

Beiträge zur Entwicklung numerischer Verfahren zur Simulation der Exposition von Menschen gegenüber elektromagnetischen Feldern

von der Fakultät für
Elektrotechnik, Informationstechnik und Medientechnik
der Bergischen Universität Wuppertal
genehmigte

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

von

Martin Zang, M.Sc.

Wuppertal 2020

Tag der mündlichen Prüfung: 13. Dezember 2019
Referent: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Markus Clemens
Korreferent: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Benedikt Schmülling

Die Dissertation kann wie folgt zitiert werden:

urn:nbn:de:hbz:468-20201119-104056-8

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn%3Anbn%3Ade%3Ahbz%3A468-20201119-104056-8>]

DOI: 10.25926/ygrp-xf34

[<https://doi.org/10.25926/ygrp-xf34>]

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnisse

Inhaltsverzeichnis	I
Abkürzungsverzeichnis	III
Symbolverzeichnis	V
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Konzept und Aufbau der Arbeit	4
1.3 Grenzwerte für den Personenschutz	9
1.3.1 Sicherheits- und Vorsorgekonzept	9
1.3.2 Langzeitexposition	11
1.4 Kapitelzusammenfassung	22
2 Gewebemodelle	23
2.1 Ganzkörpermodelle	25
2.1.1 Referenz-Körpermodell.....	25
2.1.2 Modifizierung des Referenz-Körpermodells.....	26
2.2 Teilkörper-Modell	32
2.2.1 Hautmodell	32
2.2.2 Materialparameter der Teilkörper-Modelle.....	34
2.3 Kapitelzusammenfassung	36
3 Simulation der Exposition des menschlichen Körpers durch niederfrequente Magnetfelder	37
3.1 Das Prinzip des induktiven Ladens	43
3.2 Finite Integrationstechnik (FIT)	46
3.3 Magneto-quasistatische Formulierung	53
3.4 Co-Simulation Scalar-Potential Finite Difference (SPFD)-Methode.....	55
3.4.1 Scalar-Potential Finite Difference (SPFD)-Methode	55
3.4.2 Erweiterung der SPFD-Methode	57
3.4.3 Validation der Methode.....	61
3.5 Co-Simulation Scaled-Frequency Finite Difference Time Domain (FDTD)- Methode.....	69
3.5.1 Scaled-Frequency Finite Difference Time Domain (FDTD)-Methode.....	69
3.5.2 Erweiterung der SF-FDTD-Methode	70
3.6 Vergleich der Zweischritt-Methoden	79
3.7 Numerische Beispiele	86
3.7.1 Modellbildung des Rechenraums: Auto mit induktivem Ladesystem und Menschmodell	86
3.7.2 Feldsimulationen	93
3.8 Kapitelzusammenfassung	107

3.9	Fazit und Ausblick.....	109
4	Simulation der Exposition des menschlichen Körpers durch hochfrequente elektromagnetische Felder	111
4.1	Bestimmung der von einer Antenne abgegebenen Leistung	114
4.2	Numerische Modelle	116
4.2.1	Feldquelle	116
4.2.2	Motorradmodell.....	118
4.2.3	Expositionsszenarien	120
4.3	Feldsimulationen	122
4.3.1	Strahlungsfeld der Antenne über leitender Ebene	122
4.3.2	Strahlungsfeld der auf dem Motorrad positionierten Antenne.....	123
4.3.3	Expositionssimulationen	124
4.4	Kapitelzusammenfassung und Fazit	128
5	Simulation der Exposition des menschlichen Körpers durch elektromagnetische Felder im Terahertz-Bereich	129
5.1	Aperturfeldverfahren	133
5.1.1	Anwendung des Huygens'schen Prinzips	133
5.1.2	Das Fernfeld einer ebenen Flächenstromverteilung	135
5.2	Entwicklung von Anregungsmodellen für die Software CST Microwave Studio	140
5.2.1	Grundidee	140
5.2.2	Programmiertechnische Umsetzung	142
5.3	Anregungsmodelle für TEM-Wellen.....	146
5.3.1	Erstellung von Anregungsmodellen für TEM-Wellen	146
5.3.2	Berechnung der Nah- Und Fernfelder	147
5.4	Anregungsmodelle für Gauß'sche Strahlwellen.....	153
5.4.1	Gauß'sche Strahlwellen.....	153
5.4.2	Abstrahlung einer diagonalen Hornantenne	158
5.4.3	Erstellung von Anregungsmodellen für Gauß'sche Strahlwellen	166
5.4.4	Berechnung der Nah- und Fernfelder	169
5.5	Berechnung der elektromagnetischen Exposition von biologischem Gewebe.....	172
5.5.1	Elektromagnetische Berechnungen mit TEM-Anregung	172
5.5.2	Elektromagnetische Berechnungen mit Gauß'scher Anregung	179
5.6	Berechnung des Temperaturverlaufs	184
5.6.1	Erwärmung von biologischem Gewebe	184
5.6.2	Temperaturverteilung im oberflächennahen Körpergewebe	185
5.7	Beurteilung von Sicherheitsscannern	192
5.7.1	Sicherheitsscanner mit divergierendem Feld	193
5.7.2	Sicherheitsscanner mit fokussiertem Feld.....	199
5.8	Bewertung der Exposition	202
5.9	Kapitelzusammenfassung	204
6	Zusammenfassung und Ausblick	206
	Literatur	209
	Liste eigener Veröffentlichungen und Berichte.....	223
	Technische Berichte	226

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bezeichnung
BEMFV	Verordnung über das Nachweisverfahren zur Begrenzung elektromagnetischer Felder
BGV	Berufsgenossenschaftliche Vorschriften
BOS	Behörden und Organisationen mit Sicherheitsaufgaben
BImSchV	Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutzgesetzes
CFRP	Carbon fiber reinforced polymer
CIE	International Commission on Illumination (franz.: Commission Internationale de l'Éclairage)
Co-Sim.	Co-Simulation
CST	Computer Simulation Technology
eff	effektiv
EM	elektromagnetisch
et al.	lateinisch für „und Andere“
FDTD	Finite Difference Time Domain
FEM	Finite Elemente-Methode
FIT	Finite Integrationstechnik
GHz	Gigahertz
GK	Ganzkörper
HEW	homogene ebene Welle
HF	Hochfrequenz/hochfrequent
Hz	Hertz
ICNIRP	International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection
IPT	Inductive power transfer (system)
IT'IS	Information Technologies in Society
kHz	Kilohertz
konst.	konstant
max	Maximum/maximal

MHz	Megahertz
min	Minimum/minimal
mm	Millimeter
MoM	Method of Moments (deutsch: Momentenmethode)
MQS	magneto-quasistatisch/Magneto-Quasistatik
NF	niederfrequent/Niederfrequenz
PEC	perfect electric conductor
rad	radiated, deutsch: abgestrahlt
SA	Spezifische Absorption
SAE	Society of Automotive Engineers
SAR	Spezifische Absorptionsrate
SF-FDTD	Scaled-Frequency Finite Difference Time Domain
SPFD	Scalar-Potential Finite Difference
SPFE	Scalar-Potential Finite Element
tan	tangential
TEM-Welle	transversal elektromagnetische Welle
TETRA	Terrestrial Trunked Radio
THz	Terahertz
UVV	Unfallverhütungsvorschrift
WHO	World Health Organization

Symbolverzeichnis

Symbol	Bezeichnung	Einheit
A_s	Größe der bestrahlten Oberfläche	m^2
\vec{A}	Vektor des magnetischen Vektorpotentials	$V\ s/m$
$\underline{\vec{A}}$	Phasor des Vektors des magnetischen Vektorpotentials	$V\ s/m$
\hat{a}	Vektor der Linienintegrale des magnetischen Vektorpotentials entlang der Gitterkanten des primären FIT-Gitters	$V\ s$
\hat{a}_n	Komponenten des Vektors der Linienintegrale des magnetischen Vektorpotentials entlang der Gitterkanten des primären FIT-Gitters	$V\ s$
$\hat{\underline{a}}$	Vektor der Linienintegrale des komplexen magnetischen Vektorpotentials entlang der Gitterkanten des primären FIT-Gitters	$V\ s$
B	magnetische Flussdichte	$V\ s/m^2 = T$
\underline{B}_u	komplexe magnetische Flussdichte in u-Richtung	$V\ s/m^2 = T$
\underline{B}_v	komplexe magnetische Flussdichte in v-Richtung	$V\ s/m^2 = T$
\underline{B}_w	komplexe magnetische Flussdichte in w-Richtung	$V\ s/m^2 = T$
B_{normal}	magnetische Flussdichte in Normalenrichtung	$V\ s/m^2 = T$
\hat{B}	Scheitelwert der magnetischen Flussdichte	$V\ s/m^2 = T$
\hat{B}_z	Scheitelwert der magnetischen Flussdichte in z-Richtung	$V\ s/m^2 = T$

B_{eff}	Effektivwert der magnetischen Flussdichte	$V \text{ s/m}^2 = T$
\vec{B}	magnetischer Flussdichtevektor	$V \text{ s/m}^2 = T$
$\underline{\vec{B}}$	Phasor des magnetischen Flussdichtevektors	$V \text{ s/m}^2 = T$
\widehat{b}	Vektor der magnetischen Gitterflüsse	$V \text{ s} = \text{Wb}$
\widehat{b}_n	Komponenten des Vektors der magnetischen Gitterflüsse	$V \text{ s} = \text{Wb}$
$\underline{\widehat{b}}$	Vektor der komplexen magnetischen Gitterflüsse	$V \text{ s} = \text{Wb}$
b	Blutflusskoeffizient	$W/(m^3K)$
C / \tilde{C}	primäre/duale „curl“-Matrix der FIT	–
C_1	elektrische Kapazität zur Kompensation der Eigeninduktivität der Primärspule eines induktiven Ladesystems	$A \text{ s/V} = F$
C_2	elektrische Kapazität zur Kompensation der Eigeninduktivität der Sekundärspule eines induktiven Ladesystems	$A \text{ s/V} = F$
c	spezifische Wärmekapazität	$V \text{ A s}/(\text{kg K})$
D	elektrische Flussdichte	$A \text{ s/m}^2$
D_{eff}	Effektivwert der elektrischen Flussdichte	$A \text{ s/m}^2$
\widehat{d}	Vektor der elektrischen Gitterflüsse	$A \text{ s} = C$
\widehat{d}_n	Komponenten des Vektors der elektrischen Gitterflüsse	$A \text{ s} = C$
E	elektrische Feldstärke	V/m
\underline{E}_z	komplexe elektrische Feldstärke in z-Richtung	V/m
\hat{E}	Spitzenwert der elektrischen Feldstärke	V/m
E_{eff}	Effektivwert der elektrischen Feldstärke	V/m
E_{Gewebe}	elektrische Feldstärke im Körpergewebe	V/m
E_{tan}	elektrische Feldstärke in Tangentialrichtung	V/m

\hat{E}_{\max}	maximaler Spitzenwert der elektrischen Feldstärke	V/m
\vec{E}	elektrischer Feldstärkevektor	V/m
$\underline{\vec{E}}$	Phasor des elektrischen Feldstärkevektors	V/m
$\underline{\vec{E}}_{\text{Gewebe}}$	Phasor des elektrischen Feldstärkevektors im Körpergewebe	V/m
$\underline{\vec{E}}_{\text{Luft}}$	Phasor des elektrischen Feldstärkevektors in der Luft	V/m
e	Euler'sche Zahl	–
\hat{e}	Vektor der elektrischen Kantenspannungen	V
\hat{e}_n	Komponenten des Vektors der elektrischen Kantenspannungen	V
\vec{e}_x	Einheitsvektor in x-Richtung	–
\vec{e}_y	Einheitsvektor in y-Richtung	–
\vec{e}_z	Einheitsvektor in z-Richtung	–
f	Frequenz	1/s = Hz
f'	skalierte Frequenz	1/s = Hz
G / \tilde{G}	primäre/duale „Gradient“-Matrix der FIT	–
H	magnetische Feldstärke	A/m
H_{eff}	Effektivwert der magnetischen Feldstärke	A/m
\vec{H}	magnetischer Feldstärkevektor	A/m
$\underline{\vec{H}}$	Phasor des magnetischen Feldstärkevektors	A/m
h	Abstand zwischen der primären und der sekundären Spule eines induktiven Ladesystems	m
h_c	Konvektionskoeffizient	W/(m ² K)
\hat{h}	Vektor der magnetischen Gitterspannungen	A
\hat{h}_n	Komponenten des Vektors der magnetischen Gitterspannungen	A
I	elektrische Stromstärke	A
$i_1(t)$	durch die Primärspule eines induktiven Ladesystems fließender Wechselstrom	A

$i_L(t)$	durch die Sekundärspule eines induktiven Ladesystems fließender Wechselstrom	A
J	elektrische Stromdichte	A/m ²
\vec{J}	Phasor des Vektors der elektrischen Stromdichte	A/m ²
\hat{j}	Vektor der elektrischen Gitterströme	A
\hat{j}_n	Komponenten des Vektors der elektrischen Gitterströme	A
\hat{j}_s	Vektor der eingepprägten Gitter-Quellströme	A
$\underline{\hat{j}}$	Vektor der komplexen elektrischen Gitterströme	A
$\underline{\hat{j}}_s$	Vektor der eingepprägten komplexen elektrischen Gitter-Quellströme	A
k	Kopplungsfaktor	–
k_{TH}	thermische Leitfähigkeit	W/(m K)
\vec{k}	Wellenvektor	1/m
L	Eigeninduktivität einer Spule	V s/A
L_1	Eigeninduktivität der Primärspule eines induktiven Ladesystems	V s/A
L_2	Eigeninduktivität der Sekundärspule eines induktiven Ladesystems	V s/A
M	Gegeninduktivität eines induktiven Ladesystems	V s/A
M_e	Materialmatrix der dielektrischen Leitfähigkeiten der FIT	A s/V
M_κ	Materialmatrix der elektrischen Leitfähigkeiten der FIT	A/V
M_μ	Materialmatrix der Permeabilitäten der FIT	V s/A
m	Masse	kg
N_P	Anzahl der Gitterpunkte	–
n	Laufindex	–
\vec{n}	Normalenvektor	–
P	Leistung	W

P_v	Verlustleistung	$V A = W$
P_u / \tilde{P}_u	primäre/duale diskretisierte partielle Ableitung in u-Richtung in der FIT	–
P_v / \tilde{P}_v	primäre/duale diskretisierte partielle Ableitung in v-Richtung in der FIT	–
P_w / \tilde{P}_w	primäre/duale diskretisierte partielle Ableitung in w-Richtung in der FIT	–
Q_{EM}	volumenbezogene elektrische Verlustleistung	W/m^3
Q_{met}	metabolische Wärmeproduktionsrate	W/m^3
q	Gitterladung	$A s = C$
R	ohmscher Widerstand	$V/A = \Omega$
R_L	Lastwiderstand	$V/A = \Omega$
R_s	Innenwiderstand einer Spannungsquelle	$V/A = \Omega$
\vec{r}	Ortsvektor	m
S	Leistungsdichte	W/m^2
S_{eq}	äquivalente Leistungsdichte einer homogenen ebenen Welle	W/m^2
SA	Spezifische Absorption	J/kg
SAR	Spezifische Absorptionsrate	W/kg
SAR_{10g}	über 10 g Gewebemasse gemittelte Teilkörper-SAR	W/kg
$SAR_{10g, Gliedmaßen}$	über 10 g Gewebemasse gemittelte Teilkörper-SAR in den Gliedmaßen	W/kg
$SAR_{10g, Kopf/Rumpf}$	über 10 g Gewebemasse gemittelte Teilkörper-SAR in Kopf und Rumpf	W/kg
$SAR_{10g, max}$	maximale über 10 g Gewebemasse gemittelte Teilkörper-SAR	W/kg
SAR_{GK}	Ganzkörper-SAR	W/kg
SAR_{Voxel}	Voxel-SAR	W/kg
S / \tilde{S}	primäre/duale „source“-Matrix der FIT	–

T	Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
ΔT_{max}	maximale Temperaturänderung	K
t	Zeit	s
$U_s(t)$	Wechselspannung einer Spannungsquelle	V
V	Volumen	m^3
W_V	absorbierte Energie	$\text{V A s} = \text{W s}$
Z_F	Feldwellenwiderstand	Ω

Griechische Symbole	Bezeichnung	Einheit
δ	Eindringtiefe	m
ε	Permittivität	$\text{A s}/(\text{V m})$
ε_r	relative Permittivität	–
$\varepsilon_{\text{TH, GF}}$	Emissionskoeffizient an einer Grenzfläche	–
ε_0	elektrische Feldkonstante	$\text{A s}/(\text{V m})$
κ	elektrische Leitfähigkeit	$\text{S/m} = 1/(\Omega \text{ m})$
λ	Wellenlänge	m
μ	Permeabilität	$\text{V s}/(\text{A m})$
μ_r	relative Permeabilität	–
μ_0	magnetische Feldkonstante	$\text{V s}/(\text{A m})$
π	Kreiszahl Pi	–
ρ	Materialdichte	kg/m^3
σ_{TH}	Stefan-Boltzmann-Konstante	$\text{W}/(\text{m}^2 \text{ K}^4)$
τ	Zeitkonstante	s
φ	elektrisches Potential	V
Φ	Vektor der diskreten Gitterpotentiale	V
$\underline{\Phi}$	Vektor der komplexen elektrischen Gitterpotentiale	V
$\underline{\Psi}$	Vektor der Zeitintegrale der komplexen elektrischen Gitterpotentiale $\underline{\Phi}$	V s
ω	Kreisfrequenz	$1/\text{s}$
ω_0	Resonanz-Kreisfrequenz eines induktiven Ladesystems	$1/\text{s}$
ω_{TH}	Perfusionsrate	$\text{m}^3/(\text{kg s})$

1 Einleitung

1.1 Motivation

Elektromagnetische (EM)-Felder werden von technischen Systemen emittiert, in denen zeitlich veränderliche Ströme und Spannungen vorkommen. Gelangt der menschliche Körper in das Strahlungsfeld einer elektromagnetischen Feldquelle, können Veränderungen der natürlichen EM-Feldverteilung im Körper und infolgedessen verschiedene Formen der Wechselwirkung des emittierten Feldes mit dem biologischen Gewebe erfolgen, die zu gesundheitlichen Schädigungen führen können. Diese Wechselwirkungen können – abhängig von der Frequenz und der Intensität des EM-Feldes – unterschiedlich stark ausgeprägt sein. Für die Körperexposition gegenüber nieder- sowie hochfrequenten elektromagnetischen Feldern gibt es „Basiswerte“ und „abgeleitete Werte“ von Feldgrößen, bei denen es sich um Grenzwerte handelt, die von der „International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection“ (ICNIRP) [1], [2], [3] zum Schutz von elektromagnetisch exponierten Menschen empfohlen werden.

Niederfrequente (NF) EM-Felder entstehen überwiegend in der Umgebung von Wechselströmen, wie sie in Systemen der elektrischen Energieübertragung (z.B. Hochspannungsleitungen oder induktive Energieübertragungssysteme) vorkommen. Ihr Frequenzbereich erstreckt sich von 1 Hz bis etwa 100 kHz. Durch sie können elektrische Felder und Ströme im leitfähigen Körpergewebe induziert werden, wodurch eine Stimulation von Muskel- und Nervengewebe hervorgerufen werden kann.

Der Frequenzbereich hochfrequenter (HF) EM-Felder reicht von 100 kHz bis etwa 300 GHz. Hochfrequente EM-Felder werden zur Übertragung von Energie und Informationen genutzt, wie es beim Rundfunk, beim Mobilfunk oder bei Radarsystemen der Fall ist. Die dominante Wechselwirkung hochfrequenter Felder mit dem menschlichen Körper ist die Erwärmung des Körpergewebes infolge Absorption elektromagnetischer Feldenergie. Zusätzlich kann als Nebenwirkung zur Gewebeerwärmung noch der sogenannte Mechanismus des „Mikrowellenhörens“ auftreten. Dabei handelt es sich um expositionsbedingte Stimulationen des Innenohrs, die durch im Gehirn thermisch angeregte mechanische Wellen im hörbaren Bereich erzeugt werden.

Zwischen dem obersten Bereich des HF-Spektrums – dem Frequenzbereich der Mikrowellen – und dem Frequenzbereich der Infrarot-Strahlung erstreckt sich der Bereich der Terahertz-(THz)-Strahlung (300 GHz bis 10 THz). Für das THz-Spektrum werden erst seit einigen Jahren technische Anwendungen entwickelt. Hierbei handelt es sich überwiegend um Sensoren bzw. Abbildungssysteme, wie sie beispielsweise als Ganzkörper-Sicherheitsscanner an Flughäfen [4] eingesetzt werden. Auch in der Medizintechnik oder bei der Analyse technischer Materialien werden mittlerweile bildgebende Technologien auf Basis von THz-Technologien eingesetzt [5]. Eine Bewertung der elektromagnetischen Exposition eines Menschen durch THz-Strahlung ist schwierig, da es bisher keine hinreichend begründeten Grenzwert-Empfehlungen für körperinterne Feldgrößen für Frequenzen oberhalb 300 GHz gibt.

Um die Exposition eines menschlichen Körpers bei verschiedenen Frequenzen bezugnehmend auf die von der ICNIRP empfohlenen Basiswerte und abgeleiteten Werte bewerten zu können, müssen die durch die Feldexposition hervorgerufenen körperinternen Feldverteilungen möglichst realistisch bestimmt werden. Neben messtechnischen Verfahren stehen verschiedene computergestützte numerische Methoden für die Simulation der Exposition eines Menschen gegenüber elektromagnetischen Feldern zur Verfügung – wie zum Beispiel die Finite Differenzen-Methode im Zeitbereich (Finite Difference Time Domain (FDTD)) [6], die Finite Integrationstechnik (FIT) [7] oder die Finite-Elemente-Methode (FEM) [8]. Es gibt kommerzielle Software-Pakete (wie zum Beispiel CST Studio Suite [9] oder Sim4Life [10]), die auf diesen Methoden basieren und mit denen detaillierte Modelle elektromagnetischer Expositionsszenarien modelliert und simuliert werden können.

Für die Simulationen stehen hochaufgelöste Modelle der menschlichen Anatomie zur Verfügung [11], bei denen es sich größtenteils um mittels Magnetresonanztomographie erfasste Aufnahmen der Gewebeverteilungen im Körper handelt. Die Gewebeverteilungen eines anderen Menschmodells wurden auf Basis von Fotografien von Axialschnitten eines gefrorenen und in Scheiben geschnittenen männlichen Körpers ermittelt [12]. Für Simulationen mancher Expositionsszenarien ist die Verfügbarkeit dieser Körpermodelle mit unterschiedliche Körperhaltung erforderlich. Da die Ausgangsmodelle nur in stehender Körperhaltung verfügbar sind, bieten einige kommerzielle Simulationswerkzeuge (wie zum Beispiel Sim4Life [10], VariPose [13]) die Möglichkeit, die Körperhaltung der Modelle mit softwareinternen Werkzeugen zu modifizieren. Da diese Werkzeuge meistens keinen Export der Geometrie- und Materialinformationen der modifizierten Körpermodelle für den Gebrauch innerhalb anderer Programme zulassen, bei denen die Modifikation der Körperhaltung von Menschmodellen nicht möglich ist, ist die Er-

stellung eigener Programmcodes zur Generierung von anatomischen Modellen mit verschiedenen Körperhaltungen erforderlich. Die Menschmodelle eignen sich in erster Linie für Simulationen der Körperexposition in den Frequenzbereichen nieder- sowie hochfrequenter EM-Felder, da diese Felder bis zu einem Frequenzbereich einiger hundert MHz nahezu in alle Bereiche des Körpers eindringen können. Bei steigender Frequenz wird die Eindringtiefe elektromagnetischer Felder in biologisches Gewebe immer kleiner, weshalb im THz-Bereich nur noch Gewebeverteilungen nahe der Körperoberfläche von expositionsbedingten Änderungen der EM-Feldverteilungen betroffen sind. Aus diesem Grund ist die Betrachtung des gesamten Körpers bei Expositionsbestimmungen im THz-Bereich nicht erforderlich. Außerdem ist die Verwendung von Ganzkörpermodellen in diesem Frequenzbereich nicht möglich, da die Modelle nicht in den im THz-Frequenzbereich erforderlichen Auflösungen verfügbar sind. Für EM-Expositionssimulationen im THz-Bereich ist es also notwendig, detailliertere Gewebemodelle von Bereichen nahe der Körperoberfläche (Haut, Auge) zu erstellen.

Frequenzabhängige dielektrische Materialparameter der Körpergewebe stehen im Internet zur freien Verfügung [14]. Dabei handelt es sich um Materialdaten von 57 verschiedenen Gewebearten im Frequenzbereich von 10 Hz bis 100 GHz, die von der Forschungsgruppe um Camelia Gabriel untersucht und 1996 veröffentlicht wurden [15], [16], [17]. In einer weiteren Datenbasis der „IT‘IS Foundation“ [18] werden bei umfangreichen Literaturrecherchen herausgesuchte elektromagnetische und thermische Materialeigenschaften biologischen Gewebes sowie weitere Eigenschaften für Frequenzen bis 100 GHz zusammengefasst.

Für die Bestimmung der Körperexposition durch nieder- und hochfrequente Felder sowie durch Felder im THz-Bereich gibt es zahlreiche, auf Methoden wie der FDTD-Methode, der FIT oder der FEM basierende numerische Verfahren. Durch neue technologische Innovationen, die Felder in den genannten Frequenzbereichen emittieren (wie beispielsweise induktive Ladesysteme für Elektrofahrzeuge (NF), neuartige Funktechnologien (HF) oder Sicherheitsscanner an Flughäfen (HF/THz)), ergeben immer mehr EM-Expositionsszenarien, die hinsichtlich der Körperexposition untersucht werden müssen, wobei der Einsatz numerischer und computergestützter Verfahren größtenteils unumgänglich ist. Da sich durch neue EM-Expositionsszenarien die Anforderungen an numerische Simulationsverfahren ändern können, können die vorhandenen Verfahren an die Grenze ihrer Anwendbarkeit stoßen, weshalb eine ständige Weiterentwicklung vorhandener oder Entwicklung neuer Verfahren notwendig ist.

1.2 Konzept und Aufbau der Arbeit

In der zuvor dargestellten Motivation wurden bereits grundlegend die Vorgehensweisen und Konzepte zur numerischen und rechnergestützten Bestimmung der EM-Exposition von Menschen erläutert. In der vorliegenden Arbeit werden Verfahren für die Simulation der Körperexposition durch EM-Felder in drei verschiedenen Frequenzbereichen – NF- und HF- Felder sowie Felder im THz-Frequenzbereich – und die im Rahmen dieser Verfahren benötigten Körpergewebe-Modelle sowie weitere Geometriemodelle (Fahrzeuge, Antennen, Spulen) vorgestellt. Mit Hilfe der gezeigten Verfahren wird eine Bestimmung und anschließende Bewertung der Exposition von Menschen in realistischen Szenarien durchgeführt. Zunächst erfolgt in diesem Abschnitt eine Erläuterung der grundlegenden Konzepte der später präsentierten Simulations- und Modellierungsverfahren und der Gliederung der Arbeit.

Ziel dieser Arbeit ist die Bewertung der EM-Exposition von Menschen anhand des Vergleichs verschiedener, vom betrachteten Frequenzbereich abhängiger, elektromagnetischer oder thermischer Größen (bzw. davon abgeleitete Größen) mit Grenzwerten aus verschiedenen Quellen, bei denen es sich einerseits um internationale Empfehlungen (ICNIRP [1], [2]), andererseits um national (in Deutschland) festgelegte Personenschutzbestimmungen für Bereiche öffentlicher und beruflicher Exposition handelt [19], [20]. Die Einhaltung der Grenzwerte soll expositionsbedingte gesundheitliche Risiken durch Wechselwirkungen der Felder mit dem Körpergewebe verhindern. Eine Zusammenfassung und Erläuterung der Grenzwerte erfolgt in Abschnitt 1.3. Für die Berechnung der Körperexposition mittels numerischer Rechenverfahren werden Modelle der menschlichen Anatomie benötigt, die in Kapitel 2 vorgestellt werden. In Abschnitt 2.1 werden zunächst Modelle der vollständigen Gewebeverteilungen im menschlichen Körper (sog. Ganzkörper-Modelle) [11] vorgestellt, die für Simulationen der Körperexposition im NF- sowie im HF-Frequenzbereich benötigt werden. Da in dieser Arbeit Expositionsszenarien betrachtet werden, in denen Menschen verschiedene Körperhaltungen haben können (sitzender Mensch in einem Fahrzeug oder auf einem Motorrad) und Ganzkörper-Referenzmodelle nur in stehender Körperhaltung vorliegen, wird in Abschnitt 2.1.2 eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Vorgehensweise präsentiert, mit der Menschmodelle mit verschiedenen Körperhaltungen aus den Referenzmodellen mittels Algorithmen generiert werden können. Für Simulationen der Körperexposition im THz-Frequenzbereich ist der Einsatz von Ganzkörper-Modellen nicht zweckmäßig, da auf den Körper treffende THz-Felder nur weniger als einen Millimeter in die obersten Körperschichten eindringen können. Aus diesem Grund werden für Untersuchungen der Körperexposition im THz-Bereich Gewebemodelle benötigt, die nur Gewebeverteilungen

der obersten Körperschichten (diese allerdings detaillierter und in einer feineren Auflösung als die Ganzkörper-Modelle) darstellen. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Hautmodell wird in Abschnitt 2.2 gezeigt.

Die Präsentation entwickelten numerischen Verfahren zur Simulation der Körperexposition in den Frequenzbereichen von NF-, HF- und THz-Feldern erfolgt in den Kapiteln 3 bis 5. Die Expositionsbestimmung in diesen Frequenzbereichen ist jeweils durch realistische Szenarien motiviert, die in den jeweiligen Kapiteln vorgestellt werden.

Die in Kapitel 3 betrachteten Expositionsszenarien stellen Anordnungen mit (hybrid-)elektrischen Fahrzeugen dar, deren Batterien durch unterhalb der Fahrzeuge positionierter induktiver Ladesysteme [21], [22], [23] (engl.: inductive power transfer (IPT) systems, folgend nur noch als „IPT“ bezeichnet) geladen werden. Diese IPTs generieren NF-Felder mit Frequenzen zwischen 40 und 140 kHz, denen ein innerhalb oder außerhalb des Fahrzeugs befindlicher menschlicher Körper ausgesetzt sein kann. Es gibt verschiedene numerische Verfahren, mit denen die NF-Körperexposition bestimmt werden kann. Zielgröße der Expositionssimulationen ist die Verteilung der körperinternen elektrischen Feldstärke sowie die magnetische Flussdichte des Quellfeldes. Für beide dieser Größen existieren Grenzwertempfehlungen von der ICNIRP. Die Durchführung direkter bzw. monolithischer Simulationen solcher Szenarien unter Verwendung von NF-Feldlösern (basierend auf Volumendiskretisierungsverfahren) erfordert die Lösung sehr großer und schlecht konditionierter algebraischer Gleichungssysteme, die sehr großen Speicherbedarf und lange Rechenzeiten benötigt. Zwei im Rahmen dieser Arbeit entwickelte numerische Zweischritt-Verfahren [24], [25] zur Simulation der Exposition von Menschen gegenüber NF-Feldern bieten alternative und – hinsichtlich des numerischen Aufwands – „günstigere“ Vorgehensweisen im Vergleich zu monolithischen Verfahren. Die Vorgehensweise innerhalb der vorgestellten Simulationsverfahren – der Co-Simulation Scalar-Potential Finite Difference (Co-Sim. SPFD)-Methode [24] und der Co-Simulation Scaled-Frequency Finite Difference Time Domain (Co-Sim. SF-FDTD)-Methode [25] – besteht aus jeweils zwei Rechenschritten. In einem ersten Schritt wird das von einem IPT generierte Magnetfeld unter Berücksichtigung der Schirmwirkungen der Autokarosserie berechnet. Der menschliche Körper muss bei der Simulation des NF-Quellfeldes nicht berücksichtigt werden, da körperintern induzierte Wirbelströme so klein sind, dass deren Rückwirkung auf das magnetische Quellfeld vernachlässigt werden kann [26], [27], [28]. Die Exposition eines menschlichen Körpers wird folgend in einem zweiten Schritt nur in dem Bereich simuliert, in dem der exponierte Körper positioniert ist. Die Zerlegung in unterschiedliche Rechengebiete erfolgt bei der Co-Sim. SF-FDTD-Methode durch die Anwendung einer speziellen Anpassung des

Huygens'schen Äquivalenzprinzips [29], [30], [31]. Des Weiteren bietet die Anwendung der SF-FDTD-Methode [32] die Möglichkeit der Skalierung der Rechenfrequenz, was zusätzlich eine höhere Flexibilität beim Einsatz verschiedener – für die Simulation numerischer Menschmodelle geeigneter – Simulationswerkzeuge bietet. Bei der Co-Sim. SPFD-Methode wird ebenfalls in einem ersten Simulationsschritt das magnetische Quellfeld unter Verwendung eines beliebigen Magnetfeld-Lösers berechnet. Durch Anwendung eines auf der „Tree-Cotree-Gauging“-Technik [33] basierten Algorithmus wird aus dem magnetischen Quellfeld die körperinterne Verteilung des magnetischen Vektorpotentials abgeleitet. Mit diesem Vektorpotential und durch Lösen einer diskreten Poisson-Gleichung lässt sich die Verteilung der elektrischen Feldstärke im Körpergewebe bestimmen. Die Verfahren bringen mehrere Vorteile mit sich. Im Vergleich zu direkten bzw. monolithischen Rechenverfahren kann durch deren Anwendung eine deutliche Reduktion des numerischen Aufwands erzielt werden. Weiterhin bietet der Ansatz aus zwei Simulationsschritten eine größere Auswahl verschiedener Simulationswerkzeuge für die Simulation der Magnetfelder sowie der Körperexposition. Sogar ein messtechnischer Ansatz für die Bestimmung niederfrequenter magnetischer Feldverteilungen ist möglich. Zum Abschluss von Kapitel 3 werden unter Verwendung der Co-Sim. SF-FDTD-Methode verschiedene realistische Expositionsszenarien simuliert, die ein international etabliertes IPT [34] sowie zwei verschiedene Fahrzeuge mit unterschiedlichen Karosseriematerialien beinhalten. Die Körperexposition einer sich innerhalb oder außerhalb der Fahrzeuge befindlichen Person, die in den Simulationsmodellen durch Ganzkörpermodelle mit stehender oder sitzender Körperhaltung repräsentiert wird (siehe Abschnitt 2.1.2), wird hinsichtlich der ICNIRP-Grenzwerte bewertet. Außerdem wird der Einfluss von Fehlpositionierungen der Spulen der IPTs auf die Exposition untersucht.

In Kapitel 4 werden Expositionsszenarien betrachtet, bei denen ein menschlicher Körper durch das hochfrequente Strahlungsfeld einer im „TETRA“-Digitalfunk [35] eingesetzten Antenne exponiert wird. „TETRA“ steht für „terrestrial trunked radio“. Funktechnologien gemäß des TETRA-Standards werden in Deutschland von Behörden und Organisationen mit Sicherheitsaufgaben (BOS) – wie der Polizei oder der Feuerwehr – verwendet. Die in dieser Arbeit betrachteten Expositionsszenarien stellen eine Person dar, die auf einem Motorrad sitzt oder hinter einem Motorrad steht und von dem Strahlungsfeld einer fahrzeuggebundenen TETRA-Antenne exponiert wird. Die im TETRA-Standard festgelegten Betriebsfrequenzen von Antennen liegen zwischen 380 und 400 MHz. Es wird ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes numerisches Simulationsverfahren vorgestellt und angewendet, mit dem die HF-Körperexposition in Abhängigkeit der abgegebenen Leistung einer Antenne bestimmt werden kann. Die Bestimmung der

abgegebenen Leistung über die Spannung, den Strom und den Reflexionsfaktor am Fußpunkt einer Antenne ist aufgrund numerischer Diskretisierungen der Speisestelle, die Abmessungen im Bereich der Gitter-Schrittweiten hat, fehleranfällig. Es wird eine alternative Vorgehensweise präsentiert, bei der die abgegebene Leistung einer Antenne durch Integration des Poynting-Vektors des simulierten Strahlungsfeldes über eine die Antenne einhüllende, geschlossene Fläche bestimmt wird. Zusätzlich innerhalb dieser geschlossenen Fläche befindliche verlustbehaftete Materialien – wie beispielsweise biologisches Gewebe eines menschlichen Körpers – absorbieren einen Teil der Strahlungsleistung, der zur Bestimmung der abgegebenen Leistung einer Antenne zusätzlich zu dem Flächenintegral des Poynting-Vektors addiert werden muss. Folgend werden in Kapitel 4 die Expositionsszenarien sowie die enthaltenen Modelle der Antenne [36], [37] sowie des Motorrads vorgestellt. Die verwendeten Körpermodelle werden in Abschnitt 2.1.2 gezeigt. Für die Simulationen wird die auf der Finiten Integrationstechnik (FIT) [7] basierende Software CST Microwave Studio [9] verwendet. Die Exposition des Körpers wird in Form der Spezifischen Absorptionsrate (SAR) – einem Maß des auf die Gewebemasse bezogenen Leistungsumsatzes (Definition in Abschnitt 1.3.2) – ausgewertet und anhand der ICNIRP-Grenzwerte beurteilt. Die Expositionsbewertung erfolgt in Form von SAR-Auswertungen für realistische abgegebene Leistungen der betrachteten Antenne sowie der maximal, zum Erreichen der ICNIRP-Grenzwerte zulässigen abgegebenen Antennenleistungen. Expositionsszenarien mit Antennen, die EM-Felder im THz-Frequenzbereich emittieren, werden in Kapitel 5 untersucht. Solche Antennen kommen beispielsweise in sogenannten „Sicherheitsscannern“ vor, wie sie zur Detektion von versteckten, am Körper getragenen Objekten bei Sicherheitskontrollen an Flughäfen eingesetzt werden. Diese Felder können die Kleidung durchdringen, jedoch betragen die Eindringtiefen in den Körper nur weniger als einen Millimeter. Das bereits zuvor erwähnte Teilkörper-Modell der Haut, das für die dosimetrischen Untersuchungen in dieser Arbeit verwendet wird, wird in Abschnitt 2.2.1 präsentiert. Die Kernarbeit des Kapitels 5 besteht in der Entwicklung von Anregungsmodellen [38], mit denen das Strahlungsverhalten realistischer THz-Quellen simuliert werden kann. Unter Verwendung des Aperturfeldverfahrens [39] werden Anregungsmodelle zweier Wellentypen entwickelt: TEM-Wellen und Gauß'sche Strahlwellen [40]. Dabei besteht ein Anregungsmodell aus einer ebenen Fläche, die mit einer tangentialen elektrischen und magnetischen Flächenstromdichteverteilung belegt ist, die aus dem Strahlungsfeld der erwähnten Wellentypen abgeleitet wurde. Gemäß des Huygens'schen Äquivalenzprinzips [31] erzeugen diese Flächenstromdichtebelegungen eine Feldverteilung, die – bei Festlegung geeigneter Randbedingungen des numerischen Rechenges-

biets – dem Strahlungsfeld des dem jeweiligen Anregungsmodell zugrunde liegenden Wellentypen entspricht. Wie zum Abschluss des Kapitels anhand einer Anwendung (Sicherheitsscanner mit divergierendem Strahlungsfeld [4]) gezeigt wird, soll zunächst mit einem Anregungsmodell für TEM-Wellen das Strahlungsfeld einer Antenne mit einem stark divergierenden Strahlungsfeld berechnet werden, das lokal – in einem kleinen lateralen Ausschnitt unmittelbar vor der Körperoberfläche – angenähert durch das Strahlungsfeld einer sich in einer Bandleitung ausbreitenden TEM-Welle beschreiben lässt. Eine zweite Anwendung ist ein Sicherheitsscanner mit einem fokussierten Sendestrahl, der sich angenähert durch das Strahlungsfeld eines Anregungsmodells für eine Gauß'sche Strahlwelle beschreiben lässt. EM-Expositionssimulationen werden für Frequenzen zwischen 100 GHz und 10 THz durchgeführt. Dabei werden die Strahlungsquellen durch die Anregungsmodelle [38] repräsentiert. Der exponierte Körper wird durch das Hautmodell modelliert. Es werden zunächst die Verteilungen der elektrischen Feldstärke in der Haut und der Luft sowie die SAR in der Haut bestimmt. Bei der Betrachtung der Ergebnisse wird schnell deutlich, dass eine Volumenmittelung der SAR, wie sie für die Bewertung hinsichtlich der ICNIRP-Grenzwerte im Frequenzbereich bis 10 GHz notwendig ist, aufgrund der sehr kleinen Eindringtiefen der THz-Felder in die Haut nicht sinnvoll ist. Für einen kleinen Teil des THz-Frequenzbereichs von 100 bis 300 GHz existieren extrapolierte ICNIRP-Grenzwerte für die Leistungsdichte aus dem Frequenzbereich der Mikrowellen. Oberhalb von 300 GHz werden Grenzwerte aus dem Frequenzbereich der Infrarot-(Laser-)Optik extrapoliert. Die Tatsache, dass sich die Grenzwerte bei der Übergangsfrequenz 300 GHz um mindestens eine Größenordnung sprunghaft ändern und dass die Erforschung biologischer Effekte durch THz-Gewebeexposition (und daraus abzuleitender Grenzwerte) noch nicht ausreichend weit fortgeschritten ist, schließt eine abschließende Beurteilung der Exposition hinsichtlich der Grenzwerte aus. Da es im Hinblick auf die Beurteilung thermischer Effekte vorteilhafter erscheint, direkt die Erwärmung des Körpergewebes als Maß heranzuziehen und die Temperaturänderung für einen weiten Wertebereich der anregenden Leistungsdichte – beispielsweise zwischen 0,1 und 100 W/m² – zu untersuchen, werden zusätzlich zu den elektromagnetischen Feldberechnungen Simulationen der stationären örtlichen sowie der transienten Temperaturverläufe in der Haut durchgeführt und ausgewertet. Die Temperatursimulationen werden unter Berücksichtigung der Wärmetransport-Gleichung nach Pennes [41] berechnet. Abschließend erfolgen die Auswertungen der Verläufe der elektrischen Feldstärke, der SAR sowie der Temperatur in der Haut unter Berücksichtigung der Parameter der vorgestellten Sicherheitsscanner (Frequenz, Leistungsdichte, Expositionsdauer, Strahlungsprofil des Antennenfeldes).

1.3 Grenzwerte für den Personenschutz

1.3.1 Sicherheits- und Vorsorgekonzept

Personenschutzbestimmungen zur Begrenzung elektrischer, magnetischer und elektromagnetischer Einwirkungen auf den menschlichen Körper haben zum Ziel, schädliche Gesundheitsfolgen wissenschaftlich anerkannter kurzfristiger und unmittelbarer schädlicher Wirkungen – beispielsweise durch die unnatürliche Reizung von Sinnesrezeptoren, Nerven- und Muskelzellen, Störungen der Herzaktion und Erwärmung des Körpergewebes – zu verhindern. Die Grenzwerte orientieren sich dabei zunächst an Basisgrößen, die für wissenschaftlich fundierte biologische Effekte mit gesundheitsschädigenden Wirkungen quantifizierbar sind. Sie regulieren den Personenschutz über geeignete Sicherheitsfaktoren, die ein Sicherheitskonzept für kontrolliert exponierte Berufstätige und ein Vorsorgekonzept für die Allgemeinbevölkerung begründen. Abbildung 1.1 demonstriert dieses Konzept am Beispiel der von der International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection [1] empfohlenen Basisgrenzwerte für die Spezifische Absorptionsrate (SAR) (bezogen auf den ganzen Körper) bei Frequenzen zwischen 100 kHz und 10 GHz. (Die SAR ist ein Maß des auf die Gewebemasse bezogenen Leistungsumsatzes (W/kg). Bei der in der Abbildung erwähnten Ganzkörper-SAR (SAR_{GK}) handelt es sich um die gesamte im Körper absorbierte Strahlungsleistung bezogen auf die gesamte Körpermasse. Die SAR wird ausführlicher in Abschnitt 1.3.2 a) definiert.)

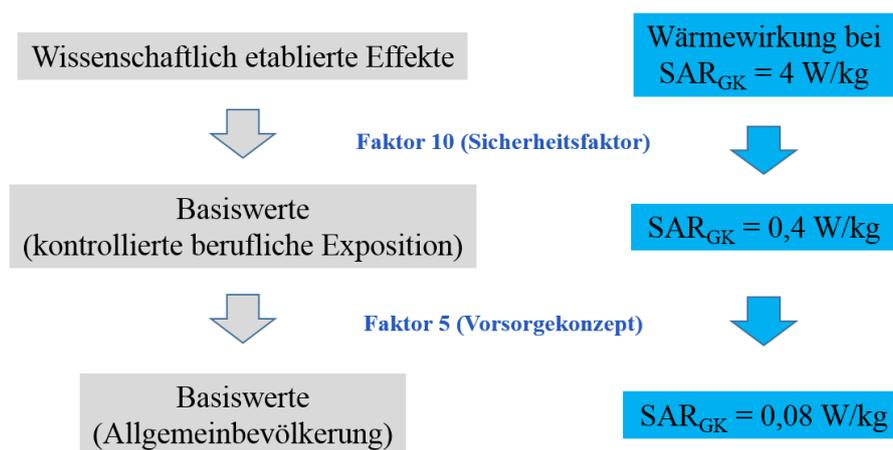


Abbildung 1.1: Sicherheits- und Vorsorgekonzept am Beispiel der Ganzkörper-SAR SAR_{GK}

Die Abbildung zeigt, dass es wissenschaftlich etablierte Effekte durch elektromagnetische Körperexposition gibt – wie zum Beispiel der Anstieg der Körpertemperatur um mehr als 1°C bei

einer sich über einen Zeitraum von 30 Minuten einstellenden expositionsbedingten Ganzkörper-SAR von ungefähr 4 W/kg. Zum Schutz von beruflich exponierten Personen wurde zunächst ein Grenzwert festgelegt, der ein Zehntel dieses SAR_{GK}-Werts beträgt (0,4 W/kg). Für die Exposition der Allgemeinbevölkerung wurde zusätzlich ein weiterer Sicherheitsfaktor von 5 auf die SAR_{GK} angewendet, wodurch sich ein Wert von 0,08 W/kg ergibt [1].

Je nach Frequenz werden außer der SAR die elektrische Feldstärke E (bis 10 MHz und oberhalb von 10 GHz die Leistungsdichte S ebenfalls als Basisgrößen betrachtet. Hinzu kommt für gepulste Felder die Spezifische Absorption (SA) im Kopf.

Da die Basisgrößen in der Praxis kaum messbar sind (Die Bestimmung der SAR im Menschen beispielsweise ist nur durch aufwendige numerische Modellrechnungen möglich.), wurden daneben Referenzwerte bzw. sogenannte „abgeleitete Werte“ definiert, deren Einhaltung die Unterschreitung der Basiswerte auch unter ungünstigsten Einwirkungsbedingungen garantieren soll. Zur Berücksichtigung direkter elektrischer Wechselwirkungen zwischen Feldern und Mensch sind Referenzwerte für die Immissionsgrößen elektrische Feldstärke E, magnetische Feldstärke H (oder magnetische Flussdichte B) und Leistungsdichte S festgelegt, wobei für letztere die Expositionsbedingungen einer homogenen (quasi-)ebenen Welle vorliegen müssen. Personenschutzbestimmungen für öffentliche Bereiche und für den Arbeitsplatz sind heute hinsichtlich der Kerndaten in vielen Ländern weitgehend harmonisiert und orientieren sich in den meisten Regelwerken an den Empfehlungen der ICNIRP, die in Zusammenarbeit mit der Weltgesundheitsorganisation WHO (engl.: World Health Organization) erstellt wurden. Die ICNIRP veröffentlichte 1998 eine Richtlinie für den Schutz von Menschen gegenüber elektromagnetischen Feldern [1]. Für den Niederfrequenz-Bereich wurde 2010 eine aktualisierte Richtlinie veröffentlicht [2]. Seit Juli 2018 ist auf der Internetseite der ICNIRP ein Entwurf für eine neue Richtlinie verfügbar [42], die zunächst Gegenstand einer öffentlichen Konsultation war, deren Zweck es war, Kritiken externer Experten in der Richtlinie zu berücksichtigen. Da die finale Version dieser Richtlinie zum Zeitpunkt der Verfassung dieser Arbeit noch nicht veröffentlicht war, wird in dieser Arbeit Bezug auf die Grenzwerte der Richtlinien von 1998 und 2010 genommen. Zur Festlegung von Grenzwerten zum Schutz der Bevölkerung vor gesundheitlichen Gefahren durch nieder- sowie hochfrequente elektromagnetische Felder gilt in Deutschland die „Sechszwanzigste Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutzgesetzes (Verordnung über elektromagnetische Felder – 26. BImSchV)“ [19]. Die in der 26. BImSchV angegebenen Grenzwerte basieren auf den Empfehlungen der ICNIRP sowie auch auf Empfeh-

lungen der „Strahlenschutzkommission“ [43]. Da an bestimmten Arbeitsplätzen erhöhte Belastungen durch elektrische, magnetische sowie elektromagnetische Felder auftreten können, wurde für den Arbeitsschutz in deutschen Unternehmen Anfang dieses Jahrtausends die Unfallverhütungsvorschrift (UVV) in Form der berufsgenossenschaftlichen Verordnung BGV B11 [20] in enger Anlehnung an die ICNIRP-Richtlinien neu formuliert. Auf Basis der 2010 von der ICNIRP aktualisierten Richtlinie für den Niederfrequenzbereich [2] wurde die berufsgenossenschaftlichen Verordnung bisher noch nicht angepasst.

In einigen Ländern (z.B. AT, BE, CH, IT, RU) ist traditionell oder seit einigen Jahren die Tendenz zu beobachten, für die allgemeine Bevölkerung – generell oder nur in besonders spezifizierten Bereichen empfindlicher Nutzung (Kindergärten, Krankenhäuser etc.) – strengere Bewertungskriterien, als sie von der ICNIRP [1] als ausreichend empfohlen werden, zugrunde zu legen und daraus vorsorgliche Emissionsbegrenzungen abzuleiten; in manchen Regionen betroffener Länder hat dies zur Konsequenz, dass beispielsweise Mobilfunksysteme nicht mehr mit der üblichen technischen Zuverlässigkeit betrieben werden können. Während die ICNIRP-Empfehlungen erklärtermaßen nur den Schutz vor wissenschaftlich anerkannten kurzfristigen und unmittelbaren schädlichen Wirkungen berücksichtigen, wollen diese Länder „das Risiko für schädliche Wirkungen, die zum Teil erst vermutet werden oder noch nicht absehbar sind, möglichst gering“ halten [44].

Das Parlament und der Rat der EU haben im Jahr 2004 Mindestvorschriften zum Schutz der Arbeitnehmer vor der Gefährdung durch elektromagnetische Felder im Bereich von 0 Hz bis 300 GHz erlassen. Die entsprechende Richtlinie [45] trat am 1. Mai 2004 in Kraft. Sie wurde 2013 aufgehoben und durch die Richtlinie „2013/35/EU“ [46] ersetzt, in der die Mindestvorschriften aufgrund schwerwiegender Bedenken vorwiegend aus medizinischen Kreisen bezüglich der „Durchführung dieser Richtlinie auf medizinische Anwendungen“ und für bestimmte industrielle Verfahren angepasst wurden.

Im Folgenden werden die frequenzabhängigen Grenzwerte aus den ICNIRP-Richtlinien in tabellarischer Form dargestellt und diskutiert.

1.3.2 Langzeitexposition

a) Basiswerte

Die in Tabelle 1 aufgeführten „Basiswerte“ der elektrischen Feldstärke im Körpergewebe E_{Gewebe} , der Spezifischen Absorptionsrate (SAR) (Ganzkörper: SAR_{GK} , Kopf und Rumpf:

SAR_{10g,Kopf/Rumpf}, Gliedmaßen: SAR_{10g,Gliedmaßen}) und der Leistungsdichte S stellen die sogenannten „basic restrictions“ (Basiswerte) der ICNIRP-Empfehlungen für „general public exposure“ (Exposition der Bevölkerung) sowie für „occupational exposure“ (berufliche Exposition) dar. Die Grenzwerte sind alle als Effektivwerte anzusehen und gelten für alle Gewebe des Körpers bis auf die Ausnahme, dass im Frequenzbereich von 1 Hz bis 1 kHz abweichende Basiswerte für die elektrische Feldstärke in Geweben des Zentralnervensystems im Kopf empfohlen werden [2].

Tabelle 1: Basiswerte (Effektivwerte) der elektrischen Feldstärke im Körpergewebe E_{Gewebe} (gemittelt über ein zusammenhängendes Gewebe-Volumen der Größe $(2 \times 2 \times 2) \text{ mm}^3$), der Spezifischen Absorptionsrate (SAR) und der Leistungsdichte S im Frequenzbereich von 1 Hz bis 300 GHz für die Exposition der Bevölkerung sowie von Berufstätigen

Frequenzbereich	E_{Gewebe} / (V/m) [2]	SAR _{GK} / (W/kg) [1]	SAR _{10g,Kopf/Rumpf} / (W/kg) [1]	SAR _{10g,Gliedmaßen} / (W/kg) [1]	S / (W/m ²)
Exposition der Bevölkerung					
1 Hz bis 3 kHz	0,4	-	-	-	-
3 kHz bis 100 kHz	$1,35 \cdot 10^{-4} \cdot f/\text{Hz}$	-	-	-	-
100 kHz bis 10 MHz	$1,35 \cdot 10^{-4} \cdot f/\text{Hz}$	0,08	2	4	-
10 MHz bis 10 GHz	-	0,08	2	4	-
10 GHz bis 300 GHz	-	-	-	-	10 [1]
300 GHz bis 10 THz	-	-	-	-	100 [47]
Berufliche Exposition					
1 Hz bis 3 kHz	0,8	-	-	-	-
3 kHz bis 100 kHz	$2,7 \cdot 10^{-4} \cdot f/\text{Hz}$	-	-	-	-
100 kHz bis 10 MHz	$2,7 \cdot 10^{-4} \cdot f/\text{Hz}$	0,4	10	20	-
10 MHz bis 10 GHz	-	0,4	10	20	-
10 GHz bis 300 GHz	-	-	-	-	50 [1]
300 GHz bis 10 THz	-	-	-	-	1000 [47]

Durch elektrische Feldstärken, die auf den Körper einwirken und Coulomb-Kräfte auf Ladungsträger ausüben, noch effektiver aber durch magnetische Feldgrößen, die einerseits Wirbelströme hervorrufen und andererseits durch ihre Zeitvarianz wiederum elektrische Felder indu-

zieren, werden elektrische Leitungsströme, also Ladungsbewegungen, sowie Verschiebungsströme erzeugt. Die elektrische Feldstärke ist im Frequenzbereich 1 Hz bis 10 MHz durch Basiswerte (angegeben in V/m) begrenzt. Die konkreten Werte wurden zur Vermeidung verschiedener in Experimenten beobachteter physiologischer Effekte gewählt: Bewegungen der Härchen auf der Hautoberfläche, Reizungen von Nerven- und Muskelgewebezellen, Herzkammerflimmern, Phosphene (flimmernde visuelle Sinneswahrnehmungen). Die Basiswerte der elektrischen Feldstärke steigen bei Frequenzen oberhalb von 3 kHz allmählich an, weil die Auslöseschwellen für eine Nervenstimulation entsprechend höher liegen. Zum Vergleich mit den Basiswerten ist die körperinterne elektrische Feldstärke über Gewebevolumina von $(2 \times 2 \times 2) \text{ mm}^3$ zu mitteln und von der Gesamtheit der Werte das 99. Perzentil zu bestimmen. Diese Auswertung hat zur Folge, dass 1% aller Werte, die größer sind als die übrigen Werte, nicht bei der Auswertung betrachtet werden. Von den übrigen 99% der Feldstärke-Mittelwerte wird der größte Wert mit dem Basiswert der elektrischen Feldstärke verglichen. Der Grund für die Empfehlung der Auswertung des 99. Perzentils basiert auf der Tatsache, dass sich bei Auswertung des Maximalwerts der gemittelten elektrischen Feldstärke im Körper unphysikalisch hohe Feldstärke-Werte ergeben können, die durch numerische Artefakte durch die Treppenstufen-förmigen Diskretisierungen der Menschmodelle entstehen können. Die Empfehlung der ICNIRP zur Mittelung der elektrischen Feldstärke über ein Gewebevolumen von $(2 \times 2 \times 2) \text{ mm}^3$ hat auch damit zu tun, dass zum Zeitpunkt der Veröffentlichung der Richtlinie aus 2010 [2] noch keine Untersuchungen an Menschmodellen in der Literatur verfügbar waren, die eine Auflösung mit Voxel-Kantenlängen kleiner als 2 mm aufwiesen [48]. Schmid et al. kritisieren die Auswertung des 99. Perzentils der gemittelten elektrischen Feldstärke in [48] mit der Begründung, dass nicht nur unphysikalische Feldüberhöhungen sondern auch lokale Überhöhungen der elektrischen Feldstärke ausgeblendet werden, die nicht auf numerische Artefakte zurückzuführen sind.

Zunächst wird ein Beispiel für die Exposition eines menschlichen Körpers durch ein niederfrequentes Magnetfeld gezeigt. Abbildung 1.2 zeigt die Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke in der Medianebene (a)) sowie in einer Transversalebene (b)) des numerischen Ganzkörper-Modells „Duke“ aus der Serie „The Virtual Family“ [11] (näher erläutert in Abschnitt 2.1), das sich in einem homogenen, in z-Richtung orientierten magnetischen Wechselfeld mit der Frequenz 20 kHz und mit dem Spitzenwert der magnetischen Flussdichte $\hat{B}_z = 1 \mu\text{T}$ befindet. Man kann erkennen, dass das hervorgerufene elektrische Feld im Körperinnern sein Minimum hat und zur Körperoberfläche hin immer stärker wird.

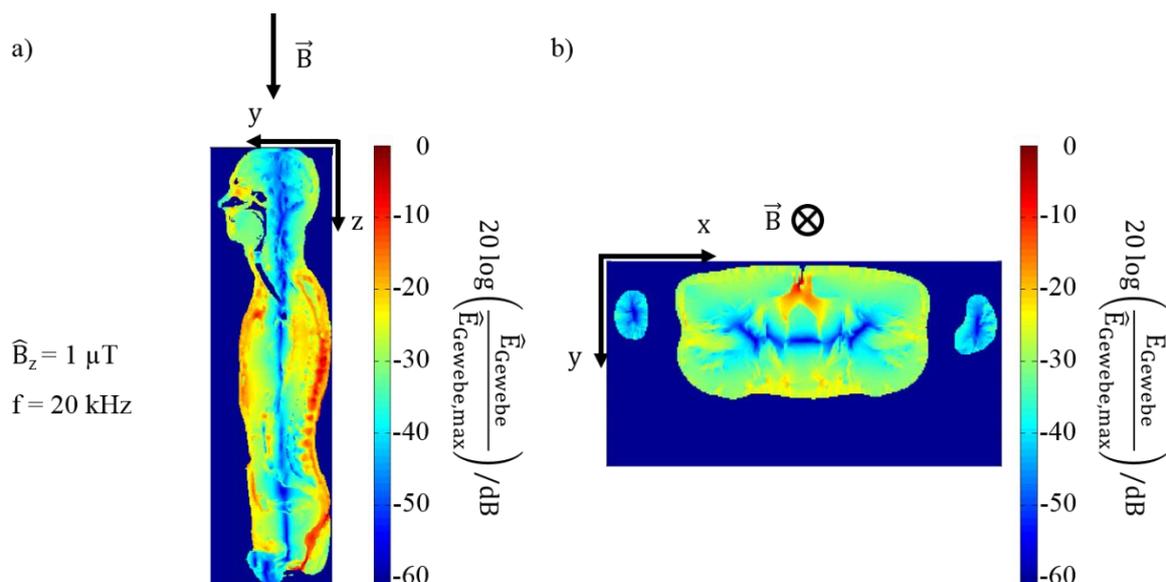


Abbildung 1.2: Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke in a) der Medianebene und b) einer Transversalebene eines sich in einem homogenen und in z-Richtung orientierten magnetischen Wechselfeld der Frequenz 20 kHz befindlichen Ganzkörper-Modell [11]

Während elektrischen Feldstärken bei niedrigen Frequenzen unterhalb der Basiswerte kein Erwärmungspotenzial zugeschrieben wird, können die felderzeugten Feldstärken in lokal begrenzten Bereichen des Körpers bei Frequenzen oberhalb von einigen 100 kHz durchaus wärme wirksam werden. Die hier empfohlenen Basiswerte für die elektrische Feldstärke zielen aber ausschließlich darauf ab, die Stimulation erregbaren Gewebes zu vermeiden. Die aus einzelnen Literaturbeiträgen [49], [50], [51] gezogene Schlussfolgerung, eine Gewebetemperaturerhöhung durch feldinduzierte Stromdichten – verknüpft mit der elektrischen Feldstärke E über die elektrischen Gewebeleitfähigkeiten κ gemäß $J = \kappa E$ – könne nicht adäquat durch die SAR bewertet werden, führte zu der bisher nicht umgesetzten Forderung, die Werte für die Ströme in den Gliedmaßen deutlich zu reduzieren [52].

Als Basisgröße, die thermische Wirkungen infolge Absorption elektromagnetischer Feldenergie im Frequenzbereich zwischen 100 kHz und 300 GHz einschränken soll, wird die SAR verwendet. Die SAR repräsentiert die vom biologischen Gewebe des menschlichen Körpers pro Zeiteinheit absorbierte Strahlungsleistung (angegeben in W/kg). Sie ist definiert als die von einem Volumenelement ΔV mit der Masse Δm in einer Zeit Δt absorbierte Feldenergie ΔW_V . Die SAR wird folgendermaßen bestimmt:

$$\text{SAR} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta W_V}{\Delta m} \right) = \frac{\Delta P_V}{\Delta m} = \frac{\Delta P_V}{\rho \Delta V} = \frac{1}{2\rho} \kappa |\vec{E}|^2. \quad (1.1)$$

Die Größe ρ ist dabei die Materialdichte, ΔP_V ist die Verlustleistung eines Volumenelements, die mit dem Phasor der elektrischen Feldstärke E und der Gewebeleitfähigkeit κ ermittelt werden kann.

Zur Einschätzung der globalen Wärmebelastung wird die SAR_{GK} , bezogen auf den ganzen Körper, verwendet; die Vermeidung lokaler Überhitzungen erfolgt anhand der maximal auftretenden, über 10 g Gewebemasse gemittelten Teilkörper-SAR $SAR_{10g,max}$, getrennt für die Gliedmaßen ($SAR_{10g,Gliedmaßen}$) und für Kopf und Rumpf ($SAR_{10g,Kopf/Rumpf}$).

Die in Tabelle 1 dargestellten Basiswerte für die SAR orientieren sich daran, dass ein Temperaturanstieg im Körper von mehr als 1 – 2 °C als möglicherweise gesundheitsschädlich eingestuft wird und daher zu vermeiden ist. In Laborstudien wurden bei Langzeitexpositionen ruhender Probanden von bis zu 30 Minuten mit SAR_{GK} -Werten zwischen 1 und 4 W/kg übereinstimmend Erhöhungen der Kerntemperatur des Körpers um weniger als 1 °C ermittelt. Bei höheren Expositionsstärken muss damit gerechnet werden, dass die natürlichen Thermoregulations-Mechanismen nicht mehr in der Lage sind, den externen Wärmeenergieeintrag zu kompensieren und die Körpertemperatur zu stabilisieren. Dies hat zur Festlegung des Wertes von 0,4 W/kg für den Arbeitsschutz geführt, der einen hohen Sicherheitsspielraum auch für zusätzliche wärme wirksame Belastungen (wie Umgebungstemperatureinflüsse, körperliche Anstrengung etc.) bietet.

Tritt die Erwärmung nur örtlich begrenzt auf, so kann in der Regel das Blut die zusätzliche Wärme abführen. Daher können die Teilkörper-SAR-Werte erheblich größer als der Ganzkörper-SAR-Wert sein.

Alle SAR-Werte sind als Mittelwerte über jeweils sechs Minuten aufzufassen, d.h., die momentanen Spezifischen Absorptionsraten dürfen kurzzeitig auch größere Werte annehmen.

Das Bezugsvolumen für die Teilkörper-SAR mit 10 g Gewebemasse ist hinsichtlich seiner geometrischen Form nicht eindeutig festgelegt: Die Formulierungen in den derzeit geltenden europäischen Regelwerken hinsichtlich der Definition des Bezugsvolumens für die Teilkörper-SAR geben immer wieder Anlass zu unterschiedlichen Sichtweisen. Die ICNIRP-Empfehlungen schreiben für die Maximumsuche der lokalen SAR „...averaging mass is any 10 g of contiguous tissue“ vor, was in manchen Fällen zu großflächigen, oberflächennahen Volumina führen kann, für die die gemittelte SAR teilweise deutlich über dem Maximalwert liegt, der sich für würfelförmige Gewebebereiche ergibt. Die gleiche Deutung erlaubt der Satz aus der EU-Richtlinie [45]: „Die bei der Mittelung der lokalen SAR-Werte zu berücksichtigende Gewebemasse beträgt 10 g eines zusammenhängenden Körpergewebes...“. Die darauf folgende Anweisung „Diese 10 g Gewebe sollen eine Masse von zusammenhängendem Gewebe mit nahezu gleichen

elektrischen Eigenschaften sein“ wird zuweilen (siehe z.B. [53]) dahingehend ausgelegt, dass auf gewebespezifische Absorptionsraten abgehoben wird. Da in [45] nicht definiert ist, wie unterschiedlich „nahezu gleiche elektrische Eigenschaften“ sein dürfen, könnte auch eine Mittelung über beliebig zusammenhängende Bereiche, bei denen die Grenzen zwischen bestimmten Gewebearten übertreten werden, in Betracht kommen.

Die in den USA geltenden einschlägigen IEEE-Normen [54], [55], [56] und auch die Vorschriften für Mess- und Rechenverfahren [57] legen ausschließlich würfelförmige Volumina zugrunde, und aus rein pragmatischen Gründen wurde auch in Europa in den meisten Untersuchungen bisher bei der Bestimmung der Teilkörper-SAR ein würfelförmiges Bezugsvolumen angesetzt. Die EU-Richtlinie [45] bietet ebenfalls als Alternative für die 10 g-Mittelungsmasse „eine einfache geometrische Form, beispielsweise eine kubische Gewebemasse“ an. Die Einschränkung, „sofern die berechneten dosimetrischen Größen konservative Werte in Bezug auf die Expositionsleitlinien aufweisen“, kann nach eigenen Erfahrungen allerdings allenfalls für sehr lokal einwirkende Feldverteilungen (beispielsweise im Fall körperberührender Endgeräte) überzeugen.

Die über den gesamten relevanten Frequenzbereich konstanten Basiswerte der SAR (siehe Tabelle 1) dürfen nicht darüber hinwegtäuschen, dass die Verteilung der lokalen SAR im Körper wegen der dielektrischen Verluste des Körpergewebes stark frequenzabhängig ist. Abbildung 1.3 zeigt numerisch berechnete SAR-Verteilungen in einem Ausschnitt eines anatomischen Körpermodells [58], das bei Frequenzen zwischen 20 und 5000 MHz durch eine frontal einfallende homogene ebene Welle (HEW) mit einer vertikal polarisierten Feldstärke von 1 V/m exponiert wurde [59]. Es wird unmittelbar anschaulich klar, dass die zunächst noch über dem ganzen Körperquerschnitt auftretende Absorption aufgrund der mit wachsender Frequenz abnehmenden Eindringtiefe immer mehr in dem der Quelle zugewandten oberflächennahen Bereich stattfindet. (Die Eindringtiefen elektromagnetischer Wellen im THz-Bereich in das biologische Gewebe betragen nur noch weniger als ein Millimeter, wie später in dieser Arbeit in Kapitel 5 dargestellt wird.) Aufgrund der mit der Frequenz abnehmenden Eindringtiefen der Felder in den Körper sind die Mittelungen der absorbierten Strahlungsleistung über die von der ICNIRP gegebenen Gewebevolumina nicht mehr aussagekräftig. Für Frequenzen von 10 GHz bis 300 GHz wird daher die Leistungsdichte S des Expositionsfeldes anstelle der SAR als Basisgröße empfohlen. Ihre Grenzwerte (vgl. Tabelle 1) von 10 W/m^2 (Exposition der Bevölkerung) bzw. 50 W/m^2 (berufliche Exposition) sollen eine unzulässige Erwärmung des Gewebes im Bereich der Körperoberfläche verhindern. Die Leistungsdichte ist räumlich über jeweils 20 cm^2 der exponierten Fläche (das entspricht etwa einem kreisförmigen Bereich mit 5 cm

Durchmesser) und zeitlich über $68/(f/\text{GHz})^{1,05}$ Minuten (entsprechend 10 s bei 300 GHz bis 6 min bei 10 GHz) zu mitteln. Außerdem darf ihr lokales Maximum, gemittelt über jedes Flächenelement von 1 cm^2 , 200 W/m^2 (Exposition der Bevölkerung) bzw. 1 kW/m^2 (berufliche Exposition) nicht überschreiten.

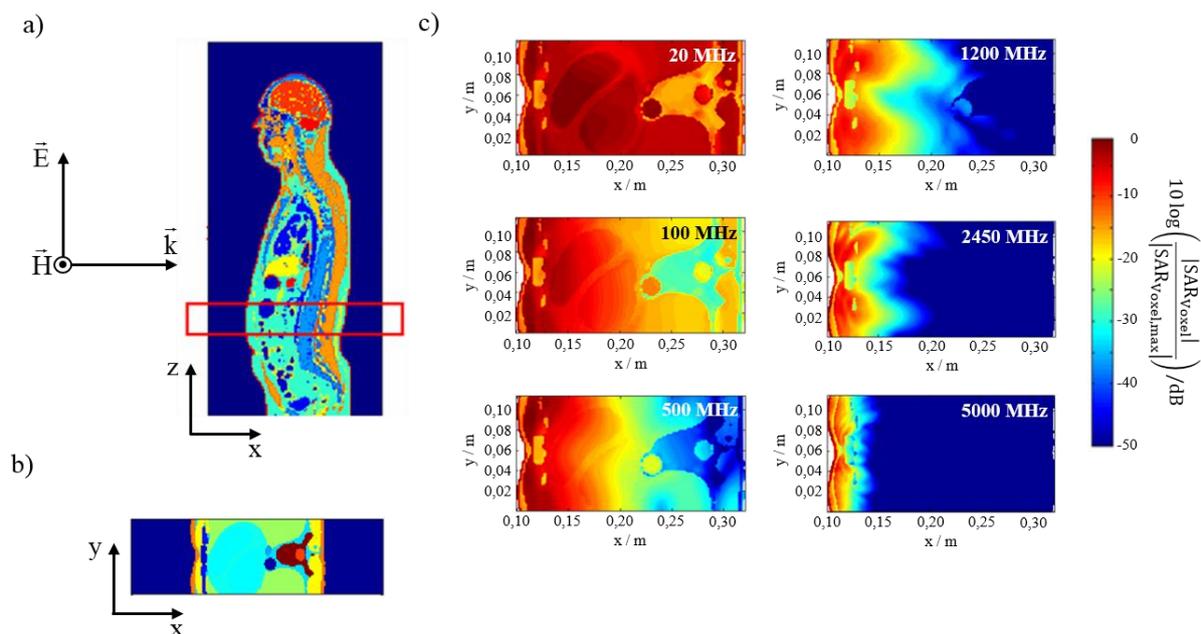


Abbildung 1.3: Verteilungen der lokalen SAR für einen Ausschnitt durch ein anatomisches Menschmodell bei Exposition des Körpers durch eine homogene ebene Welle (HEW)

- a) Vertikaler Schnitt durch das Menschmodell „Visible Human“ mit angegebener einfallender HEW [58]
- b) Horizontaler Schnitt durch das Menschmodell
- c) Verteilung der normierten lokalen SAR im horizontalen Schnitt für sechs Frequenzen [59]

In Tabelle 1 sind auch für den Frequenzbereich oberhalb von 300 GHz Grenzwerte für die Leistungsdichte S zu finden. Diese sind in verschiedenen europäischen und internationalen Regelwerken zum Schutz der Augen und der Haut vor künstlicher optischer Strahlung inkohärenter oder kohärenter Quellen (Laser) festgelegt (dort mit E statt S bezeichnet). Eine entsprechende EU-Richtlinie [47] zielt auf die Sicherheit und Gesundheit von Arbeitnehmern ab. In den Empfehlungen der ICNIRP [3], [60] wird jedoch keine formale Unterscheidung zwischen allgemeiner und werktätiger Bevölkerung vorgenommen. In diesen Richtlinien sind Grenzwerte für Frequenzen bis in den Ultraviolettbereich bei $1,67 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ zu finden. Außerdem enthalten sie auch konkrete Anweisungen zur Anpassung der Grenzwerte in Abhängigkeit von der Einwirkungsdauer und Pulsung optischer Strahlung, von der Strahldivergenz und von der

Größe A_S von der bestrahlten Körperfläche. In Tabelle 1 sind nur die Leistungsdichte-Grenzwerte für nicht-gepulste Dauerbestrahlung der Haut (bis zu 8 h) von 100 W/m^2 (bei $A_S \geq 0,1 \text{ m}^2$) und von 1000 W/m^2 (bei $A_S = 0,01 \text{ m}^2$ bzw. im beruflichen Laserschutz) von 300 GHz bis 100 THz eingetragen. Bei diesem Frequenzbereich handelt es sich um das so genannte IR-C-Band, das nach der Einteilung der International Commission on Illumination (CIE) [61] den Bereich vom mittleren bis zum fernen Infrarot abdeckt. Die Grenzwerte beziehen sich auf mögliche Schädigungen thermischen Ursprungs. Dabei betreffen Effekte auf das Auge allenfalls die Außenschichten der Hornhaut (Cornea).

Zusammenfassend lässt sich zum Strahlenschutz im Terahertz-Bereich – also im Frequenzbereich zwischen 100 GHz und 10 THz – sagen, dass im Bereich zwischen 100 GHz und 300 GHz extrapolierte Grenzwerte aus der klassischen Mikrowellenregion und oberhalb von 300 GHz Grenzwerte aus der Infrarot-(Laser-)Optik vorliegen, wobei bei der Übergangsfrequenz 300 GHz der Unterschied der empfohlenen Leistungsdichten mindestens eine Größenordnung beträgt. Da es immer mehr technische Anwendungen im Terahertz-Bereich gibt, ist diese Diskrepanz nicht akzeptabel.

b) Abgeleitete Werte

Die sogenannten „abgeleiteten Werte“ dienen dazu, für die Praxis gegenüber den Basisgrößen besser anwendbare (beispielsweise einfach messbare) Größen zur Bewertung der Exposition zur Verfügung zu stellen. Diese Grenzwerte sind Ersatz-Feldstärken und -Leistungsdichten im freien Raum (ohne Anwesenheit einer Person). Die Auslegung der abgeleiteten Werte erfolgte dahingehend, dass die Basiswerte bei ihrer Einhaltung selbst unter ungünstigsten Einwirkungsbedingungen nicht überschritten werden.

Tabelle 2 und Tabelle 3 zeigen die „abgeleiteten Werte“ von E, B und S gemäß ICNIRP, die in [1] und [2] als „reference levels“ („Referenzwerte“) und in [45] bei mit [1], [2] identischen Zahlenwerten als „Auslösewerte“ bezeichnet werden. Die 26. BImSchV [19] hat die in den Tabellen aufgeführten Grenzwerte für die Bevölkerung vollständig übernommen. Die BGV B11 [20] hat die Grenzwerte für den Arbeitsschutz im Fall von E und B nicht vollständig aus den ICNIRP-Empfehlungen übernommen. Die abgeleiteten Werte der magnetischen Feldstärke H wurden nicht angegeben, weil sie mit den Werten der magnetischen Flussdichte B gemäß $B = \mu_0 H$ über die magnetische Feldkonstante $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$ verknüpft und somit redundant sind.

Laut BGV B11 wurden die abgeleiteten Werte unter Berücksichtigung verschiedener Sicherheitsfaktoren aus den Basiswerten berechnet. In den ICNIRP-Empfehlungen wird erläutert, dass die Referenzwerte sowohl durch Modellrechnungen aus den Basisgrenzwerten als auch durch Extrapolation der Ergebnisse von Laboruntersuchungen ermittelt wurden. Die Unterschiede der abgeleiteten Werte nach BGV B11 und ICNIRP für E und B deuten an, dass kein wissenschaftlich eindeutiges Kriterium den konkreten Festlegungen zugrunde gelegen, sondern dass bei der globalen Berücksichtigung bestimmter Effekte ein gewisser Freiheitsgrad bestanden hat. Demzufolge sind auch beispielsweise die unterschiedlichen Eckfrequenzen nicht mehr in jedem Fall nachzuvollziehen.

Die Feldstärken in Tabelle 2 und Tabelle 3 sind als Effektivwerte aufzufassen, die Leistungsdichten als arithmetische Mittelwerte.

Mittelungszeiten werden in [20] nur pauschal für den Frequenzbereich 91 kHz – 300 GHz angegeben („über jedes 6-Minuten-Intervall zu mitteln“), während in [1] präziser spezifiziert wird:

- 100 kHz – 10 GHz: „S, E^2 , ..., B^2 über einen beliebigen 6-Minuten-Zeitraum zu mitteln“
- > 10 GHz: „ S_{eq} , E^2 , ..., B^2 über einen beliebigen $68/f^{1,05}$ -Minuten-Zeitraum zu mitteln (f/GHz)“

Die abgeleitete Größe „Leistungsdichte“ (in [1] mit S_{eq} bezeichnet) unterscheidet sich von der als Basisgröße definierten Leistungsdichte S dadurch, dass S die räumliche Verteilung des tatsächlichen Expositionsfeldes repräsentiert, während S_{eq} die Ersatzgröße einer fiktiven homogenen ebenen Welle darstellt, die keine Transversalabhängigkeit aufweist und somit auch keine Bedingung hinsichtlich der räumlichen Variation benötigt. In BGV B11 wird auf diesen Unterschied nicht hingewiesen.

Oberhalb von 30 MHz sind die Werte von S, E_{eff} (Effektivwert) und B_{eff} (Effektivwert) eindeutig über die Beziehungen für eine homogene ebene Welle $S = (1/\mu_0) E_{eff} B_{eff} = E_{eff} H_{eff} = (1/(120\pi \Omega)) E_{eff}^2$ verknüpft, die auch im Fernfeld realer Quellen in guter Näherung gelten.

Für kleiner werdende Frequenzen findet eine zunehmende Entkopplung von E und B statt, so dass unterhalb von 30 MHz auch eine Expositionsbeurteilung anhand der abgeleiteten Werte getrennt für E und B erfolgen muss.

Tabelle 2: Abgeleitete Werte der elektrischen Feldstärke E und der magnetischen Flussdichte B aus der ICNIRP-Richtlinie für den Frequenzbereich bis 100 kHz [2] bei Dauer- und Kurzzeitexposition der Bevölkerung sowie von Arbeitern zwischen 1 Hz und 10 MHz; zur Berechnung frequenzabhängiger Grenzwerte ist der Wert der Frequenz in Hz einzusetzen

Frequenzbereich			E / (kV/m)	B / T
Exposition der Bevölkerung				
1 Hz	bis	8 Hz	5 [2]	$4 \cdot 10^{-2}/f^2$ [2]
8 Hz	bis	25 Hz	5 [2]	$5 \cdot 10^{-3}/f$ [2]
25 Hz	bis	50 Hz	5 [2]	$2 \cdot 10^{-4}$ [2]
50 Hz	bis	400 Hz	$2,5 \cdot 10^2/f$ [2]	$2 \cdot 10^{-4}$ [2]
400 Hz	bis	3 kHz	$2,5 \cdot 10^2/f$ [2]	$8 \cdot 10^{-2}/f$ [2]
3 kHz	bis	10 MHz	$8,3 \cdot 10^{-2}$ [2]	$2,7 \cdot 10^{-5}$ [2]
Berufliche Exposition				
1 Hz	bis	8 Hz	20 [2]	$0,2/f^2$ [2]
8 Hz	bis	25 Hz	20 [2]	$2,5 \cdot 10^{-2}/f$ [2]
25 Hz	bis	300 Hz	$5 \cdot 10^2/f$ [2]	$1 \cdot 10^{-3}$ [2]
300 Hz	bis	3 kHz	$5 \cdot 10^2/f$ [2]	$0,3/f$ [2]
3 kHz	bis	10 MHz	$1,7 \cdot 10^{-1}$ [2]	$1 \cdot 10^{-4}$ [2]

Tabelle 3: Abgeleitete Werte der elektrischen Feldstärke E, der magnetischen Flussdichte B und der Leistungsdichte S aus der ICNIRP-Richtlinie für den Frequenzbereich bis 300 GHz [1] bei Dauer- und Kurzzeitexposition der Bevölkerung sowie von Arbeitern zwischen 1 Hz und 300 GHz; zur Berechnung frequenzabhängiger Grenzwerte ist der Wert der Frequenz in Hz einzusetzen

Frequenzbereich			E / (kV/m)	B / T	S / (W/m ²)
Exposition der Bevölkerung					
10 MHz	bis	400 MHz	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$9,2 \cdot 10^{-8}$	2
400 MHz	bis	2 GHz	$1,375 \cdot 10^{-6}f^{1/2}$	$4,6 \cdot 10^{-12}f^{1/2}$	$10^{-8}f/2$
2 GHz	bis	300 GHz	$6,1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-7}$	10
Berufliche Exposition					
10 MHz	bis	400 MHz	$6,1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-7}$	10
400 MHz	bis	2 GHz	$3 \cdot 10^{-6}f^{1/2}$	$10^{-11}f^{1/2}$	$2,5 \cdot 10^{-8}f$
2 GHz	bis	300 GHz	$1,37 \cdot 10^{-1}$	$4,5 \cdot 10^{-7}$	50

c) Regelungen zum Schutz von Trägern aktiver Körperhilfen

Für Träger von aktiven Körperhilfen – wie z.B. Herzschrittmachern – wird in der „Verordnung über das Nachweisverfahren zur Begrenzung elektromagnetischer Felder (BEMFV)“ [62] festgelegt, dass im Frequenzbereich zwischen 9 kHz und 50 MHz zusätzliche Grenzwerte eingehalten werden müssen, die in den deutschen Normen DIN EN 50527-1 [63] und DIN EN 50527-2-1 [64] festgelegt sind. Laut [65] sind die in der 26. BImSchV angegebenen Begrenzungen so gewählt, dass Störbeeinflussungen von Implantaten durch statische Magnetfelder vermieden werden.

Nach §10 der BEMFV müssen bei dem Betrieb von ortsfesten Funkanlagen in einem Frequenzbereich von 9 kHz bis 3 GHz zusätzliche Schutzmaßnahmen erfolgen, um Träger aktiver Körperhilfen zu schützen, die sich in einem Bereich aufhalten, in dem die zulässigen Grenzwerte der DIN EN-Normen [63] und [64] nicht eingehalten werden.

1.4 Kapitelzusammenfassung

In diesem Kapitel werden zunächst in der „Motivation“ (Abschnitt 1.1) die grundlegenden Problemstellungen bei der Bestimmung der Exposition eines Menschen gegenüber elektromagnetischen Feldern erläutert. Da sich diese Arbeit fast ausschließlich mit der numerischen und computergestützten Simulation elektromagnetischer Felder beschäftigt, werden zunächst einige grundlegende numerische Methoden (FDTD [6], FIT [7], FEM [8]) genannt, die für Simulationen der EM-Körperexposition gegenüber NF-Feldern bis hin zu Feldern im THz-Bereich eingesetzt werden können. Außerdem werden numerische Modelle der menschlichen Anatomie [11] – sogenannte „Voxel-Modelle“ – erwähnt (detaillierte Betrachtung in Kapitel 2), die innerhalb dieser Methoden eingesetzt werden können und dort den exponierten Körper repräsentieren.

Bestimmte Anforderungen und Rahmenbedingungen bei Expositionsbestimmungen in verschiedenen Frequenzbereichen schließen häufig die alleinige Anwendung einer der genannten numerischen Methoden aus. Daher kann eine Erweiterung oder Kombination von Methoden notwendig sein. Aus dieser Motivation heraus werden im Abschnitt 1.2 die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten numerischen Verfahren zur Bestimmung der Exposition von Menschen gegenüber NF- (Kapitel 3), HF- (Kapitel 4) und THz-Feldern (Kapitel 5) in Kürze erläutert.

Die Zielgrößen der Expositionssimulationen sind elektromagnetische (bzw. davon abgeleitete) oder thermische Größen, für die in internationalen Empfehlungen [1], [2] oder nationalen Personenschutzbestimmungen [19], [20] Grenzwerte zur Vermeidung expositionsbedingter gesundheitlicher Risiken empfohlen oder festgelegt werden. In Abschnitt 1.3.1 wird zunächst das Konzept der Personenschutzbestimmungen erläutert. Konkrete Definitionen und Zahlenwerte der von der „International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection“ (ICNIRP) [1], [2], [3] empfohlenen Grenzwerte werden in Abschnitt 1.3.2 präsentiert, wobei auch Bezug auf nationale (in Deutschland geltende) Personenschutzbestimmungen genommen wird und die Grenzen der Anwendbarkeit der Bestimmungen – beispielsweise bei der Verwendung von Grenzwerten bei Frequenzen im THz-Bereich – aufgezeigt werden.

2 Gewebemodelle

Für die in dieser Dissertation vorgestellten numerischen Verfahren zur Bestimmung der Exposition von Menschen gegenüber magneto-quasistatischen (MQS)-Feldern sowie Radio- und Mikrowellen werden hochaufgelöste und „anatomisch korrekte“ Ganzkörpermodelle (sog. Voxel-Modelle) verwendet. Die Verteilungen der dielektrischen Gewebe in den Körpern wurden meist durch Magnetresonanztomographie mit Auflösungen im Bereich von einigen 1/10 mm ermittelt [66]. Die Werte für die dielektrischen Parameter der Körpergewebe für den Frequenzbereich von 10 Hz bis 100 GHz können im Internet veröffentlichten Datensammlungen [14] entnommen werden (Frequenzbereich: 10 Hz bis 100 GHz). Abschätzungen der Materialparameter der Haut sowie des Auges für Frequenzen oberhalb 100 GHz (THz-Bereich) sind in [67] zu finden.

Da die auf den menschlichen Körper einwirkenden elektromagnetischen Felder (teils an der Körperoberfläche reflektierend, teils in den Körper eindringend) nicht nur von den Umgebungsbedingungen sondern auch von der Körperhaltung des Menschen abhängen und für bestimmte Szenarien Modelle mit verschiedenen Haltungen unabdingbar sind (bspw. ein Insasse eines Fahrzeugs), ist es notwendig, Voxel-Modelle mit verschiedenen Körperhaltungen zu erzeugen. Es gibt zwar mittlerweile kommerzielle Simulationswerkzeuge, die eine Modifikation der Körperhaltung anatomischer Voxel-Modelle ermöglichen [9], [10], [13] jedoch sind diese Modelle nur innerhalb der jeweiligen Software verwendbar. In der Dissertation von Dr.-Ing. Marija Nikolovski [68] ist eine detaillierte Beschreibung der Modifikation von anatomischen Voxel-Modellen innerhalb des Posierungs-Programms „BodyFlex“ zu finden. Eine Extraktion der Geometriedaten zur Verwendung der Körpermodelle in anderen Simulationswerkzeugen, wie es im Rahmen der in dieser Arbeit vorgestellten Simulationsverfahren erforderlich ist, ist nicht möglich. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Algorithmus zur Generierung von Voxel-Modellen mit verschiedenen Körperhaltungen entwickelt, der in Abschnitt 2.1.2 erläutert wird. Zunächst wird in Abschnitt 2.1.1 das Referenz-Körpermodell „Duke“ aus der „Virtual Family“ [11] vorgestellt, aus dem mittels des in Abschnitt 2.1.2 vorgestellten Algorithmus Voxel-Modelle mit verschiedenen Körperhaltungen generiert werden können.

Für die numerische Simulation der Körperexposition durch elektromagnetische Felder im THz-Bereich ist der Einsatz von Ganzkörpermodellen nicht zweckmäßig: Die Auflösungen der Körpermodelle reichen für Untersuchungen im THz-Bereich nicht aus, da (wie z.B. in [69] beschrieben) die geometrische Auflösung der Gewebe möglichst feiner als $1/10$ der Wellenlänge im Material sein sollte. Außerdem werden die Eindringtiefen δ der elektromagnetischen Felder in biologisches Gewebe mit steigender Frequenz immer kleiner ($\delta \sim 1/\sqrt{f}$) – wie in Abbildung 1.3 gezeigt – und sind bei THz-Frequenzen nur noch kleiner als 1 mm, wodurch der größte Teil des Körpergewebes nicht exponiert wird. Aus diesem Grund werden für die numerische Dosimetrie im THz-Bereich Modelle körperoberflächennaher Gewebevolumenta benötigt, wobei es sich im Wesentlichen um Gewebeverteilungen in der Haut sowie im Auge handelt. Die durch Mikroskop-Aufnahmen erfassten geometrischen Abmessungen der Strukturen mit Auflösungen im μm -Bereich sind in entsprechenden medizinischen Fachbüchern dargestellt. Die Umsetzung dieser anatomischen Gewebeverteilungen in Computermodelle ist prinzipiell möglich, aber – wie auch die Erstellung der Ganzkörpermodelle – sehr aufwendig. Es werden deshalb Computermodelle auf der Basis von einfachen geometrischen Strukturen entwickelt. In Abschnitt 2.2.1 b) wird das hier verwendete Modell für eine Hautpartie vorgestellt. Weitere Teilkörper-Modelle der Haut, des Auges und eines Zahns sowie für Gewebeschichten-Modelle mit nicht ebenen Material-Grenzflächen und nicht homogenen Gewebeschichten sind in [67], [70], [71], [72] und [73] zu finden.

2.1 Ganzkörpermodelle

2.1.1 Referenz-Körpermodell

Als Referenz steht für diese Arbeit ein numerisches Modell einer 34 Jahre alten, 1,80 m großen und 72 kg schweren, männlichen Person zur Verfügung. Bei dem mit dem Namen „Duke“ benannten Modell handelt es sich um eines mehrerer Menschmodelle aus der Serie „The Virtual Family“ [11]. Das für diese Arbeit verwendete Modell stellt eine Diskretisierung der von der Forschungsgemeinschaft IT'IS [66] durch Magnetresonanztomographie erfassten anatomischen Rohdaten eines Menschen – reduziert auf eine Auflösung von 2 mm – dar. Die höchste verfügbare Auflösung dieses Modells beträgt 0,5 mm. Abbildung 2.1 a) zeigt das numerische Körpermodell mit einer lokalen Darstellung einzelner diskreter Würfel (im folgenden „Voxel“ bezeichnet) mit einer Kantenlänge von 2 mm, die jeweils eine homogene Materialfüllung besitzen und in ihrer Gesamtheit ein numerisches Modell der Anatomie des menschlichen Körpers bilden. In Abbildung 2.1 b) ist die Verteilung der biologischen Gewebe in einer Transversalebene des Körpermodells im Bereich des Rumpfs bzw. des Ellenbogengelenks farblich dargestellt.

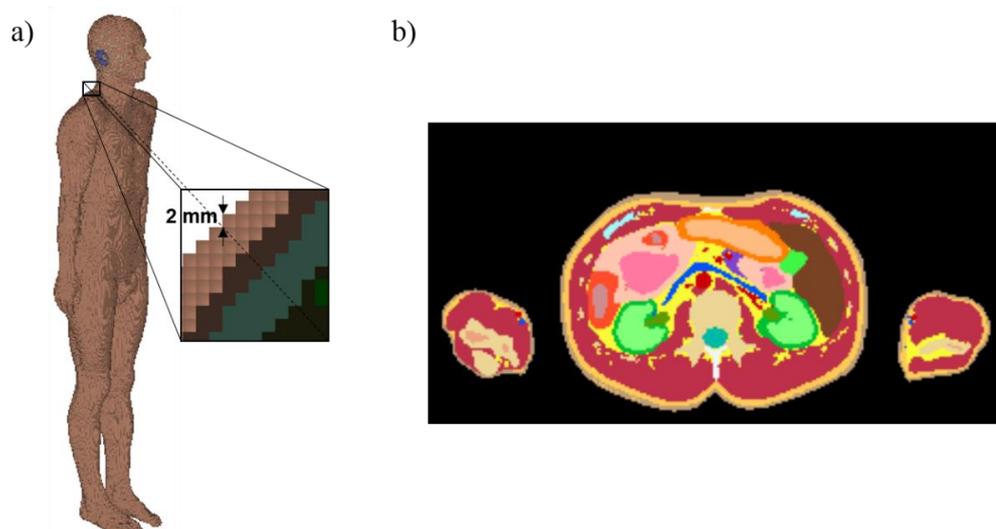


Abbildung 2.1: a) Numerisches Körpermodell „Duke“ mit lokaler Darstellung der Voxel-Größen, b) Farbliche Darstellung der diskretisierten Gewebeverteilung in einer transversalen Schnittebene des Körpermodells „Duke“

Definiert wird das Körpermodell mit über 8,5 Millionen Koordinatenpunkten, deren Koordinaten alle auf ganze Zahlen normiert werden. Jedem dieser Koordinatenpunkte wird eines von insgesamt 77 verschiedenen Gewebearten anhand einer Materialnummer zugewiesen, mit der

sie zeilenweise in einer Textdatei aufgelistet sind (Abbildung 2.2 a)). In einer zweiten Textdatei wird jeder Materialnummer ein Material in Form der dielektrischen, frequenzabhängigen Parameter (Permittivität und Leitfähigkeit) und der Materialdichte zugeordnet (Abbildung 2.2 b)). In der bisher umfangreichsten Studie zur Katalogisierung stark frequenzabhängiger dielektrischer Materialparameter von Körpergeweben wurden 1996 in drei wissenschaftlichen Arbeiten von der Forschergruppe um S. Gabriel [15], [16], [17] biologische Gewebedaten untersucht, die in einer im Internet frei verfügbaren Datensammlung [14] einsehbar sind. Diese Materialdaten stehen für insgesamt 57 Gewebearten für den Frequenzbereich von 10 Hz bis 100 GHz zur Verfügung. Aus dieser Datensammlung werden für die in dieser Arbeit verwendeten numerischen Voxel-Modelle die geeigneten Materialdaten verwendet.

a)

x_{norm}	y_{norm}	z_{norm}	Materialnummer
.	.	.	.
.	.	.	.
.	.	.	.
14	169	1	58
13	167	1	58
.	.	.	.
.	.	.	.
.	.	.	.
66	162	821	48

b)

Materialnummer	Materialname	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$	$\rho / (\text{kg/m}^3)$
.
.
.
58	Haut	44,75	0,73296	1100
59	Knochen	12,93	0,1016	1990
.
.
.

Abbildung 2.2: Zuordnung der ortsabhängigen Materialdaten für Voxel-Modelle: a) Zuordnung einer Materialnummer zu jedem Koordinatenpunkt des Körpermodells, b) Zuweisung der Materialdaten zu jeder Materialnummer

2.1.2 Modifizierung des Referenz-Körpermodells

Für die folgenden Darstellungen der verwendeten Voxel-Modelle wurde die Software MATLAB verwendet. Die gemäß des Schemas aus Abbildung 2.2 a) definierten normierten Koordinatenpunkte der Voxel-Positionen können zeilenweise in MATLAB eingelesen und in ein Diagramm gezeichnet werden. Abbildung 2.3 a) zeigt die Frontalansicht des in Abschnitt 2.1.1 vorgestellten Voxel-Modells in Form der Menge aller Koordinatenpunkte der in dem Körpermodell enthaltenen Gewebewürfel. Zur Modifikation der Körperhaltung des Voxel-Modells müssen zunächst alle beweglichen, sich an Gelenken befindlichen Körperteile separiert werden; es werden also zunächst einzelne Voxel-Modelle für die folgenden Körperteile erstellt: Kopf,

Rumpf, Oberarme, Unterarme, Oberschenkel, Unterschenke und Füße. Abbildung 2.3 zeigt dies am Beispiel des linken Unterarms. Die genannten separierten Körperteile können durch geeignete Rotation an den Gelenken zu einer Veränderung der Körperhaltung führen, was im Folgenden erläutert werden soll.

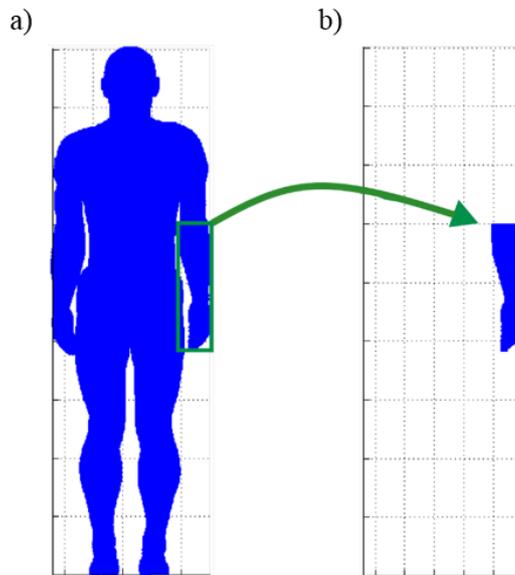


Abbildung 2.3: a) Grafische Darstellung des numerischen Menschmodells (Frontalansicht) und b) Selektion bestimmter Körperteile (Beispiel: linker Unterarm)

Mit den vorhandenen Geometrie- und Materialinformationen wurden mit MATLAB Bilder der Gewebeverteilungen in den Transversalschnittebenen des Körpermodells erstellt, um die genauen Rotationspunkte der Gliedmaßen (Gelenke) herauszufinden. In Abbildung 2.1 b) war bereits die Gewebeverteilung des Körpermodells in einer transversalen Schnittebene zu sehen, in der sich das Ellenbogengelenk des linken Armes befindet.

Um die nun selektierten Körperteile neu anordnen zu können, müssen die entsprechenden Gliedmaßen um eine bestimmte Koordinatenachse und um einen bestimmten Winkel gedreht werden. Dafür wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Algorithmus geschrieben, der alle betreffenden Koordinatenpunkte eines zu rotierenden Körperteils mittels Rotationsmatrix um eine bestimmte Achse dreht. Abbildung 2.4 verdeutlicht dies anhand einer 90° -Drehung des linken Arms.

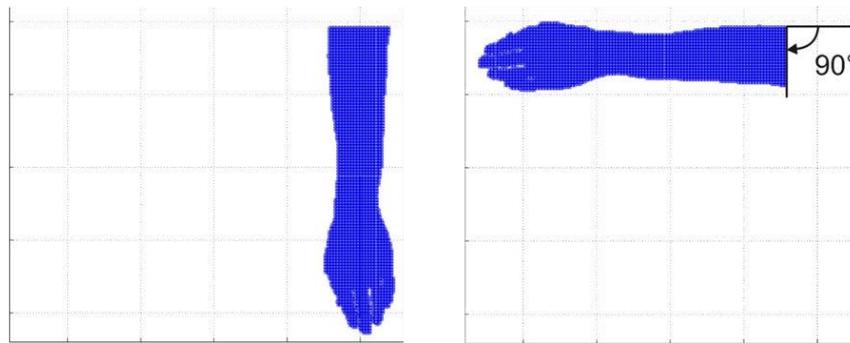


Abbildung 2.4: 90°-Rotation des linken Unterarms

Alle Koordinatenpunkte müssen nach der Rotation eines Körperteils wieder auf den Gitterpunkten des ursprünglichen kartesischen Gitters liegen, dessen Gitterkantenlänge der Auflösung des Voxel-Modells entspricht. Im Falle des oben genannten Menschmodells handelt es sich um ein dreidimensionales, kartesisches Gitter mit einer nicht veränderlichen Gitterkantenlänge von 2 mm. Beträgt der Rotationswinkel $n \cdot 90^\circ$ ($n = 1, 2, 3$), befinden sich alle Punkte nach der Rotation wieder auf einem Punkt des kartesischen Gitters. Abbildung 2.5 a) und Abbildung 2.5 b) verdeutlichen dies anhand der Rotation einer würfelförmigen Punktwolke. Ist der Rotationswinkel ungleich $n \cdot 90^\circ$ ($n = 1, 2, 3$), so liegen die Koordinatenpunkte nach der Rotation nicht auf Gitterpunkten (Abbildung 2.5 c)). In diesem Fall werden alle Punkte auf den nächst gelegenen Gitterpunkt verschoben (Abbildung 2.6 b)), das heißt, die Werte der Ortskoordinaten werden auf ganze Zahlen entweder auf- oder abgerundet. Diese Vorgehensweise hat zur Folge, dass es für einige Gitterpunkte mehrfache Voxel-Definitionen gibt. In Abbildung 2.6 b) sind alle Gitterpunkte rot eingekreist, für die aufgrund der Koordinatenrundungen mehrere Voxel-Belegungen existieren. Ein Algorithmus sucht zunächst alle Mehrfachbelegungen von Gitterpunkten heraus und löscht doppelte Koordinatenbelegungen gemäß Abbildung 2.6 c).

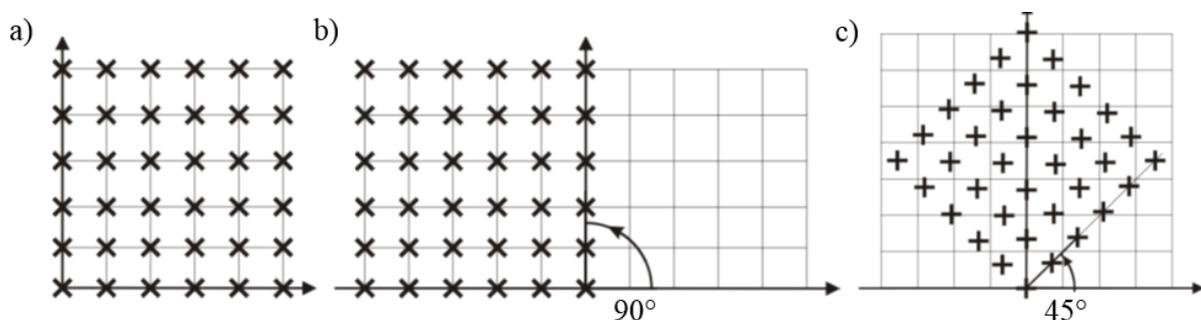


Abbildung 2.5: Rotation der in a) gezeigten würfelförmigen Punktwolke um 90° (b)) und um 45° (c))

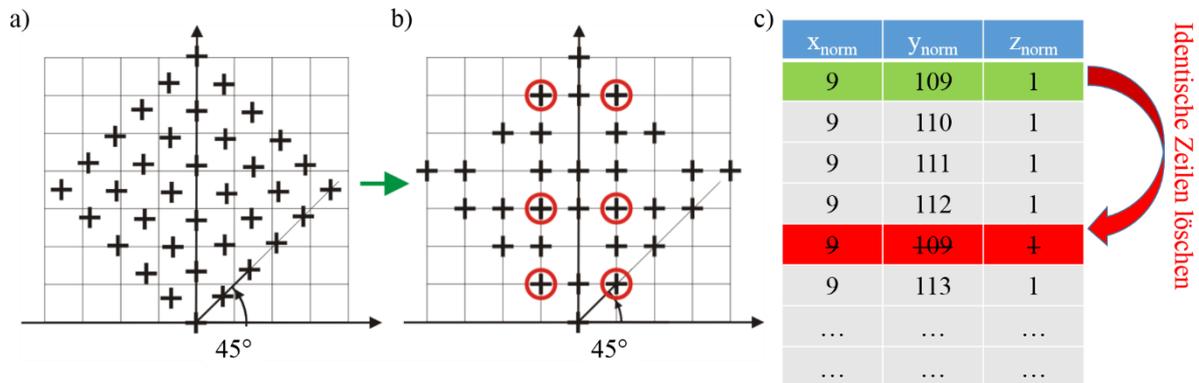


Abbildung 2.6: a) Rotation einer würfelförmigen Punktwolke um 45° , b) Verschiebung der Koordinatenpunkte auf nächst gelegene Gitterpunkte (rote Kennzeichnung der zu löschenden mehrfach belegten Koordinatenpunkte) c) Löschen mehrfach definierter Koordinatenpunkte in der Koordinatenliste

Wie man in Abbildung 2.6 b) sehen kann, entstehen durch die Koordinaten-Rundungen nicht nur doppelt belegte Gitterpunkte, sondern auch Leerstellen. Diese Leerstellen führen zu nicht mit Gewebe belegten Volumina im Innern des Körpermodells sowie zu einer Reduktion der Körpermasse. Aus diesem Grund wurde der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Algorithmus so erweitert, dass zunächst alle Gitterpunkte mit fehlenden Voxel-Belegungen im Innern des Voxel-Modells gesucht werden. Den gefundenen Koordinatenpunkten werden anschließend die Materialeigenschaften benachbarter Materialien zugewiesen. Vereinfachend wurde hier das in x-Richtung links benachbarte Material gewählt. Abbildung 2.7 verdeutlicht diesen Prozess. Mit der erläuterten Vorgehensweise kann die ursprüngliche Gewebeverteilung des Referenz-Körpermodells annähernd erhalten bleiben.

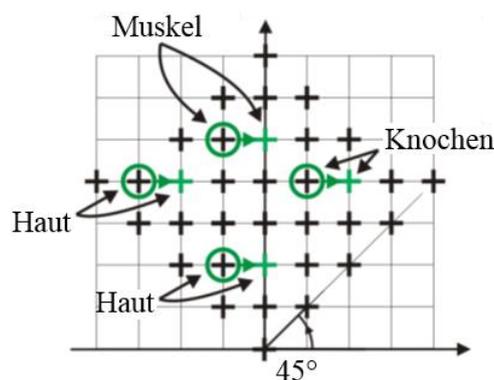


Abbildung 2.7: Auffüllung der durch die Rotation entstandenen, nicht mit Gewebe belegten Volumina im Innern der um 45° gedrehten würfelförmigen Punktwolke

Um aus dem stehenden Menschmodell ein Menschmodell mit sitzender Position zu generieren, wurde der Körper in folgende Teile zerlegt: Unterschenkel, Knie, Oberschenkel, Hüfte, Rumpf und Kopf, Oberarme und Unterarme. Im Folgenden wird das Prinzip der Modifizierung nur

anhand der Unterschenkels, des Knies und des Oberschenkels erläutert, da für alle restlichen Gliedmaßen das gleiche Modellierungs-Prinzip gilt. Abbildung 2.8 a) zeigt die Aufteilung eines Beines in drei Teile. Nach der Unterteilung wird das Knie um 45° (Prinzip von Abbildung 2.5 c) und Abbildung 2.6) und der Oberschenkel um 90° (Prinzip von Abbildung 2.5 a) und b)) gedreht. Die drei Körperteile werden nun soweit ineinander geschoben, dass sich die Knochenstücke berühren und eine Linie bilden (Abbildung 2.8 b)).

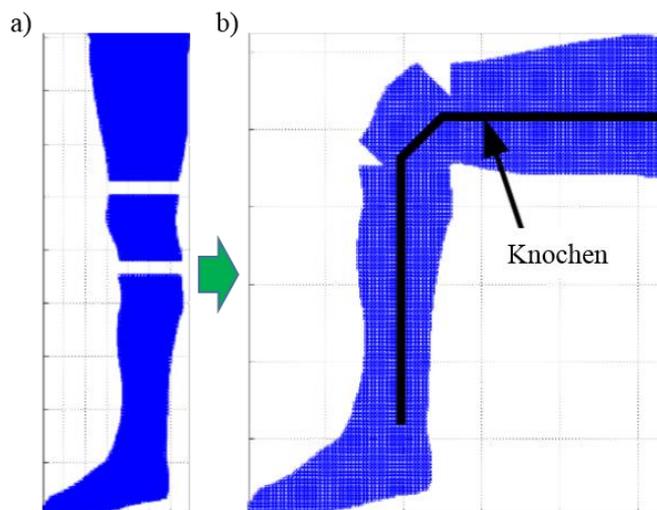


Abbildung 2.8: a) Unterteilung eines Beines in Unterschenkel, Knie und Oberschenkel, b) Drehung des Knies um 45° , Drehung des Oberschenkels um 90° , Zusammenfügen der Beinstücke, sodass Knochenstücke eine Linie bilden

Wie man in Abbildung 2.8 b) sieht, entstehen nach dem Zusammenfügen der Beinteile oberhalb und unterhalb des Knies Lücken, und es entsteht ein Bereich, in dem sich Voxel überschneiden. Der letzte Schritt des Algorithmus ist es nun, mehrfach definierte Koordinatenpunkte zu löschen (Prinzip aus Abbildung 2.6 c)), und die durch das Zusammenfügen der Körperteile entstandenen Lücken geeignet mit Gewebe zu füllen. Das Prinzip des Auffüllens von Lücken ist in Abbildung 2.9 dargestellt. In diesem Beispiel wird die in b) gekennzeichnete vertikale Koordinatenebene gewählt (grün eingekreiste Koordinatenpunkte). Allen freien Gitterpunkten links neben der markierten Koordinatenebene werden nun zeilenweise die gleichen Materialdaten des entsprechenden Koordinatenpunktes der markierten Ebene zugewiesen.

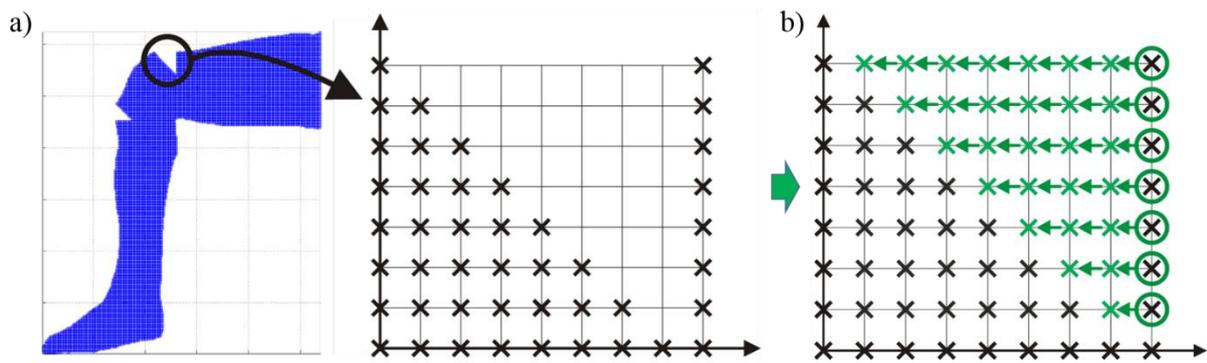


Abbildung 2.9: a) Vergrößerung des interessierenden Koordinatenbereichs, b) Auswahl einer Koordinatenebene (grün eingekreist) mit anschließender Zuweisung der gleichen Gewebe auf die freien Gitterpunkte

Unter Verwendung der zuvor beschriebenen Vorgehensweise wurden mehrere Voxel-Modelle mit verschiedenen Körperhaltungen generiert, von denen vier verschiedene Modelle in Abbildung 2.10 gezeigt sind.

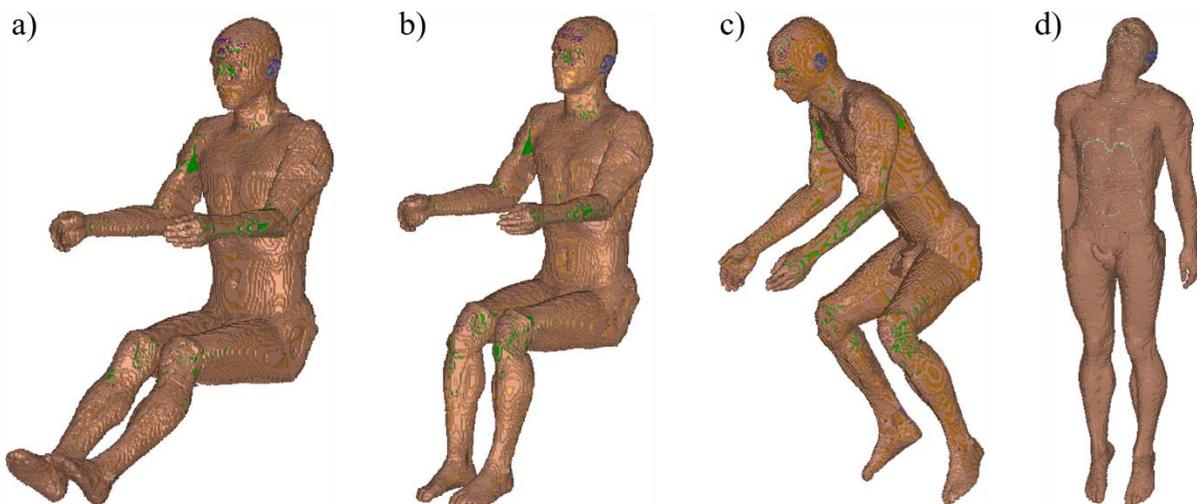


Abbildung 2.10: Modifiziertes Voxel-Modell „Duke“ mit vier verschiedenen Körperhaltungen

2.2 Teilkörper-Modell

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen der Exposition biologischen Gewebes gegenüber elektromagnetischen Feldern im THz-Bereich wurde ein hochaufgelöstes Modell der Haut entwickelt, das in diesem Abschnitt vorgestellt wird.

2.2.1 Hautmodell

a) Anatomischer Aufbau der menschlichen Haut

Je nach Körperregion können die Dicke und die Struktur der Haut sowie der einzelnen Hautschichten sehr stark variieren. An den Augenlidern oder an der Nase ist die Haut beispielsweise sehr dünn, wohingegen die Haut an der Fußunterseite oder an den Händen wesentlich dicker ist.

Die menschliche Haut kann in drei übergeordnete Schichten unterteilt werden:

1. Oberhaut (Epidermis)
2. Lederhaut (Dermis)
3. Unterhaut (Subkutis)

Diese drei Hautschichten lassen sich in weitere Unterstrukturen und -schichten gliedern. In Abbildung 2.11 ist die Unterteilung der Haut in die drei zuvor genannten Hautschichten sowie in deren Unterstrukturen grafisch dargestellt.

Die Epidermis schützt den Organismus vor mechanischen, physikalischen und chemischen Einflüssen. Durch die Epidermis verlaufen außerdem Schweißdrüsen-Kanäle und die tiefer wurzelnden Körperhaare. Die Dermis ist durch Papillen fest mit der Epidermis verankert. Sie besteht aus Collagenfasern und elastischen Fasern, wodurch sie sehr elastisch und reißfest ist. In der Dermis befinden sich viele Blut- und Lymphgefäße sowie Nervenfasern. Die Subkutis besteht größtenteils aus Fettzellen, die in ein Netz aus Bindegewebe eingebettet sind. Diese Schicht dient vor allem als Kälteschutz und als Energiespeicher.

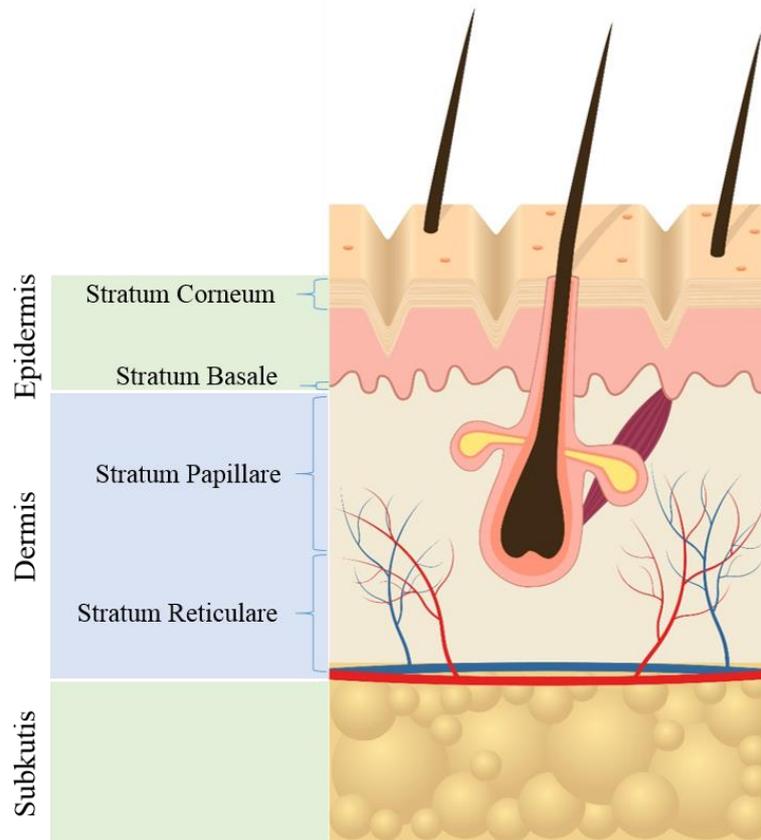


Abbildung 2.11: Aufbau der menschlichen Haut und Unterteilung dieser in ihre einzelnen Schichten; Abbildung aus [74] (bearbeitet)

b) Modellierung eines Hautmodells

In der Literatur sind mehrere Modelle zur numerischen Untersuchung der menschlichen Haut im THz-Frequenzbereich zu finden. In einer Publikation von Bennett et al. [75] wird ein geschichtetes Hautmodell gezeigt, das aus 2 μm dicken Hautschichten aufgebaut ist. Mit diesem Modell kann die Reflexion einer einfallenden Welle nach Betrag und Phase simuliert werden. Feldmann et al. zeigen in [76] geschichtete Hautmodelle, in denen zusätzlich unter anderem Schweißdrüsen und -kanäle enthalten sind. Diese Hautmodelle wurden durch das Strahlungsfeld einer Rechteckhohlleitung exponiert. Zielgröße der durchgeführten Simulationen ist der Reflexionskoeffizient der Haut im Frequenzbereich von 75 bis 110 GHz. Die Arbeitsgruppe um Gal Shafirstein modifizierte das Hautmodell von Feldmann et al. für die Berechnungen von SAR- und Temperatur-Verteilungen in der Haut [77]. In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die Berücksichtigung von Schweißkanälen zu einem Anstieg der SAR sowie zu einer leichten Erhöhung der Gesamt-Temperatur führt.

Das im Rahmen dieser Arbeit modellierte Hautmodell spiegelt die in Abbildung 2.11 gezeigte Struktur der Haut im Wesentlichen wider. Hierbei wurden aufgrund der geringen Eindringtiefen

elektromagnetischer Felder in Haut bei THz-Frequenzen lediglich die oberen drei Hautschichten (Epidermis, Dermis und Subkutis) berücksichtigt.

In diesem Modell wird das Stratum Corneum – die erste Unterschicht der Epidermis – als eigenständige Materialschicht angesehen, da es einen wesentlich geringeren Wassergehalt aufweist und somit eine viel geringere Leitfähigkeit κ besitzt als der Rest der Epidermis. Die übrigen Unterschichten der Epidermis sowie die Dermis werden als homogene Schichten mit den gleichen Materialparametern modelliert. Die dritte Schicht – die Subkutis – besteht zum größten Teil aus Fett und taucht in den Hautmodellen als homogene Schicht auf, der die Materialparameter von Fett zugewiesen werden.

Abbildung 2.12 zeigt ein vereinfachtes Modell der zuvor genannten Schichtenfolge, in dem die Materialgrenzen zwischen den Hautschichten als eben angenommen werden. Die aus einem in [78] gezeigten Modellschema entnommenen Dicken der einzelnen Hautschichten sind ebenfalls in der Abbildung angegeben.

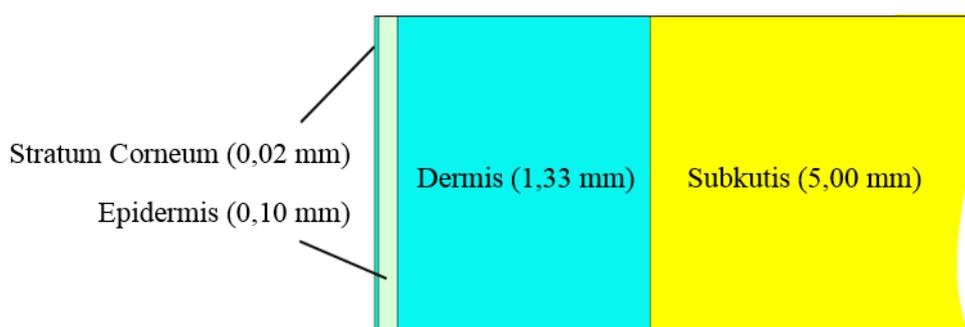


Abbildung 2.12: Aus vier Materialschichten bestehendes Hautmodell mit ebenen Materialübergängen [78]

2.2.2 Materialparameter der Teilkörper-Modelle

Die für das zuvor gezeigte Teilkörper-Modell verwendeten Materialparameter werden einer Publikation von Spathmann et al. [67] entnommen. Diese Publikation war dadurch motiviert, dass zuvor nur wenige experimentelle Daten zu dielektrischen Materialeigenschaften biologischen Gewebes für Frequenzen oberhalb 100 GHz zur Verfügung standen [79], [80]. Spathmann et al. entwickelten eine Vorgehensweise, mit der auf Basis der „effective medium theory“ [81], [82] die dielektrischen Eigenschaften der in den zuvor gezeigten Teilkörper-Modellen benötigten Materialien unter Verwendung der „Grundbestandteile“ biologischen Materials – Wasser, Elektrolyte, Makromoleküle und Fette für die Haut; Wasser, Elektrolyte, Proteine, Mineralien, Collagen und Keratinozyten für das Auge – abgeschätzt werden können. Die effektiven

dielektrischen Materialeigenschaften eines Mediums wurden mit Hilfe von Mischungsformeln aus den dielektrischen Eigenschaften der Grundbestandteile und aus Geometriedaten für den Frequenzbereich von 100 GHz bis 10 THz errechnet.

In Tabelle 4 sind die dielektrischen Materialeigenschaften (relative Permittivität ϵ_r und elektrische Leitfähigkeit κ) sowie die Materialdichte ρ für zwei homogenisierte Hautschichten – Stratum Corneum und Epidermis/Dermis – für 10 Frequenzen im genannten Frequenzbereich angegeben.

Tabelle 4: Materialparameter (Dichte ρ [83], relative Permittivität ϵ_r , elektrische Leitfähigkeit κ) für numerische Dosimetrie-Berechnungen am Hautmodell zwischen 0,1 und 10 THz [67]

	Stratum Corneum¹		Epidermis² & Dermis³	
$\rho / (\text{kg/m}^3)$	1500 ¹		1190 ²	1116 ³
f / THz	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$	ϵ_r	$\kappa / (\text{S/m})$
0,10	4,07	14,43	7,53	58,64
0,30	3,37	18,34	4,68	74,52
0,65	3,17	22,16	3,89	90,48
1,00	3,11	25,48	3,63	104,15
1,50	3,07	30,65	3,45	125,41
2,00	3,04	35,95	3,34	147,44
4,00	2,94	69,98	2,92	292,72
6,00	2,82	77,09	2,43	330,11
8,00	2,82	80,89	2,40	348,31
10,00	2,82	96,85	2,39	418,42

Da das elektromagnetische Feld bereits weit vor dem Beginn der Fettschicht fast vollständig absorbiert wird, sind für die dielektrischen Materialeigenschaften des Fetts die konstanten Werte $\epsilon_r = 2,89$ und $\kappa = 3,56 \text{ S/m}$ aus [17] für 100 GHz angesetzt. Die Materialdichte wird mit 971 kg/m^3 berücksichtigt [83].

2.3 Kapitelzusammenfassung

In Kapitel 2 werden die in den für diese Arbeit durchgeführten Expositionssimulationen verwendeten Modelle der Gewebeverteilungen des menschlichen Körpers vorgestellt. Außerdem wird in Abschnitt 2.1.2 eine Vorgehensweise zur Modifizierung der Körperhaltung von Ganzkörpermodellen präsentiert.

Wie bereits in Abbildung 1.3 aus Abschnitt 1.3.2 anhand numerischer Beispiele gezeigt wurde, werden die Eindringtiefen der elektromagnetischen Felder in den Körper mit zunehmender Frequenz immer kleiner. Für Expositionssimulationen im Frequenzbereich von NF- oder HF-Feldern muss die vollständige Anatomie des menschlichen Körpers berücksichtigt werden. (EM-Felder können bis zu einem Frequenzbereich einiger hundert MHz nahezu bis in alle Bereiche des Körpers vordringen.) Bei der Körperexposition durch Mikrowellen oder Feldern im THz-Bereich, bei denen die Eindringtiefen in den Körper maximal wenige Millimeter betragen (im THz-Bereich weniger als 1 mm), werden Gewebemodelle aus Bereichen nahe der Körperoberfläche (Haut oder Auge) benötigt.

Für Expositionssimulationen mit Frequenzen im NF- und HF-Bereich werden häufig Ganzkörpermodelle mit verschiedenen Körperhaltungen benötigt (bspw. eine sitzende Person). Da verfügbare kommerzielle Simulationswerkzeuge mit Programmiererweiterungen zur Modifikation der Körperhaltungen von Voxel-Modellen [9], [10], [13] keine Möglichkeit der Extraktion der Geometrieinformationen der modifizierten Körpermodelle zur Verwendung innerhalb anderer Simulationswerkzeuge ermöglichen, wird in Abschnitt 2.1.2 eine Vorgehensweise präsentiert, mit der unter Verwendung eines Algorithmus‘ Voxel-Modelle mit verschiedenen Körperhaltungen aus einem Referenz-Körpermodell mit stehender Körperhaltung [11] generiert werden können. Das in Abbildung 2.10 c) aus Abschnitt 2.1.2 gezeigte Körpermodell wird zur Simulation der Exposition einer auf einem Motorrad sitzenden Person durch ein hochfrequentes Antennen-Strahlungsfeld in Kapitel 4 eingesetzt. Die dielektrische Materialparameter der in den Voxel-Modellen vorkommenden Körpergewebe sind im Internet frei verfügbar [14].

Für die Bestimmung der THz-Exposition in Kapitel 5 wird in Abschnitt 2.2 ein Teilkörpermodell [67], [72] vorgestellt, das den Aufbau der menschlichen Haut im Wesentlichen darstellt. Vereinfacht werden in diesem Modell homogene Materialschichten mit ebenen Grenzflächen angenommen. Weitere Teilkörper-Modelle sind in [67], [70], [71], [72] und [73] zu finden. Die verwendeten Materialparameter für die in dem Hautmodell vorkommenden Gewebe stammen aus einer Publikation von Spathmann et al. [67].

3 Simulation der Exposition des menschlichen Körpers durch niederfrequente Magnetfelder

Dieses Kapitel befasst sich mit der Simulation der Exposition von Menschen durch niederfrequente Magnetfelder (sogenannte „magneto-quasistatische“ (MQS)-Felder), die z. B. von niederfrequenten Wechselströmen erzeugt werden. Wird ein Körper durch ein MQS-Feld exponiert, verändert sich die natürliche körperinterne elektromagnetische Feldverteilung in ihm, was – je nach Dauer und Stärke der Exposition – zu gesundheitsschädlichen Wechselwirkungen führen kann. In Abschnitt 1.3.2 wurde bereits auf physiologische Effekte im menschlichen Körper eingegangen, die durch Exposition des Körpers gegenüber niederfrequenter elektromagnetischer Felder hervorgerufen werden können. Weiterhin wurde an dieser Stelle auf Grenzwerte körperinterner Feldgrößen hingewiesen, die zur Vermeidung solcher Effekte eingehalten werden sollten. MQS-Felder treten in der Umgebung von elektrischen Geräten, Stromleitungen oder Energieübertragungssystemen auf. So stellen beispielsweise emittierte Magnetfelder von induktiven Energieübertragungssystemen, wie sie unter anderem für das Laden von Batterien in Elektroautos eingesetzt werden können, ein potenzielles Expositionsrisiko für den Menschen dar. Aber auch andere Technologien, wie zum Beispiel elektrische Maschinen/Motoren, Oberleitungen, Transformatoren oder Induktionsherde, erzeugen MQS-Felder.

Elektroautos erleben zurzeit einen immensen Entwicklungsschub und werden zukünftig einen großen Anteil am individuellen und öffentlichen Verkehr ausmachen. Induktive Ladesysteme (IPTs) ermöglichen das Laden von Autobatterien mit Leistungen bis zu mehreren 10^1 kW [84]. Ein IPT besteht aus zwei Spulen: der primären Spule (Induktionsspule) sowie der sekundären Spule (Empfängerspule) [21], [22], [23]. Zusätzlich können parallel zu den Spulen noch leitfähige Schirmungsplatten und Ferritmaterialien angeordnet sein, was später in Abschnitt 3.7.1 a) genauer betrachtet wird. Die Gesamtanordnung der primären bzw. sekundären Spule mit Schirmungs- und Ferritgeometrien nennt man auch „Primärseite“ bzw. „Sekundärseite“. Die Primärseite befindet sich auf dem oder im Boden; die enthaltene primäre Spule wird mit einem Wechselstrom einer Frequenz zwischen 40 und 140 kHz gespeist. Die Sekundärseite ist unter dem Fahrzeugboden befestigt und beim Ladevorgang mit der Primärseite über die Luft bzw. das

durch den primärseitig fließenden Wechselstrom erzeugte Magnetfeld gekoppelt. Auf das Prinzip des induktiven Ladens und der magnetischen Kopplungsprinzipien wird zunächst nach dieser Einleitung in Abschnitt 3.1 eingegangen. Da die Spulen von IPTs in Elektrofahrzeugen meistens nur schwach magnetisch gekoppelt sind, existieren magnetische Streufelder in der nahen Umgebung der Ladesysteme bzw. der Fahrzeuge. Diesen Streufeldern können sich in der Nähe oder im Fahrzeug befindliche Personen ausgesetzt sein. Dabei hängt die Intensität der Streufelder nicht nur von der Kopplung der Spulen und der Beschaffenheit der Spulensysteme (Geometrie, verwendete Materialien) ab, sondern auch von den Schirmungseigenschaften der Fahrzeugkarosserie. In Abbildung 3.1 ist ein Expositionsszenario zu sehen, das aus einem Automodell, einem darunter befindlichen IPT sowie einem neben dem Fahrzeug positionierten anatomischen Modell des menschlichen Körpers besteht.

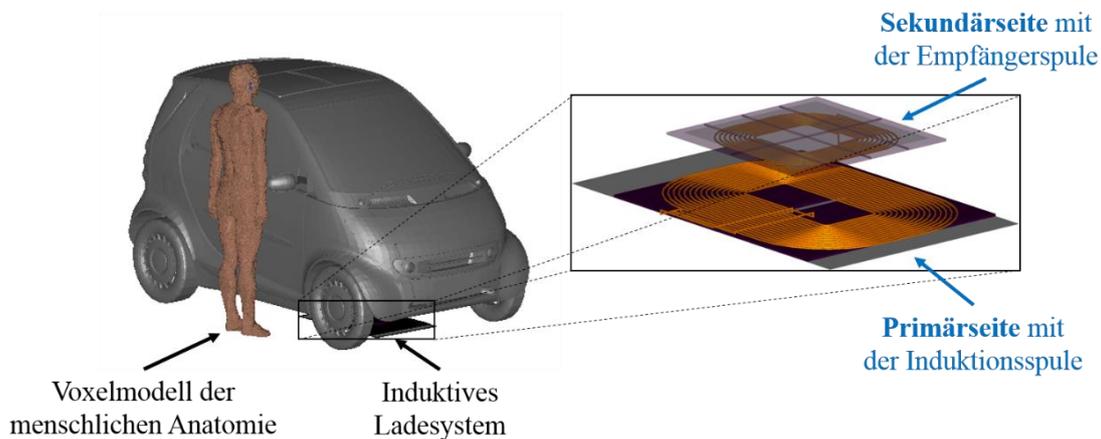


Abbildung 3.1: Expositionsszenario mit einem unter einem Fahrzeugmodell positionierten IPT sowie einem neben dem Auto stehenden anatomischen Modell des menschlichen Körpers

Es existieren Richtlinien und Standards, die Grenzwerte für MQS-Feldgrößen in Expositionsszenarien empfehlen [2], [85] (siehe Abschnitt 1.3). Da man diese Felder meist schwierig oder unmöglich direkt messen kann, sind Simulationen und numerische Modellierungen notwendig. Die bereits in Abschnitt 1.3 erläuterte ICNIRP-Richtlinie [2] beinhaltet Grenzwerte für die körperinterne elektrische Feldstärke im Frequenzbereich von MQS-Feldern. Hierbei handelt es sich um die sogenannten „Basiswerte“ (Definition: siehe Abschnitt 1.3.2 a)). Des Weiteren empfiehlt die ICNIRP „abgeleitete Werte“ (Definition: siehe Abschnitt 1.3.2 b)) für Feldgrößen eines niederfrequenten elektromagnetischen Feldes. Für die Praxis sind diese abgeleiteten Werte gegenüber den Basiswerten zur Bewertung der Exposition (beispielsweise durch Feldmessungen) besser anwendbar: Sie können direkt im realen Szenario gemessen werden, oder sie können ohne Berücksichtigung eines Körpermodells (bei vernachlässigbarer Rückwirkung

körperintern induzierter Wirbelströme mit dem äußeren Magnetfeld [26], [27], [28]) simuliert werden. Da die abgeleiteten Werte so ausgelegt sind, dass bei ihrer Einhaltung selbst unter ungünstigsten Einwirkungsbedingungen die Basiswerte nicht überschritten werden, stellt eine Expositionsbewertung hinsichtlich der abgeleiteten Werte den Fall kritischster Exposition dar. Ist eine exaktere Expositionsbestimmung/-bewertung erforderlich, müssen zwangsläufig numerische Simulationen durchgeführt werden, mit denen die Exposition von Körpergeweben berechnet werden kann.

Es wurden bereits einige Studien durchgeführt, in denen die Körperexposition gegenüber MQS-Feldern von IPTs untersucht wurde. Die Forschungsarbeiten reichen von Messungen magnetischer Streufelder der Spulensysteme (ohne Berücksichtigung eines Fahrzeugs) in [86] bis hin zu umfangreichen numerischen Feldsimulationen komplexer Expositionsszenarien (unter Berücksichtigung von Geometriemodellen von Fahrzeugen sowie der menschlichen Anatomie) in [87]. All diese Arbeiten zielen auf eine Bestimmung und Bewertung der gemessenen oder simulierten MQS-Felder hinsichtlich der in Abschnitt 1.3.2 vorgestellten Basiswerte und abgeleiteten Werte der ICNIRP [2] hin. Pinto et al. haben in [86] die Exposition von Arbeitern durch Messung der elektrischen und magnetischen Streufelder eines bei 85 kHz betriebenen IPTs mit einer Leistungsübertragung von 560 W bestimmt. Bei einer kleinen Distanz von 30 cm der exponierten Personen zum Ladesystem wurden Überschreitungen des abgeleiteten Grenzwerts der elektrischen Feldstärke der ICNIRP (Abschnitt 1.3.2 b), Tabelle 2) festgestellt. Man sollte beachten, dass bei diesen Messungen keine Schirmungsgeometrien (Karosserie eines Autos) berücksichtigt wurden und der Abstand der exponierten Person zum IPT sehr gering ist, was den kritischsten Expositionsfall darstellt. Laakso et al. haben in [88] eine Serie numerischer Simulationen der Körperexposition durch das Feld eines IPTs mit einer übertragenen Leistung von 7 kW bei einer Frequenz von 85 kHz durchgeführt. In den hier betrachteten Szenarien wurden vereinfachte Fahrzeugmodelle aus ideal leitendem Material (PEC) berücksichtigt. Die Auswertung der Ergebnisse zeigt eine Überschreitung der abgeleiteten Werte (ICNIRP) für die magnetische Flussdichte, die Basiswerte (körperinterne elektrische Feldstärke gemäß Abschnitt 1.3.2 a), Tabelle 1) liegen jedoch deutlich unter dem Grenzwert. Da die hier betrachteten Szenarien den Fall der maximalen Feldschirmung der Autokarosserie darstellen (ideal leitfähiges Material), ist die Berücksichtigung realistischerer Schichtdicken und (endlicher) elektrischer Leitfähigkeiten der Karosserien in den numerischen Automodellen erforderlich. In [89] wurden Szenarien untersucht, bei denen exponierte Personen im Auto sitzen oder neben dem Auto stehen. Das dabei verwendete Automodell besteht aus Stahlschichten mit einer Dicke von

5 mm. Die Geometrie des verwendeten Ladesystems entspricht der Geometrie eines in der internationalen Richtlinie SAE TIR J2954 [34] angegebenen IPTs (In allen anderen hier aufgeführten Arbeiten werden vereinfachte Spulengeometrien verwendet.). In dieser Arbeit wurden Simulationen mit zwei verschiedenen unter dem Fahrzeug platzierten IPTs durchgeführt, die bei einer Frequenz von 85 kHz betrieben werden und eine Leistung von 11 kW übertragen. Die Auswertung der Ergebnisse zeigt keine Überschreitungen der ICNIRP-Grenzwerte. Eine umfangreichere Studie wurde von De Santis et al. [87] durchgeführt, bei der zwei verschiedene anatomische Körpermodelle, verschiedene Karosseriematerialien, eine übertragene Leistung von 7,7 kW, zwei verschiedene Betriebsfrequenzen (85 und 150 kHz) und Fehlpositionierungen der Spulen des IPTs (und sich daraus ergebende Änderungen des Kopplungsfaktors) berücksichtigt wurden. Die Ergebnisse zeigen Überschreitungen der abgeleiteten Werte sowie der Basiswerte von ICNIRP. Jedoch sollte hierbei erwähnt werden, dass zur Bewertung hinsichtlich der Basiswerte das Maximum der körperinternen, über das Volumen der Voxel gemittelten elektrischen Feldstärke ausgewertet wurde, das um Faktoren im zweistelligen Bereich höher sein kann als das von der ICNIRP empfohlene 99. Perzentil. Auf die in der Literatur zu findenden Kritiken gegenüber der von der ICNIRP empfohlenen Auswertung des 99. Perzentils der körperinternen elektrischen Feldstärke wurde bereits in Abschnitt 1.3.2 a) eingegangen.

In dieser Arbeit werden Expositionsszenarien betrachtet, bei denen ein menschlicher Körper durch das niederfrequente Magnetfeld eines IPTs exponiert wird, das zum Laden der Batterie eines (hybrid-)elektrischen Fahrzeugs dient. Für die Simulation eines solchen Szenarios stehen grundsätzlich zwar kommerzielle MQS-Feldlöser zur Verfügung, bei denen sich aufgrund der Komplexität des vorliegenden Problems allerdings Probleme bei der Anwendbarkeit ergeben können: Eine geometrische Diskretisierung der komplexen Strukturen von Feldquellen, Schirmungsstrukturen sowie anatomischen Menschmodellen kann zu sehr großen algebraischen Gleichungssystemen mit bis zu mehreren Milliarden Freiheitsgraden führen. Aufgrund sehr großer Unterschiede in den elektrischen Leitfähigkeiten der Materialien (bis zu 10^9 S/m) wären diese Gleichungssysteme zusätzlich noch sehr schlecht konditioniert. Die Lösung würde zu sehr großem Speicherbedarf und langen Rechenzeiten führen. Monolithische Simulationen von Niederfrequenz-Expositionsszenarien mit IPTs unter Verwendung von MQS-Feldlösern wurden in [90] gezeigt. In [91] wurden nur die Magnetfelder von IPTs unter Verwendung eines MQS-Lösers simuliert und eine Bewertung hinsichtlich der ICNIRP-Grenzwerte durchgeführt.

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten alternativen Simulationsverfahren sollen das Problem umgehen, große und komplexe MQS-Expositionsszenarien monolithisch mit MQS-Lösern simulieren zu müssen. Die Verfahren basieren auf der Tatsache, dass die durch das magnetische

Quellfeld im schwach leitfähigen Körpergewebe induzierten Wirbelströme so klein sind, dass sie eine vernachlässigbare Rückwirkung auf das äußere Magnetfeld haben [26], [27], [28]. Bei Vernachlässigung dieser Wechselwirkung kann ein niederfrequentes Expositionsszenario so zerlegt werden, dass seine Simulation in zwei Schritten erfolgt – die Simulation des magnetischen Quellfeldes in einem ersten Schritt und die Simulation der körperinternen elektrischen Feldverteilung in einem zweiten Schritt. Bei dieser Vorgehensweise wird also ein betrachtetes Szenario in zwei Gebiete zerlegt, die eine jeweils geringere Komplexität aufweisen als das vollständige Szenario.

Von dieser Vorgehensweise kann beispielsweise bei der Verwendung der Scalar-Potential Finite Difference (SPFD)-Methode [28], [92] (Abschnitt 3.4.1) Gebrauch gemacht werden. Innerhalb dieses Rechenverfahrens wird die körperinterne elektrische Feldstärke aus einer zuvor berechneten Verteilung des magnetischen Vektorpotentials einer niederfrequenten Feldquelle bestimmt. In [28] und [93] wird vereinfacht angenommen, dass die Verteilung des magnetischen Vektorpotentials im Körper homogen ist. In [92] und [94] liegen analytische Verfahren (Verwendung des Gesetzes von Biot-Savart) für die Magnetfeld-Berechnung zugrunde. Quellfeld-Simulationen unter Verwendung der Momentenmethode [95] wurden in [96], [97], [98] und [99] durchgeführt. Alternativ kann das Quellfeld auch unter Verwendung eines numerischen volumenorientierten MQS-Feldlösers simuliert werden, wie es bei der Extended SPFD-Methode [26], [100] (und außerdem auch in [87]) gemacht wurde. Diese Vorgehensweise bietet gegenüber analytischen Lösungen den Vorteil, dass das Quellfeld auch unter Berücksichtigung realistischer und hoch leitfähiger Schirmungsobjekte (wie z.B. die Karosserie eines Fahrzeugs oder metallische Körperimplantate) berechnet werden kann. Da viele Löser nur die magnetische Flussdichte als Ergebnis einer Feldsimulation liefern, wurde im Rahmen dieser Arbeit die SPFD-Methode durch einen Algorithmus – basierend auf dem „Tree-Cotree-Gauging“-Algorithmus [33] – erweitert, mit dem das magnetische Vektorpotential aus dem Magnetfeld einer Feldquelle abgeleitet werden kann, das unter Verwendung eines beliebigen Magnetfeld-Lösers berechnet wurde. Diese erweiterte Methode – die Co-Simulation (Co-Sim.) SPFD-Methode [24] – wird in Abschnitt 3.4.2 erläutert.

Ein weiteres hier betrachtetes alternatives Simulationsverfahren zur Bestimmung der niederfrequenten Körperexposition ist die Scaled-Frequency Finite Difference Time Domain (SF-FDTD)-Methode [32]. Innerhalb dieser Methode wird eine MQS-Feldlösung bei einer höheren Frequenz als der Zielfrequenz berechnet, und die körperinterne elektrische Feldstärke wird anschließend zurück auf die Zielfrequenz skaliert. Dieser Ansatz bringt den Vorteil mit sich, dass bei höheren Frequenzen FDTD- oder FIT-basierte Feldlöser verwendet werden können, die auf

kartesischen Gittern basierte Volumen-Diskretisierungs-Verfahren verwenden und hohe geometrische Auflösungen zulassen, was bei Voxel-basierten (ebenfalls kartesisch diskretisierten) anatomischen Körpermodellen (siehe Abschnitt 2.1) besonders zweckmäßig ist. Die in dieser Arbeit vorgestellte Co-Sim. SF-FDTD-Methode [25], bei der es sich um eine mit Hilfe des Huygens'schen Äquivalenzprinzips [29], [30] erweiterte Form der SF-FDTD-Methode handelt, beinhaltet ebenfalls (wie die Co-Sim. SPFD-Methode) ein aus zwei Schritten (Quellfeld- und Expositionssimulation) bestehendes Rechenverfahren, das in Abschnitt 3.5.2 erläutert wird.

Nachdem die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Zweischnitt-Verfahren vorgestellt und anhand von Simulationsbeispielen validiert wurden, werden die Verfahren miteinander verglichen, indem mit ihnen jeweils das gleiche Expositionsszenario simuliert wird, das einen menschlichen Körper darstellt, der durch das Feld eines unter einem Fahrzeug platzierten IPTs exponiert wird (Abschnitt 3.6).

Abschließend wird mit der Co-Sim. SF-FDTD-Methode eine Serie von Expositionssimulationen unter Berücksichtigung zweier IPTs, zweier Fahrzeuge sowie zwei verschiedener Karosseriematerialien durchgeführt. Bei diesen Untersuchungen wird der Einfluss von Fehlpositionierungen der Spulen und den sich dadurch veränderlichen Kopplungsfaktoren k (Definition in Abschnitt 3.1) auf die Körperexposition untersucht.

3.1 Das Prinzip des induktiven Ladens

Kabellose Energieübertragungssysteme werden für die Übertragung von Energie über kurze Distanzen (wenige Millimeter bis Zentimeter) bis längere Distanzen (mehrere Meter) eingesetzt. Systeme für kabellose Energieübertragung können mit einem der folgenden drei Kopplungsprinzipien arbeiten: Induktive Kopplung, magnetisch-resonante Kopplung oder elektromagnetische Kopplung [21]. In dieser Arbeit werden ausschließlich induktiv gekoppelte und magnetisch-resonant gekoppelte Spulensysteme für das Laden der Batterien von (hybrid-) elektrischen Fahrzeugen betrachtet. In Abbildung 3.2 wird das Prinzip der induktiven Kopplung zweier Spulen – einer Induktionsspule und einer Empfängerspule – dargestellt, die im Abstand h lateral zentriert zueinander angeordnet sind. Die Induktionsspule wird auch als Primärseite und die Empfängerspule auch als Sekundärseite bezeichnet. Die Induktionsspule wird dabei von einem Strom I durchflossen, der ein magnetisches Feld erzeugt. Die magnetische Flussdichte \vec{B} einer beliebigen Stromverteilung kann unter Verwendung des Gesetzes von Biot-Savart näherungsweise berechnet werden. Durchsetzt dieses Magnetfeld die Empfängerspule, wird in dieser eine Spannung induziert, die mit Hilfe des Gesetzes von Faraday berechnet werden kann [21].

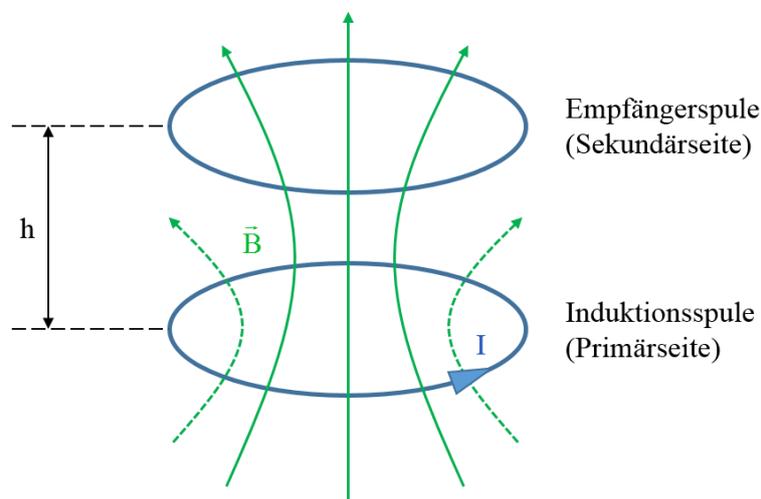


Abbildung 3.2: Prinzip der induktiven Kopplung zweier Spulen eines Systems für kabellose Energieübertragung

Das Prinzip der induktiven Kopplung ermöglicht nur eine Energieübertragung über kurze Distanzen. Außerdem ist die Effizienz der Leistungsübertragung stark anfällig gegenüber Fehlpositionierungen der Spulen. Aus diesen Gründen ist dieses Prinzip ungeeignet für das kabellose Laden von Autobatterien.

Geeigneter für den Einsatz in Elektrofahrzeugen sind kabellose Energieübertragungssysteme, deren Funktionsweise auf dem Prinzip der magnetischen Resonanz beruht. Hierbei werden die Induktions- und die Empfängerspule so beschaltet, dass sich zwei Schwingkreise mit der gleichen Resonanzfrequenz ergeben [21]. Abbildung 3.3 zeigt das Ersatzschaltbild eines magnetisch-resonant gekoppelten Energieübertragungssystems. Die resonante Kopplung wird ermöglicht, indem zu beiden Spulen jeweils ein Kondensator mit der Kapazität C_i ($i = 1, 2$) in Reihe geschaltet wird (C_1 auf der Primärseite, C_2 auf der Sekundärseite). Unter Berücksichtigung der Eigeninduktivitäten L_i ($i = 1, 2$) der Spulen (L_1 auf der Primärseite, L_2 auf der Sekundärseite) kann dieses System somit äquivalent als Anordnung zweier „RLC“-Reihenschaltungen gemäß Abbildung 3.3 dargestellt werden. Die enthaltenen ohmschen Widerstände R_1 und R_2 stellen die parasitären Widerstände der Spulen dar. C_1 und C_2 sind die Kapazitäten zur Kompensation der Eigeninduktivitäten der Spulen L_1 und L_2 . Sie werden folgendermaßen berechnet [23]:

$$C_i = \frac{1}{L_i \omega_0^2}, \quad i = 1, 2. \quad (3.1)$$

In dieser Gleichung ist

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_i C_i}}, \quad i = 1, 2 \quad (3.2)$$

die Resonanz-Kreisfrequenz des Energieübertragungssystems.

An die primärseitige Schaltung wird eine Spannungsquelle angeschlossen, die den Innenwiderstand R_s besitzt und eine Wechselspannung $u_s(t)$ liefert [22]. Wenn in der Induktionsspule ein Wechselstrom fließt und die Induktions- und die Empfängerspule nah und horizontal zentriert zueinander ausgerichtet sind, sind die Spulen magnetisch-resonant gekoppelt und es erfolgt ein Energietransport von der Primär- zur Sekundärseite. Die in Abbildung 3.3 gezeigte Beschaltung wird auch als „seriell-seriell“-Beschaltung bezeichnet, da beide Schwingkreise aus Reihenschaltungen der enthaltenen Bauteile bestehen [22].

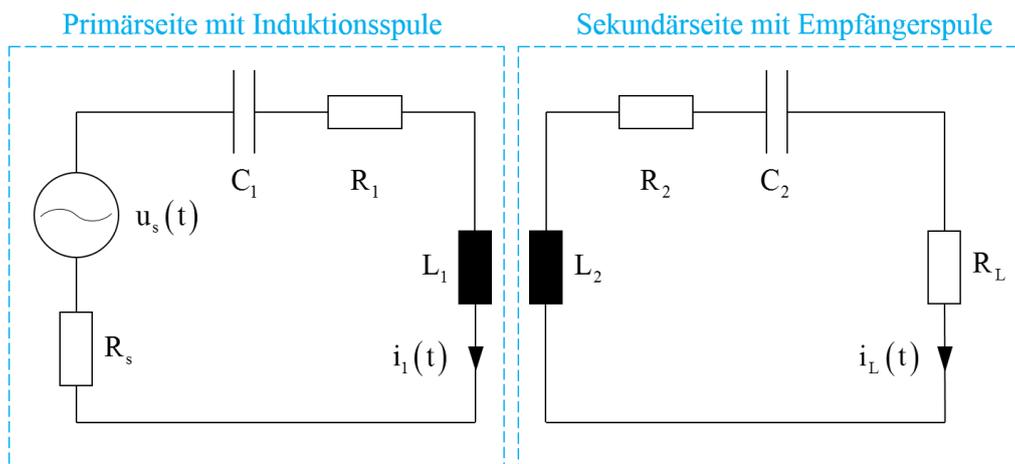


Abbildung 3.3: Ersatzschaltung eines magnetisch-resonanten kabellosen Energieübertragungssystems bestehend aus zwei RLC-Schwingkreisen, einer primärseitigen Wechselspannungsquelle mit Innenwiderstand R_s und einem sekundärseitigen Lastwiderstand R_L [21], [22]

Der Gütefaktor Q_i ($i = 1, 2$) ist ein Maß für die Dämpfung eines schwingenden Systems wie in Abbildung 3.3 und ergibt sich zu [21]

$$Q_i = \frac{1}{R_i} \sqrt{\frac{L_i}{C_i}} = \frac{\omega_0 L_i}{R_i}, \quad i = 1, 2. \quad (3.3)$$

Je höher der Wert von Q ist, desto geringer ist der Energieverlust des Systems.

Die wichtigste Größe für die in dieser Arbeit angestellten Betrachtungen ist der Kopplungsfaktor k , der angibt, wie stark die Spulen eines IPTs miteinander verkoppelt sind. Der Kopplungsfaktor k wird wie folgt bestimmt [23]:

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}. \quad (3.4)$$

In dieser Gleichung ist M die Gegeninduktivität der Spulen. Der Kopplungsfaktor k kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Die Spulen von IPTs besitzen typischerweise eine kleine Gegeninduktivität M sowie große Eigeninduktivitäten L_1 und L_2 , wodurch der Kopplungsfaktor k Werte kleiner als 0,5 annimmt [23].

Die magnetisch-resonante Kopplung bringt gegenüber der induktiven Kopplung den Vorteil mit sich, dass Energie über eine weitere Distanz übertragen werden kann [21]. Jedoch ist die Energieübertragung magnetisch-resonant gekoppelter Spulensysteme ebenfalls anfällig gegenüber horizontaler Fehlpositionierungen der Spulen.

3.2 Finite Integrationstechnik (FIT)

Die Finite Integrationstechnik (FIT) [7] ist ein numerisches Verfahren zur computergestützten Berechnung elektromagnetischer Felder, das 1977 von T. Weiland eingeführt wurde. Innerhalb der FIT kann ein betrachtetes Raumgebiet in würfel- oder quaderförmige Gitterzellen zerlegt werden, wodurch in einem kartesischen Koordinatensystem orthogonal zueinander angeordnete Gitterlinien entstehen. Die durch diese Zerlegung entstehenden Elementarfiguren des Gitters (Gittervolumina V_n , -flächen A_n , -kanten L_n , -punkte P_n) dienen als Stützstellen zur Diskretisierung der integralen Maxwellgleichungen:

$$\oint_{\partial A} \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{s} = -\frac{d}{dt} \iint_A \vec{B}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{A}, \quad \forall A \in E^3, \quad (3.5)$$

$$\oint_{\partial A} \vec{H}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{s} = \iint_A \left(\frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{J}(\vec{r}, t) \right) \cdot d\vec{A}, \quad \forall A \in E^3, \quad (3.6)$$

$$\oiint_{\partial V} \vec{B}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{A} = 0, \quad \forall V \in E^3, \quad (3.7)$$

$$\oint_{\partial V} \vec{D}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{A} = \iiint_V \rho(\vec{r}, t) dV, \quad \forall V \in E^3. \quad (3.8)$$

In den Gleichungen (3.5) bis (3.8) sind $\vec{E}(\vec{r}, t)$, $\vec{H}(\vec{r}, t)$, $\vec{D}(\vec{r}, t)$, $\vec{B}(\vec{r}, t)$ und $\vec{J}(\vec{r}, t)$ die Vektoren der elektrischen und magnetischen Feldstärke, der elektrischen und magnetischen Flussdichte und der elektrischen Stromdichte.

Das durch die Diskretisierung des Raumes entstandene Rechengitter wird in der FIT als „primäres Gitter“ bezeichnet. Zusätzlich gibt es noch ein „duales Gitter“, das für die Diskretisierung der Maxwell-Gleichungen – wie später gezeigt wird – eine zentrale Rolle spielt und dessen Gitterzellen gegenüber den Zellen des primären Gitters üblicherweise eine halbe Kantenlänge der jeweiligen primären Zelle in jede Koordinatenrichtung verschoben angeordnet sind. In Abbildung 3.4 ist das Anordnungsprinzip des primären (durchgezogene schwarze Linien) und des dualen Gitters (gestrichelte graue Linien) dargestellt. Außerdem sind in dieser Abbildung die Elementarfiguren des Gitters sowie die Orientierungen der Gitterflächen und -kanten gekennzeichnet.

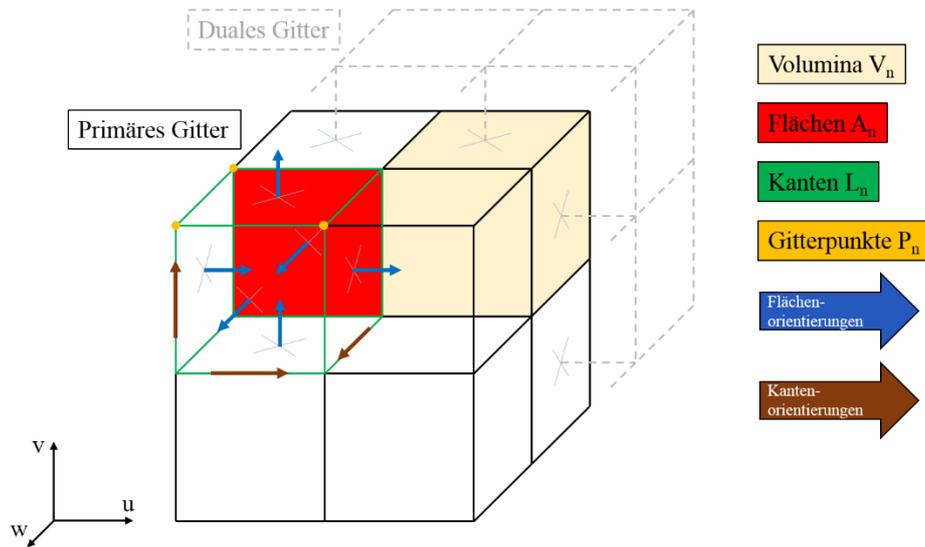


Abbildung 3.4: Anordnung des primären und dualen Gitters der FIT sowie Kennzeichnung der Elementarfiguren und der Orientierungen der Gitterflächen und -kanten

Zunächst wird in Abbildung 3.5 das Induktionsgesetz (Gleichung (3.5)) auf dem primären FIT-Gitter diskretisiert. Die Diskretisierung der linken Seite der Gleichung ergibt die Summe der Linienintegrale der elektrischen Feldstärke entlang des Umlaufs einer primären Gitterfläche. Dabei bestimmen die Orientierungen der Kanten die Vorzeichen der einzelnen Integrale. Ist die Integrationsrichtung der Kanten-Orientierung entgegengesetzt, ergibt sich ein negatives Vorzeichen. Die durch die einzelnen Linienintegrale entstehenden neuen Größen bezeichnet man als elektrische Gitter- bzw. Kantenspannungen \hat{e}_n . Der Vektor \hat{e} beinhaltet die elektrischen Kantenspannungen aller primären Kanten des Gitters.

Primäre Gitterfläche

$$\oint_{\partial A_1} \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{s}$$

↓

$$\int_{L_1} \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{s} + \int_{L_2} \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{s} - \int_{L_3} \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{s} - \int_{L_4} \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{s}$$

$$= \hat{e}_1 + \hat{e}_2 - \hat{e}_3 - \hat{e}_4 \quad (3.9)$$

Abbildung 3.5: Diskretisierung der linken Seite von Gleichung (3.5) auf einer Fläche des primären FIT-Gitters (Bestimmung des Linienintegrals der elektrischen Feldstärke entlang der Kontur einer primären Gitterfläche)

Die Diskretisierung der rechten Seite von Gleichung (3.5) ergibt sich durch die Integration der magnetischen Flussdichte über die primären Flächen. Jedes Flächenintegral liefert dann jeweils eine Komponente $\widehat{\mathbf{b}}_n$ des Vektors der magnetischen Gitterflüsse $\widehat{\mathbf{b}}$. Angenähert kann die Komponente $\widehat{\mathbf{b}}_n$ auch aus der Multiplikation der Normalenkomponente der magnetischen Flussdichte B_{normal} auf der betrachteten Gitterfläche mit dem Flächeninhalt A_n bestimmt werden.

$$\iint_{A_n} \vec{\mathbf{B}}(\vec{\mathbf{r}}, t) \cdot d\vec{\mathbf{A}} = \widehat{\mathbf{b}}_n \approx B_{\text{normal}} \cdot A_n \quad (3.10)$$

Somit ergibt sich dann aus der Diskretisierung von Gleichung (3.5) die erste Gitter-Maxwell-Gleichung

$$\mathbf{C} \widehat{\mathbf{e}} = -\frac{d}{dt} \widehat{\mathbf{b}}, \quad (3.11)$$

wobei die quadratische und dünnbesetzte Matrix \mathbf{C} die sogenannte „curl“- oder „Umlauf“-Matrix ist, die die Topologie des rot-Operators beschreibt und die Vorzeichen der Diskretisierung der linken Seite von Gleichung (3.5) – der Komponenten des Vektors $\widehat{\mathbf{e}}$ – enthält.

Aus den Diskretisierungen der übrigen Maxwell-Gleichungen (3.6) bis (3.8) ergeben sich die zweite, dritte und vierte Gitter-Maxwellgleichung wie folgt:

$$\widetilde{\mathbf{C}} \widehat{\mathbf{h}} = \frac{d}{dt} \widehat{\mathbf{d}} + \widehat{\mathbf{j}}, \quad (3.12)$$

$$\widehat{\mathbf{S}} \widehat{\mathbf{b}} = 0, \quad (3.13)$$

$$\widetilde{\mathbf{S}} \widehat{\mathbf{d}} = q. \quad (3.14)$$

Dabei ist $\widetilde{\mathbf{C}}$ die duale „curl“-Matrix, $\widehat{\mathbf{h}}$ ist der Vektor der magnetischen Gitterspannungen, $\widehat{\mathbf{d}}$ ist der Vektor der elektrischen Gitterflüsse, $\widehat{\mathbf{j}}$ ist der Vektor der elektrischen Gitterströme, \mathbf{S} und $\widetilde{\mathbf{S}}$ sind die primäre und die duale „source“-Matrix (Topologie des div-Operators) und q ist die Gitterladung.

Die „curl“-Matrix ist aus den $N_p \times N_p$ -Untermatrizen (N_p : Anzahl der Gitterpunkte) P_u , P_v und P_w wie folgt aufgebaut:

$$C = \begin{pmatrix} & \begin{matrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{matrix} & \begin{matrix} -1 & 1 \\ 1 & -1 \end{matrix} \\ & -P_w & P_v \\ \begin{matrix} -1 & 1 \\ 1 & -1 \end{matrix} & & \begin{matrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{matrix} \\ P_w & & -P_u \\ \begin{matrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{matrix} & \begin{matrix} -1 & 1 \\ 1 & -1 \end{matrix} & \\ -P_v & P_u & \end{pmatrix}$$

Abbildung 3.6: Aufbau der „curl“-Matrix C aus den Untermatrizen P_u , P_v und P_w

Die Untermatrizen P_u , P_v und P_w entsprechen den Diskretisierungen der partiellen Ableitungen $\frac{\partial}{\partial u}$, $\frac{\partial}{\partial v}$ und $\frac{\partial}{\partial w}$. Sie werden wie folgt bestimmt:

$$[P_{u,v,w}]_{p,q} = \begin{cases} -1; & q = p \\ 1; & q = p + M_{u,v,w} \\ 0; & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.15)$$

Dabei gilt $M_u = 1$, $M_v = I$ und $M_w = I \times J$, wobei I und J die Anzahlen der Gitterpunkte in u - und v -Richtung sind.

Der Aufbau der dualen „curl“-Matrix \tilde{C} ist folgend gezeigt:

$$\tilde{C} = \begin{pmatrix} 0 & -\tilde{P}_w & \tilde{P}_v \\ \tilde{P}_w & 0 & -\tilde{P}_u \\ -\tilde{P}_v & \tilde{P}_u & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & P_w^T & -P_v^T \\ -P_w^T & 0 & P_u^T \\ P_v^T & -P_u^T & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.16)$$

Die Matrizen S und \tilde{S} setzen sich aus den Untermatrizen wie folgt zusammen:

$$S = (P_u \ P_v \ P_w), \quad (3.17)$$

$$\tilde{S} = (\tilde{P}_u \ \tilde{P}_v \ \tilde{P}_w) = (-P_u^T \ -P_v^T \ -P_w^T). \quad (3.18)$$

Zunächst wird die Diskretisierung des Gradienten-Operators betrachtet, mit dem die elektrische Feldstärke durch die räumliche Änderung des elektrischen Potentials φ beschrieben werden kann:

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi. \quad (3.19)$$

Die elektrische Kantenspannung \hat{e} entspricht der Diskretisierung der elektrischen Feldstärke auf den Kanten des primären FIT-Gitters und ergibt sich aus der Differenz der Potentiale zweier benachbarter Gitterpunkte, wie in Abbildung 3.7 grafisch dargestellt ist. Angenähert kann die elektrische Kantenspannung auch aus der Multiplikation der Tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke E_{tan} auf der betrachteten Gitterkante mit der Länge der Kante L_1 bestimmt werden. Dieser Zusammenhang spielt eine wichtige Rolle innerhalb der Co-Sim. SPFD-Methode, wie in Abschnitt 3.4.2 b) gezeigt wird.

$$\hat{e}_1 = - \int_{P_1}^{P_2} \vec{E} \cdot d\vec{s} = \Phi_2 - \Phi_1 \approx L_1 E_{\text{tan}} \quad (3.20)$$

Abbildung 3.7: Bestimmung einer Komponente der elektrischen Kantenspannung \hat{e}_n auf einer Kante des primären FIT-Gitters

Führt man die in Abbildung 3.7 gezeigte Rechenoperation für alle Kanten des primären Gitters durch, lassen sich die Gleichungen zu einem Gleichungssystem

$$\hat{e} = -G\Phi \quad (3.21)$$

zusammenfassen, wobei G die „Gradient“-Matrix ist und die Vorzeichen der elektrischen Knotenpotentiale enthält. Folgend ist der Aufbau der primären sowie der dualen „Gradient“-Matrix gezeigt:

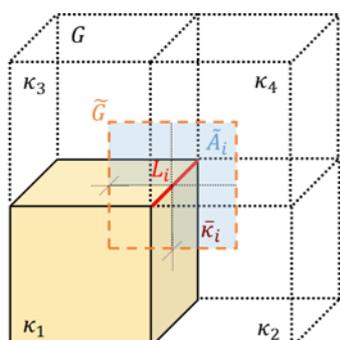
$$G = \begin{pmatrix} P_u \\ P_v \\ P_w \end{pmatrix}, \quad \tilde{G} = \begin{pmatrix} \tilde{P}_u \\ \tilde{P}_v \\ \tilde{P}_w \end{pmatrix}. \quad (3.22)$$

Zunächst wird der Zusammenhang zwischen der elektrischen Gitterspannung \hat{e} und dem elektrischen Gitterstrom \hat{j} betrachtet. Diese beiden Größen sind über die Materialmatrix M_κ miteinander verknüpft:

$$\hat{j} = M_\kappa \hat{e}. \quad (3.23)$$

Diese Gleichung ist eine von drei Materialgleichungen der FIT. Die Komponenten des Vektors der elektrischen Gitterströme \hat{j} ergeben sich jeweils durch Integration der elektrischen Stromdichte \vec{J} über die dualen Gitterflächen \tilde{A} .

Die Matrix M_κ ist eine Diagonalmatrix, deren Diagonale die über die dualen Gitterflächen \tilde{A} gemittelten elektrischen Leitfähigkeiten $\bar{\kappa}$ enthält. Da jede duale Gitterfläche \tilde{A} vier primäre Gitterzellen schneidet, die jeweils unterschiedliche Materialien mit verschiedenen Leitfähigkeiten beinhalten können, werden die Leitfähigkeiten über folgende Berechnungsvorschrift auf jeder dualen Fläche gemittelt.



$$M_\kappa = \begin{pmatrix} \frac{\bar{\kappa}_1 \tilde{A}_1}{L_1} & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\bar{\kappa}_{N_\kappa} \tilde{A}_{N_\kappa}}{L_{N_\kappa}} \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

Abbildung 3.8: Mittelung der elektrischen Leitfähigkeiten κ über duale Gitterflächen und Aufstellen der Materialmatrix M_κ

Die beiden anderen Materialgleichungen ergeben sich wie folgt:

$$\hat{d} = M_\epsilon \hat{e}, \quad (3.25)$$

$$\hat{b} = M_\mu \hat{h}. \quad (3.26)$$

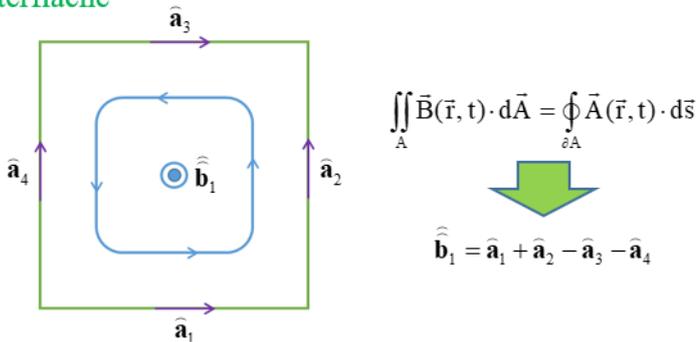
Dabei ist M_ϵ die Materialmatrix, die die Permittivitäten ϵ der diskretisierten Materialverteilung enthält. M_μ ist die Materialmatrix der Permeabilitäten μ .

Zuletzt wird noch das magnetische Vektorpotential \vec{A} auf dem primären FIT-Gitter diskretisiert, das mit der magnetischen Flussdichte \vec{B} über folgende Gleichung zusammenhängt:

$$\iint_A \vec{B}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{A} = \oint_{\partial A} \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{s} . \quad (3.27)$$

Die Diskretisierung von Gleichung (3.27) kann analog zur Diskretisierung von Gleichung (3.5) durchgeführt werden (siehe Abbildung 3.5 bzw. Gleichung (3.9) und Gleichung (3.10)):

Primäre Gitterfläche



$$\iint_A \vec{B}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{A} = \oint_{\partial A} \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{s} \quad \Downarrow \quad \hat{\mathbf{b}}_1 = \hat{\mathbf{a}}_1 + \hat{\mathbf{a}}_2 - \hat{\mathbf{a}}_3 - \hat{\mathbf{a}}_4 \quad (3.28)$$

Abbildung 3.9: Diskretisierung von Gleichung (3.27) auf einer Fläche des primären FIT-Gitters (analog zu Abbildung 3.5 bzw. Gleichung (3.9) und Gleichung (3.10))

Die Komponenten \hat{a}_n sind dabei die Linienintegrale des magnetischen Vektorpotentials entlang der Gitterkanten des primären FIT-Gitters, die zum Vektor $\hat{\mathbf{a}}$ zusammengefasst werden.

Führt die Diskretisierung aus Abbildung 3.9 für alle primären Gitterflächen durch, kann man die resultierenden Gleichungen zu folgendem Gleichungssystem zusammenfassen:

$$\hat{\mathbf{b}} = \mathbf{C}\hat{\mathbf{a}} . \quad (3.29)$$

3.3 Magneto-quasistatische Formulierung

Für die Berechnung zeitlich veränderlicher elektromagnetischer Felder müssen die vollständigen Gitter-Maxwell-Gleichungen herangezogen werden (Gleichungen (3.11) bis (3.14)). Im Fall magneto-quasistatischer (MQS) Felder können Verschiebungsströme vernachlässigt werden:

den: $\frac{\partial}{\partial t} \vec{D} = 0$ bzw. $\frac{d}{dt} \hat{d} = 0$. Unter der Berücksichtigung, dass sich der Gitterstrom \hat{j} aus induzierten Strömen $M_{\kappa} \hat{e}$ und eingepprägten Quellströmen \hat{j}_s additiv zusammensetzt

$(\hat{j} = M_{\kappa} \hat{e} + \hat{j}_s)$, ergibt sich das diskretisierte Durchflutungsgesetz (Gleichung (3.12)) zu

$$\tilde{C} \hat{h} = M_{\kappa} \hat{e} + \hat{j}_s. \quad (3.30)$$

Mit Gleichung (3.29), der Materialgleichung aus Gleichung (3.26) und dem bei stationären elektrischen Feldern geltenden Zusammenhang $\hat{e} = -\frac{d}{dt} \hat{a}$ lässt sich Gleichung (3.30) in folgender Form schreiben:

$$\tilde{C} M_{\mu^{-1}} C \hat{a} + M_{\kappa} \frac{d}{dt} \hat{a} = \hat{j}_s. \quad (3.31)$$

Für den Fall zeitharmonischer Felder (Felder mit sinusförmigem Verlauf bei fester Frequenz) ergibt sich diese Gleichung zu

$$\left[\tilde{C} M_{\mu^{-1}} C + j\omega M_{\kappa} \right] \hat{a} = \hat{j}_s. \quad (3.32)$$

Diese Gleichung wird in der Nomenklatur der FIT aufgrund des zweifach vorkommenden Rotations-("curl"-)Operators auch als "Curl-curl"-Gleichung der MQS bezeichnet. Eine Implementierung dieser "Curl-curl"-Formulierung zur Lösung von MQS-Feldproblemen ist beispielsweise in der Software CST EM Studio [9] enthalten.

Die Berechnung niederfrequenter Magnetfelder durch Lösung der Curl-curl-Gleichung ist nicht immer zweckmäßig. Die in dieser Arbeit betrachteten Szenarien mit IPTs, Fahrzeugkarosserien und komplexen Modellen der menschlichen Anatomie würden – bei einer Diskretisierung des Rechengebiets auf Basis der Curl-curl-Gleichung – zu sehr großen und schlecht konditionierten algebraischen Gleichungssystem mit bis zu mehreren Milliarden Freiheitsgraden führen. Dies

liegt an der großen Anzahl der für die Diskretisierung der hochkomplexen Modellgeometrien benötigten Rechengitter-Zellen (einige Milliarden) sowie an den großen Unterschieden der in dem Rechengbiet vorkommenden elektrischen Leitfähigkeiten mit Größenordnungen von bis zu 10^9 S/m. Die Lösung eines solchen Problems erfordert hohe Rechenzeiten und einen großen Speicherplatzbedarf.

3.4 Co-Simulation Scalar-Potential Finite Difference (SPFD)-Methode

Die Co-Simulation Scalar-Potential Finite Difference (Co-Sim. SPFD)-Methode [24] ist eine numerische Zweischritt-Methode zur Simulation magneto-quasistatischer (MQS)-Körperexposition, die eine Erweiterung der SPFD-Methode [28], [92] darstellt. Die in der SPFD-Methode vorkommenden Gleichungen werden hier in der mit der Finite Integrationstechnik (FIT) [7] diskretisierten Form verwendet. Zunächst wird in Abschnitt 3.4.1 die SPFD-Methode eingeführt. Danach wird diese Methode in Abschnitt 3.4.2 unter Verwendung der „Tree-Cotree-Gauging“-Technik erweitert.

3.4.1 Scalar-Potential Finite Difference (SPFD)-Methode

Die Scalar-Potential Finite Difference (SPFD)-Methode [28], [92], [94] ist ein Berechnungsverfahren von Trevor W. Dawson und Maria A. Stuchly für die Simulation der elektrischen Feldstärke-Verteilung innerhalb eines menschlichen Körpers, der durch ein MQS-Feld exponiert wird. In [26] und [100] wurden die in diesem Verfahren enthaltenen Gleichungen unter Verwendung der Feldgrößen sowie Operatoren der Finite Integrationstechnik (FIT) [7] in diskreter Form formuliert. Im Folgenden werden alle Gleichungen in der Schreibweise kontinuierlicher Feldgrößen sowie in der diskreten FIT-Schreibweise angegeben.

Wenn ein Körper durch ein niederfrequentes elektromagnetisches Feld exponiert wird, kann die körperinterne elektrische Feldstärke $\vec{\underline{E}}$ mit folgendem Ansatz bestimmt werden:

$$\vec{\underline{E}} = -j\omega \left[\vec{\underline{A}} + \nabla \underline{\Psi} \right], \quad (3.33)$$

$$\text{FIT: } \hat{\underline{e}} = -j\omega \left[\hat{\underline{a}} + G\underline{\Psi} \right]. \quad (3.34)$$

In Gleichung (3.34) handelt es sich bei dem Term in den eckigen Klammern um ein Vektorpotential, das sich aus dem magnetischen Vektorpotential $\vec{\underline{A}}$ und dem wirbelfreien Gradienten des über die Zeit integrierten elektrischen Potentials $\nabla \underline{\Psi}$ zusammensetzt. Außerdem ist in dieser Gleichung noch die Kreisfrequenz ω enthalten. Die Größe $\underline{\Psi}$ ist der Vektor der Zeitintegrale der elektrischen Knotenpotentiale $\underline{\Phi}$.

Da im Fall magneto-quasistatischer Körperexposition die im Gewebe induzierten Leitungsströme viel größer sind als die Verschiebungsströme, können die Verschiebungsströme vernachlässigt werden $\left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0\right)$. In diesem Fall ergibt sich die (magneto-quasistatische) Kontinuitätsgleichung zu

$$\nabla \cdot \vec{J} = \nabla \cdot (\kappa \vec{E}) = 0, \quad (3.35)$$

$$\text{FIT: } \tilde{S} \hat{j} = \tilde{S} M_{\kappa} \hat{e} = 0. \quad (3.36)$$

Setzt man Gleichung (3.33) (bzw. (3.34)) in Gleichung (3.35) (bzw. (3.36)) ein, erhält man die diskrete Poisson-Gleichung der SPFD-Methode:

$$\nabla \cdot (\kappa \nabla \underline{\psi}) = -\nabla \cdot (\kappa \vec{A}), \quad (3.37)$$

$$\text{FIT: } \tilde{S} M_{\kappa} G \underline{\psi} = -\tilde{S} M_{\kappa} \hat{a}. \quad (3.38)$$

Für die Lösung von Gleichung (3.38) ist neben der Kenntnis der elektrischen Leitfähigkeiten der biologischen Gewebe die Bestimmung der Verteilung des magnetischen Vektorpotentials einer niederfrequenten Feldquelle innerhalb des exponierten biologischen Gewebes notwendig. In den Arbeiten von Stuchly und Dawson wurden entweder homogene Quellfelder [28], [93] angenommen, oder das magnetische Vektorpotential wurde analytisch für vereinfachte Quellanordnungen berechnet [92] und [94]. In [96], [97], [98] und [99] wurde das Magnetfeld einer Induktionsspule eines IPTs mit der Momentenmethode [95] berechnet. Da analytische Berechnungsverfahren nur für eine sehr beschränkte Anzahl einfacher Quell-Geometrien zur Verfügung stehen und diese Verfahren keine komplexen Anordnungen hochleitfähiger (und eventuell permeabler) Schirmungsmaterialien berücksichtigen können (wie es beispielsweise bei den in dieser Arbeit betrachteten Szenarien mit IPTs in Automobilen der Fall ist), ist es erforderlich, auf numerische Verfahren zurückzugreifen. In [26] und [100] wurde innerhalb der „Extended-SPFD“-Methode das magnetische Vektorpotential des MQS-Quellfeldes unter Berücksichtigung hochleitfähiger und permeabler Geometrien mit einem MQS-Feldlöser bestimmt. Ciriemele et al. haben in [101] das Magnetfeld von IPTs unter Berücksichtigung der Schirmungseffekte des Bodens einer Fahrzeugkarosserie mit einer erweiterten Randelementmethode (engl.: boundary element method = BEM) berechnet. Die hoch leitfähige Autokarosserie wurde dabei

unter Verwendung sogenannter Oberflächenimpedanz-Randbedingungen (engl.: surface impedance boundary conditions (SIBCs)) berücksichtigt [102]. In [87] wurde das magnetische Quellfeld mit einem in der Simulationssoftware COMSOL Multiphysics [103] enthaltenen MQS-Solver simuliert. Die elektrische Feldstärke im exponierten Körper wurde dann mit einem in der Software Sim4Life [104] enthaltenen Scalar-Potential Finite Element (SPFE)-Solver simuliert.

In den zuvor zitierten Arbeiten werden Berechnungsverfahren für magnetische Quellfelder verwendet, die als Ergebnis (und als Eingangsgröße für Berechnungen mit der SPFD-Methode) eine Verteilung des magnetischen Vektorpotentials liefern. Die Motivation dieser Arbeit war, eine erweiterte SPFD-Methode zu entwickeln, mit der auch unter ausschließlicher Verfügbarkeit eines Quellfeldes in Form einer Verteilung der magnetischen Flussdichte oder der magnetischen Feldstärke die expositionsbedingte körperinterne Verteilung der elektrischen Feldstärke berechnet werden kann. Zur Generierung einer das magnetische Quellfeld repräsentierenden Verteilung des magnetischen Vektorpotentials wird dabei die „Tree-Cotree-Gauging“-Technik [33] verwendet, die im folgenden Abschnitt erläutert wird.

Zur Vollständigkeit soll hier noch erwähnt werden, dass bereits in [105] und [106] das zur Lösung von Gleichung (3.38) benötigte körperinterne magnetische Vektorpotential aus der Verteilung der körperinternen magnetischen Flussdichte unter Verwendung des im folgenden Abschnitt vorgestellten Tree-Cotree-Gauging-Ansatzes [107] abgeleitet wurde. Die Verteilung der magnetischen Flussdichte kann hierbei auch aus Quellfeld-Messungen stammen.

3.4.2 Erweiterung der SPFD-Methode

a) Anwendung der „Tree-Cotree-Gauging“-Technik

Im Rahmen der SPFD-Methode muss zur Lösbarkeit von Gleichung (3.38) zunächst ein magnetisches Vektorpotential im menschlichen Körper bestimmt werden, welches das MQS-Feld einer Quelle repräsentiert. Da die meisten MQS-Löser nur die magnetische Feldstärke (bzw. Flussdichte) als Simulationsergebnis eines niederfrequenten Feldproblems liefern, wurde die im vorigen Abschnitt erläuterte SPFD-Methode in dieser Arbeit so erweitert, dass das magnetische Vektorpotential aus der Feldlösung eines beliebigen Magnetfeld-Lösers abgeleitet werden kann. Vektor $\hat{\mathbf{a}}$ wird dabei aus dem Vektor der magnetischen Gitterflüsse $\hat{\mathbf{b}}$ bestimmt, indem ein „Tree-Cotree-Gauging“-Algorithmus [33] auf Gleichung (3.29) angewendet wird.

Mit Gleichung (3.29) werden die Komponenten des Vektors $\hat{\underline{b}}$ gemäß Abbildung 3.9 bestimmt. Da in Gleichung (3.29) auf kartesischen Gittern jeder Komponente des magnetischen Gitterfluss-Vektors $\hat{\underline{b}}$ vier Komponenten des Vektors $\hat{\underline{a}}$ zugeordnet sind (Rotation entlang des Randes einer Fläche des primären FIT-Gitters), ist Gleichung (3.29) ein überbestimmtes Gleichungssystem und somit nicht eindeutig lösbar. Vektor $\hat{\underline{a}}$ kann also bei gegebenem Vektor $\hat{\underline{b}}$ nicht bestimmt werden.

Zur Lösung eines solchen Problems können sogenannte „Gauging“-Techniken angewandt werden, mit denen überflüssige Freiheitsgrade im Lösungsvektor eines überbestimmten Gleichungssystems eliminiert werden, um das Gleichungssystem eindeutig lösbar zu machen. Die hier zur Lösung von Gleichung (3.29) verwendete „Tree-Cotree-Gauging“-Technik basiert auf einem graphentheoretischen Modell und wurde von Albanese und Rubinacci in [33] zur Berechnung von magnetischen Vektorpotential-Verteilungen in magneto-statischen Feldern angepasst.

Die „Tree-Cotree-Gauging“-Technik wird hier wie folgt zur Lösung von Gleichung (3.29) angewendet: Jeder Komponente von $\hat{\underline{b}}$ (positioniert auf den Mittelpunkten der primären Gitterflächen) wird nur eine Komponente von $\hat{\underline{a}}$ zugeordnet, und jede weitere Komponente von $\hat{\underline{a}}$ entlang des Umlaufs einer primären Gitterfläche wird zu Null gesetzt (Eliminieren überflüssiger Freiheitsgrade). In Abbildung 3.10 wird dies für vier Flächen des primären Gitters gezeigt. Hier sind die nullwertigen Komponenten von $\hat{\underline{a}}$ durch rote Kanten – im Folgenden „Nullkanten“ genannt – gekennzeichnet. Man erhält Vektor $\hat{\underline{a}}$, wenn man diesen Vorgang für alle weiteren Flächen des primären Gitters wiederholt.

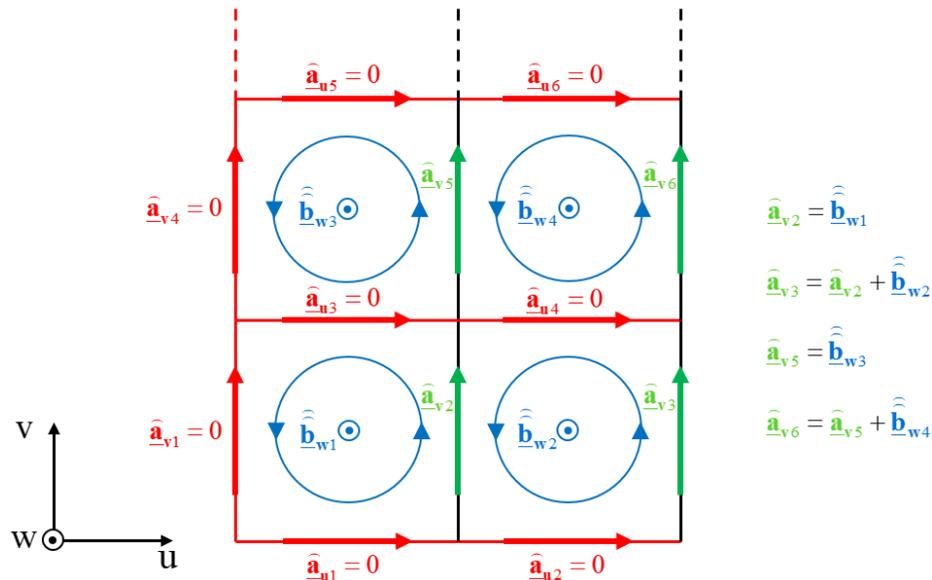


Abbildung 3.10: Berechnung der Komponenten des Vektors \hat{a} aus den gegebenen Komponenten des Vektors \hat{b} mit der Tree-Cotree-Gauging-Technik für vier Flächen des primären Gitters

Die in Abbildung 3.10 gekennzeichnete rote Gitterstruktur ergibt – auf dem vollständigen dreidimensionalen Gitter betrachtet – eine Gitterstruktur mit Nullkanten, die überwiegend in u-, in v- oder in w-Richtung ausgerichtet sind. Diese Gitterstruktur wird als „spanning tree“ bezeichnet. Die übrigen (schwarzen) Gitterkanten mit den zu bestimmenden unbekanntenen Komponenten von \hat{a} bilden den sogenannten „cotree“. Abbildung 3.11 zeigt den „spanning tree“ (rot) und den „cotree“ (schwarz) für eine Ausrichtung der Nullkanten in u-, v- und w-Richtung des kartesischen Koordinatensystems.

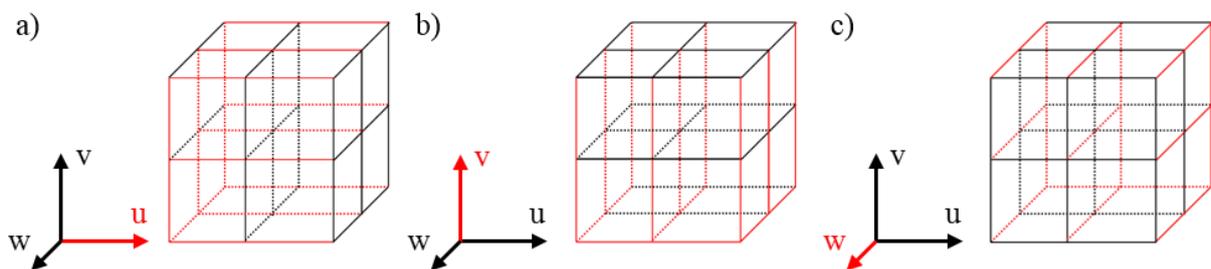


Abbildung 3.11: Drei verschiedene Möglichkeiten zur Ausrichtung des „spanning tree“ (rote Gitterkanten, „Nullkanten“) bei Anwendung der Tree-Cotree-Gauging-Technik auf ein orthogonales FIT-Gitter: a) u-Richtung, b) v-Richtung, c) w-Richtung

Durch die Anwendung der „Tree-Cotree Gauging“-Technik entstehen außerdem vernachlässigbare Komponenten des Vektors der magnetischen Gitterflüsse $\hat{\underline{b}}$, was auf die Divergenz-Freiheit der magnetischen Flussdichte zurückzuführen ist. Diese Komponenten von Vektor $\hat{\underline{b}}$ sind für die Konstruktion von Vektor $\hat{\underline{a}}$ überflüssig. Abbildung 3.12 zeigt die Positionen dieser Komponenten in Form von grün markierten primären Gitterflächen für den Fall der Anordnung des „spanning tree“ aus Abbildung 3.11 a) (u-Richtung).

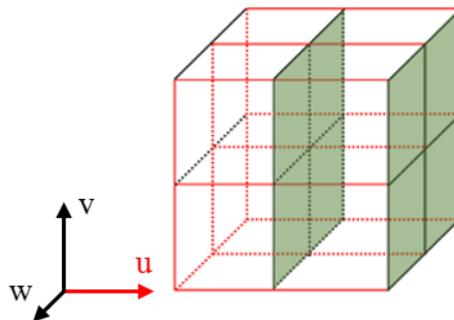


Abbildung 3.12: Ausrichtung des „spanning tree“ in u-Richtung mit den Positionen der vernachlässigbaren magnetischen Gitterflüsse (grüne Flächen)

b) Vorgehensweise zur Bestimmung der Körperexposition

Die in Abschnitt 3.4.1 vorgestellte SPFD-Methode wird hier erweitert, indem das zur Berechnung der expositions-bedingten körperinternen elektrischen Feldstärke-Verteilung benötigte magnetische Vektorpotential durch Anwendung der im vorigen Abschnitt erläuterten „Tree-Cotree Gauging“-Technik aus dem Magnetfeld einer niederfrequenten Feldquelle generiert wird. Dazu wurde ein aus acht Schritten bestehender Ansatz entwickelt, der im Folgenden vorgestellt wird. Anschließend wird die Vorgehensweise des Ansatzes anhand eines numerischen Testbeispiels gezeigt.

Die Vorgehensweise wird in die folgenden acht Schritte unterteilt:

- 1) Berechnung der magnetischen Flussdichte $\vec{\underline{B}}$ unter Berücksichtigung von Schirmungseffekten sehr dünner und leitfähiger (und evtl. permeabler) Schichten mit einem beliebigen MQS-Feldlöser (In diesem Schritt muss kein biologisches Körpermodell berücksichtigt werden, da die in den schwach leitfähigen biologischen Geweben induzierten Wirbelströme so klein wären, dass sie eine vernachlässigbare Rückwirkung auf das äußere Magnetfeld hätten. Der Bereich, in dem später das hochaufgelöste Menschmodell

positioniert ist, kann daher in diesem Schritt mit einer wesentlich größeren Auflösung – verglichen mit üblichen Auflösungen von Körpermodellen im Millimeter-Bereich (2 mm bei dem in Abschnitt 2.1 vorgestellten Menschmodell) – diskretisiert werden.)

- 2) Bewertung der Körperexposition hinsichtlich der abgeleiteten Werte der magnetischen Flussdichte B der ICNIRP-Richtlinie [2] (Abschnitt 1.3.2 b), Tabelle 2)
- 3) Interpolation der magnetischen Flussdichte-Verteilung \vec{B} auf einem feineren Rechengitter (Auflösung und Position des Körpermodells) und Bestimmung des Vektors der magnetischen Gitterflüsse \hat{b} aus \vec{B} gemäß Gleichung (3.10).
- 4) Bestimmung des Vektors \hat{a} aus Vektor \hat{b} mit der in Abschnitt 3.4.2 a) erläuterten „Tree-Cotree-Gauging“-Technik auf einem Gitter innerhalb des Körpers mit der durch das Körpermodell vordefinierten Auflösung.
- 5) Lösung von Gleichung (3.38), um Vektor Ψ zu erhalten (In diesem Schritt müssen nun die Leitfähigkeiten der biologischen Gewebe in Form der Materialmatrix M_k (Abbildung 3.8) berücksichtigt werden.)
- 6) Einsetzen der Vektoren \hat{a} und Ψ in Gleichung (3.34) liefert Vektor \hat{e}
- 7) Bestimmung der körperinternen elektrischen Feldstärke-Verteilung \vec{E} aus Vektor \hat{e} gemäß Gleichung (3.20)
- 8) Mittelung der elektrischen Feldstärke \vec{E} über das Volumen eines jeden Voxels im Körper und Bestimmung des 99. Perzentils der berechneten Mittelwerte zur Bewertung der Körperexposition hinsichtlich der Basiswerte der elektrischen Feldstärke E_{Gewebe} der ICNIRP-Richtlinie [2] (Abschnitt 1.3.2 a), Tabelle 1)

3.4.3 Validation der Methode

Zur Verdeutlichung der Vorgehensweise bei der Anwendung der Co-Sim. SPFD-Methode und zur Validierung der durch diese Methode gelieferten Ergebnisse wird folgend die Simulation eines Test-Szenarios durchgeführt. Das Szenario besteht aus einem vereinfachten Modell eines IPTs sowie einem aus acht schwach leitfähigen Materialien zusammengesetzten Würfel, der das exponierte biologische Gewebe darstellt. Das IPT besteht aus zwei Stromschleifen aus Kupfer ($\kappa_{\text{Kupfer}} = 5,8 \cdot 10^7 \text{ S/m}$, $\mu_{r,\text{Kupfer}} = 1$), von der die untere (primäre) Schleife mit einem Strom

des Stromstärke-Spitzenwerts 10 kA und der Frequenz 140 kHz gespeist wird. Der Stromkreis der sekundären Seite wird durch einen Widerstand von 1 m Ω geschlossen. Des Weiteren besteht die Spulenanordnung aus zwei Ferritzylindern ($\mu_{r,\text{Ferrit}} = 1000$), zwei Aluminiumplatten ($\kappa_{\text{Aluminium}} = 3,56 \cdot 10^7 \text{ S/m}$, $\mu_{r,\text{Aluminium}} = 1$) sowie einer Platte aus Kohlenstofffaser-verstärktem Kunststoff (hier als homogenisiertes Material angenommen, $\kappa_{\text{Kunststoff}} = 10^5 \text{ S/m}$, $\mu_{r,\text{Kunststoff}} = 1$). Der verlustbehaftete Würfel besteht aus schwach leitfähigen Materialien. Diesen Materialien werden die elektrischen Leitfähigkeiten verschiedener biologischer Gewebe ($\kappa = 0,02 \dots 1,5 \text{ S/m}$) zugewiesen. Unter quasistationären Annahmen (Vernachlässigung von Verschiebungsströmen) können die relativen Permittivitäten ϵ_r aller Materialien zu „1“ gesetzt werden.

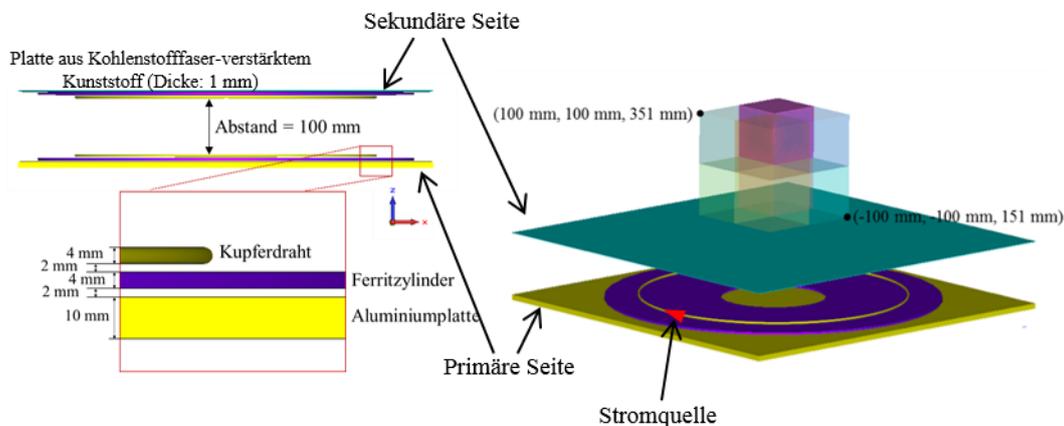


Abbildung 3.13: Numerisches Szenario zur Anwendung der Co-Sim. SPFD-Methode bestehend aus einem vereinfachten Modell eines IPTs sowie einem aus acht verlustbehafteten biologischen Materialien zusammengesetzten Würfel

Folgend wird die in Abschnitt 3.4.2 b) erläuterte Vorgehensweise genutzt, um die elektrische Feldverteilung in dem in Abbildung 3.13 gezeigten, durch das Magnetfeld der Stromschleife exponierten Gewebe-Würfel zu berechnen. Zunächst wird gemäß des ersten Schritts der Vorgehensweise das von der stromdurchflossenen Schleife erzeugte Magnetfeld im gesamten Problemgebiet ohne Berücksichtigung des Gewebe-Würfels berechnet. Hierfür wird der in der Software CST EM Studio [9] enthaltene auf der Finite Elemente Methode (FEM) [8] basierte Frequenzbereichs-Löser verwendet. Das mit etwa 2 Millionen Tetraedern diskretisierte Rechengebiet ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Da das Modell des exponierten Objekts (leitfähiger Würfel) bei dem ersten Simulations-Schritt nicht berücksichtigt werden muss, kann für die Berechnung des Magnetfeldes im vorgesehenen Bereich des Gewebe-Würfels eine gröbere Gitterauflösung (größere Tetraeder-Elemente als die in Abbildung 3.14 gezeigten) gewählt werden.

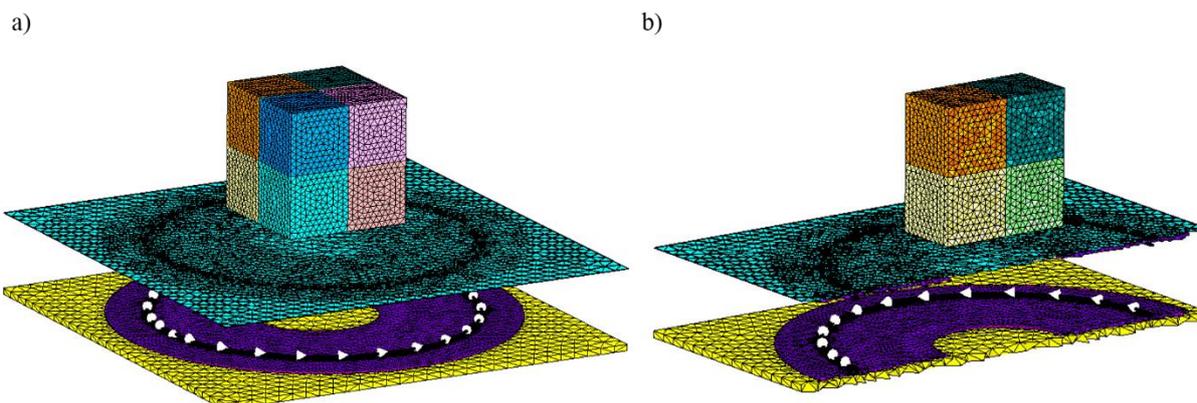


Abbildung 3.14: Diskretisierung des Simulationsmodells aus Abbildung 3.13 mit etwa 2 Millionen Tetraedern: a) perspektivische Ansicht des gesamten diskretisierten Modells, b) mittlerer Querschnitt durch das diskretisierte Modell

Abbildung 3.15 zeigt die Verteilung der magnetischen Flussdichte in einer vertikalen Querschnittsfläche mittig durch die Stromschleifenanordnung und die vorgesehene Position des Gewebe-Würfels. Die Position des exponierten Gewebes ist im Feldbild angedeutet. Man kann erkennen, dass sich die Maxima der magnetischen Flussdichte direkt an den Leitern der primären Stromschleife befinden. Ober- und unterhalb der Kunststoffplatten wird das Quellfeld stark gedämpft. Aufgrund der sich am unteren Ende der primären Seite befindlichen höher leitfähigen Aluminiumplatte ist die Schirmung in Richtung des Bereichs unterhalb des Spulensystems stärker. Im Bereich des exponierten Würfels ist die magnetische Flussdichte bereits auf etwa -60 dB bis -70 dB des Flussdichtemaximums ($0,99 \text{ Vs/m}^2$) reduziert.

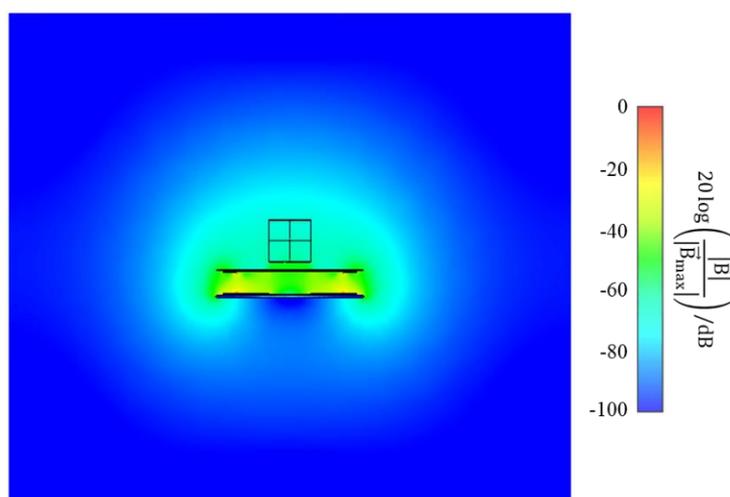


Abbildung 3.15: Verteilung der magnetischen Flussdichte erzeugt durch das in Abbildung 3.13 gezeigte Modell eines IPTs a) in einer vertikalen Ebene mittig durch die Anordnung und b) in einer horizontalen Ebene mittig durch den exponierten Gewebewürfel

Nun werden die berechneten Magnetfeld-Komponenten auf ein feines FIT-Gitter im Inneren des Gewebewürfels projiziert und interpoliert und auf den Mittelpunkten der Gitterflächen ausgewertet. Die Projektion und die Interpolation erfolgt automatisiert beim Export der Felddaten aus der Software CST EM Studio. Die Auflösung des Gitters wird dabei so gewählt, dass die Verteilung der magnetischen Flussdichte ausreichend gut abgetastet werden kann. Aus den Normalen-Komponenten \underline{B}_u , \underline{B}_v und \underline{B}_w der komplexen magnetischen Flussdichten auf den Mittelpunkten der in u-, v- oder w-Richtung orientierten Gitterflächen und den Flächeninhalten A_n werden dann die Ortskomponenten des Vektors der magnetischen Gitterflüsse $\hat{\underline{b}}$ gemäß Gleichung (3.10) bestimmt. In Abbildung 3.16 sind die Positionen der Komponenten von $\hat{\underline{b}}$ in zwei FIT-Gitterzellen (a)) und in einer uv-Ebene von vier FIT-Gitterzellen (b)) gezeigt.

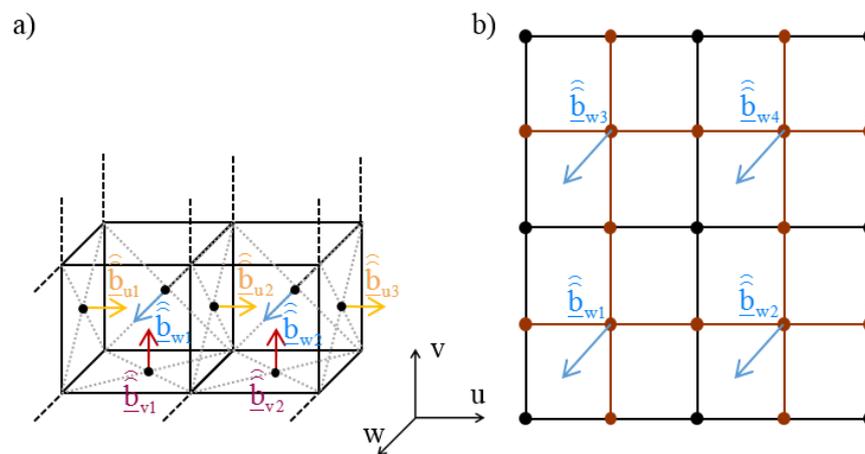


Abbildung 3.16: Auswertung der komplexen Ortskomponenten des Vektor der magnetischen Gitterflüsse $\hat{\underline{b}}$ in einem Ausschnitt eines kartesischen FIT-Gitters a) für zwei Gitterzellen und b) für vier Gitterflächen mit Orientierung in z-Richtung

Mit Vektor $\hat{\underline{b}}$ wird nun der Vektor der Linienintegrale des magnetischen Vektorpotentials $\hat{\underline{a}}$ mit der in Abschnitt 3.4.2 a) erläuterten „Tree-Cotree-Gauging“-Technik auf dem kartesischen Gitter innerhalb des Gewebe-Würfels bestimmt.

Nun wird Gleichung (3.38) aufgestellt, wobei die Diagonaleinträge der Materialmatrix M_κ mit den elektrischen Leitfähigkeiten der in dem exponierten Würfel enthaltenen Gewebe gemäß Gleichung (3.24) bestimmt werden. Durch das Lösen der Gleichung erhält man den Vektor $\underline{\Psi}$ der Zeitintegrale der elektrischen Knotenpotentiale $\underline{\Phi}$.

Durch Einsetzen der Vektoren $\hat{\underline{a}}$ und $\underline{\Psi}$ in Gleichung (3.34) erhält man den Vektor der elektrischen Kantenspannungen $\hat{\underline{e}}$. Gemäß Gleichung (3.20) werden dann die elektrischen Feldstärke-Vektoren $\vec{\underline{E}}_{\text{SPFD}}$ im verlustbehafteten Gewebe bestimmt.

Das Ergebnis der Anwendung der Co-Sim. SPFD-Methode wird nun mit dem Ergebnis einer direkten (monolithischen) Simulation des vollständigen Szenarios aus Abbildung 3.13 verglichen. Diese Referenzsimulation wurde mit der Software CST EM Studio gerechnet, und die Lösung der elektrischen Feldstärke dient folgend als Referenzlösung \vec{E}_{ref} . Zum Vergleich der Ergebnisse beider Simulationen \vec{E}_{SPFD} und \vec{E}_{ref} wird die elektrische Feldstärke in drei Schnittebenen des leitfähigen Würfels ausgewertet, deren Positionen in Abbildung 3.17 angegeben sind.

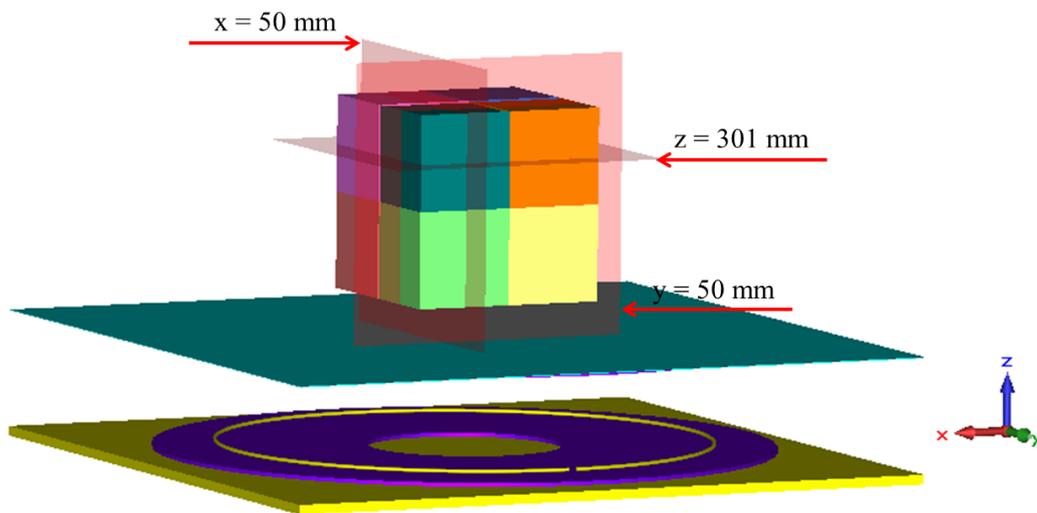


Abbildung 3.17: Positionen der Auswertungsebenen der elektrischen Feldstärke im exponierten Gewebe-Würfel zum Vergleich der Lösungen der Co-Sim. SPFD-Methode \vec{E}_{SPFD} und der Lösung einer monolithischen Referenz-Simulation \vec{E}_{ref}

Zuerst werden in Abbildung 3.18 die Referenzlösung (a)) und die Lösung der Co-Sim. SPFD-Methode (b)) in der Ebene $y = 50 \text{ mm}$ dargestellt. Bei erster Betrachtung sehen beide Lösungen identisch aus. Auch in der in c) gezeigten relativen Differenz beider Lösungen kann man erkennen, dass beide Lösungen überwiegend gut übereinstimmen. An der mittigen vertikalen Grenzlinie zwischen den Geweben auf der linken und rechten Seite des Würfels sind jedoch sehr große relative Differenzen der Beträge der elektrischen Feldstärke zu erkennen. Dies liegt wahrscheinlich daran, dass die auf die kartesischen primären Gitterkanten projizierten Feldwerte beim Auslesen aus der Software CST EM Studio nicht immer exakt dem gleichen an der Grenzfläche angrenzenden Materialgebiet zugeordnet sind. Diese Ungenauigkeiten sind besonders in der Feldverteilung in Abbildung 3.19 a) zu erkennen. Man kann in Abbildung 3.19 c) dieser Ebene weiterhin starke Abweichungen an der unteren linken Ecke der Ebene erkennen, die jedoch in einem Bereich auftreten, in dem sehr geringe Beträge der elektrischen Feldstärke vorliegen. Die Auswertungen für die Ebene $x = 50 \text{ mm}$ sind in Abbildung 3.20 gezeigt. Für die

erkennbaren Abweichungen der Feldlösungen in c) gelten die gleichen Aussagen wie bereits für die beiden Auswertungen zuvor.

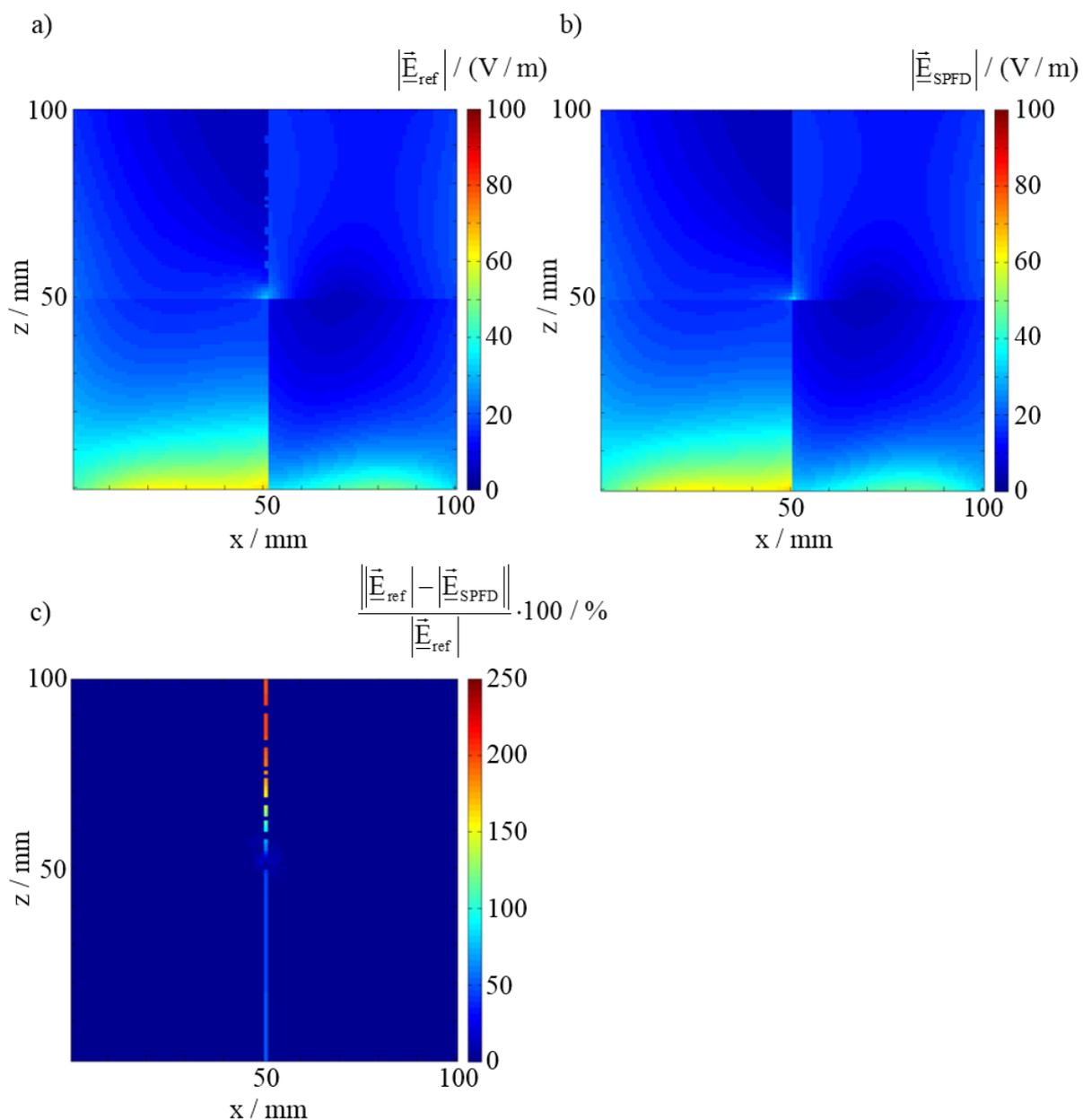


Abbildung 3.18: Verteilungen der elektrischen Feldstärke in der Ebene $y = 50 \text{ mm}$ des exponierten Gewebe-Würfels in dem in Abbildung 3.13 gezeigten Szenario
 a) als Lösung einer direkten (monolithischen) Simulation und b) als Lösung der Co-Sim. SPFD-Methode
 c) Relative Differenz beider Lösungen

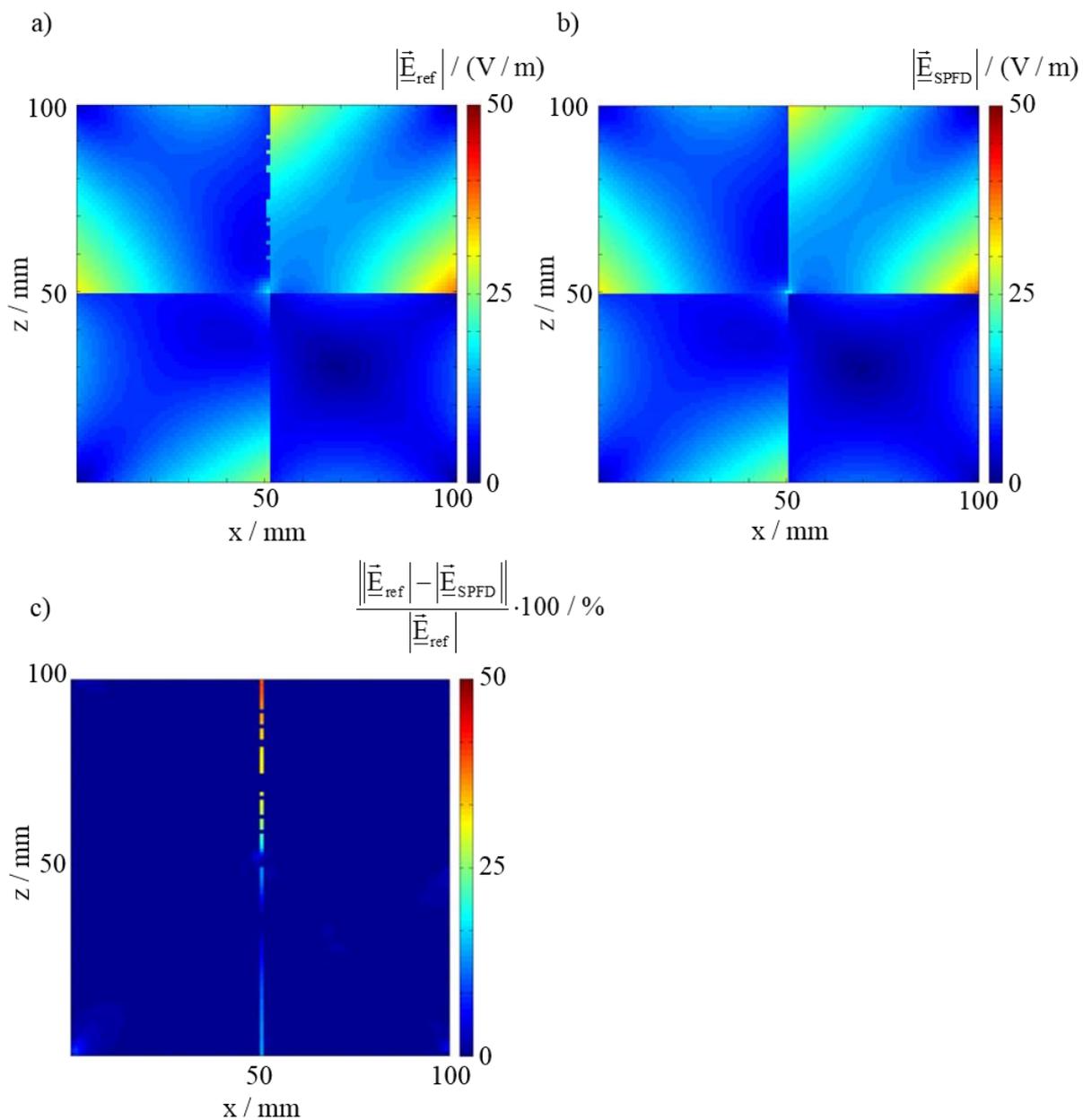


Abbildung 3.19: Verteilungen der elektrischen Feldstärke in der Ebene $z = 301$ mm des exponierten Gewebe-Würfels in dem in Abbildung 3.13 gezeigten Szenario,
a) Lösung einer direkten (monolithischen) Simulation und b) Lösung der Co-Sim. SPFD-Methode
c) Relative Differenz beider Lösungen

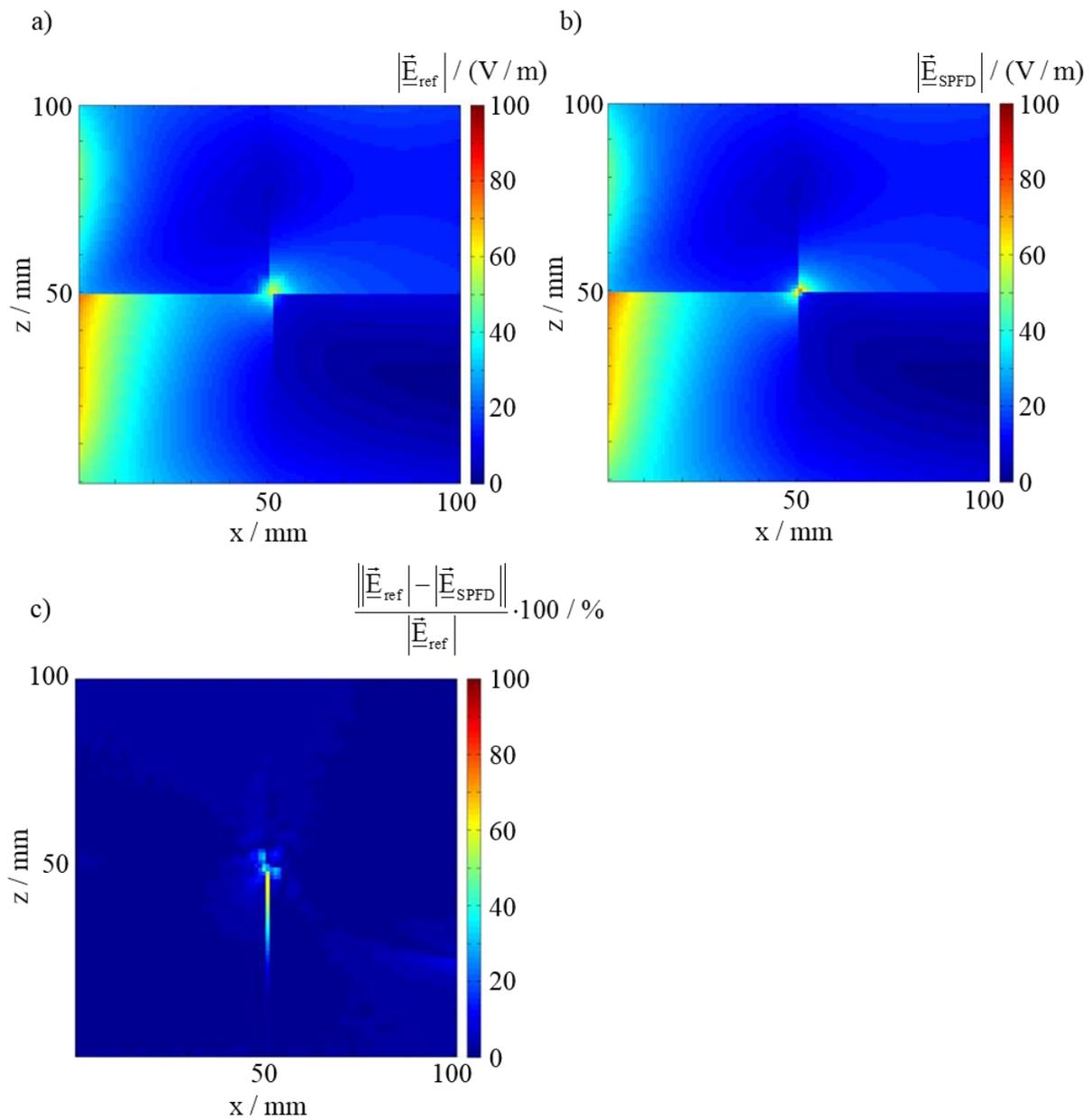


Abbildung 3.20: Verteilungen der elektrischen Feldstärke in der Ebene $x = 50$ mm des exponierten Gewebe-Würfels in dem in Abbildung 3.13 gezeigten Szenario,
 a) Lösung einer direkten (monolithischen) Simulation und b) Lösung der Co-Sim. SPFD-Methode
 c) Relative Differenz beider Lösungen

3.5 Co-Simulation Scaled-Frequency Finite Difference Time Domain (FDTD)-Methode

Als zweite Zweischnitt-Methode zur Simulation der Exposition des menschlichen Körpers gegenüber niederfrequenter elektromagnetischer Felder wird im Folgenden die Co-Simulation Scaled-Frequency Finite Difference Time Domain (Co-Sim. SF-FDTD)-Methode vorgestellt, die auf der Scaled-Frequency Finite Difference Time Domain (SF-FDTD)-Methode [32] basiert (Abschnitt 3.5.1). Wie bereits bei der zuvor vorgestellten Co-Sim. SPFD-Methode wird bei der Co-Sim. SF-FDTD-Methode die Exposition des Körpers in zwei Schritten simuliert: Zunächst wird das magnetische Feld einer niederfrequenten Feldquelle unter Berücksichtigung hochleitfähiger, schirmender Geometrien (beispielsweise die Karosserie eines Fahrzeugs) und ohne Berücksichtigung eines Körpermodells berechnet; in einem zweiten Schritt wird die Körperexposition nur in dem Bereich berechnet, in dem der exponierte menschliche Körper positioniert ist. Diese Vorgehensweise wird ermöglicht durch Verwendung einer speziellen Anpassung des Huygens'schen Äquivalenzprinzips [29], [30], die in Abschnitt 3.5.2 erläutert wird.

3.5.1 Scaled-Frequency Finite Difference Time Domain (FDTD)-Methode

Die Scaled-Frequency FDTD (SF-FDTD)-Methode nach Gandhi und Chen [32] ist – wie auch die SPFD- bzw. die Co-Sim. SPFD-Methode – ein Verfahren zur Simulation der Körperexposition gegenüber MQS-Feldern. Die Entwicklung dieser Methode war motiviert durch die Tatsache, dass die Simulation der Exposition eines menschlichen Körpers durch ein niederfrequentes elektromagnetisches Feld mit der Finite Difference Time Domain (FDTD)-Methode [6] ineffizienter wird, je kleiner die Frequenz wird. Da die minimalen Zeitschritte bei der Zeitintegration innerhalb der FDTD-Methode durch die Auflösungen der Körpermodelle festgelegt sind und die zeitlich zu diskretisierenden Anregungssignale der simulierten Feldquellen mit kleiner werdender Frequenz immer länger werden, steigt die Anzahl der benötigten Recheniterationen für kleine Frequenzen, was bei Expositionssimulationen im Frequenzbereich quasi-statischer Felder zu nicht akzeptablen Rechenzeiten führen kann.

Ein Expositionsfeld kann als quasi-statisch angenommen werden, wenn der exponierte Körper mindestens einen Faktor 10 kleiner ist als die Wellenlänge des Feldes und $|\kappa + j\omega\varepsilon| \gg \omega\varepsilon_0$ gilt [32]. Sind diese beiden Bedingungen erfüllt, hängt die Verteilung der elektrischen Feldstärke in der Luft außerhalb des Körpers \vec{E}_{Luft} nicht von der Gewebeverteilung (genauer: elektrische Leitfähigkeiten κ und Permittivitäten ε der Gewebe) im Körper sondern nur von der Körperform

ab. Die elektrischen Feldlinien stehen dann senkrecht auf dem Körper [108], [109], und die körperinterne elektrische Feldstärke kann über die folgende Randbedingung der elektrischen Feldstärke an der Körperoberfläche bestimmt werden:

$$j\omega\varepsilon_0\vec{n} \cdot \vec{E}_{\text{Luft}} = (\kappa + j\omega\varepsilon)\vec{n} \cdot \vec{E}_{\text{Gewebe}}. \quad (3.39)$$

Der Vektor \vec{n} ist der Normalenvektor auf der Oberfläche des Körpers.

Der SF-FDTD-Methode liegt die Idee zu Grunde, die Verteilung der elektrischen Feldstärke im Körpergewebe \vec{E}_{Gewebe} bei einer höheren Frequenz f' als der Zielfrequenz f zu berechnen. Dies ist vorteilhaft, da – wie zuvor in diesem Abschnitt erläutert – die FDTD-Methode bei höheren Frequenzen eine geringere Anzahl an Recheniterationen benötigt bis die Lösung einer Simulation konvergiert. Die bei der hochskalierten Frequenz f' berechnete Verteilung der körperinternen elektrischen Feldstärke $\vec{E}_{\text{Gewebe}}(f')$ wird anschließend wie folgt auf die Zielfrequenz f zurückskaliert [32]:

$$\vec{E}_{\text{Gewebe}}(f) = \frac{\omega}{\omega'} \cdot \frac{(\kappa' + j\omega\varepsilon')}{(\kappa + j\omega\varepsilon)} \cdot \vec{E}_{\text{Gewebe}}(f') = \frac{f}{f'} \cdot \frac{\kappa(f')}{\kappa(f)} \cdot \vec{E}_{\text{Gewebe}}(f'). \quad (3.40)$$

Diese Gleichung gilt unter der Annahme, dass für beide Frequenzen $(\kappa + j\omega\varepsilon) \cong \kappa$ erfüllt ist [32].

3.5.2 Erweiterung der SF-FDTD-Methode

a) Frequenzskalierung elektrischer Leitfähigkeiten

Die im vorigen Abschnitt erläuterte Frequenzskalierung bringt das Problem mit sich, dass eine eventuelle frequenzabhängige Veränderung der elektrischen Leitfähigkeiten κ von Schirmungsobjekten (z.B. die Karosseriebleche eines Fahrzeugs) eine Veränderung der Eindringtiefe

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\kappa\omega\mu}} \quad (3.41)$$

elektromagnetischer Felder in diese Materialien zur Folge hat. Diese Gleichung gilt für leitfähige Materialien, deren elektrische Leitfähigkeit viel größer ist als die dielektrische Leitfähigkeit ($\kappa + j\omega\varepsilon \cong \kappa$) [110], [111], was bei den in dieser Arbeit betrachteten Karosseriematerialien der Fall ist. Folglich würde sich frequenzabhängig auch das Schirmungsverhalten solcher Objekte und somit das Expositionsfeld verändern. Da die Eindringtiefen in dem hier betrachteten

Frequenzbereich (80 kHz bis 140 kHz) im Bereich der Dicken üblicher Karosserieschichten liegen, ist ein starker Einfluss von Frequenzvariationen auf das Schirmungsverhalten der Schichten zu erwarten, was später anhand einer Beispiel-Simulation gezeigt wird. Um für die skalierte Frequenz f' das gleiche Expositionsfeld wie bei der Zielfrequenz f zu erhalten, wird die Leitfähigkeit von Schirmungsobjekten hier so skaliert, dass die Eindringtiefen für beide betrachteten Frequenzen gleich sind:

$$\delta(f', \kappa') = \delta(f, \kappa). \quad (3.42)$$

Dies wird durch eine Skalierung der Leitfähigkeiten gemäß der Proportionalität

$$\kappa(f') \sim f / f' \quad (3.43)$$

erreicht.

b) Anwendung des Huygens'schen Äquivalenzprinzips

Bei der erweiterten SF-FDTD-Methode – der Co-Simulation (Co-Sim.) SF-FDTD-Methode [25] – wird das Äquivalenzprinzip nach Schelkunoff [29] und Love [30] (basierend auf dem Huygens'schen Äquivalenzprinzip [31]) verwendet, um ein großes und komplexes MQS-Expositionsszenario in zwei Gebiete mit einer jeweils kleineren Gitterzellen-Anzahl (verglichen mit einer direkten bzw. monolithischen Lösung) zu zerlegen. Wie bereits bei der Co-Sim. SPFD-Methode soll ein numerisches Modell eines Expositionsszenarios zerlegt werden in ein Modell für die Simulation eines MQS-Quellfeldes mit Berücksichtigung schirmender Geometrien und in ein Modell für die Simulation der Körperexposition. Diese Zerlegung wird hier kombiniert mit der in Abschnitt 3.5.1 erläuterten Frequenzskalierung der körperinternen elektrischen Feldstärke sowie der zuvor in diesem Abschnitt gezeigten Frequenzskalierung der elektrischen Leitfähigkeiten schirmender Geometrien. Die Vorgehensweise wird folgend erläutert.

In einem **ersten Schritt** wird das elektromagnetische Feld einer niederfrequenten Quelle ohne die Berücksichtigung eines Körpermodells berechnet. Diese Quellfeld-Simulation kann bei einer beliebigen Frequenz bis etwa 10 MHz durchgeführt werden, insofern quasistatische Bedingungen vorliegen (Größe des exponierten Körpers mindestens Faktor 10 kleiner als die Wellenlänge des Feldes und $|\kappa + j\omega\varepsilon| \gg \omega\varepsilon_0$ [32]). Bei Vorhandensein von leitfähigen und schir-

menden Geometrien ist darauf zu achten, dass eine Frequenzskalierung der elektrischen Leitfähigkeiten von Schirmungsobjekten gemäß Abschnitt 3.5.2 a) durchgeführt wird, wenn die Berechnungsfrequenz von der Zielfrequenz f abweicht. Ein Körpermodell kann in diesem Schritt vernachlässigt werden, da die körperintern induzierten Wirbelströme so klein sind, dass sie eine vernachlässigbare Rückwirkung auf das externe magnetische Quellfeld haben [28]. Dies bringt den Vorteil mit sich, dass das Rechengebiet im designierten Bereich des exponierten Körpers mit einer gröberen Auflösung diskretisiert werden kann. Gemäß dem Huygens'schen Äquivalenzprinzip [29], [30], [31] wird eine geschlossene Fläche F definiert – folgend „Huygens-Box“ genannt –, die die vorgesehene Position des exponierten Körpers umgibt und mit elektrischen und magnetischen Oberflächen-Stromdichten

$$\vec{J}_F = \vec{n}_F \times \vec{H}_{\text{tan},F} \quad (3.44)$$

und

$$\vec{M}_F = -\vec{n}_F \times \vec{E}_{\text{tan},F} \quad (3.45)$$

(berechnet aus dem elektromagnetischen Quellfeld) belegt ist. Dabei sind $\vec{E}_{\text{tan},F}$ und $\vec{H}_{\text{tan},F}$ die Tangentialkomponenten der elektrischen und der magnetischen Feldstärken des Quellfeldes auf F , \vec{n}_F ist die Flächennormale von F . Abbildung 3.21 a) zeigt ein Expositionsszenario, das aus einer wechselstromdurchflossenen Leiterschleife besteht, die vor einem anatomischen Körpermodell positioniert ist. Das elektromagnetische Quellfeld wird ohne Körpermodell simuliert, und die tangentialen elektrischen und magnetischen Feldstärken werden auf der Randfläche F der Huygens-Box ausgewertet (Abbildung 3.21 b)). Dann wird das Körpermodell in der Huygens-Box positioniert, wobei F nun mit den elektrischen und magnetischen Flächenstromdichte-Verteilungen belegt ist (Abbildung 3.21 c)).

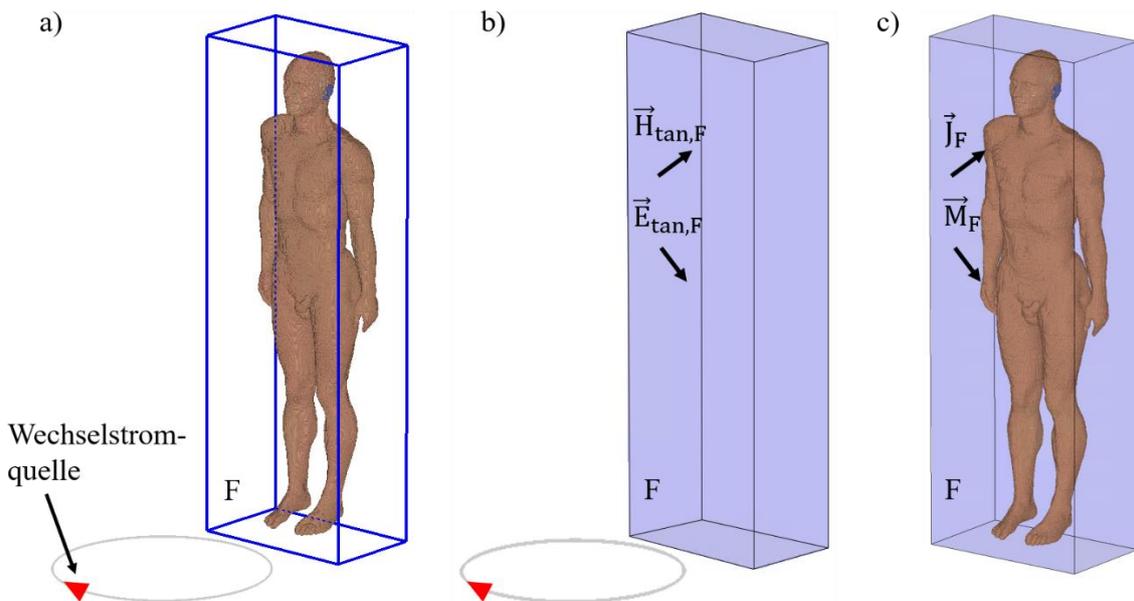


Abbildung 3.21: a) Wechselstromdurchflossene Drahtschleife positioniert vor einem anatomischen Körpermodell, b) Tangentiale elektrische und magnetische Feldstärken auf der Oberfläche der Huygens-Box, c) Körpermodell positioniert in der mit elektrischen und magnetischen Flächenstromdichte-Verteilungen belegten Huygens-Box

In einem **zweiten Schritt** wird die Körperexposition nur in der Huygens-Box berechnet, wobei \vec{J}_F und \vec{M}_F das ursprüngliche Quellfeld repräsentieren und das Expositionsfeld innerhalb der Huygens-Box erzeugen. Die Gitter-Auflösung in der Huygens-Box wird dann durch die Diskretisierung des Körpermodells vorgegeben. Da in diesem zweiten Rechenschritt der Außenraum der Huygens-Box mit einem beliebigen Material gefüllt werden kann, wird die hier vorgestellte Vorgehensweise innerhalb der Co-Sim. SF-FDTD-Methode weiter vereinfacht, in dem das Gebiet außerhalb der Huygens-Box mit ideal magnetischem Material ($\mu \rightarrow \infty$) gefüllt wird, was magnetischen Randbedingungen ($\vec{H}_{\text{tan},F} = 0$) auf F entspricht. Folglich werden die magnetischen Oberflächen-Stromdichten \vec{M}_F kurzgeschlossen, und nur die elektrischen Oberflächen-Stromdichten \vec{J}_F generieren das Feld in der Huygens-Box. Abbildung 3.22 a) zeigt die mit den Stromdichten \vec{J}_F und den magnetischen Randbedingungen belegte Huygens-Box und das darin positionierte Körpermodell. Die von den Oberflächenstromdichten erzeugte elektrische Feldverteilung in der Medianebene des Körpermodells ist in Abbildung 3.22 b) zu sehen. Die Simulation der Feldverteilung innerhalb der Huygens-Box lässt sich – bei Anwendung der SF-FDTD-Methode – bei einer höheren Frequenz f' als der Zielfrequenz f durchführen, insofern das Ergebnis – die Verteilung der elektrischen Feldstärke im Körpermodell \vec{E}_{Gewebe} – anschließend gemäß Gleichung (3.40) auf die Zielfrequenz f zurückskaliert wird.

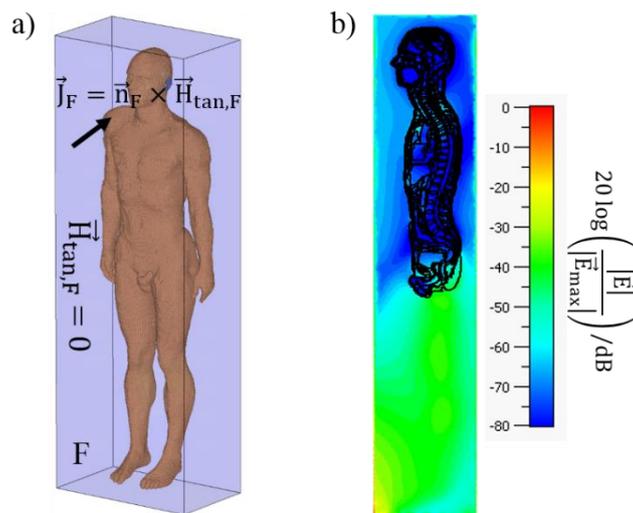


Abbildung 3.22: a) Körpermodell positioniert in der mit elektrischen Flächenstromdichten und magnetischen Randbedingungen belegten Huygens-Box, b) Verteilung der elektrischen Feldstärke in der Medianebene des Körpermodells

Die zuvor erläuterte Co-Sim. SF-FDTD-Methode bringt den Vorteil mit sich, dass das für die Berechnung der Körperexposition im zweiten Schritt der Methode benötigte tangential magnetische Feld auf der Huygens-Box unter Verwendung eines beliebigen Magnetfeld-Lösers bestimmt werden kann, was diese Methode sehr flexibel einsetzbar macht. Theoretisch kann das magnetische Quellfeld auch messtechnisch oder (für wenige vereinfachte Quell-Anordnungen) mit analytischen Gleichungen ermittelt werden.

c) Validation der Methode

In diesem Abschnitt wird das in Abbildung 3.21 a) gezeigte Expositionsszenario mit der Co-Sim. SF-FDTD-Methode simuliert. Die aus ideal leitfähigem Material (PEC) modellierte Stromschleife wird mit einer Wechselstromquelle so gespeist, dass ein Spulenstrom der Stromstärke 1 A bei einer Frequenz von 85 kHz fließt. An der oberen und den seitlichen Randflächen des Rechengebiets werden offene Randbedingungen definiert. Der unteren Randfläche werden elektrische Randbedingungen ($\vec{E}_{\text{tan}} = 0$) zugewiesen. Zunächst wird das von dem Wechselstrom erzeugte Magnetfeld ohne Berücksichtigung des Körpermodells bei der Zielfrequenz $f = 85 \text{ kHz}$ berechnet. Das Modell wurde mit einer Anzahl von 9 Millionen FIT-Gitterzellen diskretisiert und mit dem Zeitbereichs-Löser der Software CST Microwave Studio simuliert. Abbildung 3.23 zeigt die Verteilung der normierten magnetischen Feldstärke in einer Ebene mittig durch die Spulenanordnung. Die Position der Huygens-Box ist in dieser Abbildung gekennzeichnet.

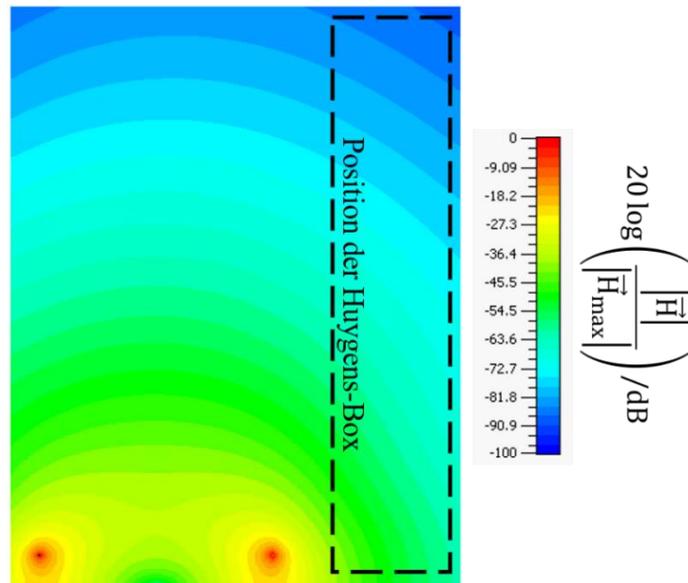


Abbildung 3.23: Durch die in Abbildung 3.21 a) gezeigte von einem Wechselstrom der Frequenz 85 kHz Leiterschleife erzeugte Verteilung der normierten magnetischen Feldstärke in einer vertikalen Ebene mittig durch die Stromschleife

Als Nächstes werden die Tangentialkomponenten der magnetischen Feldstärke auf der Oberfläche der Huygens-Box ausgewertet (Abbildung 3.24) und gemäß Gleichung (3.44) die Verteilung der elektrischen Oberflächen-Stromdichte \vec{J}_F bestimmt.

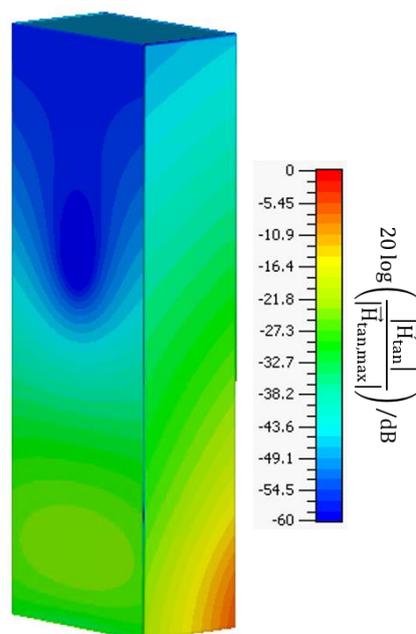


Abbildung 3.24: Aus der in Abbildung 3.23 abgeleitete Verteilung der tangentialen magnetischen Feldstärke auf der Oberfläche der Huygens-Box

Dann wird die von der Stromdichte-Verteilung \vec{J}_F erzeugte elektromagnetische Feldverteilung in der Huygens-Box sowie in dem nun darin platzierten Körpermodell mit CST Microwave Studio gemäß des im vorigen Abschnitt erläuterten zweiten Schritts der Co-Sim. SF-FDTD-Methode bei den (skalierten) Frequenzen 5 MHz und 10 MHz berechnet. Das Rechengebiet in der Huygens-Box wird jeweils mit etwa 59 Millionen Gitterzellen diskretisiert. In diesen Simulationsschritten werden direkt die elektrischen Leitfähigkeiten der Körpergewebe für die Zielfrequenz 85 kHz angenommen, was die abschließende Frequenzskalierung der körperinternen elektrischen Feldstärke nach Gleichung (3.40) vereinfacht zu

$$|\vec{E}_{\text{Gewebe}}(f)| = \frac{f}{f'} \cdot |\vec{E}'_{\text{Gewebe}}(f')|. \quad (3.46)$$

Abbildung 3.25 zeigt die bei 5 MHz (a)) und 10 MHz (b)) berechneten Verteilungen der normierten körperinternen elektrischen Feldstärke. Die Maxima der elektrischen Feldstärke in der gezeigten Ebene ergeben sich nach Skalierung der Feldstärken auf die Zielfrequenz zu

$$|\vec{E}_{\text{Gewebe,max}}(f = 85 \text{ kHz})| = \frac{85 \text{ kHz}}{5 \text{ MHz}} \cdot |\vec{E}'_{\text{Gewebe,max}}(f' = 5 \text{ MHz})| = 13,2 \text{ mV/m}$$

und $|\vec{E}_{\text{Gewebe,max}}(f = 85 \text{ kHz})| = \frac{85 \text{ kHz}}{10 \text{ MHz}} \cdot |\vec{E}'_{\text{Gewebe,max}}(f' = 10 \text{ MHz})| = 13,1 \text{ mV/m}.$

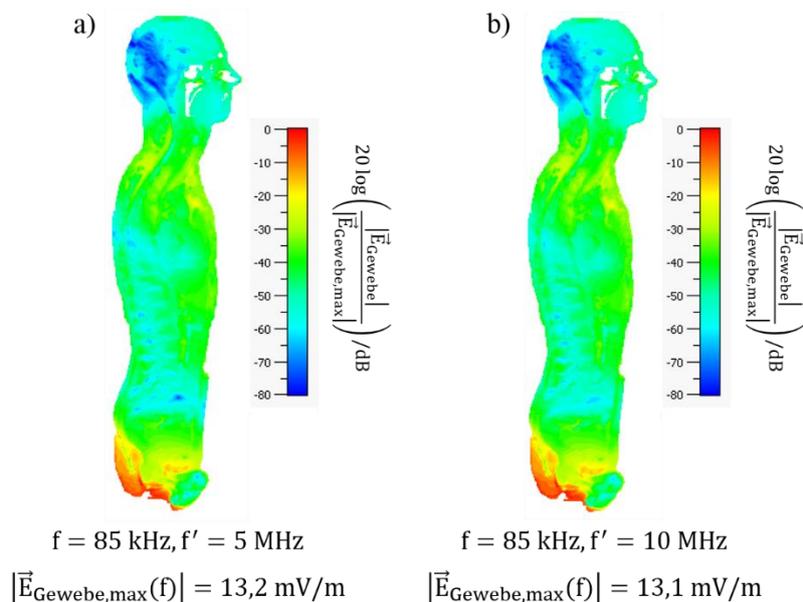


Abbildung 3.25: Verteilungen der normierten elektrischen Feldstärke in der Medianebene des Körpermodells bei Simulation der Körperexposition gemäß des zweiten Schritts der Co-Sim. SF-FDTD-Methode bei a) 5 MHz und b) 10 MHz

Folgend wird die in Abschnitt 3.5.2 a) erläuterte Frequenzskalierung der elektrischen Leitfähigkeiten von Schirmungsobjekten angewendet, indem das zuvor simulierte Expositionsszenario so erweitert wird, dass über der stromdurchflossenen Leiterschleife eine quadratische Stahlplatte mit der Kantenlänge 1,06 m, der Dicke 0,8 mm und der elektrischen Leitfähigkeit $9,06 \cdot 10^6 \text{ S/m}$ positioniert wird (Abbildung 3.26). Das Rechenmodell für die Quellfeld-Simulation wird mit etwa 12 Millionen Gitterzellen diskretisiert.

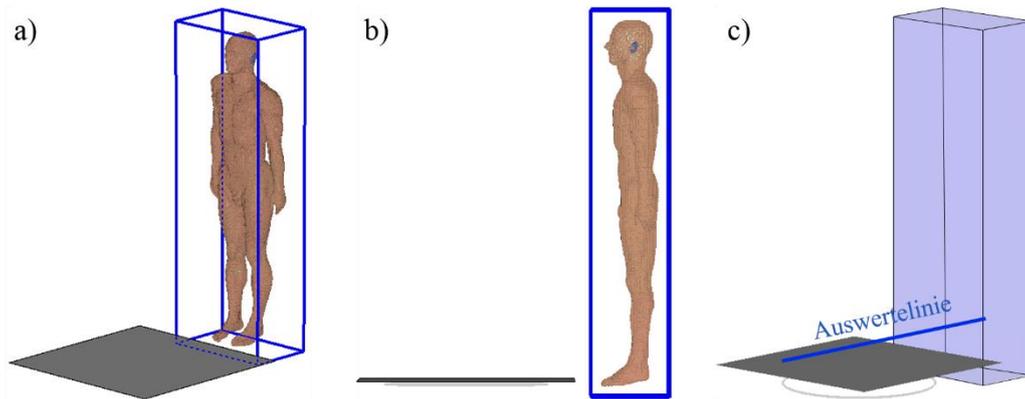


Abbildung 3.26: Szenario aus Abbildung 3.21 a) mit zusätzlich über der Stromschleife platzierter schirmender Stahlplatte: a) perspektivische Ansicht des Szenarios mit Kennzeichnung der Huygens-Box, b) Seitenansicht, c) Modell für die Quellfeld-Simulation mit Huygens-Box

Die magnetische Feldstärke-Verteilung wird in dem in Abbildung 3.26 c) gezeigten Rechenmodell bei der Zielfrequenz $f = 85 \text{ kHz}$ berechnet und entlang der in derselben Abbildung eingezeichneten blauen Geraden ausgewertet (siehe rote Kurve in Abbildung 3.27). In Abbildung 3.27 ist ebenfalls die magnetische Feldstärke entlang der gleichen Geraden für den Fall der Nichtberücksichtigung der Schirmwirkung der Stahlplatte ausgewertet (blaue Kurve). Man kann anhand der Differenz der Kurven eine deutliche Reduktion der magnetischen Feldstärke im Bereich oberhalb der Stahlplatte und der Huygens-Box erkennen. Nun wurde die Quellfeldsimulation bei der skalierten Frequenz $f' = 5 \text{ MHz}$ und mit der gemäß der Proportionalität aus (3.43) skalierten elektrischen Leitfähigkeit der Stahlplatte von $\kappa(f') = 1,55 \cdot 10^5 \text{ S/m}$ erneut durchgeführt. Die magnetische Feldstärke wird wieder entlang der Auswertelinie in Abbildung 3.27 gezeigt (grün gestrichelte Linie). Man sieht eine sehr gute Übereinstimmung des Ergebnisses des magnetischen Quellfeldes bei $f' = 5 \text{ MHz}$ mit der Lösung der Zielfrequenz $f = 85 \text{ kHz}$. Um den Einfluss der Frequenz-Skalierung der elektrischen Leitfähigkeit auf das Quellfeld (bzw. die Schirmwirkung der Platte) zu zeigen, wird im gezeigten Diagramm abschließend noch der unter Berücksichtigung der elektrischen Leitfähigkeit der Zielfrequenz $\kappa(f') = \kappa(f) = 9,06 \cdot 10^6 \text{ S/m}$ bei $f' = 5 \text{ MHz}$ berechnete Verlauf der magnetische Feldstärke

geplottet (orange gestrichelte Kurve). Man kann erkennen, dass eine Nicht-Berücksichtigung der Frequenzskalierung der Leitfähigkeit bei einer höheren Frequenz als der Zielfrequenz eine Verringerung der Eindringtiefe δ des Magnetfeldes in die Stahlplatte und somit eine Verstärkung der Schirmwirkung bewirkt, was ein geringeres magnetisches Expositionsfeld zur Folge hat. Die maximale relative Differenz der sich durch die Frequenzskalierung der elektrischen Leitfähigkeit der Stahlplatte ergebenden magnetischen Feldstärke liegt etwa bei 12%.

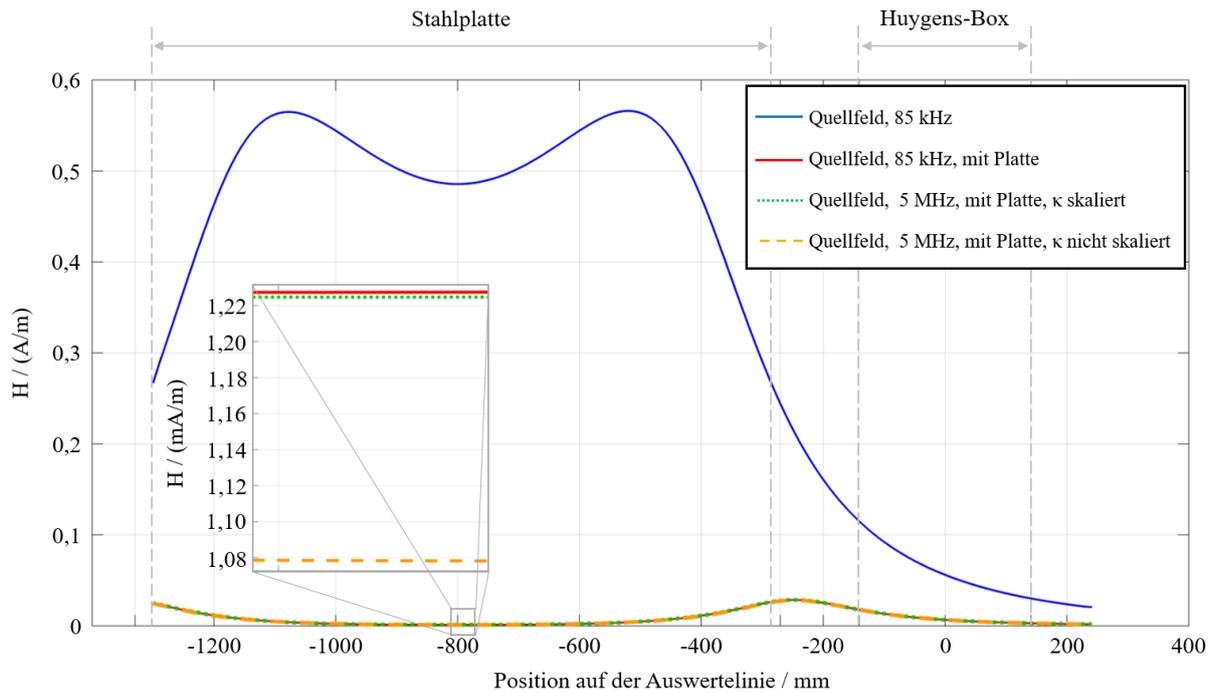


Abbildung 3.27: Linienplots der magnetischen Feldstärke entlang der in Abbildung 3.26 c) eingezeichneten Auswertelinie

3.6 Vergleich der Zweischritt-Methoden

Zum Vergleich der Co-Sim. SPFD- und der Co-Sim. SF-FDTD-Methode wird folgend ein numerisches Modell vorgestellt, das ein Expositionsszenario darstellt, in dem ein menschlicher Körper durch das niederfrequente Feld eines in einem Elektroauto eingesetzten IPTs exponiert wird. Abbildung 3.28 zeigt das Expositionsszenario mit dem neben dem Fahrzeugmodell stehenden Menschmodell sowie dem unter dem Fahrzeug platzierten IPT. Bei dem Fahrzeugmodell handelt es sich um das Modell eines Smarts, dessen Karosserie hier aus unendlich dünnen Carbon-Schichten mit einer Leitfähigkeit von 7000 S/m modelliert wird. Das Modell des IPTs ist in Abbildung 3.29 deutlicher zu sehen. Es handelt sich hier um ein vereinfachtes Modell eines IPTs, da die in diesem System enthaltenen Spulen, die üblicherweise aus mehreren Drahtwindungen bestehen, hier nur durch Stromschleifen mit einer Leiterwindung und mit einem Innenradius von 249 mm dargestellt werden. Das System besteht aus zwei Drahtschleifen, die in einem Abstand von 129 mm zueinander zentriert angeordnet sind. Die Drähte wurden aus ideal leitfähigem Material (PEC) modelliert. Ihr Querschnitt besitzt einen Radius von 1 mm. Die untere Drahtschleife stellt die Primärspule (Induktionsspule) eines IPTs dar und wird mit einem Strom der Amplitude 144 A und der Frequenz 144 kHz gespeist. Die diskrete Stromquelle im Rechenmodell ist in Abbildung 3.29 rot dargestellt. Unter der Primärspule und über der Sekundärspule sind Ferritstreifen mit einer relativen Permeabilität von $\mu_r = 2000$ angeordnet (in der Abbildung violett dargestellt). Außerdem befindet sich unter der Primärspule noch eine Schirmplatte aus Aluminium (hellblau dargestellt) mit einer Leitfähigkeit von $3,7 \cdot 10^7$ S/m.

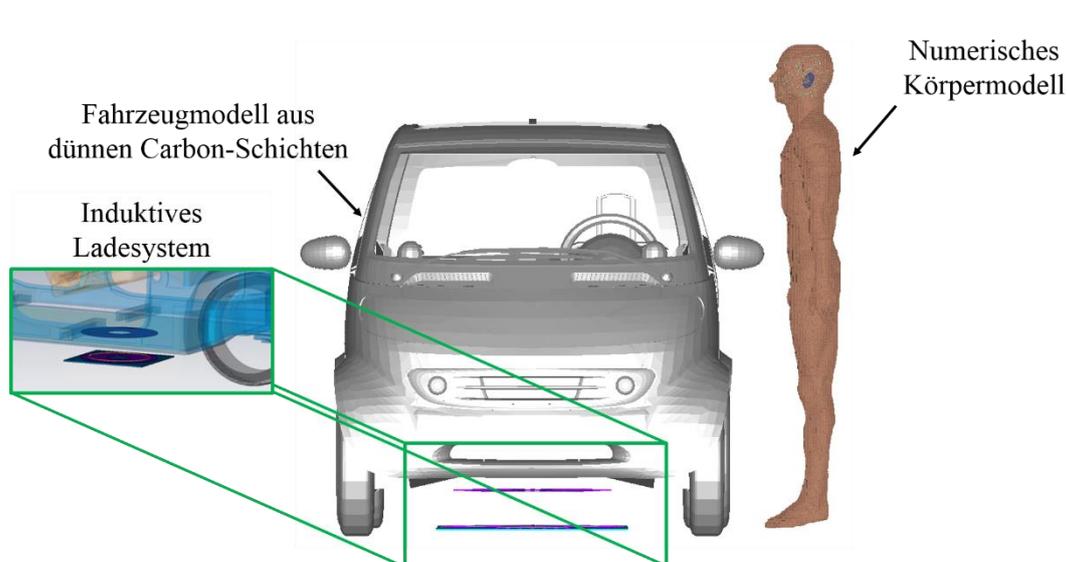


Abbildung 3.28: Modell eines Expositionsszenarios mit einem unter einem Fahrzeugmodell eines Smarts positionierten IPT sowie einem neben dem Fahrzeug stehenden numerischen anatomischen Menschmodell

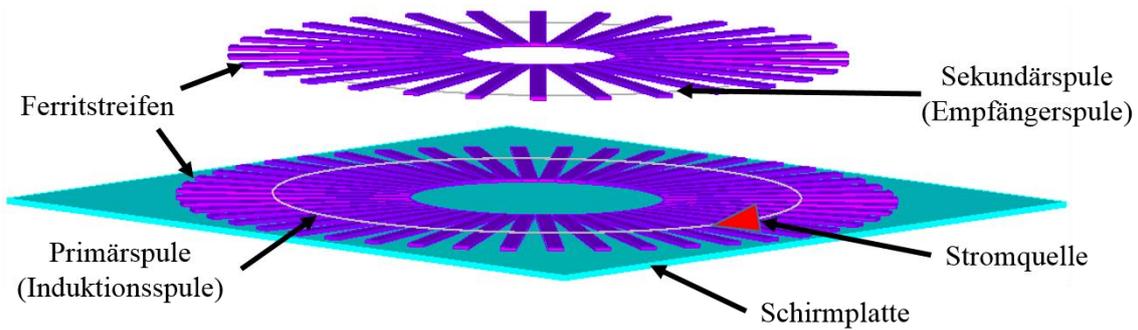


Abbildung 3.29: Modell eines IPTs mit zwei Stromschleifen aus ideal leitfähigem Material, Ferritstreifen (violett) und einer Schirmplatte aus Aluminium (hellblau)

Bei der Anwendung der vorgestellten Zweischritt-Methoden zur Bestimmung der Körperexposition in dem gezeigten Szenario wird zunächst das magnetische Quellfeld des IPTs in dem Problemgebiet ohne Berücksichtigung des anatomischen Körpermodells berechnet. Dieses Quellfeld wurde bei einer skalierten Frequenz von 2 MHz unter Verwendung der Software CST Microwave Studio [9] berechnet. Das Rechengebiet wurde mit etwa 324 Millionen Gitterzellen diskretisiert. Die Verteilung der normierten magnetischen Feldstärke in der Ebene mittig durch die Stromschleifenanordnung bzw. in der Medianebene der vorgesehenen Position des exponierten Körpermodells ist in Abbildung 3.30 zu sehen. In dieser Abbildung ist ebenfalls die Position des exponierten Körpers sowie der Huygens-Box mit der Oberfläche F angedeutet.

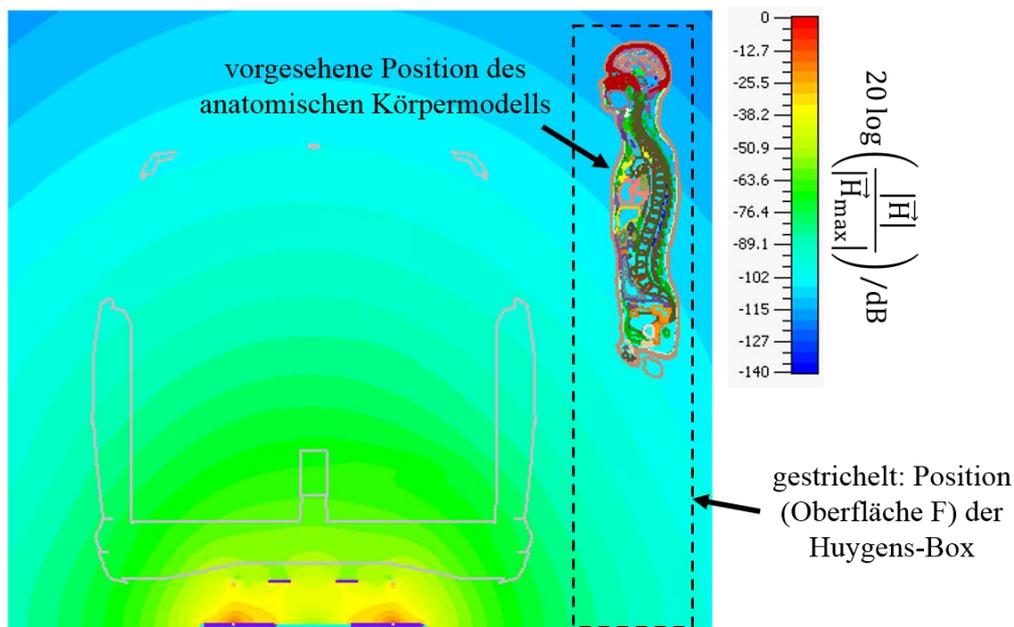


Abbildung 3.30: Verteilung der normierten magnetischen Feldstärke erzeugt durch das unter einem Smart-Modell positionierte Modell eines IPTs in einer Ebene mittig durch die Leiterschleifenanordnung bzw. in der Medianebene der vorgesehenen Position des Körpermodells

Zunächst wird innerhalb der Co-Sim. SPFD-Methode die magnetische Flussdichte aus dem Ergebnis aus Abbildung 3.30 auf einem Gitter im Bereich des Körpermodells ausgewertet und entsprechend der Vorgehensweise aus Abschnitt 3.4.2 a) (Tree-Cotree-Gauging-Technik) der Vektor der Linienintegrale des magnetischen Vektorpotentials $\hat{\underline{a}}$ im Körpergewebe bestimmt. Die Anzahl der Gitterzellen im Körper beträgt etwa 8,6 Millionen. Dann wird das Gleichungssystem (3.38) aufgestellt und gelöst, um den Vektor $\underline{\Psi}$ der Zeitintegrale der skalaren elektrischen Knotenpotentiale $\underline{\Phi}$ zu erhalten.

Mit Gleichung (3.34) wird dann der Vektor der elektrischen Kantenspannungen $\hat{\underline{e}}$ im Körper und daraus die elektrische Feldstärke \vec{E} gemäß (3.20) bestimmt. Abbildung 3.31 zeigt die mit der Co-Sim. SPFD-Methode berechnete Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke in der Medianebene des Körpermodells.

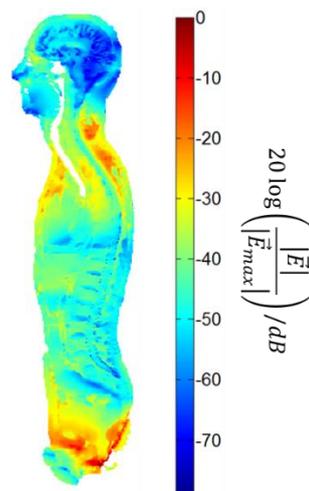


Abbildung 3.31: Mit der Co-Sim. SPFD-Methode berechnete Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke in der Medianebene des anatomischen Körpermodells bei Exposition des Körpers durch das in Abbildung 3.30 gezeigte niederfrequente Magnetfeld

Folgend werden innerhalb der Co-Sim. SF-FDTD-Methode auf der Oberfläche der Huygens-Box die Tangentialkomponenten der magnetischen Feldstärke $\vec{H}_{\text{tan},F}$ ausgewertet. Die Verteilung des Betrags von $\vec{H}_{\text{tan},F}$ auf der Fläche F ist in Abbildung 3.32 dargestellt.

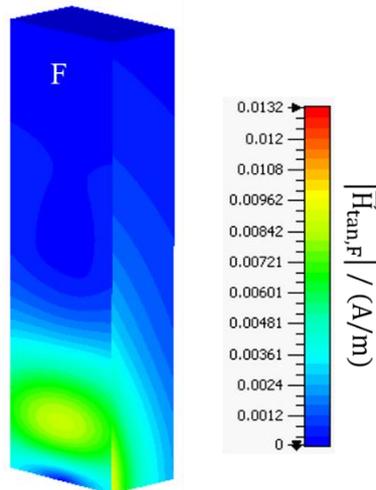


Abbildung 3.32: Verteilung des Betrags der normierten tangentialen magnetischen Feldstärke auf der Oberfläche F der Huygens-Box

Nun werden die elektrischen Flächenstromdichten \vec{J}_F gemäß Abbildung 3.22 a) aus $\vec{H}_{\text{tan},F}$ bestimmt. Weiterhin wird die Fläche F mit magnetischen Randbedingungen ($\vec{H}_{\text{tan},F} = 0$) belegt sowie das Körpermodell in der Huygens-Box positioniert. Die durch das Menschmodell vorgegebene Auflösung mit einer Kantenlänge von 2 mm erfordert eine Diskretisierung des Gebiets innerhalb der Huygens-Box mit einer Anzahl von etwa 43 Millionen FIT-Gitterzellen. Die von den elektrischen Flächenstromdichten \vec{J}_F im Inneren der Huygens-Box erzeugte elektromagnetische Feldverteilung wird nun bei der Frequenz 2 MHz berechnet. Abbildung 3.33 zeigt in a) die normierte elektrische Feldverteilung in einer Schnittebene der Huygens-Box, die gleichzeitig die Medianebene des Körpermodells ist, sowie in b) die elektrische Feldverteilung in der gleichen Ebene nur im Körpergewebe.

Um eine Referenzlösung für den Vergleich mit den gezeigten Lösungen der Zweischritt-Methoden zu erhalten, wurde die Expositionssimulation des Szenarios aus Abbildung 3.28 zusätzlich monolithisch mit der SF-FDTD-Methode simuliert. Genauer gesagt wurde das vollständige Szenario in einem einzigen Simulationsschritt bei der skalierten Frequenz 2 MHz berechnet. Die Diskretisierung dieses (vollständigen) Modells erforderte eine Anzahl von 906 Millionen Gitterzellen. Die Lösung der körperinternen elektrischen Feldstärke der monolithischen Simulation wird folgend mit \vec{E}_{ref} bezeichnet. Zum Vergleich mit den Lösungen beider Zweischritt-Simulationen (\vec{E}_{SPFD} und $\vec{E}_{\text{SF-FDTD}}$) wird in Abbildung 3.34 a) die relative Differenz der Beträge von \vec{E}_{ref} und \vec{E}_{SPFD} und in b) in die relative Differenz der Beträge von \vec{E}_{ref} und $\vec{E}_{\text{SF-FDTD}}$ in Prozent dargestellt. Man kann sehen, dass die Lösungen überwiegend gut übereinstimmen. In

beiden Differenzplots sind in verschiedenen Bereichen Abweichungen der Lösungen zu erkennen. Da diese Abweichungen überwiegend in Bereichen sehr geringer elektrischer Feldstärken vorkommen, die bei der Expositionsbewertung nicht betrachtet werden, sind diese Abweichungen akzeptabel. Die relativen Abweichungen der maximalen elektrischen Feldstärke betragen etwa 7% bei dem Vergleich der Beträge von \vec{E}_{ref} und \vec{E}_{SPFD} und etwa 3% bei dem Vergleich der Beträge von \vec{E}_{ref} und $\vec{E}_{\text{SF-FDTD}}$. Wie bereits bei den Ergebnissen der Validation der Co-Sim. SPFD-Methode in Abschnitt 3.4.3 in Abbildung 3.18 bis Abbildung 3.20 zu erkennen war, können beim Auslesen der Feldwerte aus der Software CST Microwave Studio [9] Ungenauigkeiten bei den Zuweisungen von Feldwerten zu Gitterkanten auftreten, was vor allem an Grenzflächen zwischen Materialgebieten verschiedener elektrischer Leitfähigkeiten auffällt, wo sprunghafte Änderungen der elektrischen Feldstärke vorkommen. Da – im Vergleich zu dem exponierten Würfel aus Abschnitt 3.4.3 mit größeren und hoch aufgelösten homogenen Gewebelumina – das hier betrachtete Voxel-Modell lokal inhomogenere Leitfähigkeitsverteilungen aufweist, können die zuvor erwähnten Fehler bei der Kantenzuordnung der Feldstärken an Materialgrenzen vermehrt auftreten. Dies kann eine Ursache der in Abbildung 3.34 dargestellten relativen Differenzen sein.

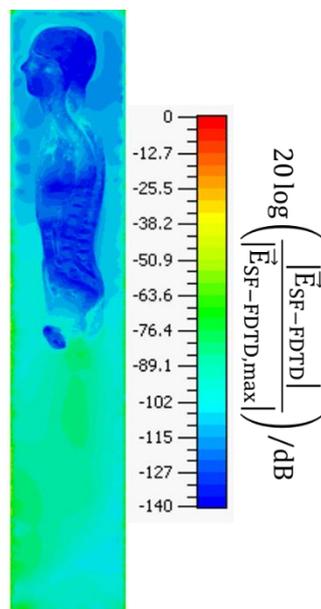


Abbildung 3.33: Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke in der Medianebene des anatomischen Körpermodells

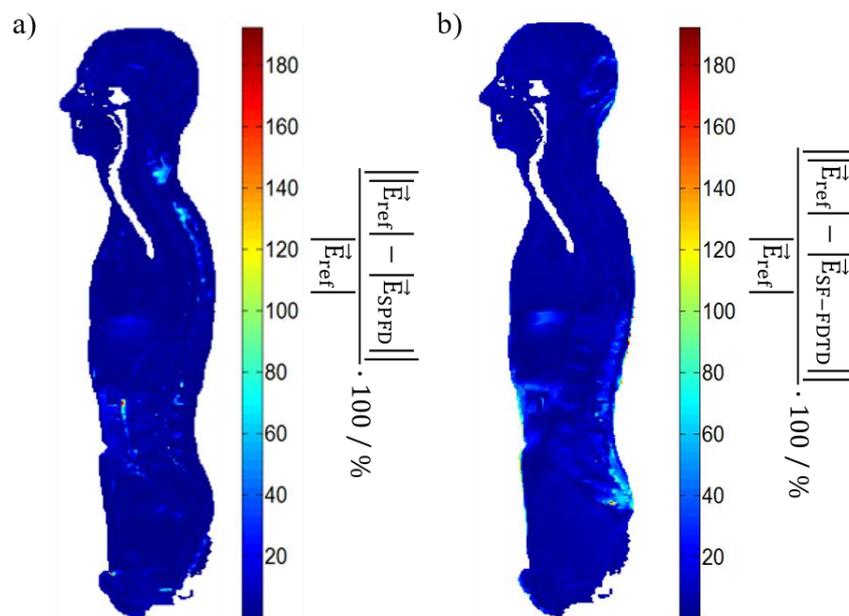


Abbildung 3.34: Relative Differenzen der Beträge der körperinternen elektrischen Feldstärken im Expositionsszenario aus Abbildung 3.28: a) Vergleich einer Referenzlösung mit der Lösung der Co-Sim. SPFD-Methode, b) Vergleich einer Referenzlösung mit der Lösung der Co-Sim. SF-FDTD-Methode

Hardware und Speicherbedarf

Folgend wird auf die verwendete Hardware für die in diesem Abschnitt gezeigten Simulationen eingegangen. Die direkte (monolithische) Feldsimulation für die Vergleichslösung \vec{E}_{ref} , die Simulationen der Co-Sim. SF-FDTD-Methode sowie die Simulation des magnetischen Quellfeldes innerhalb der Co-Sim. SPFD-Methode wurden mit der Software CST Microwave Studio [9] auf einem Hochleistungsrechner (Multi-GPU-Cluster) mit 25 „NVIDIA Tesla K20m“-GPUs und 10 „Intel Xeon E5“-CPU-Prozessoren durchgeführt. Die Lösung des Gleichungssystems (Gleichung (3.38)) innerhalb der Co-Sim. SPFD-Methode erfolgte mit dem CG-Verfahren (engl.: *conjugate gradients*, deutsch: Verfahren der konjugierten Gradienten) und einer Vorkonditionierung mit dem Jacobi-Verfahren [112], das auf einem Hochleistungsrechner mit 5 „NVIDIA Tesla K20m“-GPUs mit einem Arbeitsspeicher von jeweils 5 GB implementiert und parallelisiert ist. Die aktuelle Forschung umfasst den Einsatz numerisch effizienter algebraischer Multigrid-Verfahren.

Die Anzahl der benötigten Rechengitterzellen für die Diskretisierung der in diesem Abschnitt gezeigten Simulationsmodelle sowie der Arbeitsspeicherbedarf der Simulationen mit diesen Modellen sind in Tabelle 5 zusammengefasst. Man kann erkennen, dass durch die Anwendung der Zweischritt-Methoden eine deutliche Reduktion der Diskretisierungs-Gitterzellen sowie des

benötigten Arbeitsspeichers erfolgt. Dies bringt den Vorteil mit sich, dass – mit einer eventuell erforderlichen Vereinfachung (Minimierung) des Simulationsmodells für die Quellfeldsimulationen (hier: Vereinfachung der Schirmungsgeometrien des Fahrzeugs) – die Anwendung der Zweischritt-Methoden auch unter Verwendung einfacher Rechnersysteme erfolgen kann. Die starke Reduktion der Gitterzellen – und folglich des Arbeitsspeicherbedarfs – bei den Expositionssimulationen (zweiter Simulationsschritt der Zweischritt-Methoden) ermöglicht die Verwendung nochmals höher aufgelöster Voxel-Modelle als die hier verwendeten Modelle (hier: Voxel-Abmessungen von $(2 \times 2 \times 2) \text{ mm}^3$). Dies kann zukünftig im Hinblick auf eventuelle Neudefinitionen der ICNIRP-Basiswerte für die körperinterne elektrische Feldstärke (siehe Abschnitt 1.3.2 a), Tabelle 1), die gemäß der ICNIRP-Richtlinie [2] über homogene Gewebevolumenta von $(2 \times 2 \times 2) \text{ mm}^3$ gemittelt werden soll – nützlich sein. (Zum Zeitpunkt der Veröffentlichung der ICNIRP-Richtlinie aus 2010 [2] waren noch keine Untersuchungen an Menschmodellen in der Literatur verfügbar waren, die eine Auflösung mit Voxel-Kantenlängen kleiner als 2 mm aufwiesen [48].)

Tabelle 5: Anzahl der benötigten Gitterzellen für die Diskretisierungen der in diesem Abschnitt gezeigten Simulationsmodelle sowie Arbeitsspeicherbedarf der Simulationen dieser Modelle

	Anzahl der Gitterzellen		Arbeitsspeicherbedarf	
SF-FDTD (direkt)	~ 906 Mio.		~ 356 GB	
	Quellfeld	Exposition	Quellfeld	Exposition
Co-Sim SPFD	~324 Mio.	~ 8,6 Mio.	~129 GB	~ 1 GB
Co-Sim SF-FDTD		~ 43 Mio.		~ 24 GB

3.7 Numerische Beispiele

Die in Abschnitt 3.5 vorgestellte Co-Sim. SF-FDTD-Methode wird im Folgenden zur Simulation von realistischen Expositionsszenarien eingesetzt, in denen ein menschlicher Körper durch niederfrequente Magnetfelder eines IPTs exponiert wird, das für das Laden von Autobatterien eingesetzt wird.

In Abschnitt 3.7.1 werden zunächst die für die Modellierung der Expositionsszenarien benötigten numerischen Modelle eines IPTs und zweier Fahrzeuge (Smart und Passat) vorgestellt. Das IPT entspricht in Aufbau und Betriebsweise Vorgaben der internationalen Richtlinie SAE TIR J2954 [34]. Die Automodelle werden jeweils aus verschiedenen Karosseriematerialien (Stahl und Carbon) modelliert, die unterschiedliche Schichtdicken und elektrische Leitfähigkeiten besitzen. Die verwendeten Körpermodelle wurden bereits in Abschnitt 2.1.2 gezeigt.

In Abschnitt 3.7.2 werden Ergebnisse numerischer Simulationen der niederfrequenten Körperexposition vorgestellt, in denen die zuvor präsentierten Modelle des IPTs, der Fahrzeuge und des menschlichen Körpers verwendet werden. Die Expositionssimulationen wurden unter Berücksichtigung der Veränderung verschiedener Parameter durchgeführt: die Wahl des Fahrzeugs und der Karosseriematerialien, die übertragene Leistung des IPTs, der Kopplungsfaktor der Spulen (Definition in Abschnitt 3.1) und horizontale Fehlpositionierungen der Spulen. Auswertungen erfolgen in Form des Vergleichs der Feldergebnisse mit den empfohlenen Grenzwerten der ICNIRP für die magnetische Flussdichte des Quellfeldes (abgeleitete Werte, Effektivwert) sowie für das 99. Perzentil und das Maximum der körperinternen Voxel-gemittelten elektrischen Feldstärke (Basiswerte, Effektivwert).

3.7.1 Modellbildung des Rechenraums: Auto mit induktivem Ladesystem und Menschmodell

a) Numerisches Modell eines induktiven Ladesystems

Im Folgenden wird ein Modell eines IPTs für Elektrofahrzeuge vorgestellt, das entsprechend der Vorgaben der internationalen Richtlinie „SAE Recommended Practice J2954“ (SAE J2954) [34] erstellt wurde. Die „U.S. Society of Automotive Engineers“ (SAE International) ist eine gemeinnützige Organisation, die Normen für Mobilitätstechnologien entwirft und online zur Verfügung stellt. Die SAE J2954 ist eine Richtlinie der SAE International, die Kriterien zur

Inbetriebnahme, elektromagnetischen Verträglichkeit, Sicherheit und Messung elektromagnetischer Felder von IPTs definiert. Unter anderem werden auch Anforderungen für die Messung der Exposition von Personen durch Felder von IPTs in Automobilen bezüglich der ICNIRP-Grenzwerte gestellt.

Zunächst wird ein Spulensystem vorgestellt, das den Klassifikationen dieser Richtlinie entspricht. Es werden die Geometrien und die Materialien des Spulensystems gezeigt. Außerdem wird auf die Betriebsweise des Spulensystems eingegangen, wobei eine detailliertere Betrachtung und Optimierung der Schaltungstechnik in [113] zu finden ist. Die für die in dieser Arbeit angestellten Betrachtungen relevante Größe ist der Kopplungsfaktor k der Spulen von IPTs, der bereits in Abschnitt 3.1 erläutert wurde. Da k von verschiedenen weiteren Größen abhängig ist (wie beispielsweise der Abstand der Spulen und die horizontale Ausrichtung der Spulen zueinander), werden die Kopplungsfaktoren jeweils für die später betrachteten Expositionsszenarien in Abschnitt 3.7.2 b) angegeben.

Induktives Ladesystem

Das IPT besteht auf der Primärseite sowie auf der Sekundärseite aus zwei in Reihe geschalteten und nebeneinander angeordneten rechteckig-spiralförmigen Spulen mit jeweils sechs Windungen. Die Geometrie des Spulensystems ist in Abbildung 3.35 dargestellt.

Die Induktionsspule wird mit einem Wechselstrom der Frequenz 85 kHz gespeist. Primär- und Sekundärseite sind über einen Luftspalt von 140 mm miteinander gekoppelt. Bei optimaler horizontaler Ausrichtung der Spulen zueinander beträgt der Kopplungsfaktor $k \approx 0,36$. Für eine Fehlpositionierung der Spulen ergeben sich andere Kopplungsfaktoren und (für eine nicht veränderliche Leistungsübertragung) andere Stromstärkeamplituden der primärseitigen Spulenströme. Der Einfluss von Fehlpositionierungen auf den Kopplungsfaktor (und letztendlich auf die Körperexposition) wird in Abschnitt 3.7.2 b) näher betrachtet. Die Leiter der Spulen sind massiv aus Kupfer modelliert und besitzen eine elektrische Leitfähigkeit von $9,86 \cdot 10^6$ S/m. Der quadratische Querschnitt der Leiter besitzt eine Kantenlänge von 2,8 mm. Oberhalb der Sekundärspule und unterhalb der Primärspule sind Ferritstreifen mit einer Dicke von 3 mm, einer relativen Permeabilität von $\mu_r = 1000$ und einer elektrischen Leitfähigkeit von $\kappa = 0,17 \cdot 10^{-3}$ S/m angeordnet. Oberhalb und unterhalb der gesamten Anordnung befindet sich jeweils eine abschirmende Aluminiumplatte mit einer elektrischen Leitfähigkeit von $6,4 \cdot 10^5$ S/m und einer Dicke von 4 mm.

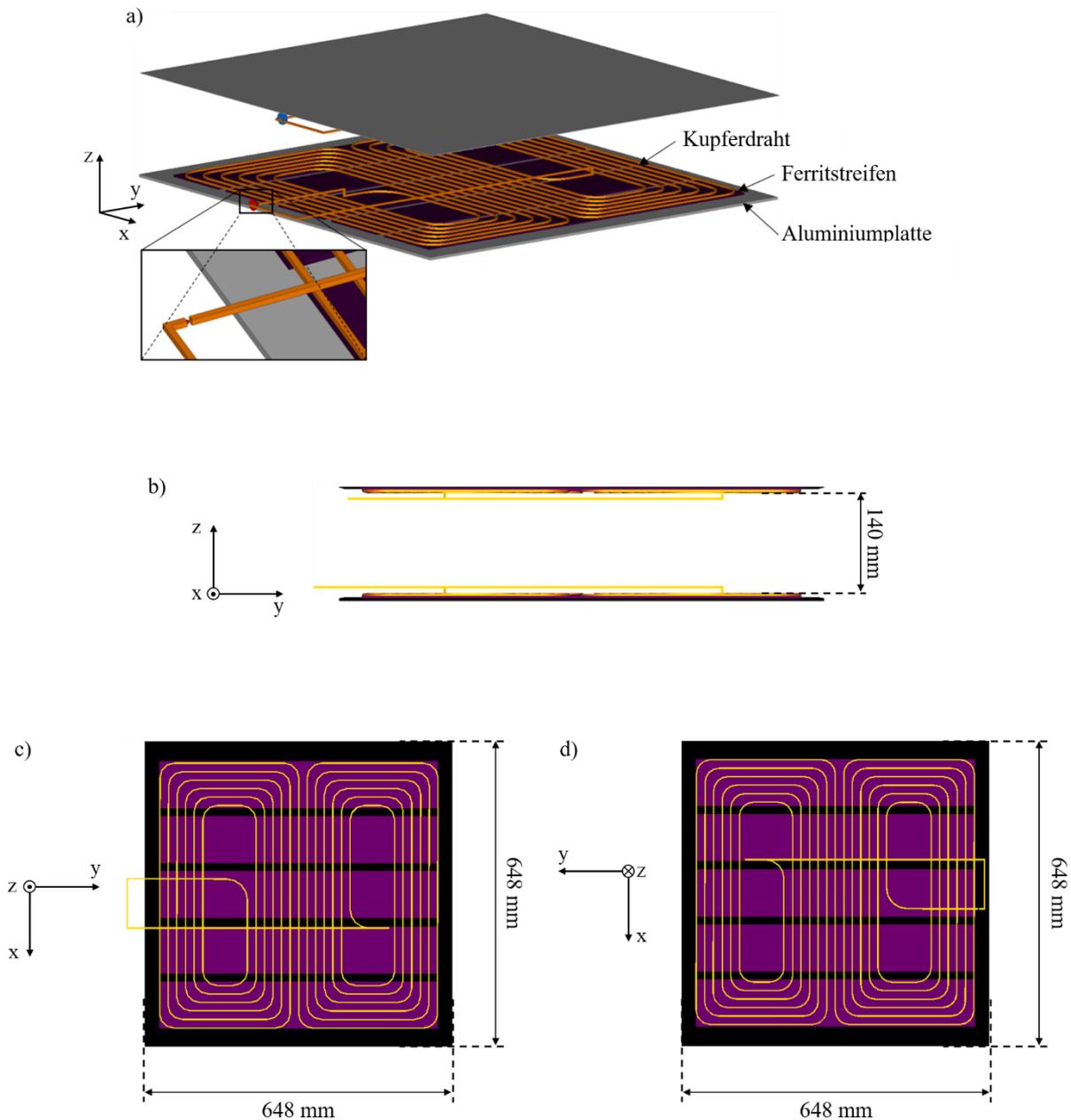


Abbildung 3.35: Geometriemodell des entsprechend der Richtlinie SAE J2954 [34] modellierten IPTs: a) perspektivische Ansicht des Systems, b) Seitenansicht des Systems, c) Geometrie der Primärseite mit der Induktionsspule, d) Geometrie der Sekundärseite mit der Empfängerspule

b) Fahrzeugmodelle

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen werden zwei verschiedene Fahrzeugmodelle verwendet: ein Smart und ein Volkswagen Passat (Abbildung 3.36).

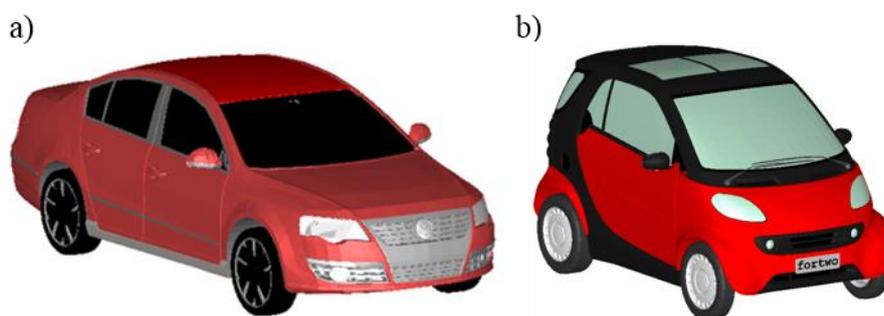


Abbildung 3.36: Für die Simulationen verwendete Automodelle: a) VW Passat, b) Smart

In Abbildung 3.37 und Abbildung 3.38 sind die geometrischen Abmessungen des Volkswagen Passat sowie des Smart zu sehen.

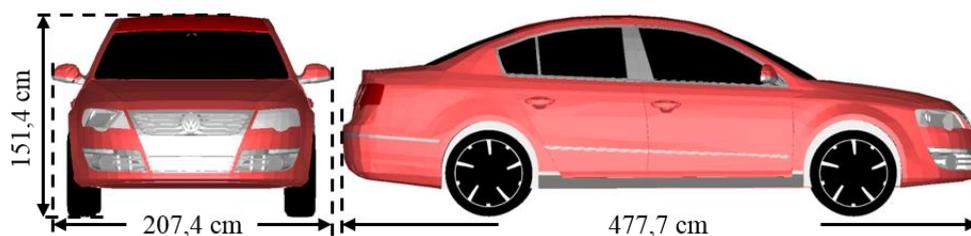


Abbildung 3.37: Abmessungen des Passat-Modells

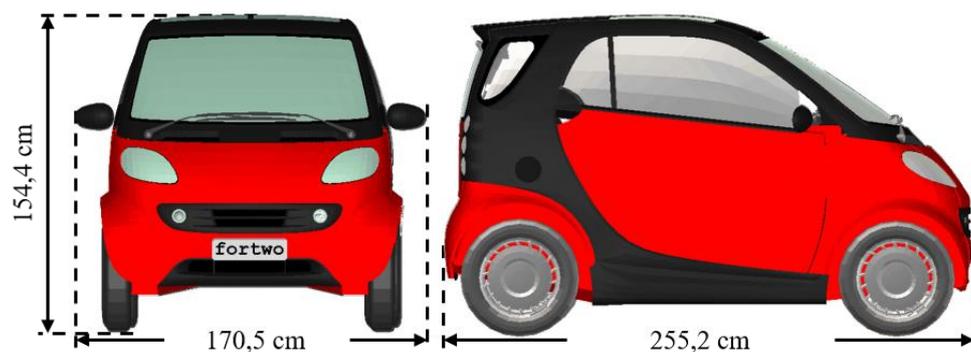


Abbildung 3.38: Abmessungen des Smart-Modells

Die gezeigten Fahrzeugmodelle sollen folgend aus verschiedenen Karosseriematerialien modelliert werden. Hierfür wird zunächst Stahl als am häufigsten verwendetes Material berücksichtigt. Da die Verwendung von carbonfaserverstärktem Kunststoff (CFRP = carbon-fiber-reinforced-polymer) für die Konstruktion von Autoteilen immer verbreiteter wird, sollen den Karosserien der Automodelle zusätzlich auch geometrische und dielektrische Eigenschaften

von CFRP zugewiesen werden. Da beide verwendete Karosseriematerialien unterschiedliche elektrische Leitfähigkeiten und Schichtdicken besitzen, ist (je nach verwendetem Material) eine Veränderung der Schirmungseigenschaften – und somit auch der magnetischen Streu-/Expositionsfelder – zu erwarten.

Bei den Ausgangsmodellen, die für die Modellierung der hier verwendeten Automodelle zur Verfügung stehen, handelt es sich um CAD-Rohdaten von Fahrzeugen, die ausschließlich aus unendlich dünnen Flächen zusammengesetzt sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Software „3ds Max“ der Firma Autodesk [114] verwendet, um den Karosserien dieser Ausgangsmodelle verschiedene Dicken zuzuweisen. Für Stahl-Karosserien wurde eine Dicke von 0,8 mm gewählt. Hierbei handelt es sich um eine Mindestdicke von Stahl-Karosserieblechen, wie sie aus Datenblättern ermittelt wurde, die auf den Internetseiten der Firma „thyssenkrupp Steel Europe AG“ [115], [116] einzusehen sind. Die Wahl einer Mindestdicke wurde aus dem Grund getroffen, weil eine Karosserie mit dieser Dicke den Fall minimaler Schirmung des von einem IPT emittierten MQS-Feldes darstellt. Es ist also davon auszugehen, dass die Exposition eines sich innerhalb des Autos oder neben dem Auto befindlichen Körpers mit größeren Schichtdicken – also stärkerer Schirmwirkung – unkritischer wird. Man kann ebenfalls den Datenblättern der „thyssenkrupp Steel Europe AG“ entnehmen, dass häufig – gerade für großflächige Karosseriebleche wie dem Karosserieboden – Stahlsorten mit einem Kohlenstoffanteil von etwa 15% verwendet werden. Da thyssenkrupp keine Angaben zu elektrischen Leitfähigkeiten von Stahlblechen macht, wurde als Referenz der Stahl „C15R“ mit einer Leitfähigkeit von $\kappa = 9,09 \cdot 10^6$ S/m verwendet, der nach DIN EN 10084 ebenfalls einen Kohlenstoffanteil von etwa 15% besitzt [117]. Karosserieschichten aus CFRP bestehen etwa aus zehn Schichten in Matrizen aus Kunstharz eingebetteter Carbonfaser-Matten, die jeweils eine Dicke von etwa 0,25 mm besitzen [118]. Karosserien aus Carbon wurden hier daher mit einer Dicke von 2,5 mm modelliert. Da CFRP-Karosserieschichten aufgrund veränderlicher Ausrichtung der Carbonfasern eine anisotrope elektrische Leitfähigkeit besitzen, wurde in [118] numerisch untersucht, inwiefern diese Anisotropie einen Einfluss auf die Schirmwirkung der CFRP-Platten hat (verglichen mit homogenisiertem Material). Es stellt sich heraus, dass homogenisierte (isotrope) Modelle von Carbon-Platten eine gute Annäherung an die reale Schirmwirkung liefern und zudem erheblich besser numerisch zu modellieren sind (keine Auflösung feinsten Faserstrukturen notwendig). In den für diese Arbeit durchgeführten Simulationen werden daher homogenisierte CFRP-Platten mit einer Leitfähigkeit von $\kappa = 5500$ S/m [118] modelliert.

c) Expositionsszenario

In diesem Abschnitt werden die im Rahmen dieser Arbeit simulierten Expositionsszenarien vorgestellt, die aus den zuvor gezeigten Modellen des IPTs, der Fahrzeuge sowie der Anatomie des menschlichen Körpers (aus Abschnitt 2.1) aufgebaut sind. In der Einleitung dieses Kapitels in Abbildung 3.1 wurde bereits ein Szenario mit einem Fahrzeugmodell eines „Smart“ sowie einem darunter positionierten IPT gezeigt. Eine Frontalansicht sowie eine Draufsicht auf das Szenario sind in Abbildung 3.39 zu sehen. In b) ist außerdem das IPT durch das transparent dargestellte Fahrzeug zu erkennen.

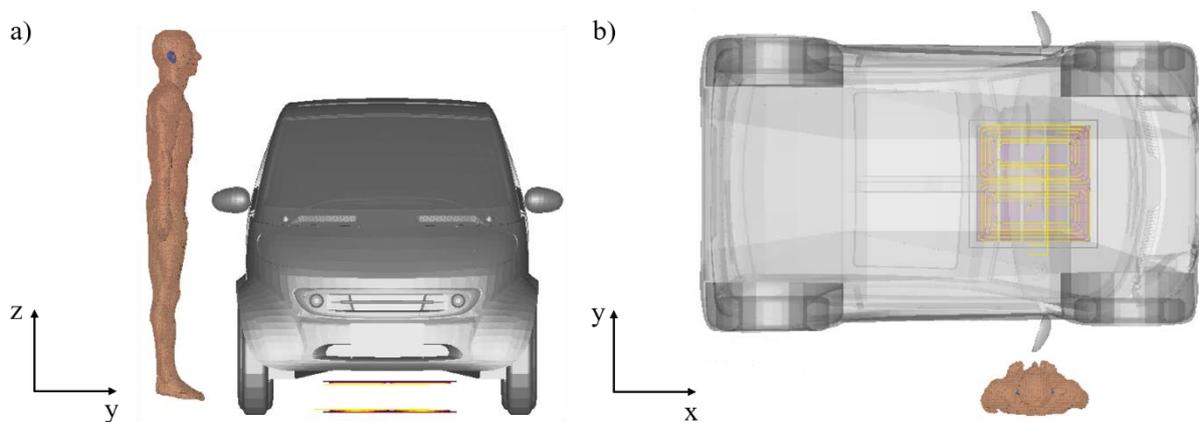


Abbildung 3.39: Expositionsszenario mit einem unter dem Modell des Smart positionierten IPT sowie einem neben der rechten Fahrzeugtür und zentriert zum Ladesystem positionierten Körpermodell, a) Frontalansicht, b) Draufsicht

In diesem Szenario ist ein Körpermodell neben der rechten Fahrzeugtür und zentriert zum induktiven Ladesystem positioniert. Das Körpermodell ist immer relativ zu der Fahrzeugposition ausgerichtet. Wenn sich die Fahrzeugposition gegenüber der Position der Primärseite verändert (wie es bei Fehlpositionierungen des Fahrzeugs der Fall ist, die später ebenfalls berücksichtigt werden), dann verändert sich gleichermaßen die Position des Körpers relativ zur Induktionsspule. Die Sekundärseite befindet sich immer an einer festen Position unterhalb des Fahrzeugbodens. Der Mensch steht in einem bestimmten Abstand zum Auto mit den Füßen auf der Höhe des Spulensystems. Wie bereits in Abschnitt 3.1 erwähnt wurde, kann sich der Kopplungsfaktor k des IPTs verändern, wenn sich der Abstand zwischen der Induktions- und der Empfängerspule verändert oder sich eine horizontale Fehlpositionierung des Fahrzeugs (bzw. der daran montierten Empfängerspule) gegenüber der Induktionsspule ergibt. Der Abstand zwischen den Spulen wurde für die hier betrachteten Szenarien in Abschnitt 3.7.1 a) auf 140 mm festgelegt.

Um die Rechenzeit und den Speicherbedarf bei den Simulationen zu reduzieren, wird nicht das vollständige Auto modelliert, sondern lediglich die Teile, die auf direktem Wege zwischen der Quelle (Induktionsspule) und dem Menschen liegen – also die Karosserieschichten, die wesentlich zur Schirmung des Quellfeldes zum Ort des exponierten Körpers beitragen. Folglich werden von dem Fahrzeug nur der Boden und die Seitenwand modelliert (Abbildung 3.40 a)). In Abbildung 3.40 b) ist in dem Szenario zusätzlich die vorgesehene Position des Menschmodells (blaue Box) gekennzeichnet. Die blaue Box stellt ebenfalls die Anordnung der „Huygens-Box“ dar, die – belegt mit den das Magnetfeld des IPTs repräsentierenden elektrischen Oberflächenstromdichten – innerhalb der Co-Sim. SF-FDTD-Methode als Feldquelle fungiert, wie es bereits in Abschnitt 3.5.2 b) beschrieben wurde. Der graue Quader, der das gesamte Expositionsszenario in Abbildung 3.40 b) umgibt, kennzeichnet die Begrenzungsflächen des Rechengebiets, die auch die Position der physikalischen Randbedingungen des Rechenraumes darstellen. An diesen Randflächen werden (bis auf den Boden) offene Randbedingungen (PML = perfectly matched layer) definiert. Der unteren Begrenzungsfläche des Rechengebiets werden elektrische Randbedingungen ($\vec{E}_{\text{tan}} = 0$) zugewiesen. Abbildung 3.41 zeigt das gesamte Expositionsszenario mit dem reduzierten Fahrzeugmodell, dem Menschmodell sowie allen geometrischen Abständen der Modelle zueinander.

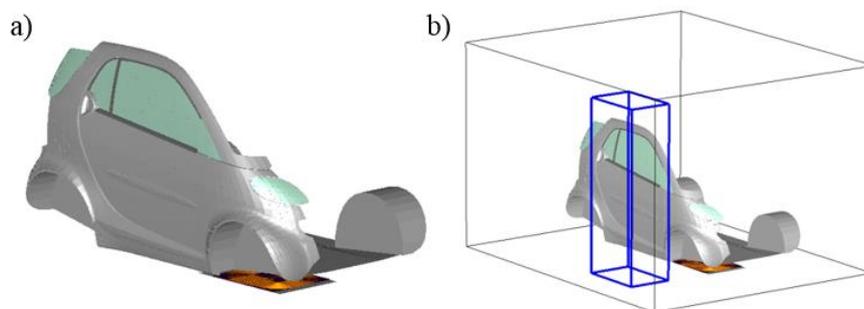


Abbildung 3.40: Modellaufbau in CST: a) Smart mit Boden und Seitenwand, b) Smart mit Boden und Seitenwand, vorgesehener Position des Menschmodells bzw. der „Huygens-Box“ (blaue Box) und Begrenzungen des Rechenraums (grauer Quader)

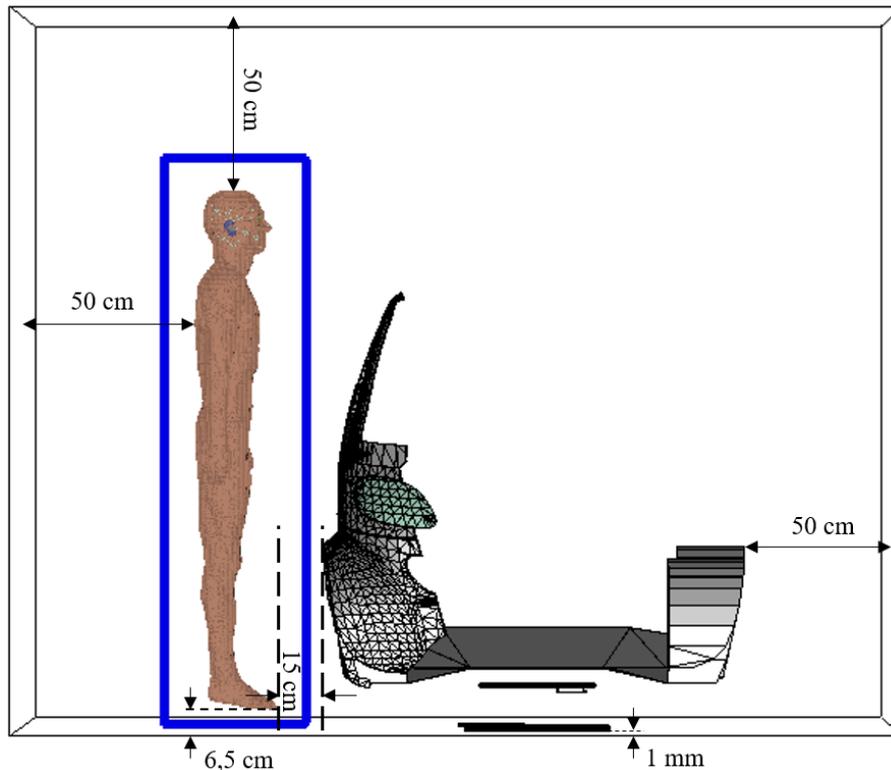


Abbildung 3.41: Abmessungen der Simulationsumgebung für die Quellfeldsimulation mit vorgehener Position des Körpermodells

3.7.2 Feldsimulationen

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie verschiedene gemäß Abschnitt 3.7.1 c) modellierte Expositionsszenarien mit der in Abschnitt 3.5 erläuterten Co-Sim. SF-FDTD-Methode simuliert werden.

Zunächst werden in Abschnitt a) Simulationsergebnisse mit dem vorgestellten Modell des IPTs sowie der Fahrzeuge gezeigt. Hierbei sind die Induktions- und die Empfängerspule immer horizontal zentriert zueinander ausgerichtet. Es wird untersucht, inwiefern die Wahl des Karosseriematerials (Stahl, Carbon) Einfluss auf die Streufelder der Ladesystems und somit auf die Exposition des Menschen hat. Alle Simulationen wurden mit der Software CST Microwave Studio [9] bei der skalierten Frequenz $f' = 5 \text{ MHz}$ durchgeführt. Die körperinterne elektrische Feldstärke wurde anschließend gemäß Gleichung (3.46) auf die Zielfrequenz $f = 85 \text{ kHz}$ (Betriebsfrequenz des induktiven Ladesystems) skaliert.

In Abschnitt b) soll der Einfluss von Fehlpositionierungen der Spulen auf die Körperexposition untersucht werden. Ausschlaggebend hierfür sind die veränderlichen Kopplungsfaktoren k der

Spulen und die für eine konstante Leistungsübertragung notwendigen primärseitigen Spulenströme. In Abhängigkeit dieser Größen wird anschließend die Körperexposition ausgewertet.

a) Untersuchung unterschiedlicher Karosseriematerialien

Zuerst werden Ergebnisse der Simulationen des in Abbildung 3.41 gezeigten Szenarios (reduziertes Modell des Smart mit einem daneben stehenden Menschmodell) präsentiert. Es wird zunächst das magnetische Quellfeld des IPTs ohne Berücksichtigung der Autokarosserie gezeigt. In Abbildung 3.42 ist die Verteilung der normierten magnetischen Feldstärke in einer vertikalen Ebene mittig durch die Spulen zu sehen. Man kann sehen, dass die maximalen Feldstärken unmittelbar an den Spulen bzw. im Luftraum zwischen den Spulen auftreten und das Feld mit zunehmendem Abstand zum Ladesystem stetig abklingt.

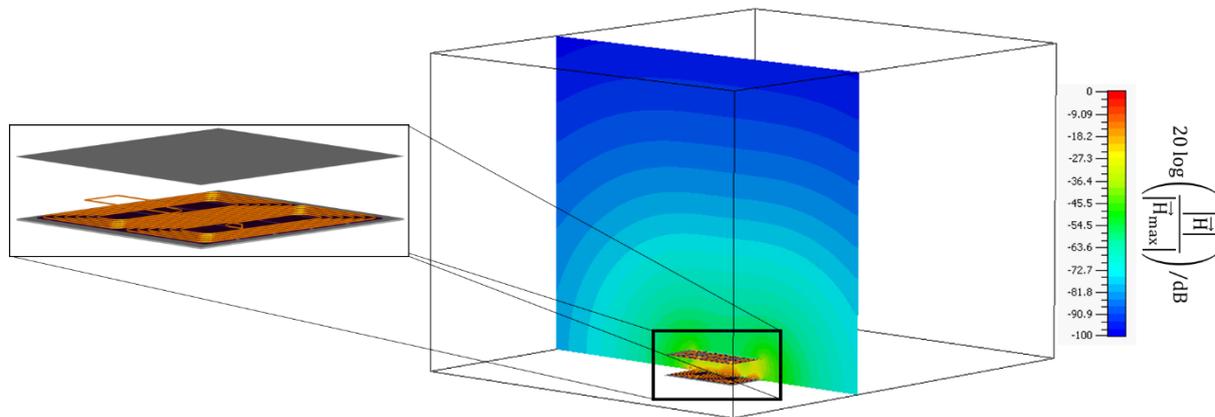


Abbildung 3.42: Verteilung der normierten magnetischen Feldstärke erzeugt durch das IPT in einer vertikalen Ebene mittig durch die Spulenanordnung

Die in Abbildung 3.40 gezeigte reduzierte Karosserie des Smart wird gemäß Abbildung 3.41 über den Spulen platziert. Die Simulationen des magnetischen Quellfeldes wurden erneut durchgeführt, wobei zwei verschiedene Karosseriematerialien berücksichtigt wurden: Stahl und Carbon. Die Geometrien sowie die elektrischen Leitfähigkeiten der Karosserieschichten wurden in Abschnitt 3.7.1 b) gezeigt. Abbildung 3.43 zeigt die normierten magnetischen Feldstärke-Verteilungen des IPTs unter Berücksichtigung beider Karosseriematerialien (a) Stahl, b) Carbon). Man kann beim Vergleich der Feldbilder erkennen, dass die Stahlkarosserie aufgrund ihrer wesentlich höheren elektrischen Leitfähigkeit eine starke Abschirmung des Magnetfeldes ins Innere des Fahrzeugs bewirkt, wohingegen die Carbon-Karosserie das Magnetfeld schwächer dämpft. Die stärkere Schirmung der Stahlkarosserie des Feldes in den Innenbereich des Fahrzeugs hat eine Verstärkung des magnetischen Flusses im Bereich zwischen dem Fahrzeugboden und dem unteren Rand des Rechengebiets zur Folge, wodurch sich dort punktuell höhere

magnetische Feldstärken ergeben als in dem gleichen Bereich bei Berücksichtigung der Schirmwirkung der Carbon-Karosserie. Dadurch ergeben sich im unteren Bereich der Position des exponierten Körpermodells höhere magnetische Feldstärke-Werte. Durch die geringere Schirmwirkung der Carbon-Karosserie ergeben sich jedoch größere Bereiche konstanter magnetischer Feldstärken im Bereich des exponierten Menschen als für den Fall der Stahlkarosserie. Für einen Vergleich der Magnetfeld-Ergebnisse mit dem abgeleiteten Grenzwert der ICNIRP für die magnetische Flussdichte ($27 \mu\text{T}$ (Effektivwert), vgl. Abschnitt 1.3.2 b), Tabelle 2) wurde der Effektivwert der magnetischen Flussdichte jeweils für beide Szenarien und für eine übertragene Leistung von $7,7 \text{ kW}$ an einem Punkt neben dem Fahrzeug ausgewertet. Die Werte der magnetischen Flussdichte sind in Abbildung 3.43 angegeben und ergeben für a) $\sim 24,8\%$ und für b) $\sim 19,6\%$ des Grenzwerts. Bei dem für diese Auswertung verwendeten Grenzwert handelt es sich um einen Grenzwert für die Allgemeinbevölkerung. Da die Grenzwerte für Arbeiter immer einen höheren Wert besitzen, ist die berufliche Exposition immer unkritischer.

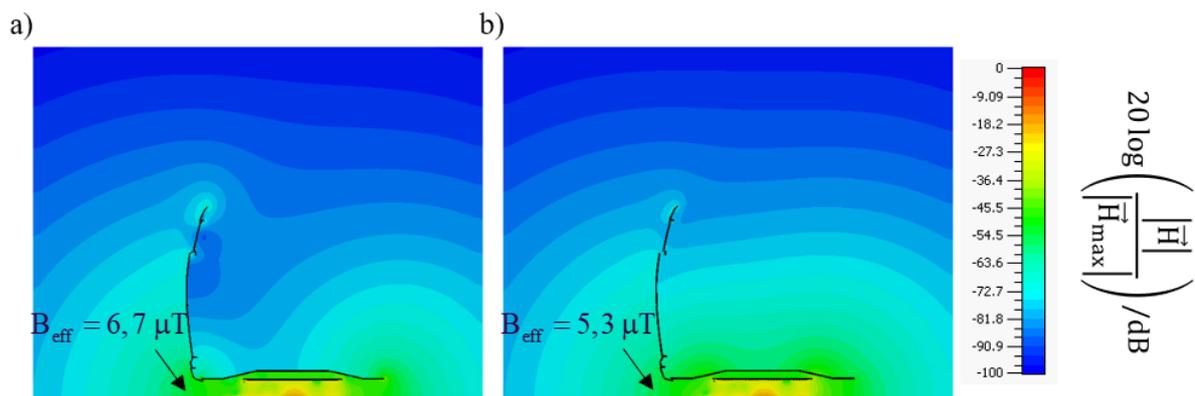


Abbildung 3.43: Verteilungen der normierten magnetischen Feldstärke erzeugt durch das IPT in einer vertikalen Ebene mittig durch die Spulenanordnung mit a) einer Karosserie des Smart aus Stahl und b) einer Karosserie des Smart aus Carbon

Die Berechnung der magnetischen Quellfelder der induktiven Ladesysteme stellt den **ersten Simulationsschritt** der Anwendung der Co-Sim. SF-FDTD dar (gemäß der erläuterten Vorgehensweise aus Abschnitt 3.5.2). Aus den berechneten Felddaten werden nun die Tangentialkomponenten der magnetischen Feldstärke auf der Oberfläche der den exponierten Körper umgebenden Huygens-Box extrahiert. In Abbildung 3.44 a) ist die Position der Huygens-Box im Rechengebiet zu sehen. Abbildung 3.44 b) zeigt die Huygens-Box mit dem darin positionierten Menschmodell. In c) ist die tangentielle magnetische Feldstärke auf der Oberfläche der Huygens-Box für das magnetische Quellfeld aus Abbildung 3.43 a) dargestellt.

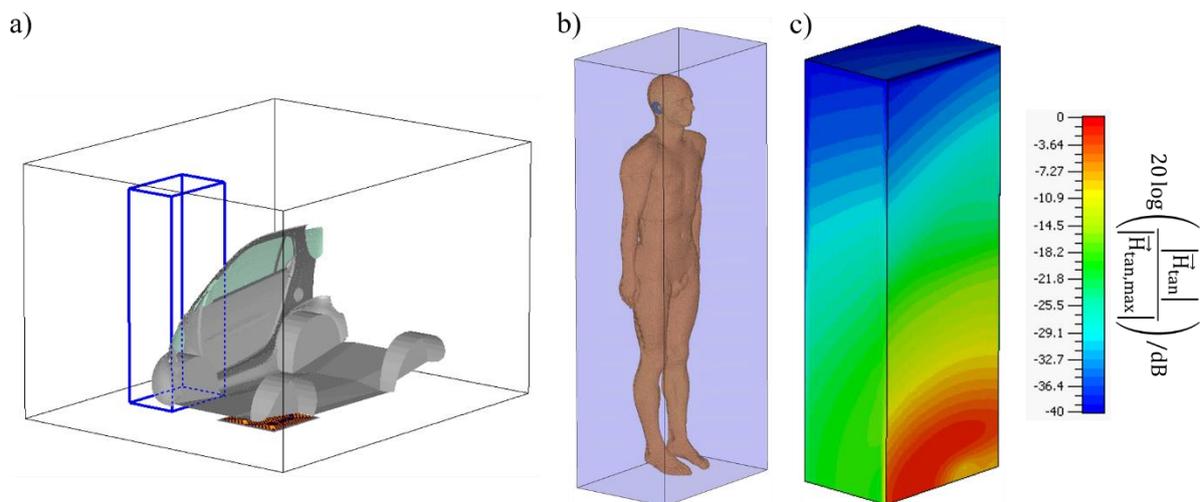


Abbildung 3.44: a) Position der Huygens-Box im Rechengebiet
 b) Position des Menschmodells in der Huygens-Box
 c) aus der in Abbildung 3.43 a) dargestellten magnetischen Feldverteilung extrahierte normierte tangentielle magnetische Feldstärke auf der Oberfläche der Huygens-Box

Die in Abbildung 3.44 c) dargestellte normierte tangentielle magnetische Feldverteilung repräsentiert das ursprüngliche magnetische Quellfeld des IPTs und dient nun als Feldquelle für die im **zweiten Schritt** der Co-Sim. SF-FDTD-Methode durchzuführende Feldberechnung innerhalb der Huygens-Box sowie des Körpermodells. Die in diesem Schritt berechneten elektrischen Feldverteilungen im Körpermodell sind in Abbildung 3.45 in der Medianebene sowie in einem Frontalschnitt des Körpermodells dargestellt, wobei sich das Ergebnis aus a) aus dem Quellfeld der Simulation mit der Stahlkarosserie und das Ergebnis aus b) aus dem Quellfeld der Simulation mit der Carbon-Karosserie ergibt. Die 99. Perzentile (Effektivwerte) der über die Volumina der Voxel gemittelten elektrischen Feldstärke betragen $\sim 0,058$ V/m für das Ergebnis aus a) und $\sim 0,062$ V/m für das Ergebnis aus b) bei einer übertragenen Leistung des IPTs von 7,7 kW. Dies entspricht 0,51% bzw. 0,54% des ICNIRP-Basiswerts bei 85 kHz (11,48 V/m). Man kann an dieser Auswertung erkennen, dass sich bei der Betrachtung der Ausschöpfung der Basiswerte eine kritischere Exposition im Fall der Feldschirmung durch die Carbon-Karosserie ergibt.

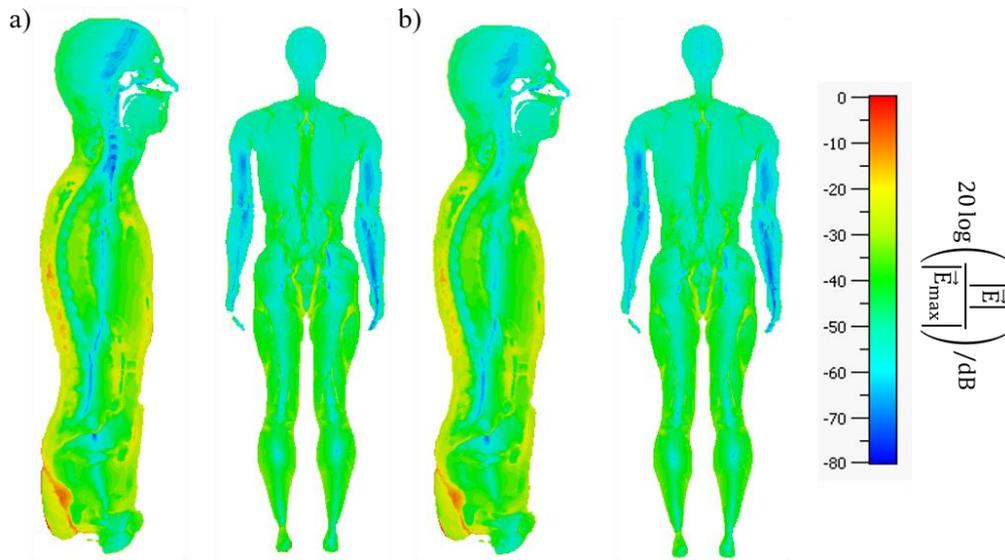


Abbildung 3.45: Verteilungen der normierten elektrischen Feldstärke in der Medianebene sowie in einem Frontalschnitt des Körpermodells bei Exposition des Körpers durch die in Abbildung 3.43 gezeigten niederfrequenten Magnetfelder des IPTs

a) Smart-Karosserie aus Stahl und b) Smart-Karosserie aus Carbon

Die Auswertungen der Simulationen für das Fahrzeugmodell „Passat“ erfolgen nun analog zu Abbildung 3.43 für die Stahlkarosserie (a)) sowie für die Carbon-Karosserie (b)). Die normierten Verteilungen der magnetischen Feldstärke werden wieder in einem Querschnitt mittig durch die Spulenordnung dargestellt. Wie bereits bei den Magnetfeld-Ergebnissen der Simulationen mit dem Smart-Modell erkennt man hier wieder die stärkere Abschirmung der Stahl-Karosserie (verglichen mit der Abschirmung der Carbon-Karosserie). Für die in den Verteilungen angegebenen Auswertungen der Effektivwerte der punktuell ausgewerteten magnetischen Flussdichte bei einer übertragenen Leistung von $P = 7,7 \text{ kW}$ ergeben sich folgende Ausschöpfungen des abgeleiteten Grenzwerts der ICNIRP für die magnetische Flussdichte ($27 \mu\text{T}$): $\sim 24,1\%$ für a) und $\sim 18,5\%$ für b).

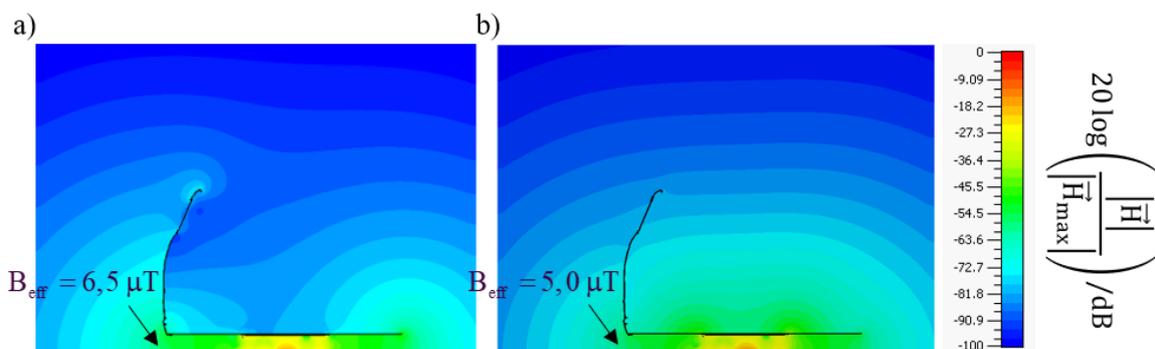


Abbildung 3.46: Verteilungen der normierten magnetischen Feldstärke erzeugt durch das IPT in einer vertikalen Ebene mittig durch die Spulenordnung mit a) einer Karosserie des Passat aus Stahl und b) einer Karosserie des Passat aus Carbon

Die zugehörigen aus den zweiten Simulationsschritten resultierenden Verteilungen der körperinternen elektrischen Feldstärke sind in Abbildung 3.47 gezeigt. Die Auswertungen des 99. Perzentils der Voxel-gemittelten elektrischen Feldstärken (Effektivwerte) ergeben sich wie folgt: $\sim 0,042$ V/m für das Szenario mit der Stahlkarosserie (a)) und $\sim 0,056$ V/m für das Szenario mit der Carbon-Karosserie (b)). Diese Werte entsprechen $\sim 0,37\%$ und $\sim 0,49\%$ des Basiswerts der ICNIRP (11,48 V/m).

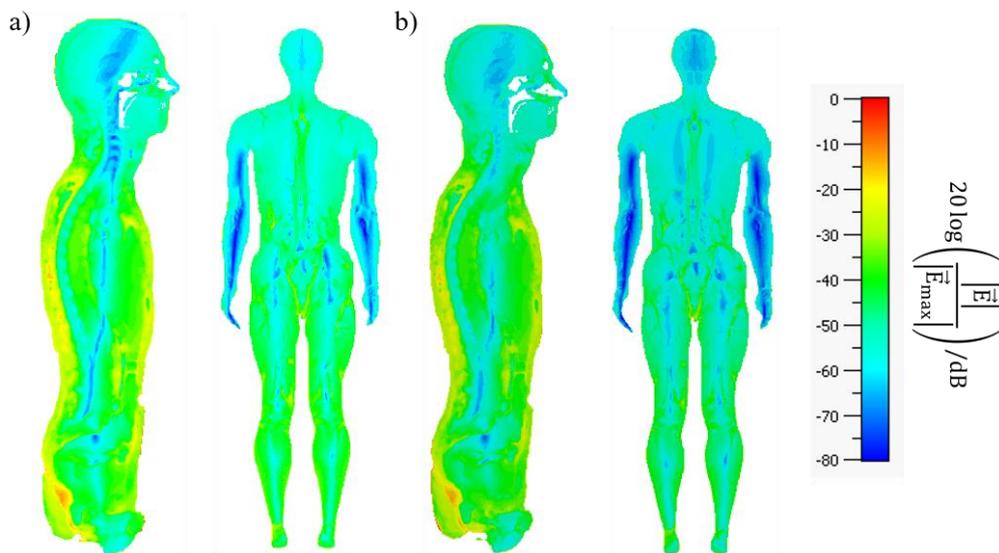


Abbildung 3.47: Verteilungen der normierten elektrischen Feldstärke in der Medianebene sowie in einem Frontalschnitt des Körpermodells bei Exposition des Körpers durch die in Abbildung 3.46 gezeigten niederfrequenten Magnetfelder des IPTs

a) Passat-Karosserie aus Stahl und b) Passat-Karosserie aus Carbon

Die Ergebnisse aller für diesen Abschnitt durchgeführten Feldsimulationen sowie die sich bei Fehlpositionierungen der Spulen ergebenden Werte werden im folgenden Abschnitt in Tabelle 7 und Tabelle 8 zusammengefasst.

b) Untersuchung des Einflusses von Fehlpositionierungen der Spulen

Für eine maximale Kopplung der Spulen eines induktiven Ladesystems beim Parken eines Fahrzeugs über einer induktiven Ladestation müssen die Induktionsspule und die Empfängerspule optimal zueinander ausgerichtet sein. Da die Parkposition in vielen Fällen von der für die Spulenkopplung idealen Position abweicht, entstehen Fehlpositionierungen der Spulen, die zu einer Verringerung des Kopplungsfaktors k (und somit der übertragenen Leistung) führen können. Um eine unveränderliche Leistungsübertragung bei einer veränderlichen Spulenausrichtung zu erzielen, muss der primärseitige Spulenstrom elektronisch nachgeregelt werden. In diesem Abschnitt wird die Körperexposition in Form der Basiswerte und der abgeleiteten Werte der ICNIRP hinsichtlich ihrer Abhängigkeiten von den sich bei Fehlpositionierungen ergebenden Kopplungsfaktoren k des vorgestellten IPTs bei einer konstanten Leistungsübertragung von $P = 7,7 \text{ kW}$ untersucht.

Zur Abdeckung einiger realistischer Fälle von Fehlpositionierungen werden das Auto (mit der daran befindlichen Empfängerspule) und das Körpermodell um $\pm 15 \text{ cm}$ in Längsrichtung (x -Richtung, Fahrtrichtung des Fahrzeugs) und/oder um $\pm 15 \text{ cm}$ in Querrichtung (y -Richtung) verschoben. Zur Kennzeichnung der Verschiebungen werden die Größen $\Delta x = \{-15 \text{ cm}, 0 \text{ cm}, 15 \text{ cm}\}$ und $\Delta y = \{-15 \text{ cm}, 0 \text{ cm}, 15 \text{ cm}\}$ eingeführt. Insgesamt ergeben sich damit acht mögliche Fehlpositionierungen. Die neunte Position ist die horizontal zentrierte Ausrichtung der Spulen ($\Delta x = 0 \text{ cm}$, $\Delta y = 0 \text{ cm}$), wie sie bereits im vorigen Abschnitt betrachtet wurde. Abbildung 3.48 zeigt die Fehlpositionierung für den Fall ($\Delta x = 0 \text{ cm}$, $\Delta y = 15 \text{ cm}$).

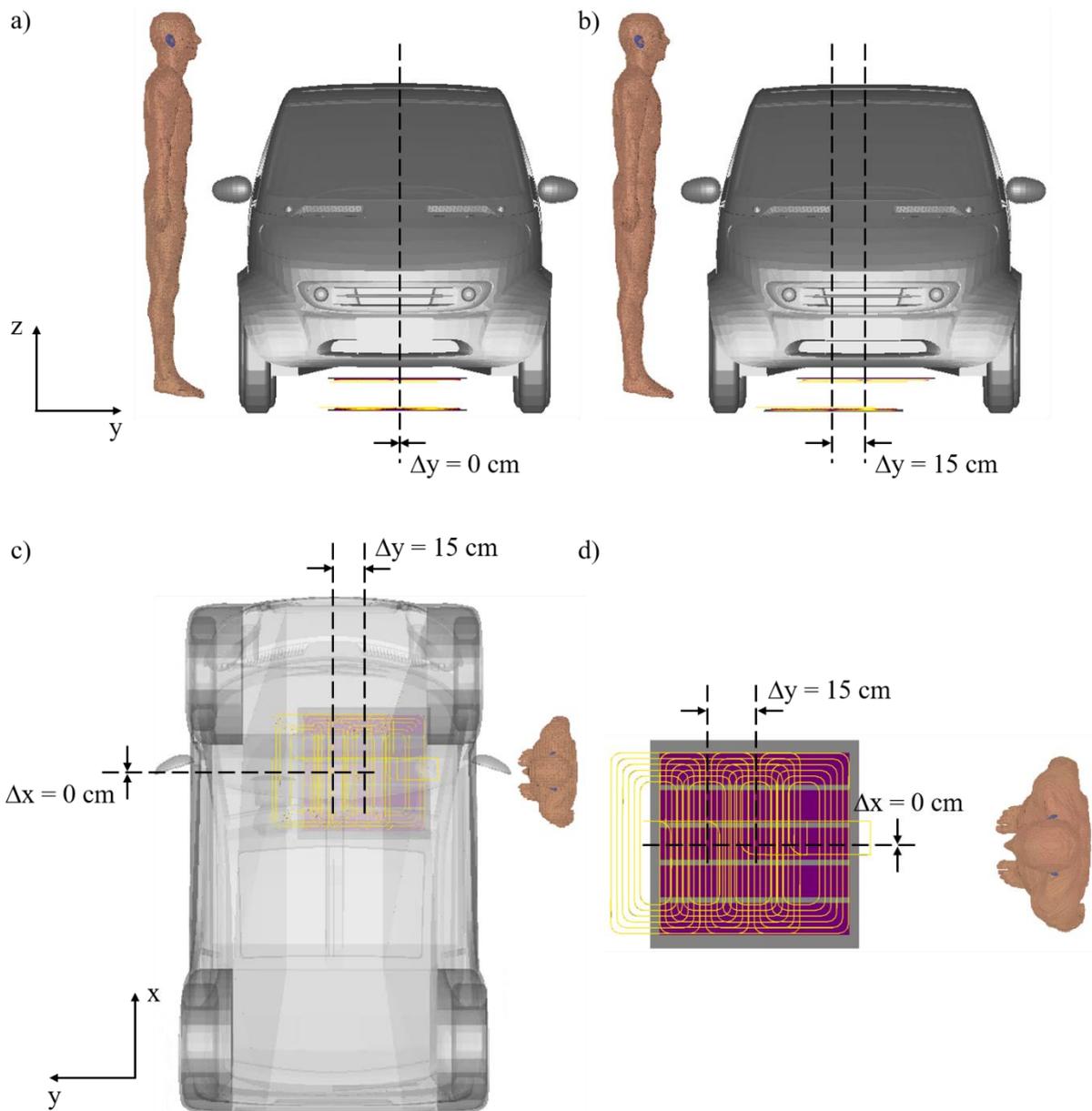


Abbildung 3.48: Fehlpозиtionierung des Autos gegenüber der Primärseite des auf dem Boden positionierten IPTs: a) $\Delta y = 0$ cm (Frontalansicht), b) $\Delta y = 15$ cm (Frontalansicht), c) $\Delta y = 15$ cm (Draufsicht) und d) $\Delta y = 15$ cm (Draufsicht, nur IPT)

Die Exposition des Körpers wurde in Abhängigkeit der sich durch die Fehlpозиtionierungen ergebenden Kopplungsfaktoren k simuliert, wobei das IPT immer so gespeist wird, dass sich eine übertragene Leistung von 7,7 kW ergibt. Tabelle 6 gibt für die Frequenz $f = 85$ kHz sowie für alle Spulenpositionierungen (Δx , Δy) die Kopplungsfaktoren k , die Effektivwerte der primären Quellströme $I_{p,eff}$ und die sekundärseitigen Last-Widerstände R_L an [119].

Tabelle 6: Kopplungsfaktoren k , primäre Spulenströme $I_{p,eff}$ (Effektivwerte) und Lastwiderstände R_L in Abhängigkeit von Fehlpositionierungen der Spulen (Δx , Δy) für die Frequenz $f = 85$ kHz und eine übertragene Leistung von $P = 7,7$ kW

Induktives Ladesystem (P = 7,7 kW)				
$\Delta x / \text{cm}$	$\Delta y / \text{cm}$	k	$I_{p,eff} / \text{A}$	R_L / Ω
-15	-15	0,010	100,0	0,3
-15	0	0,200	18,1	7,6
-15	15	0,041	48,8	1,3
0	-15	0,040	45,9	1,3
0	0	0,355	14,6	10,7
0	15	0,100	29,5	3,1
15	-15	0,018	94,0	0,6
15	0	0,247	17,7	7,6
15	15	0,034	49,5	1,1

Für alle in Tabelle 6 gezeigten Kombinationen aus Δx und Δy sowie für beide Fahrzeugmodelle (Smart und Passat) wurden die Expositionssimulationen unter Verwendung der Co-Sim. SF-FDTD-Methode durchgeführt. Daraus ergeben sich insgesamt 36 Szenarien. Als Beispiel werden zunächst die Ergebnisse der Simulationen unter Verwendung des aus Stahl modellierten Modells „Smart“ für die in Abbildung 3.48 gezeigte Fehlpositionierung ($\Delta x = 0$ cm, $\Delta y = 15$ cm) dargestellt. Um den Einfluss der Fehlpositionierung der Spulen auf das magnetische Quellfeld sichtbar zu machen, werden in Abbildung 3.49 die Verteilungen der normierten magnetischen Feldstärke für die zentrierte Ausrichtung der Spulen ($\Delta x = 0$ cm, $\Delta y = 0$ cm) in a) sowie für die Fehlpositionierung ($\Delta x = 0$ cm, $\Delta y = 15$ cm) in b) gezeigt. Man kann in b) erkennen, dass das magnetische Streufeld auf der Seite links neben dem Fahrzeug (Bereich des exponierten Körpers) bei Fehlpositionierung leicht ansteigt. Dies liegt daran, dass sich die primäre Spule nun aufgrund der Verschiebung des Fahrzeugs nach rechts (in positive y-Richtung) näher an dem Bereich des exponierten Menschen befindet. (Der Abstand zwischen Mensch und Fahrzeug bleibt unverändert.) Aufgrund der nun geringeren Abschirmung der Karosserie in diese Richtung steigt das Streufeld deutlich an. Zusätzlich – wie Tabelle 6 zu entnehmen ist – verringert sich der Kopplungsfaktor durch die Fehlpositionierung von $k(\Delta x = 0$ cm, $\Delta y = 0$ cm) = 0,355 auf $k(\Delta x = 0$ cm, $\Delta y = 15$ cm) = 0,100. Durch die geringere Kopplung der

Spulen erhöht sich der für eine unveränderliche Leistungsübertragung von $P = 7,7 \text{ kW}$ notwendige Spulenstrom von $I_{p,\text{eff}}(\Delta x = 0 \text{ cm}, \Delta y = 0 \text{ cm}) = 14,6 \text{ A}$ auf $I_{p,\text{eff}}(\Delta x = 0 \text{ cm}, \Delta y = 15 \text{ cm}) = 29,5 \text{ A}$. Die Erhöhung des primärseitigen Spulenstroms führt zusätzlich zu einer Erhöhung des magnetischen Quellfeldes des IPTs (und somit der Exposition des Körpermodells). Die Ausschöpfungen des Effektivwerts des abgeleiteten Grenzwerts der ICNIRP für die magnetische Flussdichte ($27 \mu\text{T}$) ergeben sich zu $\sim 24,8\%$ für a) und $\sim 88,2\%$ für b).

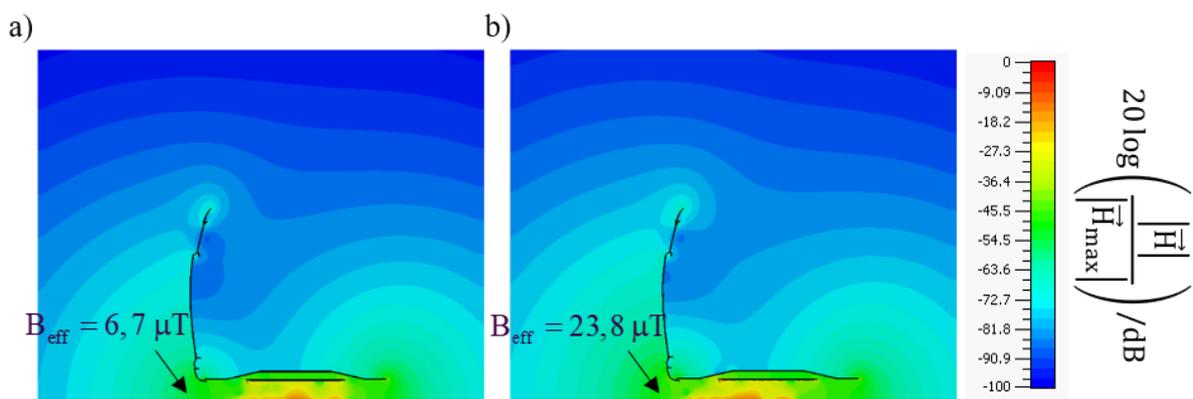


Abbildung 3.49: Verteilungen der normierten magnetischen Feldstärke erzeugt durch das IPT in einer vertikalen Ebene mittig durch die Spulenanordnung bzw. in einer Querschnittsfläche durch das aus Stahl modellierte Modell des Smart a) für eine horizontal zentrierte Ausrichtung der Spulen ($\Delta x = 0 \text{ cm}, \Delta y = 0 \text{ cm}$) und b) für eine Fehlpositionierung der Spulen ($\Delta x = 0 \text{ cm}, \Delta y = 15 \text{ cm}$)

Abbildung 3.50 zeigt die Verteilungen der normierten körperinternen elektrischen Feldstärke in der Medianebene sowie in einem Frontalschnitt des Körpers bei Exposition des Körpermodells durch die in Abbildung 3.49 dargestellten Magnetfelder für eine horizontal zentrierte Ausrichtung der Spulen ($(\Delta x = 0 \text{ cm}, \Delta y = 0 \text{ cm})$, a)) und für die Fehlpositionierung ($\Delta x = 0 \text{ cm}, \Delta y = 15 \text{ cm}$) (b)). Der Effektivwert der elektrischen Feldstärke wurden über das Volumen eines jeden Voxels im Körpermodell gemittelt. Aus der Menge der sich ergebenden Werte wurde für beide Szenarien das 99. Perzentil ermittelt. Diese Werte ergeben sich wie folgt: $\sim 0,058 \text{ V/m}$ für a) (0,51% des ICNIRP-Basiswerts) und $0,144 \text{ V/m}$ für b) (1,25% des ICNIRP-Basiswerts). Aufgrund des höheren magnetischen Expositionsfeldes im Fall der Fehlpositionierung der Spulen ergeben sich höhere elektrische Feldstärken im Körper, was auch zu einem höheren Wert des 99. Perzentils der über die Voxelvolumina gemittelten elektrischen Feldstärke führt.

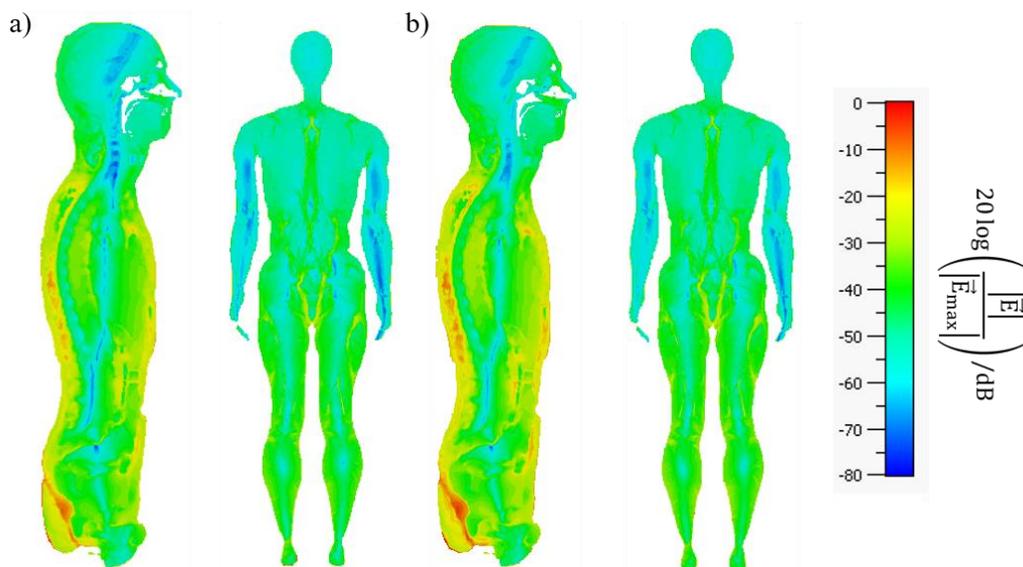


Abbildung 3.50: Verteilungen der normierten elektrischen Feldstärke in der Medianebene sowie in einem Frontalschnitt des Körpermodells bei Exposition des Körpers durch die in Abbildung 3.49 gezeigten niederfrequenten Magnetfelder des IPTs a) für eine horizontal zentrierte Ausrichtung der Spulen ($\Delta x = 0$ cm, $\Delta y = 0$ cm) und b) für eine Fehlpositionierung der Spulen ($\Delta x = 0$ cm, $\Delta y = 15$ cm)

Alle weiteren Ergebnisse der für diesen Abschnitt durchgeführten Expositionssimulationen werden in den folgenden beiden Tabellen in Form der Effektivwerte der punktuell ausgewerteten magnetischen Flussdichte B_{eff} sowie des 99. Perzentils und des Maximums der Voxel-gemittelten elektrischen Feldstärke ($\bar{E}_{\text{Voxel},99.\text{P},\text{eff}}$ und $\bar{E}_{\text{Voxel},\text{max},\text{eff}}$, Effektivwerte) in Abhängigkeit der Fehlpositionierungen (Δx , Δy) bzw. der sich daraus ergebenden Kopplungsfaktoren k für eine unveränderliche Leistungsübertragung von $P = 7,7$ kW angegeben. Tabelle 7 zeigt die erläuterten Auswertungen zunächst für das Fahrzeugmodell „Smart“. Tabelle 8 zeigt die entsprechenden Auswertungen für den „Passat“. Die Ergebnisse der Tabellen zeigen keine Grenzwertüberschreitungen der Größe $\bar{E}_{\text{Voxel},99.\text{P},\text{eff}}$. Der maximale Wert des 99. Perzentils der körperinternen elektrischen Feldstärke ergibt sich zu $0,46$ V/m und entspricht 4% des ICNIRP-Basiswerts. Bei einer „konservativen“ Expositionsbewertung hinsichtlich der abgeleiteten Werte (Effektivwerte der magnetischen Flussdichte) treten vereinzelt Grenzwertüberschreitungen auf. Der größte Wert von B_{eff} liegt bei $41,6$ μT ($\sim 154\%$ des abgeleiteten Werts der ICNIRP). Insofern die Bestimmung der expositionsbedingten körperinternen elektrischen Feldstärke-Verteilung möglich ist, ist eine Bewertung hinsichtlich der Basiswerte ausschlaggebend, auch wenn eine Überschreitung der abgeleiteten Werte vorliegt. Daher liegen in den hier gezeigten Expositionsszenarien keine kritischen Fälle hinsichtlich einer Bewertung gemäß der ICNIRP-Empfehlungen vor. Aufgrund von Kritiken gegenüber der Expositionsbewertung hinsichtlich des

99. Perzentils der Voxel-gemittelten körperinternen elektrischen Feldstärke [48] sind in den folgenden Tabellen zusätzlich die Maxima dieser Größe angegeben. Ob eine Expositionsbeurteilung auf Basis der $\bar{E}_{\text{Voxel,max,eff}}$ -Werte sinnvoller ist, soll hier nicht beurteilt werden. Aufgrund numerischer Artefakte kann es sich bei diesen Werten auch um unphysikalisch hohe Feldstärke-Werte handeln, weshalb $\bar{E}_{\text{Voxel,max,eff}}$ zunächst als nicht-repräsentativ für die Bewertung der Körperexposition erscheint.

Tabelle 7: Kopplungsfaktoren k , punktuell ausgewertete magnetische Flussdichte B_{eff} (Effektivwert) sowie 99. Perzentil und Maximum der Voxel-gemittelten elektrischen Feldstärke ($\bar{E}_{\text{Voxel,99.P.,eff}}$ und $\bar{E}_{\text{Voxel,max,eff}}$, Effektivwerte) in Abhängigkeit der Fehlpositionierungen (Δx , Δy) der Spulen des unter dem Smart-Modell positionierten IPTs bei einer übertragenen Leistung von $P = 7,7 \text{ kW}$ (Für die Größen B_{eff} und $\bar{E}_{\text{Voxel,99.P.,eff}}$ sind die Ausschöpfungen der jeweiligen ICNIRP-Grenzwerte in % mit angegeben.)

Induktives Ladesystem, $P = 7,7 \text{ kW}$, Fahrzeugmodell „Smart“								
$\Delta x /$ cm	$\Delta y /$ cm	k	Stahl-Karosserie			Carbon-Karosserie		
			$B_{\text{eff}} /$ μT	$\bar{E}_{\text{Voxel,99.P.,eff}}$ / (V/m)	$\bar{E}_{\text{Voxel,max,eff}}$ / (V/m)	$B_{\text{eff}} /$ μT	$\bar{E}_{\text{Voxel,99.P.,eff}}$ / (V/m)	$\bar{E}_{\text{Voxel,max,eff}}$ / (V/m)
-15	-15	0,010	35,1 (130%)	0,45 (3,9%)	7,33	7,0 (26%)	0,46 (4,0%)	6,58
-15	0	0,200	7,3 (27%)	0,08 (0,7%)	1,75	5,8 (21%)	0,08 (0,7%)	1,76
-15	15	0,041	35,4 (131%)	0,25 (2,2%)	8,15	28,5 (106%)	0,25 (2,2%)	7,12
0	-15	0,040	17,5 (65%)	0,21 (1,8%)	3,61	14,1 (52%)	0,21 (1,8%)	3,32
0	0	0,355	6,7 (25%)	0,06 (0,5%)	1,01	5,3 (20%)	0,06 (0,5%)	1,12
0	15	0,100	23,8 (88%)	0,14 (1,2%)	2,30	18,5 (69%)	0,15 (1,3%)	2,67
15	-15	0,018	37,0 (137%)	0,43 (3,7%)	11,34	30,2 (112%)	0,45 (3,9%)	10,23
15	0	0,247	8,4 (31%)	0,07 (0,6%)	1,51	6,6 (24%)	0,08 (0,7%)	1,64
15	15	0,034	41,6 (154%)	0,24 (2,1%)	6,45	27,4 (101%)	0,25 (2,2%)	6,11

Tabelle 8: Kopplungsfaktoren k , punktuell ausgewertete magnetische Flussdichte B_{eff} (Effektivwert) sowie 99. Perzentil und Maximum der Voxel-gemittelten elektrischen Feldstärke ($\bar{E}_{\text{Voxel},99.P.,\text{eff}}$ und $\bar{E}_{\text{Voxel},\text{max},\text{eff}}$, Effektivwerte) in Abhängigkeit der Fehlpositionierungen (Δx , Δy) der Spulen des unter dem Passat-Modell positionierten IPTs bei einer übertragenen Leistung von $P = 7,7 \text{ kW}$ (Für die Größen B_{eff} und $\bar{E}_{\text{Voxel},99.P.,\text{eff}}$ sind die Ausschöpfungen der jeweiligen ICNIRP-Grenzwerte in % mit angegeben.)

Induktives Ladesystem, $P = 7,7 \text{ kW}$, Fahrzeugmodell „Passat“								
$\Delta x /$ cm	$\Delta y /$ cm	k	Stahl-Karosserie			Carbon-Karosserie		
			$B_{\text{eff}} /$ μT	$\bar{E}_{\text{Voxel},99.P.,\text{eff}}$ / (V/m)	$\bar{E}_{\text{Voxel},\text{max},\text{eff}}$ / (V/m)	$B_{\text{eff}} /$ μT	$\bar{E}_{\text{Voxel},99.P.,\text{eff}}$ / (V/m)	$\bar{E}_{\text{Voxel},\text{max},\text{eff}}$ / (V/m)
-15	-15	0,010	35,7 (132%)	0,29 (2,5%)	4,94	28,7 (106%)	0,38 (3,3%)	5,50
-15	0	0,200	7,3 (27%)	0,05 (0,4%)	1,68	5,7 (21%)	0,08 (0,7%)	1,19
-15	15	0,041	31,1 (115%)	0,18 (1,6%)	16,71	22,9 (85%)	0,24 (2,1%)	10,65
0	-15	0,040	17,3 (64%)	0,13 (1,1%)	2,95	3,5 (13%)	0,17 (1,5%)	3,23
0	0	0,355	6,5 (24%)	0,04 (0,3%)	0,83	5,0 (19%)	0,06 (0,5%)	0,91
0	15	0,100	21,1 (78%)	0,12 (1,0%)	5,05	15,7 (58%)	0,15 (1,3%)	4,36
15	-15	0,018	36,5 (135%)	0,29 (2,5%)	8,60	29,9 (111%)	0,37 (3,2%)	8,68
15	0	0,247	8,1 (30%)	0,06 (0,5%)	2,34	6,4 (24%)	0,07 (0,6%)	1,66
15	15	0,034	35,5 (131%)	0,21 (1,8%)	17,20	27,0 (100%)	0,25 (2,2%)	13,74

Eine weitere Darstellung der Abhängigkeiten der in Tabelle 7 und Tabelle 8 gezeigten $\bar{E}_{\text{Voxel},99.P.,\text{eff}}$ -Werte von den sich bei den Fehlpositionierungen ergebenden Kopplungsfaktoren k wird in Abbildung 3.51 dargestellt. Die Größe $\bar{E}_{\text{Voxel},99.P.,\text{eff}}(k)$ wird in dem gezeigten Diagramm in Form von Datenpunkten dargestellt. Da diese Datenpunkte häufig sehr nah beieinander liegen und um eine bessere Darstellungen der Abhängigkeit $\bar{E}_{\text{Voxel},99.P.,\text{eff}}(k)$ zu zeigen, sind die einzelnen Datenpunkte durch Geraden verbunden. Man kann anhand der Verläufe erkennen, dass $\bar{E}_{\text{Voxel},99.P.,\text{eff}}$ mit kleiner werdendem Kopplungsfaktor k überwiegend größere Werte annimmt. Dies liegt primär daran, dass für eine unveränderliche Leistungsübertragung der Pri-

märstrom $I_{p,eff}$ erhöht werden muss, sobald sich aufgrund einer Fehlpositionierung eine schwächere Spulenkopplung ergibt. Eine Erhöhung des Spulenstrom $I_{p,eff}$ hat dann wiederum eine Erhöhung des generierten Magnetfeldes zur Folge. Zusätzlich kann es bei Fehlpositionierungen zu einer Veränderung der Schirmwirkung der Fahrzeugkarosserie kommen, was ebenfalls eine Veränderung des magnetischen Quellfeldes – und somit der Exposition – verursachen kann. Es ist jedoch auch ein Einbruch in dem $\bar{E}_{Voxel,99,P.,eff}(k)$ -Verlauf zu erkennen. Diese Werte resultieren aus den Simulationen der Szenarien mit der Fehlpositionierung ($\Delta x = 0$ cm, $\Delta y = -15$ cm). Bei dieser Fehlpositionierung ist der Abstand zwischen Primärspule und exponiertem Körper größer als bei einer zentrierten Ausrichtung der Spulen ($\Delta x = 0$ cm, $\Delta y = 0$ cm). Die aus der Fehlpositionierung resultierende stärkere Schirmung des Magnetfeldes in Richtung des exponierten Körpers sowie der größere Abstand der Primärspule zum Körper könnten zu dem Einbruch des Verlaufs von $\bar{E}_{Voxel,99,P.,eff}(k)$ führen.

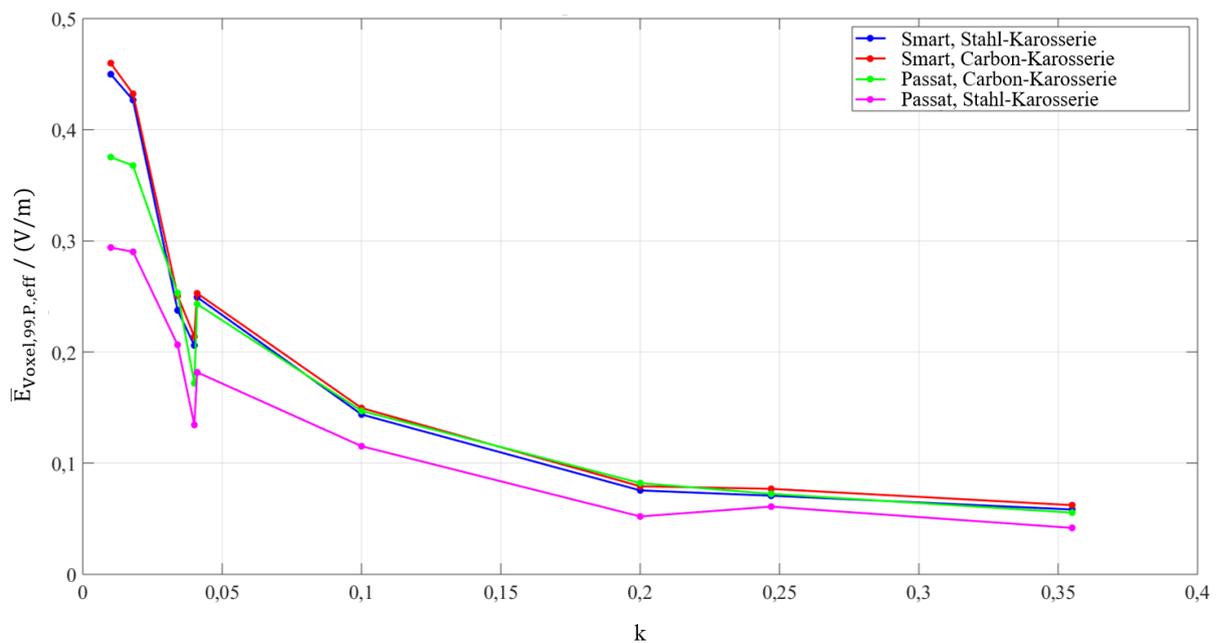


Abbildung 3.52: Darstellung der Abhängigkeit des 99. Perzentils der körperinternen und Voxel-gemittelten elektrischen Feldstärke $\bar{E}_{Voxel,99,P.,eff}$ (Effektivwert) in Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor k für die zuvor gezeigten Expositionsszenarien mit den Fahrzeugmodellen „Smart“ und „Passat“ und für jeweils zwei unterschiedliche Karosseriematerialien (Stahl und Carbon)

3.8 Kapitelzusammenfassung

In Kapitel 3 werden zwei Zweischritt-Verfahren zur Simulation der Exposition von Menschen gegenüber NF-EM-Feldern präsentiert [24], [25], deren Entwicklung durch NF-Expositionsszenarien motiviert ist, bei denen Menschen durch Magnetfelder exponiert werden, die von IPTs (Abschnitt 3.1) für (hybrid-)elektrische Fahrzeuge erzeugt werden. Mittels der Zweischritt-Verfahren sollen Expositionssimulationen zur Bewertung der Körperexposition hinsichtlich von der ICNIRP empfohlener Grenzwerte [1], [2], [3] (magnetische Flussdichte des Quellfeldes und körperinterne elektrische Feldstärke, siehe Abschnitt 1.3) durchgeführt werden. Die Verfahren bieten eine alternative Vorgehensweise zur Durchführung direkter/monolithischer Simulationen unter Verwendung von Feldlösern auf Basis der MQS-Formulierung (Abschnitt 3.3). Da die in den schwach leitfähigen biologischen Geweben induzierten Wirbelströme so klein sind, dass sie eine vernachlässigbare Rückwirkung auf das magnetische Quellfeld haben [26], wird innerhalb der Zweischritt-Verfahren zunächst das magnetische Quellfeld (mit schirmenden Geometrien, ohne Körpermodell) in einem ersten Schritt und die Körperexposition in einem zweiten Schritt simuliert.

Das erste, hier mit der Nomenklatur und den Operatoren der FIT [7] (Abschnitt 3.2) definierte Zweischritt-Verfahren – der Co-Sim. SPFD-Methode [24] – ist eine Erweiterung der SPFD-Methode [28], [92] und wird in Abschnitt 3.4 vorgestellt. Die SPFD-Methode wird hier mit einem auf der Tree-Cotree-Gauging-Technik [33] basierenden Algorithmus so erweitert, dass das für die Berechnung der expositionsbedingten elektrischen Feldstärke in einem Ganzkörpermodell (Lösung einer diskreten Poisson-Gleichung (3.38), zweiter Schritt der Methode) benötigte körperinterne magnetische Vektorpotential aus einem magnetischen Quellfeld (erster Simulationsschritt der Methode) abgeleitet werden kann. Das magnetische Quellfeld kann dabei unter Verwendung eines beliebigen Magnetfeld-Lösers simuliert werden.

Das zweite, in Abschnitt 3.5 präsentierte Zweischritt-Verfahren ist die Co-Sim. SF-FDTD-Methode [25]. Diese Erweiterung der SF-FDTD-Methode [32] basiert auf einer speziellen Anpassung des Huygens'schen Äquivalenzprinzips [29], [30], [31], bei der tangential elektrische Oberflächenstromdichten auf einer den exponierten Körper umgebenden, geschlossenen Fläche das in einem ersten Simulationsschritt berechnete magnetische Quellfeld repräsentieren. Im zweiten Simulationsschritt werden die von den elektrischen Oberflächenstromdichten erzeugten Felder innerhalb der geschlossenen Fläche und des Körpermodells berechnet. Zusätzlich bietet diese Zweischritt-Methode die Möglichkeit der Skalierung der Rechenfrequenz.

Die Abschnitte 3.4.3 und 3.5.2 c) sowie Abschnitt 3.6 zeigen Validationen und Vergleiche der Methoden anhand des Vergleichs der Ergebnisse mit monolithischen Feldlösungen.

Zum Abschluss des Kapitels werden in Abschnitt 3.7 realistische Expositionsszenarien unter Verwendung der Co-Sim. SF-FDTD-Methode simuliert. Die Expositionsmodelle enthalten realistische Modelle eines IPTs [34], zweier Fahrzeuge mit verschiedenen Karosseriematerialien (Stahl und Carbon) sowie eines Menschen. Expositionssimulationen und -bewertungen werden in Abhängigkeit verschiedener Karosseriematerialien sowie von Fehlpositionierungen der Spulen des IPTs durchgeführt.

3.9 Fazit und Ausblick

Es konnte gezeigt werden, dass sich die in diesem Kapitel präsentierten Zweischnitt-Verfahren gut für die Anwendung zur Simulation der Körperexposition gegenüber NF-Magnetfelder (hier: erzeugt von IPTs in Automobilen) eignen. Im Hinblick auf den Einsatz einer großen Auswahl an Simulationswerkzeugen für Magnetfeld- und Expositionssimulationen besitzen die Verfahren eine hohe Flexibilität. Außerdem zeigen die Validationen (Abschnitte 3.4.3 und 3.5.2 c)) und der Vergleich der Methoden (Abschnitt 3.6) gute Übereinstimmungen der Ergebnisse mit monolithischen Referenzlösungen. Der numerische Aufwand bei der Durchführung der hier gezeigten Expositionssimulationen konnte durch Anwendung der Zweischnitt-Methoden deutlich reduziert werden (im Vergleich zu direkten/monolithischen Verfahren, siehe Abschnitt 3.6). Expositionssimulationen mit der Co-Sim. SF-FDTD-Methode (und anschließende Expositionsbewertungen anhand der ICNIRP-Richtlinien) liefern lediglich Überschreitungen der abgeleiteten Werte („konservative“ Abschätzung) jedoch keine Überschreitungen der Basiswerte der körperinternen elektrischen Feldstärke.

Da innerhalb beider Zweischnitt-Verfahren das für den zweiten Schritt (Expositionssimulation) benötigte Magnetfeld mit einem beliebigen, geeigneten Verfahren bestimmt werden kann, ist für die Bestimmung des Quellfeldes auch der Einsatz messtechnischer Verfahren denkbar. Erste Ansätze zu einer Kopplung der SPFD-Methode mit einem messtechnischen Verfahren sind in [105] und [106] zu finden.

Bei Simulationen mit feiner aufgelösten Menschmodellen kann die Anwendung der in dieser Arbeit vorgestellten Implementierung der Co-Sim. SPFD-Methode aufgrund des begrenzten Arbeitsspeichers der verwendeten GPUs an die Grenzen ihrer Anwendbarkeit stoßen. Daher kann eine Parallelisierung des verwendeten Gleichungslösers auf weiteren Prozessoren erforderlich sein. Die Verwendung einer geometrischen Multigrid-Methode, wie sie beispielsweise in [120] zur Lösung der diskreten Poisson-Gleichung innerhalb der SPFD-Methode eingesetzt wird, kann zusätzlich das Verfahren beschleunigen. Dies gilt auch für algebraische Multigrid-Verfahren.

Die Co-Sim. SF-FDTD-Methode bietet gegenüber der Co-Sim. SPFD-Methode den Vorteil, dass sie bereits innerhalb eines einzigen Software-Pakets implementierbar ist, was den Datentransfer zwischen den einzelnen Simulationsschritten deutlich vereinfachen und beschleunigen kann. Außerdem sind in diesem Fall keine weiteren Schnittstellen zwischen verschiedenen Feldlösern zu programmieren. Die in dieser Arbeit gezeigte Implementierung der Co-Sim. SF-

FDTD-Methode ermöglicht auch die Verwendung feiner aufgelöster Menschmodelle, wohingegen die Co-Sim. SPFD-Methode aufgrund des zuvor erwähnten begrenzten Arbeitsspeichers dabei an die Grenzen ihrer Anwendbarkeit stoßen kann.

Die gezeigten numerischen Simulationen mit der Co-Sim. SF-FDTD-Methode (IPT mit Fahrzeug und Mensch) zeigen ebenfalls die flexible Anwendbarkeit dieser Methode. Die Ergebnisse dieser Simulationen liefern eine gute Abschätzung der Exposition von Menschen, die sich in der Nähe von (hybrid-)elektrischen Fahrzeugen aufhalten, deren Batterien mit IPTs geladen werden. Dabei wird gezeigt, dass sich in den hier gezeigten Szenarien keine gesundheitsgefährdenden Expositionen hinsichtlich der ICNIRP-Empfehlungen ergeben.

4 Simulation der Exposition des menschlichen Körpers durch hochfrequente elektromagnetische Felder

In diesem Kapitel wird eine Vorgehensweise vorgestellt, mit der die Exposition von Menschen gegenüber hochfrequenten elektromagnetischen Feldern bestimmt werden kann. Hochfrequente Felder werden überwiegend von Antennen emittiert, wie sie beispielsweise im Rundfunk, in der Radartechnik, in WLAN-Routern, in der Medizintechnik oder im Mobilfunk eingesetzt werden. Numerische und messtechnische dosimetrische Untersuchungen wurden in den letzten Jahrzehnten vorwiegend im Frequenzbereich des Mobilfunks zwischen 400 und 2500 MHz durchgeführt. In dieser Arbeit wird eine Feldquelle betrachtet, die in Deutschland im Bereich des digitalen Funks von Behörden und Organisationen mit Sicherheitsaufgaben (BOS) eingesetzt wird und nach dem TETRA-Standard (TETRA = terrestrial trunked radio) betrieben wird. Der Bereich der Betriebsfrequenzen von Endgeräten, die nach dem TETRA-Standard funktionieren, liegt zwischen 380 und 400 MHz und damit deutlich unter dem Frequenzbereich des Mobilfunks. Wie bereits bei den Erläuterungen zu den Grenzwerten für den Personenschutz in Abschnitt 1.3 erklärt wurde, ist die zu berücksichtigende Wechselwirkung hochfrequenter Felder mit dem Körper die Erwärmung biologischen Gewebes, die durch die Einhaltung von Grenzwerten für die Spezifische Absorptionsrate (SAR) (Abschnitt 1.3.2 a)) begrenzt werden soll. Da es sich bei den Grenzwerten für die SAR um Basiswerte handelt, die in komplexen anatomischen Gewebeverteilungen nicht messbar sind, ist zur Bestimmung der SAR-Verteilungen in einem exponierten Körper der Einsatz von numerischen Methoden erforderlich. Im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Szenarien – die Exposition des menschlichen Körpers durch das Strahlungsfeld einer Antenne – stellen sehr komplexe Anordnungen dar, die nur mit numerischen Verfahren wie der Finite Elemente-Methode (FEM) oder dem Finite Differenzen (FD-)Verfahren bzw. der Finiten Integrationstechnik (FIT) (Abschnitt 3.2), die alle drei eine hoch auflösende Modellbildung erlauben, bearbeitet werden können.

In [121] wurde bereits die Exposition durch elektromagnetische Felder von nach dem TETRA-Standard betriebenen Handsprechfunkgeräten untersucht. Dabei ergibt sich, dass bei einer realistischen, zeitlich gemittelten abgegebenen Leistung einer in den Funkgeräten eingesetzten

Antenne von 0,25 W der Grenzwert für die Allgemeinbevölkerung der über Volumina mit 10 g Gewebemasse gemittelten SAR (SAR_{10g}) für Kopf und Rumpf nicht überschritten werden. Bei einer kontinuierlichen abgegebenen Leistung von 1 W kommt es jedoch bei bestimmten Szenarien zu Überschreitungen des Grenzwerts. In Arbeiten von Dimbylow et al. [122] und Alistar et al. [123] wird die Exposition eines menschlichen Kopfes durch das elektromagnetische Feld eines Handsprechfunkgerätes simuliert, dessen Antenne eine Leistung von 3 W abgibt. Hierbei werden ebenfalls Überschreitungen des SAR_{10g} -Grenzwerts ermittelt, wenn sich der Sender direkt vor oder neben dem Kopf befindet. Die Simulation der Exposition eines vereinfachten Modells einer schwangeren Frau durch das Feld eines bei 400 MHz betriebenen und eine Leistung von 1 W abgebenden Senders nach dem TETRA-Standard wurde von Živković et al. in [124] durchgeführt. Es ergeben sich keine Grenzwertüberschreitungen. Ruddle et al. [125] untersuchten die Exposition der Insassen eines Autos durch multiple Quellen. Darunter befindet sich unter anderem eine bei 400 MHz betriebene und eine maximale Leistung von 3 W abgebende Quelle. Es zeigt sich, dass sich bei dem alleinigen Betrieb dieser Quelle keine Grenzwertüberschreitungen einstellen. Erst bei dem gleichzeitigen Betrieb mehrere Quellen kann die Exposition hinsichtlich der ICNIRP-Grenzwerte kritisch werden.

Das Ziel der für diese Arbeit durchgeführten Untersuchungen war die Bestimmung und Bewertung der in einer exponierten Person verursachten SAR-Werte (Ganzkörper-SAR und Teilkörper-SAR) in Abhängigkeit der von einer Antenne abgegebenen Leistung P_s . Bei der exponierten Person handelt es sich um einen Motorradfahrer, auf dessen Fahrzeug eine nach dem TETRA-Standard betriebene Antenne installiert ist. Für die durchgeführten Untersuchungen wurde entschieden, die auf der FIT basierende und in dem kommerzielle Programmpaket CST Studio Suite [9] enthaltene Software CST Microwave Studio einzusetzen, die nicht nur die zur Lösung des Feldproblems benötigten Module, sondern auch die für die Bestimmung der SAR-Verteilung enthält. Sie bietet die Möglichkeit, den Ganzkörper-SAR-Wert und den Teilkörper-SAR-Wert zu berechnen. Außerdem verfügt die Software über ein CAD-Modellierungswerkzeug, mit dem auch komplexe Szenarien modelliert werden können. In die Software können externe Voxel-Modelle eingebunden werden, wodurch auch die in Abschnitt 2.1.2 vorgestellten Voxel-Modelle mit verschiedenen Körperhaltungen in den Simulationen berücksichtigt werden können.

Die innerhalb der Software CST Microwave Studio verwendete Finite Integrationstechnik (FIT), mit der die in diesem Kapitel dargestellten Simulationen durchgeführt wurden, wurde bereits in Abschnitt 3.2 erläutert. Die numerische Berechnung der abgegebenen Leistung P_s

einer Antenne über die komplexe Eingangsimpedanz an den Antennenklemmen ist sehr fehleranfällig ist, wie später in Abschnitt 4.1 genauer erläutert wird. Daher wird die hier angewendete Vorgehensweise zur Expositionsbestimmung so erweitert, dass die abgegebene Leistung einer Antenne dadurch bestimmt wird, dass man die in den verlustbehafteten Raumbereichen der Antennenumgebung in Wärme umgesetzte Leistung P_V sowie die in den Außenraum abgestrahlte Leistung P_{rad} berechnet und beide addiert. Dieses Verfahren wird in Abschnitt 4.1 erläutert.

In Abschnitt 4.2.3 werden verschiedene elektromagnetische Expositionsszenarien vorgestellt, die die Exposition eines Motorradfahrers darstellen, der auf dem Motorrad sitzt oder dahinter steht und durch das Strahlungsfeld einer im TETRA-Funk verwendeten und auf der Hinterseite des Fahrzeugs montierten Antenne exponiert wird. Zunächst wird in Abschnitt 4.2.1 a) das Funkprinzip nach dem TETRA-Standard erläutert. In Abschnitt 4.2.1 b) wird eine TETRA-Antenne vorgestellt und auf Basis der gezeigten technischen Daten ein numerisches Modell von dieser für die numerischen Simulationen gezeigt. Die Körpermodelle einer auf einem Motorrad sitzenden und einer stehenden Person wurden bereits in Abschnitt 2.1.2 präsentiert. Das benötigte Modell eines Motorrads wird in Abschnitt 4.2.2 vorgestellt.

Die Ergebnisse der durchgeführten Simulationen werden in Abschnitt 4.3 gezeigt, wobei zunächst nur das Strahlungsfeld der Antenne (ohne Berücksichtigung des Motorrad- und des Körpermodells) dargestellt werden. Die Ergebnisse der Exposition eines auf dem Motorrad sitzenden oder hinter dem Motorrad stehenden Menschen werden in Form der Verteilung der elektrischen Feldstärke sowie der körperinternen SAR-Verteilungen gezeigt. Es werden auch für realistische abgegebene Leistungen der Antenne die Ausschöpfungen der ICNIRP-Grenzwerte für die SAR angegeben. Außerdem werden die abgegebenen Antennenleistungen berechnet, bei denen die SAR-Grenzwerte gerade erreicht werden.

4.1 Bestimmung der von einer Antenne abgegebenen Leistung

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie die Belastung eines exponierten Körpers in Abhängigkeit der von einer Antenne abgegebenen Leistung P_S bestimmt werden kann. Damit ist vorgegeben, dass P_S durch das Rechenverfahren sehr genau bestimmt werden muss. Prinzipiell könnte man P_S mit dem Reflexionsfaktor r_A am Antennenfußpunkt, den Phasoren \underline{U} und \underline{I} von Spannung und Strom an den Klemmen der Antenne, der Eingangsimpedanz \underline{Z}_A und der Antenne zugeführten Leistung P_A mit Hilfe folgender Gleichung bestimmen:

$$P_S = (1 - r_A^2) P_A = (1 - r_A^2) \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ \hat{\underline{u}} \hat{\underline{i}}^* \} = (1 - r_A^2) \frac{1}{2} |\hat{\underline{i}}|^2 \operatorname{Re} \{ \underline{Z}_A \}. \quad (4.1)$$

Um mit dieser Gleichung sehr zuverlässige Ergebnisse zu erhalten, muss die Speisestelle, also der Übergang vom Speisekabel auf die Antennendrähte, sehr fein modelliert werden. Dabei kann die an den Klemmen einer HF-Schaltung gemessene oder gerechnete komplexe Eingangsimpedanz sehr stark von den geometrischen Details der Speisestelle abhängen. Die Bestimmung von P_S aus den Klemmengrößen führt daher zu einer sehr hohen Anzahl von Gitterzellen und zum anderen zu stark modellierungsabhängigen Ergebnissen.

Alternativ wird hier eine Vorgehensweise vorgestellt, bei der die abgegebene Leistung P_S einer Antenne so bestimmt wird, dass man zuerst die im betrachteten Rechengebiet von verlustbehafteten Materialien (beispielsweise die Gewebe eines Körpermodells) absorbierte Leistung P_V und anschließend die über die Randflächen des Rechengebiets abgestrahlte Leistung P_{rad} berechnet. Das Material der Feldquelle wird hier als verlustfrei angenommen. Aus der Summe von P_V und P_{rad} ergibt sich dann P_S .

Die Verlustleistung P_V ergibt sich als Volumenintegral der Leistungsdichte κE^2 (κ : Leitfähigkeit aufgrund der dielektrischen Gewebeverluste) über das Volumen des verlustbehafteten Körpers. Da sich im Fall einer numerischen Berechnung ein Volumen V aus vielen Volumenelementen ΔV zusammensetzt, ergibt sich die gesamte Verlustleistung P_V aus der Summe aller lokalen Verlustleistungen ΔP_V . Die zeitlich gemittelte Verlustleistung eines Volumens, welches sich aus differentiell kleinen Volumenelementen zusammensetzt, wird wie folgt bestimmt:

$$P_V(\vec{r}) = \frac{1}{2} \iiint_V \kappa(\vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2 dV. \quad (4.2)$$

Die Verwendung der Software CST Microwave Studio bietet den Vorteil, dass die Verlustleistung eines Objekts bei der Berechnung der SAR direkt mit ausgegeben werden kann.

Die abgestrahlte Leistung P_{rad} erhält man dadurch, dass man die durch die Randflächen des Berechnungsvolumens tretenden Normalkomponenten des Poynting-Vektors $(\vec{E} \times \vec{H}) \cdot \vec{n}$ aufintegriert. In Abbildung 4.1 ist ein Rechengebiet skizziert, das eine Feldquelle enthält sowie ein Volumen V aus elektrisch leitfähigem Material, die in einem von sechs Teilflächen F_1 bis F_6 einer geschlossenen Hüllfläche begrenzten Rechengebiet platziert sind.

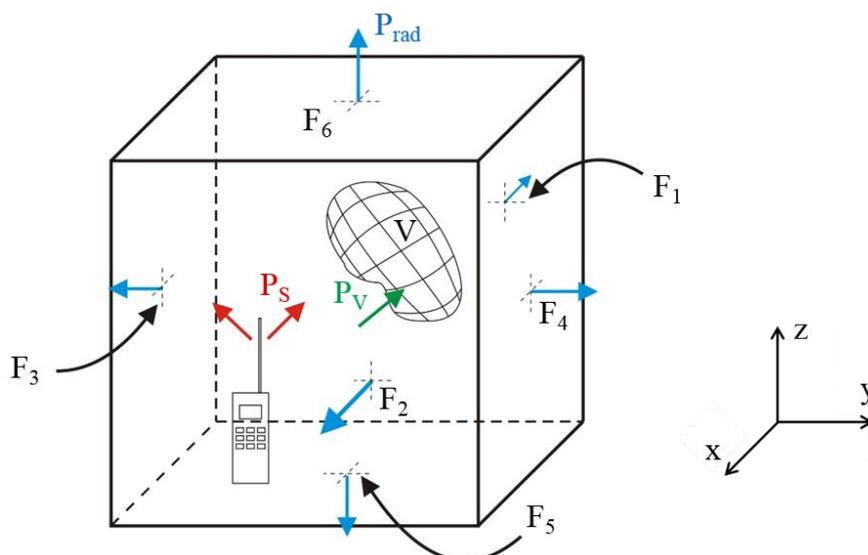


Abbildung 4.1: Szenario bestehend aus einer Feldquelle mit der abgegebenen Leistung P_s , einem verlustbehafteten Volumen V mit der absorbierten Leistung P_v und den sechs Begrenzungsflächen des Rechengebiets F_1 bis F_6 , über die die Leistung P_{rad} abgestrahlt wird

Integriert man den zeitlich gemittelten Poynting-Vektor jeweils über die sechs Teilflächen auf und addiert die sechs Integrale, erhält man die gesamte über die Begrenzungsflächen abgestrahlte Leistung P_{rad} wie folgt:

$$\begin{aligned}
 P_{\text{rad}} = \frac{1}{2} & \left(- \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \text{Re} \{ E_y H_z^* - E_z H_y^* \} dy dz \Big|_{F_1} + \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \text{Re} \{ E_y H_z^* - E_z H_y^* \} dy dz \Big|_{F_2} \right. \\
 & - \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \text{Re} \{ E_z H_x^* - E_x H_z^* \} dx dz \Big|_{F_3} + \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \text{Re} \{ E_z H_x^* - E_x H_z^* \} dx dz \Big|_{F_4} \\
 & \left. - \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \text{Re} \{ E_x H_y^* - E_y H_x^* \} dx dy \Big|_{F_5} + \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \text{Re} \{ E_x H_y^* - E_y H_x^* \} dx dy \Big|_{F_6} \right). \quad (4.3)
 \end{aligned}$$

Dabei sind $E_{x,y,z}$ und $H_{x,y,z}$ die x-, y- und z-Komponenten der Phasoren der elektrischen und magnetischen Feldstärke.

4.2 Numerische Modelle

Im Folgenden werden die für die durchgeführten Expositionssimulationen verwendeten Modelle vorgestellt. In Abschnitt 4.2.1 a) wird zunächst das Prinzip des TETRA-Funks erläutert und ein im Digitalfunk für Motorräder eingesetztes Antennenmodell vorgestellt (b)). Ein numerisches Modell eines Motorrads wird in Abschnitt 4.2.2 gezeigt. Ein Körpermodell mit geeigneter Körperhaltung einer auf einem Motorrad sitzenden Person wurde bereits in Abschnitt 2.1.2 (Abbildung 2.10 c)) vorgestellt.

4.2.1 Feldquelle

a) TETRA-Standard

Der digitale Bündelfunk nach TETRA-Standard wird in Deutschland bei Behörden und Organisationen mit Sicherheitsaufgaben (BOS) eingesetzt, wie beispielsweise bei der Feuerwehr oder der Polizei. Funkgeräte dieses Standards können sowohl transportable Handgeräte als auch fahrzeuggebundene Geräte sein. TETRA ist ein Standard des europäischen Standardisierungsinstituts für Telekommunikation ETSI (European Telecommunications Standardisation Institute) [35].

TETRA arbeitet mit dem Zeitmultiplex-Verfahren (TDMA = time division multiple access). Dieses Verfahren bietet die Möglichkeit, Signale mehrerer Sender auf einem Kanal zu übertragen, indem ein Funkkanal in mehrere Kanäle unterteilt wird. Bei TETRA wird ein Funkkanal in vier Kanäle unterteilt, die auch als Zeitschlitz bezeichnet werden. Bei der Sprachübertragung besitzt ein Zeitschlitz eine Länge von 14,167 ms, wodurch sich für alle vier Zeitschlitz eines Kanals eine „Rahmenlänge“ von 56,668 ms ergibt. Ein Gesprächskanal erzeugt also ein hochfrequentes Signal mit einer Pulsfrequenz von $1/(56,668 \text{ ms}) \approx 17,65 \text{ Hz}$. Bei der Datenübertragung lassen sich mehrere Zeitschlitz bündeln, wodurch sich auch andere Pulsfrequenzen ergeben können. Außerdem arbeitet TETRA noch mit dem Frequenzduplex-Verfahren (FDD = frequency division duplex), bei dem ein Frequenzbereich (in Deutschland zwischen 380 und 385 MHz) dem Uplink – dem Signalweg von einer Funkeinheit zu einer Basisstation – und ein anderer Frequenzbereich (Deutschland: 390 bis 395 MHz) dem Downlink – der Kommunikation in die andere Richtung – zugeordnet wird. TETRA-Endgeräte werden in verschiedene Leistungsklassen eingeteilt, die die maximale Sendeleistung eines Senders vorgeben (zwischen 0,56 W und 30 W). Die Kommunikation zwischen Endgeräten kann beim TETRA-Funk

entweder direkt (DMO = direct mode operation) oder über zellular vernetzte Basisstationen (TMO = trunked mode operation) erfolgen.

b) Modellierung einer Antenne

Die für die hier durchgeführten Untersuchungen betrachtete Antenne stammt von der Firma PROCOM [36] und wurde speziell für den Einsatz bei Motorrädern entwickelt. Bei der Antenne mit dem Modellnamen „MCA 70/TETRA“ handelt es sich um eine „ $\lambda/4$ -Groundplane“-Antenne (λ : Wellenlänge einer Frequenz, die sich etwa im Frequenzbereich möglicher Betriebsfrequenzen der Antenne befindet (380 bis 395 MHz)). Diese Antenne besteht aus einem Viertelwellen-Monopol, der an einer Metallplatte mit zwei Gegengewichtsstäben befestigt ist. Abbildung 4.2 a) zeigt ein Bild der Antennengeometrie aus einem Datenblatt [37] der Firma PROCOM. Die Speisung der Antenne erfolgt an deren Klemmen zwischen der Metallplatte sowie einem Punkt am unteren Ende des oberen Antennenstabs (Monopol). Auf Basis der Geometrieinformationen und Informationen zu den verwendeten Materialien wurde ein CAD-Modell für numerische Simulationen innerhalb der Software CST Microwave Studio erstellt, das in Abbildung 4.2 b) gezeigt ist. Die aus verchromtem Messing bestehenden Antennenstäbe sowie die Metallplatte wurden in dem CAD-Modell vereinfachend aus ideal leitendem Material (PEC) modelliert. Die die Antennenstäbe umhüllenden Schichten aus flexiblem Gummi werden in dem CAD-Modell nicht berücksichtigt, da diese in der Realität lediglich als Isolierung dienen und keinen wesentlichen Einfluss auf das Strahlungsfeld der Antenne haben. Die Speisung der Antenne zwischen dem Fußpunkt des oberen Antennenstabs sowie der Metallplatte mit den Gegengewichtsstäben wird in der numerischen Simulation als diskreter „S-Parameter-Port“ modelliert, der in Abbildung 4.2 b) rot gekennzeichnet ist und der Antenne eine Leistung von 0,5 W anbietet. Die Eingangsimpedanz der Antenne beträgt laut Datenblatt 50 Ω . Die maximale Eingangsleistung beträgt 150 W.

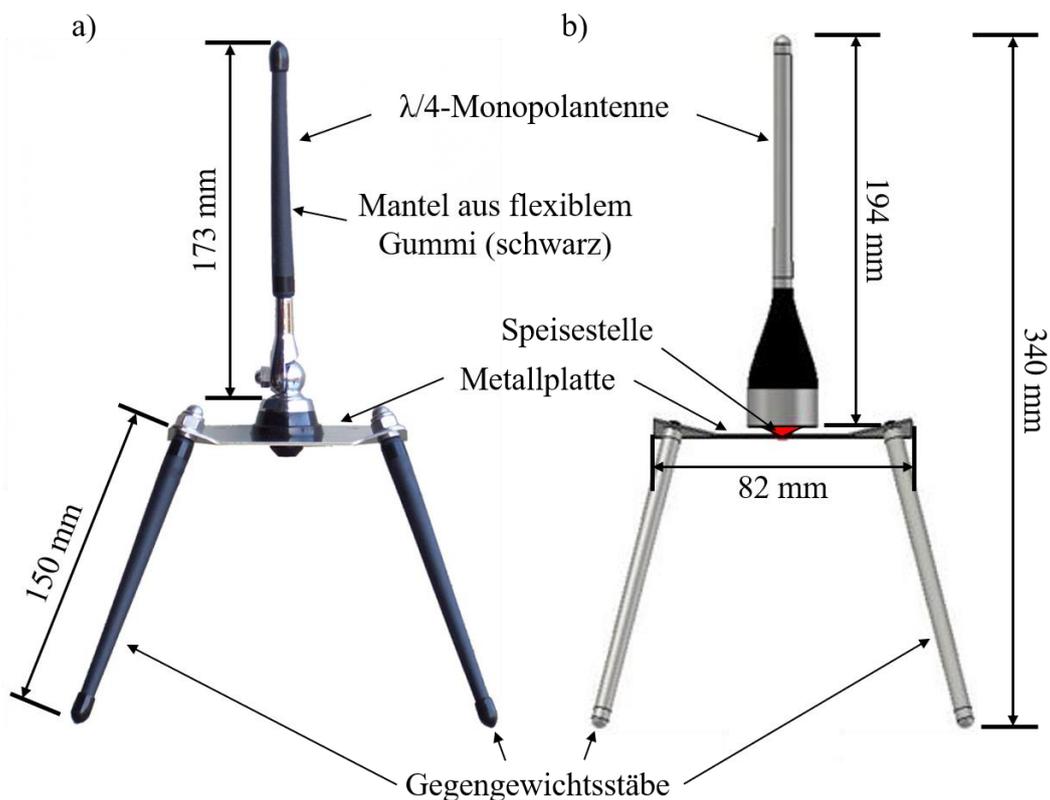


Abbildung 4.2: Verwendete „ $\lambda/4$ -Groundplane“-Antenne: a) Modellbild aus dem Datenblatt [37] der Firma PROCOM [36], b) CAD-Modell für numerische Feldsimulationen

4.2.2 Motorradmodell

Das Motorradmodell „R 1200 RT“ des Herstellers BMW wird aktuell von der deutschen Polizei bundesweit verwendet. Vereinzelt wird auch das Modell BMW R1100RT oder Modelle eines anderen Herstellers (z.B. Piaggio) eingesetzt.

In dem zur Verfügung stehenden CAD-Ausgangsmodell des Motorrads sind von jedem einzelnen Objekt des Fahrzeugs nur die Oberflächen definiert. Da für die Simulationen in CST Microwave Studio Volumenkörper-Modelle benötigt werden, müssen alle Objekte des Motorradmodells zunächst so bearbeitet werden, dass jedes einzelne geometrische Objekt in ein homogenes Volumen umgewandelt wird. Hierfür wird die 3D-Computergrafik- und Animationssoftware „3ds Max“ der Firma Autodesk [114] verwendet. Das in Abbildung 4.3 gezeigte Modell besteht aus 62 einzelnen Teilen. Jedem Teil wird ein Material in Form der dielektrischen Materialparameter (relative Permittivität ϵ_r , elektrische Leitfähigkeit κ) sowie der Materialdichte ρ zugewiesen. Alle metallischen Teile werden aus ideal leitfähigem Material (PEC) modelliert. Für

die Modellierung wurden fünf weitere Materialien verwendet, deren Materialparameter in Tabelle 9 aufgeführt sind. Zusätzlich wurde zu dem Ausgangsmodell des Motorrads noch eine Transportbox modelliert, die sich auf dem Fahrzeug am hinteren Ende befindet. An dieser wird später die in Abbildung 4.2 gezeigte Antenne platziert.



Abbildung 4.3: CAD-Modell des Motorradmodell „R 1200 RT“ des Herstellers BMW für die Verwendung in numerischen Feldsimulationen innerhalb der Software CST Microwave Studio

Tabelle 9: Für die Modellierung des Motorradmodells verwendete Materialien und Materialparameter

Material	relative Permittivität ϵ_r	elektrische Leitfähigkeit κ / (S/m)	Materialdichte ρ / (kg/m ³)
Benzin	2,1	$2,5 \cdot 10^{-11}$	750
Kautschuk	4,0	0,2	1000
Polypropylen	2,6	$1,7 \cdot 10^{-13}$	920
Polyvinylchlorid	3,0	$1,0 \cdot 10^{-13}$	1400
Polyamid	3,7	$1,0 \cdot 10^{-12}$	1140

4.2.3 Expositionsszenarien

Das zuerst betrachtete Szenario beinhaltet das in Abbildung 4.3 gezeigte Motorradmodell, die an der blauen Transportbox befestigte Antenne aus Abbildung 4.2 sowie das auf dem Fahrzeug sitzende, bereits in Abschnitt 2.1.2 (Abbildung 2.10 c)) vorgestellte Menschmodell mit geeigneter Körperhaltung. Abbildung 4.4 zeigt das vollständige Expositionsszenario.

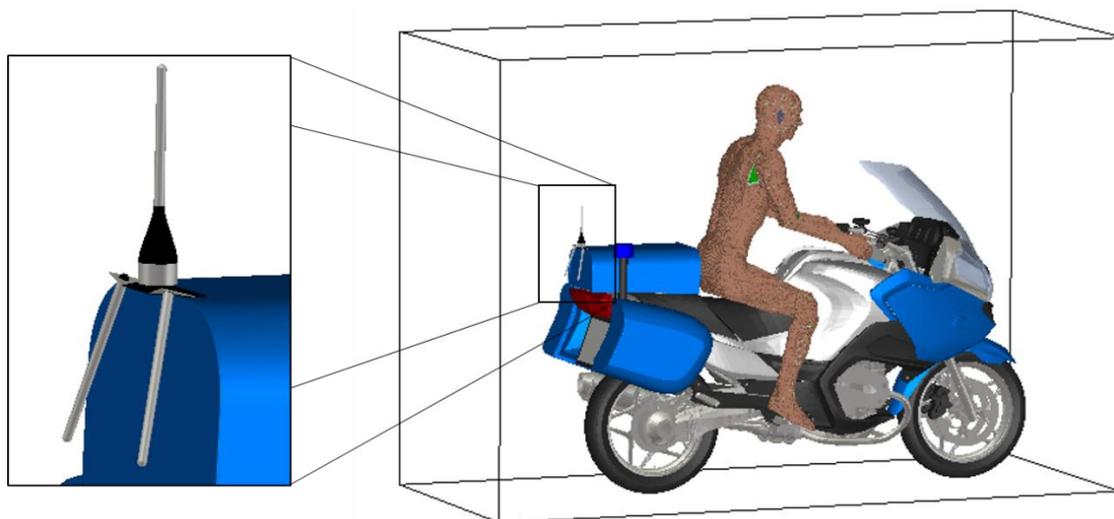


Abbildung 4.4: Expositionsszenario mit numerischen Modellen eines Motorrads, einer nach dem TETRA-Standard betriebenen Antenne sowie eines auf dem Fahrzeug sitzenden Menschen

Weiterhin wird noch ein zweites Expositionsszenario simuliert, bei dem eine Person unmittelbar hinter dem Fahrzeug – der Antenne zugewandt – steht und mit den Füßen den leitenden Boden berührt (siehe Abbildung 4.5).

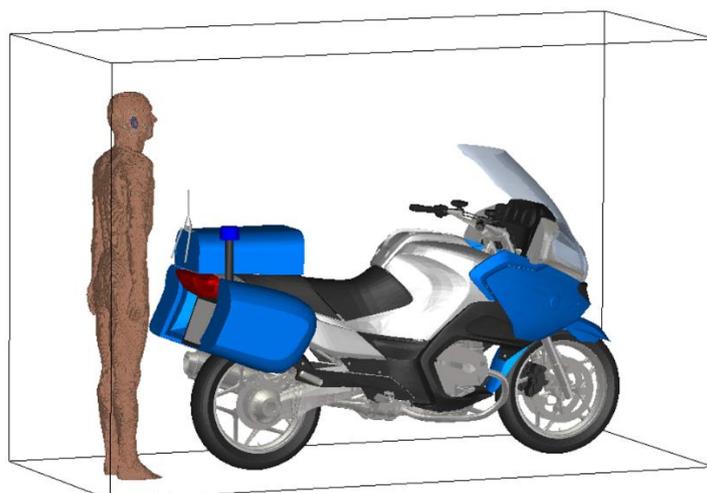


Abbildung 4.5: Expositionsszenario mit numerischen Modellen eines Motorrads, einer nach dem TETRA-Standard betriebenen Antenne sowie eines hinter dem Fahrzeug stehenden und den leitenden Boden berührenden Menschen

Der Entwurf eines Modells für numerische Feldsimulationen erfordert die Platzierung der zuvor gezeigten Modelle zweier Expositionsszenarien in einem durch sechs Randflächen begrenzten, quaderförmigen Rechengebiet, das in den beiden zuvor gezeigten Abbildung bereits angedeutet war. An diesen Randflächen müssen Randbedingungen definiert werden, die in dem hier betrachteten Fall zu allen Seiten hin sowie nach oben den freien Raum darstellen sollen. Daher werden an allen Randflächen (bis auf die untere Randfläche) offene Randbedingungen (PML = perfectly matched layer) definiert. An diesen Stellen wird eine auftreffende elektromagnetische Welle möglichst vollständig absorbiert. Die untere Randfläche, die den Boden darstellen soll, auf dem das Motorrad steht, wird mit elektrischen Randbedingungen ($\vec{E}_{\text{tan}} = 0$) belegt. Abbildung 4.6 zeigt die Anordnung der Randbedingungen.

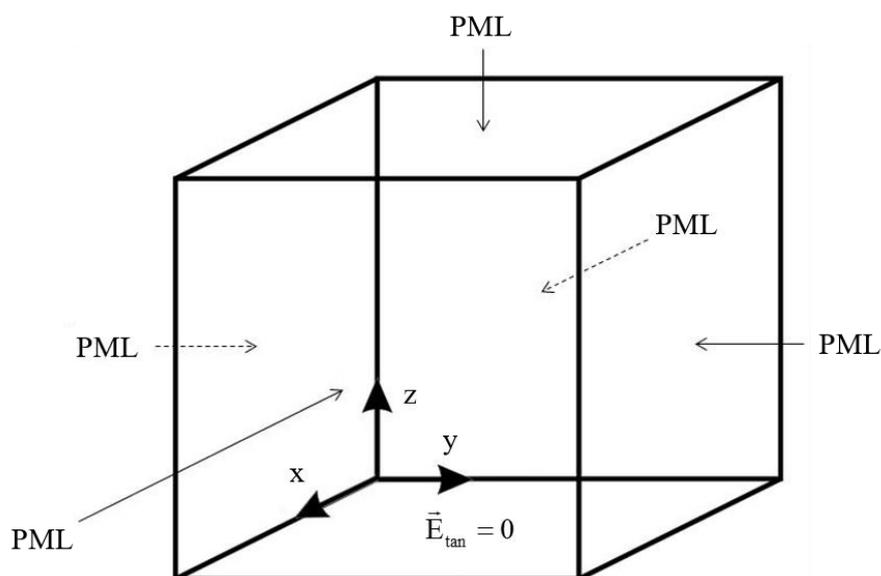


Abbildung 4.6: Randbedingungen für die Simulationsmodelle der in Abbildung 4.4 und Abbildung 4.5 gezeigten Expositionsszenarien

4.3 Feldsimulationen

Die für die in diesem Abschnitt gezeigten Simulationsergebnisse durchgeführten Feldsimulationen wurden mit der Software CST Microwave Studio [9] auf einem Hochleistungsrechner (Multi-GPU-Cluster) mit 25 „NVIDIA Tesla K20m“-GPUs und 10 „Intel Xeon E5“-CPU-Prozessoren durchgeführt. Die Anzahl der Diskretisierungs-Gitterzellen und die Arbeitsspeicherbedarfe werden jeweils bei den Erläuterungen zu den einzelnen Ergebnissen angegeben.

4.3.1 Strahlungsfeld der Antenne über leitender Ebene

Nachdem im vorigen Abschnitt bereits alle Modelle für die Simulation der Körperexposition eines Motorradfahrers mit der Software CST Microwave Studio vorgestellt wurden, wird zunächst das Strahlungsfeld der Antenne über der leitenden Ebene (elektrische Randbedingung) berechnet. Dafür wird aus dem in Abbildung 4.4 gezeigten Expositionsszenario das Motorradmodell sowie das Körpermodell entfernt. Es wird also zunächst nur die sich in einem Abstand von 0,98 m über der leitenden Ebene (Abstand vom unteren Punkt des Antenne zum Boden) befindliche Antenne betrachtet. Die Speisung erfolgt in dem numerischen Modell an der in Abbildung 4.2 b) gezeigten Position mit einer in der Software als „S-Parameter-Port“ bezeichneten Quelle, die der Antenne eine Leistung von 0,5 W anbietet. Die Angabe der der Antenne angebotenen Leistung hat zunächst keine Bedeutung für die Interpretation der in Form von normierten elektrischen Feldverteilungen angegebenen Simulationsergebnisse. Die Expositionsbewertung erfolgt später in Abhängigkeit von der abgegebenen Leistung der Antenne, die gemäß der Vorgehensweise aus Abschnitt 4.1 bestimmt wird. Das Simulationsmodell wird mit einer Anzahl von etwa 41 Millionen Gitterzellen diskretisiert und mit einem maximalen Arbeitsspeicherbedarf von etwa 11,7 GB berechnet. Die Frequenz beträgt 380 MHz (unterste Frequenz des Frequenzbereichs für den Uplink aus dem TETRA-Standard). Abbildung 4.7 zeigt die Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke in einer vertikalen Ebene mittig durch die Monopolantenne sowie mittig durch die vorgesehene Position des Motorrads und des Menschmodells. Man kann in dem Strahlungsfeld leichte Stehwellenanteile erkennen, die sich aus Reflexion der abgestrahlten elektromagnetischen Welle an der leitenden Ebene und Überlagerung dieser mit der auf die Ebene zulaufenden Welle ergeben.

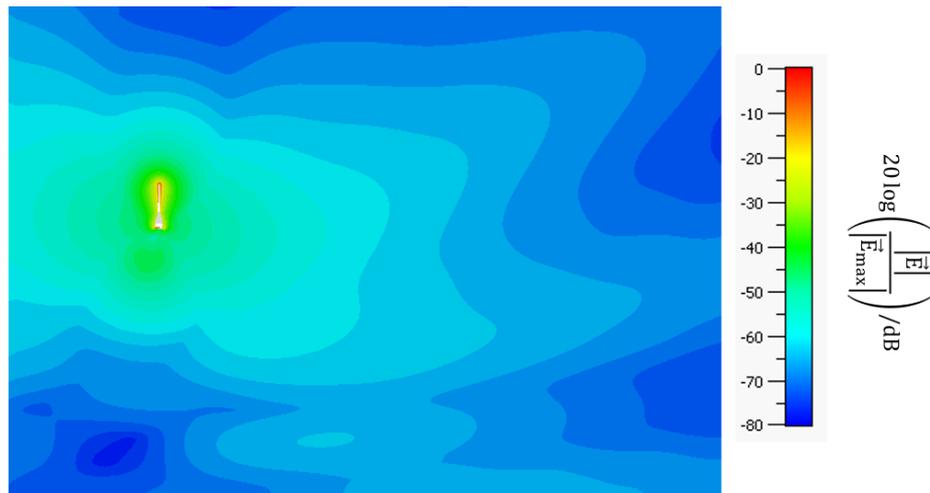


Abbildung 4.7: Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke in einer vertikalen Ebene mittig durch die Monopolantenne für $f = 380 \text{ MHz}$

4.3.2 Strahlungsfeld der auf dem Motorrad positionierten Antenne

Im Folgenden wird das im vorigen Abschnitt betrachtete Simulationsmodell durch das Modell des Motorrads erweitert, sodass die Antenne an der sich auf der Rückseite des Fahrzeugs befindlichen Transportbox positioniert ist, wie es bereits in Abbildung 4.4 zu sehen war. Die Abmessungen des Rechengebiets, die Randbedingungen, die Position der Antenne, die Frequenz und die angebotene Leistung der Quelle bleiben unverändert. Das Rechengebiet wird mit etwa 87 Millionen Gitterzellen diskretisiert, der maximale Arbeitsspeicherbedarf beträgt 37,8 GB RAM. Das Strahlungsfeld der Antenne (Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke) wird nun wieder in der gleichen Ebene wie das Strahlungsfeld aus Abbildung 4.7 dargestellt. Aufgrund der zusätzlichen Wellenreflexionen an Motorradteilen entstehen zusätzliche Stehwellenanteile. Außerdem kann man Feldüberhöhungen in den Gabelfedern des Fahrzeugs infolge induzierter Ströme in den spiralförmigen Leiteranordnungen erkennen.



Abbildung 4.8: Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke in einer vertikalen Ebene mittig durch die Monopolantenne und das Motorradmodell für $f = 380$ MHz

4.3.3 Expositionssimulationen

Das zuletzt betrachtete Rechenmodell wird nun erweitert, indem das mit geeigneter sitzender und nach vorne gebeugter Körperhaltung generierte Menschmodell auf dem Motorradmodell platziert wird (Szenario aus Abbildung 4.4). Das diskretisierte Rechengebiet besteht nun aus 252 Millionen Gitterzellen. Die für die in Abbildung 4.9 dargestellte Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke durchgeführte Feldsimulation hatte einen maximalen Arbeitsspeicherbedarf von etwa 86,4 GB RAM.

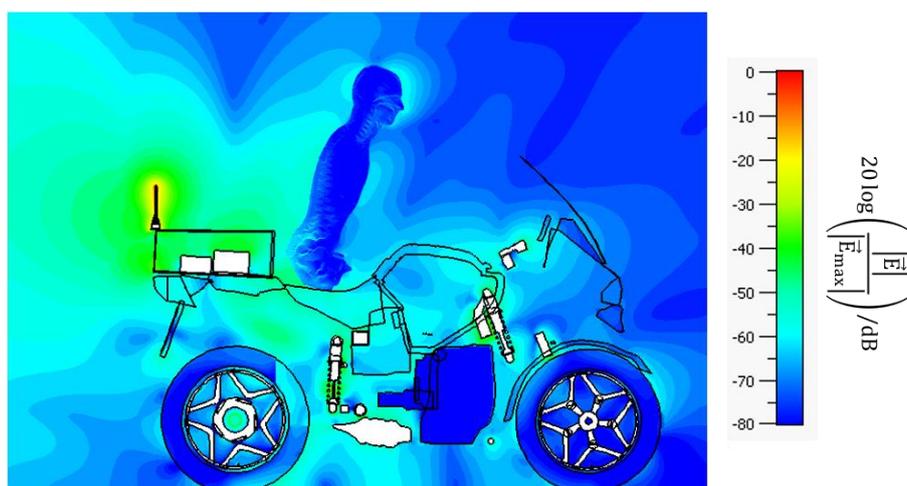


Abbildung 4.9: Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke in einer vertikalen Ebene mittig durch die Monopolantenne, das Motorradmodell und das Körpermodell (Medianebene) für $f = 380$ MHz

Nun wird die Verteilung der über Volumina mit 10 g Gewebemasse gemittelten SAR – die SAR_{10g} – gemäß der Erläuterungen aus Abschnitt 1.3.2 a) mit einem dafür vorgesehenen Werkzeug der Software CST Microwave Studio berechnet. Die normierte Verteilung der auf diese Weise bestimmten SAR-Werte ist in Abbildung 4.10 in der Medianebene des Körpermodells dargestellt. Die SAR-Ergebnisse werden für eine kontinuierlich von der Antenne abgegebene Leistung von 1 W bestimmt. Dafür wird zunächst die abgegebene Antennenleistung in dem simulierten Szenario gemäß der Vorgehensweise aus Abschnitt 4.1 bestimmt. Der sich aus dieser Berechnung ergebende Leistungswert dient nun zur linearen Skalierung der sich bei 1 W abgegebener Leistung einstellenden SAR. Die kontinuierliche Leistungsabgabe stellt den Fall dar, dass ein Sender gemäß des TETRA-Standards (Abschnitt 4.2.1 a)) alle vier Zeitschlitze gleichzeitig nutzt. Arbeitet ein Sender nur mit Sprachübertragung, dann würde nur ein Zeitschlitze genutzt werden, und somit würde sich nur ein Viertel der angegebenen SAR-Werte einstellen. Das Maximum der SAR_{10g} ($SAR_{10g,max}$) in der dargestellten Ebene beträgt 10,3 mW/kg.

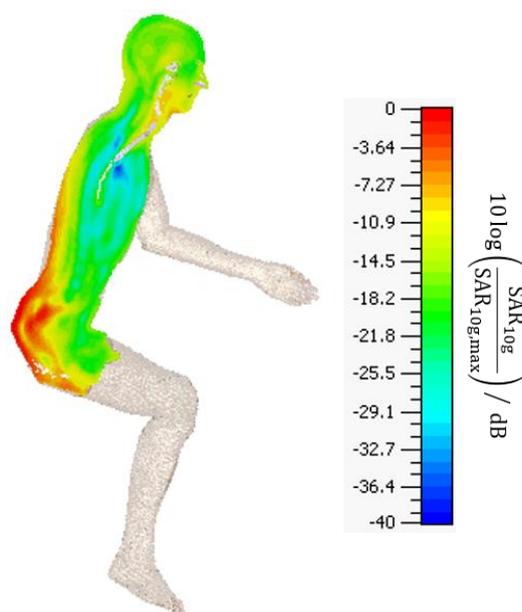


Abbildung 4.10: Sich aus der in Abbildung 4.9 gezeigten elektrischen Feldverteilung ergebende Verteilung der normierten SAR_{10g} in der Medianebene des Körpermodells für $f = 380 \text{ MHz}$

Als Nächstes wird die Verteilung der über 10 g Gewebemasse gemittelten SAR für Kopf und Rumpf ($SAR_{10g,Kopf/Rumpf}$) und für die Gliedmaßen ($SAR_{10g,Gliedmaßen}$) sowie die Ganzkörper-SAR SAR_{GK} bestimmt. Anschließend werden die Ausschöpfungen der Grenzwerte für die berufliche Exposition angegeben. Die Maxima der SAR_{10g} -Werte ergeben sich zu $SAR_{10g,Kopf/Rumpf,max} = 10,5 \text{ mW/kg}$ und $SAR_{10g,Gliedmaßen,max} = 6,2 \text{ mW/kg}$ (0,11% und 0,03% der jeweiligen ICNIRP-Grenzwerte für den Arbeitsschutz) und befinden sich im unteren

Rückenbereich sowie im rechten Bein. Die auf die gesamte Körpermasse bezogene absorbierte Leistung – die Ganzkörper-SAR – beträgt $SAR_{GK} = 0,95 \text{ mW/kg}$, was etwa 0,24% des ICNIRP-Grenzwerts entspricht.

Zunächst wird das in Abbildung 4.5 vorgestellte Expositionsszenario mit der hinter dem Fahrzeug stehenden Person simuliert. Die Anzahl der Gitterzellen bei dieser Simulation beträgt etwa 239 Millionen, der maximale Arbeitsspeicherbedarf beträgt 91,6 GB. In Abbildung 4.11 wird die Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke gezeigt.

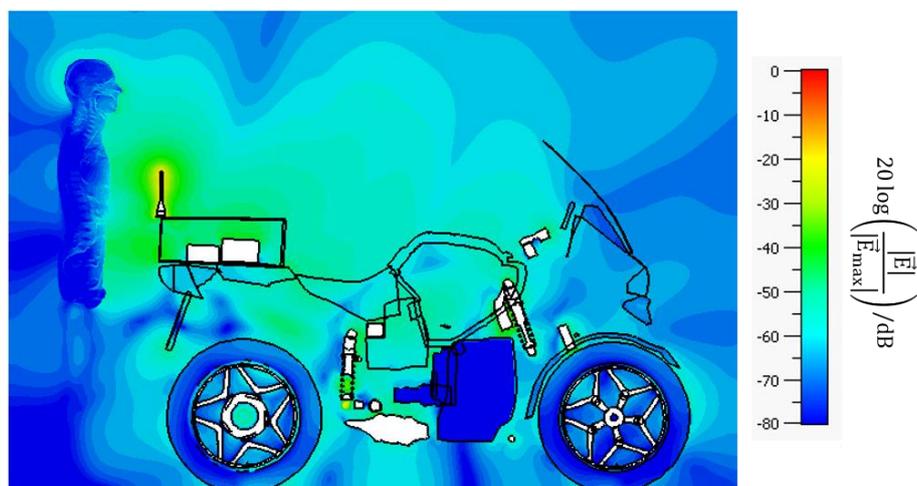


Abbildung 4.11: Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke in einer vertikalen Ebene mittig durch die Monopolantenne, das Motorradmodell und das Körpermodell (Medianebene) für $f = 380 \text{ MHz}$

Die Berechnung der SAR_{10g} , die sich aus der in Abbildung 4.11 gezeigten elektrischen Feldverteilung ergibt, liefert folgende Ergebnisse: $SAR_{10g, \text{Kopf/Rumpf}, \text{max}} = 54,9 \text{ mW/kg}$ (befindet sich in der Brust, 0,55% des ICNIRP-Grenzwerts für den Arbeitsschutz), $SAR_{10g, \text{Gliedermaßen}, \text{max}} = 9,1 \text{ mW/kg}$ (befindet sich im linken Arm, 0,05% des Grenzwerts) und $SAR_{GK} = 2,2 \text{ mW/kg}$ (0,55% des Grenzwerts).

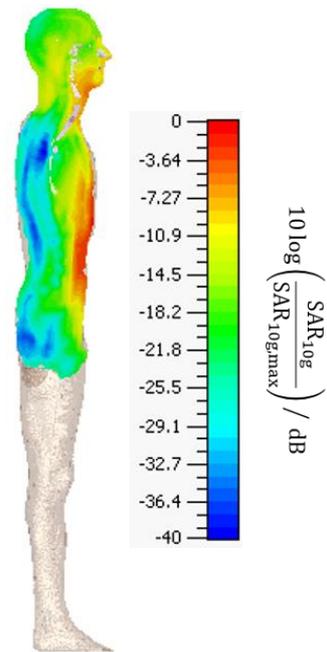


Abbildung 4.12: Sich aus der in Abbildung 4.11 gezeigten elektrischen Feldverteilung ergebende Verteilung der normierten SAR_{10g} in der Medianebene des Körpermodells für $f = 380 \text{ MHz}$

4.4 Kapitelzusammenfassung und Fazit

In diesem Kapitel wird eine Vorgehensweise auf Basis rechnergestützter Methoden gezeigt, mit der die Exposition von Menschen gegenüber HF-Antennenfeldern bestimmt werden kann. Ziel der Expositionsbestimmungen ist die Bestimmung der SAR (Definition siehe Abschnitt 1.3.2 a)) im Körper in Abhängigkeit von der abgegebenen Leistung einer Antenne. In Abschnitt 4.1 wird ein Verfahren präsentiert, bei dem die abgegebene Leistung einer Antenne durch Integration des Poynting-Vektors über die Randflächen des Simulationsgebiets sowie durch Bestimmung der absorbierten Leistung in verlustbehafteten Materialien (bspw. die Gewebe eines menschlichen Körpers) berechnet werden kann. Diese Vorgehensweise ist dadurch motiviert, dass die Bestimmung der abgegebenen Leistung über den Strom, die Spannung und den Reflexionsfaktor am Fußpunkt der Antenne bei einer numerischen Berechnung fehleranfällig sein kann.

Das Verfahren wird exemplarisch zur Simulation von Expositionsszenarien eingesetzt, in denen ein Motorradfahrer oder eine sich in der Nähe eines Motorrads befindliche Person durch das HF-Strahlungsfeld einer fahrzeuggebundenen und gemäß des TETRA-Standards [35] betriebenen Antenne exponiert wird. Die Modelle der Antenne, des Motorrads sowie der Expositionsszenarien werden zunächst in Abschnitt 4.2 vorgestellt. Die in Abschnitt 4.3 gezeigten Ergebnisse umfassen – neben dem Strahlungsfeld der Antenne ohne Berücksichtigung des Körpers – die Verteilungen der elektrischen Feldstärke sowie der körperinternen SAR bei Exposition einer auf dem Motorrad sitzenden sowie einer hinter dem Motorrad stehenden Person. Die Auswertungen der Teilkörper-SAR-Werte ($SAR_{10g,Kopf/Rumpf,max}$ und $SAR_{10g,Gliedmaßen,max}$) sowie der Ganzkörper-SAR SAR_{GK} für realistische abgegebene Leistungen der Antenne werden angegeben und mit den Basiswerten der ICNIRP [1] verglichen.

5 Simulation der Exposition des menschlichen Körpers durch elektromagnetische Felder im Terahertz-Bereich

In diesem Kapitel werden Verfahren vorgestellt, mit denen die Exposition von Menschen gegenüber elektromagnetischen Feldern im Terahertz (THz)-Bereich bestimmt werden kann. Die Entwicklung dieser Verfahren wurde im Rahmen eines vom Bundesamt für Strahlenschutz (BfS) initiierten Forschungsprojekts mit dem Titel „Entwicklung und Anwendung von Verfahren zur Bestimmung der Exposition gegenüber nichtionisierender Strahlung mit Frequenzen im THz-Bereich“ [126] durchgeführt, das unter anderem motiviert war durch kritische Presseberichte und Politiker-Statements über die ersten probeweise an internationalen Flughäfen aufgestellten Ganzkörper-Personenscanner (heute offiziell als „Sicherheitsscanner“ bezeichnet). Die öffentliche Kritik entstand im Wesentlichen aus einer vermeintlichen Verletzung der Intimsphäre von Flugreisenden, aber es wurden auch potenzielle Gesundheitsgefährdungen durch die in den Scannern verwendeten Strahlungsquellen befürchtet. Tatsächlich wurde keiner der damals getesteten Scanner bei THz-Frequenzen betrieben, sondern je nach Wirkungsprinzip entweder bei kleineren Frequenzen im mm-Wellenbereich (um 77 GHz) oder bei den um mehrere Größenordnungen höheren Frequenzen des Röntgenbereichs. Da der Einsatz von THz-Quellen in Sicherheitsscannern sowie auch in anderen Anwendungen, wie der zerstörungsfreien Materialprüfung, der Medizin, der Biologie, der Datenkommunikation und der Raumfahrt, realistisch und technisch vorteilhaft ist, sollten in dem Forschungsprojekt Vorgehensweisen zur quantitativen Bestimmung der Exposition von Personen gegenüber elektromagnetischen Feldern des THz-Bereichs zwischen 10^{11} Hz und 10^{13} Hz entwickelt werden. Der Abschlussbericht dieses Forschungsprojekts ist auf der Internetseite des BfS zu finden [126].

Das Fehlen technisch einfach einsetzbarer THz-Quellen und -Empfänger hatte jahrzehntelang eine Lücke im Anwendungsspektrum gebildet, was das geringe Interesse an THz-Strahlung begründet. Im Jahr 1968 sowie in den 1980er Jahren gab es wenige erste Publikationen, die sich mit eventuellen nicht-thermischen biologischen Effekten im THz-Frequenzbereich auseinandersetzten. Intensiver wurde die Forschung auf diesem Gebiet erst in den 2000er Jahren voran-

getrieben. Bisher veröffentlichte Ergebnisse können jedoch noch nicht als sicher eingestuft werden, da es sich häufig um erste Erkenntnisse handelt, die noch nicht unabhängig reproduziert wurden.

Zur sicherheitsrelevanten Beurteilung der Exposition eines Menschen unter den Bedingungen des Arbeitsschutzes in kontrollierten Bereichen oder des Personenschutzes der Allgemeinbevölkerung sind zunächst Kenntnisse über das Immissionsfeld am Aufenthaltsort der Person erforderlich – insbesondere seine Frequenzcharakteristik, seine Polarisation, seine Einfallrichtung(en) sowie seine räumliche und zeitliche Leistungsdichte- bzw. Feldstärkeverteilung. Im Fall einer rechnerischen Ermittlung des Immissionsfeldes müssten folgende technische Parameter der Strahlungsquelle bekannt sein: Trägerfrequenz und Modulation, mittlere Sendeleistung, Polarisation, Apertur und ihre Belegung oder Richtcharakteristik sowie Senderposition in Bezug auf die exponierte Person. Außerdem müssten die Eigenschaften des Übertragungsweges und Einflüsse der Umgebung, wie Reflexion und Beugung, berücksichtigt werden.

Auf dem Gebiet des Mobilfunks im Frequenzbereich zwischen 400 und 2500 MHz sind dosimetrische Untersuchungen seit Jahrzehnten Standard. Für den THz-Bereich hingegen konnten in der bisher recherchierten Literatur nur in wenigen Einzelfällen Ansätze zu dosimetrischen Charakterisierungen der Exposition biologischer Targets gefunden werden. Die Autoren geben meist nur die Leistungsdichte des Immissionsfeldes oder sogar nur die Leistung der Quelle an. In einer Arbeit wurde eine Dosimetrie-Abschätzung anhand analytischer Formeln durchgeführt, es gibt aber auch wenige Beispiele numerischer Simulationen zur Bestimmung der SAR oder des Temperaturverlaufs.

Die physikalischen Eigenschaften der Wellenausbreitung sind prinzipiell für alle elektromagnetischen Wellen vergleichbar und mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen beschreibbar. Die Herausforderungen bei der Bestimmung der elektromagnetischen Körperexposition im THz-Bereich sind die Bestimmung der frequenz- und ortsabhängigen Materialparameter des exponierten biologischen Systems (Permittivität, Leitfähigkeit, Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit etc.) und der zeitlichen und räumlichen Spektraleigenschaften des Immissionsfeldes (CW/gepulst, kohärent/inkohärent, ebene/gekrümmte Wellenfronten).

Als Beispiel für eine im THz-Frequenzbereich durchgeführte Exposition biologischen Materials soll hier das BfS-Vorhaben „Gentoxische Effekte von THz-Strahlung „in vitro“ [127] erwähnt werden, im Rahmen dessen verschiedene Hautzelltypen mit Dauerstrich-THz-Strahlung mit Frequenzen zwischen 106 GHz und 2,52 THz exponiert wurden und die Verteilung der spezifischen Absorptionsrate sowie die Erwärmung des Gewebes ermittelt wurden. Dabei

wurde gezeigt, dass die Gewebeerwärmungen als vernachlässigbar klein angesehen werden können. Gentoxische Effekte konnten nicht nachgewiesen werden.

Für die numerische Dosimetrie im THz-Bereich werden neben geeigneten numerischen Simulationsverfahren Modelle für biologische Targets sowie für Feldquellen benötigt. Zum Zeitpunkt der Bearbeitung des BfS-Forschungsprojekts [126] waren in der Literatur bereits numerische Modelle zur Beschreibung der menschlichen Haut im THz-Bereich zu finden, welche im Abschnitt 2.2.1 b) genannt und zitiert wurden. Die im BfS-Forschungsprojekts [126] neu entwickelten und in dieser Arbeit verwendeten Hautmodelle wurden ebenfalls in Abschnitt 2.2.1 b) vorgestellt.

Im Rahmen dieser Dissertation wurden Anregungsmodelle [38] entwickelt, die die Simulation der Strahlungsfelder verschiedener THz-Quellen ermöglichen. Da es nicht zielführend ist, einzelne Quellen möglichst detailliert nachzubilden, werden hier Ersatzquellen verwendet. Als sehr flexibles Konzept für den Entwurf solcher Ersatzquellen hat sich die Anwendung des vektoriellen Huygens'schen Prinzips erwiesen, welches einen sehr hohen Freiheitsgrad bietet, technische Details einer Quelle in die Modellierung einzubeziehen oder auch wegzulassen.

Das Strahlungsverhalten von THz-Quellen lässt sich mit dem Huygens'schen Prinzip auf das Strahlungsverhalten einer mit einer elektrischen und einer magnetischen Flächenstromdichte belegten ebenen Fläche zurückführen. Je exakter die Flächenstromdichten der äquivalenten Quellen bestimmt werden können, desto exakter ist die Umwandlung der ursprünglichen Problemstellung. Häufig lassen sich durch geeignete physikalische Überlegungen Näherungen für die Flächenstromdichten finden, die sonst nur durch umfangreiche Berechnungen bestimmt werden können, womit oftmals sehr praktikable Vorgehensweisen entwickelbar sind.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden für die beschriebene Vorgehensweise sogenannte „Anregungsmodelle“ entwickelt [38], mit denen das Strahlungsfeld verschiedener THz-Quellen simuliert werden kann. Die theoretischen Grundlagen dafür (Aperturfeldverfahren [39]) werden in Abschnitt 5.1 präsentiert. Die Umsetzung dieser Vorgehensweise zur Simulation von Strahlungsfeldern mit der Software CST Microwave Studio wird in Abschnitt 5.2 gezeigt.

Wenn man den Einfluss spezieller Eigenschaften einer anregenden Antenne ausschließt, lassen sich bereits mit einem einfachen Modell einer TEM-Welle als Strahlungsquelle Untersuchungen an einem Objekt in einem Feld durchführen. Dabei werden zwei Fälle unterschieden: Im ersten Fall breitet sich die TEM-Welle in einer sogenannten „Bandleitung“ – einem durch ideal elektrische und ideal magnetische Wände begrenzten quaderförmigen Raum – aus, wodurch man ein räumlich begrenztes Modell einer homogenen ebenen Welle (HEW) erhält. Der zweite Fall stellt das Ende einer TEM-Wellenleitung dar, von wo aus das Feld in den freien Raum

strahlt. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Anregungsmodelle für TEM-Wellen werden in Abschnitt 5.3 erläutert.

Das weiteres wichtiges Modell zur Beschreibung aktueller THz-Quellen ist das der Gauß'schen Strahlwelle. Die wesentlichen Eigenschaften Gauß'scher Strahlwellen werden in Abschnitt 5.4.1 dargestellt. In Abschnitt 5.4.2 werden experimentelle Arbeiten zitiert, in denen eine THz-Quelle mit einem Diagonalhorn eingesetzt wird. Da sich das Strahlungsfeld einer Diagonalhorn-Antenne angenähert durch das Feld einer Gauß'schen Strahlwelle dargestellt werden kann, werden hier die Aperturfelder eines Diagonalhorns analytisch berechnet und daraus durch Vergleich rechnerisch die Parameter einer dem Strahlungsfeld der Quelle „äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle“ abgeleitet. Weiterhin werden experimentelle Messungen der transversalen Strahlprofile des Strahlungsfeldes einer Diagonalhorn-Antenne insofern analysiert, dass die Parameter der äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle ermittelt werden können. Auf Basis der hierbei gewonnenen Erkenntnisse werden in Abschnitt 5.4.3 Anregungsmodelle für Gauß'schen Strahlwellen generiert, die sich unter einem beliebigen Winkel im Raum ausbreiten.

Die entwickelten Anregungsmodelle werden in Abschnitt 5.5 in Simulationen zur Bestimmung der Exposition der Haut durch elektromagnetische Felder im THz-Bereich zwischen 100 GHz und 10 THz eingesetzt. Dabei wird als Modell der exponierten Haut das in Abschnitt 2.2 vorgestellte Teilkörper-Modell verwendet, für das auch bereits die verwendeten Materialparameter in Tabelle 4 angegeben wurden. Ergebnisse werden in Form der Verteilungen der elektrischen Feldstärke sowie der Voxel-SAR gezeigt. Des Weiteren werden für die betrachteten Frequenzen die Eindringtiefen der THz-Felder in die Haut angegeben.

In Abschnitt 5.6 werden die expositionsbedingten Temperaturverteilungen in der Haut gezeigt, wobei die zuvor berechneten SAR-Verteilungen als Quelle für die Berechnung der Erwärmung fungieren. Zunächst werden stationäre Temperaturverteilungen angegeben. Da die Bestrahlungszeiten des Gewebes in Sicherheitsscannern häufig nur wenige Millisekunden betragen, werden anschließend noch transiente Temperaturverläufe in der Haut für realistische, in Scanner-Systemen vorkommende Bestrahlungszeiten ausgewertet.

Zum Abschluss dieses Kapitels werden zwei Sicherheitsscanner-Systeme präsentiert und auf Basis in der Literatur gefundener technischen Daten dieser Systeme die elektromagnetischen sowie transienten Temperatursimulationen erneut durchgeführt und dargestellt.

5.1 Aperturfeldverfahren

5.1.1 Anwendung des Huygens'schen Prinzips

Gemäß dem Huygens'schen Prinzip lässt sich das elektromagnetische Feld in einem Lösungsraum aus den tangentialen Komponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärken auf der Randfläche des Lösungsgebiets bestimmen. Zur Berechnung von Antennen-Strahlungsfeldern gibt es zwei besonders zweckmäßige Anwendungsmöglichkeiten des Huygens'schen Prinzips, welche im Folgenden am Beispiel einer Hornantenne erläutert werden sollen.

Die **erste Möglichkeit** beinhaltet die Definition einer Hüllfläche – im Folgenden „Huygensfläche“ genannt –, die die Antenne umschließt und in zwei Teilflächen unterteilt ist: die metallische Außenwand der Antenne F_1 (orange) und die Öffnung (Apertur) der Antenne F_2 (blau) (Abbildung 5.1).

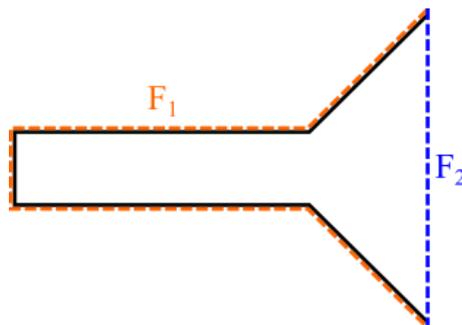


Abbildung 5.1: Prinzipdarstellung einer Hornantenne mit einer metallischen Außenwand (schwarz) und der diese umhüllenden Huygensfläche, die sich aus den Teilflächen F_1 (orange) und F_2 (blau) zusammensetzt

Unter der Annahme, dass die Antenne aus ideal leitendem Material besteht, gilt $\vec{E}_{\text{tan},F_1} = 0$ und (näherungsweise) $\vec{H}_{\text{tan},F_1} = 0$ auf F_1 . Folglich müssen zur Berechnung des Strahlungsfeldes nur noch die Tangentialkomponenten der elektrischen und der magnetischen Feldstärke auf der Apertur der Antenne F_2 (\vec{E}_{tan,F_2} und \vec{H}_{tan,F_2}) bekannt sein oder mit Hilfe einer geeigneten Näherung bestimmt werden.

Aus den tangentialen elektrischen und magnetischen Feldstärken \vec{E}_{tan,F_2} und \vec{H}_{tan,F_2} lässt sich mit den äquivalenten elektrischen und magnetischen Flächenstromdichten

$$\vec{J}_{F_2} = \vec{n}_{F_2} \times \vec{H}_{\text{tan},F_2} \quad (5.1)$$

und

$$\vec{M}_{F_2} = -\vec{n}_{F_2} \times \vec{E}_{\text{tan},F_2} \quad (5.2)$$

eine Flächenstrombelegung auf F_2 bestimmen, die in den sonst freien Raum strahlt. Dabei ist \vec{n}_{F_2} die Flächennormale auf F_2 .

Bei der **zweiten Möglichkeit**, das Huygens'sche Prinzip anzuwenden, wird wie folgt vorgegangen (siehe auch Abbildung 5.2): Die Hornantenne strahlt durch eine Öffnung in einer unendlich großen, ideal leitenden Platte F_3 (zum Beispiel zur Abschirmung des rückwärtigen Bereichs). Die aus den Teilflächen F_1 und F_2 bestehende Huygensfläche wird über die Platte und die Öffnung gelegt und im Unendlichen über eine Halbkugelfläche geschlossen.

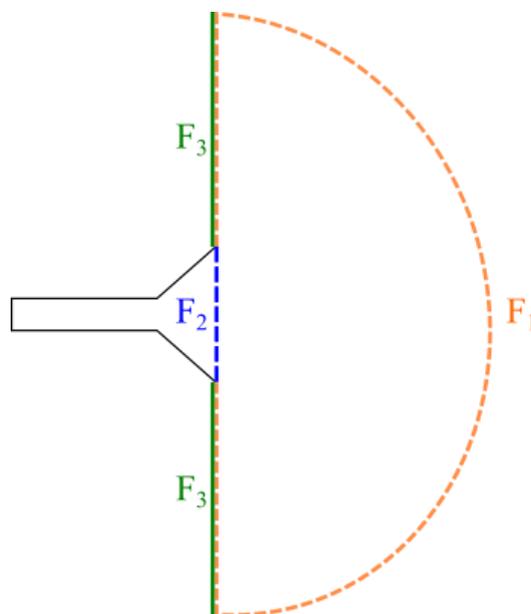


Abbildung 5.2: Huygensfläche (bestehend aus den Teilflächen F_1 (orange) und F_2 (blau)), die eine unendlich ausgedehnte metallische Platte F_3 (grün) überspannt und im Unendlichen über eine Halbkugel geschlossen wird

Auf dem ebenen Teil von F_1 gilt wieder $\vec{E}_{\text{tan},F_1} = 0$ und $\vec{H}_{\text{tan},F_1} \approx 0$. Auf der Halbkugelfläche von F_1 gilt wegen der Abstrahlbedingung $\vec{E}_{\text{tan},F_1} = 0$ und $\vec{H}_{\text{tan},F_1} = 0$. Wie bei der ersten Vorgehensweise bleibt nun nur die Flächenstrombelegung \vec{J}_{F_2} und \vec{M}_{F_2} übrig, die in den rechten Halbraum strahlt.

5.1.2 Das Fernfeld einer ebenen Flächenstromverteilung

Die für die Anwendung des Aperturfeldverfahrens notwendigen Gleichungen werden im Folgenden aufgeführt. Dabei wird vereinfachend nur das Fernfeld (nicht auch das Nahfeld) von Antennen bestimmt.

Es wird eine Flächenstromverteilung betrachtet, die in der Ebene $z = 0$ eines kartesischen Koordinatensystems liegt. Diese Fläche ist mit einer elektrischen und einer magnetischen Stromdichteverteilung

$$\vec{J} = \vec{J}_F(x, y) = J_x(x, y)\vec{e}_x + J_y(x, y)\vec{e}_y \quad (5.3)$$

und

$$\vec{M} = \vec{M}_F(x, y) = M_x(x, y)\vec{e}_x + M_y(x, y)\vec{e}_y \quad (5.4)$$

belegt. Diese Flächenstromverteilung ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

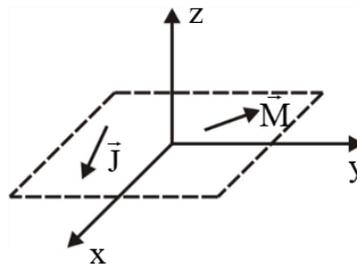


Abbildung 5.3: Flächenstrombelegung in der Ebene $z = 0$

Die elektrische Feldstärke des Fernfeldes einer beliebigen räumlichen Stromverteilung lässt sich folgendermaßen berechnen [39]:

$$\vec{E} = \frac{j\mathbf{k}}{4\pi} \frac{e^{-jk r}}{r} \vec{E}_0(\vec{e}_r) = \frac{j\mathbf{k}}{4\pi} \frac{e^{-jk r}}{r} \left[\vec{e}_r \times (\vec{e}_r \times \vec{A}_0) Z_F + \vec{e}_r \times \vec{F}_0 \right] \quad (5.5)$$

mit

$$\vec{A}_0 = \vec{A}_0(\vec{e}_r) = \vec{A}_0(\vartheta, \varphi) = \iiint_V \vec{J}(\vec{r}') e^{-jk(|\vec{r}-\vec{r}'|+|\vec{r}|)} dV', \quad (5.6)$$

und

$$\vec{F}_0 = \vec{F}_0(\vec{e}_r) = \vec{F}_0(\vartheta, \varphi) = \iiint_V \vec{M}(\vec{r}') e^{-jk(|\vec{r}-\vec{r}'|+|\vec{r}|)} dV'. \quad (5.7)$$

Dabei ist Z_F der Feldwellenwiderstand, welcher sich zu

$$Z_F = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (5.8)$$

ergibt. Hierbei ist μ die Permeabilität und ε die Permittivität.

Da die Darstellung des Strahlungsfeldes einer Antenne zweckmäßigerweise in Kugelkoordinaten (r, ϑ, φ) erfolgen soll, werden zunächst \vec{r} die kartesischen Einheitsvektoren \vec{e}_x und \vec{e}_y in Kugelkoordinaten dargestellt:

$$\vec{e}_x = \sin(\vartheta)\cos(\varphi)\vec{e}_r + \cos(\vartheta)\cos(\varphi)\vec{e}_\vartheta - \sin(\varphi)\vec{e}_\varphi, \quad (5.9)$$

$$\vec{e}_y = \sin(\vartheta)\sin(\varphi)\vec{e}_r + \cos(\vartheta)\sin(\varphi)\vec{e}_\vartheta + \cos(\varphi)\vec{e}_\varphi \quad (5.10)$$

Damit ergibt sich für \vec{F}_0 (analog für \vec{A}_0)

$$\begin{aligned} \vec{F}_0 = \sin(\vartheta) & \left[\cos(\varphi)F_{0x} + \sin(\varphi)F_{0y} \right] \vec{e}_r \\ & + \cos(\vartheta) \left[\cos(\varphi)F_{0x} + \sin(\varphi)F_{0y} \right] \vec{e}_\vartheta \\ & + \left[-\sin(\varphi)F_{0x} + \cos(\varphi)F_{0y} \right] \vec{e}_\varphi. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Daraus folgt

$$\begin{aligned}
 \vec{e}_r \times \vec{F}_0 &= \vec{e}_r \times \vec{e}_\vartheta \cos(\vartheta) \left[\cos(\varphi) F_{0x} + \sin(\varphi) F_{0y} \right] \\
 &\quad + \vec{e}_r \times \vec{e}_\varphi \left[-\sin(\varphi) F_{0x} + \cos(\varphi) F_{0y} \right] \\
 &= \vec{e}_\varphi \cos(\vartheta) \left[\cos(\varphi) F_{0x} + \sin(\varphi) F_{0y} \right] \\
 &\quad + \vec{e}_\vartheta \left[\sin(\varphi) F_{0x} - \cos(\varphi) F_{0y} \right].
 \end{aligned} \tag{5.12}$$

Wenn man in Gleichung (5.12) \vec{F}_0 durch \vec{A}_0 ersetzt und nochmals das Kreuzprodukt mit \vec{e}_r , erhält man

$$\begin{aligned}
 \vec{e}_r \times \vec{e}_r \times \vec{A}_0 &= -\vec{e}_\vartheta \cos(\vartheta) \left[\cos(\varphi) A_{0x} + \sin(\varphi) A_{0y} \right] \\
 &\quad + \vec{e}_\varphi \left[\sin(\varphi) A_{0x} - \cos(\varphi) A_{0y} \right]
 \end{aligned} \tag{5.13}$$

und damit schließlich

$$\begin{aligned}
 \vec{E}_0(\vartheta, \varphi) &= \vec{e}_\vartheta \left[(F_{0x} - Z_F \cos(\vartheta) A_{0y}) \sin(\varphi) - (F_{0y} + Z_F \cos(\vartheta) A_{0x}) \cos(\varphi) \right] \\
 &\quad + \vec{e}_\varphi \left[(Z_F A_{0x} + \cos(\vartheta) F_{0y}) \sin(\varphi) - (Z_F A_{0y} - \cos(\vartheta) F_{0x}) \cos(\varphi) \right]
 \end{aligned} \tag{5.14}$$

mit

$$\begin{aligned}
 A_{0x} &= \iint J_x(x', y') e^{jk\vec{r}' \cdot \vec{e}_r} dx' dy' \\
 &= \iint J_x(x', y') e^{jk(x' \sin(\vartheta) \cos(\varphi) + y' \sin(\vartheta) \sin(\varphi))} dx' dy'.
 \end{aligned} \tag{5.15}$$

Analog zu Gleichung (5.15) lassen sich auch Gleichungen für A_{0y} , F_{0x} und F_{0y} aufstellen.

Für die folgenden Betrachtungen wird eine elektrische Strombelegung mit nur einer Ortskomponente $J_x(x, y) \neq 0$ angenommen. Alle anderen elektrischen und magnetischen Stromdichtekomponenten sind gleich Null ($J_y = 0$, $M_x = 0$, $M_y = 0$). Man erhält somit

$$\vec{E}_0(\vartheta, \varphi) = -Z_F \cos(\vartheta) \cos(\varphi) A_{0x} \vec{e}_\vartheta + Z_F \sin(\varphi) A_{0x} \vec{e}_\varphi. \tag{5.16}$$

Betrachtet man nur Aufpunkte in der Ebene $\varphi = 0^\circ$, ergibt sich aus Gleichung (5.16)

$$\vec{E}_0(\vartheta, \varphi = 0) = -Z_F \cos(\vartheta) A_{0x} \vec{e}_\vartheta. \tag{5.17}$$

Diese Ebene wird als \vec{E} -Ebene bezeichnet, da der elektrische Feldvektor in dieser Ebene liegt. Für die Ebene $\varphi = 90^\circ$ ergibt sich analog

$$\vec{E}_0(\vartheta, \varphi) = Z_F A_{0x} \vec{e}_\varphi. \quad (5.18)$$

Diese Ebene wird als \vec{H} -Ebene bezeichnet, da die Komponenten des magnetischen Feldvektors \vec{H} in dieser Ebene liegen. Im Folgenden werden nur Aufpunkte in der \vec{E} -Ebene ($\varphi = 0^\circ$) betrachtet. Gleichung (5.15) liefert

$$A_{0x}(\vartheta, \varphi = 0) = \iint J_x(x', y') e^{jk(x'\sin(\vartheta))} dx' dy'. \quad (5.19)$$

Abbildung 5.4 zeigt eine Apertur, die durch die Kurven $h_o(x')$ und $h_u(x')$ begrenzt ist und mit der elektrischen Stromdichte-Verteilung $J_x(x', y')$ belegt ist.

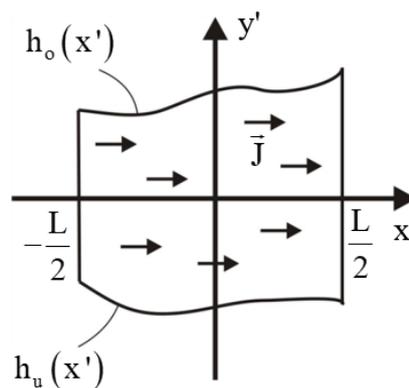


Abbildung 5.4: Durch die Kurven $h_o(x')$ und $h_u(x')$ begrenzte und mit einer Flächenstromverteilung $J_x(x', y')$ belegte Apertur in der Ebene $z' = 0$

Das Integral aus Gleichung (5.19) lässt sich damit wie folgt aufspalten:

$$A_{0x}(\vartheta, \varphi = 0) = \int_{x'=-L/2}^{L/2} \int_{y'=h_u(x')}^{h_o(x')} J_x(x', y') dy' e^{jkx'\sin(\vartheta)} dx'. \quad (5.20)$$

Mit der Abkürzung

$$w(x') = \int_{y'=h_u(x')}^{h_o(x')} J_x(x', y') dy' \quad (5.21)$$

und der Substitution

$$p = \frac{2x'}{L} \quad (5.22)$$

$$u = \frac{\pi L}{\lambda} \sin(\vartheta) = k \frac{L}{2} \sin(\vartheta) \quad (5.23)$$

erhält man

$$A_{0x}(\vartheta, \varphi = 0) = \frac{L}{2} \int_{-1}^1 f(p) e^{jpu} dp = \frac{L}{2} g(-u) \quad (5.24)$$

und schließlich die Gleichung

$$g(u) = \int_{-1}^1 f(p) e^{-jpu} dp. \quad (5.25)$$

Gleichung (5.25) stellt einen zentralen Satz der Antennentheorie dar, der besagt, dass die normierte Strahlungsfunktion $g(u)$ gleich der Fouriertransformierten der normierten Belegungsfunktion $f(p)$ ist:

$$g(u) \leftrightarrow f(p). \quad (5.26)$$

5.2 Entwicklung von Anregungsmodellen für die Software CST Microwave Studio

5.2.1 Grundidee

Die in Abschnitt 5.1.1 vorgestellte „Anwendung des Huygens’schen Prinzips“ wird hier dazu verwendet, Anregungsmodelle zu erstellen, mit denen Strahlungsfelder von Antennen numerisch berechnet werden können. Da die für dieses Kapitel durchgeführten Simulationen mit der Software CST Microwave Studio [9], [128] durchgeführt werden, werden die Anregungsmodelle in Form eines Dateiformats generiert, das den Import der Felddaten in die Software-Umgebung ermöglicht. Das durch die Software bereitgestellte Werkzeug „Field Source“ ermöglicht es, tangentiale elektrische und magnetische Feldverteilungen auf den sechs Berandungsflächen eines Quaders einzuprägen. Da im Rahmen der hier betrachteten Anwendung (Definition der tangentialen Feldverteilung auf einer Apertur) nur die Definition von Felddaten auf einer rechteckigen/quadratischen und ebenen Fläche erforderlich ist, wird hier auf einer Quaderfläche das benötigte Feld eingepreßt, während das elektromagnetische Feld auf allen anderen fünf Flächen des Quaders zu Null gesetzt wird. Im Folgenden wird auf die Modellierung dieser Anregungsfläche näher eingegangen.

Das Strahlungsfeld eines Aperturstrahlers (Hornantenne, Ende einer Hohlleitung) kann mit einer Anregungsfläche berechnet werden, die mit den Tangentialkomponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärken aus der Aperturebene des Strahlers belegt ist. Die Anregungsfläche kann aber auch das tangentiale elektromagnetische Feld auf einer Fläche repräsentieren, die beliebig im Feld einer elektromagnetischen Welle (homogene ebene Welle, Gauß’sche Strahlwelle) angeordnet ist. Diese Vorgehensweisen bringen den Vorteil mit sich, dass die Modellierung einer mit einer bestimmten Feldverteilung belegten Fläche ausreicht, um das lokale Strahlungsverhalten einer Quelle zu beschreiben. Auf die Modellierung der komplexen Geometrie einer gesamten Quelle kann dabei verzichtet werden, wodurch sich die Größe des Rechenraums – und somit auch der numerische Aufwand – erheblich reduzieren lässt.

Ein Anregungsmodell für einen bestimmten Wellentypen wird durch die Tangentialkomponenten der elektrischen sowie der magnetische Feldstärke (\vec{E}_{tan} und \vec{H}_{tan}) auf einer Fläche F definiert, die sich an einer beliebigen Stelle im Feld der Welle befindet (Abbildung 5.5).

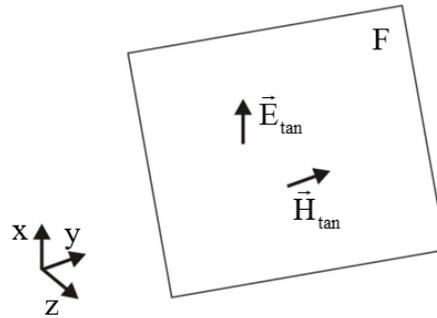


Abbildung 5.5: Beliebige im Raum angeordnete Anregungsfläche F , definiert durch die zu dieser Fläche tangentialen Feldkomponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke

An einem beliebigen Punkt der Fläche F können die tangentiale elektrische Feldstärke \vec{E}_{tan} und die tangentiale magnetische Feldstärke \vec{H}_{tan} aus dem zuvor bestimmten elektrischen Feld \vec{E} auf dieser Fläche und mit dem Normalenvektor \vec{n} der Fläche wie folgt berechnet werden:

$$\vec{E}_{\text{tan}} = \vec{E} - (\vec{n} \cdot \vec{E}) \cdot \vec{n}, \quad (5.27)$$

$$\vec{H}_{\text{tan}} = \frac{\vec{e}_k \times \vec{E}}{Z_F} - \left(\vec{n} \cdot \frac{\vec{e}_k \times \vec{E}}{Z_F} \right) \cdot \vec{n}. \quad (5.28)$$

Der Zusammenhang aus Gleichung (5.28) gilt nur für TEM-Wellen. Der Vektor \vec{e}_k ist der Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung der Welle.

Die elektrischen und magnetischen Flächenstromdichten \vec{J}_F und \vec{M}_F auf der Fläche F lassen sich mit \vec{E}_{tan} und \vec{H}_{tan} folgendermaßen bestimmen:

$$\vec{J}_F = \vec{n} \times \vec{H}_{\text{tan}}, \quad (5.29)$$

$$\vec{M}_F = -\vec{n} \times \vec{E}_{\text{tan}}. \quad (5.30)$$

Somit erhält man eine Flächenstrombelegung, die in den umgebenen Raum strahlt (siehe Abschnitt 5.1.2).

In den Abschnitten 5.3 und 5.4 werden die für diese Arbeit entwickelten Anregungsmodelle sowie deren Implementierung vorgestellt. Dabei handelt es sich um Anregungsmodelle verschiedener Aperturfelder (Aperturen von Hornantennen) sowie für verschiedene Wellentypen

(homogene ebene Welle, Gauß'sche Strahlwelle). Zunächst wird in Abschnitt 5.2.2 die programmiertechnische Umsetzung zur Generierung der Anregungsmodelle mittels für diese Arbeit entwickelter C++-Programme erläutert.

5.2.2 Programmiertechnische Umsetzung

Man betrachte zunächst eine rechteckige Fläche F mit den Seitenlängen a und b , deren Mittelpunkt von der z -Achse im Punkt $z = z_0$ durchstoßen wird. In diesem Punkt wird auch das lokale Koordinatensystem (x', y') definiert (siehe Abbildung 5.6).

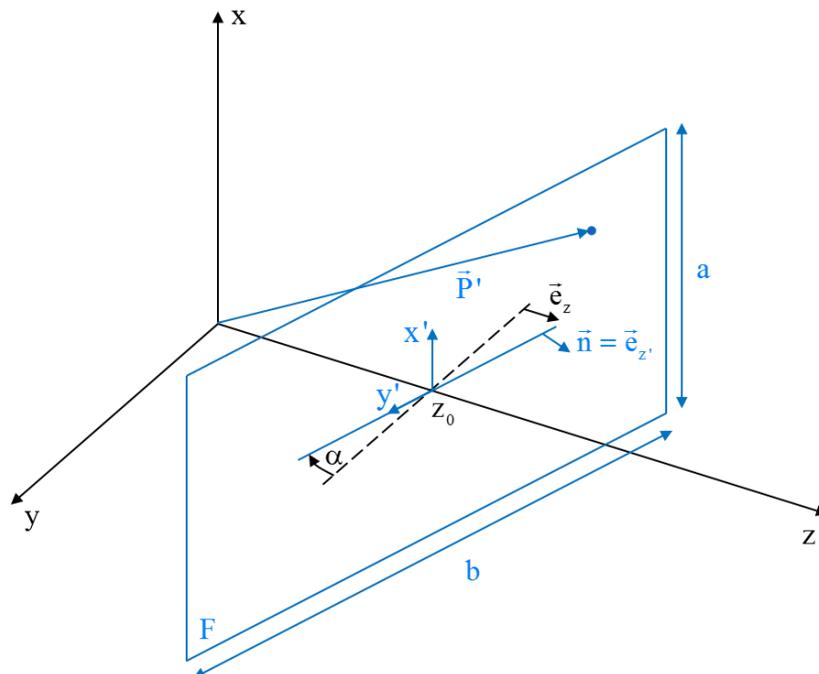


Abbildung 5.6: Gegenüber der z -Achse verwinkelte Fläche F mit den für die Bestimmung der elektromagnetischen Tangentialkomponenten benötigten Größen

Verkippt man die Flächennormale \vec{n} von F gegenüber der z -Achse um einen Winkel α , dann ergibt sich die Flächennormale zu

$$\vec{n} = \vec{e}_{z'} = \sin(\alpha)\vec{e}_y + \cos(\alpha)\vec{e}_z. \quad (5.31)$$

Ein beliebiger Punkt P' auf der Fläche F wird durch

$$P' = (x', y') = \left(m \frac{a}{2}, n \frac{b}{2} \right) \text{ mit } -1 \leq m, n \leq 1 \quad (5.32)$$

beschrieben.

Die auf die Punkte P' zeigenden Aufpunktvektoren \vec{P}' besitzen ihren Ursprung im globalen Koordinatensystem (x, y, z) und werden wie folgt bestimmt:

$$\vec{P}' = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x' \\ y' \cos(\alpha) \\ z_0 - y' \sin(\alpha) \end{pmatrix} \quad (5.33)$$

Nun kann man die Tangentialkomponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke auf der Fläche F mit den Gleichungen (5.27) und (5.28) wie folgt bestimmen:

$$\vec{E}_{\text{tan}}(\vec{P}') = \vec{E}(\vec{P}') - (\vec{n} \cdot \vec{E}(\vec{P}')) \cdot \vec{n}, \quad (5.34)$$

$$\vec{H}_{\text{tan}}(\vec{P}') = \frac{\vec{e}_k \times \vec{E}(\vec{P}')}{Z_0} - \left(\vec{n} \cdot \frac{\vec{e}_k \times \vec{E}(\vec{P}')}{Z_0} \right) \cdot \vec{n}. \quad (5.35)$$

Die zur Generierung der Anregungsmodelle entwickelten C++-Programme ermöglichen es, diskrete tangential elektromagnetische Feldverteilungen auf der Anregungsfläche F zu berechnen. Diese Felddaten werden dann in ein für die Software CST Microwave Studio vorgesehenes Format geschrieben, mit dem die Anregungsmodelle in die Software importiert werden können.

Zu Beginn müssen den C++-Programmen folgende Konstanten übergeben werden:

1. Frequenz f der elektromagnetischen Welle
2. Vakuum-Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8$ m/s
3. Freifeldwellenwiderstand $Z_0 \approx 120\pi \Omega$
4. Winkel α
5. Seitenlängen a und b
6. Abstände $\Delta x'$ und $\Delta y'$ zwischen den Aufpunkten auf der Fläche F

7. Lage z_0 des Mittelpunktes der Anregungsfläche F auf der z -Achse

Folgende Parameter werden zu Beginn des Programmdurchlaufs aus den zuvor übergebenen Konstanten bestimmt:

1. Freiraum-Wellenlänge: $\lambda = \frac{c}{f}$

2. Wellenzahl: $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$

3. Anzahl $n_{x'}$ und $n_{y'}$ der Aufpunkte in x' - und y' -Richtung:

$$n_{x'} = \frac{a}{\Delta x'}, \quad (5.36)$$

$$n_{y'} = \frac{b}{\Delta y'}. \quad (5.37)$$

4. Die von der Anregungsfläche abgestrahlte Leistung P_{ab}

Nun alloziert das Programm Speicherplatz für zweidimensionale Arrays zu Speicherung der elektrischen und magnetischen Feldwerte. Für die elektrische und die magnetische Feldstärke werden jeweils Arrays mit Speicherplatz für jeweils $n_{x'} \times n_{y'}$ Einträgen deklariert.

Für jeden auf der Fläche F definierten Punkt P' werden nun die Tangentialkomponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke $\vec{E}_{\text{tan}}(\vec{P}')$ und $\vec{H}_{\text{tan}}(\vec{P}')$ gemäß den Gleichungen (5.34) und (5.35) berechnet. Die Felddaten werden dann in das sogenannte „NFD“-Dateiformat (NFD = nearfield sources) geschrieben, das den Felddaten-Import in CST Microwave Studio ermöglicht. Die durch dieses Format definierte tangentielle Feldverteilung auf den sechs Berandungsflächen eines Quaders fungiert nun als Feldquelle/Anregung („Field Source“) für numerische elektromagnetische Simulationen von Antennen-/Apertur-Strahlungsfeldern. Da die Software zum Zeitpunkt dieser Forschungsarbeit kein Werkzeug zum Import von Feldverteilungen auf einzelnen, nicht geschlossenen Flächen bereitstellte, wird das hier verwendete „Field Source“-Werkzeug so verwendet, dass nur eine Fläche des Quaders mit einer elektromagnetischen Feldverteilung belegt ist und das Feld auf allen anderen Flächen zu Null gesetzt wird. Die Struktur der NFD-Dateien zur Definition der Feldquellen ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Die Größen n_z und Δz weisen dem Quader eine Tiefe zu, die für die hier angestellten Betrachtungen keine Relevanz haben.

```

cell_number 7774995
              ↑   ↑   ↑
            nx' ny' nz
              Δy' in m
cell_size (e-005) (e-005) (0.0001) ← Δz in m
Δx' in m
box_min 0.000000e+000 0.000000e+000 0.000000e+000
data
    Position des Quaders an der Stelle (x' = -a/2, y' = -b/2)
{
    frequency 6.45e+011 ← Frequenz f in Hz
    Xlower
    {
        0 0 0 0 0 0 0 0
        ...
    }
    Xupper
    {
        0 0 0 0 0 0 0 0
        ...
    }
    Ylower
    {
        0 0 0 0 0 0 0 0
        ...
    }
    Yupper
    {
        0 0 0 0 0 0 0 0
        ...
    }
    Zlower
    {
        0 0 0 0 0 0 0 0
        ...
    }
    Zupper
    {
        real(E_x) imag(E_x) 0 0 0 0
        ...
        real(H_y) imag(H_y)
        ...
    }
    ← Im{Etan(P')}
    ← Re{Etan(P')}
    ← Im{Htan(P')}
    ← Re{Htan(P')}
}

```

Abbildung 5.7: Aufbau der NFD-Datei zum Import der Felddaten in CST Microwave Studio

5.3 Anregungsmodelle für TEM-Wellen

5.3.1 Erstellung von Anregungsmodellen für TEM-Wellen

Ein Anregungsmodell für eine TEM-Welle erhält man, in dem man eine Anregungsfläche definiert, die die tangential elektrische Feldverteilung auf einer beliebig im Feld einer homogenen ebenen Welle angeordneten, ebenen Fläche F beschreibt. Die elektrische Feldstärke einer sich in einem verlustfreien Medium in z -Richtung ausbreitenden Welle ergibt sich zu

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-jkz} = \vec{E}_0 e^{-jkz}. \tag{5.38}$$

Dabei ist \vec{k} der Wellenvektor

$$\vec{k} = k \vec{e}_z, \tag{5.39}$$

der die Ausbreitungsrichtung der Welle vorgibt.

Abbildung 5.8 zeigt die Verteilung der tangentialen elektrischen Feldstärke (Betrag des Momentanwertes zum Zeitpunkt $t = 0$) auf einer orthogonal zur Ausbreitungsrichtung einer homogenen ebenen Welle (hier: $\vec{e}_k = \vec{e}_z$) ausgerichteten Fläche. Da die Anregungsfläche auf einer Fläche konstanter Phase angeordnet ist, ergibt sich auf ihr eine homogene Feldstärkeverteilung.

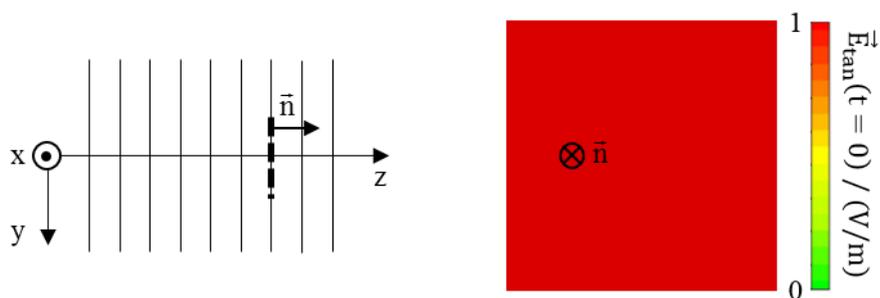


Abbildung 5.8: Tangentiale elektrische Feldverteilung auf einer im Feld einer HEW orthogonal zur Ausbreitungsrichtung liegenden ebenen Fläche

Für eine schräg im Feld einer homogenen ebenen Welle angeordnete ebene Fläche ergibt sich die in Abbildung 5.9 dargestellte Feldverteilung. Man kann hier erkennen, dass sich nun eine

Phasenbelegung der elektrischen Feldstärke auf dieser Fläche ergibt, da die Fläche mehrere Phasenfronten der Welle schneidet.

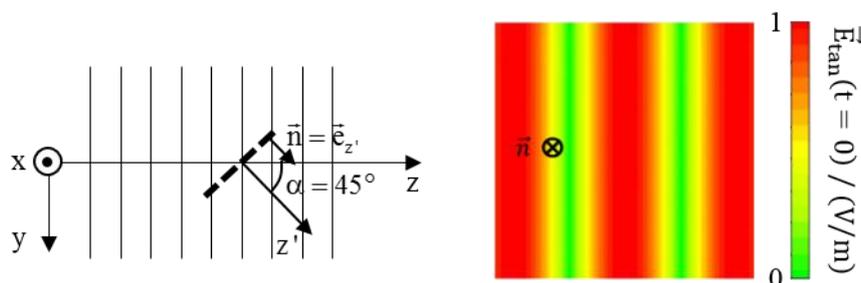


Abbildung 5.9: Momentane tangentielle elektrische Feldverteilung auf einer im Feld einer homogenen ebenen Welle schräg zur Ausbreitungsrichtung angeordneten ebenen Fläche („Phasenbelegung“)

5.3.2 Berechnung der Nah- Und Fernfelder

a) Randbedingungen

Vor den Simulationen der Strahlungsfelder der im vorigen Abschnitt vorgestellten Anregungsmodelle muss zunächst der Rechenraum für die Feldsimulationen definiert werden. Die homogene Belegung aus Abbildung 5.8 kann als Flächenausschnitt der Phasenfront einer homogenen ebenen Welle angesehen werden. Eine homogene ebene Welle tritt in der physikalischen Realität nicht auf, da sie unendlich ausgedehnte, ebene Phasenfronten besitzt. Häufig lassen sich durch sie jedoch Strahlungsfelder von Quellen näherungsweise beschreiben. Aufgrund von Beugungseffekten würde das Feld einer homogen belegten, endlich großen Anregungsfläche bei der Ausbreitung in den freien Raum divergieren. Dies kann durch geeignete Wahl der Randbedingungen des numerischen Rechenraums vermieden werden: Auf den parallel zum elektrischen Feldvektor \vec{E} und parallel zum Wellenvektor \vec{k} liegenden Raumbegrenzungsflächen werden magnetische Randbedingungen ($\vec{H}_{\text{tan}} = 0$) definiert, auf den beiden weiteren parallel zu \vec{k} liegenden Randflächen werden elektrische Randbedingungen ($\vec{E}_{\text{tan}} = 0$) festgelegt. Auf den übrigen zwei Randfläche an den Stellen $z = z_{\text{min}}$ und $z = z_{\text{max}}$ werden offene Randbedingungen gewählt, die die auftreffende Welle nahezu vollständig absorbieren. In dieser sogenannten „Bandleitung“ kann sich eine TEM-Welle mit ebenen Phasenfronten ausbreiten. Die Anordnung des Rechenraums ist in Abbildung 5.10 dargestellt.

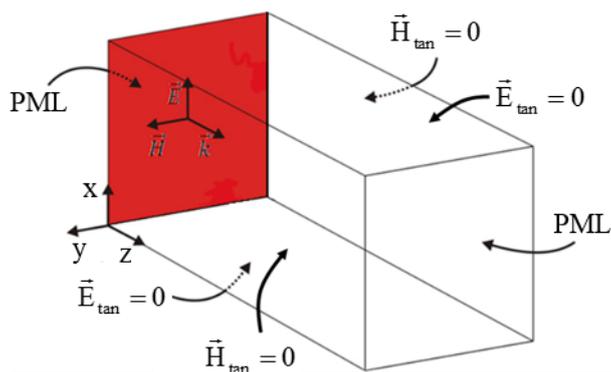


Abbildung 5.10: Spezielle Anordnung elektrischer und magnetischer Randbedingungen („Bandleitung“), zwischen denen sich eine durch eine homogen belegte Fläche angeregte TEM-Welle mit ebenen Phasenfronten ausbreiten kann

Zur Berechnung der Strahlungsfelder in anderen Anordnungen kann auch eine Anregungsfläche erforderlich sein, die in den sonst freien Raum strahlt, wie es zum Beispiel in der ersten Anwendung aus Abschnitt 5.1.1 der Fall ist. Die Anregungsfläche wird dabei in einem numerischen Rechenraum angeordnet, der ausschließlich durch offene Randbedingungen begrenzt ist. In Abbildung 5.11 ist dies für eine homogen belegte Fläche dargestellt.

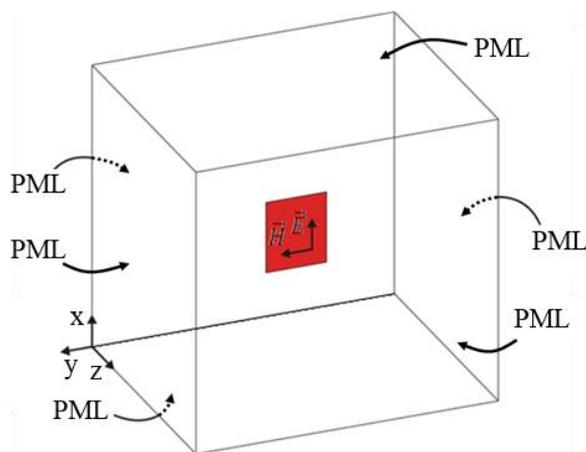


Abbildung 5.11: Homogen belegte Fläche in einem ausschließlich durch offene Randbedingungen begrenzten Rechengebiet

Gemäß der zweiten Anwendung aus Abschnitt 5.1.1 wird nun eine Anregungsfläche so angeordnet, dass sie von einer ideal leitfähigen, unendlich großen Platte umgeben ist, die im Unendlichen über eine Halbkugel geschlossen wird. Um eine numerische Modellierung zu ermöglichen, wird die Größe dieser Platte so gewählt, dass die seitlichen Begrenzungen der Platte nahezu feldfrei sind. Auf allen übrigen Raumbegrenzungsflächen werden offene Randbedingungen definiert (siehe Abbildung 5.12).

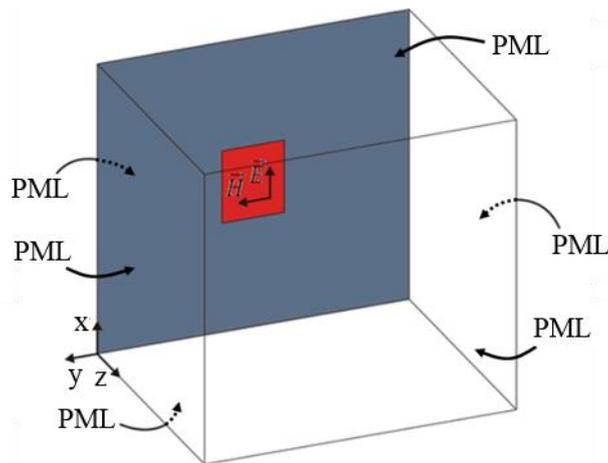


Abbildung 5.12: Von einer ebenen, ideal leitenden Platte umgebene homogen belegte Fläche in einem durch offene Randbedingungen begrenzten Rechengebiet

b) Feldberechnungen

Bandleitung

Zuerst wird das Strahlungsfeld der in der Bandleitung positionierten, homogen belegten Anregungsfläche aus Abbildung 5.10 berechnet. In Abbildung 5.13 a) ist die Momentaufnahme der elektrischen Feldstärkeverteilung $\vec{E}(z, t = 0)$ der angeregten TEM-Welle im logarithmischen Maßstab zu sehen. Die Frequenz und der Scheitelwert der elektrischen Feldstärke betragen $f = 645 \text{ GHz}$ und $\hat{E} = 1 \text{ V/m}$. Die Anregung der in z -Richtung laufenden Welle erfolgt an der Stelle $z = z_{\text{max}}$. An der Stelle $z = z_{\text{max}}$ wird die Welle von der offenen Randbedingung absorbiert. Da die spezielle Anordnung der elektrischen und magnetischen Randbedingungen eine Aufweitung der Welle verhindert, bleiben die Phasenfronten während der Ausbreitung eben. Abbildung 5.13 b) zeigt die logarithmische Darstellung des Scheitelwerts der elektrischen Feldstärke $|\vec{E}|$ der TEM-Welle. Die Verteilung des Scheitelwerts ist im gezeigten Längsschnitt der Bandleitung homogen, da die Wellenberge jeden Punkt im Rechenraum passieren.

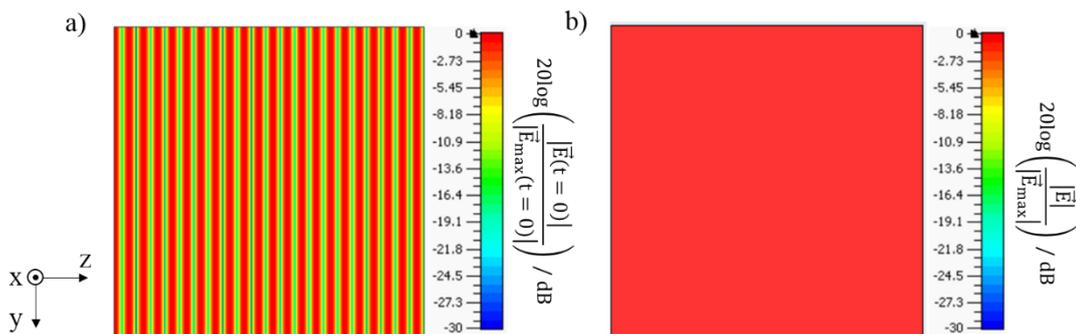


Abbildung 5.13: a) Betrag und b) Scheitelwert der elektrischen Feldstärke in einem vertikalen Längsschnitt durch die Bandleitungsachse

Homogene Belegung im freien Raum

Abbildung 5.14 zeigt das Strahlungsfeld einer homogen belegten Anregungsfläche mit einer Größe von $(1,5 \times 1,5) \text{ mm}^2$ (gestrichelte Markierung im Feldbild), die in den sonst freien Raum strahlt (Modellierung nach Abbildung 5.11).

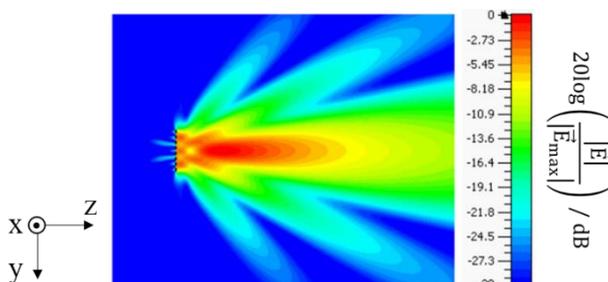


Abbildung 5.14: Von der homogen belegten Anregungsfläche erzeugte elektrische Feldverteilung

Aufgrund von Beugungseffekten ergeben sich mehrere Strahlungskeulen: eine Hauptkeule und mehrere Nebenkeulen. Deutlicher werden diese Beugungseffekte bei der Betrachtung des Fernfeld-Richtdiagramms, welches in Abbildung 5.15 für die \vec{E} -Ebene (siehe Definition in Abschnitt 5.1.2) der Anregungsfläche gezeigt ist. Die Hauptkeule besitzt eine Halbwertsbreite von $15,6^\circ$ und weist einen Gewinn von 21,4 dBi auf.

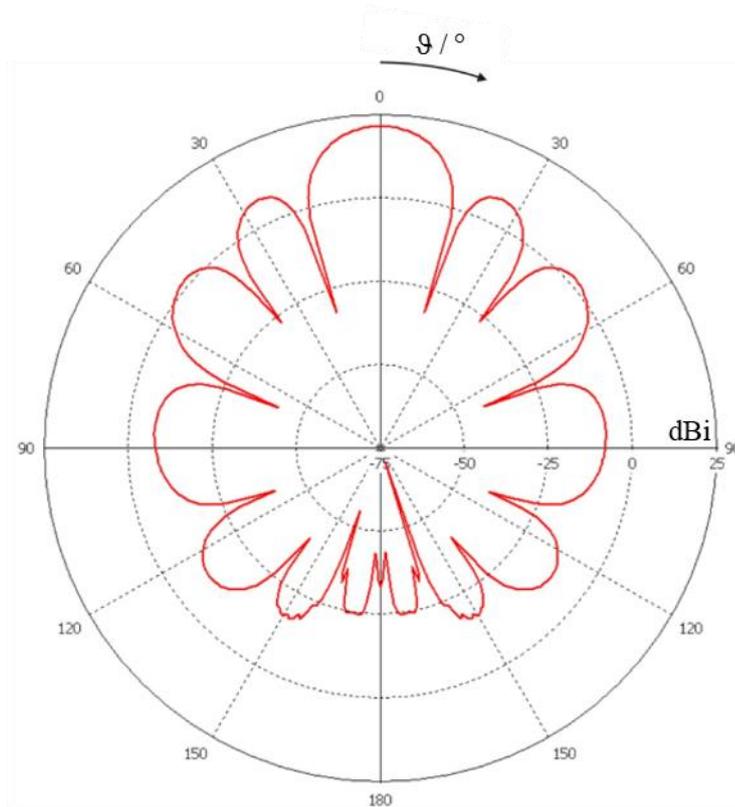


Abbildung 5.15: Fernfeldrichtdiagramm in der \vec{E} -Ebene der homogen belegten Anregungsfläche

Die normierte Strahlungsfunktion ergibt sich aus der Fouriertransformierten der normierten Belegungsfunktion (siehe Abschnitt 5.1.2). Für eine homogen belegte Anregungsfläche ergibt sich die folgende normierte Belegungsfunktion:

$$f(\rho) = 1. \quad (5.40)$$

Gemäß Gleichung (5.25) ergibt sich die normierte Strahlungsfunktion zu

$$g(u) = 2 \frac{\sin(u)}{u} = 2 \text{si}(u). \quad (5.41)$$

Homogene Belegung, umgeben von einer leitenden, ebenen Platte

Im Folgenden wird die Anordnung aus Abbildung 5.12 betrachtet, bei der eine homogen belegte Anregungsfläche von einer ideal leitenden Metallplatte (PEC) umgeben ist. Die elektrische Feldstärkeverteilung in dieser Anordnung ist in Abbildung 5.16 gezeigt. Im Vergleich zu Abbildung 5.14 sieht man, dass das Einbringen einer Metallplatte in den Rechenraum nur einen sehr geringen Einfluss auf die Feldverteilung hat. Diese Modellierungsweise mit Anregungsmodellen für TEM-Wellen soll daher nicht weiter betrachtet werden.

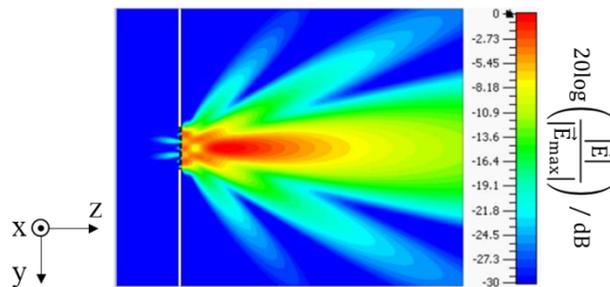


Abbildung 5.16: Die von einer homogen belegten, von einer ideal leitenden ebenen Platte umgebenen Anregungsfläche erzeugte elektrische Feldverteilung

5.4 Anregungsmodelle für Gauß'sche Strahlwellen

5.4.1 Gauß'sche Strahlwellen

Die Theorie Gauß'scher Strahlwellen dient besonders gut zur (vereinfachten) Charakterisierung der elektromagnetischen Feldemission eines Lasers, des Endes einer Glasfaserleitung oder einer Diagonal-Hornantenne, wie sie im Verlauf dieses Kapitels näher betrachtet wird. Die Abhängigkeit der Feldstärke einer Gauß'schen Strahlwelle vom Abstand ρ von der Strahlachse ist durch eine Gauß-Funktion $\exp(-a\rho^2)$ beschreibbar. Die Welle besitzt also ein inhomogenes, nach außen abklingendes, seitlich begrenztes Transversalfeld. Der Strahldurchmesser der Gauß'schen Strahlwelle verändert sich während der Ausbreitung, was sich auf den physikalischen Effekt der Beugung zurückschließen lässt. Im Folgenden werden die Feldgleichungen der Grundwelle einer Gauß'schen Strahlwelle behandelt, was für die in dieser Arbeit angestellten Betrachtungen genügt. Mathematische Beschreibungen höherer Wellentypen können der Literatur entnommen werden [40].

a) Amplitudenverteilung

Für die folgenden Betrachtungen wird angenommen, dass sich eine Gauß'sche Strahlwelle in einem homogenen, isotropen, unmagnetischen, quellen- und verlustfreien Medium der Brechzahl n entlang der z -Achse ausbreitet. Die sogenannte „Taille“ – die dünnste Stelle des Strahls – befinde sich bei $z = 0$. Außerdem sei die Welle linear in x -Richtung polarisiert:

$$\vec{\underline{E}} = \underline{E}_x \vec{e}_x. \quad (5.42)$$

Das Feld der Welle ist abhängig von der ρ - und von der z -Komponente und unabhängig vom Azimutwinkel φ . In Zylinderkoordinaten ergibt sich die x -Komponenten der komplexen elektrischen Feldstärke zu

$$\underline{E}_x(\rho, z) = \underline{E}_x(0, 0) \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[\frac{-\rho^2}{w^2(z)}\right] \exp\left[-jnkz + j\Theta(z) - \frac{jnk\rho^2}{2R(z)} + \Phi_0\right] \quad (5.43)$$

Die Amplitude des elektrischen Feldvektors in der Taille ($z = 0$) und auf der Strahlachse ($\rho = 0$) ist durch $\underline{E}_x(0, 0)$ gegeben. $\underline{E}_x(0, 0)$ stellt außerdem den Maximalwert der elektrischen Feldstärke im Strahl dar.

Wenn man den Nullphasenwinkel auf $\Phi_0 = 0$ festlegt, wird $\underline{E}_x(0,0)$ reell und kann gleich E_0 gesetzt werden.

Die Amplitudenverteilung der Gauß'schen Strahlwelle in einer Ebene $z = \text{const.}$ erhält man aus Gleichung (5.43) wie folgt:

$$E_x(\rho, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[\frac{-\rho^2}{w^2(z)}\right]. \quad (5.44)$$

Der Phasenwinkel ergibt sich zu

$$\Phi_x(\rho, z) = -nkz + \Theta(z) - \frac{nk\rho^2}{2R(z)}. \quad (5.45)$$

Der Strahlradius $w(z)$ ist in einer Ebene $z = \text{const.}$ der Abstand ρ von der Strahlachse, bei dem der Wert $1/e \cdot E_x(0, z)$ erreicht ist, und $w_0 = w(z=0)$ ist die Tailenweite. $\Theta(z)$ ist die Phasenabweichung auf der Strahlachse zwischen der Gauß'schen Strahlwelle und einer homogenen ebenen Welle gleicher Frequenz und Ausbreitungsrichtung:

$$\Theta(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right). \quad (5.46)$$

Der Krümmungsradius der Flächen konstanter Phase ergibt sich zu

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right). \quad (5.47)$$

Dabei ist z_R die sogenannte Rayleigh-Länge

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (5.48)$$

Sie gibt den Abstand von der Taille an, bei dem sich der Strahlradius $w(z)$ auf $\sqrt{2}w_0$ vergrößert hat.

Abbildung 5.17 zeigt die normierte radiale Amplitudenverteilung in einer Ebene $z = \text{const.}$. In dem Diagramm ist auch der Strahlradius $w(z)$ dargestellt.

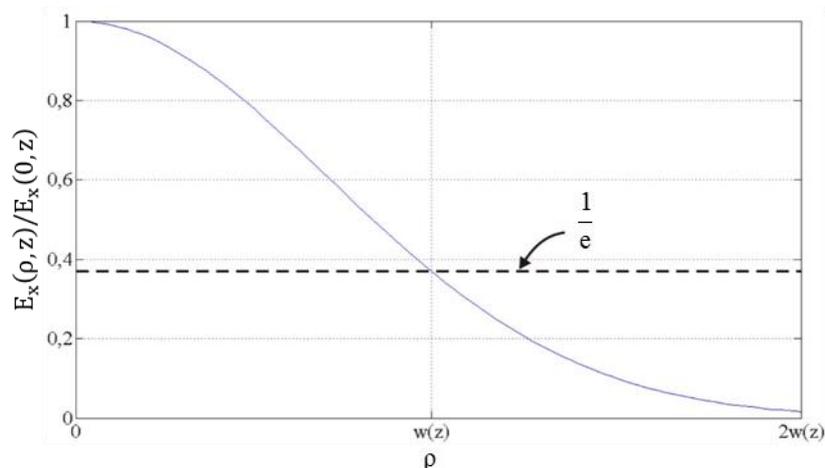


Abbildung 5.17: Normierte radiale Amplitudenverteilung der elektrischen Feldstärke der Gauß'schen Strahlwelle

In dem Diagramm in Abbildung 5.18 ist die normierte Leistungsdichte S_z aufgetragen, die proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke ist.

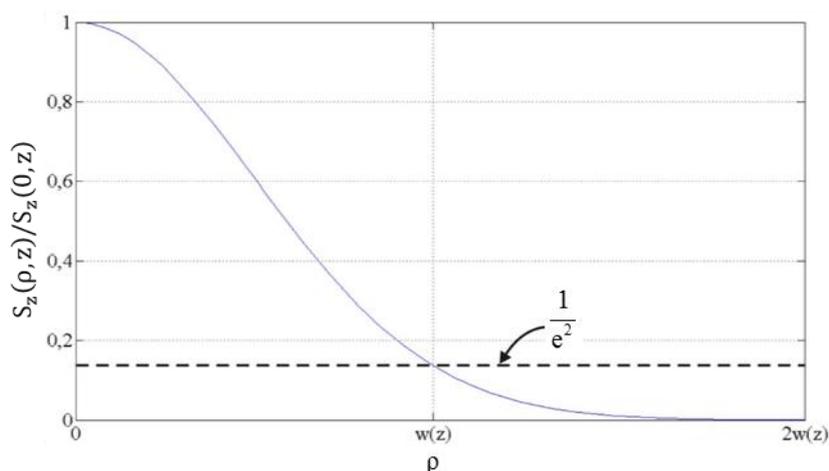


Abbildung 5.18: Normierte radiale Leistungsdichteverteilung der Gauß'schen Strahlwelle

Der Strahlradius w ergibt sich in Abhängigkeit von z zu

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}. \quad (5.49)$$

Wenn der Abstand z von der Taille sehr viel größer ist als die Rayleigh-Länge, wird der Strahlradius proportional zum Abstand z größer:

$$w(z) = \frac{w_0 |z|}{z_R} = \frac{|z| \lambda}{\pi w_0} \quad \text{für } |z| \gg z_R. \quad (5.50)$$

Dieser Bereich ($|z| \gg z_R$) wird auch als Fernfeld bezeichnet. Trägt man in diesem Bereich den Strahlradius als Funktion von z auf, erhält man eine Gerade. Diese Gerade schließt mit der z -Achse den sogenannten Divergenzwinkel ϑ_d ein (Abbildung 5.19):

$$\vartheta_d = \arctan\left(\frac{w(z)}{|z|}\right) = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi w_0}\right). \quad (5.51)$$

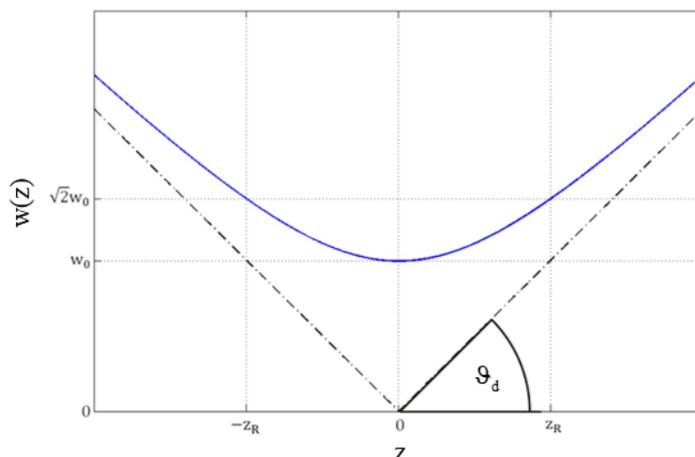


Abbildung 5.19: Strahlradius $w(z)$ als Funktion des Abstands z von der Strahltaille

Gleichung (5.51) zeigt, dass der Divergenzwinkel größer wird, je kleiner die Tailenweite w_0 ist.

Folgend ist die normierte Richtcharakteristik der Gauß'schen Strahlwelle in Abhängigkeit des Polarwinkels ϑ gegeben:

$$\frac{E(\vartheta)}{E(0)} = \exp\left[-\left(\frac{\vartheta}{\vartheta_d}\right)^2\right]. \quad (5.52)$$

Die in Abbildung xx gezeigte elektrische Feldstärke entlang der Strahlachse wird folgendermaßen berechnet:

$$E_x(0, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} = E_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (5.53)$$

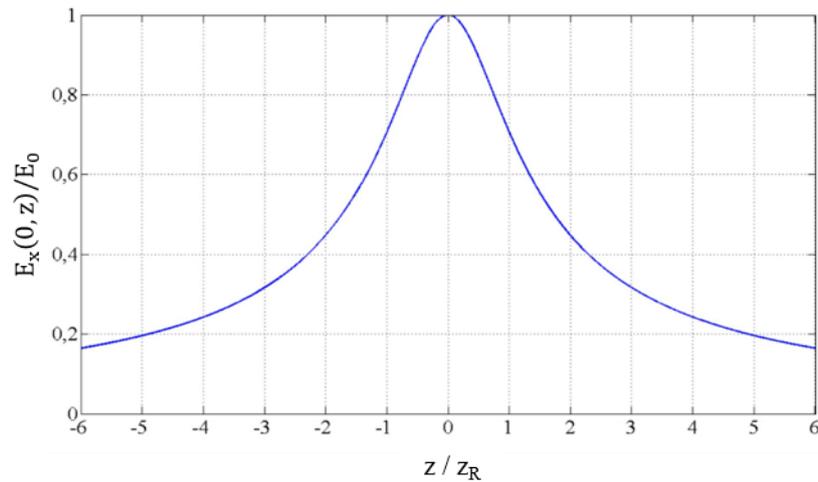


Abbildung 5.20: Normierte Amplitudenverteilung der elektrischen Feldstärke auf der Strahlachse als Funktion des Abstands z von der Strahltaile

Da der Strahldurchmesser $2w(z)$ während der Strahlausbreitung immer größer wird, verteilt sich die transportierte Leistung auf einer immer größer werdenden Querschnittsfläche. Dies führt zu einer Abnahme der Amplitude der elektrischen Feldstärke sowie der Leistungsdichte mit zunehmendem Abstand von der Taile. Für $|z| \gg z_R$ können folgende Abhängigkeiten angegeben werden:

$$E_x(0, z) \sim \frac{1}{|z|}, \quad (5.54)$$

$$S_z(0, z) \sim \frac{1}{z^2}. \quad (5.55)$$

Die transversale Komponente der magnetischen Feldstärke $\underline{H}_y(\rho, z)$ lässt sich aus der transversalen Komponente der elektrischen Feldstärke $\underline{E}_x(\rho, z)$ wie folgt bestimmen:

$$\underline{H}_y(\rho, z) = \frac{n\underline{E}_x(\rho, z)}{Z_0}. \quad (5.56)$$

b) Transportierte Leistung

Der zeitlich gemittelte Poynting-Vektor einer Gauß'schen Strahlwelle besitzt folgende Longitudinalkomponente:

$$S_z(\rho, z) = \frac{nw_0^2 E_0^2}{2w^2(z)Z_0} \exp\left[\frac{-2\rho^2}{w^2(z)}\right]. \quad (5.57)$$

Integriert man $S_z(\rho, z)$ über eine Querschnittsfläche des Strahls, erhält man die von der Gauß'schen Strahlwelle transportierte Leistung P:

$$\begin{aligned} P &= \int_0^{2\pi} \int_0^\infty S_z(\rho, z) \rho \, d\rho \, d\varphi = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{2} \frac{E_x^2(\rho, z = \text{const.})}{Z_0} \rho \, d\rho \, d\varphi \\ &= \frac{\pi n E_x^2(\rho, z = \text{const.}) w^2(z)}{4Z_0} = \frac{\pi n E_0^2 w_0^2}{4Z_0}. \end{aligned} \quad (5.58)$$

5.4.2 Abstrahlung einer diagonalen Hornantenne

Eine in der Praxis häufig verwendete Quelle elektromagnetischer Strahlung im THz-Bereich ist die diagonale Hornantenne [129]. Im Folgenden wird die elektromagnetische Feldemission einer diagonalen Hornantenne erläutert, die angenähert durch die Theorie der Gauß'schen Strahlwelle dargestellt werden kann. Des Weiteren werden unter Laborbedingungen gemessene Strahlungsfelder einer diagonalen Hornantenne hinsichtlich charakteristischer Eigenschaften einer Gauß'schen Strahlwelle (Divergenzwinkel, Tailenweite) untersucht. Auf Basis wurden Anregungsmodelle für Gauß'sche Strahlwellen erstellt, die im Verlauf dieses Abschnitts vorgestellt werden.

a) Berechnung der Aperturfelder und Charakterisierung einer äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle

Das Diagonalhorn

Mit einer diagonalen Hornantenne kann (angenähert) eine Gauß'sche Strahlwelle emittiert werden. Sie besitzt eine quadratische Aperturfläche, die gegenüber der Querschnittsfläche der speisenden Hohlleitung um 45° verdreht ist. Aus diesem Grund wird für weitere Betrachtungen hier für die Aperturfläche ein neues $\xi\eta$ -Koordinatensystem eingeführt, das, wie in Abbildung

5.21 b) ersichtlich, gegenüber dem xy -Koordinatensystem um 45° um die z -Achse verdreht ist. Außerdem ist in Abbildung 5.21 a) der kontinuierliche Übergang der Rechteck-Hohlleitung in das diagonale Horn dargestellt.

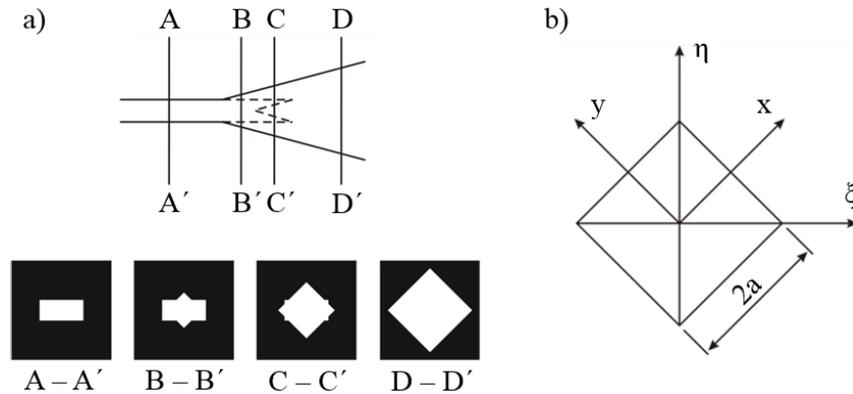


Abbildung 5.21: Geometrie der diagonalen Hornantenne: a) Längsschnitt und Querschnitte durch die Hornantenne und dem Ende der speisenden Rechteck-Hohlleitung, b) Aperturfläche des Diagonalhorns

Bei einer Überführung der TE_{01} -Grundmode der Rechteckhohlleitung (Querschnitt $A - A'$) in zwei orthogonale TE_{01} -Moden auf der Aperturfläche (Querschnitt $D - D'$) ergibt sich näherungsweise folgende elektrische Feldverteilung auf der Apertur:

$$\vec{E}_{\text{ap}} = E_0 \left(\cos\left(\frac{\pi y}{2a}\right) \vec{e}_x + \cos\left(\frac{\pi x}{2a}\right) \vec{e}_y \right) e^{jk\delta} \quad (5.59)$$

mit

$$\delta = \left(\frac{2a^2 - x^2 - y^2}{2L} \right). \quad (5.60)$$

Die Größe δ ist hierbei die geometrische Abweichung der sphärischen Phasenfront von der Aperturebene. Die Phasenfronten sind Kugelflächen, die in [129] durch Paraboloiden mit Ursprung in der Hornspitze approximiert werden.

Für eine Übertragung der Feldbeschreibung vom xy - in das $\xi\eta$ -Koordinatensystem muss zunächst eine Koordinatentransformation durchgeführt werden. Die Einheitsvektoren des $\xi\eta$ -Koordinatensystems ergeben sich zu

$$\vec{e}_\xi = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \text{ und } \vec{e}_\eta = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (5.61)$$

Die Komponenten der elektrischen Feldstärke ergeben sich damit zu

$$\begin{aligned} \underline{E}_\eta &= \vec{E}_{\text{ap}} \cdot \vec{e}_\eta = \sqrt{2}E_0 \cos\left(\frac{\pi\xi}{2\sqrt{2}a}\right) \cos\left(\frac{\pi\eta}{2\sqrt{2}a}\right) e^{jk\delta} \\ &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \left(\cos\left(\frac{\pi y}{2a}\right) + \cos\left(\frac{\pi x}{2a}\right) \right) e^{jk\delta} \end{aligned} \quad (5.62)$$

und

$$\begin{aligned} \underline{E}_\xi &= \vec{E}_{\text{ap}} \cdot \vec{e}_\xi = \sqrt{2}E_0 \sin\left(\frac{\pi\xi}{2\sqrt{2}a}\right) \sin\left(\frac{\pi\eta}{2\sqrt{2}a}\right) e^{jk\delta} \\ &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \left(\cos\left(\frac{\pi y}{2a}\right) - \cos\left(\frac{\pi x}{2a}\right) \right) e^{jk\delta}. \end{aligned} \quad (5.63)$$

Dabei ist \underline{E}_η der Phasor des kopolarisierten Feldes und \underline{E}_ξ der Phasor des kreuzpolarisierten Feldes. Etwa 84% der Leistung wird durch das kopolarisierte Feld abgestrahlt, das kreuzpolarisierte Feld strahlt etwa 10% der Leistung ab.

In Abbildung 5.22 und Abbildung 5.23 werden die Aperturfelder (Beträge der η - und der ξ -Komponente) einer diagonalen Hornantenne der Länge $L = 11,8$ mm und des Aperturdurchmessers $2a = 2,4$ mm bei der Frequenz $f = 625$ GHz und einer Amplitude der elektrischen Feldstärke von $E_0 = 1$ V/m gezeigt.

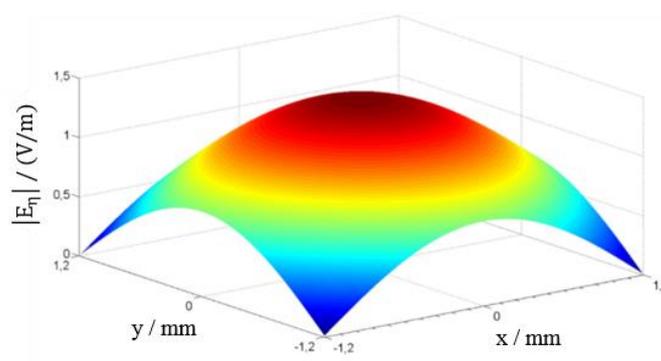


Abbildung 5.22: Betrag der kopolarisierten elektrischen Feldstärke in der Aperturebene der diagonalen Hornantenne

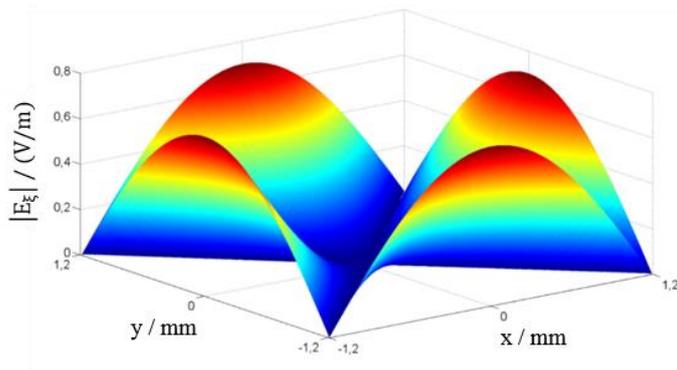


Abbildung 5.23: Betrag der kreuzpolarisierten elektrischen Feldstärke in der Aperturebene der diagonalen Hornantenne

Äquivalente Gauß'sche Strahlwelle

Das kopolarisierte Feld einer diagonalen Hornantenne kann als äquivalente Gauß'sche Strahlwelle angesehen werden. Die Parameter dieser Strahlwelle können von dem Strahlradius w_A des elektrischen Feldes in der Apertur abgeleitet werden. Die Tailleweite w_0 der äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle hängt mit w_A wie folgt zusammen:

$$w_A = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z_A}{z_R}\right)^2} \tag{5.64}$$

Dabei ist z_A der Abstand der Taille zur Aperturfläche.

Abbildung 5.24 zeigt die Geometrie der äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle im Vergleich mit der Geometrie der diagonalen Hornantenne.

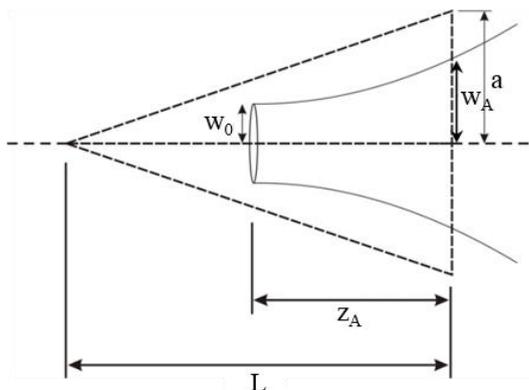


Abbildung 5.24: Geometrie der diagonalen Hornantenne und der äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle

Die Taillenweite w_0 lässt sich nun folgendermaßen berechnen:

$$w_0 = \frac{w_A}{\sqrt{1 + \tan^2(\Theta_A)}}. \quad (5.65)$$

Dabei ist Θ_A die Phasenverschiebung an der Stelle z_A gegenüber der Taille, die sich zu

$$\Theta_A = \arctan\left(\frac{\pi w_A^2}{\lambda L}\right) \quad (5.66)$$

ergibt.

b) Experimentelle Bestimmung der Eigenschaften einer äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle

In diesem Abschnitt wird erläutert, wie die Parameter einer äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle des Strahlungsfeldes einer diagonalen Hornantenne auf Basis von Strahlungsprofilen ermittelt wurden, die durch ein experimentelles Detektionsverfahren unter Laborbedingungen gemessen wurden. Die verwendete diagonale Hornantenne besitzt eine Länge von $L = 11,8$ mm und einen Aperturdurchmesser von $2a = 2,4$ mm und wird bei einer Frequenz von $f = 645$ GHz betrieben. Das Strahlprofil wurde in sechs verschiedenen Abständen von der Hornantenne auf parallel zur Aperturfläche liegenden Flächen mit Flächeninhalten von jeweils $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$ mit einem CMOS-Detektor gemessen, dessen Ausgangsspannung proportional zu der am Messort vorherrschenden Leistungsdichte ist ($U_{\text{out}} \sim |E_{\text{exp}}|^2$). Der Detektor besitzt eine Pixelfläche von $(150 \times 150) \mu\text{m}^2$. Die Messpunkte haben einen Abstand von $0,141$ mm in x -Richtung und $0,5$ mm in y -Richtung. Die Geometrie des Horns sowie die Positionen der Messebenen sind in Abbildung 5.25 qualitativ skizziert.

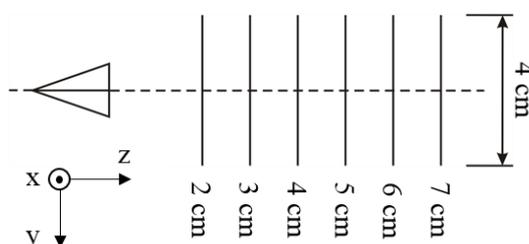


Abbildung 5.25: Position der einzelnen Messebenen

Abbildung 5.26 zeigt die gemessenen normierten Leistungsdichteverteilungen auf den in Abbildung 5.25 gezeigten Messebenen.

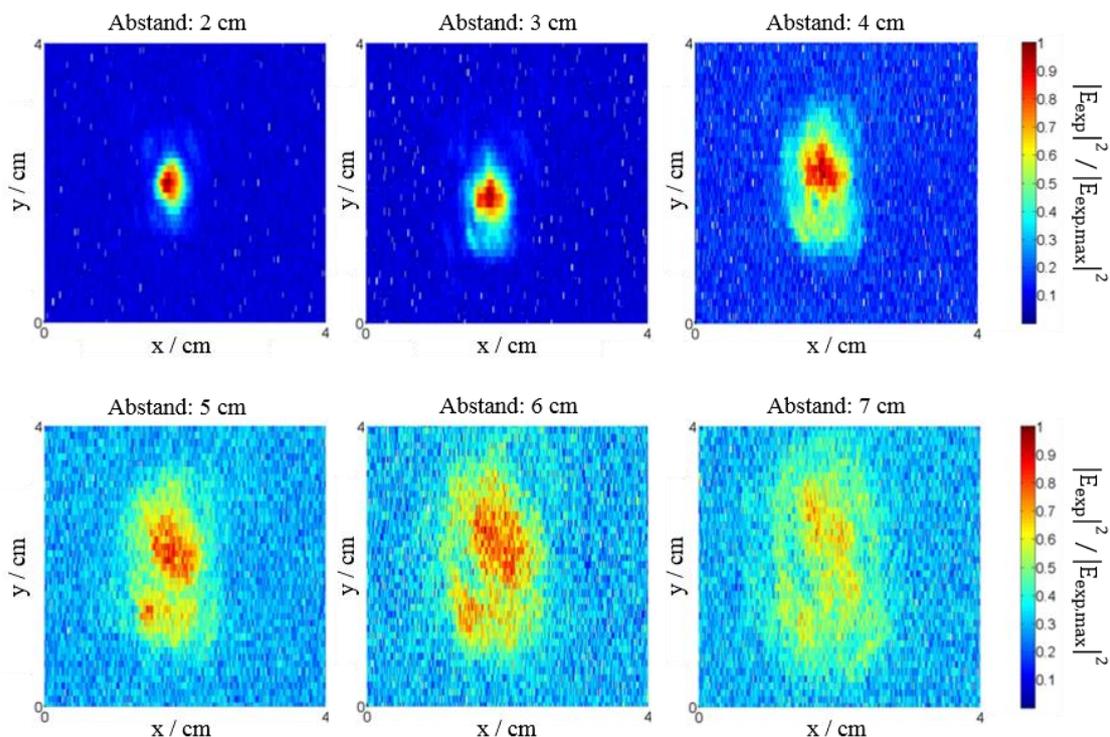


Abbildung 5.26: Normierte Leistungsdichteverteilungen auf den in Abbildung 5.25 skizzierten Messebenen

Ermittlung der Eigenschaften der äquivalenten Gauß’schen Strahlwelle mit Hilfe der Strahlradien der gemessenen Strahlprofile

Um aus den in Abbildung 5.26 gezeigten Strahlprofilen eine dem emittierten Feld der diagonalen Hornantenne äquivalenten Gauß’schen Strahlwelle ermitteln zu können, wurden die gemessenen normierten Leistungsdichteverteilung zunächst symmetriert. Hierfür wurde ein Algorithmus geschrieben, der die Feldmaxima eines jeden Strahlprofils sucht und auf Kreisen um diese Maxima für diskrete Radien $\Delta\rho$ die Mittelwerte von $|E_{\text{exp}}|^2$ bildet. Das symmetrierte Strahlprofil der im Abstand von 2 cm zur Apertur gemessenen normierten Leistungsdichte ist in Abbildung 5.27 in Form von blauen Datenpunkten dargestellt. Die aus den roten Datenpunkten bestehende Kurve gibt die zugehörige idealisierte Gaußverteilung an. Der aus dieser idealisierten Kurve ermittelte Strahlradius ergibt sich zu $w = 2,82 \text{ mm}$.

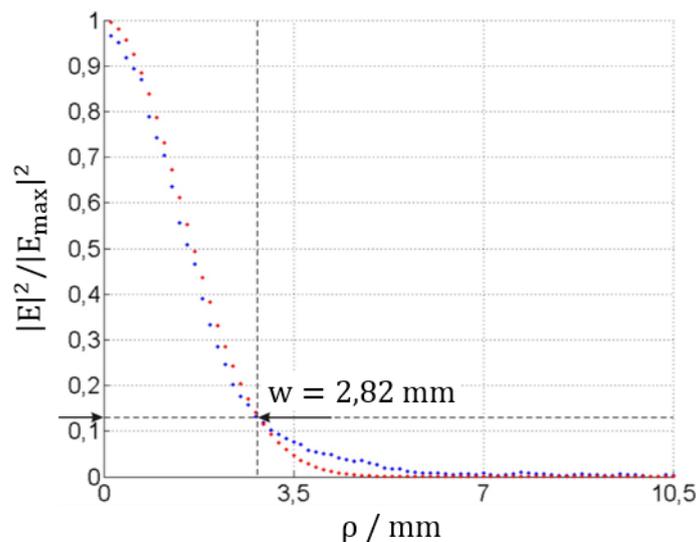


Abbildung 5.27: Normierte Leistungsdichteverteilung des gemessenen und symmetrierten (blaue Datenpunkte) und des idealisierten Strahlprofils (rote Datenpunkte) in der von der Aperturebene entfernten Messebene

Gemäß des zuvor beschriebenen Vorgangs wurde für jedes in Abbildung 5.26 gezeigte Strahlprofil ein äquivalentes Gauß'sches Strahlprofil sowie der jeweils zugehörige Strahlradius ermittelt. Die Strahlradien sind im Diagramm in Abbildung 5.28 in Abhängigkeit von der Entfernung zur Aperturfläche aufgetragen. Zur Ermittlung des Divergenzwinkels der äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle wurde eine lineare Regression auf die vorliegenden Werte angewendet. Aus der Steigung dieser Geraden wurde ein Divergenzwinkel von $\vartheta_d = 10,39^\circ$ ermittelt.

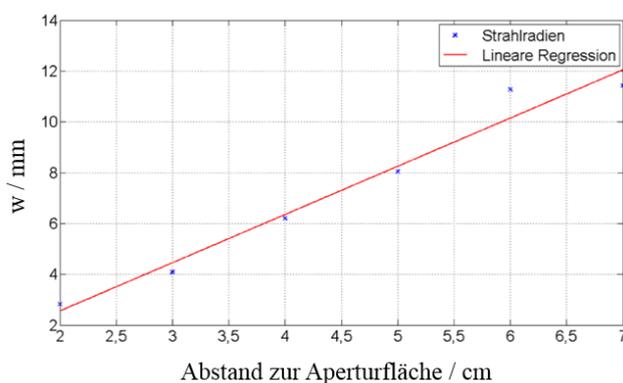


Abbildung 5.28: Strahlradien der gemessenen Strahlprofile in Abhängigkeit vom Abstand zur Aperturfläche (blaue Datenpunkte) sowie lineare Regression (rot) zur Ermittlung des Divergenzwinkels

Mit dem ermittelten Divergenzwinkel kann nun die Tailenweite der von der diagonalen Hornantenne emittierten Gauß'schen Strahlwelle berechnet werden:

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi \tan(\vartheta_d)} = 0,78 \text{ mm} \quad (5.67)$$

Ermittlung der Eigenschaften der äquivalenten Gauß'schen Strahlwelle durch Integration der zeitlich gemittelten Leistungsflussdichte

Im Rahmen einer zweiten Möglichkeit zur Ermittlung der Strahleigenschaften wird zunächst die transportierte Leistung der messtechnisch erfassten Strahlwelle durch Integration der zeitlich gemittelten Leistungsflussdichte

$$\bar{S}_{\text{exp}} = \frac{1}{2} \frac{|E_{\text{exp}}(\rho, z = \text{const.})|^2}{Z_0} \quad (5.68)$$

über die Messflächen bestimmt. Das in Abbildung 5.27 gezeigte symmetrierte Strahlprofil (blaue Datenpunkte) wird dabei als Näherung verwendet. Betrachtet man die symmetrierten Profile als rotationssymmetrisch bezüglich der Ordinatenachse $\rho = 0$ und φ als Azimutwinkel in Zylinderkoordinaten, lässt sich die vom Strahl transportierte Leistung wie folgt bestimmen:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{110\Delta\rho} \bar{S}_{\text{exp}} \rho d\rho d\varphi = \int_0^{2\pi} \int_0^{110\Delta\rho} \frac{1}{2} \frac{|E_{\text{exp}}(\rho, z = \text{const.})|^2}{Z_0} \rho d\rho d\varphi. \quad (5.69)$$

Dabei ist $\Delta\rho$ die bei der Messung verwendete Schrittweite.

Die idealisierte Gauß'sche Strahlwelle soll die gleiche Leistung transportieren wie die gemessene Strahlwelle. Aus diesem Grund wird die experimentell ermittelte Leistung P_{exp} mit der analytischen Lösung aus Gleichung (5.58) gleichgesetzt:

$$P_{\text{exp}} = \frac{\pi E^2(\rho = 0, z = \text{const.}) w(z)}{4Z_0}. \quad (5.70)$$

Da das Maximum der elektrischen Feldstärke im analytischen Fall mit dem Maximum im experimentellen Fall übereinstimmen soll ($E(\rho = 0, z = \text{const.}) = E_{\text{exp}}(\rho = 0, z = \text{const.})$), bleibt der Strahlradius $w(z)$ als einzige Unbekannte übrig. Gleichung (5.70) lässt sich demnach wie folgt nach $w(z)$ umstellen:

$$w(z) = \frac{P_{\text{exp}} \cdot 4Z_0}{\pi E_{\text{exp}}^2(\rho = 0, z = \text{const.})}. \quad (5.71)$$

Setzt man dieses Ergebnis mit der analytischen Lösung für $w(z)$ aus Gleichung (5.49) gleich, erhält man

$$w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} = \frac{P_{\text{exp}} \cdot 4Z_0}{\pi E_{\text{exp}}^2 (\rho = 0, z = \text{const.})}. \quad (5.72)$$

Setzt man nun in diese Gleichung die Lösung für die Rayleigh-Länge z_R (Gleichung (5.48)) ein und formt die resultierende Gleichung nach w_0 um, folgt

$$w_0 = \sqrt{\frac{w^2(z)}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{w^2(z)}{2}\right)^2 - \left(\frac{z\lambda}{\pi}\right)^2}}. \quad (5.73)$$

Die mit Gleichung (5.73) für die in Abbildung 5.26 gezeigten Strahlprofile ermittelten Strahlradien $w(z)$ sind in Tabelle 10 aufgeführt.

Tabelle 10: Berechnete Tailenweiten w_0 in Abhängigkeit vom Strahlradius $w(z)$ eines jeden im Abstand z zur Apertur gemessenen Strahlprofils

Abstand zur Apertur z / cm	2	3	4	5	6	7
Strahlradius $w(z) / \text{mm}$	2,82	4,09	6,2	8,04	11,28	11,42
Tailenweite w_0 / mm	1,1	1,1	0,97	0,93	0,79	0,91

5.4.3 Erstellung von Anregungsmodellen für Gauß'sche Strahlwellen

Im Folgenden werden Modelle zur Anregung einer Gauß'schen Strahlwelle definiert. Diese Modelle bestehen aus einer Anregungsfläche, die mit einer tangentialen Feldverteilung einer Gauß'schen Strahlwelle in einer orthogonal oder schräg zur Ausbreitungsrichtung liegenden ebenen Fläche belegt ist. Abbildung 5.29 zeigt eine Querschnittsfläche einer Gauß'schen Strahlwelle (gestrichelt dargestellt), auf der der Momentanwert der tangentialen elektrischen Feldstärke zum Zeitpunkt $t = 0$ dargestellt ist.

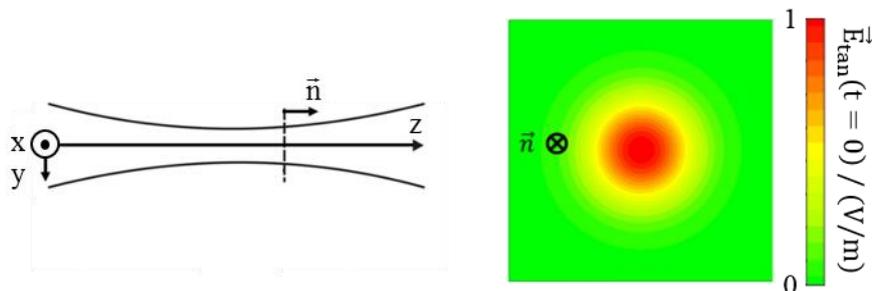


Abbildung 5.29: Momentanwert der tangentialen elektrischen Feldverteilung auf einer im Feld einer Gauß’schen Strahlwelle orthogonal zur Ausbreitungsrichtung liegenden ebenen Fläche

Definiert man eine schräg durch die Gauß’sche Strahlwelle verlaufende ebene Fläche, erhält man – bei Betrachtung des Momentanwerts – eine Feldverteilung mit einer Phasenbelegung (siehe Abbildung 5.30). Diese Phasenbelegung ergibt sich dadurch, dass die gewählte Schnittfläche mehrere Flächen konstanter Phase der Gauß’schen Strahlwelle schneidet.

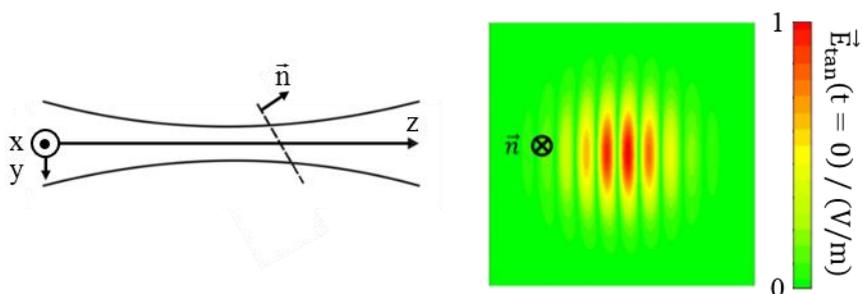


Abbildung 5.30: Momentanwert der tangentialen elektrischen Feldverteilung auf einer im Feld einer Gauß’schen Strahlwelle schräg zur Ausbreitungsrichtung orientierten ebenen Fläche

Auf Basis der in den Abschnitten 5.1 und 0 angestellten Überlegungen ist zu erwarten, dass eine mit einer Phasenbelegung einer Gauß’schen Strahlwelle belegte Anregungsfläche (wie in Abbildung 5.30) eine Welle abstrahlt, die unter dem Verkippungswinkel gegenüber ihrer Flächennormale propagiert. Da das in der Software CST Microwave Studio verwendete Werkzeug „Field Source“ nur die Definition von Anregungsflächen ermöglicht, die in einer horizontalen oder vertikalen Ebene des kartesischen Rechengitters liegen, bietet die hier gezeigte Art der Anregung die Möglichkeit, Gauß’sche Strahlwellen mit einer beliebigen Ausbreitungsrichtung zu simulieren. Diese Idee soll in Abbildung 5.31 verdeutlicht werden.

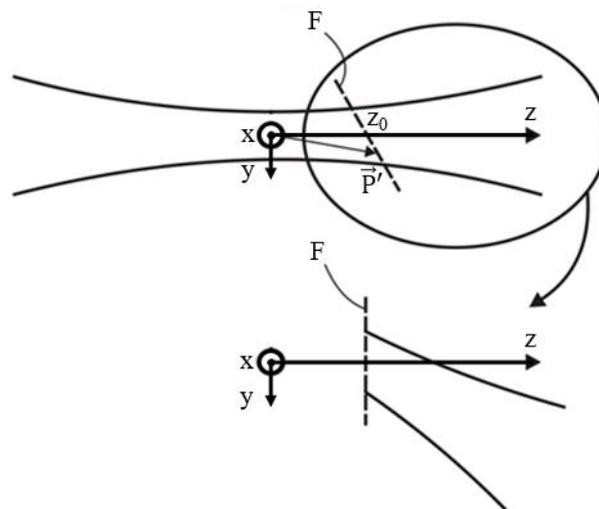


Abbildung 5.31: Modellierungsprinzip einer schräg zur z -Achse propagierenden Gauß'schen Strahlwelle

Mit der in Abschnitt 5.4.1 gegebenen Gleichung für die elektrische Feldstärke $E_x(\rho, z)$ einer Gauß'schen Strahlwelle (Gleichung (5.43)) lässt sich eine Anregungsfläche für eine Gauß'sche Strahlwelle charakterisieren, die sich in z -Richtung ausbreitet und in x -Richtung polarisiert ist. Für jeden Punkt P' auf der Fläche F , die beliebig im Feld der Welle angeordnet sein kann und deren Mittelpunkt auf der z -Achse liegt, kann die tangentielle elektrische Feldstärke $\vec{E}_{\text{tan}}(\vec{P}')$ mit Gleichung (5.34) aus Abschnitt 5.2.2 und der Bedingung

$$\vec{E}(\vec{P}') = E_x(\rho, z) \vec{e}_x \quad (5.74)$$

mit

$$\rho = \rho(x, y) = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (5.75)$$

berechnet werden. Die tangentielle magnetische Feldstärke $\vec{H}_{\text{tan}}(\vec{P}')$ auf F ergibt sich dann analog mit Gleichung (5.35) und der Bedingung (5.74).

Für die Generierung von Anregungsmodellen Gauß'scher Strahlwellen wurde ein C++-Programm geschrieben, dem zusätzlich zu den in Abschnitt 5.2.2 angegebenen Eingangsgrößen noch folgende Konstanten übergeben werden müssen:

1. Tailenweite w_0 der Gauß'schen Strahlwelle und
2. Amplitude der elektrischen Feldstärke E_0 in der Taille bei $\rho = 0$

Das Programm berechnet zunächst die Rayleigh-Länge der Gauß'schen Strahlwelle (Abschnitt 5.4.1, Gleichung (5.48)). Bevor das Programm die elektrischen und magnetischen Tangentialkomponenten $\vec{E}_{\text{tan}}(\vec{P}')$ und $\vec{H}_{\text{tan}}(\vec{P}')$ berechnet, wird für jeden Punkt P' der Strahlradius $w(z)$ nach Gleichung (5.49), der Radius der Wellenfronten $R(z)$ nach Gleichung (5.47) und die Phasenabweichung $\Theta(z)$ nach Gleichung (5.46) bestimmt. In Abhängigkeit der eingangs vorgegebenen Konstanten w_0 und E_0 sowie von z , $w(z)$ und $R(z)$ werden nun $\vec{E}_{\text{tan}}(\vec{P}')$ und $\vec{H}_{\text{tan}}(\vec{P}')$ für jeden Punkt P' berechnet, wie es zuvor in diesem Abschnitt beschrieben wurde.

Gemäß der in Abschnitt 5.2.2 beschriebenen Vorgehensweise werden die berechneten Felddaten nun in das NFD-Dateiformat geschrieben, das zum Import der Anregungsmodelle in die Simulationsumgebung von CST Microwave Studio [9] dient.

5.4.4 Berechnung der Nah- und Fernfelder

a) Randbedingungen

Anregungsmodelle für Gauß'sche Strahlwellen sollen nun so im Rechengebiet platziert werden, dass eine ungehinderte Ausbreitung der Welle in den freien Raum möglich ist. Daher werden für alle Begrenzungsflächen des Rechenraumes offene Randbedingungen (PML) gewählt (Abbildung 5.32).

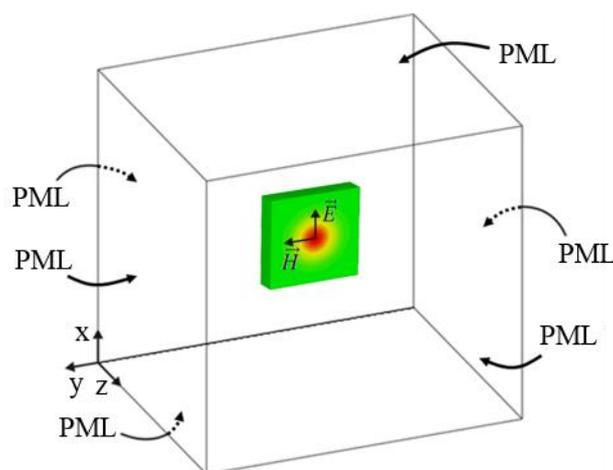


Abbildung 5.32: Elektromagnetische Randbedingungen für die mit einem Gauß'schen Strahlprofil belegte und in den freien Raum strahlende Anregungsfläche

b) Feldberechnungen

Im Folgenden werden Ergebnisse von Feldberechnungen mit Anregungsmodellen für Gauß'sche Strahlwellen präsentiert. Abbildung 5.33 zeigt die generierte elektrische Feldverteilung eines Anregungsmodells (gestrichelt gekennzeichnet) gemäß Abbildung 5.29, dessen Feldbelegung aus der tangentialen Feldverteilung einer orthogonal zur Strahlachse liegenden Querschnittsfläche gewonnen wurde (konstante Phasenbelegung). Die gezeigte Feldverteilung stellt die elektrische Feldstärke im Längsschnitt einer Gauß'schen Strahlwelle dar.

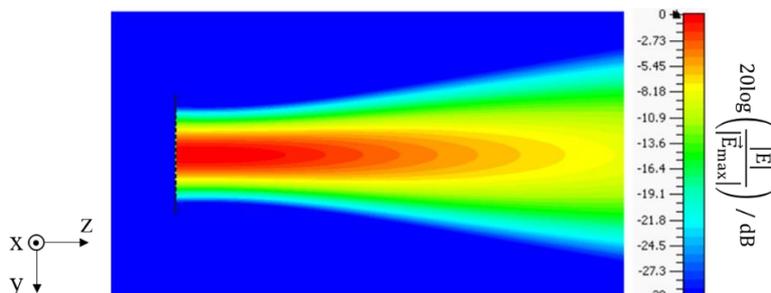


Abbildung 5.33: Von der aus Abbildung 5.29 entwickelten und in den freien Raum strahlenden Anregungsfläche erzeugte elektrische Feldverteilung

Das Fernfeld-Richtdiagramm der zuvor gezeigten Anregung in der \vec{E} -Ebene ist in Abbildung 5.34 dargestellt. Aus diesem Richtdiagramm kann ein Gewinn der Hauptstrahlungskeule von 25,6 dBi ermittelt werden. Die Halbwertsbreite beträgt 10° .

Die normierte Belegungsfunktion $f(p)$ der Gauß'schen Belegung besitzt folgende Proportionalität:

$$f(p) \sim \exp\left[\frac{-p^2}{w^2(z)}\right] \quad (5.76)$$

Dabei ist der rechte Term die normierte Amplitudenverteilung der elektrischen Feldstärke der Gauß'schen Strahlwelle in einer orthogonalen Querschnittsfläche.

Die normierte Strahlungsfunktion der Gauß'schen Belegung erhält man durch Fourier-Transformation:

$$g(u) \sim \exp\left[-\left(\frac{\mathfrak{G}}{\mathfrak{G}_d}\right)^2\right] \quad (5.77)$$

In dieser Gleichung stellt der rechte Term die normierte Fernfeld-Richtcharakteristik der Strahlwelle dar.

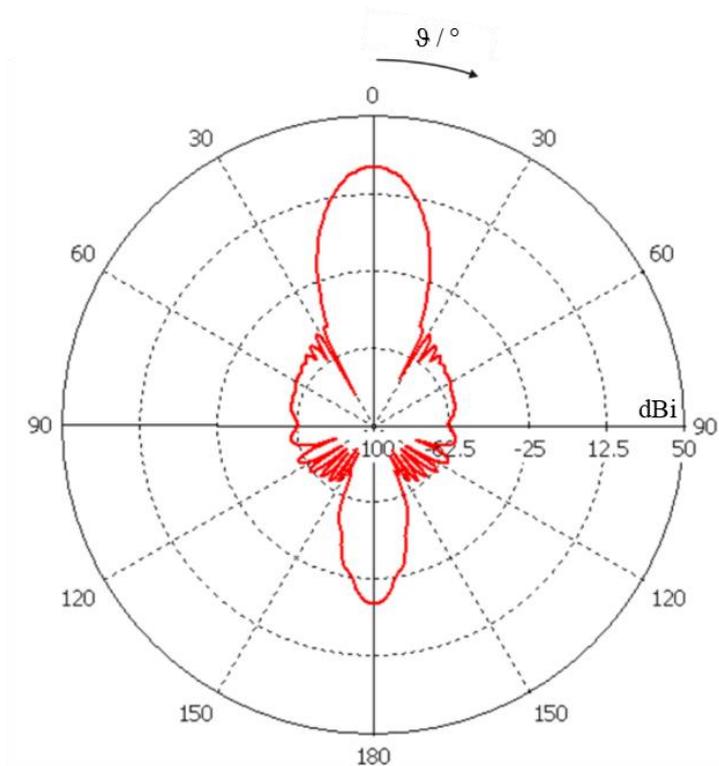


Abbildung 5.34: Fernfeldrichtdiagramm in der \vec{E} -Ebene der mit dem Gauß'schen Strahlprofil belegten und in den freien Raum strahlenden Anregungsfläche

Folgend wird ein Anregungsmodell verwendet, das die tangential elektrische und magnetische Feldstärkeverteilung auf einer schräg zur Strahlachse ausgerichteten Schnittfläche der Welle beschreibt, wie sie in Abbildung 5.30 bereits dargestellt wurde. Die von diesem Anregungsmodell erzeugte elektrische Feldstärke-Verteilung im Längsschnitt der Strahlwelle ist in Abbildung 5.35 dargestellt. Man kann sehen, dass die Welle mit einer Verwinklung zur Flächennormalen der Anregungsfläche (Verkippungs-Winkel der Anregungsfläche gegenüber der Strahlachse (hier: -45°)) in den freien Raum propagiert.

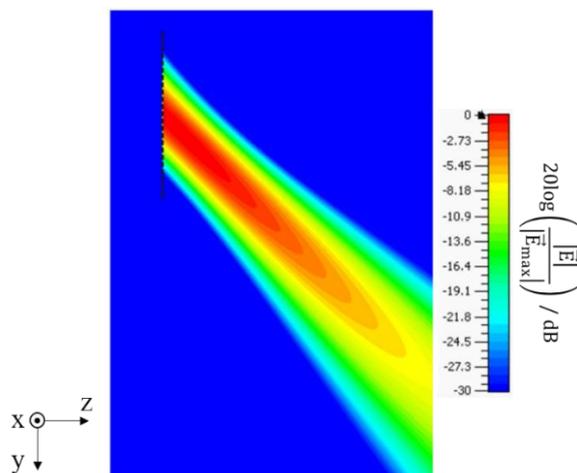


Abbildung 5.35: Berechnete elektrische Feldverteilung für eine in den freien Raum strahlende Anregungsfläche ($\alpha = -45^\circ$)

5.5 Berechnung der elektromagnetischen Exposition von biologischem Gewebe

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse von Simulationen der Exposition biologischen Gewebes gegenüber elektromagnetischen Feldern im THz-Bereich präsentiert [126]. Die in den Abschnitten 5.3 und 5.4 entwickelten Anregungsmodelle dienen als Feldquellen innerhalb dieser Simulationen. Als Modell für exponiertes Gewebe wird das in Abschnitt 2.2 vorgestellte Teilkörper-Modell verwendet. Der hier betrachtete Frequenzbereich beinhaltet Frequenzen zwischen 0,1 und 10 THz. Die Ergebnisse werden in Form räumlicher Verteilungen der elektrischen Feldstärke (Scheitelwert) sowie der daraus resultierenden SAR-Verteilungen (über das Volumen eines Voxels gemittelte SAR) gezeigt. Alle Feldberechnungen wurden mit der Software CST Microwave Studio durchgeführt. Die Materialparameter der verwendeten Teilkörper-Modelle wurden bereits in Abschnitt 2.2.2, Tabelle 4 aufgeführt.

5.5.1 Elektromagnetische Berechnungen mit TEM-Anregung

a) Modellierung des Rechenraumes

Für die Simulation der Gewebeexposition mit einer TEM-Welle werden die Teilkörper-Modelle so im Rechenraum platziert, dass sie direkt von den seitlichen Randbedingungen einer Bandleitung umschlossen sind. Das heißt, dass die seitlichen Begrenzungen eines Gewebemodells unmittelbar mit elektrischen bzw. magnetischen Randbedingungen ($\vec{E}_{\text{tan}} = 0$ bzw. $\vec{H}_{\text{tan}} = 0$) belegt sind (gemäß Abbildung 5.36). Vor der Anregungsfläche (in der Abbildung in rot dargestellt) und hinter dem Teilkörper-Modell wird der Rechenraum mit offenen Randbedingungen (PML) abgeschlossen, sodass die reflektierten sowie transmittierten Wellenanteile möglichst vollständig von den Randbedingungen absorbiert werden. Wird nun eine TEM-Welle in diesem Rechengbiet angeregt, breitet sich diese in positive z -Richtung der Bandleitung aus und trifft senkrecht auf die Oberfläche des Teilkörper-Modells.

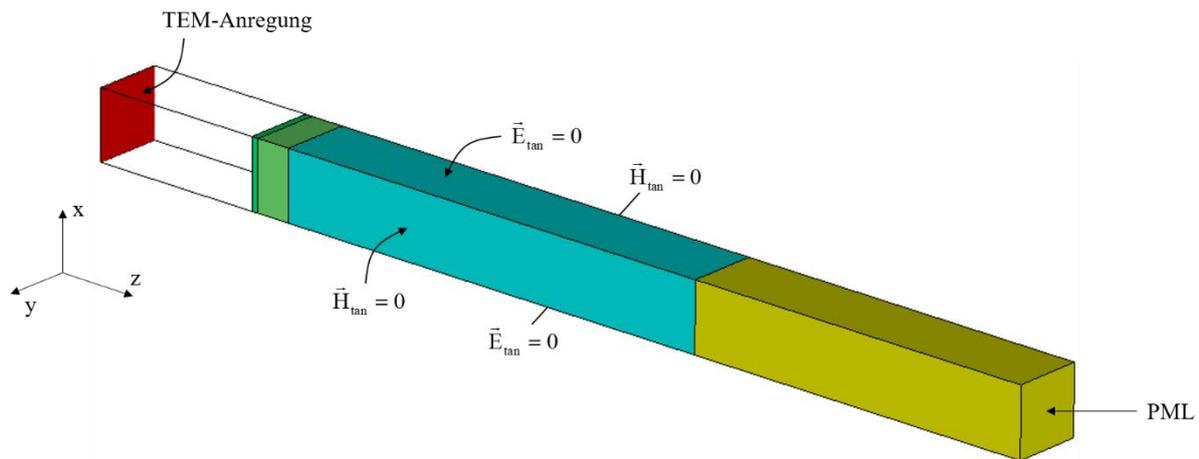


Abbildung 5.36: Modellierung des Rechenraumes für die TEM-Anregung eines Schichtenmodells mit elektrischen (grün), magnetischen (blau) und offenen Randbedingungen (violett) und der Anregungsfläche (rot) unter Verwendung der CST-Symbolik [126]

Da das hier verwendete Teilkörper-Modell aus ebenen und homogenen Schichten besteht und die Oberfläche des Modells senkrecht zu den Begrenzungsflächen der Bandleitung und damit parallel zur Anregungsfläche ausgerichtet ist, weist die Materialverteilung im Rechengebiet keine lateralen Veränderungen auf. Aus diesem Grund besitzt das gesamte Feld nur eine eindimensionale Ortsabhängigkeit, weshalb die Querschnittsfläche des Lösungsgebiets theoretisch beliebig klein gewählt werden kann. Aufgrund der Verwendung eines auf der FIT (Abschnitt 3.2) basierten Gitters muss jedoch auch für die Diskretisierung in Querrichtung eine ausreichende Fläche zur Verfügung gestellt werden.

Die in diesem Abschnitt beschriebene Modellierung des Rechenraumes ermöglicht die Simulation einer transversal weit ausgedehnten elektromagnetischen Welle, die (wie es zum Beispiel im Fernfeld der Quelle eines Sicherheitsscanners nach [130] Fall ist) nahezu ebene Wellenfronten aufweist und auf eine große, nahezu ebene Grenzfläche (beispielsweise den Thorax des menschlichen Körpers) trifft.

b) Exposition des planaren Hautmodells mit einer TEM-Welle

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse der Exposition des in Abschnitt 2.2.1 vorgestellten Hautmodells (Abbildung 2.12) durch das elektromagnetische Feld einer senkrecht auf die Modelloberfläche auftreffenden TEM-Welle mit einer Leistungsdichte von $S = 10 \text{ W/m}^2$ gezeigt. Zwischen der Anregungsfläche und der Oberfläche des Hautmodells ist ein Abstand von

0,5 mm. Die den Geweben des Hautmodells zugewiesenen Materialparameter wurden in Abschnitt 2.2.2 (Tabelle 4) aufgeführt.

Die Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke für die Frequenz 650 GHz ist in Abbildung 5.37 zu sehen. Aufgrund der Reflexion der Welle an der Hautoberfläche bilden sich Stehwellenanteile zwischen Anregung und Hautoberfläche aus, wie in der Abbildung deutlich zu sehen ist. Der Maximalwert des Scheitelwerts der elektrischen Feldstärke tritt in der Luft auf und beträgt $E_{\max} = 114 \text{ V/m}$. Die maximale elektrische Feldstärke in der Haut beträgt 65 V/m . Die Auswertung der Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes in das biologische Gewebe ergibt $0,12 \text{ mm}$.

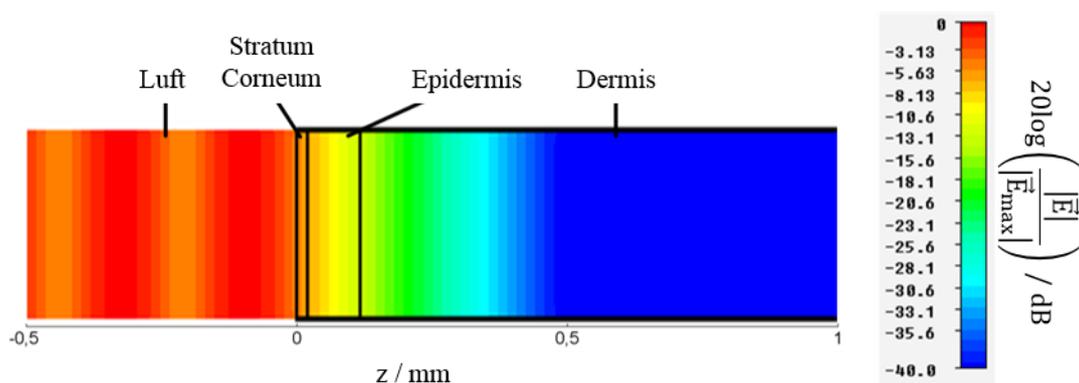


Abbildung 5.37: Von der senkrecht auf das planare Schichtenmodell der Haut fallenden TEM-Welle erzeugte elektrische Feldverteilung (normiert) in einem vertikalen Längsschnitt durch die Achse des Bandleitungsmodells bei 650 GHz [126]

Abbildung 5.38 zeigt die sich aus der gezeigten elektrischen Feldverteilung ergebende Verteilung der normierten Voxel-SAR im verlustbehafteten biologischen Gewebe, die aus der voxelmassebezogenen Verlustleistung resultiert, die wiederum von der in Abbildung 5.37 gezeigten elektrischen Feldverteilung erzeugt wird (gemäß Gleichung (1.1), Abschnitt 1.3.2 a)). Ihr Maximalwert beträgt $109,7 \text{ W/kg}$ und befindet sich unmittelbar unter der Hautoberfläche.

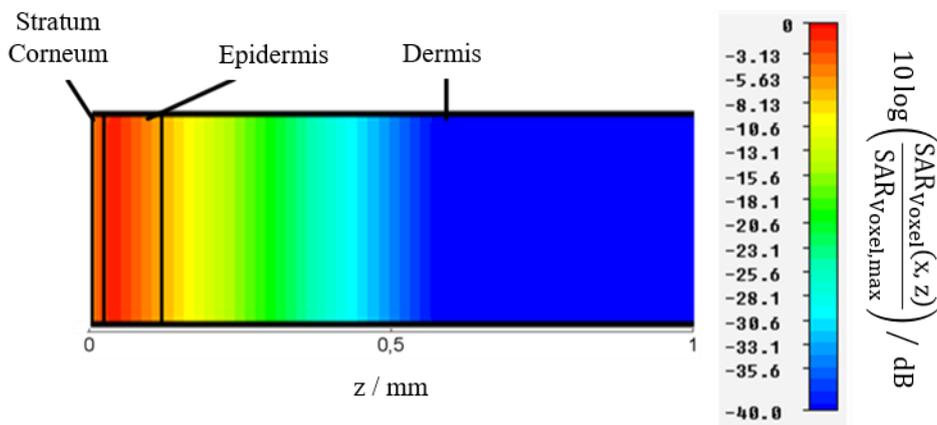


Abbildung 5.38: Aus der in Abbildung 5.37 gezeigten elektrischen Feldverteilung resultierende Verteilung der Voxel-SAR (normiert) in einem vertikalen Längsschnitt durch die Bandleitungsachse [126]

Die in den beiden vorangegangenen Abbildungen gezeigten normierten Verteilungen der elektrischen Feldstärke und der SAR wurden für zehn Frequenzen zwischen 0,1 und 10 THz berechnet und werden im Folgenden in Form von Linienplots in Abhängigkeit von der z-Koordinate dargestellt. Abbildung 5.39 und Abbildung 5.40 zeigen zunächst die Ergebnisse für den Frequenzbereich zwischen 0,1 und 1,5 THz. Die Verteilungen für die Frequenzen zwischen 2 und 10 THz werden in Abbildung 5.41 und Abbildung 5.42 dargestellt.

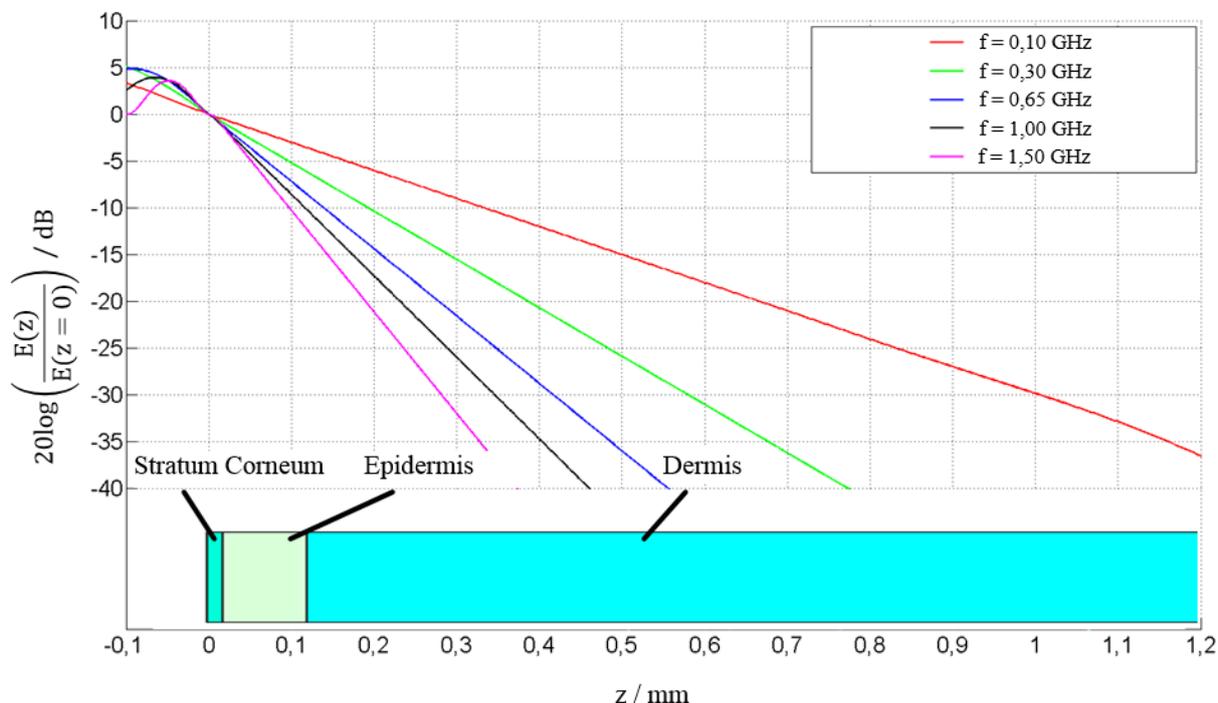


Abbildung 5.39: Linienplots der normierten elektrischen Feldstärke entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Haut verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 0,1 und 1,5 THz [126]

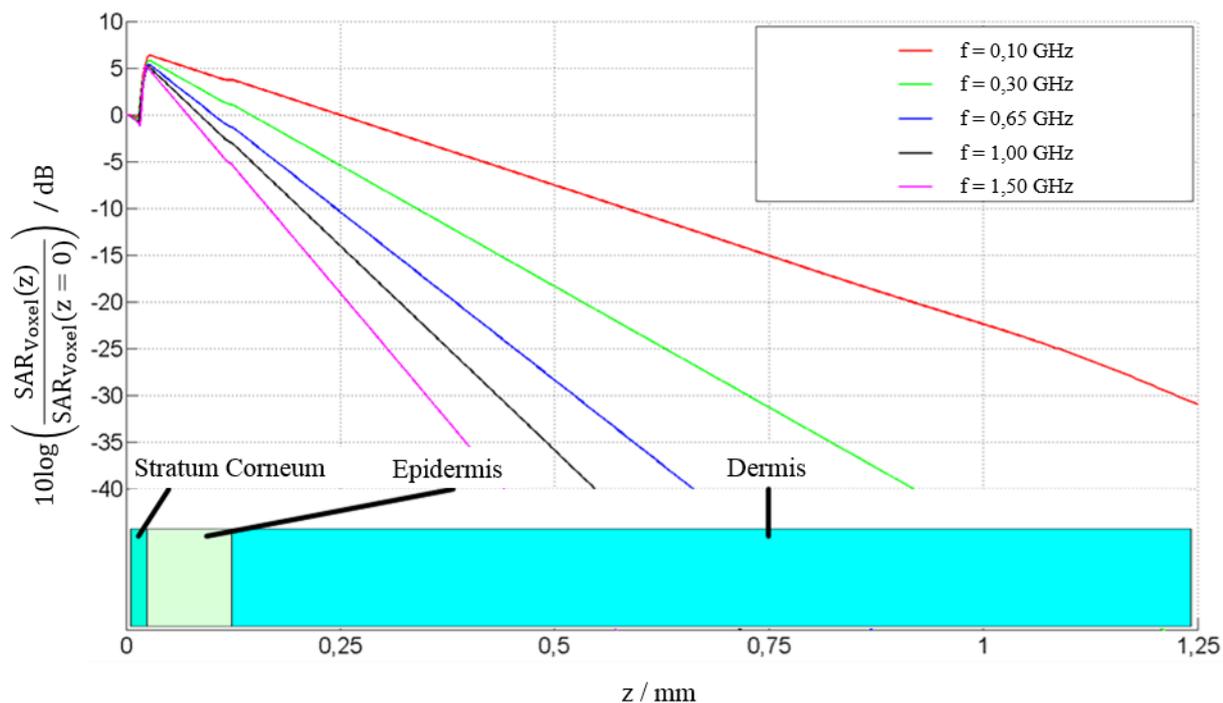


Abbildung 5.40: Linienplots der normierten Voxel-SAR entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Haut verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 0,1 und 1,5 THz [126]

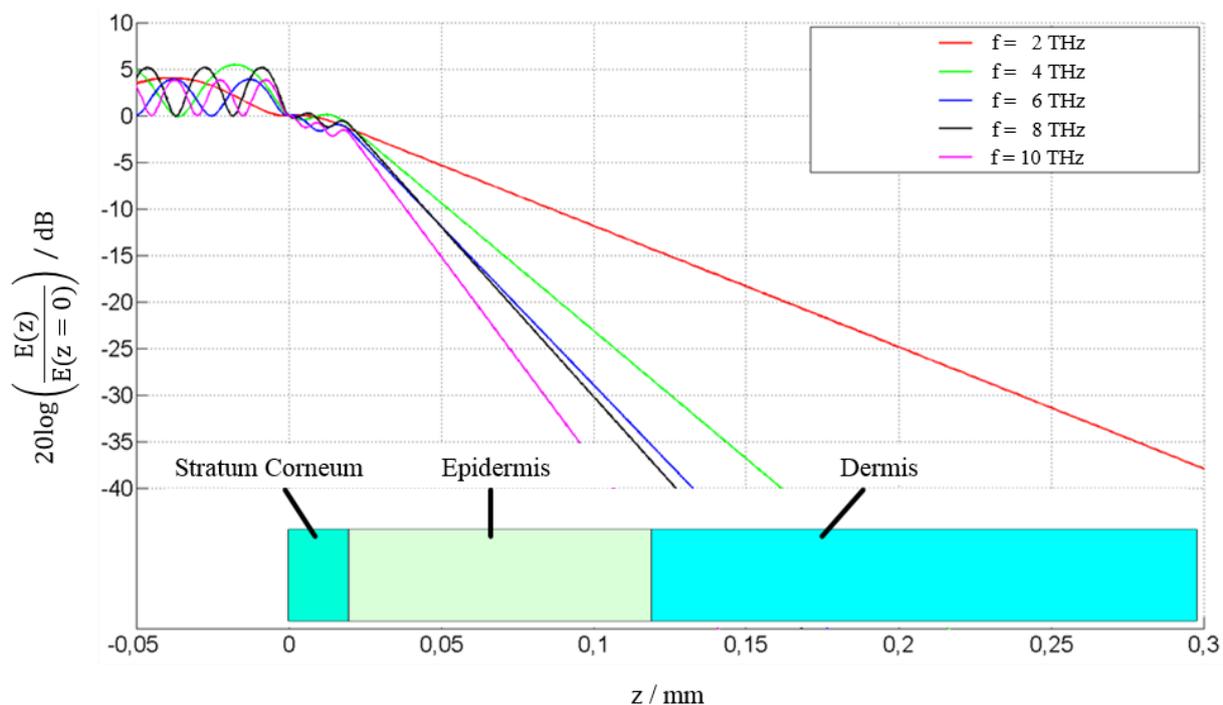


Abbildung 5.41: Linienplots der normierten elektrischen Feldstärke entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Haut verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 2 und 10 THz [126]

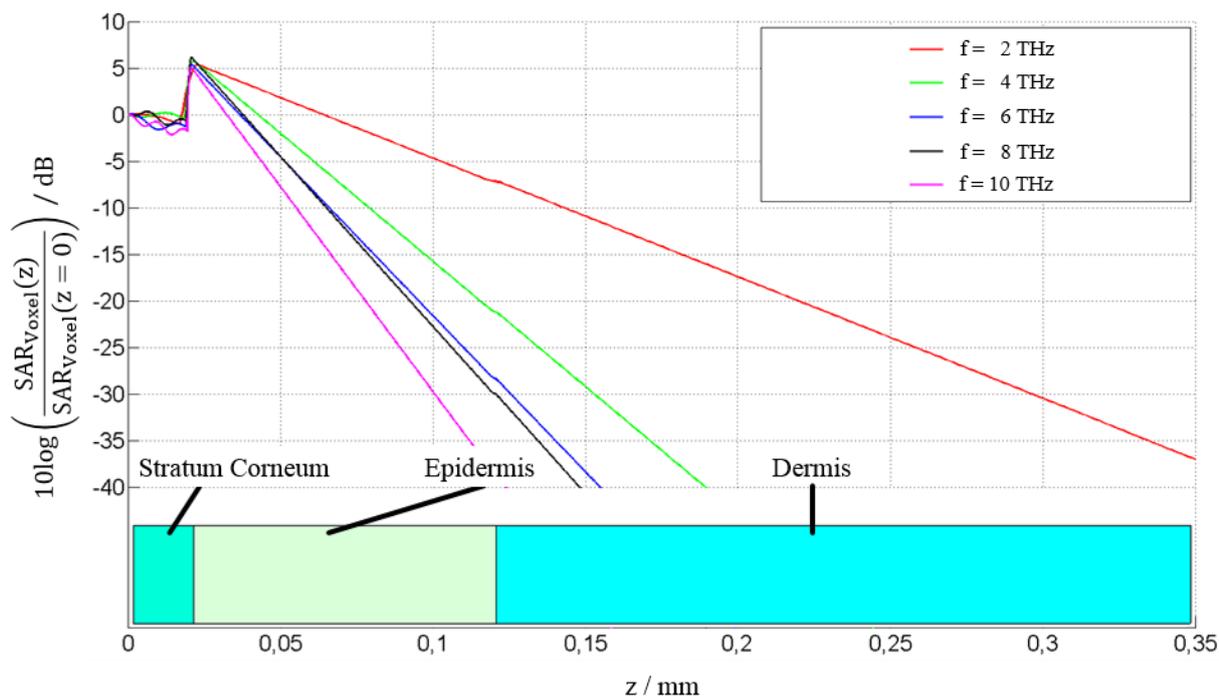


Abbildung 5.42: Linienplots der normierten Voxel-SAR entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell der Haut verlaufenden Geraden für fünf Frequenzen zwischen 2 und 10 THz [126]

Bei Betrachtung der Verteilungen der Voxel-SAR in Abbildung 5.40 und Abbildung 5.42 kann man erkennen, dass durch Reflexion der TEM-Welle an der Grenzfläche zwischen dem Stratum Corneum und der Epidermis Ondulationen des Verlaufs der SAR im Stratum Corneum entstehen. In der Epidermis und der Dermis klingen die elektrischen Feldstärke und die Voxel-SAR monoton ab. Aufgrund der unterschiedlichen Leitfähigkeiten von Epidermis und Dermis sind an der Grenzfläche dieser beiden Materialien leichte Sprünge in der Voxel-SAR zu erkennen.

Die Ergebnisse für alle zehn Frequenzen sind in Tabelle 11 in Form der Maxima der elektrischen Feldstärke sowie der Voxel-SAR in der Haut und der frequenzabhängigen Eindringtiefen dargestellt. Es ist zu beachten, dass die Maxima der Voxel-SAR nur als Referenzwerte zur Interpretation der logarithmischen Verläufe aus Abbildung 5.40 und Abbildung 5.42 dienen und nicht zur Bewertung der Exposition herangezogen werden können. Alle Ergebnisse resultieren aus der Exposition des Hautmodells durch eine senkrecht einfallenden TEM-Welle mit der Leistungsdichte $S = 10 \text{ W/m}^2$.

Tabelle 11: Maximale elektrische Feldstärken und Voxel-SAR in der Haut für die Frequenzen 0,1, 0,3, 0,65, 1, 1,5, 2, 4, 6, 8 und 10 THz bei Exposition des planaren Schichtenmodells der Haut durch eine TEM-Welle der Leistungsdichte 10 W/m²

Frequenz	Maximum der elektrischen Feldstärke in der Haut	Maximum der SAR_{Voxel}	Eindringtiefe
f / THz	$\hat{E}_{\text{Haut, max}} / (\text{V/m})$	SAR_{Voxel, max} / (\text{W/kg})}	$\delta / \mu\text{m}$
0,10	40,2	35,0	~ 290
0,30	53,8	73,1	~ 168
0,65	64,8	109,7	~ 120
1,00	65,8	135,8	~ 100
1,50	69,3	168,5	~ 85
2,00	67,0	194,3	~ 75
4,00	61,3	336,9	~ 48
6,00	67,7	423,5	~ 40
8,00	63,6	432,5	~ 40
10,00	67,7	507,5	~ 37

5.5.2 Elektromagnetische Berechnungen mit Gauß'scher Anregung

a) Modellierung des Rechenraumes

Die Anregungsmodelle für Gauß'sche Strahlwellen sowie die Teilkörper-Modelle werden im Folgenden in einem Rechenraum platziert, dessen Begrenzungsflächen ausschließlich mit offenen Randbedingungen (PML) belegt sind (Abbildung 5.43). Die hintere Fläche und die Seitenflächen des Teilkörper-Modells berühren dabei Randflächen des Rechengebiets. Das Anregungsmodell sowie die Oberfläche des Hautmodells berühren keine der Randflächen.

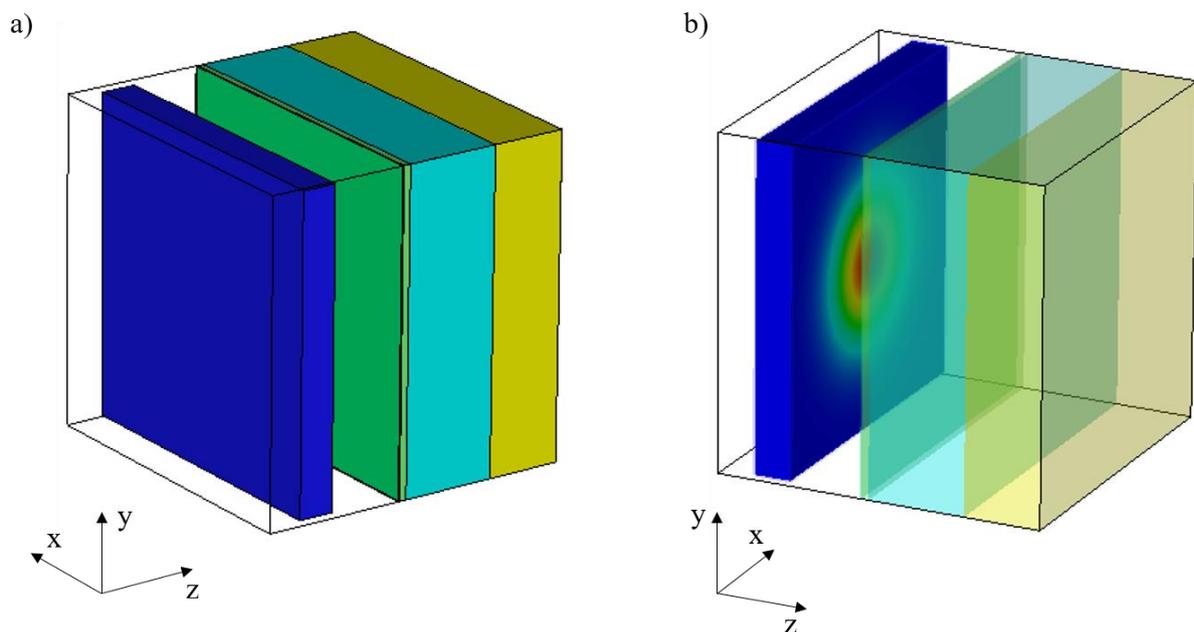


Abbildung 5.43: Modellierung des Rechenraumes für die Gauß'sche Anregung eines Schichtenmodells mit ausschließlich offenen Randbedingungen (PML) und dem Anregungsmodell (blau)

a) Ansicht auf die Rückseite des Anregungsmodells

b) Ansicht auf die Vorderseite des Anregungsmodells mit der Gauß'schen Feldbelegung

Das erste verwendete Anregungsmodell regt eine Gauß'sche Strahlwelle an, die in positive z -Richtung fortschreitet und senkrecht auf das Teilkörper-Modell trifft. Das zweite Anregungsmodell erzeugt eine schräg ($\alpha = 30^\circ$) auf die Oberfläche des Teilkörper-Modells auftreffende Strahlwelle.

b) Exposition der planaren Hautmodelle mit einer Gauß'schen Strahlwelle

Im Folgenden werden Ergebnisse von Simulationen der Exposition planarer Hautmodelle durch Anregungsmodelle Gauß'scher Strahlwellen gezeigt. Es werden dabei zwei verschiedene Einfallswinkel der Welle betrachtet: $\alpha = 0^\circ$ (senkrechter Einfall) und $\alpha = 30^\circ$ (schräger Einfall). Die Taille besitzt eine Tailenweite von $w_0 = 1 \text{ mm}$ und liegt in der Oberfläche des Hautmodells (Grenzfläche zwischen Haut und Luft) bei $z = 0$. Im Punkt $(x = 0, z = 0)$ durchstößt die Strahlachse die Hautoberfläche. Die Leistungsdichte in diesem Punkt beträgt $S = 100 \text{ W/m}^2$.

In Abbildung 5.44 a) ist die elektrische Feldverteilung in einem Längsschnitt durch die Strahlachse für die Frequenz 650 GHz und bei senkrechten Einfall der Welle zu sehen. Abbildung 5.44 b) zeigt die zugehörige Verteilung der Voxel-SAR im Gewebe. Der Abstand zwischen Anregungsfläche und Hautoberfläche beträgt 1 mm. Die Auswertung der Ergebnisse liefert für $S = 100 \text{ W/m}^2$ einen maximalen Scheitelwert der elektrischen Feldstärke von $E_{\text{Luft,max}} = 360 \text{ V/m}$ in der Luft und $E_{\text{Haut,max}} = 203 \text{ V/m}$ in der Haut. Für das Maximum der Voxel-SAR ergibt sich $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}} = 1128 \text{ W/kg}$.

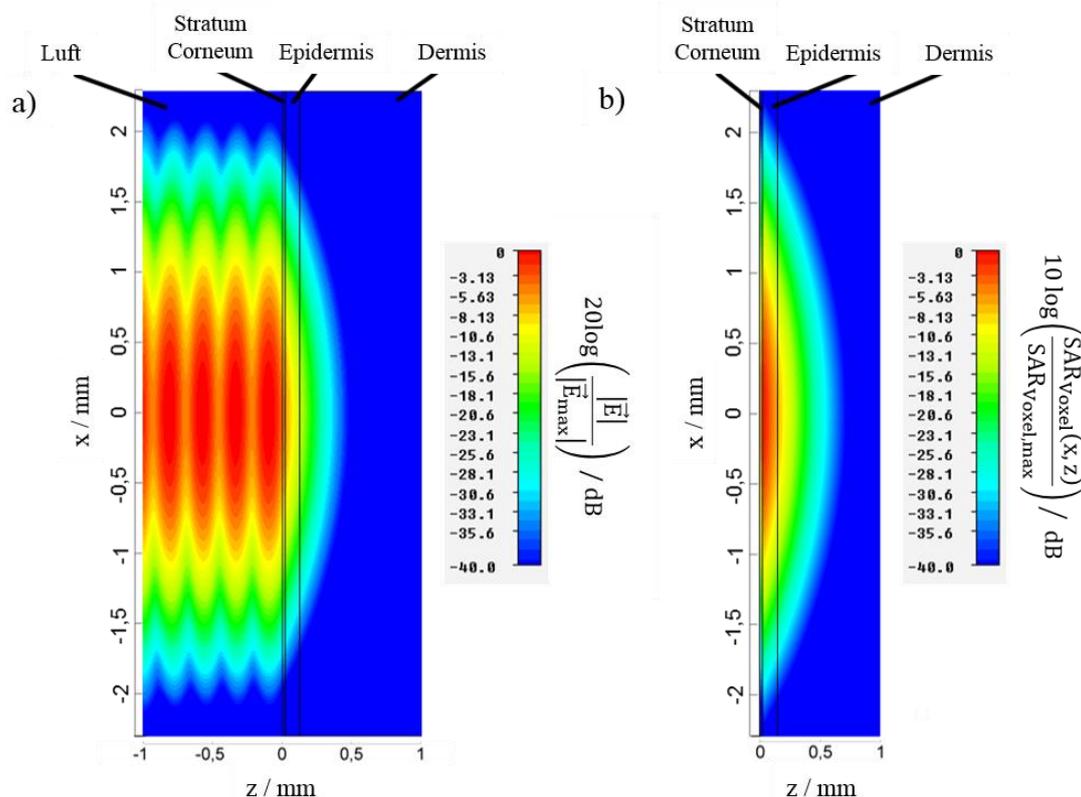


Abbildung 5.44: Von der senkrecht auf das planare Schichtenmodell der Haut einfallenden Gauß'schen Strahlwelle erzeugte Verteilungen a) der elektrischen Feldstärke und b) der Voxel-SAR in einem Längsschnitt durch die Strahlachse bei 650 GHz

Fällt die Welle unter einem Einfallswinkel von 30° auf die Hautoberfläche, ergeben sich die Verteilungen der elektrischen Feldstärke sowie der Voxel-SAR gemäß Abbildung 5.45. Die Maximalwerte bei $S = 100 \text{ W/m}^2$ ergeben sich nun wie folgt: $E_{\text{Luft,max}} = 374 \text{ V/m}$, $E_{\text{Haut,max}} = 174 \text{ V/m}$ und $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}} = 913 \text{ W/kg}$.

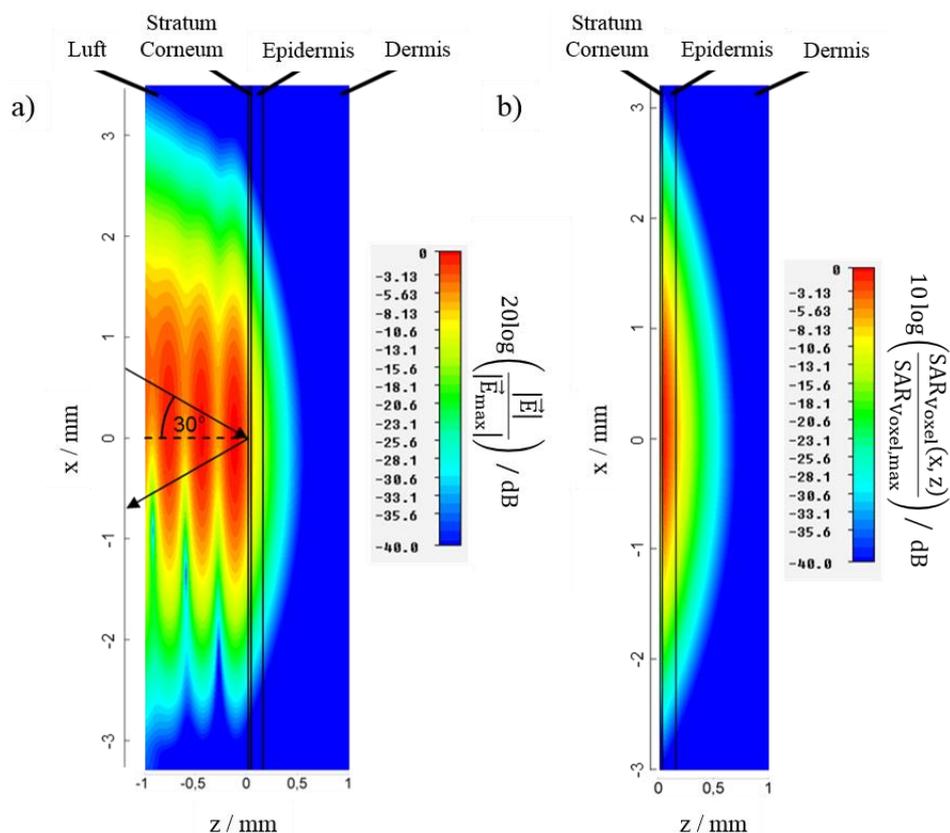


Abbildung 5.45: Von der unter einem Winkel von 30° schräg auf das planare Schichtenmodell der Haut einfallenden Gauß'schen Strahlwelle erzeugte Verteilungen a) der elektrischen Feldstärke und b) der Voxel-SAR in der Einfallsebene der Strahlwelle bei 650 GHz

Die gleichen Simulationen wurden für eine Frequenz von 4 THz durchgeführt. Abbildung 5.46 zeigt die erzeugten Verteilungen für die senkrecht einfallende Welle mit $S = 100 \text{ W/m}^2$. Die Maximalwerte ergeben sich zu $E_{\text{Luft,max}} = 355,61 \text{ V/m}$, $E_{\text{Haut,max}} = 189,5 \text{ V/m}$ und $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}} = 3248,2 \text{ W/kg}$. Für eine deutlichere Darstellung der Verteilungen in Abbildung 5.46 und Abbildung 5.47 wurde die z-Achse gegenüber der x-Achse gestreckt. Aufgrund des geringen Abstandes der Anregungsfläche zur Hautoberfläche und der geringen Eindringtiefe wäre ansonsten keine deutliche Darstellung der Felder möglich.

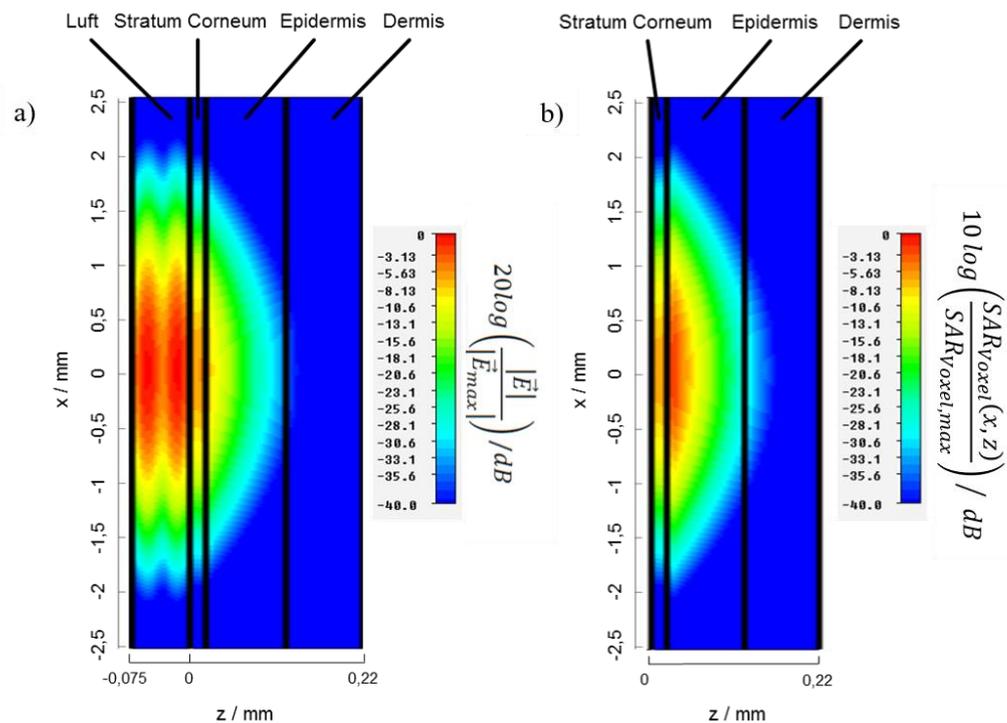


Abbildung 5.46: Von der senkrecht auf das planare Schichtenmodell der Haut einfallende Gauß'sche Strahlwelle erzeugte Verteilungen a) der elektrischen Feldstärke und b) der SAR in einem Längsschnitt durch die Strahlachse bei 4 THz

Die in Abbildung 5.47 gezeigten Ergebnisse für die schräg unter einem Winkel von 30° einfallende Gauß'sche Strahlwelle mit einer Leistungsdichte von $S = 100 \text{ W/m}^2$ liefern die Maximalwerte $E_{Luft,max} = 369 \text{ V/m}$, $E_{Haut,max} = 181 \text{ V/m}$ und $SAR_{Voxel,max} = 2702 \text{ W/kg}$.

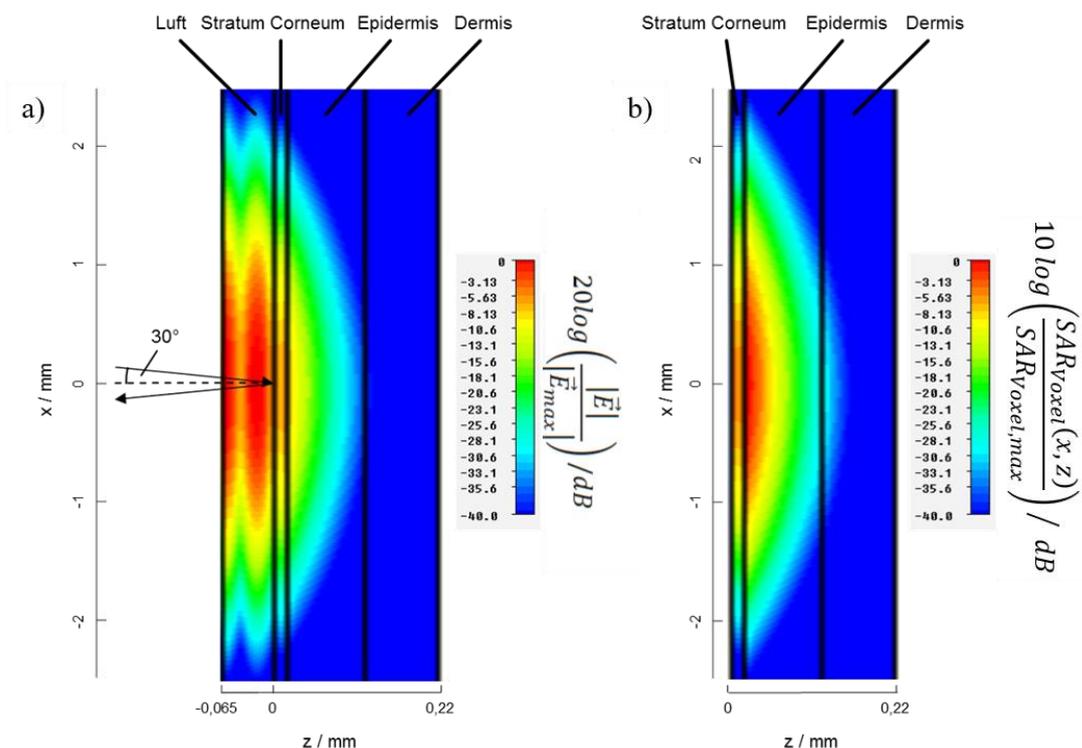


Abbildung 5.47: Von der unter einem Winkel von 30° schräg auf das planare Schichtenmodell der Haut einfallende Gauß'sche Strahlwelle erzeugte Verteilungen a) der elektrischen Feldstärke und b) der SAR in der Einfallsebene der Strahlwelle bei 4 THz

Bei den hier gezeigten Simulationsergebnissen mit Gauß'scher Anregung ist ebenfalls – wie bereits bei der TEM-Anregung – zu sehen, dass sich aufgrund der Oberflächenreflexion Stehwellenanteile zwischen der Anregungsfläche und der Hautoberfläche ausprägen. Eine Aufweitung des Strahls, wie sie bei einer Ausbreitung der Welle im freien Raum bzw. in einem verlustfreien Medium zu erwarten wäre, kann in den hier gezeigten Ergebnisse nicht beobachtet werden, was einerseits an dem mit zunehmender Permittivität kleiner werdenden Divergenzwinkel und andererseits an der geringen Eindringtiefe der Welle in die Haut liegt.

5.6 Berechnung des Temperaturverlaufs

5.6.1 Erwärmung von biologischem Gewebe

Zusätzlich zu den in Abschnitt 5.5 bereits vorgestellten Verteilungen der elektrischen Feldstärke sowie der spezifischen Absorptionsrate (SAR_{Voxel}) in der Haut sowie im Auge wurden die expositionsbedingten Temperaturverteilungen in den betrachteten Geweben berechnet. Für diese Berechnungen wurde ebenfalls die Software CST Microwave Studio verwendet. Aufgrund der dielektrischen Verluste biologischen Gewebes wird ein Teil der Strahlungsleistung der in die Haut eindringenden Felder im Gewebe absorbiert. Diese Absorption wird durch die SAR repräsentiert (siehe Definition in Abschnitt 1.3.2 a), Gleichung (1.1)). Die allgemeine Definition der SAR aus Gleichung (1.1) lässt sich analog für die auf das Volumen eines Voxels bezogene spezifische Absorptionsrate SAR_{Voxel} aufstellen.

In den für diese Arbeit durchgeführten Temperatursimulationen dient die Voxel-SAR als Quelle für die Berechnung der expositionsbedingten Erwärmung des biologischen Gewebes.

Zwischen der Voxel-SAR und dem zeitlichen Gradienten der Temperatur T zum Zeitpunkt $t = 0$ in einem Volumenelement Δm ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$SAR_{Voxel} = c \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{t=0}. \quad (5.78)$$

In dieser Gleichung ist c die spezifische Wärmekapazität des Materials.

Da Gleichung (5.78) nur die Gewebeerwärmung infolge elektromagnetischer Exposition beinhaltet, wird für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen die Wärmetransport-Gleichung nach Pennes [41] verwendet, die auch die Erwärmung von biologischem Gewebe durch Stoffwechselprozesse und Wärmetransport durch Blutfluss berücksichtigt. Folgend ist diese Gleichung in der von Samaras et al. [131] verwendeten Form angegeben:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k_{TH} \nabla T) - b(T - T_b) + Q_{MET} + Q_{EM}. \quad (5.79)$$

Die in dieser Gleichung enthaltene Größe k_{TH} ist die thermische Leitfähigkeit des biologischen Gewebes, T_b ist die Temperatur des zuströmenden (arteriellen) Blutes und $b = \rho_b c_b \omega_b$ ist der Blutflusskoeffizient. Der Index b kennzeichnet die auf das Blut bezogenen Parameter (Dichte,

Wärmekapazität und Blutperfusionsrate). Die übrigen Größen sind die metabolische Wärmeproduktionsrate Q_{met} und die volumenbezogene Verlustleistung $Q_{\text{EM}} = \rho \text{ SAR}_{\text{Voxel}}$.

Zusätzlich wird in den thermischen Berechnungen die über die Gewebe-Luft-Grenzfläche abgestrahlte Leistung P_{rad} berücksichtigt:

$$P_{\text{rad}} = A_{\text{sf}} \varepsilon_{\text{sf}} k_{\text{B}} \left(T_{\text{sf}}^4 - T_{\text{background}}^4 \right). \quad (5.80)$$

Dabei ist ε_{sf} der Emissionskoeffizient, A_{sf} die Gewebe-Luft-Grenzfläche, k_{B} die Boltzmann-Konstante, T_{sf} die Oberflächentemperatur und $T_{\text{background}}$ die Umgebungstemperatur.

Zuletzt wird noch der Konvektionskoeffizient h_{c} der Gewebe-Luft-Grenzfläche benötigt, der in der Gleichung für die durch Konvektion abgeführte Leistung P_{conv} enthalten ist:

$$P_{\text{conv}} = A_{\text{sf}} h_{\text{c}} \left(T_{\text{sf}} - T_{\text{background}} \right). \quad (5.81)$$

5.6.2 Temperaturverteilung im oberflächennahen Körpergewebe

a) Erstellung des oberflächennahen Körpermodells

Für die Berechnung der expositionsbedingten Erwärmung des biologischen Gewebes wird ein anderes Teilkörper-Modell benötigt als jenes, das für die elektromagnetischen Feldsimulationen verwendet wurde. Aufgrund der geringen Eindringtiefen der Felder in den Körper bei elektromagnetischer Exposition mit THz-Wellen muss bei elektromagnetischen Simulationen nur eine geringe Modelltiefe berücksichtigt werden. Die Veränderung der Temperatur erfolgt noch in viel tiefer gelegenen Geweben. Aus diesem Grund muss das verwendete Modell die Körperoberfläche bis zu einer Tiefe darstellen, in der keine expositionsbedingte Temperaturveränderung mehr zu erwarten ist und eine konstante Körpertemperatur (etwa zwischen 35,8 und 37,2°C) vorherrscht. Das für diese Arbeit gewählte Modell stellt die Materialschichtung im Bereich der Brust bis zur Muskulatur dar und hat eine Tiefe von 96,3 mm (Abbildung 5.48). Die Dicken der in den elektromagnetischen Simulationen verwendeten Hautschichten werden in das gezeigte Materialmodell übernommen. Den übrigen Gewebeschichten der tiefer liegenden Bereiche (Fett, Brust, Muskel) werden Dicken aus [132] zugewiesen. Die Querschnittsfläche des Modells ist quadratisch und besitzt eine Kantenlänge von 0,2 mm.

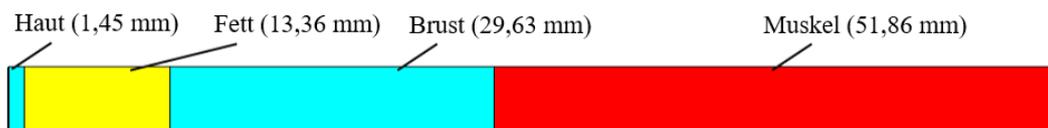


Abbildung 5.48: Für die Temperaturberechnung verwendete Materialschichtung im Bereich der Brust [126]

Die thermischen Parameter der in dem Brustmodell vorkommenden Gewebearten sind in Tabelle 12 aufgeführt.

Tabelle 12: Thermische Materialparameter für das in Abbildung 5.48 gezeigte Modell [132]¹ [83]² [133]³

Gewebe	¹ Thermische Leitfähigkeit $k_{TH} / (W/m \cdot K)$	¹ Spezifische Wärmekapazität $c / (J/kgK)$	¹ Blutflusskoeffizient $b / (W/m^3K)$	¹ Metabolismus $Q_{met} / (W/m^3)$	Dichte $\rho / (kg/m^3)$
Stratum Corneum	0,35	3.437	7.170	1.620	² 1.500
Epidermis	0,35	3.437	7.170	1.620	² 1.190
Dermis	0,35	3.437	7.170	1.620	² 1.116
Fett	0,25	2.524	1.671	300	² 971
Brust	0,50	2.524	1.692	300	³ 928
Muskel	0,53	3.546	1.969	480	³ 1.041

Allen seitlichen Begrenzungsflächen des Rechenraums werden adiabatische Randbedingungen zugewiesen. Auf der Oberfläche des Körpermodells wird eine Konvektionsrandbedingung mit einem Konvektionskoeffizienten von $h_c = 7 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ definiert. Zur Berücksichtigung des Wärmeaustauschs von der Muskelschicht ins Körperinnere wird zusätzlich am Ende des Schichtenmodells eine Konvektionsrandbedingung mit einem Konvektionskoeffizienten von $h_c = 70 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ und eine Körpertemperatur von $36,85^\circ\text{C}$ definiert. Die Zuweisungen der Konvektionsrandbedingungen erfolgten gemäß [132].

Für eine Berechnung der expositionsbedingten Erwärmung des Gewebes muss nun die in der elektromagnetischen Simulation bestimmte Verteilung der Voxel-SAR so in die zur Temperaturberechnung verwendete Materialschichtung eingepreßt werden, das der in Gleichung (5.79) enthaltene Term $Q_{EM} = \rho \text{ SAR}_{\text{Voxel}}$ als Wärmequelle in der thermischen Berechnung fungiert.

Hierfür wird eine vereinfachte (homogenisierte) Wärmequelle so definiert, dass die gesamte im Teilkörper-Modell absorbierte Strahlungsleistung über das durch die Eindringtiefe der Welle δ definierte Gewebevolumen so gemittelt wird, dass eine homogene Volumen-Leistungsdichte-Verteilung Q_{EM} als Quelle im thermischen Modell vorliegt.

b) Temperaturverteilung im planaren Schichtenmodell des Thorax

Stationäre Temperaturberechnung

Zur Berechnung der Wärmequellen für die folgend gezeigten Temperaturberechnungen lagen die in Abschnitt 5.5.1 b) berechneten durch Exposition des Hautmodells mit einer senkrecht eindringenden TEM-Welle erzeugten Voxel-SAR-Verteilungen zugrunde. Die Wärmequellen werden in das in Abbildung 5.48 gezeigte Schichtenmodell des Thorax eingepägt.

In Abbildung 5.49 sind die stationären Temperaturverläufe entlang einer in z-Richtung durch das planare Schichtenmodell des Brustbereichs verlaufenden Geraden für die Frequenz 0,65 THz, einer Umgebungstemperatur von 21,85°C und für die Leistungsdichten der einfallenden TEM-Welle von 0,1, 1,0, 10 und 100 W/m² dargestellt. Zusätzlich ist in dem gezeigten Diagramm die natürliche Temperaturverteilung im expositionsfreien Fall gezeigt. Der höchste durch die Exposition bedingte Temperaturanstieg ΔT_{max} ist in der vordersten Hautschicht zu finden. Die Ergebnisse zeigen, dass sich ΔT_{max} linear mit der Leistungsdichte von 0,003°C bei $S = 0,1$ W/m² bis zu 2,505°C bei $S = 100$ W/m² verändert. Da am Ende des Modells eine isotherme Randbedingung vorliegt, reduziert sich die Temperatur bis zu dieser Stelle auf 36,85°C. Der wärmste Bereich tritt mit ca. 37,15°C in der Muskelschicht bei $z = 50$ mm auf.

Abbildung 5.50 zeigt die Ergebnisse für die Expositionsfrequenz 6 THz. Die Auswertung der Temperatur erfolgt analog zu Abbildung 5.49 entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell verlaufenden Geraden. Beim Vergleich der maximalen Temperaturerhöhungen bei den Frequenzen 0,65 und 6 THz bei maximaler Leistungsdichte 100 W/m² ergibt sich, dass ΔT_{max} bei 6 THz um etwa 0,14 K ansteigt.

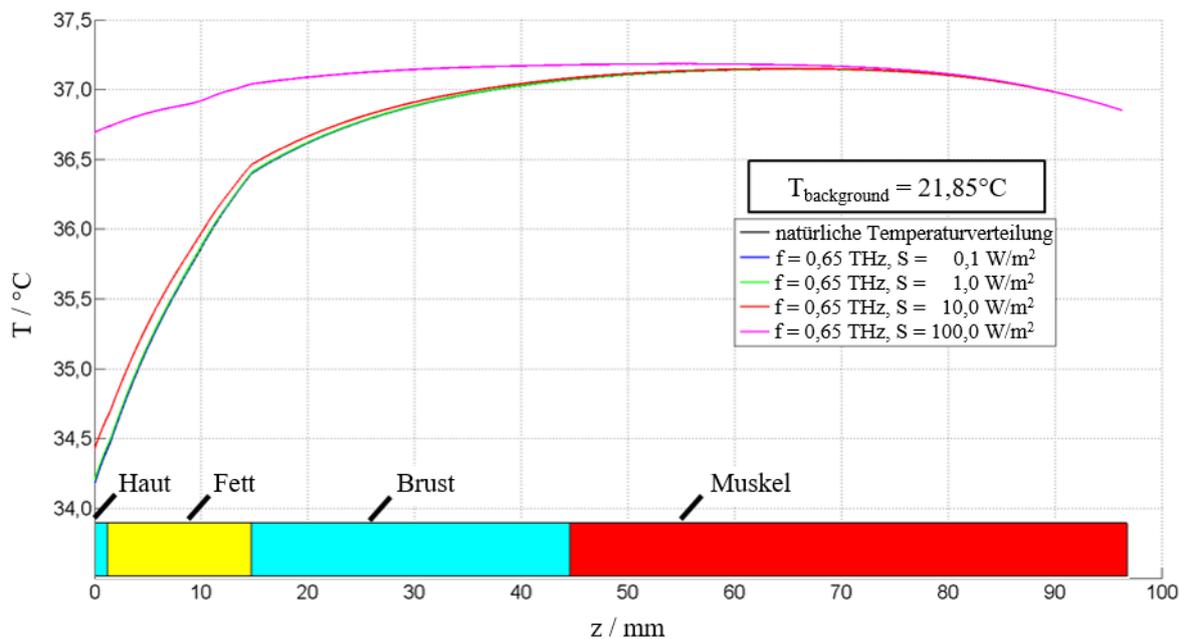


Abbildung 5.49: Stationäre Temperaturverteilung bei einer Umgebungstemperatur von 21,85°C entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell des Brustbereichs verlaufenden Geraden für den expositionsfreien Fall sowie für vier verschiedene Leistungsdichten der einfallenden Welle mit einer Frequenz von 0,65 THz [126]

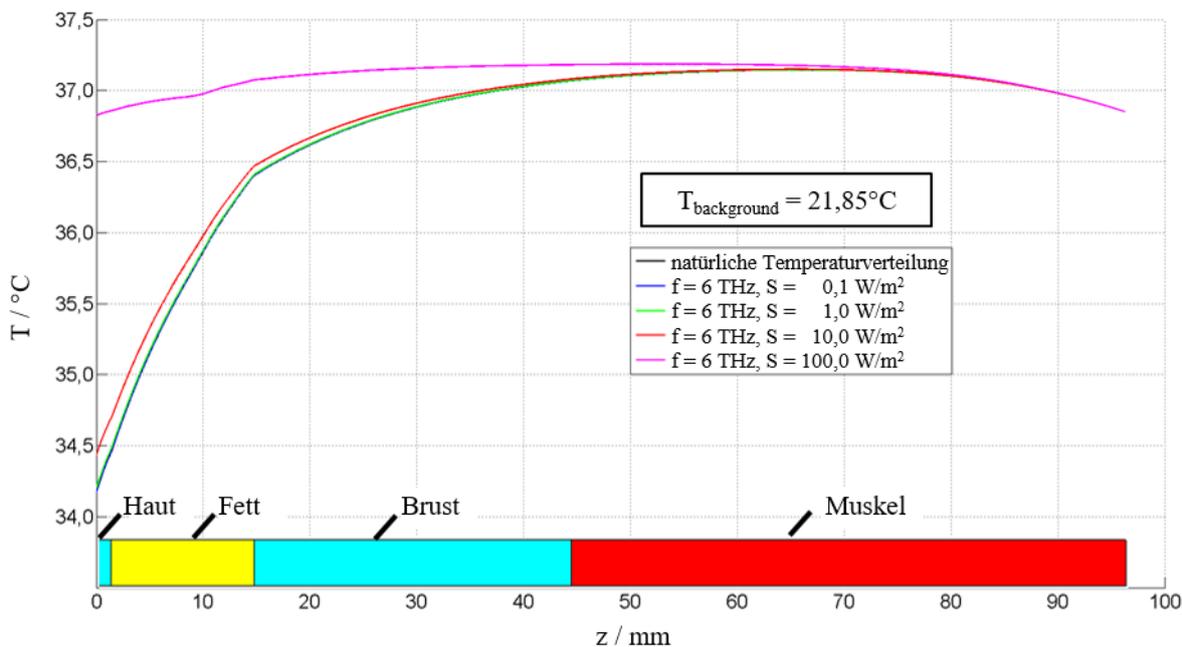


Abbildung 5.50: Stationäre Temperaturverteilung bei einer Umgebungstemperatur von 21,85°C entlang einer in z-Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell des Brustbereichs verlaufenden Geraden für den expositionsfreien Fall sowie für vier verschiedene Leistungsdichten der einfallenden Welle mit einer Frequenz von 6 THz [126]

Zusammenfassend sind die maximalen unmittelbar an der Hautoberfläche auftretenden Temperaturerhöhungen ΔT_{\max} in Tabelle 13 für die Frequenzen 0,65 und 6 THz und für die Leistungsdichten 0,1, 1, 10 und 100 W/m² angegeben.

Tabelle 13: Maximale Temperaturerhöhung bei einer Umgebungstemperatur von 21,85°C an der Hautoberfläche durch Exposition des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich mit einer TEM-Welle bei zwei Frequenzen und verschiedenen Leistungsdichten

f / THz	S / (W m⁻²)	ΔT_{\max} / K ($T_{\text{Umgebung}} = 21,85^\circ\text{C}$)
0,65	0,1	0,003
	1,0	0,025
	10,0	0,250
	100,0	2,505
6,00	0,1	0,003
	1,0	0,026
	10,0	0,265
	100,0	2,649

Die Ergebnisse zeigen, dass der Temperaturanstieg bei konstanter Umgebungstemperatur und Frequenz linear mit der Leistungsdichte verknüpft ist. Aus diesem Grund lassen sich die Temperaturerhöhungen für jede beliebige Leistungsdichte S skalieren.

Transiente Temperaturberechnung

Im Folgenden soll zusätzlich untersucht werden, wie sich die Temperaturverteilungen in dem Schichtenmodell des Thorax nach Beginn der Exposition mit einer senkrecht eindringenden TEM-Welle zeitlich verändern. Hierbei wird zunächst eine Expositionsdauer von 100 Minuten berücksichtigt. Kürzere bzw. realistischere Expositionszeiten, wie sie in praktischen Anwendungen (hier: Personen-Sicherheitsscanner) vorkommen, werden in Abschnitt 5.7 betrachtet. Alle transienten Temperaturverläufe werden für die Leistungsdichten der einfallenden TEM-Welle von 0,1, 1, 10 und 100 W/m² und der Frequenz 0,65 THz an einem Punkt mittig im Stratum Corneum (10 µm unter der Hautoberfläche) ausgewertet (Abbildung 5.51). Man kann erkennen, dass sich nach 100 Minuten bereits ein stationärer thermischer Zustand eingestellt hat. Wenn man die Differenzen zwischen den stationären Temperaturen und den Temperaturen vor dem Einschalten der Anregung bildet, erhält man die gleichen maximalen Temperaturerhöhungen ΔT_{\max} , die bereits die stationären Temperaturberechnungen lieferten (Tabelle 13). Die Tem-

peraturen erreichen bereits 20 min nach Einschalten der Anregung 90% ihres stationären Wertes. Mit derselben Zeitkonstante fallen die Temperaturen nach dem Abschalten der Anregung wieder ab.

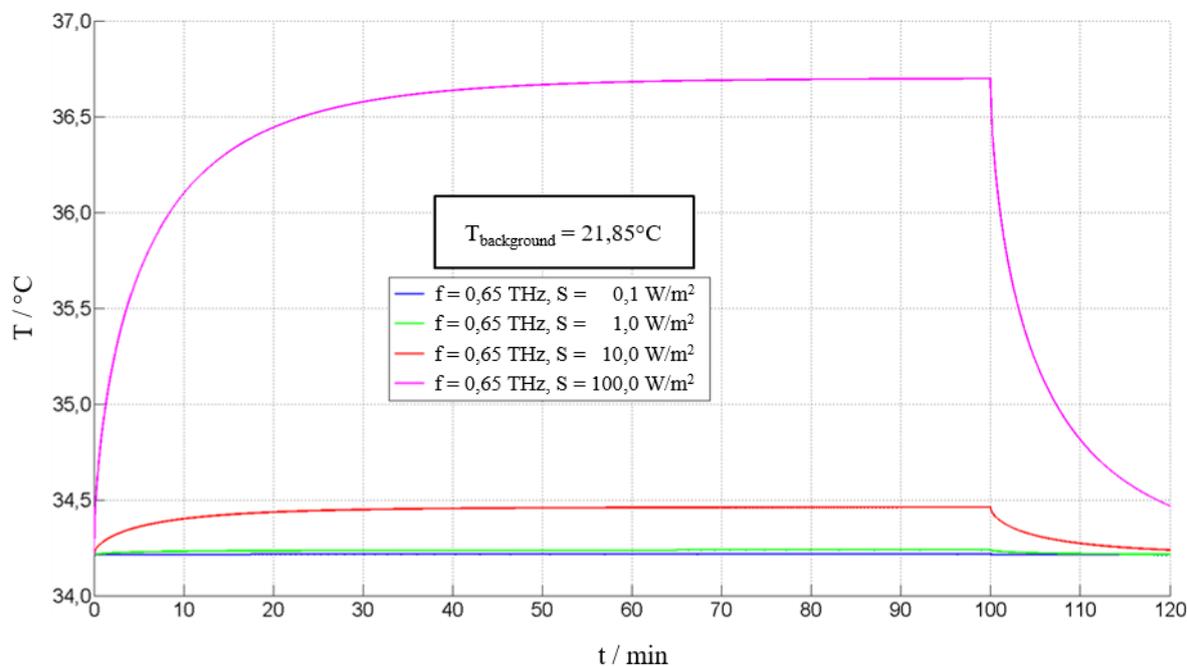


Abbildung 5.51: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem 10 μm unter der Hautoberfläche liegenden Punkt bei Exposition des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich mit einer für die Dauer von 100 min senkrecht eindringenden TEM-Welle für vier unterschiedliche Leistungsdichten (Frequenz 650 GHz; Umgebungstemperatur 21,85°C) [126]

Die gleiche Auswertung wie in Abbildung 5.51 wurde für eine TEM-Welle der Frequenz 6 THz durchgeführt (Abbildung 5.52). Die maximalen stationären Temperaturerhöhungen aus den transienten Berechnungen stimmen ebenfalls mit denen aus Tabelle 13 überein. Die momentanen Temperaturwerte für die Frequenzen 0,65 THz und 6 THz unterscheiden sich nur sehr geringfügig.

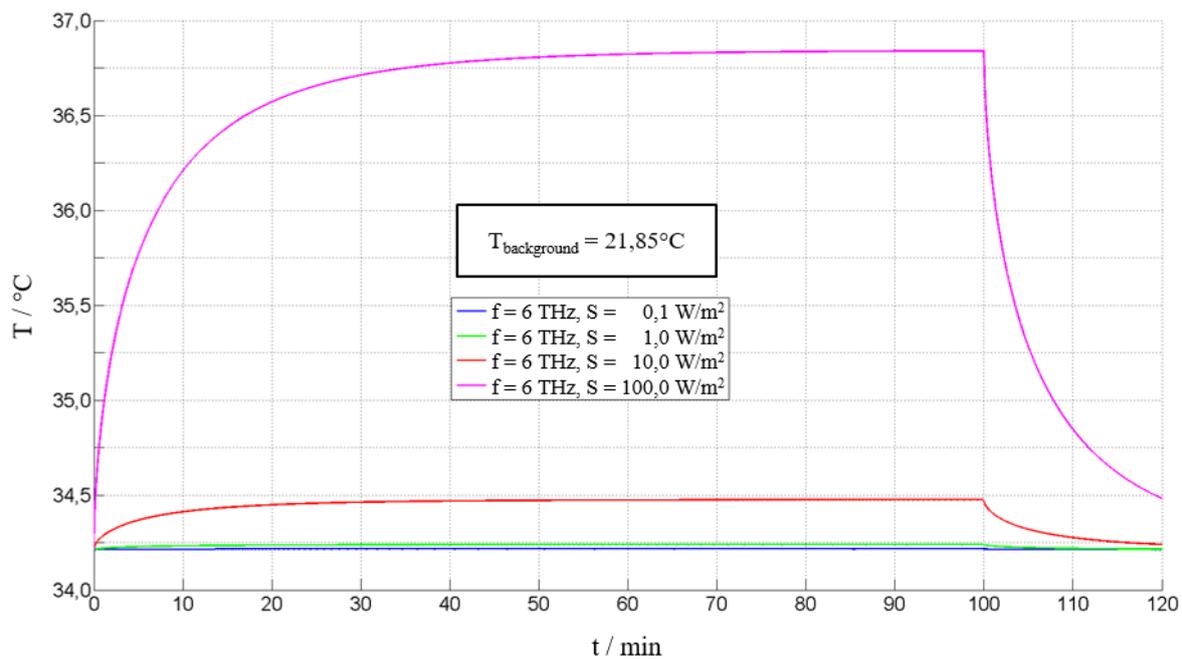


Abbildung 5.52: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem $10\ \mu\text{m}$ unter der Hautoberfläche liegenden Punkt bei Exposition des planaren Schichtenmodells für den Brustbereich mit einer für die Dauer von 100 min senkrecht eindringenden TEM-Welle für vier unterschiedliche Leistungsdichten (Frequenz 6 THz; Umgebungstemperatur $21,85^{\circ}\text{C}$) [126]

5.7 Beurteilung von Sicherheitsscannern

Die Kernarbeit dieses Kapitels bestand in der Entwicklung und Anwendung elektromagnetischer Anregungsmodelle für den Einsatz in Simulationsverfahren zur Ermittlung der Körperexposition gegenüber Strahlung kommerzieller THz-Quellen. Hierbei kann es sich um Quellen handeln, die in der Sicherheitstechnik, der Medizindiagnostik, der Materialanalytik oder der Raumfahrt eingesetzt werden. Wie bereits in der Einleitung erwähnt wurde, soll im Rahmen dieser Arbeit die Exposition von Personen durch THz-Felder untersucht werden, die durch Quellen in Sicherheitsscannern emittiert werden. Es werden im Folgenden zwei verschiedene Scanner-Prinzipien vorgestellt, mit denen eine aktive dreidimensionale Bildgebung möglich ist. Aktive Bildgebung bedeutet, dass die von einer Strahlungsquelle erzeugte und von einem Objekt reflektierte elektromagnetische Strahlung detektiert und bezüglich ihrer bildgebenden Information ausgewertet wird. Unter Ausnutzung der Phaseninformation kann man neben der lateralen geometrischen Information auch die Tiefeninformation eines Objektes erhalten. Dies ist besonders im Hinblick auf den Einsatz solcher Systeme in Sicherheitsscannern sehr hilfreich, da unter Kleidung verborgene Gegenstände wesentlich besser erkannt werden können.

Die beiden hier betrachteten Systeme unterscheiden sich u. a. durch die Ausbreitungsform ihrer emittierten elektromagnetischen Wellen. Das Scanprinzip des einen Systems basiert auf der Emission einer stark divergierenden Welle (Sicherheitsscanner mit divergierendem Feld [134], [135], [136]), wohingegen das andere System das exponierte Objekt mit einem fokussierten Strahl (Sicherheitsscanner mit fokussiertem Feld [137]) abtastet. Bei beiden Scannerprinzipien dauert die Bestrahlung des Körpers bzw. einzelner Körperbereiche jeweils nur für den Bruchteil einer zehntel Sekunde an.

Wenn man die Exposition biologischen Gewebes durch die von THz-Scannern emittierten elektromagnetischen Felder numerisch berechnen möchte, müssen Rechenmodelle erstellt werden, die eine Simulation der auf die Hautoberfläche treffenden Felder ermöglichen. Rechen-technisch ist es unmöglich, das gesamte Expositionsgebiet – das Scannersystem und den menschlichen Körper – numerisch nachzubilden, da sich aufgrund der sehr kleinen Wellenlängen bei THz-Frequenzen sehr kleine örtliche Diskretisierungen des Rechenraumes ergeben, und somit die Gesamtanzahl der Gitterzellen und der Rechenaufwand sehr groß werden würden. Im Übrigen ist es gar nicht notwendig, ein solch großes Problemgebiet zu betrachten, da man durch die Verwendung von Anregungsmodellen das Strahlungsverhalten der THz-Quellen im Bereich kleiner Abstände zur Hautoberfläche angenähert beschreiben kann. Anregungsmodelle für

TEM-Wellen und für Gauß'sche Strahlwellen wurden bereits in Abschnitt 5.3 und Abschnitt 5.4 behandelt; für die Wahl eines für ein bestimmtes Szenario geeigneten Modells müssen die Immissionsfelder genauer analysiert werden.

Beide Scannerprinzipien werden folgend vorgestellt und die Körperexposition durch emittierte Felder der enthaltenen Quellen unter Verwendung der zuvor präsentierten Verfahren für elektromagnetische und thermische Simulationen (Abschnitte 5.5 und 5.6) bewertet.

5.7.1 Sicherheitsscanner mit divergierendem Feld

Das erste vorgestellte Scannersystem ist der Personenscanner „QPS“ der Firma Rohde & Schwarz [4], der für Sicherheitsanwendungen an Flughäfen entwickelt wurde. Der Scanner besteht aus einem Array mit 3008 phasengesteuerten Antennen [136], die nacheinander für sehr kurze Zeit eingeschaltet werden. Es sendet zu jedem Zeitpunkt immer nur eine Antenne mit 3 dBm Ausgangsleistung und einer Halbwertsbreite des Sendestrahls von 80° , während alle anderen Antennen das vom Objekt reflektierte Signal detektieren und zur Auswertung an eine spezielle Software zur Signalverarbeitung weiterleiten. Der Scanner nutzt das SFCW-Radarverfahren aus, in dem mehrere Frequenzpunkte innerhalb einer Bandbreite von 10 GHz zwischen 70 und 80 GHz abgetastet werden [136].

Abbildung 5.53 stellt die Funktionsweise eines solchen Scanners bezüglich der elektromagnetischen Feldexposition eines menschlichen Körpers dar. Zu sehen ist ein Ausschnitt eines Antennen-Arrays (nicht maßstäblich), wobei nur eine Antenne als Sender fungiert und die übrigen Antennen das vom Körper reflektierte Signal empfangen. Die emittierte Welle divergiert sehr stark, sodass deren Phasenfronten in Hauptstrahlrichtung der Antenne nahezu den ganzen Körper treffen.

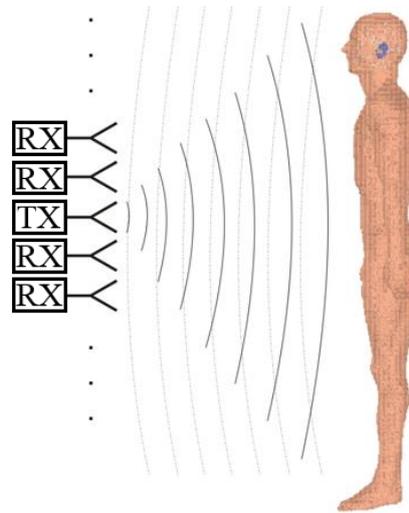


Abbildung 5.53: Exposition eines Menschen durch die elektromagnetischen Felder einer in einem Antennenarray angeordneten Sendeanne mit einer stark divergierenden Welle (Sicherheitsscanner mit divergierendem Feld gemäß [134], [135], [136])

Nun wird lediglich ein kleiner Ausschnitt aus dem Abbildung 5.53 abgebildeten Problemgebiet betrachtet, nämlich die Stelle, an der das elektromagnetische Feld auf die Hautoberfläche trifft (Abbildung 5.54). Dieser Bereich soll das Modellierungsgebiet für die elektromagnetische und die thermische Simulation darstellen. Der hier eingezeichnete Ausschnitt soll nicht als maßstäblich angesehen werden. Zur Modellierung werden Ausschnitte von wenigen Millimetern in Betracht gezogen. Da der Sendestrahл aufgrund der Entfernung des Körpers zur Quelle bereits sehr stark aufgeweitet ist und da nur ein sehr kleiner lateraler Ausschnitt des Feldes im Bereich weniger Millimeter vor der Hautoberfläche betrachtet wird, kann man davon ausgehen, dass das Feld in diesem Bereich nahezu homogene und ebene Phasenfronten aufweist. Aus diesem Grund wurde als Anregungsmodell eine homogen belegte Anregungsfläche in einer Bandleitung gewählt. Die sich in dieser Bandleitung ausbreitende TEM-Welle trifft senkrecht auf einen lateralen Ausschnitt der Hautoberfläche, der im elektromagnetischen Simulationsmodell durch das in Abschnitt 2.2.1 vorgestellte planare Schichtenmodell der Haut berücksichtigt wird.

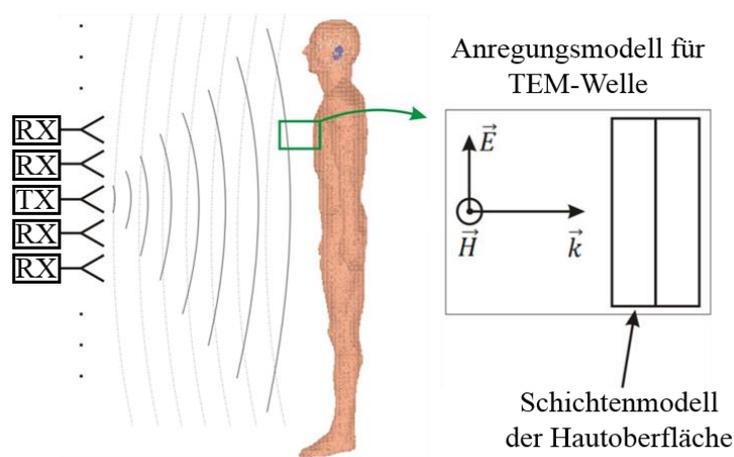


Abbildung 5.54: Modellierung eines Ausschnitts des Expositionsgebiets einer auf die Hautoberfläche treffenden, stark divergierenden Welle durch eine sich in einer Bandleitung ausbreitenden TEM-Welle und einem geschichteten Hautmodell

Die in Abbildung 5.54 gezeigte Idee zur Modellierung der Körperexposition in einem Sicherheitsscanner mit einem divergierendem Emissionsfeld entspricht der Modellierung der Rechenräume mit einer homogen belegten Anregungsfläche und einem geschichteten, planaren Hautmodell aus Abschnitt 5.5.1 (Abbildung 5.36). Folgend werden Ergebnisse der elektromagnetischen Feldsimulationen unter Berücksichtigung der Parameter des hier vorgestellten Sicherheitsscanners (Frequenz, Leistungsdichte) vorgestellt. Anschließend werden transiente thermische Simulationsergebnisse gezeigt, bei denen die Anregungszeiten der elektromagnetischen Quelle mit der Scanzeit des Körperscanners übereinstimmt. Somit wird dann die Temperaturerhöhung in der Haut während eines Scanvorgangs bestimmt.

Folgend werden die Ergebnisse der Exposition des planaren Schichtenmodells der Haut durch eine senkrecht eindringende TEM-Welle mit der Frequenz 77 GHz und einer einfallenden Leistungsdichte von $S = 100 \text{ W/m}^2$ gezeigt.

Die Verteilung der normierten elektrischen Feldstärke im Längsschnitt der Bandleitung ist in Abbildung 5.55 dargestellt. Der als Bezugswert verwendete maximale Scheitelwert der elektrischen Feldstärke im Luftbereich des Rechenraums beträgt unter Berücksichtigung der Reflexion von der Luft-Haut-Grenze $E_{\text{max}} = 360 \text{ V/m}$; an der Oberfläche des Hautmodells tritt eine Feldstärke von 129,5 V/m auf. Die 1/e-Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes in das Gewebe liegt bei 0,41 mm.

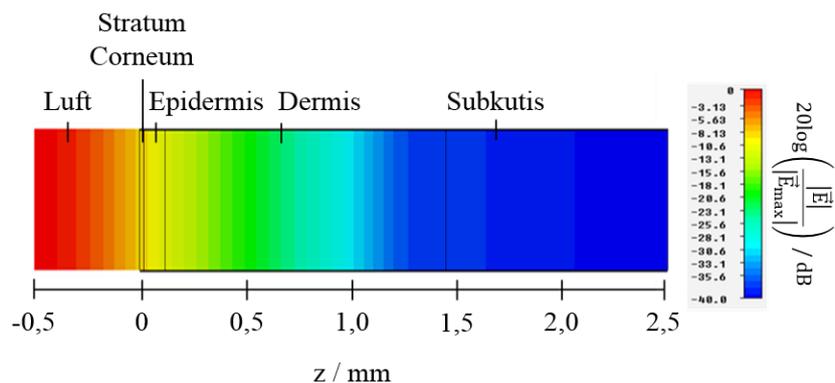


Abbildung 5.55: Von der senkrecht auf das planare Schichtenmodell der Haut fallenden TEM-Welle bei 77 GHz mit 100 W/m^2 erzeugte elektrische Feldverteilung in einem Längsschnitt durch die Bandleitungsachse

Die zu der elektrischen Feldverteilung aus Abbildung 5.55 gehörige Verteilung der SAR, also der Verlustleistung P_V pro Masse m , ist in Abbildung 5.56 dargestellt. Die maximale Voxelbezogene SAR beträgt $237,3 \text{ W/kg}$.

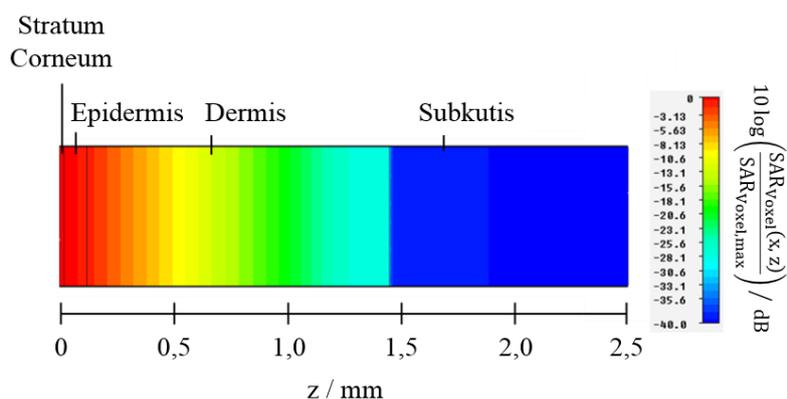


Abbildung 5.56: Aus der in Abbildung 5.55 gezeigten elektrischen Feldverteilung resultierende Verteilung der Voxel-SAR in einem Längsschnitt durch die Bandleitungsachse ($S = 100 \text{ W/m}^2$, $f = 77 \text{ GHz}$)

Analog zu den Temperaturberechnungen aus Abschnitt 5.6.2 b) wurden folgend die stationären und transienten Temperaturverläufe in dem in Abschnitt 5.6.2 a) vorgestellten Modell der Materialschichtung im Bereich der Brust (Abbildung 5.48) berechnet, wobei die in Abbildung 5.56 gezeigte Verteilung der Voxel-SAR als Wärmequelle in das thermische Modell eingefügt wird.

Abbildung 5.57 gibt den Verlauf der sich im Gleichgewichtszustand einstellenden stationären Temperaturverteilung entlang einer in z -Richtung mittig durch das planare Schichtenmodell verlaufenden Geraden wieder. In diesem Diagramm wird die natürliche Temperaturverteilung im expositionsfreien Fall mit zwei verschiedenen Temperaturverteilungen verglichen, die sich bei der Expositionsfrequenz 77 GHz und den Leistungsdichten 100 W/m^2 und $15,48 \text{ mW/m}^2$

einstellen. Bei $15,48 \text{ mW/m}^2$ handelt es sich um eine realistische Leistungsdichte im Bereich des exponierten Körpers (persönliche Mitteilung von S. S. Ahmed von Rohde & Schwarz an M. Zang). Bei Messungen der Strahlungsfelder des Sicherheitsscanners in [138] ergeben sich sehr ähnliche Leistungsdichte (abhängig von der Entfernung der Messposition zur Quelle).

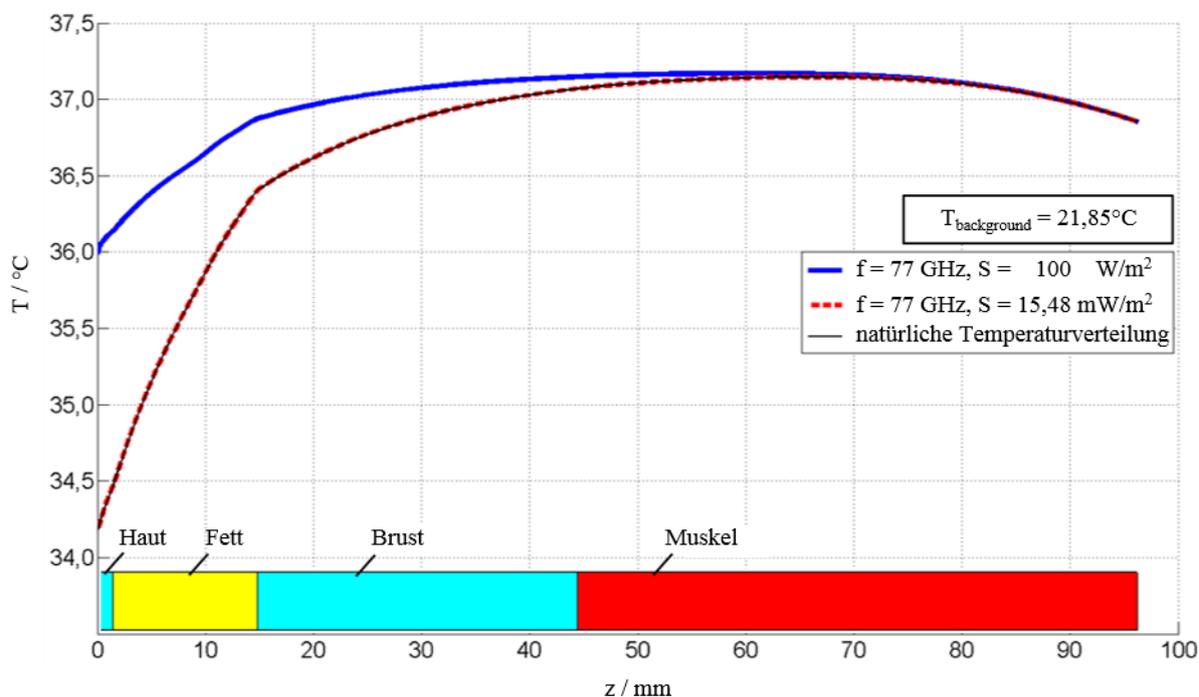


Abbildung 5.57: Stationäre Temperaturverteilung bei einer Umgebungstemperatur von $21,85^\circ\text{C}$ entlang einer in z -Richtung mittig durch das Modell des Brustbereichs verlaufenden Geraden für den expositionsfreien Fall (schwarz) sowie für Leistungsdichten von 100 W/m^2 (blau) und $15,48 \text{ mW/m}^2$ (rot gestrichelt) der einfallenden Welle mit einer Frequenz von 77 GHz

Die höhere Leistungsdichte von 100 W/m^2 zeigt im stationären Zustand einen maximalen Temperaturanstieg gegenüber dem natürlichen Temperaturverlauf von etwas mehr als $1,5^\circ\text{C}$ in der vordersten Hautschicht. Jedoch ist zu erkennen, dass die Auswirkung der Exposition mit der Leistungsdichte $15,48 \text{ mW/m}^2$ kaum eine Änderung zu dem natürlichen Temperaturverlauf aufzeigt.

Zusätzlich zu den stationären räumlichen Temperaturverteilungen wurde die zeitliche Temperaturentwicklung in der Haut berechnet, wobei ebenfalls unterschiedliche Leistungsdichten der TEM-Anregung berücksichtigt wurden.

Für die Untersuchungen bei den Leistungsdichten 100 W/m^2 und $15,48 \text{ mW/m}^2$ bei der Frequenz 77 GHz und der Umgebungstemperatur $21,85^\circ\text{C}$ wurde die Quelle jeweils zum Zeitpunkt $t = 0,01 \text{ s}$ ein- und nach einer Expositionszeit von 16 ms abgeschaltet. Diese Expositionszeit

entspricht der effektiven in dem vorgestellten Sicherheitsscanner verwendeten Scanzeit [4]. In Abbildung 5.58 ist der Temperaturverlauf an einem Messpunkt im Stratum Corneum $10\ \mu\text{m}$ unter der Hautoberfläche dargestellt. In den betrachteten Fällen beträgt die Temperaturerhöhung nur einen Bruchteil des jeweiligen stationären Wertes. Die maximale Temperatur bei $100\ \text{W}/\text{m}^2$ liegt weniger als $0,1\ \text{mK}$ über der natürlichen Start-Temperatur und fällt kurz nach Abschalten der Exposition wieder quasi-exponentiell ab; für die Leistungsdichte von $15,48\ \text{mW}/\text{m}^2$ ist praktisch kein Temperaturanstieg über den betrachteten Zeitraum erkennbar.

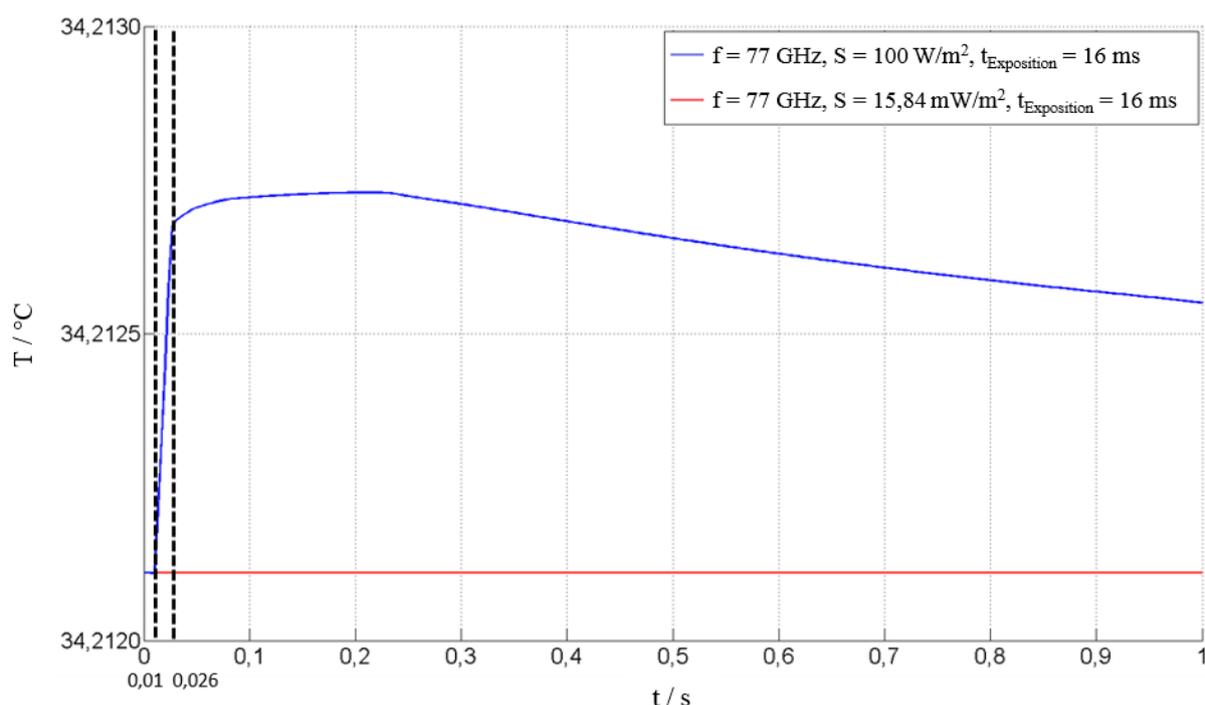


Abbildung 5.58: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem $10\ \mu\text{m}$ unter der Hautoberfläche liegenden Punkt bei Exposition des Hautmodells mit einer für die Dauer von $16\ \text{ms}$ senkrecht auf die Hautoberfläche treffenden TEM-Welle der Leistungsdichten $100\ \text{W}/\text{m}^2$ (blau) und $15,48\ \text{mW}/\text{m}^2$ (rot) (Frequenz: $77\ \text{GHz}$, Umgebungstemperatur: $21,85^{\circ}\text{C}$)

Die Auswertung des transienten Temperaturverlaufs in der Haut aus Abbildung 5.58 zeigt, dass sich bei der tatsächlich in dem vorgestellten Sicherheitsscanner verwendeten Sendeleistung, die mit einer mittleren auf den Körper einfallenden Leistungsdichte von etwa $15,48\ \text{mW}/\text{m}^2$ verbunden ist, so geringe Temperaturerhöhungen einstellen, dass sie nur theoretisch berechnet, nicht aber mit einem Messgerät im Körper nachgewiesen werden können. Es liegen also keine kritischen thermischen Effekte bei der Körperexposition in dem hier vorgestellten Körperscanner vor.

5.7.2 Sicherheitsscanner mit fokussiertem Feld

Der zweite hier betrachtete Körperscanner arbeitet lediglich mit einer Sende- und einer Empfangsantenne [137]. Dieses Scannersystem enthält eine Sendeantenne, die einen Sendestrahl emittiert, der über einen Planspiegel (secondary mirror) zu einem elliptischen Spiegel (reflector lens) reflektiert wird, welcher dann den Strahl auf das abzutastende Objekt fokussiert. Der reflektierte Strahl durchläuft den gleichen Pfad, wird jedoch nach der Reflexion am Planspiegel durch einen Strahltrennspegel abgelenkt und zur Empfangsantenne geleitet. Der Scanner arbeitet mit Frequenzen zwischen 576 GHz und 605 GHz. Es können Objekte abgetastet werden, die 4 m bis zu 25 m von der Quelle entfernt stehen. Für den Scan eines Rumpfes, der 4 m von der Quelle entfernt steht, benötigt das System bei einer lateralen Auflösung von weniger als einem Zentimeter etwa 5 Minuten [137]. Abbildung 5.59 zeigt das Prinzip der Exposition eines menschlichen Körpers durch das Feld eines fokussierenden Scanner-Systems, wie es zuvor beschrieben wurde. Hierbei wird der Ausbreitungspfad des Sendestrahls bzw. des reflektierten Strahls vereinfacht (ohne Reflexionen an Spiegeln) dargestellt.

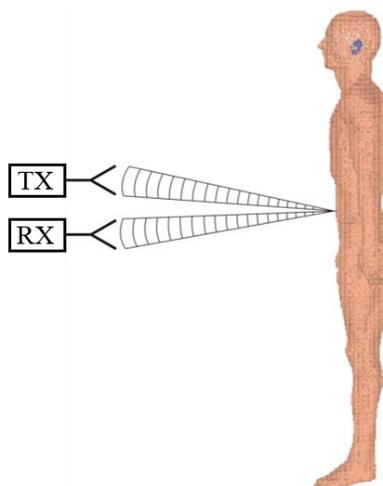


Abbildung 5.59: Exposition eines Menschen durch die elektromagnetischen Felder einer Sendeantenne mit einem fokussierten Sendestrahl

Der hier vorgestellte Körperscanner besitzt eine Strahlungsquelle (diagonale Hornantenne), deren kopolarisiertes Feld durch das Feld einer Gauß'schen Strahlwelle annähernd beschrieben werden kann (analog zu Abschnitt 5.4.2). Diese Quelle wird so betrieben, dass sich die Taille des emittierten Strahls etwa im Bereich der Hautoberfläche befindet. Zur Modellierung eines solchen Expositionsszenarios wird ein Anregungsmodell benötigt, welches das Feldprofil einer Gauß'schen Strahlwelle in einer Querschnittebene kurz vor dem Auftreffen des Strahls auf die Hautoberfläche charakterisiert (Abbildung 5.60).

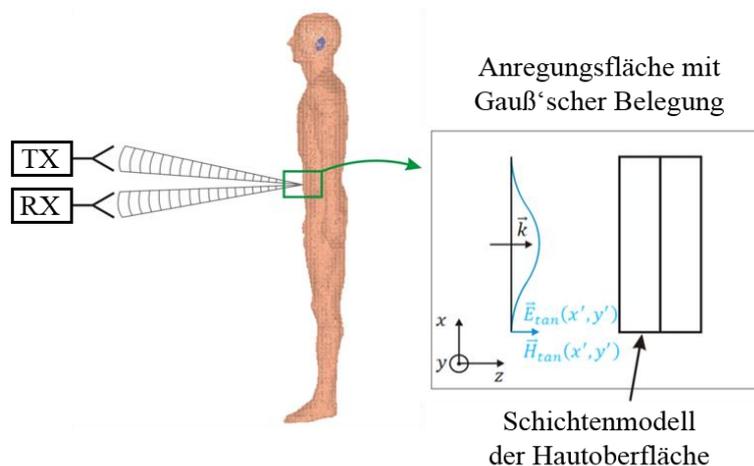


Abbildung 5.60: Modellierung eines Ausschnitts des Expositionsgebiets einer auf die Hautoberfläche treffenden, fokussierten Welle durch eine mit einem Gauß'schen Strahlprofil belegten Anregungsfläche und einem geschichteten Hautmodell

Die in Abbildung 5.60 gezeigte Konstellation eines Rechengebiets mit einem Anregungsmodell für eine Gauß'sche Strahlwelle sowie einem geschichteten, planaren Hautmodell entspricht dem in Abbildung 5.43 (Abschnitt 5.5.2 a)) gezeigten Rechenmodell, das auch den folgend gezeigten Simulationsergebnissen zugrunde liegt.

Die Verteilungen der normierten elektrischen Feldstärke sowie der resultierenden normierten Voxel-SAR in der Haut, die durch eine senkrecht auf das geschichtete Hautmodell treffende Gauß'sche Strahlwelle bei 650 GHz erzeugt werden, wurden bereits in Abbildung 5.44 (Abschnitt 5.5.2 b)) gezeigt.

Da die effektive Expositionszeit einer Hautpartie bei dem in diesem Abschnitt vorgestellten fokussierenden THz-Scanner 12,5 ms beträgt [137], werden im Folgenden die transienten Temperaturverläufe für eine Expositionszeit von 12,5 ms an einem Punkt mittig im Stratum Corneum ausgewertet. In Abbildung 5.61 ist der transiente Temperaturverlauf bei Exposition des Hautmodells mit einer senkrecht auf die Hautoberfläche treffenden TEM-Welle der Frequenz 650 GHz und der Leistungsdichte 100 W/m^2 zu sehen. Die Umgebungstemperatur beträgt $21,85^\circ\text{C}$. Die Haut erwärmt sich an dem Auswertungspunkt und in der Expositionszeit von 12,5 ms um etwas mehr als 2 mK. Bei einer auf die Haut treffenden Gauß'schen Strahlwelle mit einer transportierten Leistung von 1 mW [137] und einer Tailenweite von 1 mm ergibt sich in der Taille auf der Strahlachse gemäß Gleichung (5.57) und Gleichung (5.58) eine maximale Leistungsdichte von etwa 636 W/m^2 . Die Simulation einer senkrecht auf die Hautoberfläche treffenden TEM-Welle dieser Leistungsdichte liefert eine Erwärmung des Gewebes (an dem gleichen Auswertungspunkt wie zuvor) von etwa 12,72 mK. Bei einer Exposition mit einer

Gauß'schen Strahlwelle, die senkrecht auf das Hautmodell trifft und deren Taille in der Hautoberfläche liegt, würde sich eine geringere Erwärmung des Gewebes ergeben, da die Leistungsdichte mit zunehmendem Abstand von der Strahlachse abnimmt.

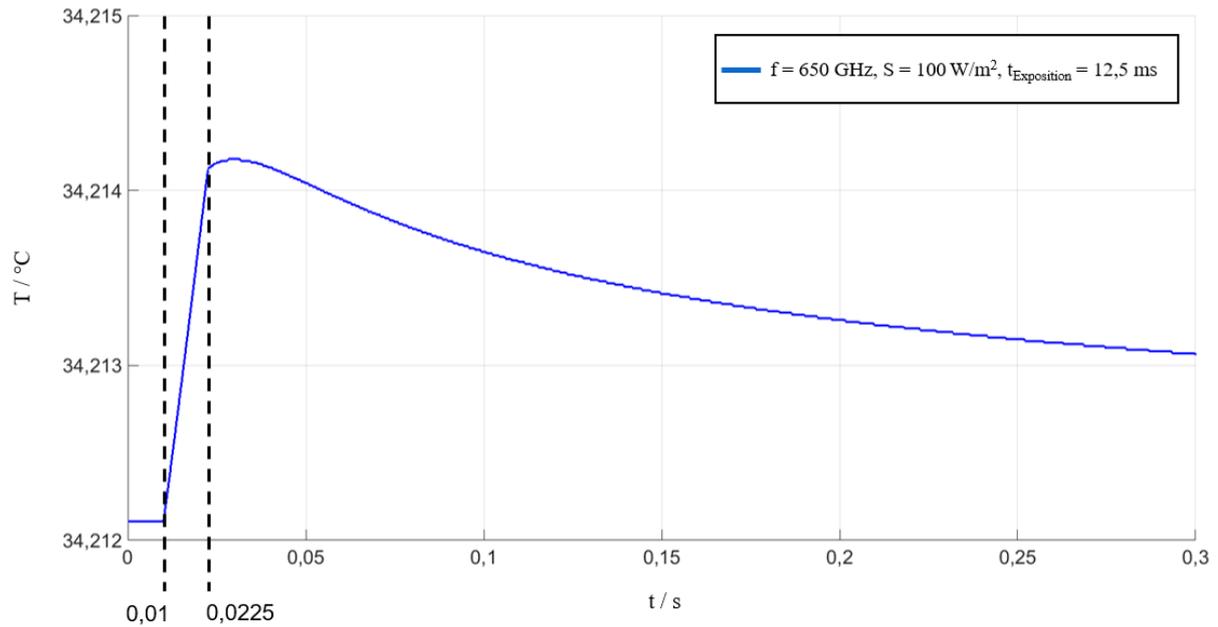


Abbildung 5.61: Zeitlicher Verlauf der Temperatur an einem 10 μm unter der Hautoberfläche liegenden Punkt bei Exposition des Hautmodells mit einer für die Dauer von 12,5 ms senkrecht auf die Hautoberfläche treffenden TEM-Welle der Leistungsdichten 100 W/m^2 (Frequenz: 650 GHz, Umgebungstemperatur: $21,85^\circ\text{C}$)

5.8 Bewertung der Exposition

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Expositionssimulationen im THz-Bereich hinterlassen im Hinblick auf die Diskussion von Expositions-Grenzwerten ein nicht eindeutiges Bild.

Die Leistungsdichte als Basisgröße ist nach derzeitigen ICNIRP-Grenzwertempfehlungen für den unteren THz-Frequenzbereich zwischen 100 und 300 GHz gemäß Tabelle 1 (Abschnitt 1.3.2) auf den Maximalwert 10 W/m^2 beschränkt [1] mit der Nebenbedingung, dass sie zeitlich über $68/(f/\text{GHz})^{1.05}$ Minuten (entsprechend 32 s bei 100 GHz und 10 s bei 300 GHz) zu mitteln ist. Ihr zulässiger Grenzwert erhöht sich aber bei Überschreiten der 300 GHz-Marke sprunghaft um mindestens eine Größenordnung auf 100 W/m^2 , für viele Expositionsszenarien auch auf 1000 W/m^2 [3], und behält diese Werte selbst bei Dauerexposition für den gesamten oberen THz-Bereich bei. Daran wird deutlich, dass für diese Diskrepanz widersprüchliche physikalische Konzepte zugrunde lagen. Außerdem war der THz-Frequenzbereich lange Zeit praktisch völlig uninteressant.

Die Leistungsdichte allein kann somit offensichtlich nicht als direktes Expositions-kriterium dienen, sondern es müssen als Basisgrößen andere körperinterne physikalische Größen zur Bewertung herangezogen werden.

Prinzipiell wäre es zunächst denkbar, im THz-Bereich in Anbetracht der kleinen Wellenlängen und der geringen Eindringtiefen eine Dosimetrie auf SAR-Basis mit deutlich kleineren Bezugsmassen als 10 g einzuführen. Es ist dabei aber zu bedenken, dass es zum einen für die dann resultierenden SAR-Werte keine vorliegenden Vergleichswerte gibt (anders als im Fall des Personen- und Arbeitsschutzes für den Frequenzbereich zwischen 100 kHz und 10 GHz) und dass zum anderen die SAR als Quelle induzierter thermischer Effekte lediglich die lokale initiale Veränderung eines sich erst einstellenden Temperaturfeldes darstellt, das durch diverse Transportmechanismen deutlich größere räumliche Ausmaße im biologischen System annimmt als die relativ kleinräumig begrenzte SAR-Verteilung. (Nebenbei sei angemerkt, dass in dieser Arbeit die bei der Darstellung von SAR-Verteilungen angegebenen Voxel-basierten $\text{SAR}_{\text{Voxel,max}}$ -Werte nur als Bezugswerte für die Logarithmierung dienen und wegen der extrem kleinen Voxel-Abmessungen keine praktische Bedeutung für die Bewertung der Exposition haben.)

Im Hinblick auf die Beurteilung thermischer Effekte erscheint es daher vorteilhafter, direkt die Erwärmung des Körpergewebes als Maß heranzuziehen und die Temperaturänderung für einen

weiten Wertebereich der anregenden Leistungsdichte, beispielsweise zwischen 0,1 und 100 W/m² zu untersuchen.

Als Bewertungsmaßstab für die Festlegung zulässiger Basiswerte der Temperaturerhöhung ist im THz-Frequenzbereich voraussichtlich die Körper-Kerntemperatur nicht unbedingt geeignet, weil die stärkste expositionsbedingte Erwärmung unmittelbar unter der Hautoberfläche auftritt; hierzu ist allerdings Expertenwissen aus der Biologie und der Medizin gefragt, um Empfehlungen für die tolerierbaren Grenztemperaturen verschiedener oberflächennaher Körperregionen zu formulieren.

Eventuell kann später dann auch bei bekannter Abhängigkeit der Temperaturerhöhung von der externen Leistungsdichte und ihrer räumlichen Verteilung zusätzlich die relativ einfach bestimmbare Leistungsdichte als konservative Referenzgröße definiert werden.

Bei den in dieser Arbeit angegebenen Ergebnissen für Maxima der elektrischen Feldstärke E_{\max} handelt es sich um auf jeweils ein Voxel bezogene Werte; um physikalisch aussagekräftige Feldwerte zu erhalten, müssten geeignete Mittelungsvorschriften für lokale Feldmaxima erarbeitet werden, z.B. durch Festlegung von Mittelungsflächen oder -volumina, die sich an Zellstruktur-Abmessungen orientieren. Diese gemittelten Feldstärken wären dann mit ebenfalls noch festzulegenden maximal zulässigen Feldwerten zu vergleichen.

5.9 Kapitelzusammenfassung

Das wesentliche Ziel der in diesem Kapitel präsentierten Arbeit bestand in der Entwicklung und Anwendung numerischer Rechenverfahren zur Ermittlung der Exposition von Personen gegenüber Strahlung kommerzieller THz-Quellen, die bereits heute oder voraussichtlich in naher Zukunft beispielsweise in der Sicherheitstechnik, der Medizindiagnostik, der Pharmazie, der Gentechnik, der Materialanalytik, der Raumfahrt und der Ultrabreitband-Kommunikation eingesetzt werden. Die in dieser Arbeit näher betrachteten THz-Quellen sind Antennen, die in Sicherheitsscannern (beispielsweise am Flughafen) eingesetzt werden.

Für die Simulation von Strahlungsfeldern von realistischen THz-Quellen wurden im Rahmen dieser Arbeit sogenannte „Anregungsmodelle“ unter Verwendung des Aperturfeldverfahrens [39] entwickelt, das in Abschnitt 5.1 erläutert wird. Ein Anregungsmodell ist eine ebene Fläche, die mit einer tangentialen elektrischen und magnetischen Flächenstromdichteverteilung belegt ist, die in dieser Arbeit aus dem Strahlungsfeld einer TEM-Welle (Abschnitt 5.3) sowie einer Gauß'schen Strahlwelle (Abschnitt 5.4) abgeleitet wurde. Gemäß des Huygens'schen Äquivalenzprinzips [31] erzeugen diese Flächenstromdichtebelegungen ein Strahlungsfeld, das – bei Festlegung geeigneter Randbedingungen des numerischen Rechengebiets – dem Strahlungsfeld des zugrundeliegenden Wellentypen (TEM-Welle oder Gauß'sche Strahlwelle) entspricht.

Folgend werden in Abschnitt 5.5 elektromagnetische Simulationen der Exposition der menschlichen Haut durch die Strahlungsfelder der präsentierten Anregungsmodelle mit Frequenzen zwischen 0,1 und 10 THz durchgeführt. Dabei wird das exponierte Gewebe durch das in Abschnitt 2.2.1 gezeigte Hautmodell repräsentiert. Die Darstellung der Ergebnisse erfolgt in Form der Verteilungen der elektrischen Feldstärke sowie der daraus resultierenden Voxel-SAR-Verteilungen. Zusätzlich zu den elektromagnetischen Berechnungen werden in Abschnitt 5.6 die expositionsbedingten stationären sowie transienten Temperaturverläufe in der Haut mit der Wärmetransport-Gleichung nach Pennes [41] berechnet, wobei die zuvor berechneten Voxel-SAR-Verteilungen die Wärmequellen darstellen.

Zum Abschluss des Kapitels wird in Abschnitt 5.7 unter Zuhilfenahme des zuvor präsentierten Rechenverfahrens die Exposition der Haut in zwei realistischen Sicherheitsscannern berechnet. Der erste Scanner beinhaltet aus Antennen, die ein stark divergierendes Strahlungsfeld mit der Frequenz 77 GHz emittieren [4]. Dieses Feld kann lokal – in einem kleinen lateralen Ausschnitt unmittelbar vor der Körperoberfläche – mit einem in einer Bandleitung platzierten Anregungsmodell einer TEM-Welle berechnet werden. Es werden zunächst die elektromagnetischen und

anschließend die thermischen Berechnungen durchgeführt. Durch die geringen Leistungsdichten (etwa $15,48 \text{ mW/m}^2$, realistische Leistungsdichte im Bereich des exponierten Körpers) des Expositionsfeldes in dem Sicherheitsscanner und den sehr kurzen Expositionszeiten (16 ms) ergeben sich Temperaturerhöhungen, die so gering sind, dass sie nur theoretisch berechnet, nicht aber mit einem Messgerät im Körper nachgewiesen werden können.

In dem zweiten betrachteten Sicherheitsscanner [137] werden Antennen verwendet, die einen fokussierten Sendestrahl einer Frequenz von etwa 600 GHz emittieren, der angenähert mit einem Anregungsmodell für eine Gauß'sche Strahlwelle berechnet werden kann. Der fokussierte Sendestrahl des Sicherheitsscanners kann lokal maximale Leistungsdichten in der Größenordnung einiger 10^2 W/m^2 erreichen. Anhand einer transienten Temperaturberechnung für eine senkrecht auf die Haut treffende TEM-Welle einer Leistungsdichte in dieser Größenordnung wird die kritischste Temperaturerhöhung in der Haut bei Exposition mit einer Gauß'schen Strahlwelle abgeschätzt. Dabei ergibt sich eine maximale Erwärmung des Gewebes in einer Größenordnung einiger 10^{-3} mK .

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden vier numerische, computergestützte Rechenverfahren entwickelt, mit denen die Exposition von Menschen gegenüber niederfrequenten (NF) Magnetfeldern (Kapitel 3), hochfrequenten (HF-)Feldern (Kapitel 4) sowie Feldern mit Frequenzen im THz-Frequenzbereich (Kapitel 5) bestimmt werden kann. Die Entwicklung dieser Verfahren war durch verschiedene realistische Expositionsszenarien motiviert: Körperexpositionen durch NF-Felder induktiver Ladesysteme von (hybrid-)elektrischen Fahrzeugen, Expositionen durch das Feld einer fahrzeuggebundenen (hier: Motorrad) HF-Antenne des TETRA-Standards [35] sowie durch Strahlungsfelder im Mikrowellen- und THz-Frequenzbereich in Sicherheitsscannern. Die Bestimmung der Exposition mit den präsentierten Verfahren zielt auf die Expositionsbeurteilung hinsichtlich der von der ICNIRP empfohlenen Grenzwerte hin [1], [2], [3], die in Abschnitt 1.3 erläutert wurden. Die für die Expositionssimulationen benötigten Modelle der Gewebeverteilungen im menschlichen Körper (Ganzkörpermodelle für Simulationen im NF- und HF-Frequenzbereich, Teilkörper-(Haut-)Modelle für Simulationen im THz-Bereich) wurden in Kapitel 2 präsentiert. Im Zuge dessen wurde in Abschnitt 2.1.2 ein für diese Arbeit entwickeltes Verfahren präsentiert, mit dem Ganzkörpermodelle mit verschiedenen Körperhaltungen generiert werden können.

Bei den in Kapitel 3 präsentierten Verfahren zur Simulation der NF-Exposition von Menschen – die Co-Sim. SPFD- [24] und die Co-Sim. SF-FDTD-Methode [25] – handelt es sich um aus jeweils zwei Simulationsschritten bestehende Simulationsverfahren, bei denen die Berechnung eines magnetischen und den menschlichen Körper exponierenden Quellfeldes sowie der Körperexposition in zwei separaten Simulationsschritten erfolgt. Wie in Kapitel 3 durch Validationen und Vergleiche der Methoden gezeigt wird, können die Vorgehensweisen innerhalb der Zweischritt-Methoden einerseits eine erhebliche Reduktion des numerischen Aufwands erzielen (verglichen mit monolithischen/direkten Verfahren [90]). Andererseits bieten die Zweischritt-Methoden eine hohe Flexibilität in Form der Einsatzmöglichkeit einer großen Auswahl an numerischen, analytischen [92], [94] oder auch messtechnischen Verfahren [105], [106] zur Magnetfeldbestimmung sowie numerischen Feldlösern zur Bestimmung der Körperexposition.

Zusätzlich bietet die Frequenzskalierung innerhalb der Co-Sim. SF-FDTD-Methode die Möglichkeit der Verwendung von Feldlösern, innerhalb derer noch feiner aufgelöste Menschmodelle (verglichen mit den hier verwendeten Auflösungen von $(2 \times 2 \times 2) \text{ mm}^3$) eingesetzt werden könnten. Die Co-Sim. SPFD-Methode kann in der hier implementierten Form bei dem Einsatz feiner aufgelöster Voxel-Modelle aufgrund begrenzten Arbeitsspeichers an die Grenzen ihrer Anwendbarkeit stoßen. Dies könnte zukünftig durch Verwendung einer größeren Anzahl an GPUs behoben werden, auf denen der innerhalb dieser Methode verwendete Gleichungslöser implementiert ist. Auch eine Verwendung geometrischer oder algebraischer Multigrid-Verfahren zur Beschleunigung der Lösung der diskreten Poisson-Gleichung innerhalb der Co-Sim. SPFD-Methode ist denkbar.

Die Co-Sim. SF-FDTD-Methode wird in Abschnitt 3.7 zur Simulation von Expositionsszenarien eingesetzt, bei denen ein menschlicher Körper durch das NF-Magnetfeld eines unter einem Fahrzeug platzierten induktiven Ladesystems [34] exponiert wird. Die Bestimmung der Exposition unter Berücksichtigung verschiedener Karosseriematerialien der Fahrzeuge sowie Fehlpositionierungen der Spulen des Ladesystems liefert keine kritischen Fälle hinsichtlich einer Expositionsbewertung anhand der Basiswerte für die körperinterne elektrische Feldstärke der ICNIRP [2].

In Kapitel 4 wird ein numerisches Rechenverfahren präsentiert, mit dem die Exposition einer Person gegenüber dem HF-Strahlungsfeld einer Antenne in Abhängigkeit der abgegebenen Leistung der Antenne bestimmt werden kann. Da eine numerische Bestimmung der abgegebenen Leistung am Fußpunkt der Antenne fehleranfällig sein kann, wird die Leistung hier über das Flächenintegral des Poynting-Vektors über die Randflächen des Rechengebiets sowie über die in verlustbehafteten Materialien (bspw. Körpergewebe) absorbierte Leistung bestimmt (Abschnitt 4.1).

Es werden folgend in Abschnitt 4.3 mit dem vorgestellten Verfahren Expositionsszenarien simuliert, bei denen eine Person durch das Strahlungsfeld einer an einem Motorrad montierten Antenne, die gemäß des TETRA-Standards [35] betrieben wird, exponiert wird. Die Expositionsbewertungen erfolgen anhand der Bewertung der berechneten Spezifischen Absorptionsraten im Körper in Abhängigkeit von realistischen Strahlungsleistungen der Antenne und zeigen keine Überschreitungen der ICNIRP-Basiswerte für die Teilkörper- und die Ganzkörper-SAR.

Der letzte betrachtete Frequenzbereich in Kapitel 5 ist der Bereich der THz-Strahlung. Motiviert durch Expositionsszenarien in Sicherheitsscannern, in denen Felder mit Frequenzen im Mikrowellen- und THz-Bereich emittiert werden, wurde hier ein Simulationsverfahren für die

Bestimmung der Exposition von Personen bestimmt. Auf Basis des Aperturfeldverfahrens (Abschnitt 5.1, [39]) werden sogenannte „Anregungsmodelle“ erstellt, die in numerischen Simulationen auf Basis der FIT [7] oder der FDTD-Methode [6] Strahlungsfelder von TEM-Wellen (Abschnitt 5.3) und Gauß’schen Strahlwellen (Abschnitt 5.4) generieren. Die Anregungsmodelle werden in Simulationen der Gewebeexposition eingesetzt, wobei der exponierte Körper durch das in Abschnitt 2.2 gezeigte Hautmodell repräsentiert wird. Es werden in den Abschnitten 5.5 und 5.6 die Verteilungen der elektrischen Feldstärke und der Spezifischen Absorptionsrate sowie die stationären und transienten Temperaturverläufe in der Haut dargestellt. In Abschnitt 5.7 erfolgen die gleichen Auswertungen unter Berücksichtigung der Parameter (Frequenz, Leistungsdichte, Expositionsdauer, Strahlungsprofil des Antennenfeldes) zweier Sicherheitsscanner. Die Bewertung der THz-Exposition stellt sich als schwierig heraus, da – wie in Abschnitt 5.8 ausführlicher begründet wird – für den THz-Bereich noch keine hinreichend begründeten Grenzwert-Empfehlungen vorliegen.

Literatur

- [1] ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection), „ICNIRP Guidelines for Limiting Exposure to Time-Varying Electric, Magnetic, and Electromagnetic Fields (up to 300 GHz),“ *Health Physics, Vol. 74, No. 4*, pp. 494-522, 1998.
- [2] ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection), „ICNIRP Guidelines for Limiting Exposure to Time-Varying Electric and Magnetic Fields (1 Hz to 100 kHz),“ *Health Physics, Vol. 99, No. 6*, pp. 818-836, 2010.
- [3] ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection), „ICNIRP Guidelines on Limits of Exposure to Laser Radiation of Wavelengths between 180 nm and 1,000 μm ,“ *Health Physics, Vol. 105, No. 3*, pp. 271-295, 2013.
- [4] ROHDE & SCHWARZ GmbH & Co. KG, „Datenblatt zum Sicherheitsscanner QPS,“ [Online]. Available: https://www.rohde-schwarz.com/de/produkt/qps-produkt-startseite_63493-332676.html?rusprivacypolicy=0. [Zugriff am 23. August 2019].
- [5] „Tera View,“ TeraView Ltd, [Online]. Available: <https://teraview.com/>. [Zugriff am 17. September 2019].
- [6] K. Yee, „Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media,“ *IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 14, no. 3*, pp. 302-307, 1966.
- [7] T. Weiland, „Time domain electromagnetic field computation with finite difference methods,“ *International Journal of Numerical Modelling Electronic Networks, Devices and Fields, Vol. 9, Nr. 4*, pp. 259-319, 1996.
- [8] P. Silvester und R. L. Ferrari, „Finite Elements for Electrical Engineers,“ 2. Auflage, Cambridge University Press, 1996.
- [9] CST STUDIO SUITE®, CST – Computer Simulation Technology AG, Darmstadt, Deutschland.
- [10] Sim4Life, ZMT Zurich MedTech AG, Zürich, Schweiz.

-
- [11] A. Christ, W. Kainz, E. G. Hahn, et al., „The virtual family - development of surface-based anatomical models of two adults and two children for dosimetric simulations,“ *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 55, pp. N23-N38, 2009.
- [12] M. J. Ackerman, „The visible human project®: From body to bits,“ *2016 38th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society (EMBC), Orlando, FL*, pp. 3338-3341, 2016.
- [13] VariPose, REMCOM, PA 16801, USA.
- [14] „An internet resource for the calculation of the dielectric properties of body tissues in the frequency range 10 Hz - 100 GHz,“ ITALIAN NATIONAL RESEARCH COUNCIL Institute for Applied Physics "Nello Carrara" - Florenz (Italien), [Online]. Available: <http://niremf.ifac.cnr.it/tissprop/>. [Zugriff am 22. September 2019].
- [15] C. Gabriel, S. Gabriel und E. Corthout, „The dielectric properties of biological tissues: I. Literature survey,“ *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 41, pp. 2231-2249, 1996.
- [16] S. Gabriel, R. W. Lau und C. Gabriel, „The dielectric properties of bio-logical tissues: II. Measurements in the frequency range 10 Hz to 20 GHz,“ *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 41, pp. 2251-2269, 1996.
- [17] S. Gabriel, R. W. Lau und C. Gabriel, „The dielectric properties of biological tissues: III. Parametric models for the dielectric spectrum of tissues,“ *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 41, pp. 2271-2293, 1996.
- [18] P. A. Hasgall, F. Di Gennaro, C. Baumgartner, E. Neufeld, B. Lloyd, M. C. Gosselin, D. Payne, A. Klingenböck, N. Kuster, „IT'IS Database for thermal and electromagnetic parameters of biological tissues,“ Version 4.0, May 15, 2018, DOI: 10.13099/VIP21000-04-0, [Online]. Available: itis.swiss/database. [Zugriff am 28. August 2019].
- [19] „26. Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutzgesetzes (Verordnung über elektromagnetische Felder - 26. BImSchV),“ *BGBl. I*, pp. 3266-3272, 2013.
- [20] Hauptverband der gewerblichen Berufsgenossenschaften (HVBG), „Unfallverhütungsvorschrift Elektromagnetische Felder (BGV B11),“ 2001.
- [21] X. Mou und H. Sun, „Wireless Power Transfer: Survey and Roadmap,“ *2015 IEEE 81st Vehicular Technology Conference (VTC Spring), Glasgow*, pp. 1-5, 2015.

-
- [22] M. Abou Houran, X. Yang, W. Chen und M. Samizadeh, „Wireless Power Transfer: Critical Review of Related Standards,“ *2018 International Power Electronics Conference*, 2018.
- [23] R. Vaka und R. K. Keshri, „Review on Contactless Power Transfer for Electric Vehicle Charging,“ *Energies* 2017, 10, 636, 2017.
- [24] M. Zang, C. Cimala, M. Clemens, J. Dutiné, T. Timm und B. Schmülling, „A Co-Simulation Scalar-Potential Finite Difference Method for the Numerical Analysis of Human Exposure to Magneto-Quasi-Static Fields,“ *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 53, Nr. 6, pp. 1-4, 2017.
- [25] M. Zang, M. Clemens, C. Cimala, J. Streckert und B. Schmuelling, „Simulation of Inductive Power Transfer Systems Exposing a Human Body With Two-Step Scaled-Frequency FDTD Methods,“ *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 53, Nr. 6, pp. 1-4, 2017.
- [26] A. Barchanski, M. Clemens, H. De Gerssem, T. Steiner und T. Weiland, „Using domain decomposition techniques for the calculation of low-frequency electric current densities in high-resolution 3D human anatomy models,“ *COMPEL*, Vol. 24, Nr. 2, pp. 458-467, 2005.
- [27] A. Christ et al., „Evaluation of Wireless Resonant Power Transfer Systems With Human Electromagnetic Exposure Limits,“ *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 55, Nr. 2, pp. 265-274, 2013.
- [28] T. W. Dawson, J. De Moerloose und M. A. Stuchly, „Comparison of magnetically induced elf fields in humans computed by FDTD and scalar potential FD codes,“ *1996 Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics, Montreal, QC, Canada*, pp. 443-446, 1996.
- [29] S. A. Schelkunoff, „Some equivalence theorems of electromagnetics and their application to radiation problems,“ *The Bell System Technical Journal*, Vol. 15, Nr. 1, pp. 92-112, 1936.
- [30] A. E. H. Love, „The integration of the equations of propagation of electric waves,“ *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, Vol. 197, Nr. 287-299, pp. 1-45, 1901.
- [31] C. Huygens, „Traité de la lumiere,“ *Dunod*, 1993 (Originalarbeit von 1690).

-
- [32] O. P. Gandhi und J.-Y. Chen, „Numerical dosimetry at power-line frequencies using anatomically based models,“ *Bioelectromagnetics Suppl. 1*, pp. 43-60, 1992.
- [33] R. Albanese und G. Rubinacci, „Magnetostatic field computations in terms of two-component vector potentials,“ *International Journal for Numerical Methods in Engineering, Vol. 29, Nr. 3*, pp. 515-532, 1990.
- [34] Society of Automotive Engineers (SAE), „SAE Recommended Practice J2954, Wireless Power Transfer for Light-Duty Plug-In/Electric Vehicles and Alignment Methodology“.
- [35] Europäisches Institut für Telekommunikationsnormen (ETSI), „ETSI EN 300 392-2 V3.2.1 Terrestrial Trunked Radio (TETRA); Voice plus Data (V+D); Part 2: Air Interface (AI). 2007-09,“ 2007.
- [36] PROCOM Deutschland GmbH, Antennen- und Filtersysteme, Handewitt, Deutschland.
- [37] PROCOM Deutschland GmbH, Antennen- und Filtersysteme, „Motorradantennen,“ [Online]. Available: <http://www.bos-antennen.de/produkteneu/antennen/motorradantennen>. [Zugriff am 20. August 2019].
- [38] M. Zang, V. Hansen, U. Pfeiffer, O. Spathmann, K. Statnikov, J. Streckert und M. Clemens, „Development and Application of Electromagnetic Field Excitation Models for Dosimetry Studies in the THz Range,“ *9th IET International Conference on Computation in Electromagnetics (CEM 2014), London*, pp. 1-2, 2014.
- [39] R. Kühn, „Mikrowellen Antennen,“ *Berlin: VEB Verlag Technik*, pp. 262-270, 1964.
- [40] E. Neumann, „Single-Mode Fibers,“ *Berlin Heidelberg: Springer-Verlag*, pp. 35-60, 1988.
- [41] H. Pennes, „Analysis of tissue and arterial blood temperatures in the resting human forearm,“ *Journal of Applied Physiology Vol. 1*, pp. 93-122, 1948.
- [42] ICNIRP - International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection, „Public Consultation (Draft of the "ICNIRP Guidelines on Limiting Exposure to Time-Varying Electric, Magnetic and Electromagnetic Fields (100 kHz to 300 GHz))“,“ 2018. [Online]. Available: <https://www.icnirp.org/en/activities/public-consultation/consultation-1.html>.
- [43] Geschäftsstelle der SSK beim BfS, Bonn, [Online]. Available: <https://www.ssk.de/>.
- [44] Der Schweizerische Bundesrat, „Verordnung über den Schutz vor nichtionisierender Strahlung (NISV),“ 1999.

-
- [45] „Richtlinie 2004/40/EG des europäischen Parlaments und des Rates, Amtsblatt der Europäischen Union,“ 2004.
- [46] „Richtlinie 2013/35/EG des europäischen Parlaments und des Rates, Amtsblatt der Europäischen Union,“ 2013.
- [47] „Richtlinie 2006/25/EG des europäischen Parlaments und des Rates über Mindestvorschriften zum Schutz von Sicherheit und Gesundheit der Arbeitnehmer vor der Gefährdung durch physikalische Einwirkungen (künstliche optische Strahlung),“ 19. Einzelrichtlinie im Sinne des Artikels 16 Absatz 1 der Richtlinie 89/391/EWG, 2006.
- [48] G. Schmid, S. Cecil und R. Überbacher, „The role of skin conductivity in a low frequency exposure assessment for peripheral nerve tissue according to the ICNIRP 2010 guidelines,“ *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 58, Nr. 13, 2013.
- [49] I. Chatterjee, D. Wu, O. P. Gandhi, „Human body impedance and threshold currents for perception and pain for contact hazards analysis in the VLF-MF band,“ *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, Vol. BME-33, Nr. 5, pp. 486-494, 1986.
- [50] O. P. Gandhi und A. Riazi, „Absorption of Millimeter Waves by Human Beings and its Biological Implications,“ *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 34, Nr. 2, pp. 228-235, 1986.
- [51] S. Tofani, G. d'Amore, G. Fiandino, A. Benedetto, O. P. Gandhi und J. Y. Chen, „Induced foot-currents in humans exposed to VHF radio-frequency EM fields,“ *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 37, Nr. 1, pp. 96-99, 1995.
- [52] P. J. Dimbylow, „FDTD calculations of the whole-body averaged SAR in an anatomically realistic voxel model of the human body from 1 MHz to 1 GHz,“ *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 42, Nr. 3, pp. 479-490, 1997.
- [53] G. Schmid, D. Lager, P. Preiner, R. Überbacher, G. Neubauer und S. Cecil, „Bestimmung der Exposition bei Verwendung kabelloser Übermittlungsverfahren in Haushalt und Büro. Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben im Rahmen des Deutschen Mobilfunk Forschungsprogramms,“ 2005.
- [54] „IEEE Standard for Safety Levels with Respect to Human Exposure to Radio Frequency Electromagnetic Fields, 3 kHz to 300 GHz,“ *IEEE Std C95.1-1991*, pp. 1-76, 1992.
- [55] „IEEE Standard for Safety Levels With Respect to Human Exposure to Electromagnetic Fields, 0-3 kHz,“ *IEEE Std C95.6-2002*, 2002.

- [56] „IEEE Standard for Safety Levels with Respect to Human Exposure to Radio Frequency Electromagnetic Fields, 3 kHz to 300 GHz,“ *IEEE Std C95.1-2005 (Revision of IEEE Std C95.1-1991)*, pp. 1-238, 2006.
- [57] „IEEE Recommended Practice for Measurements and Computations of Radio Frequency Electromagnetic Fields With Respect to Human Exposure to Such Fields, 100 kHz-300 GHz,“ *IEEE Std C95.3-2002 (Revision of IEEE Std C95.3-1991)*, pp. 1-126, 2003.
- [58] U. S. National Library of Medicine, „The Visible Human Project®,“ [Online]. Available: http://www.nlm.nih.gov/research/visible/visible_human.html.
- [59] A. Bitz, J. Streckert und V. Hansen, „Untersuchung der frequenzabhängigen Eindringtiefe elektromagnetischer Felder an einem anatomischen Menschmodell,“ *Internes Dokument des Lehrstuhls für Theoretische Elektrotechnik, Bergische Universität Wuppertal*, 2009.
- [60] ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection), „Statement on Far Infrared Radiation Exposure,“ *Health Physics 91(6)*, pp. 630-645, 2006.
- [61] International Commission on Illumination (Commission Internationale de l’Eclairage), „International lighting vocabulary,“ 1987.
- [62] Bundesministerium der Justiz und für Verbraucherschutz, Bundesamts für Justiz, „Verordnung über das Nachweisverfahren zur Begrenzung elektromagnetischer Felder (BEMFV),“ p. 2, 2002.
- [63] „Verfahren zur Beurteilung der Exposition von Arbeitnehmern mit aktiven implantierbaren medizinischen Geräten (AIMD) gegenüber elektromagnetischen Feldern, Teil 1: Allgemeine Festlegungen,“ *DIN EN 50527-1 VDE 0848-527-1:2017-12*, 2017.
- [64] „Verfahren zur Beurteilung der Exposition von Arbeitnehmern mit aktiven implantierbaren medizinischen Geräten (AIMD) gegenüber elektromagnetischen Feldern, Teil 2-1: Besondere Beurteilung für Arbeitnehmer mit Herzschrittmachern,“ *DIN EN 50527-2-1 VDE 0848-527-2-1:2017-12*, 2017.
- [65] Bundesamt für Strahlenschutz, „Grenzwerte für statische und niederfrequente Felder,“ [Online]. Available: <http://www.bfs.de/DE/themen/emf/nff/schutz/grenzwerte/grenzwerte.html>. [Zugriff am 29. Juli 2019].

-
- [66] IT'IS Foundation, Foundation for Research on Information Technologies in Society, Zürich, Schweiz.
- [67] O. Spathmann, V. Hansen, M. Saviz, J. Streckert, M. Zang und M. Clemens, „Estimation of dielectric material properties in THz-frequency range using effective medium theory,“ *International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Brugge*, pp. 154-159, 2013.
- [68] Marija Nikolovski, „Detailed Modeling of the Human Body in Motion to Investigate the Electromagnetic Influence of Fields in a Realistic Environment,“ *Dissertation*, 2018.
- [69] K. S. Kunz und R. J. Luebbers, „The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics,“ *CRC Press Inc., Boca Raton, Florida*, 1993.
- [70] O. Spathmann, M. Saviz, J. Streckert, M. Zang, V. Hansen und M. Clemens, „Numerical Verification of the Applicability of the Effective Medium Theory With Respect to Dielectric Properties of Biological Tissue,“ *IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 51, Nr. 3*, pp. 1-4, 2015.
- [71] O. Spathmann, R. Schuermann, M. Zang, J. Streckert, V. Hansen, M. Saviz und M. Clemens, „Thermal Impact on the Human Oral Cavity Exposed to Radiation from Biomedical Devices Operating in the THz Frequency Range,“ *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Vol. 39, Nr. 9*, pp. 926-941, 2018.
- [72] O. Spathmann, M. Zang, J. Streckert, V. Hansen, M. Saviz, T. Fiedler, K. Statnikov, U. Pfeiffer und M. Clemens, „Numerical Computation of Temperature Elevation in Human Skin Due to Electromagnetic Exposure in the THz Frequency Range,“ *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, Vol. 5, Nr. 6*, pp. 978-989, 2015.
- [73] O. Spathmann, M. Clemens, T. Fiedler, V. Hansen, U. Pfeiffer, M. Saviz, K. Statnikov, J. Streckert und M. Zang, „Attempts for exposure assessment in the THz-frequency range using numerical computations,“ *International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC EUROPE, Rome*, pp. 1-5, 2012.
- [74] Colourbox GmbH, [Online]. Available: <https://www.colourbox.de/vektor/vektor-21174511>. [Zugriff am 17. Januar 2019].
- [75] D. B. Bennett, W. Li, Z. D. Taylor, W. S. Grundfest und E. R. Brown, „Stratified Media Model for Terahertz Reflectometry of the Skin,“ *IEEE Sensors Journal, Vol. 11, Nr. 5*, pp. 1253-1262, 2011.

-
- [76] Y. Feldman, A. Puzenko, P. B. Ishai, A. Caduff und A. J. Agranat, „Human skin as arrays of helical antennas in the millimeter and submillimeter wave range,“ *Physical Review Letters* 100, 128102, Vol. 100, Nr. 12, 2008.
- [77] G. Shafirstein und E. G. Moros, „Modelling millimetre wave propagation and absorption in a high resolution skin model: the effect of sweat glands,“ *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 56, Nr. 5, pp. 1329-1339, 2011.
- [78] S. Huclova, D. Erni und J. Fröhlich, „Modelling and validation of dielectric properties of human skin in the MHz region focusing on skin layer morphology and material composition,“ *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 45, Nr. 2, 2011.
- [79] E. Pickwell, B. Cole, A. J. Fitzgerald, M. Pepper und V. P. Wallace, „In vivo study of human skin using pulsed terahertz radiation,“ *Phys. Med. Biol.*, Vol.49, pp. 1595-1607, 2004.
- [80] E. Pickwell und V. P. Wallace, „Biomedical applications of terahertz technology,“ *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 39, pp. R301-R310, 2006.
- [81] A. Sihvola, „Mixing Rules with Complex Dielectric Coefficients,“ *Subsurface Sensing Technologies and Applications*, Vol. 1, Nr. 4, pp. 393-415, 2000.
- [82] S. Giordano, „Effective medium theory for dispersions of dielectric ellipsoids,“ *Journal of Electrostatics*, Vol. 58, pp. 59-76, 2003.
- [83] F. A. Duck, „Physical Properties of Tissues: A Comprehensive Reference Book,“ *Academic Press*, 1990.
- [84] S. Li und C. C. Mi, „Wireless Power Transfer for Electric Vehicle Applications,“ *IEEE Journal of Emerging and Selected Topics in Power Electronics*, Vol. 3, No. 1, pp. 4-17, 2015.
- [85] IEEE (Institute of Electrical and Electronic Engineers), „Standard for Safety Levels with Respect to Human Exposure to Radio Frequency Electromagnetic Fields, 3 kHz to 300 GHz,“ *IEEE Std C95.1-2005 (Revision of IEEE Std C95.1-1991)*, pp. 1-238, 2006.
- [86] R. Pinto, M. Bertoluzzo, V. Lopresto, S. Mancini, C. Merla, G. Pede, A. Genovese und G. Buja, „Exposure assessment of stray electromagnetic fields generated by a wireless power transfer system,“ *9th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, 2015.

-
- [87] V. De Santis, T. Campi, S. Cruciani, I. Laakso und M. Feliziani, „Assessment of the Induced Electric Fields in a Carbon-Fiber Electrical Vehicle Equipped with a Wireless Power Transfer System,“ *Energies*, Vol. 11, No. 3, 2018.
- [88] I. Laakso, A. Hirata und O. Fujiwara, „Computational dosimetry for wireless charging of an electrical vehicle,“ *2014 International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Tokyo*, pp. 202-205, 2014.
- [89] E. Yavolovskaya et al., „Low frequency human exposure analysis for automotive applications,“ *2017 International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC EUROPE, Angers*, pp. 1-6, 2017.
- [90] P. Ding, L. Bernard, L. Pichon und A. Razek, „Evaluation of Electromagnetic Fields in Human Body Exposed to Wireless Inductive Charging System,“ *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 50, Nr. 2, pp. 1037-1040, 2014.
- [91] S. Cruciani, F. Maradei und M. Feliziani, „Assessment of magnetic field levels generated by a wireless power transfer (WPT) system at 20 kHz,“ *2013 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Denver, CO*, pp. 259-264, 2013.
- [92] T. W. Dawson und M. A. Stuchly, „Analytic validation of a threedimensional scalar-potential finite-difference code for low-frequency magnetic induction,“ *ACES Journal*, Vol. 11, pp. 72-81, 1996.
- [93] T. W. Dawson und M. A. Stuchly, „High-resolution organ dosimetry for human exposure to low-frequency magnetic fields,“ *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 34, Nr. 3, pp. 708-718, 1998.
- [94] T. W. Dawson, K. Caputa und M. A. Stuchly, „High-resolution magnetic field numerical dosimetry for live-line workers,“ *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 35, Nr. 3, pp. 1131-1134, 1999.
- [95] R. F. Harrington, „Field Computation by Moment Methods,“ *Krieger Publishing Co., Inc.*, 1968.
- [96] T. Sunohara, I. Laakso, A. Hirata und T. Onishi, „Induced field and SAR in human body model due to wireless power transfer system with induction coupling,“ *2014 International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Tokyo*, pp. 449-452, 2014.

-
- [97] A. Hirata, S. Tsuchida und I. Laakso, „Variability of SAR in different human models due to wireless power transfer with magnetic resonance,“ *2013 International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, pp. 89-92, 2013.
- [98] A. Hirata, T. Sunohara, I. Laakso und T. Onishi, „SAR in a simplified human model due to wireless power transfer with induction coupling,“ *2013 7th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, pp. 1769-1772, 2013.
- [99] I. Laakso, S. Tsuchida, A. Hirata und Y. Kamimura, „Evaluation of SAR in a human body model due to wireless power transmission in the 10 MHz band,“ *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 57, Nr. 15, pp. 4991-5002, 2012.
- [100] A. Barchanski, M. Clemens, E. Gjonaj, H. De Gersem und T. Weiland, „Large-Scale Calculation of Low-Frequency-Induced Currents in High-Resolution Human Body Models,“ *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 43, Nr. 4, pp. 1693-1696, 2007.
- [101] V. Cirimele, F. Freschi, L. Giaccone, L. Pichon und M. Repetto, „Human Exposure Assessment in Dynamic Inductive Power Transfer for Automotive Applications,“ *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 53, no. 6, pp. 1-4, 2017.
- [102] V. Cirimele, F. Freschi, L. Giaccone und M. Repetto, „Finite Formulation of Surface Impedance Boundary Conditions,“ *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 52, no. 3, pp. 1-4, 2016.
- [103] COMSOL Multiphysics® – Comsol Multiphysics GmbH, Göttingen, Deutschland.
- [104] Sim4Life – ZMT Zurich MedTech AG, Zurich, Schweiz.
- [105] F. Freschi, L. Giaccone, V. Cirimele und A. Canova, „Numerical assessment of low-frequency dosimetry from sampled magnetic fields,“ *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 63, Nr. 1, 2018.
- [106] A. Canova, V. Cirimele, F. Freschi und L. Giaccone, „From the magnetic field measurement to the numerical evaluation of the human exposure,“ *2016 IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation (CEFC)*, pp. 1-1, 2016.
- [107] C. Cimala, M. Zang, M. Clemens, J. Feng, B. Schmülling und J. Streckert, „Numerical schemes for high-resolution dosimetry simulations of automotive low frequency Inductive Power Transfer systems,“ *2015 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA)*, pp. 1044-1047, 2015.

-
- [108] W. T. Kaune und M. F. Gillis, „General properties of the interaction between animals and ELF electric fields,“ *Bioelectromagnetics Vol. 2, Nr. 1*, pp. 1-11, 1981.
- [109] A. W. Guy, S. Davidow, G. Y. Yang und C. K. Chou, „Determination of electric current distributions in animals and humans exposed to a uniform 60-Hz high-intensity electric field,“ *Bioelectromagnetics Vol. 3, Nr. 1*, pp. 47-71, 1982.
- [110] C. E. Jordan und K. G. Balmain, „Electromagnetic Waves and Radiating Systems, 2. Auflage,“ *Prentice Hall electrical engineering series*, 1968.
- [111] A. V. Vorst, A. Rosen und Y. Kotsuka, „RF/Microwave Interaction with Biological Tissues,“ *John Wiley & Sons, Inc.*, 2006.
- [112] C. Richter, S. Schöps und M. Clemens, „Multi-GPU Acceleration of Algebraic Multi-Grid Preconditioners for Elliptic Field Problems,“ *IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 51, Nr. 3*, pp. 1-4, 2015.
- [113] M. Alsayegh, M. Clemens und B. Schmuelling, „Comparison of Misalignment Impact on Multi-Coil Transmitters in Wireless Transfer Systems for Electric Vehicles,“ *21st Conference on Power Electronics and Applications, EPE'19 ECCE Europe, Genua, Italien*, 2019.
- [114] Autodesk GmbH, München, Deutschland.
- [115] thyssenkrupp Steel Europe AG, Duisburg, Deutschland.
- [116] thyssenkrupp Steel Europe AG, [Online]. Available: <https://www.thyssenkrupp-steel.com/de/produkte/produkte-uebersicht.html>. [Zugriff am 22. September 2018].
- [117] Gruppo Lucefin S.P.A., „Lovin' Steel,“ [Online]. Available: http://www.lucefin.com/wp-content/files_mf/03c15e80.pdf. [Zugriff am 24. September 2018].
- [118] T. Campi, S. Cruciani, V. De Santis, F. Maradei und M. Feliziani, „Magnetic field behavior in a carbon-fiber electrical vehicle charged by a wireless power transfer system,“ *2017 International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC EUROPE, Angers*, pp. 1-6, 2017.
- [119] M. Alsayegh, *Lehrstuhl für Elektromobilität und Energiespeichersysteme, Bergische Universität Wuppertal, Private Mitteilung an M. Zang, Februar 2019*.
- [120] I. Laakso und A. Hirata, „Improving the computational speed and reducing the staircasing error for simulations of human exposure to low frequency magnetic fields,“

- International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC EUROPE, Rome, pp. 1-4, 2012.*
- [121] C. Bodendorf, „Exposition durch in Deutschland verwendete TETRA-Endgeräte - Modellierung der Verteilung von SAR-Werten im gesamten Körper und im Bereich des Kopfes unter besonderer Berücksichtigung der Augen“. *Online erschienen auf den Webseiten des Bundesamtes für Strahlenschutz, BfS-SG-20/13, Juni 2013, Online: <https://www.bfs.de/DE/bfs/wissenschaft-forschung/ergebnisse/tetra/sar-exposition-tetra.html>, Stand am 19.08.2019.*
- [122] P. Dimbylow, M. Khalid und S. Mann, „Assessment of specific energy absorption rate (SAR) in the head from a TETRA handset,“ *Physics in Medicine & Biology, Vol. 48, Nr. 23, pp. 3911-3926, 2003.*
- [123] B. Alistar, A. Salceanu und G. Lupuleasa, „Approach on simulating and measuring the SAR,“ *2014 International Conference and Exposition on Electrical and Power Engineering (EPE), Iasi, pp. 437-441, 2014.*
- [124] Z. Živković, E. Vujević, D. Poljak, K. El Khamlichi Drissi und A. Šarolić, „Computation of SAR in the simplified model of a pregnant woman exposed to RF radiation from 10 MHz to 1800 MHz,“ *2013 21st International Conference on Software, Telecommunications and Computer Networks - (SoftCOM 2013), Primosten, pp. 1-5, 2013.*
- [125] A. Ruddle, L. Low, H. Zhang, J. Rigelsford und R. Langley, „Computed SAR and field exposure threat assessment for vehicle occupants,“ *Proceedings of the Fourth European Conference on Antennas and Propagation, Barcelona, pp. 1-5, 2010.*
- [126] O. Spathmann, K. Statnikov, M. Zang, M. Saviz, T. Fiedler, V. Hansen, J. Streckert, M. Clemens und U. Pfeiffer, „Entwicklung und Anwendung von Verfahren zur Bestimmung der Exposition gegenüber nichtionisierender Strahlung mit Frequenzen im Terahertzbereich, Abschlussbericht zum Vorhaben 3610S80001 im Auftrag des Bundesamtes für Strahlenschutz“. *Online erschienen auf den Webseiten des Bundesamtes für Strahlenschutz, BfS-RESFOR-98/14, November 2014, Online: <http://doris.bfs.de/jspui/handle/urn:nbn:de:0221-2014111011856>, Stand am 07.03.2019.*
- [127] C. Jastrow, H. Hintzsche, B. Heinen, M. Schwerdtfeger, H. Stopper, M. Koch, J. Wehland, U. Kärst, T. Kleine-Ostmann, A. Enders und T. Schrader, „Gentoxische

- Effekte von Terahertz-Strahlung in vitro, Abschlussbericht zum Vorhaben 3607S04533 im Auftrag des Bundesamtes für Strahlenschutz“. *Online Erschienen auf den Webseiten des Bundesamtes für Strahlenschutz, BfS-RESFOR-83/13, August 2013, , Online: <https://doris.bfs.de/jspui/handle/urn:nbn:de:0221-2013081411010>, Stand am 09.04.2019.*
- [128] CST AG, CST Suite 2015TM, Darmstadt, Germany, 2015.
- [129] J. Johansson und N. Whyborn, „The Diagonal Horn as a Sub-Millimeter Wave Antenna,“ *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques Vol. 40, No. 5*, pp. 795-800, 1992.
- [130] A. Schiessl, A. Genghammer, S. S. Ahmed und L.-P. Schmidt, „Hardware realization of a 2 m x 1 m fully electronic real-time mm-wave imaging system,“ *Proceedings of 9th European Conference on Synthetic Aperture Radar*, pp. 40-43, 2012.
- [131] T. Samaras, A. Christ und N. Kuster, „Effects of geometry discretization aspects on the numerical solution of the bioheat transfer equation with the FDTD technique,“ *Physics in Medicine and Biology, Vol. 51*, pp. N221-N229, 2006.
- [132] T. Samaras, A. Christ, A. Klingenböck und N. Kuster, „Worst case temperature rise in a one-dimensional tissue model exposed to radiofrequency radiation,“ *IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. 54, Nr. 3*, pp. 492-496, 2007.
- [133] A. Christ, A. Klingenböck, T. Samaras, E. Neufeld und N. Kuster, „Exposition durch körpernahe Sender im Rumpfbereich,“ *Deutsches Mobilfunk Forschungsprogramm (DMF), Abschlussbericht im Auftrag des Bundesministers für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit*, 2006.
- [134] M. Kircher-Kohl, „Recent Innovations. Semiconductors and System Solutions, Infineon Technologies Austria AG,“ *MIT Europe Conference*, 2011.
- [135] S. S. Ahmed, „Novel Fully Electronic Active Real-Time Millimeter-Wave Imaging System based on a Planar Multistatic Sparse Array,“ *MTT-S International Microwave Symposium*, 2011.
- [136] S. S. Ahmed, A. Genghammer, A. Schiessl und L. Schmidt, „Fully electronic active E-band personnel imager with 2 m² aperture,“ *2012 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium Digest, Montreal, QC*, pp. 1-3, 2012.

- [137] K. B. Cooper et al., „Penetrating 3-D Imaging at 4- and 25-m Range Using a Submillimeter-Wave Radar,“ *Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56, no. 12, pp. 2771-2778, 2008.
- [138] T. Kleine-Ostmann und T. Schrader, „Emission measurement of a full body mm wave scanner,“ *2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, Hong Kong, pp. 1-2, 2015.

Liste eigener Veröffentlichungen und Berichte

- O. Spathmann, R. Schürmann, M. Zang, J. Streckert, V. Hansen, M. Saviz und M. Clemens, Thermal Impact on the Human Oral Cavity Exposed to Radiation from Biomedical Devices Operating in the THz Frequency Range, *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Vol. 39, Nr. 9, pp. 926 – 941, 2018.
- M. Clemens, M. Zang, M. Alsayegh und B. Schmuelling, High Resolution Modeling of Magnetic Field Exposure Scenarios in the Vicinity of Inductive Wireless Power Transfer Systems, *2018 IEEE International Magnetics Conference (INTERMAG)*, Singapur, pp. 1-1, 2018.
- M. Clemens, M. Zang, C. Cimala, J. Dutiné, J. Streckert, T. Timm und B. Schmuelling, Simulation der Exposition des menschlichen Körpers durch magneto-quasistatische Felder von induktiven Ladesystemen in Automobilen, *Internationale Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit (EMV 2018)*, Düsseldorf, pp. 295-303, 2018.
- M. Wolter, T. Jakob, A. Polywka, L. Stegers, S. Kropp, S. Runke, M. Zang, M. Clemens und P. Görn, Plasmonic Black Metasurface Prepared by Transfer Printing, *Journal on Advanced Energy Materials*, Vol. 3, Nr. 11, 2018.
- M. Zang, C. Cimala, M. Clemens, J. Dutiné, T. Timm und B. Schmuelling, A Co-Simulation Scalar-Potential Finite Difference Method for the Numerical Analysis of Human Exposure to Magneto-Quasi-Static Fields, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 53, Nr. 6, pp. 1-4, 2017.
- M. Zang, M. Clemens, C. Cimala, J. Streckert und B. Schmuelling, Simulation of Inductive Power Transfer Systems Exposing a Human Body With Two-Step Scaled-Frequency FDTD Methods, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 53, Nr. 6, pp. 1-4, 2017.
- S. Runke, M. Zang und M. Clemens, Detection of defects in single and multilayer composite material models by numerical nondestructive testing simulations, *2017 International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC EUROPE*, Angers, pp. 1-5, 2017.
- M. Zang, C. Cimala, M. Clemens und B. Schmuelling, Comparison of Two Novel Approaches for the Simulation of Magneto-Quasistatic Human Exposure, *17th International IGTE Symposium on Numerical Field Calculation in Electrical Engineering (IGTE 2016)*, Graz, Abstract in Tagungsband, p. 56, 2016.
- O. Spathmann, M. Zang, J. Streckert, V. Hansen, M. Saviz, T. Fiedler, K. Statnikov, U. Pfeiffer und M. Clemens, Numerical Computation of Temperature Elevation in Human Skin Due to Electromagnetic Exposure in the THz Frequency Range, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, Vol. 5, Nr. 6, pp. 978-989, 2015.

- C. Cimala, M. Zang, M. Clemens, J. Feng, B. Schmülling und J. Streckert, Numerical schemes for high-resolution dosimetry simulations of automotive low frequency Inductive Power Transfer systems, *2015 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA)*, Turin, pp. 1044-1047, 2015.
- O. Spathmann, M. Saviz, J. Streckert, M. Zang, V. Hansen und M. Clemens, Numerical Verification of the Applicability of the Effective Medium Theory With Respect to Dielectric Properties of Biological Tissue, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 51, Nr. 3, pp. 1-4, 2015.
- S. Runke, M. Zang, J. Streckert, V. Hansen und M. Clemens, Waveguide simulation approach for transmission analysis of reinforced concrete wall structures, *2015 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC)*, Dresden, pp. 941-946, 2015.
- M. Zang, V. Hansen, U. Pfeiffer, O. Spathmann, K. Statnikov, J. Streckert und M. Clemens, Development and application of electromagnetic field excitation models for dosimetry studies in the THz range, *9th IET International Conference on Computation in Electromagnetics (CEM 2014)*, London, pp. 1-2, 2014.
- M. Clemens, C. Cimala, S. Runke, J. Streckert und M. Zang, The Coupled MoM/FITD Approach for Electrically Large Problems in Numerical EMC Testing, *9th IET International Conference on Computation in Electromagnetics (CEM 2014)*, London, Abstract, 2014.
- O. Spathmann, V. Hansen, M. Saviz, J. Streckert, M. Zang und M. Clemens, Estimation of dielectric material properties in THz-frequency range using effective medium theory, *2013 International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Brügge, pp. 154-159, 2013.
- O. Spathmann, V. Hansen, M. Saviz, J. Streckert, M. Zang und M. Clemens, Assessment of Dielectric Material Properties for Near-Surface Body Tissues in the THz-Frequency Range, *URSI Kleinheubacher Tagung*, Miltenberg, Abstract, 2013.
- K. Statnikov, R. Al Hadi, M. Clemens, V. Hansen, O. Spathmann, J. Streckert, M. Zang und U. Pfeiffer, Methods for determining the exposure to THz radiation utilizing CMOS-based detectors, *2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, Mainz, pp. 1-2, 2013.
- O. Spathmann, V. Hansen, M. Saviz, J. Streckert, M. Zang und M. Clemens, Assessment of Dielectric Material Properties for Near-Surface Tissues in the THz-Frequency Range, *Joint Meeting of The Bioelectromagnetics Society (BEMS) and the European BioElectromagnetics Association (EBEA) / BioEM 2013*, Thessaloniki, Abstract in Tagungsband, pp. 469-472, 2013.
- M. Zang, V. Hansen, O. Spathmann, J. Streckert und M. Clemens, Development of Excitation Models for Dosimetry Studies in the THz Range, *Joint Meeting of The Bioelectromagnetics Society (BEMS) and the European BioElectromagnetics Association (EBEA) / BioEM 2013*, Thessaloniki, Abstract in Tagungsband, pp. 476-478, 2013.
- J. Streckert, M. Clemens, V. Hansen, T. Fiedler, O. Spathmann und M. Zang, Beurteilung der Exposition von Personen in der Nähe von Fahrzeug-Antennen unter Aspekten

des Arbeitsschutzes, *Elektromagnetische Effekte Symposium (EME 2013)*, Mannheim, Abstract, 2013.

- O. Spathmann, M. Clemens, T. Fiedler, V. Hansen, U. Pfeiffer, M. Saviz, K. Statnikov, J. Streckert und M. Zang, Attempts for exposure assessment in the THz-frequency range using numerical computations, *International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC EUROPE*, Rom, pp. 1-5, 2012.
- M. Clemens, C. Cimala, T. Fiedler, N. Gödel, V. Hansen, S. Runke, E. Scholz, O. Spathmann, J. Streckert, T. Timm, H. Ye und M. Zang, Large-scale Simulations in Electromagnetic Compatibility Testing and Numerical Field Dosimetry Using Multiple GPU-Acceleration, *European CST User Group Meeting (EUC 2012)*, Mannheim, 2012.
- M. Clemens, C. Cimala, T. Fiedler, N. Gödel, V. Hansen, S. Runke, E. Scholz, O. Spathmann, J. Streckert, T. Timm und M. Zang, Numerical Methods for High-Fidelity Electromagnetic RF-Field Simulations, *AntennEMB 2012 Symposium (AntennEMB2012)*, Stockholm, 2012.
- M. Clemens, S. Dickmann, A. El Ouardi, V. Hansen, J. Streckert, M. Zang und Y. Zhou, Computer Simulation of High Power Electromagnetic Signal Exposition Situations Using High Resolution Human Anatomy Phantoms, *1st European Workshop on Intentional Electromagnetic Interference*, Hamburg, 2010.

Technische Berichte

- O. Spathmann, K. Statnikov, M. Zang, M. Saviz, T. Fiedler, V. Hansen, J. Streckert, M. Clemens und U. Pfeiffer, Entwicklung und Anwendung von Verfahren zur Bestimmung der Exposition gegenüber nichtionisierender Strahlung mit Frequenzen im Terahertzbereich, Abschlussbericht zum Vorhaben 3610S80001 im Auftrag des Bundesamtes für Strahlenschutz, März 2013, *Online Erschienen auf den Web-Seiten des Auftraggebers, BfS-RESFOR-98/14*, November 2014, Online: <http://doris.bfs.de/jspui/handle/urn:nbn:de:0221-2014111011856>, Stand am 19.09.2019
- M. Clemens, V. Hansen, J. Streckert und M. Zang, Ermittlung/Bewertung von SAR-Werten für einen Leistungsverstärker, *Abschlussbericht zur Studie im Auftrag des Bundesamtes für Informationsmanagement und Informationstechnik der Bundeswehr*, 2011.