher Kriterien eine passende Zuordnung stattfinden kann, um eine vorberechnete SAR-Verteilung für einen Patienten bereitzustellen. Naheliegende Kriterien sind Körpergröße und Gewicht, aber auch, speziell für Kopfuntersuchungen, Umfang und Form des Kopfes. Es muss allerdings auch die genaue Lage und Haltung des Modells und des Patienten beachtet werden. In einer kürzlich erschienenen Studie wird die Zuordnung eines geeigneten Modells anhand des MTO (Mutual total overlap)-Wertes vorgeschlagen (Jin, et al., 2012). Hierbei wird ein allgemeiner Datensatz hochaufgelöster 3D-Bilddaten mit den zugehörigen Gewebeeigenschaften auf einen Datensatz registriert, welcher aus einem schnellen Vorab-Scan niedriger Auflösung des tatsächlichen Patienten angelegt wurde. Der MTO-Wert wird bei diesem Prozess anhand der Übereinstimmung der Gewebeverteilung der beiden Datensätze errechnet. In der durchgeführten Studie wird für Modelle, die auf solchen Datensätzen basieren, ein hoher MTO-Wert ermittelt, wenn sie eine zueinander ähnlich verteilte SAR aufweisen. Die Einbeziehung des MTO-Wertes könnte daher ein adäquates Mittel sein, um aus einer künftigen Datenbank von Körpermodellen den Datensatz mit hoher Relevanz für den Patienten auszuwählen.

### **6.6 Rechts- und linksdrehend polarisiertes HF-Signal**

Die auffällige Asymmetrie der SAR, wie sie in allen drei Körpermodellen auftritt, konnte durch einen direkten Vergleich ganz klar auf das links- bzw. rechtsdrehend zirkular polarisierte HF-Signal der Kopfspule zurückgeführt werden. Der Schwerpunkt der Untersuchungen in dieser Arbeit liegt auf den Feld-Simulationen und den Körpermodellen an sich, dennoch wird an dieser Stelle deutlich, wie groß der Einfluss des HF-Signals selbst auf die Entstehung von Hotspots ist. Gerade in Hinblick auf aufwändigere HF-Anregungen, wie beispielsweise die Mehrkanalanregung der parallelen Bildgebung, werden eine sorgfältige Berücksichtigung des jeweiligen Puls-Designs und dessen Einflusses auf die lokale SAR notwendig. Die in dieser Promotionsarbeit gewonnenen Erkenntnisse beschreiben die Entstehung lokaler SAR für ein zirkular polarisiertes, gleichmäßig eingestrahktes HF-Feld. Die sensiblen Strukturen und Bereiche für die Überwachung von Hotspots werden hierbei

erfasst und diese sind auch für die Mehrkanalanregung Bereiche an denen leicht eine erhöhte SAR hervorgerufen werden kann. Allerdings müssen die ermittelten Sicherheitsschranken für eine derartige Anwendung neu betrachtet werden, da bei der parallelen Transmission durch eine konstruktive Überlagerung der elektrischen Felder eine starke Überhöhung der lokalen SAR auftreten kann (Graesslin, et al., 2006). Es wurden bereits mehrere Studien angelegt, die sich mit dieser Problematik befassen (Fontius, et al., 2007) (Cloos, et al., 2010) (Nistler, et al., 2007) (Brote, et al., 2009) (Graesslin, et al., 2012) (Eichfelder & Gebhardt, 2011).

Eine Möglichkeit, um für ein bestimmtes Körpermodell und für den zur Anregung verwendeten HF-Puls, die Intensität der entstehenden Hotspots schnell abzuschätzen, bietet das Konzept der *Virtual Observation Points* (Eichfelder & Gebhardt, 2011). Die Abschätzungen basieren auf den simulierten elektrischen Feldern für das jeweilige Körpermodell und müssen für jeden einzelnen Kanal der Spule im Voraus berechnet werden. Auch die SAR Überwachung in Echtzeit, unter Verwendung eines neuen Konzepts zur schnellen Bestimmung der lokalen SAR (Graesslin, et al., 2012) greift auf Daten zuvor durchgeführter Feldsimulationen zurück. Die Genauigkeit der SAR-Bestimmung der genannten Verfahren würde daher von der Verfügbarkeit hinreichend detaillierter Körpermodelle, welche zudem eine möglichst hohe physische Ähnlichkeit zu dem jeweiligen zu untersuchenden Patienten aufweisen, profitieren. Die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse können dazu beitragen, den Prozess zur Erstellung neuer Körpermodelle zu vereinfachen, um den Aufbau eines breiten Spektrums verschiedener Anatomien für die HF-Simulationen zu unterstützen.

## 6.7 Nachjustierung der Spule

Das Nachjustieren der durch unterschiedliche *loads* verstimmten Spulen auf eine Genauigkeit größer 99 % bedingt eine Veränderung der höchsten auftretenden SAR von bis zu 4 % und von 7.3 % für einen Hotspot geringerer Intensität. Die Verteilungs-Muster der SAR zeigen keine offensichtlichen Abweichungen und auch die Position der Hotspots bleibt unverändert. Die globale SAR wird durch die Nachjustierung kaum beeinflusst, da ein Unterschied der eingestrahnten und absorbierten Leistung (*FWD - RefD*) durch einen entsprechend angepassten Normierungsfaktor ausgeglichen wird, welcher anhand der gemittelten Feldstärke des  $B_1$  –Feldes festgelegt wird. Ein klarer Einfluss einer leicht verstimmten Spule auf die EM-Felder kann nicht bestimmt werden, da die SAR in den betrachteten Fällen lokal sowohl zu- als auch abnimmt. Für die Übertragung von Simulationsresultaten auf das eigentliche MR-Experiment ist dieses Ergebnis insofern relevant, da eine reale Spule in der Anwendung üblicherweise nicht mehr nachjustiert wird. Die Justierung findet oft anhand eines Kugelphantoms statt, daher ist eine Verstimmung der Resonanzfrequenz, wie sie beispielsweise für die Kürzung des Kopf/Schultern-Modells auf ein Kopf-Modell nachgewiesen wurde, durchaus zu erwarten. Die Auswirkungen der Verstimmung auf die Intensität der Hotspots sind für die Modelle Duke und Ella recht gering. Allerdings fällt für

das körperlich größere Modell Duke dieser Einfluss etwas höher aus, als für das Modell Ella. Es erscheint daher sinnvoll, diese Untersuchung durch die Hinzunahme eines massigen Körpermodells, wie beispielsweise des Visible Human, zu ergänzen. Hierbei sollte geprüft werden, ob eine deutlichere Frequenzverschiebung, oder gar bezüglich der Patientensicherheit eine relevante Veränderung der SAR, zu erwarten sind.

### **6.8 Großer HF-Schirm**

Die Modellierung des großen HF-Schirms der Bohrung macht sich in den Simulationen anhand einer leicht veränderten Feldverteilung außerhalb der Spule bemerkbar. Hier zeigt sich lokal eine Verschiebung der SAR vom Bereich des inneren Torsos und der Schultern hin zu den Armen, welche recht nahe am HF-Schirm liegen. In Bezug auf den Sicherheitsaspekt ist diese Verlagerung aber nicht relevant, da die größte lokale SAR außerhalb des FOV (*field of view*) der Spule lediglich 3.2 % der höchsten lokalen SAR, die im Kopf des Modells auftritt, ausmacht. Auch bei Vernachlässigung des zusätzlichen großen HF-Schirms werden alle relevanten Hotspots erkannt und daher ist dies eine zulässige Vereinfachung für die Simulation von Tx-Spulen mit lokaler Abschirmung.

## 7 ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSSFOLGERUNG

Im Mittelpunkt dieser Promotionsarbeit stand die Ermittlung der notwendigen anatomischen Ausdehnung und strukturellen Komplexität von Körpermodellen, die für die numerische Bestimmung der SAR für Kopfuntersuchungen bei 7 T erforderlich sind. Hierzu wurde zunächst die Ausbreitung elektromagnetischer (EM) Felder in einem einfachen Kugelschalenmodell analytisch berechnet. Dies verdeutlichte grundlegende Verhaltensweisen der EM-Felder und trug zum besseren Verständnis der Entstehung von Hotspots bei. Zudem zeigte ein Vergleich mit der numerischen Auswertung des Kugelschalenmodells sehr gute Übereinstimmung der ermittelten Felder.

Anschließend wurden unterschiedlichste Modifikationen an den Körpermodellen der Virtuellen Familie (Duke und Ella) und des Visible Human vorgenommen und mit Hilfe numerischer Verfahren die SAR für diese ermittelt. Die Untersuchungen hierzu ergaben, dass sowohl der Segmentierungsaufwand zur Erstellung neuer Modelle als auch die Rechenzeiten der Auswertung deutlich reduziert werden können. Eine Kürzung der Modelle auf den Bereich Kopf und Schultern erwies sich als zulässige Vereinfachung und verringert die Simulationszeit um etwa 50 %.

In diesem Zusammenhang bestätigte sich auch, dass die Schultern ein notwendiger Bestandteil für genaue Kopfsimulationen sind, da ohne sie die Zirkulation des Stroms im Kopf und in den Körper nicht richtig dargestellt wird. Um diesen Zweck zu erfüllen muss die Gewebestruktur der Schultern aber keineswegs detailliert nachgebildet werden. Veränderungen am Gewebe außerhalb des FOV der Spule haben nur geringen Einfluss auf die SAR-Intensität oder Position der Hotspots innerhalb der Spule. Im Gegensatz dazu führt eine starke Vereinfachung der Kopfgewebe zu einem deutlich abgewandelten Verlauf der SAR. Eine Verschiebung des Modells innerhalb der Spule hat ebenfalls deutlichen Einfluss auf die simulierten Felder und die lokale SAR. Bei einer Veränderung der Lage des Modells von bis zu 2 cm können bereits größere Schwankungen auftreten, als durch die zuvor beschriebenen Modellvereinfachungen hervorgerufen werden.

Neben der Betrachtung der Körpermodelle wurde auch die Abhängigkeit der Felder von dem eingestrahlteten HF-Signal untersucht. Hierbei zeigte sich deutlich der große Einfluss des Signals auf die Entstehung und Lage der Hotspots. Ergänzend wurden zwei Aspekte zur Vereinfachung der Simulation selbst untersucht. Für HF-Spulen mit einer lokalen Abschirmung werden die Simulationsergebnisse durch den Verzicht auf die Modellierung des zusätzlichen großen HF-Schirms der Bohrung nur gering beeinflusst. Ebenso erwies sich die Verwendung einer leicht verstimmteten Spule als zulässig.

Der direkte Vergleich der Modelle Duke, Ella und Visible Human zeigte trotz der geometrischen und strukturellen Unterschiede Gemeinsamkeiten bezüglich der SAR-Verteilung und des Auftretens von Hotspots. Die Ergebnisse sprechen für eine Übertragbarkeit von SAR-Informationen zwischen unterschiedlichen Modellen, oder auf den

zu untersuchenden Patienten. Voraussetzung hierfür ist jedoch eine gewisse anatomische und strukturelle Ähnlichkeit. Steht eine umfassende Datenbank unterschiedlicher Körper- oder Kopfmodelle zur Verfügung, so kann mit Hilfe eines geeigneten Zuordnungsverfahrens für jeden Patienten einer MR-Untersuchung schnell und mit hoher Genauigkeit eine individualisierte SAR-Vorhersage bereitgestellt werden.

In Hinblick auf eine genaue SAR-Überwachung anhand von Körpermodellen wurden in der vorliegenden Arbeit wesentliche Gewebe und Strukturen ermittelt. Ebenso konnten Bereiche bestimmt werden, deren Einfluss auf die Simulationen sehr gering ist. Hierdurch war die Beschreibung von vereinfachten, aber für die SAR-Ermittlung hinreichend genauen Körpermodellen möglich. Dies ist eine wichtige Voraussetzung, um dem enormen Aufwand zu begrenzen, den der Aufbau einer umfassenden Datenbank von Körpermodellen darstellt.

## 8 LITERATURVERZEICHNIS

- Ackerman, M., 1998. The Visible Human Project. *Proc. IEEE*, 86(3), p. 504–511.
- Bohren, C. F. & Huffman, D. R., 2008. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Hoboken: Wiley-VCH.
- Brote, I. et al., 2009. A Multi-Channel SAR Prediction and Online Monitoring System at 7T. Hawaii, USA, Proc. ISMRM, p. 4788.
- Caon, M., 2004. Voxel-based computational models of real human anatomy: a review. *Radiation and Environmental Biophysics*, 42(4), p. 229–235.
- Chen, C.-N., Hoult, D. I. & Sank, V. J., 1983. Quadrature detection coils—A further  $\sqrt{2}$  improvement in sensitivity. *Journal of Magnetic Resonance*, 54(2), p. 324–327.
- Chen, X. et al., 2010. Low frequency electromagnetic field exposure study with posable human body model. Fort Lauderdale, FL, 2010 *IEEE International Symposium*, pp. 702-705.
- Chi, J. et al., 2011. GPU-accelerated FDTD modeling of radio-frequency field-tissue interactions in high-field MRI. *IEEE Trans Biomed Eng*, 58(6), pp. 1789-1796.
- Chin, C.-L. et al., 2002. BirdcageBuilder: Design of Specified-Geometry Birdcage Coils with Desired Current Pattern and Resonant Frequency. *Concepts Magn Reson*, 15(2), p. 156–163.
- Christ, A. et al., 2010. The Virtual Family--development of surface-based anatomical models of two adults and two children for dosimetric simulations. *Phys Med Biol*, 55(2), pp. N23-38.
- Clemens, M. & Weiland, T., 2001. Discrete Electromagnetics: Maxwell's Equations Tailored to Numerical Simulations. *International COMPUMAG Society Newsletter*, 8(2), pp. 13-20.
- Cloos, M. et al., 2010. Specific Absorption Rate Monitor for In-Vivo Parallel Transmission at 7 Tesla. Stockholm, Proc. ISMRM, p. 3871.
- Collin, R. E., 1991. *Field theory of guided waves*. 2 ed. New York, NY: IEEE Press.
- Collins, C. M., 2009. Numerical field calculations considering the human subject for engineering and safety assurance in MRI. *NMR Biomed*, 22(9), p. 919–926.
- Collins, C. M., Li, S. & Smith, M. B., 1998. SAR and B1 field distributions in a heterogeneous human head model within a birdcage coil. *Magn. Reson. Med.*, 40(6), p. 847–856.
- Collins, C. M. et al., 2004. Temperature and SAR calculations for a human head within volume and surface coils at 64 and 300 MHz. *J Magn Reson Imaging*, 19(5), p. 650–656.

- Collins, C. M. & Smith, M. B., 2001. Calculations of B(1) distribution, SNR, and SAR for a surface coil adjacent to an anatomically-accurate human body model. *Magn Reson Med*, 45(4), pp. 692-699.
- Collins, C. M. & Smith, M. B., 2001. Signal-to-noise ratio and absorbed power as functions of main magnetic field strength, and definition of "90 degrees " RF pulse for the head in the birdcage coil. *Magn Reson Med*, 45(4), p. 684–691.
- Collins, C. M. & Smith, M. B., 2003. Spatial resolution of numerical models of man and calculated specific absorption rate using the FDTD method: a study at 64 MHz in a magnetic resonance imaging coil. *J Magn Reson Imaging*, 18(3), p. 383–388.
- DIN EN 50413, VDE 0848-1:2009-08. *Grundnorm zu Mess- und Berechnungsverfahren der Exposition von Personen in elektrischen, magnetischen und elektromagnetischen Feldern (0 Hz bis 300 GHz)*, s.l.: Deutsche Fassung EN 50413:2008.
- Durney, C. H., 1992. Interactions between electromagnetic fields and biological systems. *Ann. N. Y. Acad. Sci*, Volume 649, p. 19–34.
- Eichfelder, G. & Gebhardt, M., 2011. Local specific absorption rate control for parallel transmission by virtual observation points. *Magn Reson Med*, 66(5), pp. 1468-1476.
- Fontius, U. et al., 2007. *Multichannel Excitation*. s.l., ISMRM Workshop on Advances in High Field MR, p. 7.
- Foster, K. R., Schepps, J. L., Stoy, R. D. & Schwan, H. P., 1979. Dielectric properties of brain tissue between 0.01 and 10 GHz. *Phys. Med. Biol.*, 24, 6(doi:10.1088/0031-9155/24/6/008).
- Gabriel, C., 1996. *Compilation of the dielectric properties of body tissues at RF and microwave frequencies*, Texas (USA): Report N.AL/OE-TR- 1996-0037, Occupational and environmental health directorate, Radiofrequency Radiation Division, Brooks Air Force Base.
- Gabriel, C., 2005. Dielectric properties of biological tissue: variation with age. *Bioelectromagnetics*, Volume 7, pp. S12-18.
- Gabriel, C., Gabriel, S. & Corthout, E., 1996. The dielectric properties of biological tissues: I. Literature survey. *Phys Med Biol*, 41(11), p. 2231–2249.
- 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. *Phys Med Biol*, 41(11), p. 2251–2269.
- Gabriel, S., Lau, R. W. & Gabriel, C., 1996. The dielectric properties of biological tissues: III. Parametric models for the dielectric spectrum of tissues. *Phys Med Biol*, 41(11), p. 2271–2293.
- Graesslin, I. et al., 2006. *Safety Considerations Concerning SAR During RF Amplifier Malfunctions in Parallel Transmission*. Seattle, WA, USA, Proc. ISMRM, p. 2041.

- Graesslin, I. et al., 2012. A Specific Absorption Rate Prediction Concept for Parallel Transmission MR. *Magn Reson Med*, 68(5), pp. 1664 - 1674.
- Grandolfo, M., Vecchia, P. & Gandhi, O. P., 1990. Magnetic resonance imaging: calculation of rates of energy absorption by a human-torso model. *Bioelectromagnetics*, 11(2), p. 117–128.
- Haacke, E. M., 1999. *Magnetic resonance imaging*. New York, NY: Wiley-Liss.
- Hand, J. W., 2008. Modelling the interaction of electromagnetic fields (10 MHz-10 GHz) with the human body: methods and applications. *Phys Med Biol*, 53(16), pp. R243-286.
- Homann, H. et al., 2011. Toward individualized SAR models and in vivo validation. *Magn Reson Med*, 66(6), p. 1767–1776.
- Homann, H. et al., 2012. Local SAR management by RF shimming: a simulation study with multiple human body models. *MAGMA*, 25(3), p. 193–204.
- Hoult, D. I., Chen, C. N. & Sank, V. J., 1984. Quadrature detection in the laboratory frame. *Magn Reson Med*, 1(3), p. 339–353.
- Ibrahim, T. S. et al., 2001. Effect of RF coil excitation on field inhomogeneity at ultra high fields: a field optimized TEM resonator. *Magn Reson Imaging*, 19(10), p. 1339–1347.
- Ibrahim, T. S., Lee, R., Baertlein, B. A. & Robitaille, P. M., 2001. B1 field homogeneity and SAR calculations for the birdcage coil. *Phys Med Biol*, 46(2), p. 609–619.
- International Electrotechnical Commission, 2010. *International standard, medical electrical equipment - Part 2-33: particular requirements for the basic safety and essential performance of magnetic resonance equipment for medical diagnosis, 3rd ed.*, Geneva: International Electrotechnical Commission.
- IT'IS, Database of Tissue Properties, n.d. *Database of Tissue Properties*. [Online] Available at: <http://www.itis.ethz.ch/itis-for-health/tissue-properties/overview/> [Accessed 20 03 2013].
- Jin, J., Liu, F., Weber, E. & Crozier, S., 2012. Improving SAR estimations in MRI using subject-specific models. *Phys. Med. Biol.*, 57(24), p. 8153–8171.
- Jin, J. M. et al., 1996. Computation of electromagnetic fields for high-frequency magnetic resonance imaging applications. *Phys Med Biol*, 41(12), p. 2719–2738.
- Katscher, U. et al., 2009. Determination of electric conductivity and local SAR via B1 mapping. *IEEE Trans Med Imaging*, 28(9), p. 1365–1374.
- Keltner, J. R. et al., 1991. Electromagnetic fields of surface coil in vivo NMR at high frequencies. *Magn. Reson. Med.*, 22(2), p. 467–480.
- Kini, L. G., 2009. *Fast simulation of E1, B1 and Specific Absorption Rate for 7T MRI with the use of graphical processors*. [Online]

Available at: <http://hdl.handle.net/1721.1/61304>  
[Accessed 21. Feb. 2013].

- Kuehne, A. et al., 2011. *A Comparison of FDTD-Solvers for Simulation of a 31P Birdcage Coil at 1.5 T*. Montreal, Proc. ISMRM, p. 3865.
- Lazar, R. et al., 2007. *Integrated RF Birdcage Head Coil for 7T MRI*. Berlin, Proc. ISMRM, p. 3640.
- Li, L.-W., Kooi, P.-S., Leong, M.-S. & Yee, T.-S., 1994. Electromagnetic dyadic Green's function in spherically multilayered media. *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, 42(12), p. 2302–2310.
- Li, L. W., Bennett, J. A. & Dyson, P. L., 1991. Some methods of solving for the coefficients of dyadic Green's functions in isotropic stratified media. *International Journal of Electronics*, 70(4), p. 803–814.
- 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. *Appl. Magn. Reson.*, 29(1), p. 5–18.
- Luo, W., 2013. *Personel Communications*. Department of Engineering Science and Mechanics: The Pennsylvania State University, University Park, PA, United States.
- Lüsebrink, F., 2013. *Personel Communications*. Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg: Abteilung Biomedizinische Magnetresonanz, Leipziger Str. 44, Magdeburg.
- Makris, N. et al., 2008. MRI-based anatomical model of the human head for specific absorption rate mapping. *Med Biol Eng Comput*, 46(12), p. 1239–1251.
- Mao, W., Wang, Z., Smith, M. B. & Collins, C. M., 2007. Calculation of SAR for Transmit Coil Arrays. *Concepts Magn Reson Part B Magn Reson Eng*, 31(2), p. 127–131.
- Nagaoka, T. & Watanabe, S., 2008. Postured voxel-based human models for electromagnetic dosimetry. *Phys Med Biol*, 53(24), p. 7047–7061.
- Nikita, K., Stamatakos, G., Uzunoglu, N. & Karafotias, A., 2000. Analysis of the interaction between a layered spherical human head model and a finite-length dipole. *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, 48(11), p. 2003–2013.
- Nistler, J. et al., 2007. *Parallel Transmission with an 8 Channel Whole Body System at 3T*. Berlin, Proc. ISMRM-ESMRMB, p. 1027.
- Nitz, W. R., Brinker, G., Diehl, D. & Frese, G., 2005. Specific absorption rate as a poor indicator of magnetic resonance-related implant heating. *Invest Radiol*, 40(12), p. 773–776.
- Peyman, A. et al., 2009. Variation of the dielectric properties of tissues with age: the effect on the values of SAR in children when exposed to walkie-talkie devices. *Phys Med Biol*, 54(2), p. 227–241.

- Redžić, D. V., 2006. An extension of the magnetostatic image theory for a permeable sphere. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 39(19), p. 4136–4141.
- Reyhani, S. M. S. & Glover, R. J., 2000. Electromagnetic Dyadic Green's Function for a Multilayered Homogeneous Lossy Dielectric Spherical Head Model for Numerical EMC Investigation. *Electromagnetics*, 20(2), p. 141–153.
- Reyhani, S. M. S. & Ludwig, S. A., 2006. An implanted spherical head model exposed to electromagnetic fields at a mobile communication frequency. *IEEE Trans Biomed Eng*, 53(10), p. 2092–2101.
- Sank, V., Chen, C.-N. & Hoult, D., 1986. A quadrature coil for the adult human head. *Journal of Magnetic Resonance*, 69(2), p. 236–242.
- Shrivastava, D. et al., 2011. Radiofrequency heating in porcine models with a "large" 32 cm internal diameter, 7 T (296 MHz) head coil. *Magn Reson Med*, 66(1), p. 255–263.
- Shrivastava, D. et al., 2008. Radiofrequency heating at 9.4T: in vivo temperature measurement results in swine. *Magn Reson Med*, 59(1), p. 73–78.
- Simunić, D., Wach, P., Renhart, W. & Stollberger, R., 1996. Spatial distribution of high-frequency electromagnetic energy in human head during MRI: numerical results and measurements. *IEEE Trans Biomed Eng*, 43(1), p. 88–94.
- Spitzer, V., Ackerman, M. J., Scherzinger, A. L. & Whitlock, D., 1996. The visible human male: a technical report. *J Am Med Inform Assoc*, 3(2), p. 118–130.
- Strilka, R. J. et al., 1998. A numerical study of radiofrequency deposition in a spherical phantom using surface coils. *Magn Reson Imaging*, 16(7), p. 787–798.
- Tai, C.-T., 1994. *Dyadic Green functions in electromagnetic theory*. 2 ed. New York, NJ: IEEE Press.
- Uusitupa, T., Laakso, I., Ilvonen, S. & Nikoskinen, K., 2010. SAR variation study from 300 to 5000 MHz for 15 voxel models including different postures. *Phys. Med. Biol*, 55(4), p. 1157–1176.
- van den Berg, C. A. T. et al., 2006. The use of MR B+1 imaging for validation of FDTD electromagnetic simulations of human anatomies. *Phys Med Biol*, 51(19), p. 4735–4746.
- van den Bergen, B., van den Berg, C. A. T., Bartels, L. W. & Lagendijk, J. J. W., 2007. 7 T body MRI: B1 shimming with simultaneous SAR reduction. *Phys Med Biol*, 52(17), p. 5429–5441.
- van Lier, A. et al., 2013. Electrical Properties Tomography in the Human Brain at 1.5, 3, and 7T: A Comparison Study. *Mag Reson Med*.
- Voigt, T. et al., 2011. *In vivo Glioma Characterization using MR Conductivity Imaging*. Montreal, Proc. ISMRM, p. 127.

- Wang, Z. et al., 2007. SAR and temperature: simulations and comparison to regulatory limits for MRI. *J Magn Reson Imaging*, 26(2), p. 437–441.
- Wang, Z., Penney, C. W., Luebbers, R. J. & Collins, C. M., 2008. *Poseable Male and Female Numerical Body Models for Field Calculations in MRI*. Toronto, Proc. ISMRM, p. 75.
- Weiland, T., 1977. A Numerical Method for the Solution of the Eigenwave Problem of Longitudinally Homogeneous Waveguides. *Electronics and Communication*, 31(7), pp. 308-314.
- Weiland, T., 1977. Eine Methode zur Lösung der Maxwell'schen Gleichungen für sechskomponentige Felder auf diskreter Basis. *Electronics and Communication*, 31(3), pp. 116-120.
- Weiland, T., 1979. Lossy Waveguides with an Arbitrary Boundary Contour and Distribution of Material. *Electronics and Communication*, 33(4), pp. 170-174.
- Weiland, T., 1985. On the Unique Numerical Solution of Maxwellian Eigenvalueproblems in Three Dimensions. *Particle Accelerators*, Volume 17, pp. 227-242.
- Weiland, T., 1996. Time Domain Electromagnetic Field Computation with Finite Difference Methods. *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, 9(4), pp. 295-319.
- Xu, L., Meng, M. Q.-H. & Chan, Y., 2009. Effects of dielectric parameters of human body on radiation characteristics of ingestible wireless device at operating frequency of 430 MHz. *IEEE Trans Biomed Eng*, 56(8), p. 2083–2094.
- Zelinski, A. C. et al., 2008. Specific absorption rate studies of the parallel transmission of inner-volume excitations at 7T. *J Magn Reson Imaging*, 28(4), p. 1005–1018.

## 9 ANHANG

**Tabelle 9.1:** Tabellarische Übersicht über die verschiedenen Gewebe, welche in den Körpermodellen der Virtuellen Familie, Duke (D) und Ella (E), sowie dem Körpermodell des Visible Human (VH) segmentiert wurden. Die angegebenen Werte beziehen sich auf eine Frequenz von 298.2 MHz, die Permeabilität aller Gewebe wird hierbei als 1.0 H/m angenommen. Der Bereich, den die Segmentierung eines bestimmten Gewebes umfasst, kann für die drei Modelle voneinander abweichen.

Gewebe	Permittivität [F/m]	Leitfähigkeit [S/m]	Dichte [kg/m <sup>3</sup> ]	Körpermodell		
				D	E	VH
Auge	58.929	0.975	1010			×
Auge, Linse	48.970	0.647	1090	×	×	×
Auge, Sklera	58.931	0.975	1032	×	×	
Auge, Glaskörper	69.017	1.518	1009	×	×	
Augenhornhaut	61.425	1.150	1076	×	×	
Arterie	65.685	1.316	1060	×	×	
Bandscheibe	46.805	0.552	1100	×	×	
Bindegewebe	29.873	0.307	1013	×	×	
Blase	20.102	0.317	1040	×	×	×
Blut	65.686	1.316	1000			×
Blutgefäß/Arterie	65.686	1.316	1000			×
Blutgefäß/Vene	65.686	1.316	1000			×
Blutgefäß	65.686	1.316	1060	×		
Bronchien	48.353	0.537	1063	×	×	
Bronchien Lumen	1.000	0.000	0	×	×	
Brust	34.052	0.445	928		×	
Commissura anterior	43.816	0.413	1043	×	×	
Commissura posterior	43.816	0.413	1043	×	×	
CSF	72.779	2.224	1007	×	×	
Darm	65.065	0.809	1020			×
Darminhalt	69.849	1.839	1020			×
Diaphragma	58.226	0.770	1041	×	×	
Dickdarm	65.068	0.810	1044	×	×	
Dickdarm Lumen	1.000	0.000	0	×	×	
Drüsen	62.468	0.851	1020			×
Dünndarm	69.853	1.839	1044	×	×	
Dünndarm Lumen	1.000	0.000	0	×	×	
Eierstock	61.387	0.945	1048		×	
Epididymis	62.469	0.851	1050	×		
Epiphysis	62.469	0.851	1050	×	×	
Esophagus	68.740	0.971	1040	×	×	
Esophagus Lumen	1.000	0.000	0	×	×	
Fett	5.635	0.040	916	×	×	×
Gallenblase	62,962	1.117	1020			×
Gallenblase, Galle	74.941	1.669	1026	×	×	
Gehirn, gemittelt	52.538	0.562	1039	×	×	
Gehirn, Graue Substanz	60.083	0.691	1039	×	×	×
Gehirn, Weiße Substanz	43.816	0.413	1043	×	×	×
Haut	49.893	0.640	1100	×	×	×
Haut, Ohr	49.893	0.640	1100	×	×	

Herz, Lumen	65.685	1.316	1060	×	×	
Herz, Muskel	69.382	0.903	1060	×	×	
Herzkammer, linke	69.383	0.903	1000			×
Herzkammer, rechte	69.383	0.903	1000			×
Herzvorhof, linker	69.383	0.903	1000			×
Herzvorhof, rechter	69.383	0.903	1000			×
Hippocampus	60.083	0.692	1039	×	×	
Hoden	64.871	0.993	1044	×		
Hypophysis	62.469	0.851	1066	×	×	
Hypothalamus	62.469	0.851	1050	×	×	
Kiefer	13.446	0.083	1990	×	×	
Knochen	13.446	0.083	1990	×	×	×
Knochenmark, Rot	5.761	0.027	1027	×	×	×
Knorpel	46.805	0.552	1100	×	×	×
Knorpel, Ohr	46.805	0.552	1100	×	×	
Larynx	46.805	0.552	1082	×	×	
Leber	53.565	0.609	1050	×	×	×
Lunge, luftgefüllt	24.795	0.356	655	×	×	×
Luft	1.000	0.000	0	×	×	
Magen	68.740	0.971	1050	×	×	×
Magen Lumen	1.000	0.000	0	×	×	
Medulla Oblongata	51.950	0.552	1039	×	×	
Meniskus	46.805	0.552	1098	×	×	
Milz	66.568	0.968	1054	×	×	×
Mittelhirn	51.950	0.552	1039	×	×	×
Mukosa	51.951	0.630	1050	×	×	×
Muskel	58.226	0.770	1041	×	×	×
Nebennieren	62.469	0.851	1025	×	×	
Nerv	36.947	0.418	1038	×	×	
Nervus Opticus	36.946	0.418	1030			×
Neuronal Fabric	59.805	0.972	1030			×
Niere	70.582	1.021	1020			×
Niere, Cortex	70.580	1.021	1049	×	×	
Niere, Medulla	70.580	1.021	1044	×	×	
Pankreas	62.469	0.851	1045	×	×	×
Patella	13.446	0.083	1990	×	×	
Penis	65.685	1.316	1060	×		
Pharynx	1.000	0.000	0	×	×	
Pons	51.950	0.552	1039	×	×	
Prostata	64.871	0.851	1045	×		
Rückenmark	36.947	0.418	1038	×	×	
Rückenwirbel	13.446	0.083	1990	×	×	
Schädel	13.446	0.083	1990	×	×	
Schilddrüse	62.469	0.851	1050	×	×	
Sehnen / Bänder	47.999	0.537	1110	×	×	
Subkutis	5.635	0.040	916	×	×	
Thalamus	60.083	0.692	1039	×	×	
Thymus	62.469	0.851	1026	×	×	
Trachea	46.805	0.552	1100	×		
Trachea Lumen	1.000	0.000	0	×	×	

---

Ureter/Urethra	48.353	0.537	1056	×	×
Uterus	66.283	1.038	1052		×
Vagina	65.068	0.810	1044		×
Vene	65.685	1.316	1060	×	×
Zähne	13.446	0.083	2160	×	×
Zerebellum	59.809	0.972	1040	×	×
Zunge	58.931	0.744	1041	×	×

---



## **VERÖFFENTLICHUNGEN**

Wolf, S.; Diehl, D.; Gebhardt, M.; Mallow, J.; Speck, O., 2012. SAR simulations for high-field MRI: How much detail, effort, and accuracy is needed?. *Magn Reson Med*, doi: 10.1002/mrm.24329

## **BEGUTACHTETE KONFERENZBEITRÄGE**

Wolf, S.; Speck, O., (2011), Comparison of Deviations in SAR Prediction Between Highly Detailed and Simplified Human Models at 7T, 19th scientific meeting of ISMRM, Montréal, Canada (e-Poster)

Wolf, S.; Diehl, D.; Schmitt, F.; Speck, O., (2009), Setting up sufficiently detailed human models for SAR calculations for 7T MR-imaging, 26th scientific meeting of ESMRMB, Antalya, Turkey (Poster)

Wolf, S.; Adalsteinsson, E.; Diehl, D.; Fautz, H-P.; Fischl, B.; Makris, N.; Nistler, J.; Speck, O.; Wald, L. L.; Schmitt, F., (2008), SAR Simulations for 7T MR-Imaging: Effects on Selected Tissue Types, Anatomical Truncation, Orientation and Positioning, ISMRM Workshop on High Field Systems and Application, Rome, Italy (Poster)



# DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich mich bei den Menschen bedanken, die mich in den letzten Jahren unterstützt und diese Promotionsarbeit ermöglicht haben.

An erster Stelle gilt mein besonderer Dank Prof. Dr. Oliver Speck für die ausgezeichnete Betreuung dieser Arbeit. Nicht nur seine fachliche Kompetenz, sondern auch die motivierende, optimistische und geduldige Art hat mich stets an einen erfolgreichen Abschluss dieser Arbeit glauben lassen.

Besonderer Dank gilt auch Franz Schmitt und Dr. Dirk Diehl, die den Anstoß für diese Promotionsarbeit gaben, sowie Dr. Matthias Gebhardt, Dr. Jürgen Nistler und Dr. Razvan Lazar. Nicht nur in meiner Zeit in Erlangen, sondern auch darüber hinaus haben sie alle mich stets fachlich, aber auch organisatorisch unterstützt.

Vielen Dank an Prof. Dr. Johannes Bernarding, der mir durch seine großzügige Unterstützung die Möglichkeit gab einige abschließende Untersuchungen für meine Arbeit durchzuführen.

Tim Herrmann und Johannes Mallow gilt mein Dank für die zahlreichen Gespräche über die letzten Jahre. Gerade in meiner Anfangszeit waren sie mir eine große Hilfe, um mich in das Thema der Computersimulationen einzuarbeiten und ich konnte viele technische und methodische Fragen mit ihnen klären. Des Weiteren haben sie mir stets einen Ausweg angeboten, um erschöpfte Rechenressourcen zu kompensieren, oder über Engpässe hinwegzuhelfen.

Prof. Dr. Vick und Dr. Tkachenko danke ich für die freundliche Unterstützung bei der Bewältigung des für mich unbekanntem Terrains der sehr speziellen Wellentheorie. Dr. Tkachenko gilt hierbei mein ganz besonderer Dank, für seine große Geduld und anhaltende Bereitschaft mich bis zur Lösung meiner Aufgabe zu unterstützen.

Dr. Eckard Specht danke ich für seine freundliche Hilfe bei der Lösung einer schwierigen mathematischen Frage, sowie für seine ausführlichen Dokumentationen zur Vektoranalysis, die mir sehr weitergeholfen haben.

Special thanks to Prof. Dr. Christopher Collins and Wei Luo for their generous help with a difficult task that delayed my thesis for quite some time. Your help was very much appreciated!

Weiterhin danke ich allen Mitarbeitern der Abteilung BMMR. Ich habe mich seit meinem ersten Tag in Magdeburg bei der BMMR willkommen und dazugehörig gefühlt. Die freundschaftliche Atmosphäre und die Hilfsbereitschaft der Kollegen/innen sorgten selbst in schwierigen Phasen der Promotionsarbeit für ein gutes Gefühl.

Ich danke den stets freundlichen und sehr engagierten Mitarbeitern der Firma CST, die mich auch nach dem offiziellen Ende der Software-Lizenz weiterhin unterstützt haben.

Ich bedanke mich bei meinen Freunden, die mit mir trotz der räumlichen Entfernung stets den Kontakt gehalten haben und ihre Unterstützung angeboten haben, wann immer ich sie gebraucht habe.

Nicht zuletzt gilt mein herzlichster Dank meinen Eltern, meinem Bruder, meiner Oma und meiner Freundin. Ihr habt mir, nicht nur in den letzten Jahren, jede erdenkliche Unterstützung zukommen lassen. Eure Zuversicht, Aufmunterungen, Rücksichtnahme und tatkräftige Hilfe bei allen aufkommenden Schwierigkeiten haben den erfolgreichen Abschluss meiner Promotionsarbeit erst ermöglicht.

# ERKLÄRUNG

Hiermit erkläre ich, dass ich die von mir eingereichte Dissertation zu dem Thema

**„Einfluss der Geometrie und Struktur von Körpermodellen auf die lokale Energiedeposition in der Hochfeld MRT“**

selbständig verfasst, nicht schon als Dissertation verwendet habe und die benutzten Hilfsmittel und Quellen vollständig angegeben wurden.

Weiterhin erkläre ich, dass ich weder diese noch eine andere Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.) an einer anderen Einrichtungen eingereicht habe.

Magdeburg, März 2013

Sebastian Wolf