

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik

**Effiziente Simulationsmethoden für die Optimierung
von komplexen Fahrzeugantennensystemen**

Christoph Ullrich

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informations-
technik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen
Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. K. Diepold
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr. techn. P. Russer
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil.
St. Lindenmeier, Universität der
Bundeswehr München

Die Dissertation wurde am 22. September 2008 bei der Technischen Universität
München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informations-
technik am 27. April 2009 angenommen.

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Untersuchung von Antennen, welche in die Fensterscheiben von Automobilen integriert sind. Die Untersuchungen erfolgen sowohl durch Simulation als auch messtechnisch. Durch mechanische Anforderungen aufgrund der hohen Mobilität, der langen Lebensdauer und nicht zuletzt aus optischen Gründen, werden Verbaubauraum und mögliche Ausgestaltung der Antennen stark eingeschränkt, was besondere Anforderungen an den Antennenentwurf stellt. Weiterhin liegen die Fahrzeugabmessungen in derselben Größenordnung wie die Wellenlängen des hier untersuchten Frequenzbereichs von 50 bis 500 MHz, so dass das Fahrzeug selbst großen Einfluss auf die Empfangseigenschaften der Antenne hat. Deshalb sind speziell auf diesen Anwendungszweck optimierte Simulationsverfahren nötig, die es ermöglichen, das komplette Fahrzeug in der Berechnung zu berücksichtigen.

Die Momentenmethode (MoM) zur Lösung der elektrischen Feldintegralgleichungen (EFIE) und ihre Eignung zur Simulation des Gesamtfahrzeugs werden erläutert. Eine Methode zur numerischen elektromagnetischen Simulation der Autoantennen wird auf Basis der Momentenmethode entwickelt. Hierbei werden die Feldquellen durch in die Aperturen eingeprägte magnetische Flächenströme beschrieben. Diese Methode wird mit der Einheitlichen Geometrischen Beugungstheorie (UTD) zu einer hybriden Methode kombiniert, die effiziente Berechnungen für bestimmte Typen von Fahrzeugantennen ermöglicht.

Bei der Modellierung des sehr komplexen Gesamtsystems von Antenne und Fahrzeug müssen aus Rücksicht auf die Rechenzeit und Gründen der Datenverfügbarkeit stets Vereinfachungen vorgenommen werden. Es werden systematische Untersuchungen des Einflusses dieser Vereinfachungen vorgestellt, die die bestehenden Modellierungsrichtlinien erweitern. Im Zuge der Verbesserung des vereinfachten Modells wird auch auf den Einfluss der Messumgebung auf die Messergebnisse, die zur Verifikation der Simulation genutzt werden, eingegangen. Die bislang getroffenen Annahmen in Bezug auf die Leitfähigkeit des Untergrundes werden systematisch untersucht und auf ihre Gültigkeit für den Anwendungsbe-

IV

reich bei Fahrzeugantennenmessungen hin überprüft. Entsprechende Hinweise zur korrekten Berücksichtigung in der Simulation werden gegeben.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit ergreifen, Herrn Prof. Dr. techn. Dr. h. c. Peter Russer zu danken, der diese Arbeit ermöglicht hat. Während meiner dreijährigen Tätigkeit am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität stand er immer mit fachkundigem Rat und neuen Ideen zur Seite. Wenn es gelegentlich schwerer als erwartet war, hatte er stets ein aufmunterndes Wort parat.

Der Audi AG gilt mein Dank für die Bereitstellung der erforderlichen finanziellen Mittel und der Messräumlichkeiten, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wären. Insbesondere danke ich Herrn Aurél Papp für die Betreuung seitens der Audi AG und für die Geduld, so lange auf die ersehnten Resultate zu warten.

Dafür, dass sie immer zu Gesprächen und Diskussionen über meine Arbeit bereit waren, möchte ich mich bei Dr. Simon Tejero und Nikolaus Fichtner bedanken.

Außerdem bedanke ich mich ganz herzlich bei meinen Eltern und bei meiner Frau für die jahrelange Unterstützung und das ausführliche Korrekturlesen zum Abschluss.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	VII
1 Einführung	1
1.1 Mobile Kommunikationsdienste im Fahrzeug	1
1.2 Aufbau der Arbeit	2
2 Fahrzeugantennen	5
2.1 Entwicklung von Fahrzeugantennen	5
2.1.1 Einbaupositionen	6
2.1.2 Antennendiversity	7
2.2 Simulation von Fahrzeugantennen	8
2.2.1 Ziel der Simulation	8
2.2.2 Simulationsmethoden	9
2.2.3 Entscheidung für eine Simulationsmethode	13
3 Momentenmethode	15
3.1 Maxwellgleichungen	15
3.2 Integralgleichungen	16
3.2.1 Randbedingungen	16
3.2.2 Elektrische Feldintegralgleichungen (EFIE)	17
3.2.3 Magnetic Field Integral Equation (MFIE)	19
3.2.4 Combined Field Integral Equations (CFIE)	20
3.3 Momentenmethode	21
3.3.1 Mathematische Grundlagen	22
3.3.2 Anwendung der Momentenmethode	23
3.3.3 RWG-Basisfunktionen	24
3.3.4 Entwicklung einer geeigneten Basis-1-Form	27
3.3.5 Numerische Lösung der EFIE	29
3.3.6 Modellierung der Erregung	32

3.3.7	Hinweise zur Implementierung	33
3.3.8	Modelle und Rechenzeiten für MoM	35
4	Eine hybride MoM/UTD-Methode	41
4.1	MoM für magnetische Stromflussdichte	42
4.1.1	Integralgleichungen mit magnetischer Ladung	42
4.1.2	Berechnung der magnetischen Ströme mit der MoM	44
4.1.3	Magnetische Anregung	46
4.1.4	Abstrahlung der Apertur mit magnetischem Strom	48
4.1.5	Vergleich mit Ansatz elektrischer Oberflächenströme	49
4.2	Endliche Ausdehnung der Massefläche	51
4.2.1	Die Einheitliche Geometrische Beugungstheorie (UTD)	52
4.3	Berechnung des Gesamtfeldes	59
4.4	Ergebnisse	60
5	Fahrzeugmodellierung	65
5.1	Modellierung der Anregung	65
5.1.1	Untersuchungen am einfachen Modell	67
5.1.2	Ergebnisse	69
5.1.3	Vergleich verschiedener Antennenstrukturen	74
5.2	Korrektur Abschluss benachbarter Antennen	75
5.2.1	Vergleich verschiedener Abschlüsse	76
5.2.2	Schlussfolgerung	82
6	Berücksichtigung der Messumgebung	87
6.1	Relative Orientierung der Massefläche	88
6.1.1	Aufbau des Messmodells	89
6.1.2	Vergleich von Messung und Simulation	90
6.2	Feld der endlichen Massefläche	92
6.2.1	Position des Fahrzeugs auf dem Drehteller	94
6.2.2	Abschätzung des maximalen Fehlers	97
6.2.3	Optimierung des Messfelds	98
6.3	Bedingungen im realen Freifeldmessplatz	100
6.3.1	Bekanntes Messobjekt auf Drehteller	101
6.3.2	Simulation mit Reflektoren	104
6.3.3	Schlussfolgerung	106

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	IX
7 Schlussbemerkung	109
7.1 Ausblick	109
Literaturverzeichnis	111
Anhang	122
A Hertzscher Dipol	123
A.1 Feld in kartesischen Koordinaten	124
A.1.1 Fernfeld in kartesischen Koordinaten	125
B Äußere Differentialformen	127

Kapitel 1

Einführung

1.1 Mobile Kommunikationsdienste im Fahrzeug

Während der letzten Jahre wurden verschiedene drahtlose Kommunikations- und Informationsdienste eingeführt. Diese Dienste werden zunehmend auch während der Autofahrt gefordert und genutzt. Daher müssen Hersteller von Kraftfahrzeugen alle zur Verfügung stehenden drahtlosen Dienste auch im Fahrzeug anbieten [90].

Da diese Dienste Frequenzen in verschiedenen Frequenzbändern von 150 kHz bis 2,5 GHz nutzen¹, muss entsprechend für jeden Dienst mindestens eine geeignete Antenne vorhanden sein. Die klassische Stabantenne kann nicht mehr eingesetzt werden, da sie als Monopol nur für einen schmalen Frequenzbereich tauglich ist. Zudem erzeugt sie bei hohen Geschwindigkeiten unerwünschte Windgeräusche und ist mechanisch sehr anfällig [90, 49]. Um ästhetischen und praktischen Ansprüchen zu genügen, müssen diese Antennen verborgen installiert werden; daher werden seit einigen Jahren konforme Antennen eingesetzt [1, 91]. Um den gesamten Frequenzbereich abdecken zu können, werden oft Multifunktionsantennen eingesetzt, die mehrere Radiodienste gleichzeitig empfangen können [9]. Dennoch sind viele verschiedene Antennen nötig – ein Fahrzeug des Luxussegments wie zum Beispiel der aktuelle Audi A8 besitzt dreizehn separate Antennenstrukturen.

Im Allgemeinen sind die Empfangseigenschaften einer Fahrzeugantenne umso besser, je weiter sie von Metall- und Fensterflächen entfernt ist, beziehungs-

¹Das Abstandsradar bei 24 bzw. 77 GHz (genau: 76,5 GHz) soll hierbei ausgeklammert werden, da es sich hier nicht um ein Kommunikationssystem mit getrenntem Sender und Empfänger handelt.

weise je größer die Höhe der Antenne über diesen Flächen ist [9]. Konformen Antennen sind in der Regel in einer Ebene mit metallenen Karosserieteilen verbaut. Deshalb müssen die Antenneneigenschaften durch andere Maßnahmen gesteigert werden. Dies kann beispielsweise durch aktive Antennen [104], bessere Antennenverstärker [61] oder Antennendiversity geschehen (s. Abschnitt 2.1.2).

Einerseits steigt die Komplexität der Antennensysteme durch Diversitysysteme und immer mehr Dienste ständig, andererseits werden, bedingt durch den Konkurrenzdruck der großen Automobilhersteller, die Entwicklungszyklen immer kürzer. Dies ist nur mit Verwendung der computergestützten Entwicklung (CAD) möglich, durch die viele Funktionszustände bereits am Computer simuliert werden können, ohne zeitaufwendig einen Prototyp erstellen zu müssen. Daher besteht seit einiger Zeit großes Interesse, die Eigenschaften der installierten Antennensysteme durch Computersimulationen vorhersagen zu können [93, 21, 7].

Um ein das System aus Antenne und Fahrzeug korrekt in einer Simulation abzubilden, ist ein sehr komplexes Modell nötig, was große Rechenzeiten zur Folge hat. Lange Zeit versuchte man daher, das Fahrzeug nur in Teilen zu modellieren oder ein gröberes Modell zu verwenden, um die Rechenzeit zu senken [93, 85]. Wie jedoch von Notarös *et al.* bereits in [71] gezeigt wurde, ist aufgrund der Größe des Fahrzeuges, die im Bereich der zu empfangenden Wellenlängen liegt, eine Berücksichtigung der gesamten Fahrzeugstruktur in der Simulation notwendig. Aufgrund dieses Sachverhaltes wurde stark an der Reduktion der Rechenzeit gearbeitet, um die Berechnungsdauer für ein vollständiges Fahrzeugmodell in einem vertretbaren Rahmen zu halten.

Durch in den letzten Jahren in der Computertechnologie und bei den Lösungsverfahren erzielte Fortschritte ist es inzwischen möglich, auch sehr komplexe elektromagnetische Strukturen numerisch zu simulieren. Hiermit eröffneten sich für die Entwicklung von Antennensystemen neue Möglichkeiten, da nun durch Untersuchungen an einem virtuellen Modell Vorhersagen über das Verhalten der Komponente möglich wurden. Deshalb werden bei fast allen Entwicklungen numerische Verfahren angewandt, da sehr effiziente analytische Verfahren für komplizierte Strukturen in der Regel nicht zur Verfügung stehen.

1.2 Aufbau der Arbeit

Um die Entwicklungszeit zu verkürzen, werden auch für die Entwicklung von Fahrzeugantennensystemen numerische Methoden eingesetzt. Bei der Untersuchung dieser Methoden ergaben sich zunächst große Abweichungen zwischen Si-

mulation und Messung. Auch wenn statt der üblichen stark vereinfachten Modelle die vollständige Karosserie des Fahrzeugs berücksichtigt wurde, konnten die Abweichungen nicht beseitigt werden. Deshalb befasst sich diese Arbeit zunächst mit Simulationsmethoden für Fahrzeugantennen und anschließend mit den möglichen Fehlerquellen bei Simulation und Messung.

Zunächst wird in Kapitel 2 eine kurze Einführung zum Thema Fahrzeugantennen und deren Entwurf gegeben. Anschließend werden verschiedene Simulationsmethoden kurz vorgestellt und ihre Eignung zur Simulation von Fahrzeugantennen bewertet.

In Kapitel 3 werden die Elektrischen Feldintegralgleichungen (EFIE) aufgestellt, die zur Berechnung von Fahrzeugantennensystemen genutzt werden. Die EFIE wird hier in äußeren Differentialformen geschrieben, die in [82, 101] und stark verkürzt in Anhang B erläutert sind. Die Momentenmethode als geeignete Methode zur Lösung der EFIE wird beschrieben und geeignete Basisformen zur Diskretisierung der Fahrzeugkarosserie gezeigt.

Kapitel 4 erläutert die Berechnung der Feldverteilung in einer Apertur in einer unendlich ausgedehnten Massefläche unter Verwendung des Konzepts von magnetischen Strömen. Zur Lösung wurde wiederum die Momentenmethode benutzt. Darauf aufbauend wurde eine hybride Methode entwickelt, die die MoM mit der Einheitlichen Geometrischen Beugungstheorie (Uniform Theory of Diffraction – UTD) kombiniert, um die endliche Ausdehnung der Massefläche zu berücksichtigen [95].

In Kapitel 5 wird auf den Einfluss der Detailtreue des Modells auf das Ergebnis eingegangen. Während für geometrische Grundfiguren in der Regel einfache Anforderungen an das Simulationsmodell in Bezug auf Auflösung, maximale Abweichung von der tatsächlichen Geometrie, etc. formuliert werden können, sind bei sehr komplexen Modellen oftmals diese einfachen Regeln nicht mehr ausreichend. Daher wurden weitere Modellierungsparameter auf ihren Einfluss auf das Gesamtergebnis untersucht. Hierzu gehören beispielsweise die elektrische Anbindung von beweglichen Teilen wie Türen, Motorhaube und Heckklappe sowie die richtige Modellierung der Kontaktvorrichtung der Scheibenantennen. Des Weiteren wurde untersucht, in welcher Genauigkeit benachbarte, in der aktuellen Untersuchung jedoch nicht zu bewertende Antennenelemente von Scheibenantennen zu modellieren sind oder ob die bislang üblichen, rechenzeitsparenden Vereinfachungen zulässig sind.

In Kapitel 6 wird der oft vernachlässigte Einfluss der Messumgebung auf das Ergebnis dargestellt. Ein typischer Messplatz für Fahrzeugmessungen wurde exakt nachgebildet und sein Einfluss auf das Ergebnis analysiert. Der Einfluss

des metallischen Drehtellers auf die Mess- und Simulationsergebnisse wurde bestimmt. Außerdem wurde der Fehler, der durch eine ungenaue Positionierung des Fahrzeugs auf dem Drehteller entsteht, bestimmt und in seiner Größe mit anderen Messfehlern verglichen [94].

Im Abschlusskapitel 7 wird eine Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse gegeben. Es wird ein kurzer Ausblick auf dem Thema dieser Arbeit benachbarten Forschungsgebiete gegeben, die zur weiteren Verbesserung der Simulation von Fahrzeugantennen beitragen könnten.

Kapitel 2

Fahrzeugantennen

2.1 Entwicklung von Fahrzeugantennen

Hervorgerufen durch Trends im Design und technologischen Fortschritt, werden heutzutage kaum noch die vor 10 Jahren üblichen Stabantennen auf Fahrzeugen eingesetzt. Konforme Antennen, die versteckt im Fahrzeug angebracht sind, übernehmen den Empfang der verschiedenen Datensignale. Üblicherweise werden diese Antennen als in die Fensterscheiben des Fahrzeuges eingelegte Drähte ausgeführt, jedoch gibt es auch alternative Konzepte, bei denen die Antenne unter diversen Kunststoffanbauteilen verbaut wird. Als Beispiele sind hier aufgesetzte Heckspoiler, Zierleisten, Plastikkotflügel und -heckdeckel zu nennen. Die Entwicklung und Verwendung von optisch und mechanisch ansprechenden Kunststoffelementen ist kostspielig und zudem kundenseitig noch wenig akzeptiert. Der schlechte Ruf von Kunststoff ist überwiegend auf die Verwendung von billigsten Plastikkarosserien bei schlecht konstruierten Automobilen (Stichwort "Plastikbomber") zurückzuführen. Dennoch ist aufgrund der Vielzahl der in ein Fahrzeug einzubauenden Antennen die Nutzung verschiedener Plastikelemente als Antennenabdeckung unumgänglich. Zudem ist ein Trend zu drahtlosen Funktionen im Fahrzeug erkennbar, wodurch die Verbreitung von ausgeklügelten unsichtbaren Antennensystemen weiter zunehmen wird. Gleichzeitig steigen die Kundenanforderungen an die Performance der Antennen [27].

Bei der Entwicklung von versteckten Antennensystemen sind die dielektrischen Eigenschaften des Materials der Plastikabdeckungen sehr wichtig für das Antennenverhalten. Gleiches gilt für das Glas der Scheibenantennen. Zwar ist die Wellenlänge im VHF-Band mit $\lambda \approx 1 - 10$ m ca. um den Faktor 100 größer als die Dicke des Glases, und der Effekt des dünnen Dielektrikums auf eine es durch-

dringende Welle ist sehr klein [18, 1, 80], da die Antenne aber direkt auf dem Glas liegt, ist der Effekt des Dielektrikums nicht mehr zu vernachlässigen [81, 7]. Für direkt auf dem Dielektrikum aufliegende Antennen ist deshalb eine genaue Modellierung des Materials nötig, da dieses einen ähnlichen Einfluss auf die Antenne hat wie die Substratparameter auf eine Koplanarleitung.

In einigen Berechnungsmethoden ist die Berücksichtigung von Dielektrika komplizierter. Deswegen wurden die Glasscheiben oft einfach vernachlässigt [93, 7], teilweise mit der Begründung, der Einfluss im HF-Band sei minimal. Im VHF-Band allerdings ändert bereits die dünne Schicht des Dielektrikums die effektive relative Permittivität $\varepsilon_{r_{eff}}$, was zu einer Vergrößerung der elektrischen Länge der Antenne führt. Die Verwendung einer verlängerten Antenne im Modell ist ebenfalls ungeeignet, da die räumliche Position der einzelnen Antennenelemente relativ zum Gesamtfahrzeug nicht korrekt dargestellt wird. Dadurch verändert sich die Stromverteilung im Gesamtsystem, was insbesondere einen Einfluss auf das Abstrahldiagramm hat.

2.1.1 Einbaupositionen

Aus ästhetischen Gründen werden Antennen möglichst verborgen eingebaut. Weitere Einschränkungen der möglichen Einbaupositionen entstehen durch die Berücksichtigung von EMV-Richtlinien. So empfehlen diese gewisse Mindestabstände von Kommunikationsantennen zu bestimmten Steuergeräten oder Leitungen, die Bussignale führen. Eine Übersicht der sich so ergebenden Einbaupositionen ist in Abb. 2.1 gegeben. Die schraffiert dargestellten Einbaupositionen befinden sich unter Flächen, die bei Standardfahrzeugen aus Metall (Stahl oder Aluminium) bestehen. Soll eine Antenne an dieser Position angebracht werden, muss das darüber liegende Bauteil speziell aus geeignetem Kunststoff gefertigt werden. Da Kunststoffanbauteile lange Zeit nur in der Einstiegsklasse akzeptiert waren, besitzen die Hersteller vergleichsweise wenig Erfahrung bei der Entwicklung solcher Bauteile mit hochwertiger Anmutung. Deshalb ist die Entwicklung von Plastikanteilen derzeit relativ kostspielig, weil nicht auf Erfahrungswerte zurückgegriffen werden kann. Aus diesem Grund werden solche Einbaupositionen meist nur bei Cabrios genutzt, wo die Heckscheibe als wichtigster Antennenträger entfällt.

Zusätzlich zu den in Abb. 2.1 gezeigten Einbaumöglichkeiten gibt es weitere, die speziell auf bestimmte Fahrzeugtypen abgestimmt sind:

- hinter Zierleisten auf den Seitentüren,
- im Verdeckdeckel bei Cabrios,

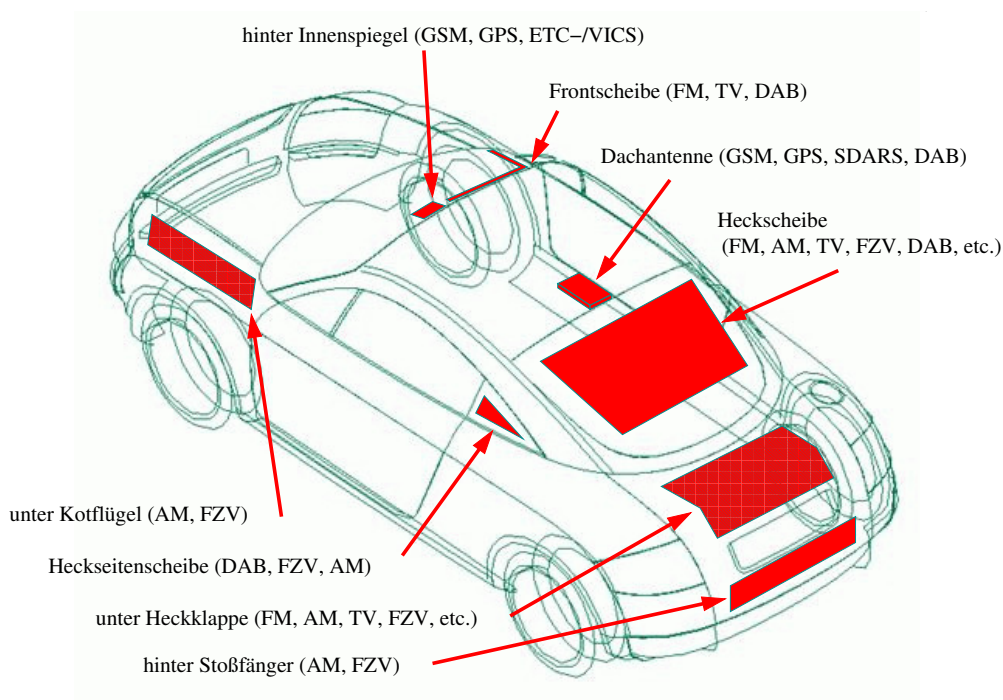


Abbildung 2.1: Darstellung der verschiedenen möglichen Einbaupositionen

- in den Seitenspiegeln.

Diese Positionen haben jedoch allesamt den Nachteil, dass sich die Antenne in beweglichen Teilen befindet und die HF-Leitung über Scharniere o.Ä. geführt werden muss, was verschleiß- und fehleranfällig ist.

Allen genannten Einbauorten ist gemein, dass die Antennen in unmittelbarer Nähe zu Metallteilen liegen. Bei höheren Frequenzen wie beispielsweise für GPS (1,575 GHz) und GSM (1,8 GHz) wird dieser Umstand genutzt und Patchantennen mit Massefläche eingesetzt. Hier wird der kurze Abstand zum Metall inhärent für die Antennenfunktion verwendet.

Für die Frequenzen im VHF-Bereich sind solche Entwicklungen nicht mehr möglich. Deswegen muss hier eine andere Lösung gefunden werden.

2.1.2 Antennendiversity

Aufgrund der bereits angesprochenen steigenden Anforderungen der Kunden an die Empfangsqualität werden in Ober- und Luxusklassefahrzeugen Diversity-Systeme eingesetzt. Antennendiversity wurde zuerst in den 50er Jahren des vergangenen Jahrhunderts für große Basisstationen in Form von Polarisationsdiversity

eingesetzt. Hierbei setzte man getrennte Sende- oder Empfangsantennen für horizontal und vertikal polarisierte Anteile des Signals ein [3]. Seit den 60er Jahren des 20. Jahrhunderts wurden Antennendiversitysysteme zunehmend für den mobilen Empfang eingesetzt, zunächst für dedizierte (Militär-)Anwendungen [56, 87]. Parallel dazu wurden die ersten Glasantennen für Fahrzeuge entwickelt, die aus einzelnen in die Frontscheibe eingelegten Drähten bestanden [13, 4]. Diese Antennen hatten allerdings im Vergleich zu den üblichen Stabantennen schlechtere Empfangseigenschaften, weshalb sie sich nie durchsetzen konnten.

Infolge schnellerer integrierter Schaltungen eröffneten sich für die Weiterentwicklung von Antennendiversity in mobilen Empfangsgeräten [75] neue Möglichkeiten. Lindenmeier *et al.* entwickelten erste Antennendiversityverfahren für Automobile, die die Heizstruktur der Heckscheibe als Antenne nutzten [62, 60].

Dieses sogenannte Scanning Diversity nutzt mehrere an verschiedenen Orten eingebaute Antennen, die hinsichtlich der radialen Verteilung ihrer Empfangsminima so optimiert sind, dass in jede beliebige Richtung mindestens eine Antenne ausreichend gute Empfangseigenschaften besitzt. Sinkt der Empfangspegel unter einen bestimmten Wert oder werden die Verzerrungen zu groß, wird zur nächsten Antenne geschaltet [59, 77]. In modernen Fahrzeugen werden je nach Ausstattung des Fahrzeuges bis zu vier verschiedene Antennen für einen Dienst (FM-Radio) eingesetzt. Da nun mehrere Antennen optimiert werden müssen, erhöht sich somit der Entwicklungsaufwand deutlich. Um die Entwicklung zu beschleunigen, werden verschiedene Simulationmethoden eingesetzt.

2.2 Simulation von Fahrzeugantennen

Um die immer komplexeren Systeme bei gleichzeitig kürzer werdenden Entwicklungszyklen weiterhin optimal entwickeln zu können, werden zunehmend Simulationstools eingesetzt. Computersimulationen ganz allgemein sind Methoden, die auf einem Computer implementiert wurden, um die Eigenschaften von mathematischen Modellen zu bestimmen, für die keine analytische Lösung gefunden werden kann [44]. Ein Beispiel für ein solches mathematisches Modell sind die Maxwellgleichungen und deren Lösung in komplexen Umgebungen.

2.2.1 Ziel der Simulation

Das Ziel der Simulation ist eine Voraussage der wichtigsten Antennenparameter ohne ein reales Modell aufzubauen und zu vermessen. So können die Kosten für

Prototypenbau und -nutzung gesenkt werden.

Die zu bestimmenden Parameter sind in erster Linie Reflexionsdämpfung der Antenne sowie Abstrahl- bzw. Empfangscharakteristik für geringe Elevationen von weniger als 3° .¹ Dabei soll das Abstrahldiagramm möglichst keine starke Richtwirkung aufweisen, da sonst der unerwünschte Effekt auftritt, dass die Empfangsqualität von der Fahrtrichtung des Fahrzeugs abhängt.

2.2.2 Simulationsmethoden

Zunächst soll ein Überblick über die gängigen numerischen Berechnungsverfahren gegeben werden, um die Wahl einer Methode zu begründen.

Bei komplexen Systemen wie Autos ergeben verschiedene numerische Ansätze teilweise unterschiedliche Ergebnisse. Dies liegt unter anderem daran, dass bei der Umsetzung des realen Problems in ein Computermodell dem Lösungsansatz entsprechende Näherungen vorgenommen werden müssen. Diese Näherungen müssen bei der Umwandlung der dreimensionalen Körper und Flächen in diskrete Berechnungsmodelle eingesetzt werden. Bei der Diskretisierung gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten: Raumdiskretisierung und Oberflächendiskretisierung. In Abb. 2.2 ist ein Kugelmodell mit den beiden verschiedenen Methoden dargestellt.

Raumdiskretisierende Methoden

Die erste Möglichkeit ist eine vollständige Diskretisierung des Raumes (s. Abb. 2.2a). Hierbei wird der gesamte Raum in eine Vielzahl von Volumenelementen zerlegt. Vorteile hat diese Methode bei der Betrachtung von inhomogenen und anisotropen Dielektrika, weil jedem Volumenelement eine andere Permittivität zugewiesen werden kann. Da die Rechenzeit hauptsächlich von der Anzahl der Zellen abhängt, können in diesem Volumen beliebig viele Oberflächen wie beispielsweise Innen- und Außenhaut einer Fahrzeugkarosserie berücksichtigt werden, ohne dass die Rechenzeit signifikant ansteigt [80]. Der Nachteil liegt bei verteilten Strukturen darin, dass auch der Raum zwischen den einzelnen Elementen diskretisiert werden muss. Dies führt zu sehr großen Modellen, wenn beispielsweise

¹Größere Elevationen sind für die in dieser Arbeit zu betrachtenden Frequenzen nicht von Interesse, da die Dienste im VHF-Band nur terrestrisch von Sendetürmen ausgestrahlt werden. Zwar sind höhere Elevationen für den Empfangsfall möglich, wenn sich ein Fahrzeug einem Sendeturm extrem annähert, jedoch ist in diesem Fall die eingestrahelte Leistung durch die Nähe zur Sendeanenne im Allgemeinen so groß, dass hier keine Optimierung bezüglich der Antennenperformance mehr nötig ist.

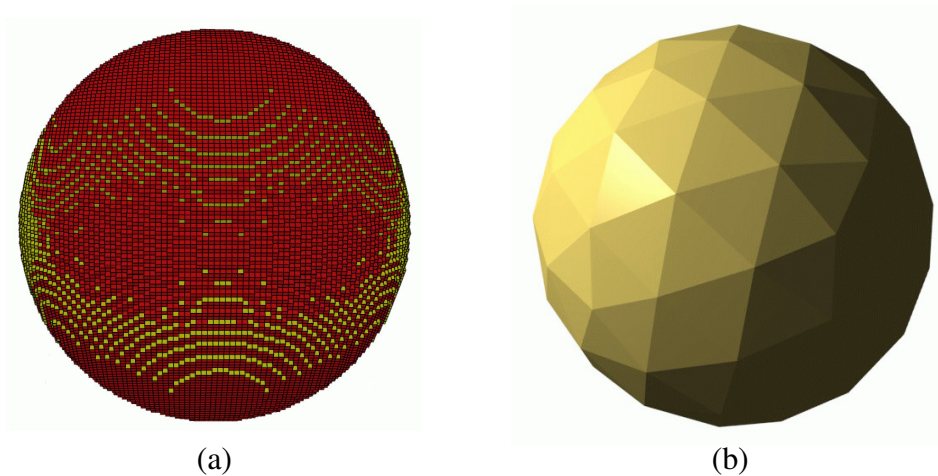


Abbildung 2.2: Beispiele von zwei unterschiedlichen Diskretisierungen: (a) Diskretisierung des Raumes, (b) Diskretisierung der Oberfläche

Sende- und Empfangsantenne in einem Modell berechnet werden sollen. Des Weiteren müssen zwingend absorbierende Randschichten eingeführt werden, um eine Struktur im freien Raum simulieren zu können [38]. Sollen dünne Drähte oder andere Elemente mit extremem Verhältnis von Länge zu Breite berücksichtigt werden, führt dies ebenfalls zu einer hohen Anzahl von Elementen und längerer Rechenzeit, da in der Regel der Diskretisierungsabstand vom kleinsten zu berücksichtigenden Element abhängt. Zu diesen Methoden gehören:

- FEM (Finite Elemente)²: Die skalare Wellengleichung kann gelöst werden, indem die Funktion innerhalb der einzelnen Zellen linearisiert wird. Die Zellen können beliebige Formen annehmen. Bei der numerischen Berechnung könnten Elemente, die weit von der Diagonalen entfernt sind, vernachlässigt werden, wodurch effiziente Berechnungsmöglichkeiten zur Verfügung stehen. Die Methode wird oft in Form von hybriden Methoden mit anderen Methoden kombiniert [47]. Eine kommerziell erhältliche Software, die diese Methode verwendet, ist z. B. COMSOL Multiphysics RF Module (früher FEMLAB) [20].
- FD (Finite Differenzen) / FDTD (Finite Difference Time Domain) / FIT (Finite Integrationstechnik): Bei dieser Methode wird anhand eines fes-

²Hier ist zu beachten, dass die Bezeichnung FEM im Maschinenbau ubiquitär für alle diskretisierenden Methoden - auch Oberflächendiskretisierungen - verwendet wird. Im Weiteren wird der Begriff jedoch nur im Sinne der engeren, hier gegebene Definition verwendet

ten Gitters diskretisiert, mit Hilfe dessen die Maxwell'schen Differentialgleichungen in einfach zu lösende Gleichungssysteme überführt werden können. Aus diesem Grund können nur würfelförmige Raumelemente genutzt werden. Der Unterschied zwischen FD und FIT besteht darin, dass bei der FD-Methode das Feld nur an einem Punkt ausgewertet wird, während bei der FIT-Methode über ein gewisses Volumen gemittelt wird. Wird die FD-Methode im Zeitbereich angewandt, so wird sie als FDTD bezeichnet. Eines von vielen Beispielen für die Anwendung dieser Methode ist die Software CST Microwave Studio [22].

- TLM (Transmission Line Matrix Method): Die TLM ist eine Mischung verschiedener Verfahren, die auf der Ähnlichkeit der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen und einem dichten Netz von Transmission Lines beruht. Die Rechengrößen sind daher analog zu Strömen und Spannungen in einem Knotennetzwerk. Die Leitungen werden mit L-C-Werten beaufschlagt, die das durchdrungene Medium charakterisieren. Durch geeignete Scattering-Matrizen der Knotenpunkte kann die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle im Raum berechnet werden [55, 5, 82, 72]. Diese Methode wird beispielsweise vom Open Source Tool YATPAC [83], sowie von dem kommerziellen Programm MEFiSTo-3D Pro [32] eingesetzt.

Oberflächendiskretisierende Methoden

Die zweite Art der Diskretisierung ist die Oberflächendiskretisierung (s. Abb. 2.2b). Hierbei werden alle Volumina und Streukörper durch ihre Oberflächen diskretisiert. Der eingeschlossene Raum ist implizit durch die Oberflächen gegeben [66]. Die Rechenzeit ist abhängig von der Anzahl der Oberflächen, so dass die Berücksichtigung von Innen- und Außenhaut einer Fahrzeugkarosserie hier einen deutlichen Anstieg der Rechenzeit zufolge hat. Elemente mit großem Seitenverhältnis wie beispielsweise Drähte können in der Regel direkt als zylinderförmige Oberfläche berücksichtigt werden und benötigen zur Berechnung nur wenig Speicherplatz. Freier Raum zwischen den Elementen führt im Gegensatz zu den raumdiskretisierten Methoden zu keiner Rechenzeiterhöhung. Eine solche Diskretisierung wird bei den folgenden Verfahren eingesetzt:

- GO (Geometrical Optics), GTD (Geometrical Theory of Diffraction), UTD (Uniform Theory of Diffraction):

Die GO-Methode entspricht prinzipiell der Strahlenoptik; elektromagnetische Wellen werden in einer Hochfrequenznäherung als Strahlen betrach-

tet. Demzufolge ist die Methode auf Modelle beschränkt, bei denen die Dimensionen der betrachteten Streukörper deutlich über der Wellenlänge liegen. Die GTD ist eine Erweiterung der GO um gebeugte Strahlen, jedoch müssen sich auch hier alle Objekte im Fernfeld befinden. Die UTD ergänzt die GTD um weitere Näherungen, so dass auch Kaustiken berücksichtigt werden können [38]. GO, GTD und UTD eignen sich gut für die Berechnung von Wellenausbreitungen in Städten und bergigen Regionen, hierzu wird es auch von verschiedenen Simulationspaketen wie z. B. Remcoms Wireless InSite verwendet [78].

- PO (Physical Optics), PTD (Physical Theory of Diffraction): PO ähnelt der GO, wobei hier jedoch die eintreffenden Felder auf den Oberflächen integriert werden, wodurch sich eine Stromgröße ergibt. Aus dieser Stromgröße werden dann die abgestrahlten Felder berechnet. Im Schatten liegende Oberflächen bleiben folglich stromfrei und werden vernachlässigt. Bei der PTD werden insbesondere gebeugte Strahlen durch eine Korrektur der Strombelegung genauer abgebildet. Auch hier gilt die Einschränkung, dass die Oberflächen Dimensionen in der Größenordnung mehrerer Wellenlängen besitzen sollten. Auch diese Methoden werden von Remcom Wireless InSite eingesetzt [78].
- BEM/MoM (Boundary Element Method / Method of Moments): Bei der BEM werden zur Lösung von Differentialgleichungen nur die begrenzenden Randelemente, an denen die verschiedenen Randbedingungen gelten, herangezogen. Für Probleme mit einem kleinen Verhältnis von Oberfläche zu Volumen müssen daher im Vergleich zu den raumdiskretisierten Methoden wesentlich weniger Elemente berücksichtigt werden. Die Oberfläche kann mit verschiedensten Elementen reproduziert werden, zumeist wird sie jedoch durch ein Netz von Dreiecken nachgebildet [105].

Zur Lösung von elektrodynamischen Problemen werden die Maxwellschen Gleichungen in Integralform (EFIE/MFIE) aufgestellt. Sind die Randbedingungen und Greenschen Funktionen zu den interessierenden Differentialgleichungen bekannt, können diese numerisch mittels der MoM³ gelöst werden [42, 41, 34]. Ein weiterer Vorteil dieses Verfahrens besteht darin, dass die Fernfeldtransformation nicht gesondert durchgeführt werden muss,

³In der Elektrodynamik wird oft der Begriff MoM synonym zur BEM/MoM verwendet, wobei MoM streng genommen nur das numerische Lösungsverfahren für das mit der BEM aufgestellte Gleichungssystem ist.

denn die Freiraumrandbedingungen sind bereits implizit in den bekannten Greenschen Funktionen für die Freiraumwellenausbreitung enthalten. Die Behandlung von Dielektrika gestaltet sich etwas komplizierter, da hierfür das in ein geschlossenes Volumen eingeschlossene Dielektrikum über ein Äquivalenzmodell in die Simulation eingebunden werden muss. Es existieren verschiedene kommerzielle Implementierungen dieser Software, als Beispiel seien hier Feko von EMSS [33] und EMCStudio von EMCoS aufgeführt [29].

2.2.3 Entscheidung für eine Simulationsmethode

Im Allgemeinen entscheiden Größe, Frequenzbereich und Struktur des Problems über die Wahl des Diskretisierungsverfahrens. So sind kompakte, ganz oder größtenteils mit Dielektrika gefüllte Volumina wie z. B. mehrlagige Leiterplatten (PCBs) bei hohen Frequenzen sehr gut mit volumendiskreten Modellen zu rechnen, während verteilte Strukturen, die sich über einen relativ großen, überwiegend luftgefüllten Raum verteilen, für die Verwendung einer oberflächendiskretisierten Methode sprechen. Unter diesen ist die BEM/MoM die einzige exakte Methode, alle anderen sind Näherungsmethoden für bestimmte Modelle.

Kraftfahrzeuge können prinzipiell sowohl mit der FEM als auch mit der MoM berechnet werden, wobei die Vorteile der MoM auf der Hand liegen: Ein Auto besteht aus einer metallischen Außenhülle, die einen größeren, überwiegend luftgefüllten Raum umgibt. Zwar ist die Berücksichtigung von Dielektrika mit der MoM etwas komplizierter als bei raumdiskretisierten Methoden, bei sehr komplizierten dielektrischen Strukturen kann aber eine hybride MoM/FEM-Methode eingesetzt werden, in der der Bereich des Dielektrikums mit der FEM berechnet und anschließend in das MoM-Modell integriert wird. Zudem kann mit Programmen, die die MoM verwenden, die gesamte Messumgebung mit Sende- und Empfangsantenne inklusive des leeren Zwischenraums berücksichtigt werden [29]. Dieser Aspekt ist sehr wichtig, da bei Fahrzeugmessungen sehr oft Nahfeldeffekte auftreten, die in der Simulation nur durch eine rigorose Modellierung berücksichtigt werden können [71].

Aus diesen Gründen wurde die Entscheidung zugunsten der MoM getroffen, die in Kapitel 3 in ihrer Funktionsweise detailliert erläutert wird.

Kapitel 3

Berechnung elektromagnetischer Felder mit der Momentenmethode

3.1 Maxwellgleichungen

Die Maxwellgleichungen in differentieller Form sind gegeben durch [68, 82]:

$$d\mathcal{E} = -\frac{\partial}{\partial t}\mathcal{B} \quad (3.1a)$$

$$d\mathcal{H} = \frac{\partial}{\partial t}\mathcal{D} + \mathcal{J} \quad (3.1b)$$

$$d\mathcal{D} = \mathcal{Q}_e \quad (3.1c)$$

$$d\mathcal{B} = 0. \quad (3.1d)$$

Die Gleichungen sind in äußeren Differentialformen geschrieben, die in [82, 101] erklärt sind. Zusätzlich ist in Anhang B ein Vergleich dieser Notation mit der Vektorschreibweise gegeben.

Ersetzt man die Ableitung nach der Zeit $\partial/\partial t$ im zeitharmonischen Fall durch den Faktor $j\omega$, so erhält man die Maxwellgleichungen in der komplexen Zeigerdarstellung. Der Faktor $e^{-j\omega t}$, der die Phase im zeitharmonischen Fall bestimmt, ist allen Komponenten gemein und wird der Übersichtlichkeit halber unterdrückt:

$$d\underline{\mathcal{E}} = -j\omega\underline{\mathcal{B}} \quad (3.2a)$$

$$d\underline{\mathcal{H}} = j\omega\underline{\mathcal{D}} + \underline{\mathcal{J}} \quad (3.2b)$$

$$d\underline{\mathcal{D}} = \underline{\mathcal{Q}}_e \quad (3.2c)$$

$$d\underline{\mathcal{B}} = 0. \quad (3.2d)$$

Die jeweils ersten beiden Gleichungen von (3.1) und (3.2) sind mit den beiden anderen Gleichungen durch folgende Beziehung verknüpft:

$$\underline{\mathcal{B}} = \underline{\mu} \star \underline{\mathcal{H}} \quad (3.3a)$$

$$\underline{\mathcal{D}} = \underline{\varepsilon} \star \underline{\mathcal{E}}. \quad (3.3b)$$

Für verlustbehaftete Materialien können die Permittivität ε und Permeabilität μ in (3.3) durch die Einführung einer komplexen Permittivität $\underline{\varepsilon}$ und komplexen Permeabilität $\underline{\mu}$ ersetzt werden. Diese Gleichungen sind die konstitutiven Bedingungen für alle Berechnungen von elektromagnetischen Wellen.

3.2 Integralgleichungen

3.2.1 Randbedingungen

Fällt eine elektromagnetische Welle mit der elektrischen Feldstärke \mathcal{E}^{in} und der magnetischen Feldstärke \mathcal{H}^{in} auf einen leitenden oder dielektrischen Körper, werden in dem Körper Felder und Ströme induziert, die wiederum ein gestreutes Feld \mathcal{E}^{sc} und \mathcal{H}^{sc} erzeugen. Das gesamte elektrische und magnetische Feld ergibt sich dann aus

$$\mathcal{E}^{tot} = \mathcal{E}^{in} + \mathcal{E}^{sc} \quad (3.4a)$$

$$\mathcal{H}^{tot} = \mathcal{H}^{in} + \mathcal{H}^{sc}. \quad (3.4b)$$

Unter Berücksichtigung des Äquivalenzprinzips [40, Kap. 3] können prinzipiell beliebige Oberflächen in den Raum gelegt und mit äquivalenten Oberflächenströmen belegt werden. Geeigneterweise werden hierzu Grenzflächen zwischen Medien (1) und (2) verschiedener elektrischer Eigenschaften bzw. die Oberfläche des dielektrischen Körpers gewählt. Zu Seiten der Grenzfläche liegen die Felder \mathcal{E}_1 und \mathcal{H}_1 bzw. \mathcal{E}_2 und \mathcal{H}_2 an.

Auf der Oberfläche A gilt dann:

$$-j\omega\mathcal{P}_{mA} = -\mathbf{n}_{\perp}(\mathbf{n} \wedge \mathcal{E}_A) \quad (3.5a)$$

$$\mathcal{J} = \mathbf{n}_{\perp}(\mathbf{n} \wedge \mathcal{H}_A) \quad (3.5b)$$

$$j\omega\mathcal{P}_{eA} = \mathbf{n}_{\perp}(\mathbf{n} \wedge \mathcal{H}_A), \quad (3.5c)$$

wobei \mathcal{J} die elektrische Oberflächenstromdichte ist, und \mathcal{P}_{mA} und \mathcal{P}_{eA} die magnetische bzw. elektrische Oberflächenpolarisation bezeichnen.

Das Feld \mathcal{E}_A auf der Grenzfläche A ist gegeben durch

$$\mathcal{E}_A = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 \quad (3.6a)$$

$$\mathcal{H}_A = \mathcal{H}_2 - \mathcal{H}_1. \quad (3.6b)$$

Für perfekte elektrische Leiter verschwinden das tangential elektrische Feld \mathcal{E}^{tan} und damit die magnetische Oberflächenpolarisation auf der Grenzfläche

$$- \mathbf{n} \lrcorner (\mathbf{n} \wedge \mathcal{E}_A) = j\omega \mathcal{P}_{mA} = 0. \quad (3.7)$$

3.2.2 Elektrische Feldintegralgleichungen (EFIE)

Aus (3.2) und (3.3) kann durch Umformungen die Formel für das durch eine Volumenstromdichte $\underline{\mathcal{J}}$ abgestrahlte Feld abgeleitet werden, wobei für die genaue Herleitung auf die Arbeit von Warnick und Arnold verwiesen [98] wird:

$$\underline{\mathcal{E}} = -j\omega\mu\varepsilon \int_V \underline{\mathcal{G}} \wedge \underline{\mathcal{J}}'. \quad (3.8)$$

Hier ist $\underline{\mathcal{G}}$ die Greensche Dyade, die in Bezug auf die skalare Greensche Funktion G_0 angegeben werden kann:

$$\underline{\mathcal{G}} = \left(1 + \frac{1}{k^2} \mathbf{d} \star \mathbf{d} \star\right) G_0 \mathcal{I} \quad (3.9)$$

wobei \mathcal{I} die Einheits-Doppel-1-Form ist:

$$\mathcal{I} = dx dx' + dy dy' + dz dz' \quad (3.10)$$

Die Greensche Dyade in (3.8) ist daher eine Doppel-1-Form, die wie folgt geschrieben werden kann:

$$\begin{aligned} \underline{\mathcal{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= G_{11} dx dx' + G_{12} dx dy' + G_{13} dx dz' \\ &+ G_{21} dy dx' + G_{22} dy dy' + G_{23} dy dz' \\ &+ G_{31} dz dx' + G_{32} dz dy' + G_{33} dz dz'. \end{aligned} \quad (3.11)$$

\mathbf{r} bezeichnet den Beobachtungspunkt (x, y, z) und \mathbf{r}' den Quellenpunkt (x', y', z') . Die Koeffizienten $G_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ werden von den Koordinaten des Quellenpunkts \mathbf{r}' und des Beobachtungspunkts \mathbf{r} beeinflusst. In (3.11) wurde die Ortsabhängigkeit der Koeffizienten der Übersichtlichkeit halber nicht notiert. Für den Freiraum lautet die skalare Greensche Funktion

$$G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi\varepsilon|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}. \quad (3.12)$$

Im Weiteren wird die Greensche Funktion des Freiraums verwendet.

Das Ziel ist die Berechnung der Stromverteilung auf den *Oberflächen* elektrischer Leiter. Diese Grenzfläche besitzt eine Oberflächenstromverteilung $\underline{\mathcal{J}}_S$, für die gilt [98]:

$$\underline{\mathcal{E}} = -j\omega\mu\varepsilon \int_S' \underline{\mathcal{G}} \wedge \underline{\mathcal{J}}_S' . \quad (3.13)$$

Hier ist darauf zu achten, dass die 1-Form $\underline{\mathcal{J}}_S$ nicht direkt dual zum üblicherweise verwendeten Vektor der Oberflächenstromdichte ist. Die Linien der 1-Form $\underline{\mathcal{J}}_S$ bilden die Stromlinien des Oberflächenstromflusses, sind also orthogonal zum Stromfluss. Der zu $\underline{\mathcal{J}}_S$ duale Vektor kann aus dem normalen Oberflächenstromvektor mittels eines Kreuzprodukts mit der Normalen zur Oberfläche gebildet werden. Hier unterscheidet sich die Notation in Differentialformen von der Vektorschreibweise [99, 100].

Mit (3.9) und (3.13) erhält man

$$\underline{\mathcal{E}} = -j\omega\mu\varepsilon \int_S' G_0 \underline{\mathcal{I}} \wedge \underline{\mathcal{J}}_S' - \frac{j}{\omega} d \int_S' \star d \star G_0 \underline{\mathcal{I}} \wedge \underline{\mathcal{J}}_S' . \quad (3.14)$$

Im zweiten Term der rechten Seite kann die erste äußere Ableitung d vor das Integral gezogen werden, da sich diese äußere Ableitung nur auf die ungestrichenen Variablen der Greenschen Dyade bezieht, während das Integral über die gestrichelten Variablen gebildet wird.

Unter Berücksichtigung der Lorenz-Eichung $\star d \star \underline{\mathcal{A}} = -j\omega\varepsilon\mu\Phi$ [70], kann (3.14) auch in folgender Form geschrieben werden kann:

$$\underline{\mathcal{E}}_s = -j\omega\underline{\mathcal{A}} - d\Phi \quad (3.15)$$

Aus (3.15) und (3.14) kann man in der Lorenz-Eichung die Definitionen für das magnetische Vektorpotential

$$\underline{\mathcal{A}} = \mu\varepsilon \int_S' G_0 \underline{\mathcal{I}} \wedge \underline{\mathcal{J}}_S' \quad (3.16)$$

und das Skalarpotential

$$\Phi = \frac{j}{\omega} \int_S' \star d \star G_0 \underline{\mathcal{I}} \wedge \underline{\mathcal{J}}_S' \quad (3.17)$$

ableiten.

Für einen perfekten elektrischen Leiter, der von einem elektrischen Feld $\underline{\mathcal{E}}^{in}$ bestrahlt wird, gilt aufgrund der Randbedingungen (3.7) für das gestreute Feld

$$\mathbf{n} \lrcorner (\mathbf{n} \wedge \underline{\mathcal{E}}^{sc}) = -\mathbf{n} \lrcorner (\mathbf{n} \wedge \underline{\mathcal{E}}^{in}) . \quad (3.18)$$

Hier ist $\underline{\mathcal{E}}^{tan} = \mathbf{n} \lrcorner (\mathbf{n} \wedge \underline{\mathcal{E}}^{in})$ die Tangentialkomponente des eingestrahnten elektrischen Feldes auf der Oberfläche des Leiters, die sich mit der Tangentialkomponente des gestreuten elektrischen Feldes aufhebt. Daraus folgt mit (3.15):

$$\underline{\mathcal{E}}^{tan} = -j\omega \underline{\mathcal{A}} - d\Phi \quad (3.19)$$

Gleichung (3.19) wird gemeinsam mit (3.16) und (3.17) als EFIE bezeichnet. Die EFIE kann beispielsweise mit der Momentenmethode (s. Abschnitt 3.3) gelöst werden.

Alternative Herleitung

Alternativ zu der hier gegebenen Herleitung kann man die EFIE auch wie folgt aufstellen [11]: Aufgrund der Divergenzfreiheit des magnetischen Feldes $d \star \underline{\mathcal{H}} = 0$ und Poincarés Lemma [82] kann man das magnetische Feld als äußere Ableitung eines magnetischen Vektorpotentials $\underline{\mathcal{A}}$ schreiben:

$$\underline{\mathcal{H}} = \frac{1}{\mu} \star d\underline{\mathcal{A}} . \quad (3.20)$$

Setzt man (3.20) in (3.3a) und das Ergebnis in (3.2a), so muss

$$d(\underline{\mathcal{E}} + j\omega \underline{\mathcal{A}}) = 0 \quad (3.21)$$

gelten. Um diese Bedingung für $d\underline{\mathcal{A}} \neq 0$ zu erfüllen, führen wir ein Skalarpotential Φ ein. Da für alle Skalare $d d\Phi = 0$ gilt, können wir schreiben

$$\underline{\mathcal{E}} = -j\omega \underline{\mathcal{A}} - d\Phi . \quad (3.22)$$

Diese Gleichung entspricht (3.15). Führt man nun die Lorenz-Eichung durch, erhält man dasselbe Ergebnis wie oben.

3.2.3 Magnetic Field Integral Equation (MFIE)

Dual zur in Abschnitt 3.2.2 hergeleiteten EFIE kann auch die MFIE gebildet werden. Hierzu werden die Randbedingungen für das magnetische Feld aus (3.5b) auf der Oberfläche erzwungen.

Daraus ergibt sich nun direkt die elektrische Oberflächenstromverteilung. Das vom Objekt gestreute magnetische Feld wird zu

$$\underline{\mathcal{H}}_s(\mathbf{r}) = d \int' \underline{\mathcal{G}} \wedge \underline{\mathcal{J}}'_s . \quad (3.23)$$

Mit $\underline{\mathcal{G}}$ und \underline{G} aus (3.12) und (3.11) folgt

$$\underline{\mathcal{H}}_s = \varepsilon \, \text{d} \int' G_0 \mathcal{I} \wedge \underline{\mathcal{J}}'_S . \quad (3.24)$$

Mit (3.16) kann die (3.24) vereinfacht werden:

$$\underline{\mathcal{H}}_s = \frac{1}{\mu} \star \, \text{d}\underline{\mathcal{A}} . \quad (3.25)$$

Dies entspricht (3.20) und kann auch aus der alternativen Herleitung der EFIE bestimmt werden. Setzt man (3.4b) in die Randbedingungen (3.5b) ein, so erhält man

$$\mathbf{n}_\perp (\mathbf{n} \wedge \mathcal{H}^{in}) = \mathcal{J} - \mathbf{n}_\perp (\mathbf{n} \wedge \mathcal{H}^{sc}) . \quad (3.26)$$

Die linke Seite von (3.26) bezeichnet den tangentialen Anteil des eingestrahnten Feldes

$$\underline{\mathcal{H}}^{tan} = \mathbf{n}_\perp (\mathbf{n} \wedge \mathcal{H}^{in}) . \quad (3.27)$$

Die rechte Seite von (3.26) kann mit (3.25) auf den tangentialen Anteil eines magnetischen Vektorpotentials zurückgeführt werden, so dass auf der Oberfläche eines PEC gilt:

$$\underline{\mathcal{H}}^{tan} = \left(\underline{\mathcal{J}}_S - \frac{1}{\mu} \, \text{d}\underline{\mathcal{A}}^{tan} \right) . \quad (3.28)$$

Ebenso wie die EFIE kann die MFIE gut mit der Momentenmethode gelöst werden. Aufgrund der unterschiedlichen Struktur der entsprechenden Differentialgleichungen – (3.19) ist eine Differentialgleichung 1. Art und (3.28) ist eine Differentialgleichung 2. Art – sind EFIE und MFIE je nach Geometrie unterschiedlich gut lösbar. Während für glatte Oberflächen mit großen Radien (3.28) numerisch gut zu lösen ist und insbesondere bei iterativen Lösungsverfahren schneller konvergiert, entstehen für kleine Radien und scharfe Kanten Fehler, die durch Korrekturverfahren [79] oder Verwendung spezieller Basisfunktionen [30] korrigiert werden müssen.

Aus diesen Gründen ist für die Simulation von Fahrzeugen wegen der scharfen Kanten und vielen Öffnungen in den Metallflächen die EFIE als Ansatz für die metallische Fahrzeugaußenhaut besser geeignet. Deshalb wird auch im nachfolgenden Teil der Arbeit nur auf die Lösung der EFIE eingegangen.

3.2.4 Combined Field Integral Equations (CFIE)

Dividiert man (3.18) durch den Wellenwiderstand $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$, erhält man

$$\mathbf{n}_\perp \left(\mathbf{n} \wedge \frac{1}{\eta} \underline{\mathcal{E}}^{sc} \right) = -\mathbf{n}_\perp \left(\mathbf{n} \wedge \frac{1}{\eta} \underline{\mathcal{E}}^{in} \right) . \quad (3.29)$$

Die Größe in (3.29) stellt ein Magnetfeld dar, das direkt mit den Randbedingungen der MFIE in (3.26) verglichen werden kann. Da sowohl (3.26) als auch (3.29) auf der Oberfläche gültig sein müssen, muss auch eine Linearkombination der beiden mit dem Faktor $\alpha \in [0; 1]$ auf S ihre Gültigkeit behalten:

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_\perp (\mathbf{n} \wedge (1 - \alpha) \mathcal{H}^{in}) + \mathbf{n}_\perp \left(\mathbf{n} \wedge \frac{\alpha}{\eta} \underline{\mathcal{E}}^{sc} \right) \\ = (1 - \alpha) \mathcal{J} - \mathbf{n}_\perp (\mathbf{n} \wedge (1 - \alpha) \mathcal{H}^{sc}) - \mathbf{n}_\perp \left(\mathbf{n} \wedge \frac{\alpha}{\eta} \underline{\mathcal{E}}^{in} \right). \end{aligned} \quad (3.30)$$

Mit den $\underline{\mathcal{E}}$ aus (3.19) und $\underline{\mathcal{H}}$ aus (3.28) stellt dies die CFIE dar, bei der die EFIE und MFIE miteinander kombiniert werden [43]. Die EFIE und MFIE stellen jeweils die Extremfälle der CFIE mit $\alpha = 0$ bzw. $\alpha = 1$ dar.

Betrachtet man die Oberfläche dielektrischer Körper mit der Äquivalenzmethode [40, Kap. 3], so stellt man fest, dass im Gegensatz zum PEC das tangentialen Feld auf der Oberfläche nicht mehr verschwindet. Daher muss bei der Berechnung von (3.19) und (3.28) nicht nur die elektrische Oberflächenstromdichte, sondern zudem eine magnetische Oberflächenpolarisierung bzw. eine magnetische Oberflächenstromdichte berücksichtigt werden. So können in der CFIE Dielektrika direkt abgebildet werden. Dabei müssen für beide Oberflächenstromdichten Lösungen gefunden werden. Bei der Lösung mit der Momentenmethode verdoppelt dies die Anzahl der Basisfunktionen, der Speicheraufwand vervierfacht sich und die Rechenzeit steigt auf das Achtfache an. Die Wahl von α hat großen Einfluss auf die Konditionierung der Matrix, die bei der Momentenmethode zu invertieren ist. Bei schlechter Konditionierung kann die Matrix numerisch nicht mehr invertiert werden. Ewe *et al.* erzielten gute Ergebnisse für α von 0,5 ... 0,7 [31].

3.3 Momentenmethode

Durch die in den letzten Jahren stark gestiegene Rechenleistung von Personalcomputern haben numerische Methoden zur Berechnung von elektromagnetischen Feldverteilungen analytische Methoden immer mehr verdrängt. Die Momentenmethode ist eine allgemeine Technik, um Differential- und Integralgleichungen zu lösen. Harrington hat diese Methode zur Lösung der EFIE benutzt und sie einer breiten Öffentlichkeit zugänglich gemacht und prägnant formuliert [42].

3.3.1 Mathematische Grundlagen

Es wird eine inhomogene Operatorgleichung

$$L(f) = g \quad (3.31)$$

betrachtet. Dabei ist L ein linearer Operator, g die Erregung bzw. Quelle, die eine bekannte Funktion ist, und f die unbekannte Lösung des Systems. Der Operator L ist definiert für einen Funktionenraum D und bildet diesen in seiner Funktion als linearer Operator in einen Bildbereich B ab:

$$L : D \rightarrow B \quad (3.32)$$

Zur Lösung von (3.31) muss ein inneres Produkt $\langle f, g \rangle$ definiert werden. Üblicherweise wird dieses als symmetrisches Produkt der beiden Funktionen g und f gewählt:

$$\langle f, g \rangle = \int f(x) \cdot g(x) dx \quad (3.33)$$

Dieses so gewählte innere Produkt erfüllt die folgenden Bedingungen:

$$\langle f, g \rangle = \langle g, f \rangle \quad (3.34)$$

$$\langle \alpha f + \beta g, h \rangle = \alpha \langle f, h \rangle + \beta \langle g, h \rangle \quad (3.35)$$

$$\langle f^*, f \rangle \begin{cases} > 0 & \text{wenn } f \neq 0 \\ = 0 & \text{wenn } f = 0 \end{cases} \quad (3.36)$$

Mithilfe des inneren Produktes (3.33) kann der adjungierte Operator L^a definiert werden, so dass gilt:

$$\langle L(f), g \rangle = \langle f, L^a(g) \rangle \quad (3.37)$$

Falls $L = L^a$, wird der Operator L als selbstadjungiert bezeichnet. In diesem Fall sind die entstehenden Gleichungssysteme symmetrisch [26]. Ein Operator gehört zur Gruppe der positiv definiten, falls er die Bedingung

$$\langle f^*, L(f) \rangle > 0 \quad (3.38)$$

für alle $f \neq 0$ erfüllt. Dies ist eine notwendige Bedingung für den Operator, um bei der späteren Aufstellung eines Gleichungssystems eine positiv definite Matrix zu erhalten. Für positiv definite Matrizen existiert zwingend eine Inverse, die zur Lösung des Gleichungssystems notwendig ist (siehe Abschnitt 3.3.5).

Falls es eine für alle g eindeutige Lösung für $Lf = g$ gibt, existiert auch der inverse Operator L^{-1} für den gilt

$$f = L^{-1}(g) \quad (3.39)$$

3.3.2 Anwendung der Momentenmethode

Um die lineare Gleichung $L(f) = g$ zu lösen, bedient man sich der MoM: hierzu wird die Funktion f in einer Reihe von sogenannten Basisfunktionen f_1, f_2, \dots, f_n im Definitionsbereich D von L entwickelt

$$f = \sum_n \alpha_n f_n, \quad (3.40)$$

wobei α_n zu bestimmende Koeffizienten sind. Für die numerische Berechnung muss die Reihe bei endlichem n abgebrochen werden, wogegen für exakte Berechnungen zumeist eine unendliche Reihenentwicklung erforderlich wäre. Mit geeigneten Basisfunktionen kann für verschiedene Probleme jedoch auch mit einer endlichen Reihenentwicklung eine exakte Lösung gefunden werden. Mit (3.40) in (3.39) erhält man

$$\sum_n \alpha_n L(f_n) = g. \quad (3.41)$$

Bildet man nun auf beiden Seiten das innere Produkt (3.33) mit einer Testfunktion w_m im Definitionsbereich von L , so erhält man

$$\sum_n \alpha_n \langle w_m, L(f_n) \rangle = \langle w_m, g \rangle. \quad (3.42)$$

Diese Gleichung kann man geeignet umformen, so dass gilt

$$[l_{mn}][\alpha_n] = [g_m] \quad (3.43)$$

mit

$$[l_{mn}] = \begin{bmatrix} \langle w_1, L(f_1) \rangle & \langle w_1, L(f_2) \rangle & \dots & \langle w_1, L(f_n) \rangle \\ \langle w_2, L(f_1) \rangle & \langle w_2, L(f_2) \rangle & \dots & \langle w_2, L(f_n) \rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle w_m, L(f_1) \rangle & \langle w_m, L(f_2) \rangle & \dots & \langle w_m, L(f_n) \rangle \end{bmatrix} \quad (3.44a)$$

$$[\alpha_n] = [\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n]^T \quad \text{und} \quad (3.44b)$$

$$[g_m] = [g_1, g_2, \dots, g_m]^T. \quad (3.44c)$$

Aufgrund der in (3.38) gegebenen Eigenschaften von L existiert, sofern $[l_{mn}]$ nicht singular ist, die Inverse $[l_{mn}]^{-1}$, so dass die Koeffizienten α_n berechnet werden können:

$$[\alpha_n] = [l_{mn}]^{-1}[g_m], \quad (3.45)$$

wodurch die Lösung für f_n aus (3.40) gegeben ist [41].

Verwendet man die gleiche Funktion für Test- und Basisfunktionen $w_m = f_n$, so spricht man von der Galerkinmethode.

3.3.3 RWG-Basisfunktionen

¹Bei der Berechnung von elektromagnetischen Wellen mithilfe der Momentenmethode wird zunächst eine geeignete Integralgleichung aufgestellt, die dann mit der MoM gelöst werden kann. Dabei kommt, je nach Form des zu lösenden Problems, der korrekten Wahl der Basisfunktionen große Bedeutung zu. Harrington berechnete in seinen ersten Arbeiten die Stromverteilung auf Drahtelementen, wo der Strom durch einen einfachen Fadenstrom mittels Dreiecksfunktionen sehr gut angenähert werden kann [41]. Zunächst wurden für metallische Oberflächen Drahtgittermodelle konstruiert, um die Oberfläche nachzubilden. Ist das Gitter fein genug, sind die Ergebnisse für das eingestrahlte und gestreute Feld sehr gut [14]. Es können jedoch im Gitter durch numerische Effekte fiktive Schleifenströme entstehen, weshalb die Berechnung der Stromverteilung auf der Oberfläche des Streukörpers nicht möglich ist. Auch die Genauigkeit der Nahfeldberechnung leidet unter diesem Effekt [76].

Zur Behebung dieses Problems müssen für Flächen definierte Basisfunktionen verwendet werden. Zunächst wurden von Glisson und Wilton rechteckige "Roof-top"-Basisfunktionen entwickelt [39]. Diese stellen die direkte Erweiterung der in [42] für Ströme auf Drähten verwendeten eindimensionalen Dreiecksfunktionen dar. Eine in rechteckige Basisfunktionen diskretisierte Oberfläche kann jedoch nur in eine Richtung gebogen werden, sie ist also nur für wenige geometrische Figuren nutzbar.

1982 wurde von Rao, Wilton und Glisson schließlich eine Basisfunktion für Dreiecksnetze vorgestellt [76]. Mit Dreiecken unterschiedlicher Form kann man beliebige Oberflächen sehr gut annähern. Auch gibt es zur Diskretisierung von Oberflächen in Dreiecken sehr effiziente und universell einsetzbare Methoden [105]. Diese Basisfunktion, die sich für oberflächendiskretisierte MoM durchgesetzt hat, werden allgemein als RWG-Basisfunktion bezeichnet [67, 79]. In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften dieser Basisfunktion zunächst in Vektornotation dargestellt, da auch der Großteil der verfügbaren Literatur diese Schreibweise

¹Im folgenden Abschnitt wird abweichend von der restlichen Arbeit die RWG-Basisfunktion in Vektorschreibweise erläutert, wie sie beispielsweise von Collin verwendet wird [19]. Dies geschieht ausschließlich zur anschaulichen Darstellung, wie der physikalische Oberflächenstromfluss in einer Reihenentwicklung mittels der RWG-Basisfunktionen modelliert werden kann.

wählt. Anschließend wird in Abschnitt 3.3.4 eine geeignete Basis-1-Form in äußeren Differentialformen aufgestellt.

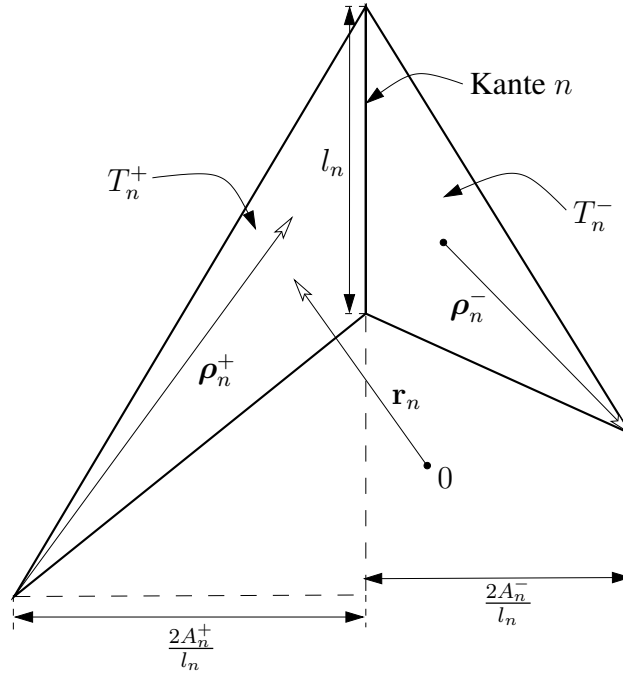


Abbildung 3.1: Geometrie der RWG-Basisfunktion nach [76]

Die RWG-Basisfunktion wird nicht den Dreiecken selbst, sondern immer innen liegenden Kanten des Netzes zugeordnet. An jede Kante n , die nicht am Rand des Netzes liegt, grenzen zwei Dreiecke, T_n^+ und T_n^- . Somit liegen jeweils zwei der Eckpunkte der Dreiecke T_n^+ und T_n^- auf der Kante und eine Ecke ist frei. Diese Zuordnung ist auch in Abbildung 3.1 gezeigt. Im Dreieck T_n^+ zeigt der Vektor ρ_n^+ von der freien Spitze des Dreiecks in Richtung der Kante n , während im Dreieck T_n^- der Vektor ρ_n^- in Richtung der freien Ecke deutet. Die Länge der Kante n ist mit l_n gekennzeichnet. Die Fläche der Dreiecke T_n^+ und T_n^- wird mit A_n^+ und A_n^- angegeben. Hieraus ergibt sich die in Abb. 3.1 angegebene Höhe der Dreiecke über der Kante n zu $\frac{A_n^+}{2l_n}$ und $\frac{A_n^-}{2l_n}$. Der Ursprung des globalen Koordinatensystems ist mit 0 gekennzeichnet, und \mathbf{r}_n bezeichnet den Ortsvektor des jeweils betrachteten Punktes.

Die RWG-Basisfunktion lautet [76]

$$f_n(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{l_n}{2A_n^+} \rho_n^+, & \mathbf{r} \text{ in } T_n^+ \\ \frac{l_n}{2A_n^-} \rho_n^-, & \mathbf{r} \text{ in } T_n^- \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.46)$$

Die Divergenz dieser Basisfunktion, die der äußeren Ableitung in äußeren Differentialformen entspricht, lautet

$$\nabla \cdot f_n = \begin{cases} \frac{l_n}{A_n^+}, & \mathbf{r} \text{ in } T_n^+ \\ -\frac{l_n}{A_n^-}, & \mathbf{r} \text{ in } T_n^- \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.47)$$

Die einfache Form der Divergenz der RWG-Basisfunktion ist sehr vorteilhaft beim Lösen der EFIE (siehe Abschnitt 3.2.2), da diese bei der äußeren Ableitung des Skalarpotentials Φ zu berechnen ist.

Mithilfe dieser Basisfunktion kann man die Oberflächenstromdichte \mathbf{J}_S [19] auf beliebig geformten offenen und geschlossenen Körpern entwickeln zu

$$\mathbf{J}_S = \sum_n I_n f_n . \quad (3.48)$$

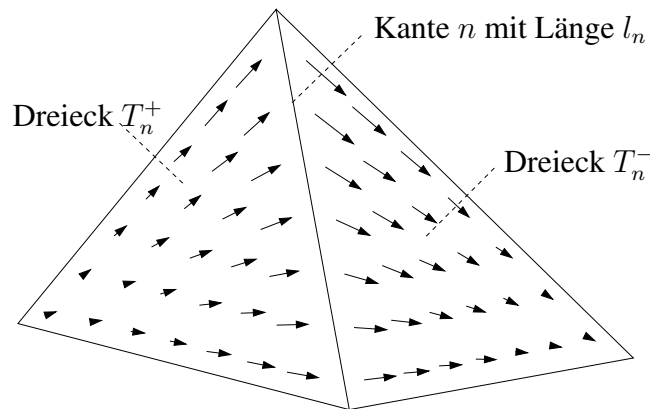


Abbildung 3.2: Stromfluss für eine RWG-Basisfunktion nach [46]

Der durch eine Basisfunktion verursachte Stromfluss ist in Abb. 3.2 dargestellt. Hier ist gut zu erkennen, dass die Flussrichtung an den Außenkanten immer parallel ist, und nur an der Innenkante eine Oberflächenstromkomponente normal zur Kante vorhanden ist. Da die RWG-Basisfunktion nur für Innenkanten definiert ist, wird aufgrund dieser intrinsischen Eigenschaft der RWG-Basis-1-Form nur ein Stromfluss parallel zu offenen Kanten möglich. Dies erfüllt die physikalischen Randbedingungen, die einen Stromfluss nur entlang des Randes elektrischer Leiter erlauben. Bei einem Dreieck in der Mitte des betrachteten Gebietes überlagern sich 3 verschiedene Basisfunktionen, so dass ein Stromfluss in jede beliebige Richtung nachgebildet werden kann. Daher ist die RWG-Basisfunktion hervorragend geeignet zur Modellierung des Oberflächenstromflusses auf einem elektrischen Leiter.

3.3.4 Entwicklung einer geeigneten Basis-1-Form

Zunächst sei für die weitere Entwicklung nochmals darauf hingewiesen, dass $\underline{\mathcal{J}}_S$ aus (3.16) und (3.17) nicht dual zum Vektor der Oberflächenstromdichte \mathbf{J}_S aus (3.48) ist, sondern als Restriktion des Sprungs in der Stärke der 1-Form des magnetischen Feldes an der Oberfläche S definiert ist [99]. Aus diesem Grund kann nicht einfach eine zur RWG-Basisfunktion duale 1-Form verwendet werden, weshalb nachfolgend eine geeignete Basis-1-Form entwickelt wird.

Um die EFIE aus (3.19) für eine beliebige Oberfläche numerisch zu lösen, muss die Oberfläche S des PEC geeignet diskretisiert werden, so dass $\underline{\mathcal{J}}_S$ in (3.16) und (3.17) als Reihenentwicklung geschrieben werden kann:

$$\underline{\mathcal{J}}_S = \sum_n I_n \mathbf{f}_n(\mathbf{r}) \quad (3.49)$$

Hierbei stellt $\mathbf{f}_n(\mathbf{r})$ eine geeignete Basis-1-Form dar, die als Basisfunktion für (3.40) dienen kann.

Zunächst wird die Oberfläche S in Dreiecke diskretisiert. In einem kartesischen Koordinatensystem kann jedes Dreieck der diskretisierten Oberfläche wie in Abbildung 3.3(a) gezeigt, auch durch seine Simplex-Koordinaten t_0 , t_1 und t_2 vollständig charakterisiert werden [102]. Ein lokales zweidimensionales Koordinatensystem ξ_1 und ξ_2 in Abhängigkeit von \mathbf{r} wird auf dem Dreieck definiert, so dass $\xi_{1,2}(\mathbf{r})$ von t_0 nach $t_{1,2}$ zeigen. Dieses in Abbildung 3.3(b) dargestellte lokale Koordinatensystem wird derart normiert, dass für den Abstand von t_0 nach $t_{1,2}$ gilt:

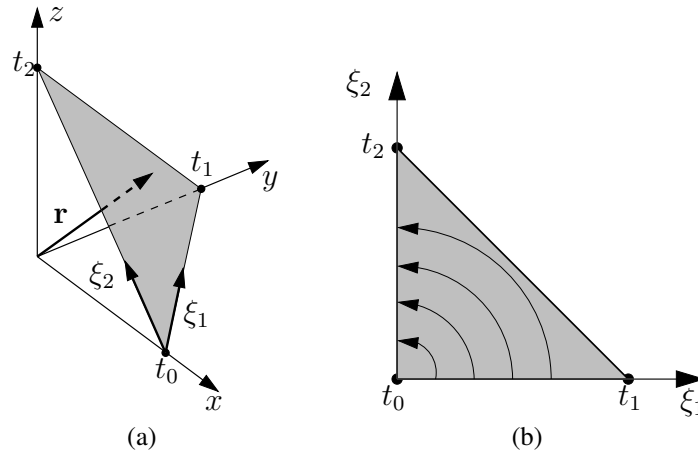
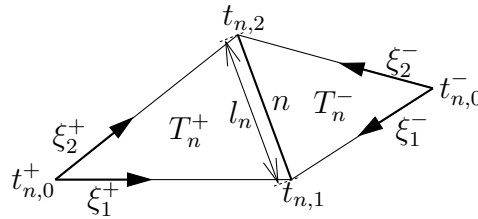
$$d(t_0, t_{1,2}) = 1 \quad (3.50)$$

Im lokalen Koordinatensystem eines jeden Dreiecks wird die 1-Form ω definiert [12]:

$$\omega = -\sqrt{\xi_2(\mathbf{r})} d\xi_1 + \sqrt{\xi_1(\mathbf{r})} d\xi_2 \quad , \quad (3.51)$$

mit $\xi_{1,2} \in [0; 1]$ und $\xi_1 + \xi_2 \leq 1$. Der Betrag dieser 1-Form wächst linear mit dem Abstand von t_0 und ist 1 auf allen Punkten der Kante zwischen t_1 und t_2 . Abbildung 3.3(b) zeigt die Richtung von ω im lokalen Koordinatensystem.

Jeweils zwei Punkten $t_{n,1}$ und $t_{n,2}$, die nicht auf dem Rand des die Oberfläche S bedeckenden Dreiecksnetzes liegen, wird eine Kante n zugeordnet, die von $t_{n,1}$ nach $t_{n,2}$ geht. Dieser innen liegenden Kante n werden zwei angrenzende Dreiecke T_n^+ und T_n^- zugeordnet. Die Reihenfolge der beiden Dreiecke ist beliebig, das

Abbildung 3.3: (a) 2-Simplex mit lokalem Koordinatensystem und (b) 1-Form ω Abbildung 3.4: Basis-1-Form f_n

Vorzeichen der Basis-1-Form wird durch die Reihung der Punkte $t_{n,1}$ und $t_{n,2}$ bestimmt. Für jede Kante n wird die Basis-1-Form $f_n(\mathbf{r})$ durch die Kombination zweier 1-Formen ω in den beiden Dreiecken T_n^+ und T_n^- gebildet. Die lokalen Koordinatensysteme $\xi_{1,2}^+$ und $\xi_{1,2}^-$ werden derart definiert, dass $\xi_1^\pm(\mathbf{r})$ von $t_{n,0}^\pm$ zu $t_{n,1}$ zeigen, und $\xi_2^\pm(\mathbf{r})$ von $t_{n,0}^\pm$ zu $t_{n,2}$ zeigen, was auch in [Abbildung 3.4](#) graphisch erläutert wird. Die so gebildete Basis-1-Form lautet

$$f_n(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{l_n}{2} \left(-\sqrt{\xi_2^+(\mathbf{r})} d\xi_1^+ + \sqrt{\xi_1^+(\mathbf{r})} d\xi_2^+ \right), & \mathbf{r} \text{ in } T_n^+ \\ \frac{l_n}{2} \left(-\sqrt{\xi_2^-(\mathbf{r})} d\xi_1^- + \sqrt{\xi_1^-(\mathbf{r})} d\xi_2^- \right), & \mathbf{r} \text{ in } T_n^- \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.52)$$

Hier sei darauf hingewiesen, dass die Basis-1-Form f_n dual zur $\hat{n} \times RWG$ Basisfunktion in [\[30\]](#) ist und deshalb ähnliche Eigenschaften und dieselbe graphische Darstellung besitzt.

3.3.5 Numerische Lösung der EFIE

Zur Lösung der EFIE substituiert man zunächst (3.16) und (3.17) in (3.19) und erhält

$$\underline{\mathcal{E}}^{tan} = -j\omega\mu\varepsilon \int_S G_0 \mathcal{I} \wedge \underline{\mathcal{J}}'_S - \frac{j}{\omega} d \int_S \star d \star G_0 \mathcal{I} \wedge \underline{\mathcal{J}}'_S . \quad (3.53)$$

Auf diese Gleichung wendet man die Momentenmethode an und entwickelt die 1-Form $\underline{\mathcal{J}}'_S$ analog zu (3.40) in einer Reihenentwicklung

$$\underline{\mathcal{J}}'_S(\mathbf{r}) = \sum_n I_n \mathbf{f}_n(\mathbf{r}) . \quad (3.54)$$

Setzt man dies in (3.53), erhält man

$$\underline{\mathcal{E}}^{tan} = -j\omega\mu\varepsilon \int_S G_0 \mathcal{I} \wedge \sum_n I_n \mathbf{f}_n - \frac{j}{\omega} d \int_S \star d \star G_0 \mathcal{I} \wedge \sum_n I_n \mathbf{f}_n . \quad (3.55)$$

Nun testen wir (3.55) analog zu (3.42) in einer Galerkinmethode mit der Testform \mathbf{f}_m :

$$\begin{aligned} \int_S \mathbf{f}_m \wedge \underline{\mathcal{E}}^{tan} &= -j\omega\mu\varepsilon \int_S \mathbf{f}_m \wedge \int_S G_0 \mathcal{I} \wedge \sum_n I_n \mathbf{f}_n \\ &\quad - \frac{j}{\omega} \int_S d\mathbf{f}_m \wedge \int_S \star d \star G_0 \mathcal{I} \wedge \sum_n I_n \mathbf{f}_n \end{aligned} \quad (3.56)$$

Dies wird für alle $m = 1, 2 \dots N$ durchgeführt. Wird auch die Reihenentwicklung über n nach N Elementen abgebrochen, so erhalten wir ein System linearer Gleichungen der Größe $N \times N$ und schreiben dieses als

$$\mathbf{V} = \mathbf{Z}\mathbf{I} , \quad (3.57)$$

wobei \mathbf{V} der Erregungsvektor der Dimension N ist, der durch das einfallende Feld definiert wird. \mathbf{I} enthält die N Koeffizienten I_n der Reihenentwicklung (3.54).

Aufgrund der besonderen Eigenschaft der Basis-1-Form [76]

$$\int_S d\mathbf{f}_m = l_m \quad (3.58)$$

können die Koeffizienten von \mathbf{Z} vereinfacht werden zu

$$Z_{mn} = -j\omega\mu\varepsilon \int_S \mathbf{f}_m \wedge \int_S G_0 \mathcal{I} \wedge \mathbf{f}_n - \frac{j}{\omega} l_m \int_S \star d \star G_0 \mathcal{I} \wedge \mathbf{f}_n . \quad (3.59)$$

Jede Basisfunktion $f_{m,n}$ enthält zwei Dreiecke T^\pm . Deshalb müssen für jedes Element 4 separate Integrale – jeweils über die gestrichenen und ungestrichenen Variablen der beiden Dreiecke – ausgewertet werden. Daher schreiben wir

$$j\omega\mu\varepsilon \int_S \mathbf{f}_m \wedge \int_S' G_0 \mathcal{I} \wedge \mathbf{f}_n = \mathcal{A}_{m+,n+} + \mathcal{A}_{m+,n-} + \mathcal{A}_{m-,n+} + \mathcal{A}_{m-,n-} \quad (3.60)$$

$$\frac{j}{\omega} l_m \int_S' \star d \star G_0 \mathcal{I} \wedge \mathbf{f}_n = -\Phi_{m+,n+} + \Phi_{m+,n-} + \Phi_{m-,n+} - \Phi_{m-,n-} \quad (3.61)$$

Um die Integrale einfach zu berechnen, unterteilen wir jedes Dreieck T_n in P gleiche Unterdreiecke. Haben wir einer 2-Form

$$\mathcal{V} = V_x dy \wedge dz + V_y dz \wedge dx + V_z dx \wedge dy \quad (3.62)$$

mit den Koeffizienten $V_{x,y,z}$, dann kann das Integral dieser 2-Form numerisch über die Quadraturformel aus [84] berechnet werden:

$$\int_{T_n} \mathcal{V}(\mathbf{r}) \approx \frac{A_n}{P} \sum_{i=1}^P V(\mathbf{r}_i^c) \quad (3.63)$$

Hier bezeichnet A_n die Fläche des Dreiecks und $V(\mathbf{r}_i^c)$ die Koeffizienten der 2-Form an den Mittelpunkte der Unterdreiecke.

Wählt man die Quadraturpunkte \mathbf{r}_i^c so, dass der Mittelpunkt von T_n^\pm , an dem die Integrale über die Quellendreiecke in (3.60) und (3.61) für $m = n$ singularär werden, nicht enthalten ist, können auch die Diagonalelemente A_{mn} und Φ_{mn} ohne gesonderte Betrachtung berechnet werden [67]. Eine geeignete Wahl ergibt sich durch die baryzentrische Unterteilung der Dreiecke T_n^\pm in $P = 9$ Unterdreiecke, deren jeweilige Mittelpunkte \mathbf{r}_i^c die Quadraturpunkte bilden. Dadurch wird (3.63) zu

$$\int_{T_n} \mathcal{V}(\mathbf{r}) \approx \frac{A_n}{9} \sum_{i=1}^9 \star V(\mathbf{r}_i^c). \quad (3.64)$$

Die Integrale über die Quellendreiecke T_n^\pm werden mit $P = 9$ berechnet, während für die Integrale über die Beobachtungsdreiecke T_m^\pm ein Punkt-Sampling am Mittelpunkt mit $P = 1$ durchgeführt wird. Mit G_0 aus (3.12) erhalten wir schließlich

$$\Phi_{m\pm,n\pm} = \frac{j}{\omega\varepsilon} \frac{l_m l_n}{18} \sum_{i=1}^9 \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_{m\pm}^c - \mathbf{r}_{n\pm}^c|}}{4\pi|\mathbf{r}_{m\pm}^c - \mathbf{r}_{n\pm}^c|} \quad \text{und} \quad (3.65)$$

$$A_{m\pm,n\pm} = j\omega\mu \frac{l_m l_n}{36} \sum_{i=1}^9 (\mathbf{r}_{m\pm}^c - \mathbf{t}_{0,m\pm}) \cdot (\mathbf{r}_{n\pm}^c - \mathbf{t}_{0,n\pm}) \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_{m\pm}^c - \mathbf{r}_{n\pm}^c|}}{4\pi|\mathbf{r}_{m\pm}^c - \mathbf{r}_{n\pm}^c|}, \quad (3.66)$$

wobei $\mathbf{r}_{m\pm}^c$ die Mittelpunkte der Beobachtungsdreiecke T_m^\pm bezeichnet, $\mathbf{r}_{n\pm}^i$ das Zentrum des i -ten Unterdreiecks des Quellendreiecks T_n^\pm ist und $\mathbf{t}_{0,m\pm}$ die Position des freien Eckpunkts von T_m^\pm angibt.

Setzt man (3.65) und (3.66) in (3.60) und (3.61), so können mit (3.59) die Elemente Z_{mn} direkt berechnet werden. Sind diese bekannt, erhält man die Koeffizienten der Oberflächenstromdichte in (3.48) aus

$$\mathbf{I} = \mathbf{Z}^{-1}\mathbf{V} . \quad (3.67)$$

Aus der resultierenden Oberflächenstromdichte kann das abgestrahlte Feld direkt berechnet werden.

Mithilfe der äußeren Ableitung des Oberflächenstrom $\underline{\mathcal{J}}_S$ kann auch die Oberflächenladungsdichte $\underline{\mathcal{Q}}_{eS}$ berechnet werden:

$$d\underline{\mathcal{J}} = -j\omega\underline{\mathcal{Q}}_{eS} . \quad (3.68)$$

Bei der Berechnung von $\underline{\mathcal{Q}}_{eS}$ stellt die einfach in Rechnersysteme zu implementierende Form von df_n aus (3.47) einen großen Vorteil im Vergleich zu anderen, insbesondere höherwertigen Basisfunktionen dar.

Vorteile der Verwendung äußerer Differentialformen

Durch die Schreibweise mit äußeren Differentialformen wird die Funktionsweise der Momentenmethode sehr gut dargestellt. Das Ziel der Momentenmethode liegt bei dieser Anwendung darin, die Differentialgleichungen der Maxwell'schen Gleichungen in ein durch einen Computer lösbares lineares Gleichungssystem zu transformieren. In der Vektorschreibweise ist dies jedoch schwer verständlich, da die entwickelten Koeffizienten ebenfalls in Vektoren geschrieben werden. Hier ist der Unterschied zwischen den Vektorfeldern der Maxwell'schen Gleichungen und den Koeffizientenvektoren beim ersten Kontakt mit dieser Methode schlecht zu erkennen.

Mit äußeren Differentialformen ergibt sich folgende wesentlich klarere Struktur: (3.56) enthält innerhalb der Integrale jeweils zwei 1-Formen, die durch das äußere Produkt \wedge zu einer 2-Form verknüpft werden [82]. Eines der Integrale wird über das Quellendreieck integriert, das andere über das Beobachtungsdreieck. Das Integral über den Beobachtungsraum stammt aus dem inneren Produkt, welches zur Lösung der MoM in (3.33) definiert wurde. Das Integral über den Quellenraum kommt direkt aus der EFIE. Eine 2-Form wird immer über eine Fläche integriert, weshalb in (3.56) über die Fläche S der Quellen- bzw. Beobachtungsdreiecke $T_{m,n}^\pm$ integriert wird.

Durch die Integration sind beide Seiten von (3.56) skalar. Die skalare Gleichung (3.56) kann für $m = N$ Beobachtungsdreiecke gebildet werden und enthält jeweils eine Summe über die $m = N$ Quellendreiecke. Diese Gleichungen können auch in einem durch einen Computer direkt lösbaren linearen Gleichungssystem der Dimension $N \times N$ in Gleichung (3.57) in Vektorschreibweise zusammengefasst werden.

Hier ist bereits durch die Schreibweise der Unterschied zwischen den 1-Formen und 2-Formen der Maxwellschen Gleichungen und den Vektorgleichungen, die durch die Momentenmethode entstanden sind, ersichtlich. Verwendet man hingegen die Vektorschreibweise [19] zur Lösung der MoM, ist besonders für Einsteiger in die Materie oft der Unterschied zwischen Vektoren, die Vektorfelder darstellen, und solchen, die skalare Koeffizienten zusammenfassen, nicht ersichtlich.

3.3.6 Modellierung der Erregung

Die Elemente des Erregungsvektors \mathbf{V} erhält man bei Erregung durch eine einfallende Welle, in dem man die Feldstärke an den Zentren der Dreiecke, die durch die ungestörte Welle $\underline{\mathcal{E}}^{in}$ verursacht würde, berechnet [76]. Mit diesen Werten für die Feldstärke an den Zentren der Dreiecke m

$$E_m^\pm = \underline{\mathcal{E}}^{in}(\mathbf{r}_m^\pm) \quad (3.69)$$

ergibt sich für die Elemente des Erregungsvektors \mathbf{V}

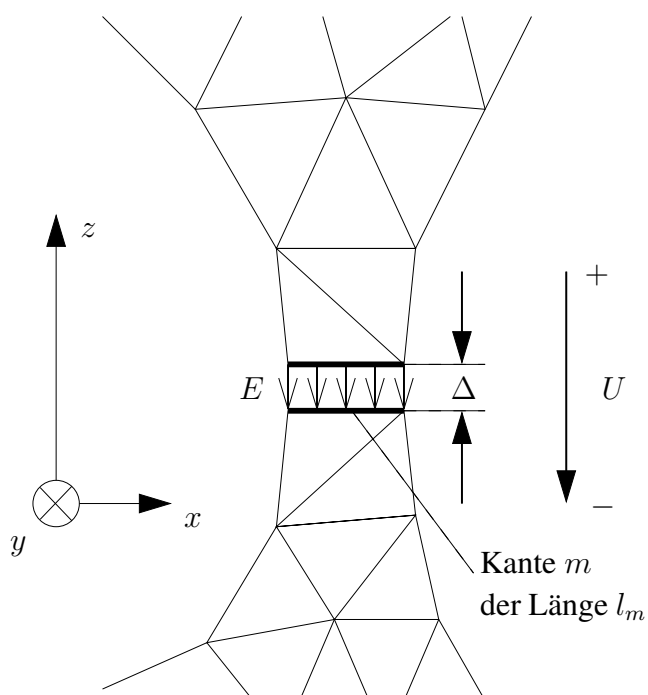
$$V_m = \frac{l_m}{2} [E_m^+ \cdot (\mathbf{r}_{m+}^c - \mathbf{t}_{0,m+}) - E_m^- \cdot (\mathbf{r}_{m-}^c - \mathbf{t}_{0,m-})] , \quad (3.70)$$

wobei dieselbe Bezeichnung der Variablen gilt wie in (3.66).

Betrachtet man jedoch die Abstrahlung von einer mit einer Spannungsquelle gespeisten Antenne, so muss ein Speisemodell eingeführt werden. Bei der einfachsten Modellierung wird mit einer Deltafunktion über eine oder mehrere Basis-1-Formen angeregt [67]. Eine solche Speisung ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Hier wird eine Spannung U über einen Spalt der Breite Δ eingespeist. \mathcal{E}_{gap} bezeichnet die Feldstärke in dem betrachteten Bereich. Für $\Delta \rightarrow 0$, gilt dann

$$\mathcal{E}_{gap} = U\delta(n) . \quad (3.71)$$

Damit ist die Feldstärke über den zur Speisekante reduzierten Spalt definiert. Um diese in eine generalisierte Spannung V_m zu übertragen, muss noch auf die Länge

Abbildung 3.5: Modell der Speisekante m

der Speisekante normiert werden. Diese erhält man durch eine Integration der Feldstärke über die Fläche der beiden durch die Speisekante m getrennten Dreiecke T_m^+ und T_m^- :

$$V_m = \int_{T_m^+ + T_m^-} \mathcal{E}_{gap} \cdot f_m = l_m U \quad (3.72)$$

Die Speisekante m wird mit der generalisierten Spannung V_m beaufschlagt, während alle anderen Elemente von V zu $V_{n \neq m} = 0$ gesetzt werden. Werden mehrere Kanten gleichzeitig gespeist, muss die Gesamtlänge aller gespeisten Kanten in (3.72) eingesetzt werden. Mit diesem einfachen Modell ist die Erregung verschiedener Antennen bereits sehr gut zu abbilden.

3.3.7 Hinweise zur Implementierung

Dielektrika

Mit der soeben erläuterten Momentenmethode lassen sich prinzipiell alle elektromagnetischen Probleme lösen. Sollen Dielektrika berücksichtigt werden, muss auf

der Oberfläche die CFIE aus Abschnitt 3.2.4 aufgestellt und mittels der Momentenmethode gelöst werden. Da hierbei auf jeder Basis-1-Form sowohl ein elektrischer Oberflächenstrom als auch eine magnetische Verschiebungsdichte definiert sind, verlangen Dielektrika doppelt so viele Koeffizienten und daher den vierfachen Speicherbedarf für die Matrix wie PEC-Körper. Die einzige Einschränkung in Bezug auf die Modellierung der Realität ist, dass Dielektrika geschlossene Formen haben oder den gesamten freien Raum ausfüllen müssen. Da ein in nur eine Richtung unbegrenztes Dielektrikum ein in der Realität kaum vorkommendes Problem darstellt, kann diese Einschränkung in Bezug auf das vorliegende Problem der Fahrzeugantennensimulation vernachlässigt werden.

Wesentlich wichtiger ist jedoch, dass die durch die Momentenmethode erstellte Matrix Z voll besetzt ist. Zur Berechnung des Koeffizientenvektors \mathbf{I} aus (3.67) ist daher die Inverse der gesamten Matrix zu bilden. Diese wird üblicherweise mit der Gauß-Elimination oder vergleichbaren Verfahren durchgeführt, was einen Rechenaufwand von $\mathcal{O}(n^3)$ erfordert.

Dies führt bei großen Problemen zu intolerablem Speicherbedarf und langen Rechenzeiten. Insbesondere bei Anwendung der CFIE, bei der für das Dielektrikum die doppelte Anzahl an Unbekannten benötigt wird, steigt der Rechenaufwand stark an.

Deshalb ist vor Beginn der Modellerstellung zu bewerten, wie stark der zu erwartende Einfluss des Dielektrikums auf die Antennenstruktur ist, und ob es effizientere Methoden gibt, das Dielektrikum zu berücksichtigen. Dies wären beispielsweise äquivalente Beschichtungen von Drahtsegmenten nach Popović [73].

Diskretisierung

Zur Nutzung der RWG-Basis-1-Form wird die zu berechnende Oberfläche in Dreiecken diskretisiert. Dabei ist darauf zu achten, dass keine extremen Seitenverhältnisse im Dreieck vorliegen. Um eine beliebige Stromflussrichtung in einem einzelnen Dreieck zu erzielen, werden die Anteile am Stromfluss der drei benachbarten Basis-1-Formen linear miteinander kombiniert. Ist das Seitenverhältnis sehr groß, muss auch das Verhältnis der Koeffizienten der Basisfunktionen in gleichem Maße steigen. Bei extremen Verhältnissen ergeben sich ungünstig konditionierte Matrizen, die bei der Invertierung die Auflösung des Rechners voll ausnützen und teilweise übersteigen. Daher sollten Seitenverhältnisse in einem Dreieck einen Wert von 1 : 30 möglichst nicht überschreiten.

Die Basis-1-Formen bilden den Stromfluss durch stückweise lineare Kombinationen nach. Um den Verlauf einer Sinusfunktion stückweise linear korrekt an-

zunähern, sollten pro Periode mindestens 10, besser 20 Segmente verwendet werden. Daraus folgt, dass die maximale Kantenlänge l der Dreiecke direkt abhängig von der höchsten zu berechnenden Frequenz ist und entsprechend der soeben gemachten Angaben Werte von $l < \lambda_{min}/10$, besser sogar $l < \lambda_{min}/20$ nicht überschreiten sollte [28, 37]. An Kanten und feinen Übergängen ist auch diese Regel teilweise nicht ausreichend. Zur Erzeugung und Veränderung von entsprechenden qualitativ hochwertigen Dreiecksnetzen stehen inzwischen viele hocheffiziente Algorithmen und Tools zur Verfügung, so dass die Erstellung der Basisgeometrie kein Problem mehr darstellt [105].

Kritische Geometrien

Bei der numerischen Lösung der EFIE in Abschnitt 3.3.5 wurde bereits darauf hingewiesen, dass ein Point Matching im Beobachtungsdreieck stattfindet. Das bedeutet, dass das Integral über das Beobachtungsdreieck durch den Wert am Mittelpunkt angenähert wird. Da dieses Integral den Faktor $1/r$ enthält, besteht bei nahe zueinander gelegenen Dreiecken die Gefahr, dass diese Singularität durch das Point Matching falsch bewertet wird. Dieser Effekt tritt insbesondere dann auf, wenn große Dreiecke in sehr geringem Abstand zueinander in parallelen Ebenen liegen [10]. Für den vertikalen Abstand zweier parallel zueinander liegender Dreiecke sollte daher

$$d > l_{max}/10 \quad (3.73)$$

gelten, wobei l_{max} die maximale Kantenlänge der beiden Dreiecke ist.

3.3.8 Modelle und Rechenzeiten für MoM

In diesem Abschnitt werden einige Modelle, die mit der MoM berechnet wurden, mit ihren modellspezifischen Besonderheiten vorgestellt. Der Speicherbedarf zur Berechnung mit der MoM sowie Rechenzeiten sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Der in der Spalte *RAM* aufgeführte Arbeitsspeicherbedarf wird benötigt, um die Matrix vollständig im Arbeitsspeicher abzulegen. Diese Matrix muss zur Lösung von (3.67) invertiert werden. Kann diese Operation nicht vollständig im Arbeitsspeicher durchgeführt werden, müssen die Daten auf der Festplatte zwischengespeichert werden. Da die Zugriffszeit der Festplatte um ein Vielfaches höher ist, steigt auch die Rechenzeit wesentlich an.

Ein sehr einfaches Modell ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Es enthält eine rechteckige Messkiste mit 4908 Dreieckselementen. Durch die sehr einfache Struktur des Modells ergeben sich keine Probleme bei der Erstellung des Netzes.

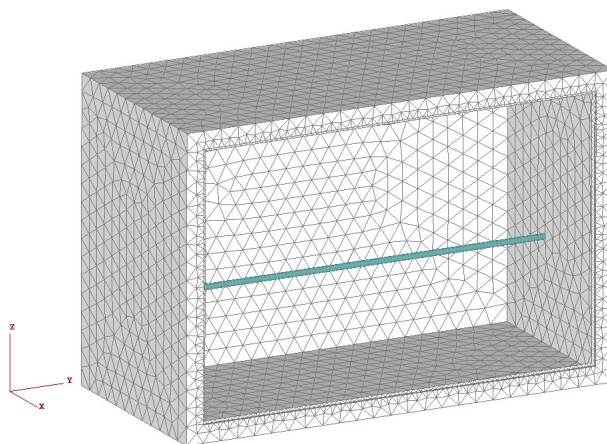


Abbildung 3.6: Netz einer einfachen Kiste mit Monopolantenne

Abbildung 3.7 zeigt ein vergleichsweise grobes Modell eines Fahrzeugs. In diesem Modell sind die Fahrzeugtüren nicht mit dem Fahrzeugrahmen verbunden. Da der in der Realität wahrscheinlich auftretende Stromfluss über die Scharniere nicht nachgebildet werden kann, sind bei diesem stark vereinfachten Modell Abweichungen zwischen Simulation und Messung zu erwarten. Wird das Modell um diese Elemente ergänzt, ist jedoch darauf zu achten, dass die Bedingung aus (3.73) eingehalten wird. Bereits dieses einfache Modell besitzt 12210 Dreiecke.

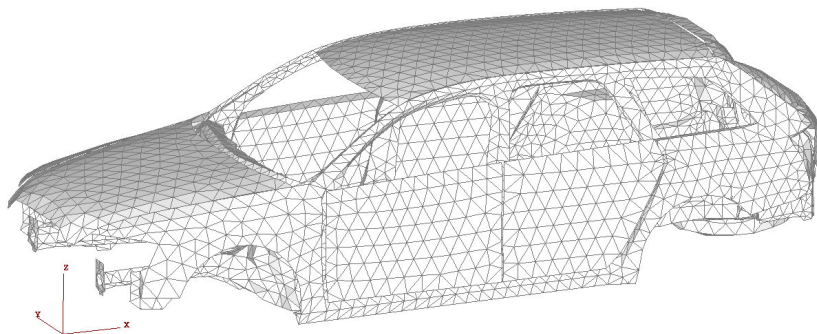


Abbildung 3.7: Grobes Netz eines Fahrzeugs

Wie in Kapitel 6 erläutert wird, muss die tatsächliche Ausdehnung der Massefläche in der Simulation unbedingt berücksichtigt werden. Aus diesem Grund ist im Modell in Abbildung 3.8 die metallische Grundplatte eines Drehtellers in das Modell integriert. Dadurch steigt die Zahl der Dreiecke auf 23204 Elemente an. Zur Speicherung der Matrix werden 17560 MB benötigt. Selbst modernste Arbeitsplatzrechner können diesen Speicherbedarf nicht befriedigen. Daher

ist zur Berechnung eines solchen Modells zwingend ein Rechnerverbund (Cluster) nötig.

Es ist zu beachten, dass das Fahrzeug in Abbildung 3.8 immer noch vergleichsweise ungenau ist. So wurden von außen nicht sichtbare Teile, wie Türinnenbleche, Hutablagen, Trennbleche, Sitzgestelle noch nicht berücksichtigt. Da insbesondere bei doppellagigen Bauteilen wie Türen die Bedingung aus (3.73) eine maximale Größe der Dreiecke angibt, steigt bei einem guten Fahrzeugmodell die Anzahl der Dreiecke auf rund 45000 Elemente. Die Daten für ein solches Modell sind ebenfalls in Tabelle 3.1 aufgeführt.

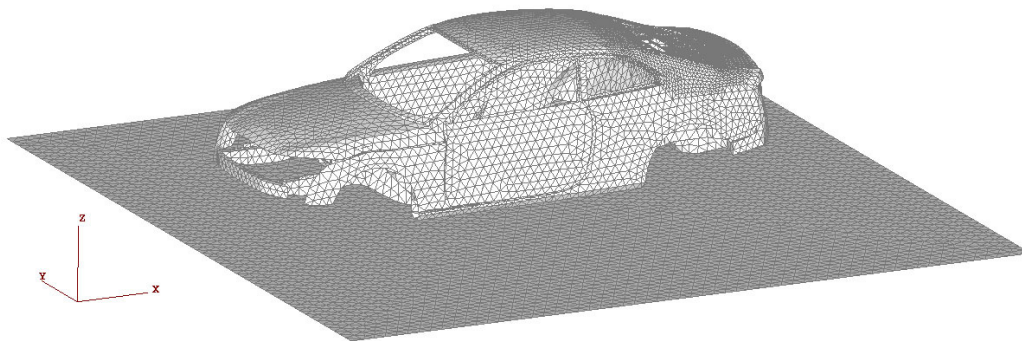


Abbildung 3.8: Netz eines Fahrzeugs auf einer Metallfläche

Für eine korrekte Simulation von Fahrzeugen müssen zusätzlich viele Dielektrika wie beispielsweise Scheiben und Innenraumverkleidungen berücksichtigt werden. Obwohl die Scheiben im Vergleich zur berücksichtigenden Wellenlänge sehr dünn sind, besitzen sie für die aufgedruckten Antennen einen großen Einfluss, da die effektive Permittivität ϵ_{eff} und damit die effektive Länge der Antenne verändert wird. Scheiben ohne Antennen können vernachlässigt werden, da ihre Durchstrahlung kaum einen Einfluss auf die sie durchdringende Welle hat. Im Innenraum sind weiterhin viele auch verlustbehaftete Materialien verbaut, die insbesondere bei sich im Fahrzeug bildenden stehenden Wellen signifikanten Einfluss besitzen.

In Abbildung 3.9 ist ein sehr einfaches Modell mit Dielektrikum gezeigt. Die Apertur entspricht in der Größe etwa einer Heckscheibe; der teilweise absorbergefüllte Hohlraum ist ein stark vereinfachtes Modell des Fahrzeuginnenraums mit Innenverkleidung. Bildet man den Absorber als verlustbehaftetes Dielektrikum nach, erhält man für das Modell 3977 Metalldreiecke (PEC) und 11548 dielektrische Dreiecke ($\epsilon_r \neq 1$). Ein Teil der dielektrischen Dreiecke hat gleichzeitig PEC-Randbedingungen, d.h. sie liegen auf dem PEC auf. Die dielektrischen Dreiecke

benötigen wie in Abschnitt 3.2.4 erklärt die doppelte Anzahl von Basisfunktionen. Deshalb steigen sowohl der Speicheraufwand als auch die Rechenzeit stark an.

In einer weiteren Simulation wurden alle dielektrischen Dreiecke durch PEC-Dreiecke ersetzt. Wie in Tabelle 3.1 zu erkennen ist, sinken dadurch Rechenzeit sowie Speicherbedarf auf einen Bruchteil.

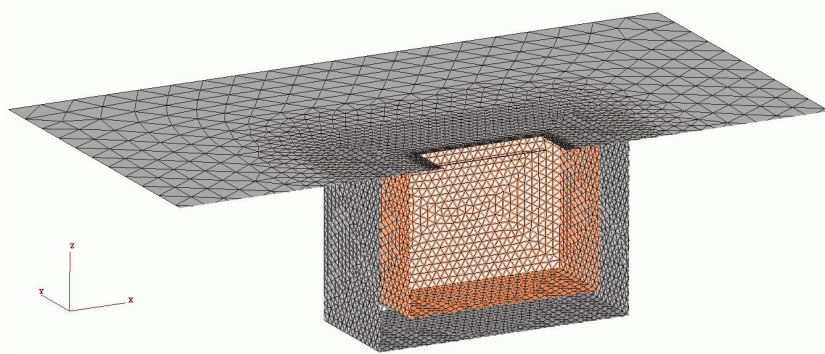


Abbildung 3.9: Apertur mit rückseitigem, teilweise absorbergefülltem Hohlraum

Tabelle 3.1 zeigt zudem eine kurze Übersicht der Berechnungsdauer der oben gezeigten Modelle pro Frequenzpunkt. Bei breitbandigeren Untersuchungen vervielfacht sich diese Rechenzeit um die Anzahl der zu berücksichtigenden Frequenzpunkte. Für die Simulationen wurde ein Cluster verwendet, der 40 Prozessoren (CPUs) à 3 GHz mit je 4 GB Arbeitsspeicher besitzt. Diese sind in 10 Knoten zu je 4 CPUs zusammengefasst, die jeweils nur als Einheit angesprochen werden können. Da der Cluster zur Eigenverwaltung ebenfalls Arbeitsspeicher beansprucht, stehen pro Prozessor nur etwa 3 GB RAM für die Simulation zur Verfügung. Eine optimale Ausnutzung des Clusters ist gegeben, wenn der verfügbare Arbeitsspeicher nahezu vollständig genutzt wird. Eine Erhöhung der Prozessoranzahl über den benötigten Arbeitsspeicher hinaus führt nur zu einer stark unterproportionalen Reduzierung der Rechenzeit, da die vergleichsweise langsame Kommunikation zwischen den Knoten die Steigerung der Rechenleistung nahezu wieder aufhebt. Daher enthält Tabelle 3.1 eine weitere Spalte mit der Anzahl der benötigten CPUs. Die Rechenzeit ist in absolut vergangener Zeit angegeben – hier ist also bei Bestimmung der Rechenkosten zu berücksichtigen, wie viele Prozessoren für den Zeitraum belegt wurden².

²Eine Multiplikation der absoluten Zeit mit der Anzahl der Prozessoren ist nicht sinnvoll, da dann der Anstieg der Kommunikationszeit zwischen den Knoten nicht berücksichtigt würde.

Name	Anzahl Δ		RAM [MB]	CPUs	Rechenzeit [min:s]
	PEC	$\epsilon_r \neq 1$			
Kiste	4908	0	814	4	2:48
Fahrzeug grob	12210	0	4102	4	15:08
Fahrzeug mit Boden	23204	0	17560	8	104:24
Detailliertes Fahrzeug	44323	0	67168	28	102:41
Apertur mit Dielektrikum	3977	11548	24242	12	54:49
Apertur nur mit PEC	15525	0	8275	4	28:01

Tabelle 3.1: Rechenzeiten pro Frequenzpunkt für diverse Modelle

Kapitel 4

Eine hybride MoM/UTD-Methode

Konforme Fahrzeugantennen befinden sich hauptsächlich in Aperturen der metallischen Karosserie (vgl. Abschnitt 2.1.1). Vereinfacht dargestellt bildet die Fahrerkabine eines Fahrzeugs einen (nicht notwendigerweise resonanten) Hohlraum, der eine oder mehrere Aperturen besitzt.

Die Kopplung einer elektromagnetischen Welle durch eine Apertur in einen dahinterliegenden Hohlraum ist auf dem Gebiet der Elektromagnetischen Verträglichkeit ein wichtiges Problem, da es die Schirmwirkung von Metallgehäusen beschreibt. Diese Aufgabenstellung wurde bereits erfolgreich mit der MoM gelöst [58, 15, 97]. Als Variation dieses Problems wurden auch Aperturen untersucht, durch die ein Leiter hindurchführt [23]. In diesen in der Literatur gegebenen Modellen wird das Feld in der Apertur durch eine einfallende Welle angeregt, während das Modell einer Fahrzeugantenne durch eine Quelle in der Aperturebene angeregt werden muss. Für die Anregung in der Aperturebene wird deshalb in dieser Arbeit ein neues Quellenmodell entwickelt.

Zunächst wird ein einfaches Modell einer Fahrzeugantenne gebildet: Die Außenhaut der Karosserie mit der Fensteröffnung wird durch eine Metallfläche mit einer Apertur ersetzt. Die Fahrerkabine mit den verlustbehafteten Innenraummaterialien wird zu einem mit Absorbern ausgekleideten Hohlraum vereinfacht. Eine Darstellung dieses Modells ist in Abb. 4.1 zu sehen.

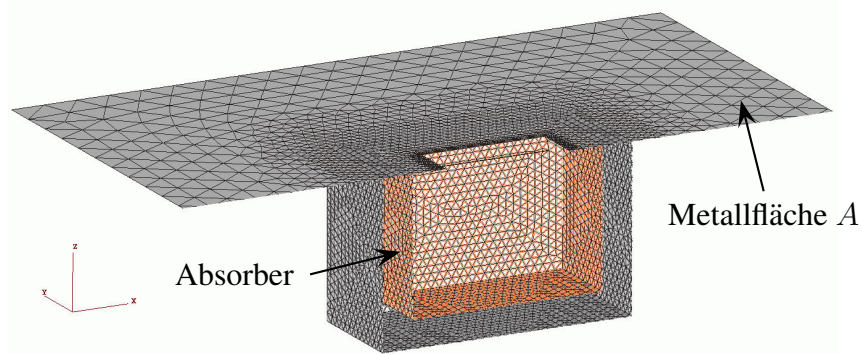


Abbildung 4.1: Netz einer Aperturantenne mit rückseitigem Absorber

4.1 MoM für magnetische Stromflussdichte

4.1.1 Integralgleichungen mit magnetischer Ladung

Zur Berechnung der Feldverteilung in der Apertur führen wir zusätzlich zu elektrischer Ladung \underline{Q}_e und elektrischem Strom \underline{J}_e eine fiktive magnetische Ladung \underline{Q}_m ein [69]. Bewegte magnetische Ladungen führen zu einem magnetischen Strom \underline{J}_m . Damit werden die Maxwellgleichungen (3.2) zu

$$d\underline{\mathcal{E}} = -j\omega\underline{\mathcal{B}} + \underline{J}_m \quad (4.1a)$$

$$d\underline{\mathcal{H}} = j\omega\underline{\mathcal{D}} + \underline{J}_e \quad (4.1b)$$

$$d\underline{\mathcal{D}} = \underline{Q}_e \quad (4.1c)$$

$$d\underline{\mathcal{B}} = \underline{Q}_m \quad (4.1d)$$

In dieser Formulierung zeigen die Maxwellgleichungen nahezu perfekte Symmetrie. Lösungskonzepte, die zur Berechnung von elektrischen Strömen auf elektrischen Leitern entwickelt wurden, können daher direkt zur Lösung der magnetischen Ströme in der Apertur herangezogen werden. Hier sei darauf hingewiesen, dass magnetische Ladung und magnetischer Strom nicht notwendigerweise physikalisch existieren, sondern hier nur zur Vereinfachung der Lösung eingesetzt werden.

Nehmen wir nun an, die Metallfläche A sei unendlich ausgedehnt. Dann bedecken wird die Apertur mit einem perfekten magnetischen Leiter (Perfect Magnetic Conductor – PMC). Wir nutzen das Äquivalenzprinzip [40], um die elektromagnetischen Quellen, die die Abstrahlung von der Apertur verursachen, durch einen äquivalenten magnetischen Strom auf beiden Seiten des PMC zu ersetzen. Dieser

eingeprägte magnetische Strom muss die gleiche Feldverteilung in beiden, durch die Metallfläche getrennten Halbräumen zur Folge haben wie sie auch ohne PMC entsteht.

Aus dem magnetischen Strom $\underline{\mathcal{J}}_m$ kann der magnetische Oberflächenstrom auf dem PMC $\underline{\mathcal{J}}_m^{PMC}$ und aus diesem die gesuchte Größe des elektrischen Feldes in der Apertur $\underline{\mathcal{E}}^{Apertur}$ bestimmt werden [16]:

$$\mathbf{n} \wedge \underline{\mathcal{E}}^{Apertur} = -\mathbf{n} \wedge \underline{\mathcal{J}}_m^{PMC} \quad (4.2)$$

Das elektromagnetische Feld, das durch $\underline{\mathcal{J}}_m$ angeregt wird, kann nur dann von einem skalaren Potential abgeleitet werden, wenn das Feld im betrachteten Bereich rotationsfrei ist. Durch die Einführung einer Potentialtrennfläche (Potential Partitioning Surface – PPS), wird der den Leiter umgebende Raum so getrennt, dass alle möglichen Integrationspfade, die einen Leiter umschließen, durch eine PPS getrennt werden [64, 63]. Der PMC, der die Apertur bedeckt, trennt den Problemraum in zwei Unterräume mit jeweils rotationsfreiem magnetischen Feld und fungiert daher zugleich als PPS wie in Abb. 4.2 zu sehen ist. Eine Lösung des Problems kann erzielt werden, indem man zunächst die Teilprobleme in den Unterräumen löst und dann das Feld beidseits der PMC-Grenzfläche abgleicht.

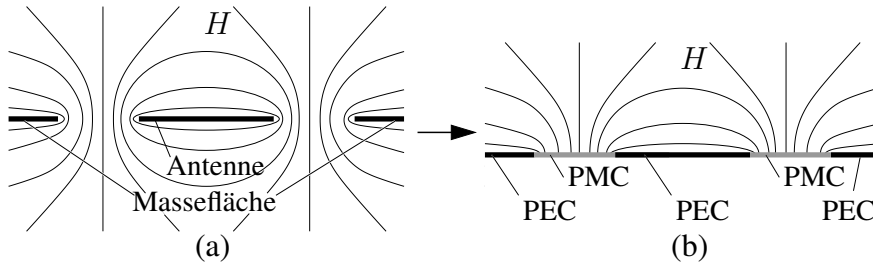


Abbildung 4.2: Trennung möglicher Integrationspfade durch PPS

Im Bereich des PMC gilt des Weiteren $\underline{\mathcal{J}} = 0$ und $\underline{\mathcal{Q}}_e = 0$. Deshalb ist die elektrische Stromflussdichte divergenzfrei. Daher kann analog der Herleitung der EFIE in Abschnitt 3.2.2 das magnetische Feld $\underline{\mathcal{H}}$ in Abhängigkeit des magnetischen Stroms $\underline{\mathcal{J}}_m$ bestimmt werden [95]:¹

$$\underline{\mathcal{H}} = j\omega\varepsilon \int_V \underline{\mathcal{G}}_m \wedge \underline{\mathcal{J}}_m \quad (4.3)$$

Hier ist $\underline{\mathcal{G}}_m$ wiederum eine Greensche Dyade

$$\underline{\mathcal{G}}_m = \left(1 - \frac{1}{k^2} \mathbf{d} \star \mathbf{d} \star\right) G_{m0} \mathcal{I} \quad (4.4)$$

¹Zur Erhöhung der Lesbarkeit wird im nachfolgenden Teil der Arbeit auf die Schreibung der Strichindizes verzichtet wird.

wobei darauf hingewiesen sei, dass im Vergleich zu $\underline{\mathcal{G}}$ aus (3.9) ein Vorzeichenwechsel im zweiten Term stattgefunden hat, der auf die verbleibende Asymmetrie der Vorzeichen in den in (4.1) gegebenen Maxwellgleichungen zurückzuführen ist.

G_{m0} ist gegeben durch

$$G_{m0} = \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi\mu|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \quad (4.5)$$

und \mathcal{I} bezeichnet die Einheits-Doppel-1-Form aus (3.10). Mit (4.4) und (4.5) wird (4.3) zu

$$\underline{\mathcal{H}} = j\omega\varepsilon\mu \int G_{m0}\mathcal{I} \wedge \underline{\mathcal{J}}_m - \frac{j}{\omega} d \star d \star \int G_{m0}\mathcal{I} \wedge \underline{\mathcal{J}}_m, \quad (4.6)$$

was mit Berücksichtigung der Lorenz-Eichung $\star d \star \underline{\mathcal{A}}^e = j\omega\varepsilon\mu\Phi^e$ verkürzt werden kann zu

$$\underline{\mathcal{H}} = j\omega\underline{\mathcal{A}}^e + d\Phi^e, \quad (4.7)$$

wobei $\underline{\mathcal{A}}^e$ und Φ^e hier das elektrische Vektorpotential

$$\underline{\mathcal{A}}^e = \varepsilon\mu \int G_{m0}\mathcal{I} \wedge \underline{\mathcal{J}}_m \quad (4.8)$$

und das magnetische Skalarpotential

$$\Phi^e = -\frac{j}{\omega} \int \star d \star G_{m0}\mathcal{I} \wedge \underline{\mathcal{J}}_m \quad (4.9)$$

bezeichnen.

4.1.2 Berechnung der magnetischen Ströme mit der MoM

Zur Lösung von (4.6) wird die Momentenmethode analog zu Abschnitt 3.3.5 eingesetzt. Dazu expandiert man den unbekanntem magnetischen Strom $\underline{\mathcal{J}}_m$ in der Apertur mit

$$\underline{\mathcal{J}}_m(\mathbf{r}) = \sum_n^N V_n \mathbf{f}_n(\mathbf{r}), \quad (4.10)$$

wobei V_n verallgemeinerte Spannungsamplituden und $\mathbf{f}_n(\mathbf{r})$ eine geeignete Basis-1-Form wie in Abschnitt 3.3.4 eingeführt bezeichnen. Setzt man nun (4.10) in

(4.6) ein und testet die resultierende Gleichung in einer Anwendung der Galerkinmethode mit \mathbf{f}_m , so erhält man nach partieller Integration:

$$\begin{aligned} \int_S \mathbf{f}_m \wedge \underline{\mathcal{H}} &= j\omega\varepsilon\mu \int_S \mathbf{f}_m \wedge \int_S' G_{m0}\mathcal{I} \wedge \sum_n^N V_n \mathbf{f}_n \\ &\quad - \frac{j}{\omega} \int_S d\mathbf{f}_m \wedge \int_S' \star d \star G_{m0}\mathcal{I} \wedge \sum_n^N V_n \mathbf{f}_n \end{aligned} \quad (4.11)$$

Für ein einfallendes magnetisches Feld $\underline{\mathcal{H}}^{in}$ ergibt sich aus den Randbedingungen das tangentielle magnetische Feld auf der Oberfläche des PMC $\underline{\mathcal{H}}^{tan}$ zu

$$\mathbf{n} \wedge \underline{\mathcal{H}}^{in} = -\mathbf{n} \wedge \underline{\mathcal{H}}^{tan}, \quad (4.12)$$

so dass die linke Seite von (4.11), sofern die Basis-1-Formen \mathbf{f}_n auf der Oberfläche des PMC definiert sind, zu

$$- \int_S \mathbf{f}_m \wedge \underline{\mathcal{H}}^{tan} \quad (4.13)$$

wird. Die daraus resultierende Gleichung kann als System linearer Gleichungen der Größe $N \times N$ geschrieben werden:

$$\mathbf{I} = \mathbf{YV} \quad (4.14)$$

Die N -dimensionalen Vektoren \mathbf{I} und \mathbf{V} fassen die verallgemeinerten Erregungsströme I_n und die in (4.10) eingeführten verallgemeinerten Spannungsamplituden V_n zusammen. Die Koeffizienten von \mathbf{Y} werden analog der Koeffizienten von \mathbf{Z} in Abschnitt 3.3.5 berechnet. Mit (3.58), (4.14) und (4.11) erhält man

$$Y_{mn} = j\omega\mu\varepsilon \int_S \mathbf{f}_m \wedge \int_S' G_{m0}\mathcal{I} \wedge \mathbf{f}_n - \frac{j}{\omega} l_m \int_S' \star d \star G_{m0}\mathcal{I} \wedge \mathbf{f}_n. \quad (4.15)$$

Da sowohl für \mathbf{f}_n als auch für \mathbf{f}_m über jeweils 2 Dreiecke integriert werden muss, sind zur Berechnung der beiden Terme auf der rechten Seite von (4.15) jeweils 4 Teilintegrale zu berechnen. Daher schreiben wir:

$$j\omega\mu\varepsilon \int_S \mathbf{f}_m \wedge \int_S' G_{m0}\mathcal{I} \wedge \mathbf{f}_n = \mathcal{A}_{m+,n+}^e + \mathcal{A}_{m+,n-}^e + \mathcal{A}_{m-,n+}^e + \mathcal{A}_{m-,n-}^e \quad (4.16)$$

$$\frac{j}{\omega} l_m \int_S' \star d \star G_{m0}\mathcal{I} \wedge \mathbf{f}_n = -\Phi_{m+,n+}^e + \Phi_{m+,n-}^e + \Phi_{m-,n+}^e - \Phi_{m-,n-}^e \quad (4.17)$$

Die in (4.7) eingeführten Potentiale unterscheiden sich nur durch die Definition der Greenschen Funktion G_{m0} von dem magnetischen Vektorpotential $\underline{\mathcal{A}}$ und

elektrischem Skalarpotential Φ aus (3.16) und (3.17). Die Koeffizienten aus (4.16) und (4.17) können folglich direkt aus denen in (3.66) und (3.65) berechnet werden:

$$\mathcal{A}_{m\pm,n\pm}^e = \frac{\varepsilon}{\mu} \cdot \mathcal{A}_{m\pm,n\pm} \quad (4.18)$$

$$\Phi_{m\pm,n\pm}^e = \frac{\varepsilon}{\mu} \cdot \Phi_{m\pm,n\pm} \quad (4.19)$$

Mit diesen Koeffizienten kann die magnetische Stromverteilung in der Apertur mit

$$\mathbf{V} = \mathbf{Y}^{-1}\mathbf{I} \quad (4.20)$$

bestimmt werden.

4.1.3 Magnetische Anregung

Die Erregung der Antenne erfolgt dual zur in Abschnitt 3.3.6 erläuterten Speisung mittels einer Impulsanregung durch einen eingepprägten Strom über einen infinitesimalen Spalt. Der Erregungsvektor \mathbf{I} besitzt das Element

$$I_m = l_m I_0 \quad , \quad (4.21)$$

welches die Erregung des Spalts beschreibt. Alle anderen Elemente verschwinden, das heißt

$$I_n = 0 \quad \text{für alle } n \neq m \quad . \quad (4.22)$$

Wird an mehr als einer Kante gespeist, gilt (4.21) für alle gespeisten Kanten.

Abbildung 4.3 zeigt das Basisprinzip einer jeden Scheibenantenne: Ein Rahmen umfasst eine Apertur, in deren Ebene eine Antennenstruktur – hier ein Monopol – eingelegt ist. Die Speisung erfolgt am Rand der Apertur im Speisegebiet. Bei Berechnung der Oberflächenstromdichte erfolgt die Speisung durch Einprägen einer Spannung in x -Richtung über die Speiseregion hinweg.

Verwendet man die hier beschriebene Methode, erfolgt die Speisung über einen eingepprägten magnetischen Strom. Um die Ergebnisse dieser Methoden mit solchen, die durch Berechnung der Oberflächenstromdichte erzielt wurden, zu vergleichen, muss der elektrische Speisestrom der Antenne in einen äquivalenten magnetischen Strom umgewandelt werden. Abbildung 4.4 illustriert, wie eine x -gerichtete, elektrische Oberflächenstromdichte $\underline{\mathcal{J}}$ in eine y -gerichtete, äquivalente magnetische Oberflächenstromdichte $\underline{\mathcal{J}}_m$ übertragen wird. Das durch die beiden Stromdichten hervorgerufene Feld ist aufgrund des Babinetschen Prinzips

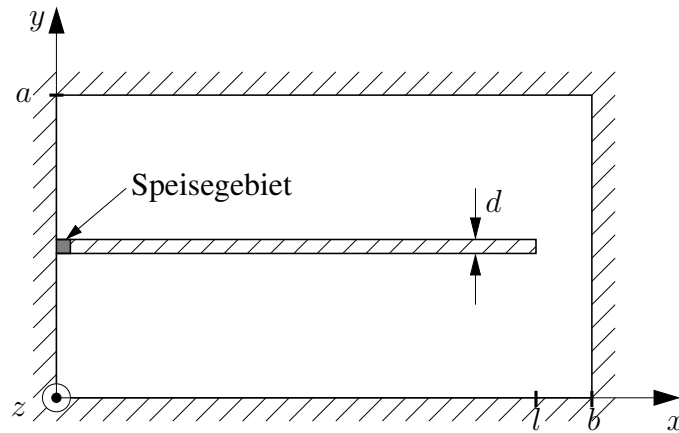


Abbildung 4.3: Apertur mit Monopolantenne

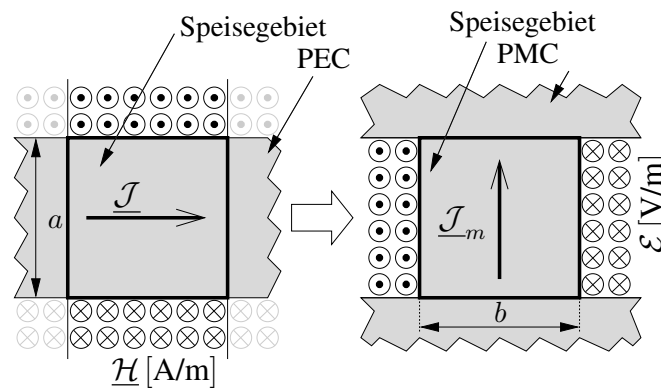


Abbildung 4.4: Umwandlung der Speisung in äquivalenten magnetischen Strom

gleich [82]. In der in Abbildung 4.3 dargestellten Geometrie wird bei Berechnung mit elektrischen Strömen der Bereich des PEC vernetzt, bei Berechnung mit magnetischen Strömen hingegen nur der Bereich der Apertur bzw. des eingeführten PMC. Lediglich das Speisegebiet ist im Netz für beide Berechnungsmethoden vorhanden (vgl. auch Abb. 4.4).

Will man mittels der magnetischen Ströme Ergebnisse erzielen, die direkt mit solchen einer Speisung mit einer Spannung von V_0 vergleichbar sind, wählt man zunächst eine Erregung der beliebigen Stärke I_0 . Nach Berechnung der Koeffizienten \mathbf{V} von $\underline{\mathcal{J}}_m$ mittels (4.20) muss das Ergebnis noch normalisiert werden:

$$\mathbf{V}_{norm} = \frac{\mathbf{V} \cdot V_0}{V_m / l_m} \quad , \quad (4.23)$$

wobei hier $l_m = b$ die Länge der Speisekante $l_m = b$, V_0 die äquivalente Spei-

sespannung bei Berechnung mit elektrischer Oberflächenstromdichte und V_m den berechneten magnetischen Strom V_m auf der Kante m bezeichnen. Verwendet man V_{norm} zur Berechnung von elektromagnetischen Feldern, sind diese direkt vergleichbar mit solchen, die durch Berechnung der elektrischen Oberflächenstromdichte mit einer Speisung von V_0 erzielt wurden.

4.1.4 Abstrahlung der Apertur mit magnetischem Strom

Das von der magnetischen Stromverteilung $\underline{\mathcal{J}}_m$ der Apertur abgestrahlte Feld kann berechnet werden, indem man die Lorenz-Eichung $\star d \star \underline{\mathcal{A}}^e = j\omega\varepsilon\mu\Phi^e$ [70] in (4.7) einsetzt. So erhält man für das Magnetfeld

$$\underline{\mathcal{H}} = \frac{1}{j\omega\mu\varepsilon} d \star d \star \underline{\mathcal{A}}^e + j\omega\underline{\mathcal{A}}^e . \quad (4.24)$$

$\underline{\mathcal{A}}^e$ kann mit (4.8) und (4.10) direkt aus den Koeffizienten V_n bestimmt werden. Zur Berechnung des elektrischen Feldes setzt man (3.3b) in (4.1b) ein und erhält

$$j\omega\varepsilon \star \underline{\mathcal{E}} = d\underline{\mathcal{H}} - \underline{\mathcal{J}}_e . \quad (4.25)$$

In der Apertur ist die elektrische Stromflussdichte $\underline{\mathcal{J}}_e = 0$. Setzt man nun (4.24) in (4.25) ein, ergibt sich unter Berücksichtigung von $d d\mathcal{V} = 0$ [82]

$$\underline{\mathcal{E}} = \frac{1}{\varepsilon} d\underline{\mathcal{A}}^e . \quad (4.26)$$

Dieses Ergebnis kann aufgrund der Dualität des elektrischen und magnetischen Feldes auch aus der MFIE (3.25) abgeleitet werden.

Bei der Berechnung von $\underline{\mathcal{A}}^e$ ist darauf zu achten, dass die magnetische Stromflussdichte auf beiden Seiten des eingeführten PMC vorhanden ist. Deshalb ist zur Berechnung von Feldgrößen aus dem Potential die Stromflussdichte $\underline{\mathcal{J}}_m^{ff} = 2\underline{\mathcal{J}}_m$ in (4.8) einzusetzen. Das elektrische Feld in der Apertur ist somit gegeben durch

$$d\underline{\mathcal{E}} = 2\underline{\mathcal{J}}_m . \quad (4.27)$$

Eine numerisch effizientere Methode zur Berechnung des Fernfeldes kann durchgeführt werden, wenn man jede Basis-1-Form als kleinen magnetischen Dipol betrachtet [67]. Dieser Dipol erstreckt sich zwischen den Mittelpunkten $\mathbf{r}_m^{c\pm}$ der beiden Dreiecke der Basis-1-Form und besitzt die Länge

$$h = |\mathbf{h}| = |\mathbf{r}_m^{c-} - \mathbf{r}_m^{c+}| . \quad (4.28)$$

Auf der gesamten Länge ist ein konstanter magnetischer Strom der Stärke $2V_m l_m$ beaufschlagt. Das von diesem kleinen magnetischen Dipol abgestrahlte Feld ist gegeben durch [82]

$$\underline{\mathcal{E}}_\phi = \frac{hV_m l_m}{2\pi} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{jk}{r} \right) e^{-jkr} \sin \theta r \sin \theta d\phi . \quad (4.29)$$

Für das Fernfeld $kr \gg 0$ bleibt nur der Anteil mit $1/r$ erhalten und (4.29) kann vereinfacht werden. Zur numerischen Berechnung und Darstellung mit einem Computer empfiehlt sich die Verwendung von kartesischen Koordinaten. Die Transformation in kartesische Koordinaten ist in Anhang A gegeben. Es ist zu beachten, dass im Anhang die Umrechnung für einen elektrischen Dipol aufgeführt ist.

Mit (4.29) und (A.20) wird das Fernfeld eines einzelnen magnetischen Dipols am Punkt $\mathbf{r} = [r_x r_y r_z]^T$ zu

$$\begin{aligned} \underline{\mathcal{E}}^{MoM}(\mathbf{r}) = & \frac{jkV_m l_m}{2\pi r} e^{-jkr} [(h_y r_z - h_z r_y) dx \\ & + (h_z r_x - h_x r_z) dy + (h_x r_y - h_y r_x) dz] , \end{aligned} \quad (4.30)$$

mit h_x , h_y und h_z aus (4.28).

4.1.5 Vergleich mit Ansatz elektrischer Oberflächenströme

Um die in Abschnitt 4.1 eingeführte Methode der Berechnung mit magnetischen Strömen zu verifizieren, wurde die in Abb. 4.3 dargestellte Struktur analysiert. Die Apertur befindet sich in einer perfekt leitenden Fläche unendlicher Ausdehnung und besitzt die Länge $a = 1,14$ m und Breite $b = 0,73$ m. Eine Monopolantenne der Länge $l = 0,99$ m und Breite $d = 0,01$ wird gegen den linken Rand der Apertur gespeist. Mittels der MoM mit magnetischen Strömen muss nur die Apertur diskretisiert werden, was zu dem in Abbildung 4.5 gezeigten Netz mit 1856 Dreiecken führt. Die Struktur wurde durch einen eingepprägten magnetischen Strom der Frequenz $f = 200$ MHz in positiver y -Richtung gespeist. Die Speiseregion ist in Abbildung 4.3 hervorgehoben.

Zum Vergleich wurde die Struktur mit der kommerziell verfügbaren Software EMCStudio [29] berechnet. Die Feldstärke in der Apertur wurde mit Feldsonden ausgelesen. Für die Berechnung mit EMCStudio musste eine endliche Metallfläche im Modell berücksichtigt werden. Die Größe der Metallfläche wurde auf $6 \text{ m} \times 6 \text{ m}$ begrenzt, da sich bei dieser Größe das Feld in der Apertur bei Änderung der Kantenlänge nicht mehr signifikant änderte.

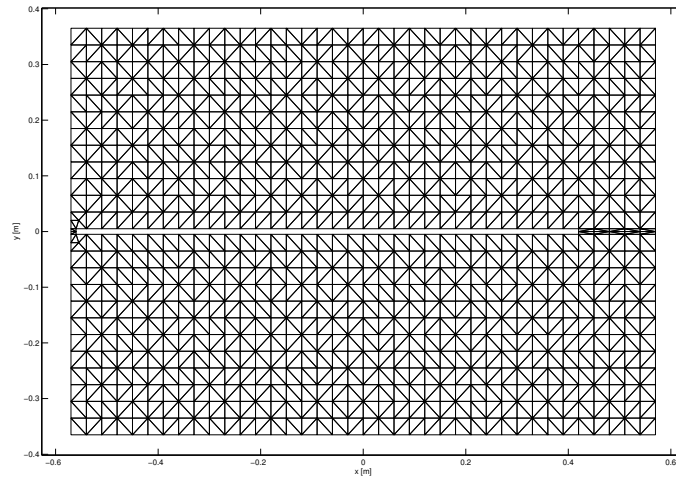
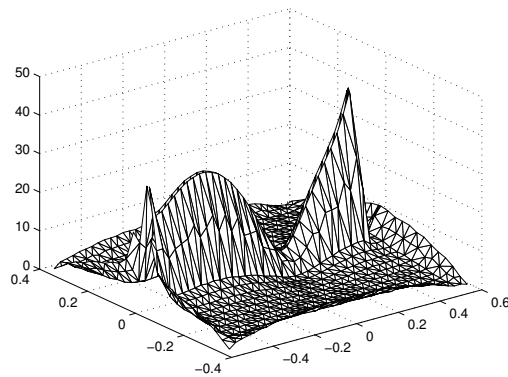


Abbildung 4.5: Netz der Apertur

Obwohl im Modell für elektrische Oberflächenströme wesentlich gröber diskretisiert wurde, besaß dieses Modell 3466 Dreiecke, während für das feinere, in [Abbildung 4.5](#) abgebildete Modell zur Berechnung mit magnetischen Strömen nur 1850 Elemente benötigt wurden.

Abbildung 4.6: Mit magnetischen Strömen berechnetes Feld E in [V/m]

[Abbildung 4.6](#) zeigt das elektrische Feld, das mit der hier vorgestellten Methode mit magnetischen Strömen berechnet wurde. In [Abbildung 4.7](#) ist zum Vergleich das Ergebnis der Feldberechnung mit EMCStudio gegeben. Die Ergebnisse sind nahezu identisch, die Unterschiede am Speisepunkt sind darauf zurück-

zuführen, dass beim Modell mit magnetischen Strömen der am Speisepunkt eingespeiste magnetische Strom an dieser Stelle als sehr hohes elektrisches Feld gewertet wird. Die Oberflächenstromdichte fällt mit $1/r$ vom Speisepunkt ab. Während der eingepreiste elektrische Strom in EMCStudio nur in der Oberflächenstromverteilung auf dem PEC auftritt und die Singularität an der Speisestelle somit in der Apertur nicht zu sehen ist, befindet sich diese bei der Betrachtung der magnetischen Ströme innerhalb des diskretisierten Bereichs und ist deshalb deutlich zu erkennen.

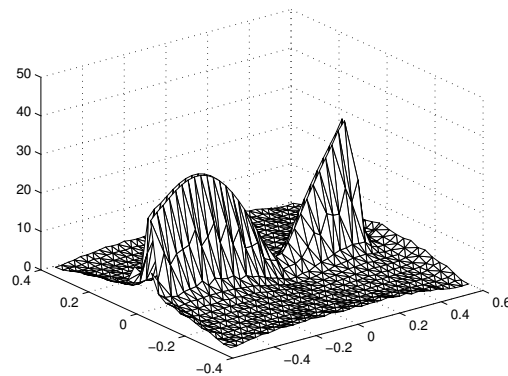


Abbildung 4.7: Mit EMCStudio berechnetes Feld E [V/m]

4.2 Endliche Ausdehnung der Massefläche

Bei der Berechnung der Abstrahlung im vorangegangenen Abschnitt wurde von einer Apertur in einer unendlich ausgedehnten, perfekt leitenden Massefläche ausgegangen. Um die in der Realität zwangsläufig endliche Ausdehnung dieser Fläche zu berücksichtigen, wird die Einheitliche Geometrische Theorie der Beugung (Uniform Geometric Theory of Diffraction – UTD) angewandt. Die UTD ist eine Erweiterung der Strahlenoptik, die es erlaubt, über deren begrenzten Geltungsbereich hinaus Aussagen treffen zu können.

Bereits im 17. Jahrhundert stellte Francesco Maria Grimaldi fest, dass ein Lichtstrahl, der auf eine scharfe Kante trifft, im Bereich des strahlenoptischen Schattens helle Streifen verursacht [74]. Die Erklärung dieses Phänomens war damals nicht möglich, da der transversale Charakter von elektromagnetischen Wellen und Lichtwellen noch unbekannt war. Erst Arnold Sommerfeld konnte 1896

die Beugungseffekte an einer Platte durch eine hervorragende analytische Herleitung vollständig und physikalisch korrekt erklären. Die daraus entstehenden Applikationsmöglichkeiten wurden jedoch erst nach der Entwicklung des Radars im zweiten Weltkrieg genutzt, weshalb die UTD erst ab etwa 1950 von Keller [48] zu einer geschlossenen Theorie entwickelt wurde.

4.2.1 Die Einheitliche Geometrische Beugungstheorie (UTD)

In der Strahlenoptik (Geometrical Optics – GO) wird davon ausgegangen, dass extrem hochfrequente elektromagnetische Wellen sich näherungsweise entlang von Strahlen ausbreiten. Die bei Licht einfach zu beobachtenden Effekte Brechung und Reflexion werden berücksichtigt. Gehen wir von metallischen bzw. sehr gut leitenden Objekten aus, so findet keine Brechung des Strahls statt. Das Feld an einem Punkt setzt sich aus der phasenrichtigen Summe aller durch diesen Punkt hindurchgehenden Strahlen zusammen:

$$\underline{\mathcal{E}}_{GO} = \underline{\mathcal{E}}^{in} u^{in} + \underline{\mathcal{E}}^r u^r, \quad (4.31)$$

wobei $\underline{\mathcal{E}}^{in}$ das einfallende und $\underline{\mathcal{E}}^r$ das reflektierte Feld bezeichnen. $\underline{\mathcal{E}}^r$ kann mit den entsprechenden Reflexionskoeffizienten aus dem einfallenden Feld berechnet werden [82]. Da die beiden Felder nicht im gesamten Raum, sondern nur in den beleuchteten Gebieten vorhanden sind, müssen sie mit den Sprungfunktionen u^{in} und u^r multipliziert werden. Diese Funktionen sind jeweils 0 im Schattensbereich und 1 in den beleuchteten Gebieten. In Bezug auf Abbildung 4.8 werden also die Strahlen S_g im Schatten vernachlässigt.

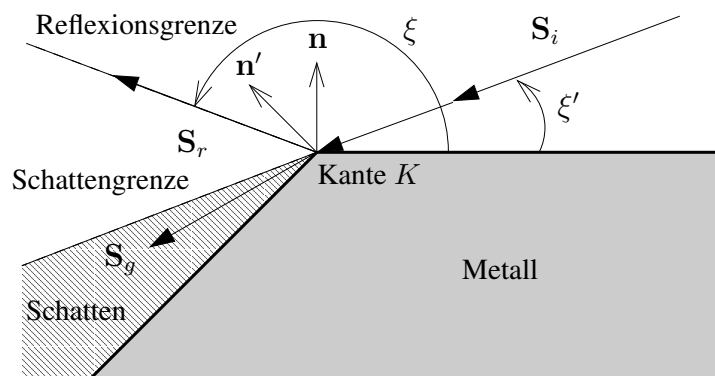


Abbildung 4.8: Einfallender, reflektierter und gebeugter Strahl

Die Beugungstheorie berücksichtigt als weiteren Effekt die Beugung der elektromagnetischen Strahlung an Kanten [48], so dass auch Feldgrößen im strahlen-

optischen Schatten bestimmt werden können. Daher wird (4.31) um den Anteil des an der Kante gebeugten Feldes $\underline{\mathcal{E}}^d$ korrigiert [53]

$$\underline{\mathcal{E}}_{UTD} = \underline{\mathcal{E}}^{in} u^{in} + \underline{\mathcal{E}}^r u^r + \underline{\mathcal{E}}^d . \quad (4.32)$$

Hier ist zu beachten, dass $\underline{\mathcal{E}}_d$ nicht auf den Schattenbereich beschränkt ist, sondern gebrochene Strahlen \mathbf{S}_g auch in den anderen Bereichen von Abb. 4.8 vorhanden sind. Aus einfachen Überlegungen heraus ist klar, dass das Gesamtfeld an der Schattengrenze kontinuierlich sein muss. Daher muss das gebeugte Feld $\underline{\mathcal{E}}_d$ an der Schattengrenze unstetig sein, da das mit der GO berechnete Feld an der Schattengrenze einen Sprung aufweist, die Summe der beiden Felder jedoch bei Übergang der Grenze keinen Sprung aufweisen darf. Gleiches gilt für die Reflexionsgrenze [53].

Um das gebrochene Feld $\underline{\mathcal{E}}^d$ zu bestimmen, wird zunächst das einfallende Feld in einer Luneberg-Kline-Reihe entwickelt [50]

$$\underline{\mathcal{E}}^{in}(\mathbf{r}) \approx e^{-jk\psi(\mathbf{r})} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\underline{\mathcal{E}}_m(\mathbf{r})}{(j\omega)^m} , \quad (4.33)$$

wobei $\psi(\mathbf{r})$ die Form der Wellenfront am Punkt \mathbf{r} beschreibt. Gleichung (4.33) gibt das vorliegende Feld exakt wieder und muss zugleich immer eine Lösung der Wellengleichung für den quellenfreien Raum

$$(\nabla + k^2) \underline{\mathcal{E}} = 0 \quad (4.34)$$

sein. Aus der Quellenfreiheit folgt direkt die Nebenbedingung

$$d \star \underline{\mathcal{E}} = 0 . \quad (4.35)$$

Da die UTD eine asymptotische Näherung für sehr hohe Frequenzen ist, kann die Reihenentwicklung nach dem ersten Element von (4.33) abgebrochen werden, da der Anteil der weiteren Elemente durch den Faktor $(1/\omega)^m$ bei großen ω verschwindend gering ist. Setzen wir das erste Element von (4.33) in (4.34), erhalten wir

$$\frac{\partial \underline{\mathcal{E}}_0}{\partial s} + \frac{1}{2} (\nabla^2 \psi) \underline{\mathcal{E}}_0 = 0 . \quad (4.36)$$

Hierbei gibt $\nabla \psi = \mathbf{s}$ die Richtung des Strahls an, die stets normal zur Wellenfront $\psi(\mathbf{r}) = \text{const.}$ definiert wird. Aufgrund dieser Definition ist es im Weiteren ausreichend, nur die skalare Größe s , die die Entfernung entlang des Strahlengangs bezeichnet, zu betrachten [53]. Mit (4.33) in (4.35) erhalten wir, wenn man die

Koeffizienten der Reihe zu null setzt, die Eikonalgleichung für ein Medium mit $\varepsilon = 1$:

$$|\nabla\psi| = 1 \quad (4.37)$$

Unter der Annahme sehr hoher Frequenzen kann die Reihenentwicklung aus (4.33) nach dem ersten Element abgebrochen werden. Somit vereinfacht sich die Näherung für $\underline{\mathcal{E}}$ entlang des Strahls \mathbf{s} zu

$$\underline{\mathcal{E}}(s) \approx e^{-jk\psi(s)} \underline{\mathcal{E}}_0(s) . \quad (4.38)$$

(4.36) kann direkt, wenn auch etwas aufwendig, integriert werden. Diese Integration wird von Kouyoumjian in [51] ausgeführt. So erhält man

$$\underline{\mathcal{E}}_0(s) = \underline{\mathcal{E}}_0(0) \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} . \quad (4.39)$$

Hierbei geben ρ_1 und ρ_2 die Hauptradien der Krümmung der Wellenfront am Punkt $s = 0$ an. Diese Entfernungen sind auch in Abbildung 4.9 illustriert: Einfallende Strahlen werden an der Kante des bestrahlten Objekts gebrochen. Daher gehen alle gebrochenen Strahlen von dieser Kante aus. Somit bildet die Kante die erste Kaustik ("Brennlinie"). Die zweite Kaustik wird durch die Bündelung der Strahlen im Abstand $\rho_2 - \rho_1$ von der Kante gebildet. Der Krümmungsradius ρ_2 ist von der Krümmung der Kante abhängig. Durch Überlegungen aus (4.37) und der Tatsache, dass \mathbf{s} per Definition immer normal zur durch ψ definierten Wellenfront ist, folgt [53]

$$\psi(s) = \psi(0) + s . \quad (4.40)$$

Mit (4.40), (4.39) und (4.38) folgt schließlich für das Feld entlang des gebeugten Strahles

$$\underline{\mathcal{E}}(s) = \underline{\mathcal{E}}(0) e^{-jk\psi(0)} e^{-jks} \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} . \quad (4.41)$$

Aufgrund der getroffenen Annahmen für die Hochfrequenzapproximation ist die Lösung hauptsächlich abhängig von der Umgebung in unmittelbarer Nähe des Beugungspunkts Q_b . Daher kann die auf diesen Punkt auftreffende Welle lokal als ebene Welle betrachtet und der Faktor $\psi(0)$ in (4.41) vernachlässigt werden. Somit bleibt als Unbekannte die Feldstärke $\underline{\mathcal{E}}(0)$ am Beugungspunkt. Schreibt man nun für das gebeugte Feld $\underline{\mathcal{E}}^d$, so erhält man

$$\underline{\mathcal{E}}^d(s) = \underline{\mathcal{E}}^d(0) e^{-jks} \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} . \quad (4.42)$$

Geeigneterweise wird als Nullpunkt des gebeugten Strahls der Beugungspunkt Q_b auf der Kante gewählt. Die Kante bildet jedoch eine Kaustik, auf der (4.42) singularär wird. Andererseits ist aber klar, dass $\underline{\mathcal{E}}^d(s)$ in (4.42) unabhängig von der Position des Nullpunkts existieren muss, weshalb

$$\lim_{\rho_2 \rightarrow 0} \underline{\mathcal{E}}^d(0) \sqrt{\rho_2} \quad (4.43)$$

existieren muss. Des Weiteren muss $\underline{\mathcal{E}}_d$ proportional zum einfallenden Feld $\underline{\mathcal{E}}^{in}$ am Punkt Q_b sein, weshalb man schreiben kann:

$$\lim_{\rho_2 \rightarrow 0} \underline{\mathcal{E}}^d(0) \sqrt{\rho_2} = \underline{\mathcal{E}}^{in}(Q_b) \cdot \mathbf{D} \quad , \quad (4.44)$$

wobei \mathbf{D} eine noch zu bestimmende Beugungsmatrix bezeichnet, die einfallenden und gebeugten Strahl miteinander verknüpft. Setzt man (4.44) in (4.42), so erhält man

$$\underline{\mathcal{E}}^d \approx \underline{\mathcal{E}}^{in} \cdot \mathbf{D} \cdot \sqrt{\frac{\rho}{s(\rho + s)}} e^{-jks} \quad . \quad (4.45)$$

Hier sind $\underline{\mathcal{E}}^{in}$ das am Beugungspunkt eintreffende Feld und s die Weglänge entlang des gebeugten Strahls vom Beugungspunkt aus. ρ ist in dem hier behandelten Fall der Abstand zwischen Ursprung der Welle und Beugungspunkt.

Bestimmung der Beugungsmatrix \mathbf{D}

Gehen wir von einer z -gerichteten Kante aus, so müssen an der Metallkante die Dirichlet- bzw. Neumann-Randbedingungen für das elektrische bzw. magnetische Feld eingehalten werden:

$$\underline{E}_z = 0 \quad \text{und} \quad (4.46a)$$

$$\frac{\partial \underline{H}_z}{\partial n} = 0 \quad , \quad (4.46b)$$

wobei n die Normale zur Kante angibt. Unter der Berücksichtigung von (4.46) und (4.45) ergibt sich so für die z -Komponente des elektrischen und magnetischen Feldes

$$\underline{E}_z^d \approx \underline{E}_z^i \cdot D_s \cdot \sqrt{\frac{\rho}{s(\rho + s)}} e^{-jks} \quad \text{und} \quad (4.47a)$$

$$\underline{H}_z^d \approx \underline{H}_z^i \cdot D_h \cdot \sqrt{\frac{\rho}{s(\rho + s)}} e^{-jks} \quad . \quad (4.47b)$$

Hier bezeichnen D_s und D_h die skalaren Beugungskoeffizienten, die die Einhaltung der Dirichlet- bzw. Neumann-Randbedingungen gewährleisten.

Für die Einhaltung der Neumann-Randbedingung sind nur jene Anteile der Strahlen s' und s zu berücksichtigen, die in der Ebene normal zur Kante liegen. Deshalb definieren wir ξ' und ξ als Projektion des eintreffenden Strahls s' bzw. gebeugten Strahls s in die zur Kante normalen xy -Ebene (vgl. Abb. 4.8).

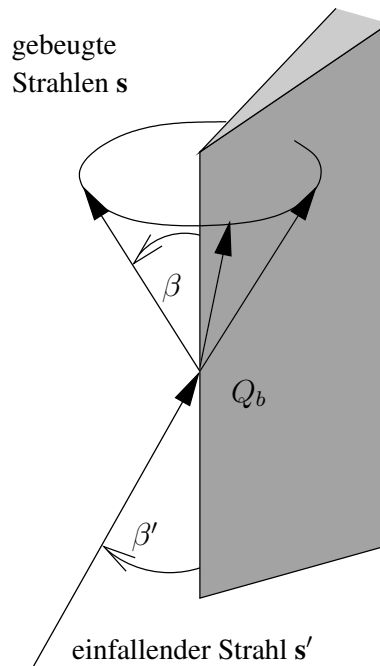


Abbildung 4.10: Einfall- und Ausfallswinkel der Strahlen

Analog dazu definieren wir mit β' und β Vektoren, die die Richtung des eintreffenden Strahls s' bzw. gebeugten Strahls s in einer Ebene angeben, die durch die Beugungskante und die Richtung des eintreffenden bzw. gebeugten Strahls aufgespannt wird. Der gebrochene Strahl s muss nicht in derselben Ebene liegen wie der einfallende Strahl s' , sondern liegt wie in Abbildung 4.10 dargestellt auf einem Kegel, der durch Rotation des ausfallenden Strahls im Winkel β um die Beugungskante gebildet wird. Somit kann die Projektion von s' und s auf β' und β in zwei verschiedenen Ebenen erfolgen.

Die Einheitsvektoren ξ' und ξ liegen also senkrecht zur Beugungskante und für die Einheitsvektoren β' und β gilt

$$\beta' = s' \times \xi' \quad \text{und} \quad (4.48a)$$

$$\beta = s \times \xi . \quad (4.48b)$$

Aus einfachen geometrischen Überlegungen (vgl. hierzu Abbildung 4.10) erhalten wir für die Relation zwischen dem transversalen Feld entlang der Strahlen \mathbf{s}' bzw. \mathbf{s} und dem z -gerichteten Anteil des elektrischen bzw. magnetischen Feldes an der Kante

$$\underline{E}_z^i = \underline{E}_{\beta'}^i \sin \beta \quad (4.49a)$$

$$\underline{H}_z^i = \frac{1}{\eta} \underline{E}_{\phi'}^i \sin \beta \quad (4.49b)$$

$$\underline{E}_z^d = -\underline{E}_\beta^d \sin \beta \quad (4.49c)$$

$$\underline{H}_z^d = -\frac{1}{\eta} \underline{E}_\phi^d \sin \beta, \quad (4.49d)$$

mit $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$. Aus (4.47) und (4.49) folgt

$$\underline{E}_\beta^d \approx -\underline{E}_{\beta'}^i \cdot D_s \cdot \sqrt{\frac{\rho}{s(\rho+s)}} e^{-jks} \quad \text{und} \quad (4.50a)$$

$$\underline{H}_\phi^d \approx -\underline{E}_{\phi'}^i \cdot D_h \cdot \sqrt{\frac{\rho}{s(\rho+s)}} e^{-jks}. \quad (4.50b)$$

Führt man diese Herleitung auch für x - und y -gerichtete Kanten aus und verallgemeinert man das Ergebnis, so erhält man für die Beugungsmatrix \mathbf{D} [52]

$$\mathbf{D} = -\beta' \beta D_s - \xi' \xi D_h, \quad (4.51)$$

wobei $\beta' \beta$ bzw. $\xi' \xi$ das dyadische Produkt [82] der beiden Vektoren β' und β bzw. ξ' und ξ darstellen.

Die Beugungskoeffizienten D_h und D_s für einen dünnen Schirm konnten erstmals von Arnold Sommerfeld 1896 hergeleitet werden [88]. Sommerfeld löste das Problem, indem er einen Riemannschen Doppelraum aufstellte, in welchem das Randwertintegral analytisch zu berechnen war. Anschließend entwickelte er das Feld in einer Reihenentwicklung mit Besselfunktionen, um über eine Näherung den Beugungskoeffizienten zu bestimmen. Die Berechnung der Beugungskoeffizienten für die Kante eines Keils ist eine Erweiterung dieses Problems auf n -fache Riemannräume, wie in der sehr gut kommentierten Übersetzung von Sommerfelds Arbeit durch Nagem *et al.* [89] anschaulich erläutert ist.

Über diese Herleitung lauten die skalaren Beugungskoeffizienten D_h und D_s für einen Keil [52]

$$D_{s,h}(\xi, \xi'; \beta) = -\frac{e^{-j(\pi/4)}}{2\sqrt{2\pi k} \sin \beta} \cdot \left\{ \frac{F[2kL \cos^2\{(\xi - \xi')/2\}]}{\cos[(\xi - \xi')/2]} \mp \frac{F[2kL \cos^2\{(\xi + \xi')/2\}]}{\cos[(\xi + \xi')/2]} \right\} \quad (4.52)$$

mit dem Abstandsparameter für Kugelwellen

$$L = \frac{r_p \rho_p}{r + \rho_p} \sin^2 \beta . \quad (4.53)$$

Der Abstandsparameter ist notwendig, um den Einfluss der Form der Wellenfront am Beugungspunkt, die in (4.42) als eben angenommen wurde, zu berücksichtigen. Hier bezeichnen ρ_p den Abstand zwischen Ursprung des ankommenden Strahls und Beugungspunkt P und r_p den Abstand zwischen Beugungspunkt P und dem Beobachtungspunkt. Somit definiert (4.53) die bisher durch ρ_1 und ρ_2 bestimmte Krümmung der Wellenfront.

Durch die Integration über die Reihenentwicklung der Besselfunktionen bei der analytischen Herleitung ist in den Übergangsbereichen an den Schatten- und Reflexionsgrenzen eine Übergangsfunktion zu lösen. Diese Funktion $F(X)$ aus (4.52) kann bestimmt werden zu [88, 52]

$$F(X) = 2j \sqrt{X} e^{jX} \int_{\sqrt{X}}^{\infty} e^{-j\tau} d\tau . \quad (4.54)$$

Da Sommerfeld das in dieser Formel enthaltene Fresnelintegral nicht analytisch lösen konnte, nutzte er eine Näherung über eine abgebrochene Reihenentwicklung, wodurch seine Beugungskoeffizienten in den Übergangsbereichen ihre Gültigkeit verloren. Sommerfeld konnte jedoch bereits den Bereich, in dem seine Näherung mit einem Fehler $\Delta < \varepsilon$ gültig ist, definieren. Keller nutzte in der von ihm entwickelten Geometrischen Beugungstheorie (Geometrical Theory of Diffraction – GTD) ebenfalls diese Näherung. Durch Sommerfelds Reihenentwicklung verlieren die Beugungskoeffizienten ihre Gültigkeit in den Übergangsbereichen an der Schatten- und Reflexionsgrenze.

Heute können Fresnelintegrale numerisch effizient berechnet werden und diese Näherung ist nicht mehr nötig. Daher behält (4.52) auch an Kaustiken ihre Gültigkeit. Diese Methode wird als Einheitliche Geometrische Beugungstheorie (Uniform Theory of Diffraction – UTD) bezeichnet, deren Unterschied zur GTD ausschließlich in der Gültigkeit an den Kaustiken besteht.

4.3 Berechnung des Gesamtfeldes

Betrachtet man nun Struktur in Abbildung 4.1 als einfaches Modell eines Fahrzeugs, so kann man für den mit Absorbieren ausgekleideten Hohlraum hinter der Apertur annehmen, dass dieser das gesamte in seine Richtung abgestrahlte Feld

abschirmt. Liegt die Metallfläche A in der xy -Ebene, gilt

$$\underline{\mathcal{E}}(z < 0) = 0 . \quad (4.55)$$

Da die Beugungskante im hier betrachteten Fall immer in der gleichen Ebene liegt wie der Ursprung der Welle, ist $\xi' = 0$ für alle Punkte auf der Kante. Deshalb ist $D_s = 0$ und die Beugungsdynade kann deutlich vereinfacht werden. Der Beugungskoeffizient D_h wird dann zu [95]

$$D_h(\xi; \beta) = \frac{-e^{-j\pi/4}}{\sqrt{2\pi k \sin \beta}} \left\{ \frac{F[2 k L \cos^2(\xi/2)]}{\cos(\xi/2)} \right\} . \quad (4.56)$$

Für einen Einfallswinkel von $\xi' = 0$ überlagern sich eintreffendes und reflektiertes Feld am Punkt P auf der Kante konstruktiv. Deshalb beträgt die Feldstärke des eintreffenden Feldes $\underline{\mathcal{E}}^{in}$ am Punkt P nur die Hälfte des insgesamt vorhandenen Feldes $\underline{\mathcal{E}}^{MoM}$. Daher wird das vom Punkt P an der Kante gebeugte Feld zu

$$\underline{\mathcal{E}}_{\theta P}^d \approx \frac{1}{2} \underline{\mathcal{E}}_{\theta}^{MoM}(\rho_p, \theta, \phi) D_h(\xi; \beta) \cdot \sqrt{\frac{\rho_p}{r(r + \rho_p)}} \cdot e^{-jkr_p} , \quad (4.57)$$

wobei $\underline{\mathcal{E}}_{\theta}^{MoM}$ mit (4.30) berechnet wurde. r ist die Entfernung des Beobachtungspunkts vom Ursprung.

Für jeden Beobachtungswinkel ϕ im Fernfeld müssen nur zwei gegenüberliegende Kantenpunkte $A(\rho_{cA}, \pi/2, \phi)$ und $B(\rho_{cB}, \pi/2, \phi + \pi)$ auf der Kante der Metallfläche A aus Abbildung 4.1 berücksichtigt werden. Dies beruht auf der Tatsache, dass der Betrag des Winkels β des eintreffenden Strahls gleich dem Betrag des Winkels β' sein muss. Demzufolge ist das gesamte elektrische Feld gegeben durch

$$\underline{\mathcal{E}}_{\theta}^{tot} = \underline{\mathcal{E}}_{\theta}^{MoM} + \underline{\mathcal{E}}_{\theta A}^d + \underline{\mathcal{E}}_{\theta B}^d , \quad (4.58)$$

wobei $\underline{\mathcal{E}}_{\theta A}^d$ und $\underline{\mathcal{E}}_{\theta B}^d$ mit (4.57) berechnet wurden.

Die Kombination der Berechnung des elektrischen Feldes in einer unendlichen PEC-Massefläche mit der Momentenmethode und dem Ansatz von magnetischen Strömen und einer Korrektur dieses Feldes mit der UTD ergibt eine hybride MoM/UTD-Methode mit magnetischen Strömen.

4.4 Ergebnisse

Die in Abbildung 4.1 gezeigte Struktur wurde mit der Hybridmethode analysiert. Die Apertur behält die in Abschnitt 4.1.5 genannten Dimensionen. Die Speisung erfolgt in gleicher Weise mit einem magnetischen Strom in positiver y -Richtung.

Die Metallfläche A hat eine Größe von $6\text{ m} \times 6\text{ m}$. Die Struktur wurde ebenfalls mit EMCStudio [29] berechnet, wobei der Hohlraum mit einer Größe von $2.3\text{ m} \times 1.85\text{ m} \times 1.5\text{ m}$ mit absorbierendem Material ausgekleidet war und im Modell berücksichtigt wurde.

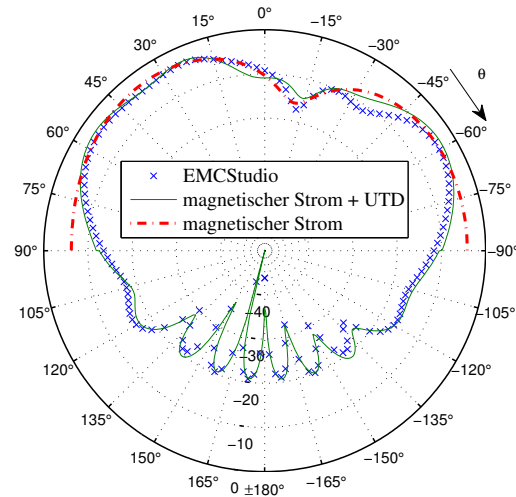


Abbildung 4.11: E_θ in der xz -Ebene bei 200 MHz [dBV/m]

Die Abbildungen 4.11 und 4.12 zeigen das berechnete Feld in der xz - bzw. yz -Ebene für $f = 200\text{ MHz}$. Zu Vergleichszwecken wurde auch das mittels magnetischem Strom berechnete Fernfeld ohne die UTD-Korrektur abgebildet, die den großen Einfluss der Hybridisierung zeigt. Es wurde eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem Ergebnis mit dem MoM/UTD-Hybrid und der Analyse mit dem kommerziellen Tool EMCStudio erzielt [95].

Der MoM/UTD-Hybrid erfordert eine Rechenzeit von 65 Sekunden auf einem Notebook mit 1,7 GHz und 1,25 GB Arbeitsspeicher, während zur Lösung des Ansatzes mit elektrischen Strömen eine Berechnungsdauer von 38 Minuten auf einem Cluster mit 24 parallelen 3-GHz-CPU's mit insgesamt 72 GB Arbeitsspeicher benötigt wird. Die Rechenzeit der Hybridmethode ist somit um Größenordnungen kleiner.

Mit der MoM/UTD-Hybridmethode wurde auch die Abstrahlung bei $f = 100\text{ MHz}$ berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.13 und Abbildung 4.14 abgedruckt. Hier ist insbesondere ein Sprung in der Feldstärke in der xz -Ebene bei $\theta = \pm 90^\circ$ zu erkennen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei $f = 100\text{ MHz}$ in x -Richtung der Abstand des Randes der Metallfläche A vom Rand der Aper-

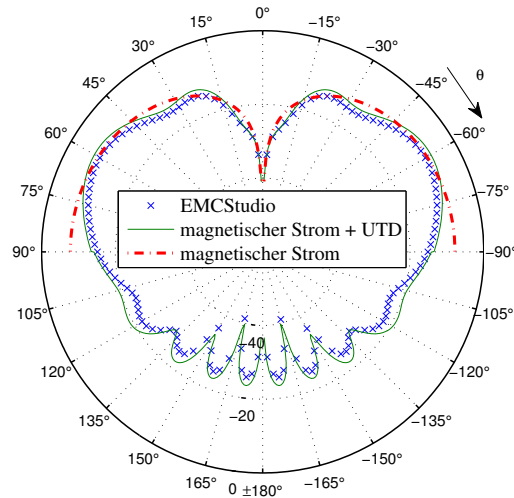


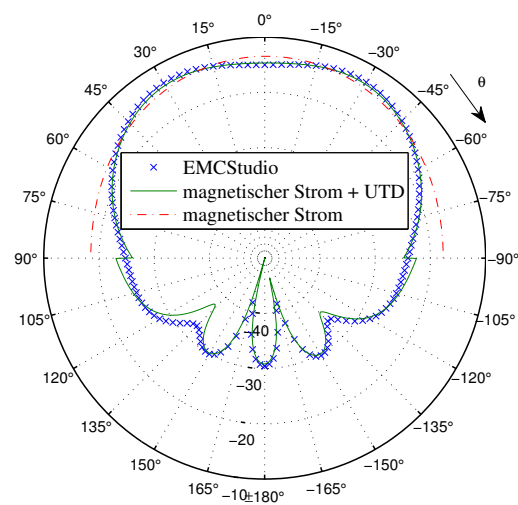
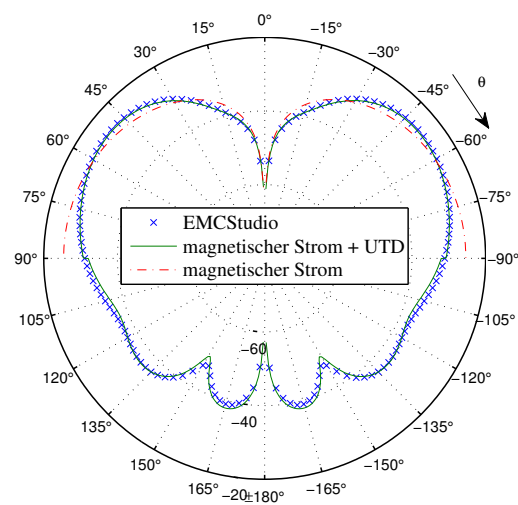
Abbildung 4.12: E_θ in der yz -Ebene bei 200 MHz [dBV/m]

tur nur knapp 1λ beträgt und somit die Gültigkeitsbedingung der UTD, dass der Abstand $d \gg \lambda/2\pi$ sein muss, verletzt wurde [36]. Der Grund für die Abweichung ist, dass aufgrund des geringen Abstandes der Kante von der Apertur die Annahme, eine Kugelwelle breite sich aus, nicht zulässig ist, weshalb (4.53) ihre Gültigkeit verliert. Ebenfalls ist zu erkennen, dass in der xz -Ebene, wo der Abstand von Apertur zur Kante geringer ist, der Fehler durch die Verletzung dieser Bedingung deutlich größer ist.

Abgesehen von der Diskontinuität bei $\theta = \pm 90^\circ$ zeigen die Ergebnisse eine gute Übereinstimmung mit der Analyse mittels elektrischer Oberflächenstromdichten. Bei dem gravierenden Rechenzeitvorteil, den die Hybridmethode besitzt, ist abzuschätzen, ob der Fehler toleriert werden kann. Bei Berechnungen mit komplexen Modellen ist jedoch genau darauf zu achten, dass die Annahmen über die Form der gebrochenen Wellenfront korrekt sind, um Fehler zu vermeiden.

Für die Simulation von Antennenstrukturen in einer einseitig durch einen absorbierenden Hohlraum abgeschlossenen Apertur, ist es sehr vorteilhaft, die hier gezeigte Hybridmethode zu verwenden. Die Rechenzeit sinkt auf einen Bruchteil ab und die Ergebnisse sind vergleichbar mit denen einer Analyse mit alternativen Methoden.

Insbesondere bei Antennen für höhere Frequenzen, wie beispielsweise GPS- und SDARS-Antennen, welche als Schlitzantennen ausgeführt sein können, kann die hier gezeigte Methode Einflüsse von elektrisch großen Fahrzeugbauteilen wie

Abbildung 4.13: E_θ in der xz -Ebene bei 100 MHz [dBV/m]Abbildung 4.14: E_θ in der yz -Ebene bei 100 MHz [dBV/m]

Dach oder Heckklappe effizient berücksichtigen.

Kapitel 5

Fahrzeugmodellierung

5.1 Modellierung der Anregung

In modernen Fahrzeugen ist die Heckscheibe der wichtigste Antennenträger. In Abb. 5.1 ist exemplarisch eine Antennenstruktur zu sehen, wie sie üblicherweise verbaut wird. In der Abbildung ist zu erkennen, dass die Struktur des Heizfeldes an der oberen Kante als *FM1/TV1* ausgekoppelt wird, auf der linken Seite als *TV3* und auf der rechten Seite als *FM2* und als *TV2*. Weiterhin sind am oberen Rand der Scheibe noch andere Strukturen dicht gedrängt.

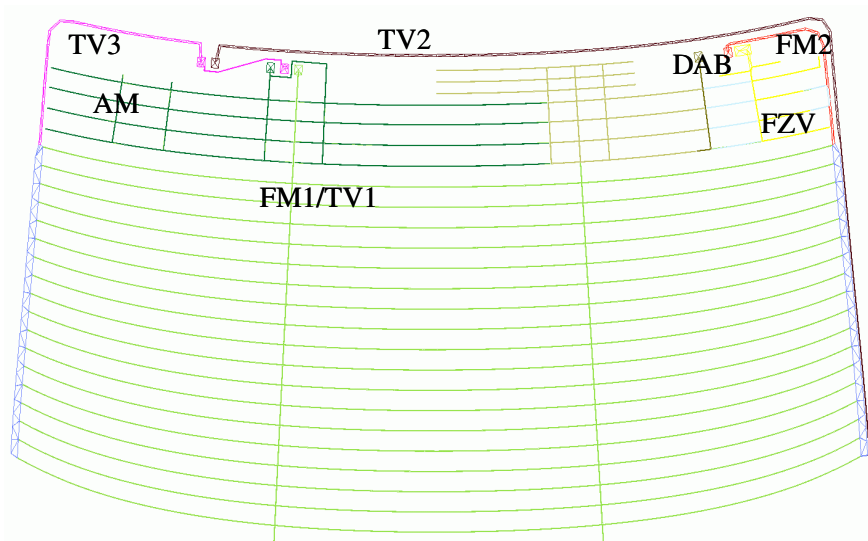


Abbildung 5.1: Typische Heckscheibenantennenstruktur

Die Breite der Heckscheibenstruktur beträgt etwa 1,3 m, wodurch bei $f =$

100 MHz ein Phasenversatz zwischen den unterschiedlichen Abgriffen von bis zu $\phi \approx 156^\circ$ entstehen kann. Durch den Phasenversatz in Relation zur ebenfalls mitschwingenden Karosserie ergeben sich unterschiedliche Richtcharakteristika. Weiterhin ist das Fading-Verhalten an den Abgriffpunkten im Szenario der Mehrwege-Ausbreitung bei unterschiedlichen, voneinander unabhängigen Antennensignalen zu betrachten. Die unterschiedlichen Abgriffpunkte sind somit nahezu als unabhängige Antennen zu betrachten [60].

Der Kontakt von Scheibenstruktur zum Antennenverstärker geschieht in den meisten Fällen über Drahtlitzen, die auf der Scheibe angelötet werden. Diese werden am freien Ende mit einem Stecker versehen und in den Antennenverstärker eingesteckt. Um die Montage im Werk zu vereinfachen, ist das Drahtstück immer etwas länger als eigentlich für die direkte Verbindung zwischen Scheibe und Antennenverstärker erforderlich.

Durch diese Konstruktion sowie die Tatsache, dass die Fahrzeugkarosserie selbst Teil der Antenne ist und keine gute HF-Masse für die Antenne darstellt, ergeben sich Komplikationen für die Simulation. Viele der in anderen Anwendungsgebieten eingesetzten Antennen lassen sich mehr oder weniger gut auf einen der in Abbildung 5.2 dargestellten Antennentypen zurückführen. Insbesondere der Dipol und Monopol auf endlichen Masseflächen sind in hervorragend erforscht und werden, da sie exakt berechenbar sind, bei der Entwicklung von Simulationsverfahren und -programmen als Benchmark eingesetzt [103, 46, 42].

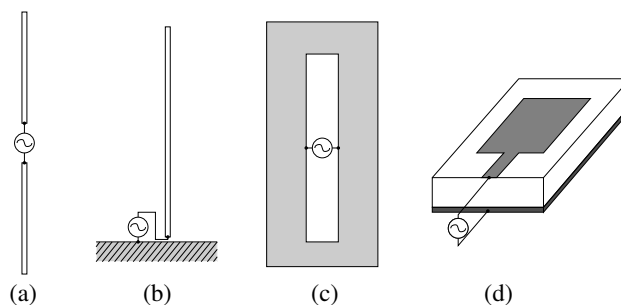


Abbildung 5.2: Verschiedene Antennentypen: (a) Dipolantenne, (b) Monopolantenne, (c) Schlitzantenne und (d) Mikrostreifenpatchantenne (nach [82, 96])

Diesen Antennentypen ist gemein, dass die Anregung der Antenne sehr genau definiert ist. Bei der Monopolantenne ist die Masse in der Regel als unendlich ausgedehnte PEC-Fläche definiert, die Stromverteilung ist um den Fußpunkt herum radial abfallend und in gewisser Entfernung zu diesem vernachlässigbar klein.

Vergleicht man dies mit dem Fahrzeugantennensystem, stellt man fest, dass

die Unterteilung in Antenne und Masse als solche nicht mehr zutreffend ist. Das Fahrzeug selbst ist im interessanten Frequenzbereich resonant, so dass eine rigore Modellierung des Gesamtfahrzeugs sowie die Berücksichtigung auch kleiner Details, die jedoch große Auswirkungen auf das Gesamtverhalten des Systems haben können, nötig sind [71]. Somit ist auch fraglich, ob Simulationsverfahren, die anhand von den in Abbildung 5.2 gezeigten Antennentypen entwickelt und verifiziert wurden, für die Simulation von Fahrzeugantennen geeignet sind.

Um den Einfluss der Modellierung des Anschlusses zu erläutern, ist eine starke Vereinfachung des Modells nötig, wobei jedoch keines der in Abb. 5.2 gezeigten Modelle Verwendung finden kann. Abbildung 5.3 zeigt die DAB-, FZV-, oder AM-Struktur aus Abbildung 5.1 in schematisierter Form.

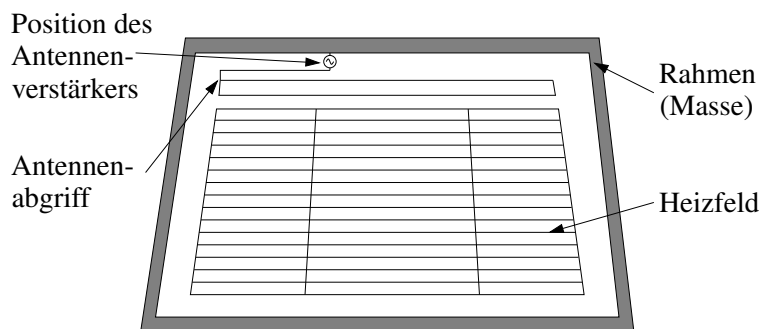


Abbildung 5.3: Heckscheibenmodell mit Anregung

Die berechnete Stromverteilung für diese Struktur zeigt, dass der größte Anteil des Stromes auf den Segmenten zwischen Abgriff und Antennenverstärker sowie auf den dazu nächstgelegenen Karosserieteilen fließt. Der weitaus größere Teil des Heizfeldes hat nur eine sehr geringe Stromflussdichte.

5.1.1 Untersuchungen am einfachen Modell

Um den Einfluss der Modellierung des Antennenkontakts korrekt abzubilden, wurde zunächst ein einfaches Antennenmodell verwendet. Dadurch konnten andere Fehler, wie sie bei der Messung eines komplexen Systems mit konformen Fahrzeugantennen entstehen, verhindert werden. Das in Abbildung 5.4 gezeigte Modell ist eine Vereinfachung einer Antennenstruktur, wie sie in Heckscheiben von modernen Fahrzeugen eingesetzt wird. Die Kiste ist eine sehr grobe Vereinfachung der Fahrzeugkarosserie. Es wurde darauf geachtet, dass die Öffnung der Kiste in etwa der Größe der Heckscheibe eines Fahrzeugs entspricht.

Da Antenne und Fensteröffnung in der gleichen Größenordnung liegen wie bei konformen Fahrzeugantennen, sollte das Modell ähnliche Eigenschaften aufweisen wie ein Fahrzeug. Die Abstrahlcharakteristik wird jedoch nicht derjenigen eines kompletten Fahrzeugs entsprechen. Um den Einfluss verschiedener Parameter in Simulation und Messung zu isolieren und zu bestimmen, ist dieses Modell jedoch sehr gut geeignet.

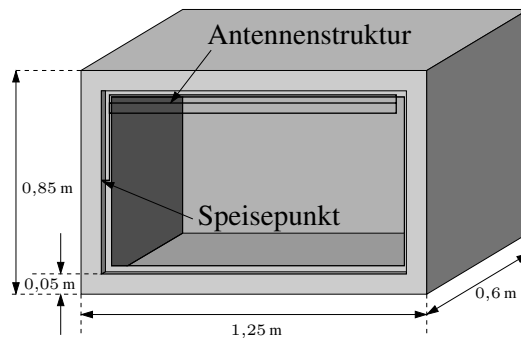


Abbildung 5.4: Vereinfachtes Antennenmodell

Das Modell umfasst eine Drahtantenne in der Öffnung, die vom linken Rand der Apertur gespeist wird. Die Antenne besteht aus drei parallelen Drähten am oberen Rand der Apertur, die über einen senkrechten Draht mit dem Speisepunkt verbunden sind. Diese Form ähnelt stark den Fahrzeugantennen, die am oberen Rand der Heckscheibe aufgebracht sind und, um von außen nicht als Antenne erkennbar zu sein, in ihrem Layout an die Struktur der Heckscheibenheizung angelehnt sind (vgl. hierzu auch die abgebildete Heckscheibenantenne in Abbildung 5.1). In dem hier verwendeten Modell wurde zunächst keine Glasscheibe eingesetzt.

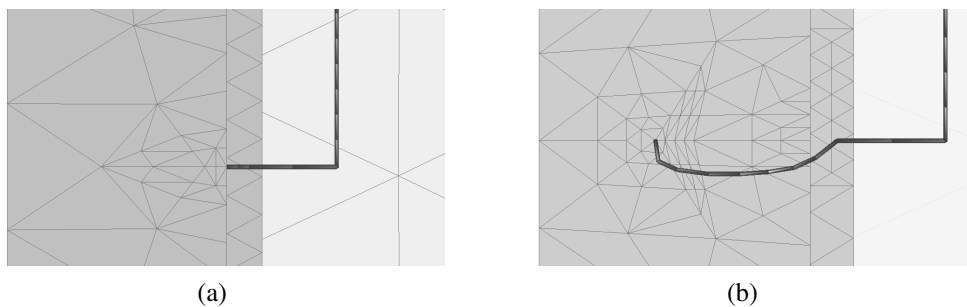


Abbildung 5.5: Verschiedene Varianten der Speisung: (a) Harfe 1 und (b) Harfe 3

In Abbildung 5.5 sind zwei Varianten der Speisung der Antennenstruktur dargestellt. Abbildung 5.5(a) zeigt die bisher übliche Modellierung der Anregung.

Diese Variante wird im Weiteren als "Harfe 1" bezeichnet. Der Antennendraht wird auf direktem Weg zur Kante geführt, an der der Antennenverstärker montiert ist. Die in Abbildung 5.5(b) gezeigte Variante berücksichtigt hingegen die exakte Länge des verwendeten Pigtails¹ und wird im Weiteren "Harfe 3" genannt.

Bisher wurde für Simulationen die direkte Verbindung modelliert, da zum Zeitpunkt der Simulation die genaue Länge des Pigtails oftmals noch nicht spezifiziert ist. Des Weiteren kann der exakte Verlegeweg, der durch den Monteur am Band bestimmt wird, nicht vorhergesagt werden.

Die durch die zusätzliche Drahtlänge zu erwartende Verschiebung der Resonanzen in der Simulation wurde in Kauf genommen, da angenommen wurde, dass diese Verschiebung linear mit der relativen Länge skaliert und daher bei Analyse der Simulationsergebnisse einfach zu korrigieren sei.

5.1.2 Ergebnisse

Messung und Simulation von Harfe 1

Um die Korrektheit der Annahme, dass das Pigtail einen zu vernachlässigenden Einfluss auf die Ergebnisse hat, zu überprüfen, wurden Simulationen und Messungen am oben beschriebenen Modell durchgeführt. Abbildung 5.6 zeigt den Vergleich zwischen Messung und Simulation des Reflexionsfaktors S_{11} von Harfe 1. Bei genauer Betrachtung ist zu erkennen, dass die Messung eine leichte Verschiebung zu niedrigeren Frequenzen hin zeigt. Die zweite Resonanz bei 357 MHz ist mit -24 dB deutlich stärker ausgeprägt als in der Vergleichsmessung und ist zudem auch stärker als die erste Resonanz bei 254 MHz.

Diese Verschiebung ist auf die Art des Übergangs von Koaxialkabel auf Antenne im Messaufbau zurückzuführen. Die Masseanbindung des Schirms ist nicht direkt an der Kante möglich, was der Modellierung der Speisung direkt auf der Kante entspräche. Diese Verbindung war, wie in Abbildung 5.7 skizziert ist, aus mechanischen Gründen nur $d \approx 3$ mm hinter der Kante angebracht. Weiterhin ist durch die Dicke des Koaxialkabels die Speisung notwendigerweise nicht in der Ebene der Kante, sondern um die Dicke der Außenisolierung, Schirmung und Dielektrikum von der Kante entfernt. Diese Verschiebung entspricht der Entfernung

¹Pigtail bezeichnet das Drahtstück, das die Verbindung von Scheibenantenne und Antennenverstärker gewährleistet. Um die Montage am Band zu erleichtern, werden diese Drahtstücke immer etwas länger als nötig ausgeführt. Die überschüssige Länge wird oft in einer kleinen Schleife unter der Verkleidung untergebracht. Da dies optisch an ein Schweineschwänzchen erinnert, werden diese Drähte "Pigtail" genannt.

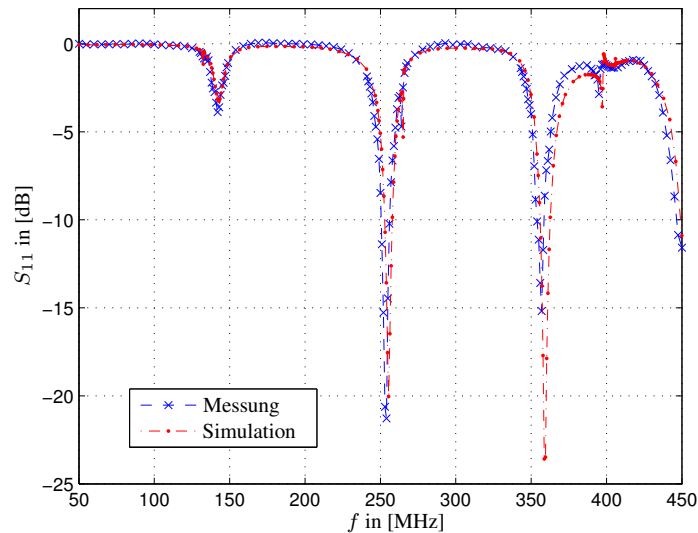


Abbildung 5.6: Vergleich von Messung und Simulation Harfe 1

h in Abbildung 5.7. Auch dies verlängert die Entfernung zum "idealen" Speisepunkt auf der Kante um einige Millimeter.

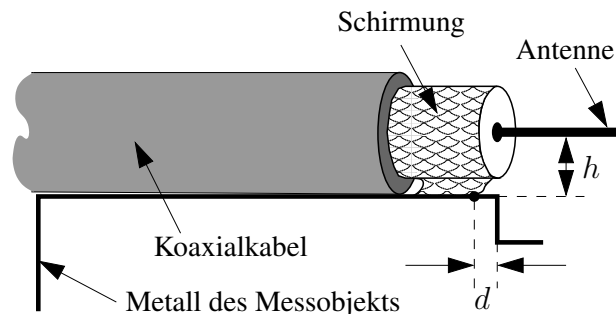


Abbildung 5.7: Speisung im Messaufbau

Zur Überprüfung, ob diese Erklärung korrekt ist, wurde die Antennenstruktur um 9 mm zum Speisepunkt hin verlängert, was einer relativen Verlängerung um 0,6 % entspricht und erneut berechnet. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Durch die Anpassung des Simulationsmodells an das Messobjekt wurde eine nahezu perfekte Übereinstimmung erzielt. Hierbei ist zu betonen, dass nun auch in der Simulation die Resonanz bei 254 MHz geringer ausgeprägt ist als die bei 357 MHz.

Somit sind die Abweichungen zwischen Messung und Simulation in Abbil-

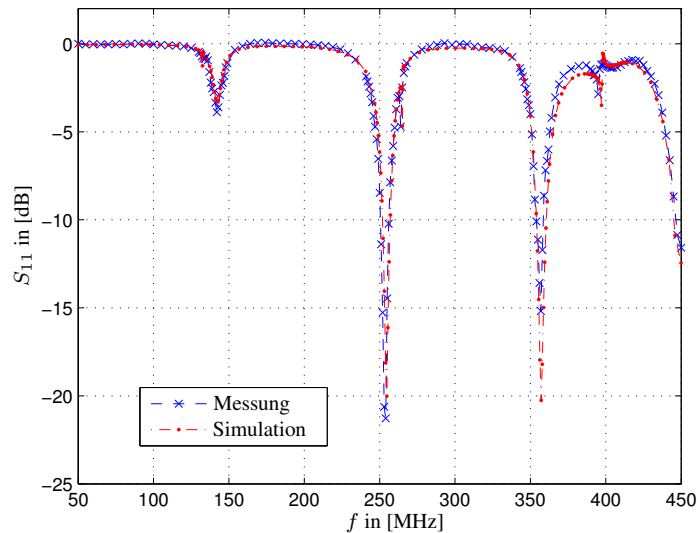


Abbildung 5.8: Vergleich mit Längenkorrektur von 0,6 %

dung 5.6 tatsächlich auf die zu ungenaue Bestimmung des Speisepunkts in der Simulation zurückzuführen. Aufgrund des Reziprozitätstheorems [82] muss die Position des Speisepunkts in der Simulation jenem Punkt in der Messung entsprechen, an dem das von einem Testsender abgestrahlte Signal abgegriffen wird.

Die Messung des Fernfelddiagramms eines Gesamtfahrzeugs wird in der Regel mit verbautem Antennenverstärker durchgeführt. Der Abgriffpunkt befindet sich somit innerhalb des Verstärkergehäuses. Mittels CAD-Modellen kann die exakte Position des Verstärkergehäuses bestimmt werden. Wo sich aber innerhalb dieses Gehäuses der gesuchte "Abgriffpunkt" der Verstärkerschaltung befindet, kann nur durch eine aufwendige Schaltungsanalyse bestimmt werden, die den Umfang dieser Arbeit übersteigt. Eine Ungenauigkeit von einigen Millimetern bei der Positionierung des Abgriffpunkts im Antennenverstärker kann so jedoch schnell entstehen. Das obige Beispiel, in welchem die Bestimmung des Speisepunkts weit exakter war als es bei Verwendung eines Antennenverstärkers möglich ist, zeigt jedoch, dass bereits eine sehr geringe Verschiebung des Speisepunkts das Ergebnis deutlich verändert.

Unsicherheit durch Verstärkerdummies

Eine Alternative zur Benutzung der realen Antennenverstärker stellen "Verstärkerdummies" dar. Bei diesen wird nur das leere Verstärkergehäuse im Fahrzeug

verbaut, um die Masseverbindung zwischen Antenne und Karosserie in der gleichen Form wie bei verbautem Antennenverstärker zu erhalten. In dem Verstärkergehäuse muss ein geeigneter Stecker, über den die Kontaktierung des zum Messgerät führenden Kabels erfolgen kann, verbaut sein. Dieser Stecker ist in der Simulation unbedingt zu berücksichtigen, da auch die seine Länge in die Messung mit eingeht und das Messergebnis zu tieferen Frequenzen hin verschiebt [106]. Um Abweichungen zwischen Messung und Simulation zu vermeiden, ist deswegen bereits bei Erstellung des ersten Simulationsmodells die Entscheidung bezüglich der zu verwendenden Messtechnik zu treffen.

Unsicherheit durch Verlötung des Pigtails

Bisher wurde nur die Unsicherheit in der Position der Speisung am verstärkerseitigen (bzw. masseseitigen) Ende des Pigtails berücksichtigt. Eine ähnliche Unsicherheit tritt jedoch auch bei der scheibenseitigen Verlötung des Pigtails auf.

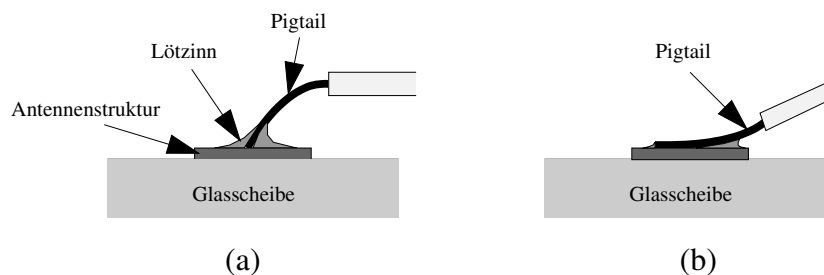


Abbildung 5.9: Verlötung des Pigtails: (a) spitze Verlötung und (b) stumpfe Verlötung

Wie Abbildung 5.9 zeigt, kann der Pigtail stumpf oder spitz mit dem entsprechenden Anschlussfeld auf der Scheibe verlötet sein. Aus produktionstechnischen Gründen werden die Pigtails per Hand verlötet, weshalb eine exakt gleiche Verlötung nicht möglich ist. Zwar ist eine grobe Steuerung – spitze Verlötung wie in Abbildung 5.9(a) oder stumpfe Verlötung entsprechend Abbildung 5.9(b) – durch Arbeitsanweisungen möglich, allerdings keine exakte Bestimmung der genauen Lötposition.

Im Extremfall einer spitzen Verlötung im Vergleich zu einer stumpfen Verlötung des Pigtails ist, bei einer Abisolierung in der Länge von üblicherweise 8 mm, der Längenunterschied der elektrischen Verbindung fast die gesamte Länge der Abisolierung und beträgt mehrere Millimeter. Dies entspricht wiederum einer relativen Längenänderung der Antennenstruktur von $\approx 0,5 - 1\%$.

Dieser Fehler ist aufgrund des Produktionsprozesses in Gesamtfahrzeugmessungen unvermeidbar. Diese Abweichung zwischen Mess- und Simulationsergebnissen ist allerdings immer zu erwarten und muss akzeptiert werden. Eine perfekte Übereinstimmung von Simulation und anschließender Fahrzeugmessung würde also auch Verbesserungen in der Genauigkeit des Fertigungsprozesses voraussetzen, die aus Kostengründen kaum durchzusetzen sind.

Messung und Simulation von Harfe 3

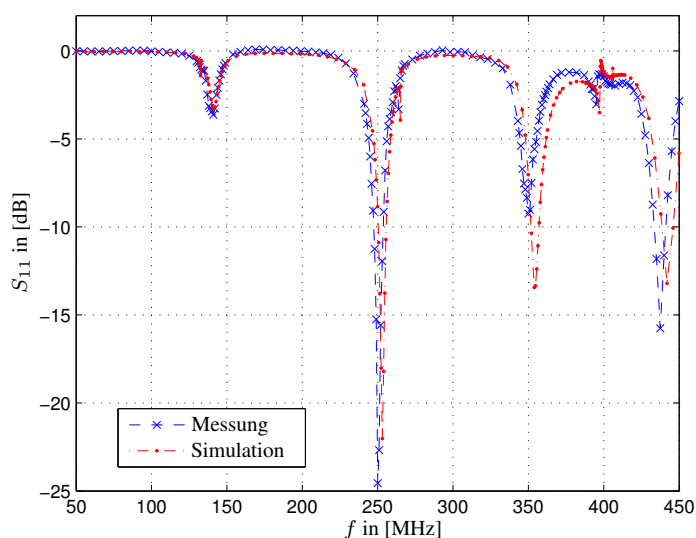


Abbildung 5.10: Vergleich von Messung und Simulation Harfe 3

Abbildung 5.10 zeigt die Ergebnisse von Messung und Simulation von Harfe 3. Auch hier ist die Messung zu niedrigeren Frequenzen hin verschoben. Da im Messaufbau der gleiche Antennenanschluss wie bei der Messung von Harfe 1 verwendet wurde, hier jedoch in der Simulation keine Korrektur für den längeren Weg der Masseanbindung vorgenommen wurde, ist diese Verschiebung auf die oben ausgeführten Gründe zurückzuführen.

Im Rahmen der Ungenauigkeiten der tatsächlichen Positionen der Anregung stimmen Simulation und Messung für dieses Modell hervorragend überein. Man erkennt jedoch, dass großer Wert auf die Genauigkeit der Modellierung der Anregung zu legen ist, da bereits geringe Abweichungen deutliche Fehler bei den Ergebnissen verursachen. So sind die beiden Entfernungen d und h aus Abbil-

dung 5.7, welche in der Regel zu null angenommen werden, nicht zu vernachlässigen. Sie besitzen einen signifikanten Einfluss auf das Messergebnis.

5.1.3 Vergleich verschiedener Antennenstrukturen

Im Folgenden werden die Simulationsergebnisse der Antennenstrukturen Harfe 1 und Harfe 3 verglichen. Die Gesamtlänge der Antennenstruktur von Harfe 3 ist 27 mm länger als jene von Harfe 1. Zudem wurde eine längere Variante, die im Vergleich zu Harfe 3 nochmals um 27 mm verlängert wurde, berechnet. Abbildung 5.11 zeigt den Einfluss dieser Verlängerungen auf das Simulationsergebnis.

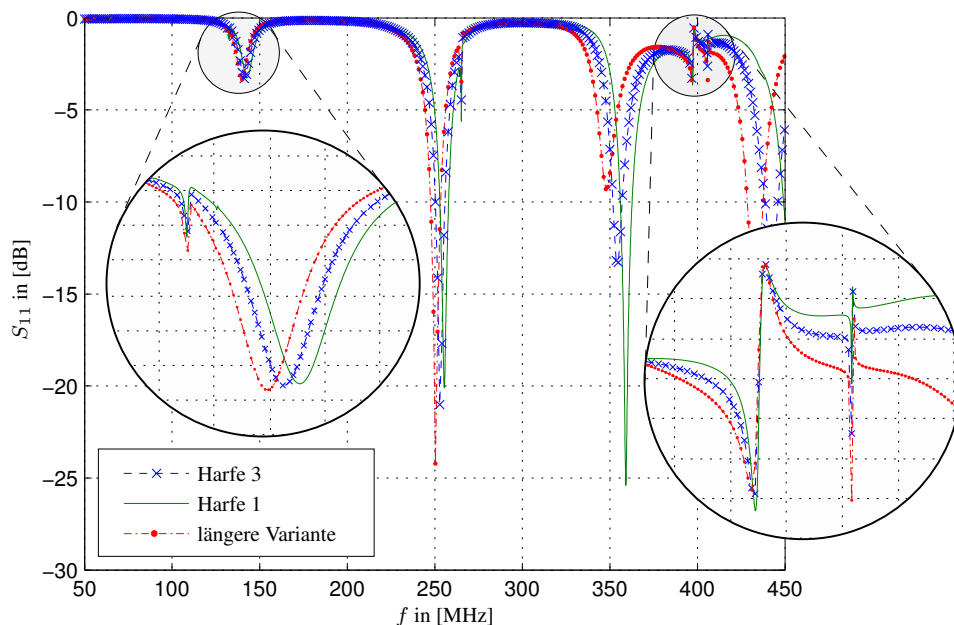


Abbildung 5.11: Vergleich S_{11} verschieden langer Antennenstrukturen

Wie zu erwarten, verschieben sich die Resonanzen bei länger werdenden Antennen hin zu niedrigeren Frequenzen. Diese Verschiebung skaliert direkt proportional mit der relativen Längenänderung der Antennenstruktur. Zudem treten andere Resonanzen auf, die in Abbildung 5.11 hervorgehoben sind. Diese Resonanzen werden auch bei Veränderung der Antennenstruktur nicht verschoben. Betrachtet man die Frequenzen dieser Resonanzen bei 132,5 MHz, 265,2 MHz (in Abbildung 5.11 nicht vergrößert dargestellt), 397,6 MHz und 405,9 MHz und be-

rechnet die dazugehörige Wellenlänge mit

$$\lambda = \frac{c}{f}, \quad (5.1)$$

so erhält man die in Tabelle 5.1 angegebenen Werte für die Wellenlänge λ bzw. halbe Wellenlänge $\lambda/2$. Die Öffnung in der Vorderseite des in Abbildung 5.4 dargestellten Modells hat eine Größe von 1,15 m auf 0,75 m. Diese Öffnung wird durch einen umlaufenden Falz der Tiefe 8 mm in beiden Dimensionen um jeweils 16 mm verkleinert. Der Falz ist dazu geeignet, eine Glasscheibe plan zur Front einzulegen und entspricht in etwa dem Profil von Fensterumrandungen bei Fahrzeugen. Vergleicht man die Größe der Öffnung mit den Werten für λ und $\lambda/2$ aus Tabelle 5.1, so ist direkt zu erkennen, dass diese Resonanzen aufgrund der Dimensionen der Fensteröffnung entstehen.

	f in [MHz]	λ in [m]	$\lambda/2$ in [m]
Resonanz 1	132,5	2,26	1,13
Resonanz 2	265,2	1,13	0,56
Resonanz 3	397,6	0,75	0,38
Resonanz 4	405,8	0,74	0,37

Tabelle 5.1: Wellenlängen der Resonanzspitzen

Dasselbe Phänomen ist auch bei der Modellierung eines Gesamtfahrzeugs zu erwarten, wobei hier die Resonanzen durch die nicht exakt parallele Ausrichtung der Fensterkanten vermutlich breiter gezogen werden. Diese Resonanzen können selbst durch umfangreiche Änderungen an der in der Öffnung gelegenen Antennenstruktur nicht verschoben werden. Es ist auch interessant, dass die Eigenmoden der rechteckigen Kiste offensichtlich keinen großen Einfluss auf die Anpassung der Antenne haben, was in der Literatur bei Fahrzeugen jedoch oft vermutet wird [91].

5.2 Korrekter Abschluss benachbarter Antennen

Ein Ziel bei der Entwicklung der Fahrzeugantennen ist, dass die Antennen möglichst unabhängig voneinander sind und eine geringe Korrelation aufweisen. Je geringer die Korrelation, desto besser ist die Performance des Antennendiversitäts. Bisher wurden die Antennen in den Simulationen zumeist als unabhängig voneinander angenommen.

Die räumliche Entfernung zwischen den einzelnen Antennen ist durch die Vorgaben des Fahrzeugdesigns jedoch stark beschränkt. Infolgedessen ergibt sich, entgegen den gewünschten Eigenschaften, eine starke Verkopplung der Antennen untereinander. In der Heckscheibenstruktur aus Abbildung 5.1 beträgt der Abstand der verschiedenen Antennen zu ihren direkten Nachbarantennen zumeist weniger als 3 cm. Bei $f = 100$ MHz entspricht dies einer Entfernung von $d \leq 0,01\lambda$. Durch die sich hieraus ergebende starke Verkopplung [57] müssten für eine korrekte Simulation alle Abschlüsse der Heckscheibe genau berücksichtigt werden.

Im aktuellen Entwicklungsprozess für Scheibenantennen wird zuerst die Antennenstruktur auf der Scheibe optimiert. Nach Bestimmung der Antennenparameter werden geeignete Antennenverstärker speziell für diese Scheibenstruktur entwickelt. Da die Simulation zeitlich noch vor der Herstellung der ersten Scheibenprototypen einzuordnen ist, sind die Verstärker noch nicht verfügbar.

Aus diesem Grund wurden bisher in der Simulation entweder die benachbarten Antennenabschlüsse im Leerlauf belassen oder es wurden für den betrachteten Frequenzbereich *typische* Werte für die Impedanz der benachbarten Antennenstrukturen angenommen; beispielsweise wurden für Simulationen im Bereich von $f \approx 100$ MHz für den AM-Verstärker eine Impedanz von $Z_{AM} \approx 1 \text{ M}\Omega$, für den FM-Verstärker eine Impedanz von $Z_{FM} \approx 50 \Omega$ und für die DAB-Verstärker eine Impedanz von $Z_{DAB} \approx 200 \Omega$ angesetzt. Im Weiteren wird untersucht, inwiefern diese Annahmen zulässig sind oder ob sie eine zu starke Vereinfachung des Simulationsmodells darstellen.

5.2.1 Vergleich verschiedener Abschlüsse

Um die bisher getroffenen Annahmen zu überprüfen, wurde das in Abbildung 5.12 gezeigte, detaillierte Modell einer Limousine verwendet. Das Modell besteht aus 37656 Dreiecken, enthält im Heckbereich alle relevanten Innenbleche und ist im Bereich der Heckscheibe feiner diskretisiert. Bei der Erstellung des Modells wurde größte Sorgfalt auf die Vermeidung geringer Abstände von parallelen Dreiecken und die korrekte Anbindung der Türen und Klappen verwandt, um numerische Fehler, die durch diese Modellungenauigkeiten entstehen können, zu verhindern [10, 45]. Die Antennenstruktur der Heckscheibe ist in Abbildung 5.1 gezeigt.

Die Abstrahlung des Gesamtfahrzeugs in verschiedenen Konfigurationen wurde auf einer unendlich ausgedehnten PEC-Massefläche berechnet und das Fernfeld unter einem Elevationswinkel von 4° , getrennt für horizontale und vertikale Polarisation, ausgewertet. Dieser Elevationswinkel entspricht etwa dem Winkel, unter dem auf Fahrzeugantennenmessplätzen das Fernfelddiagramm aufgezeich-

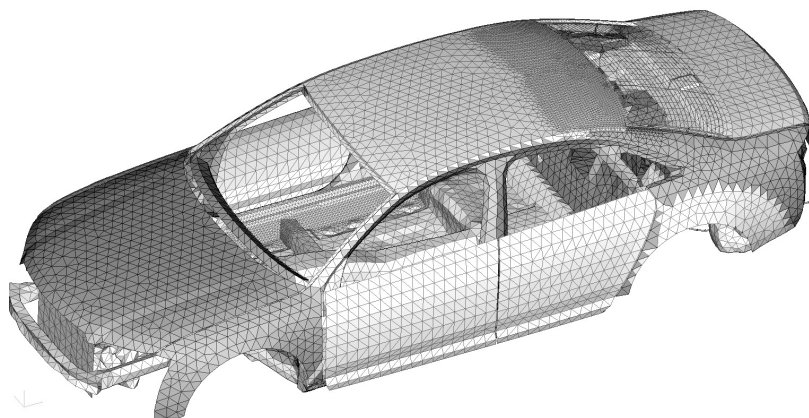


Abbildung 5.12: Detailliertes Fahrzeugmodell eines Audi A8 mit 37656 Dreiecken.

net wird.

In einem ersten Schritt wurden die bereits verfügbaren Antennenverstärker der Limousine im Laboraufbau vermessen und die komplexen Impedanzen als Abschlüsse der Nachbarantennen in die Simulation geladen. Die untersuchte Antenne wurde durch eine Quelle mit Innenwiderstand 50Ω angeregt und das vom Fahrzeug abgestrahlte Feld berechnet. Das Ergebnis dieser Berechnung wurde nachfolgend als Referenzlösung genutzt.

In einem weiteren Schritt wurden die Abschlüsse der Nachbarantennen in verschiedenen Varianten vereinfacht. Folgende Varianten wurden untersucht:

- **Variante 1:** Alle anderen Antennen wurden offen gelassen, d.h. sie wurden mit einem Leerlauf abgeschlossen.
- **Variante 2:** Alle anderen Antennen wurden mit der Masse kurzgeschlossen.
- **Variante 3:** Alle anderen Antennen wurden mit 50Ω abgeschlossen.
- **Variante 4:** Die verschiedenen Antennen wurden mit *typischen* Werten abgeschlossen (FM/TV: 50Ω , DAB: 200Ω , AM: $1 M\Omega$)
- **Variante 5:** die Antennen wurden mit dem Betrag der gemessenen Impedanz abgeschlossen.

Bei der Auswertung zeigte sich, dass die ersten beiden Varianten eine so starke Verfälschung des Abstrahlendiagramms nach sich ziehen, dass keinerlei Korrelation mit der Referenzsimulation zu erkennen war. Variante 4 zeigte tendenziell ein sehr

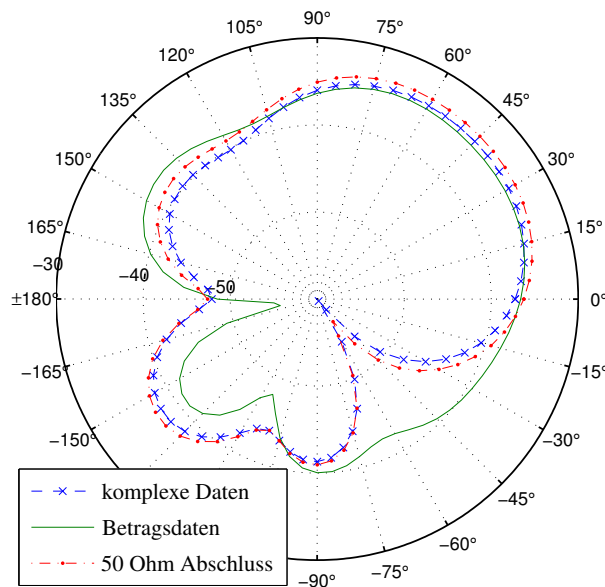


Abbildung 5.13: Abstrahlendiagramm der TV2-Antenne bei 80 MHz horizontal mit unterschiedlichen Modellen für die Abschlüsse der benachbarten Antennen

ähnliches Verhalten wie der Abschluss aller Antennen mit 50Ω . Die festgestellten Abweichungen sind dadurch zu erklären, dass eine starke Verkopplung mit der AM-Antenne besteht, deren Abschluss zwischen den beiden Fällen stark variiert. So ändert sich die Kopplung der einzelnen Antenne gegen Masse und damit auch die Abstrahlcharakteristik. Besteht nur eine geringe Kopplung der betrachteten Antenne mit der AM-Antenne, ist die Veränderung eher gering. Aufgrund dieser Tatsachen werden der Übersichtlichkeit halber in den Abbildungen 5.13 bis 5.20 neben der Referenzlösung nur die Varianten 3 und 5 gezeigt.

Abbildung 5.13 und Abbildung 5.14 zeigen das berechnete Abstrahlendiagramm der TV2-Antenne bei Abschluss der Nachbarantennen mit den gemessenen komplexen Daten, dem Betrag der gemessenen Impedanzen und mit 50Ω bei einer Frequenz von $f = 80 \text{ MHz}$. Die Übereinstimmung zwischen der Referenzlösung und Variante 3 ist gut – obwohl hier eine sehr starke Vereinfachung (Abschluss mit 50Ω) durchgeführt wurde. Die Berechnung mit dem Betrag der gemessenen Abschlussimpedanzen zeigt sehr große Abweichungen, obwohl die Vereinfachung vergleichsweise gering ist.

Insgesamt liegen die Abweichungen bei $f = 80 \text{ MHz}$ zwischen der Referenzlösung und dem 50Ω -Abschluss in einer Größenordnung, die auch im Rah-

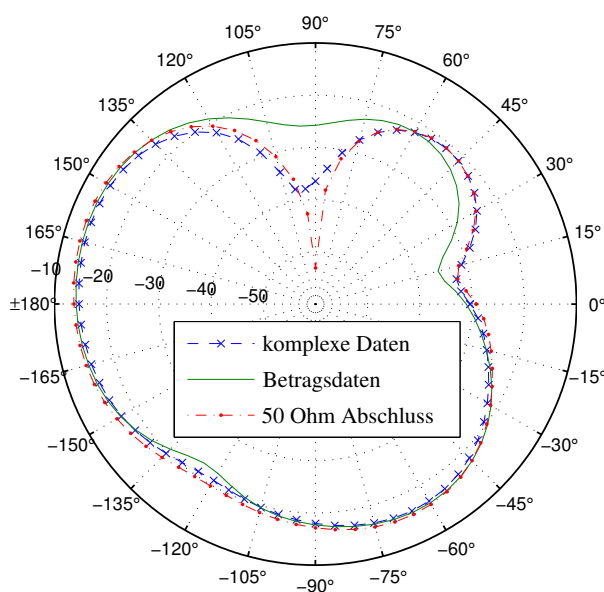


Abbildung 5.14: Abstrahlungsdiagramm der TV2-Antenne bei 80 MHz vertikal mit unterschiedlichen Modellen für die Abschlüsse der benachbarten Antennen

men der Messgenauigkeit noch zu tolerieren ist. Zwar ist die maximale Abweichung bei vertikaler Abstrahlung unter einem Winkel von $+90^\circ$ nahezu 15 dB, jedoch liegt dies an einem starken Einzug im Rundstrahlungsdiagramm. Aufgrund der Antennendiversity (vgl. dazu Abschnitt 2.1.2) ist die genaue Stärke des Einzugs unwichtig, sofern der Winkel des Einzugs genau bestimmt werden kann und eine andere Antenne unter diesem Winkel gute Empfangseigenschaften besitzt.

Abbildung 5.15 zeigt dieselbe Untersuchung für $f = 100$ MHz bei horizontaler Polarisation. Die Abweichung zwischen Antennenabschluss mit Betragdaten und dem mit komplexen Daten ist unter einem großen Winkelbereich sehr groß, so dass keine Übereinstimmung zwischen Referenzlösung und der vereinfachten Variante zu erkennen ist.

Für die vertikale Abstrahlung bei $f = 100$ MHz, die in Abbildung 5.16 gezeigt wird, ist die allgemeine Übereinstimmung der Form vergleichsweise gut, jedoch ist der Einzug der bei komplexen Daten unter 40° auftritt, bei Betragdaten auf einen Winkel von 130° verschoben. Eine solche Verschiebung des Einzugs ist für die Antennenentwicklung fatal. In diesem Fall würde die zweite Antenne optimiert, um den Einzug der ersten Antenne bei 130° auszugleichen. Durch den Abschluss der Nachbarantennen tritt dieser tatsächlich bei 40° auf, wo mögli-

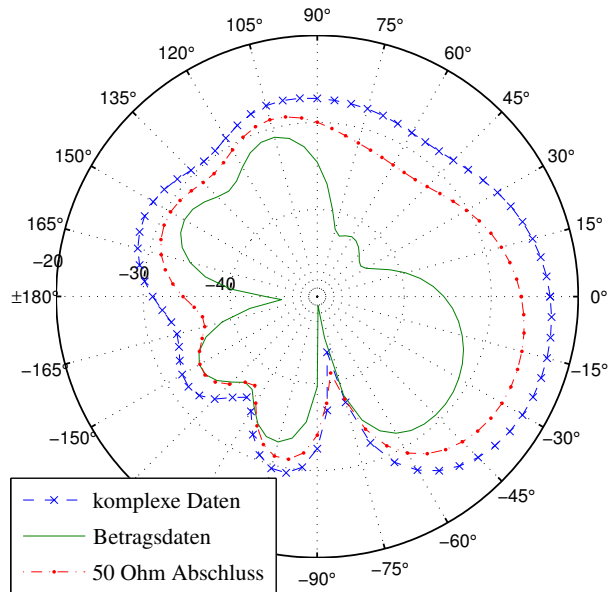


Abbildung 5.15: Abstrahlungsdiagramm der TV2-Antenne bei 100 MHz horizontal mit unterschiedlichen Modellen für die Abschlüsse der benachbarten Antennen

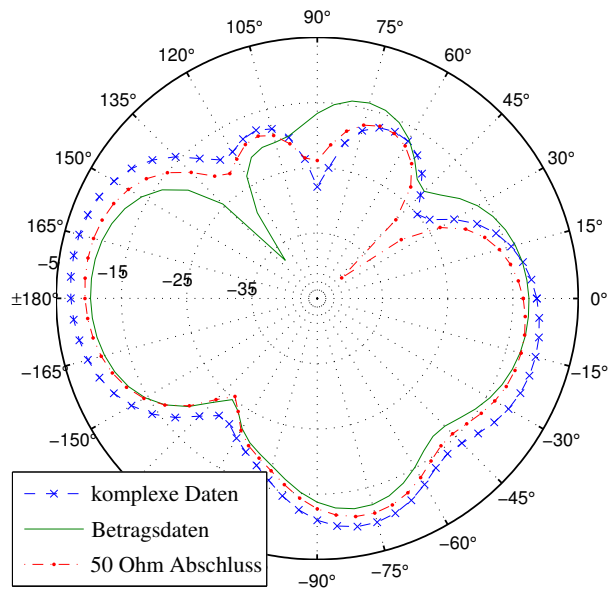


Abbildung 5.16: Abstrahlungsdiagramm der TV2-Antenne bei 100 MHz vertikal mit unterschiedlichen Modellen für die Abschlüsse der benachbarten Antennen

cherweise auch die zweite Antenne ein Empfangsminimum besitzt. Wenn beide Antennen unter einem bestimmten Winkel schlechte Empfangseigenschaften besitzen, kann auch das Diversitysystem keinen guten Empfang gewährleisten.

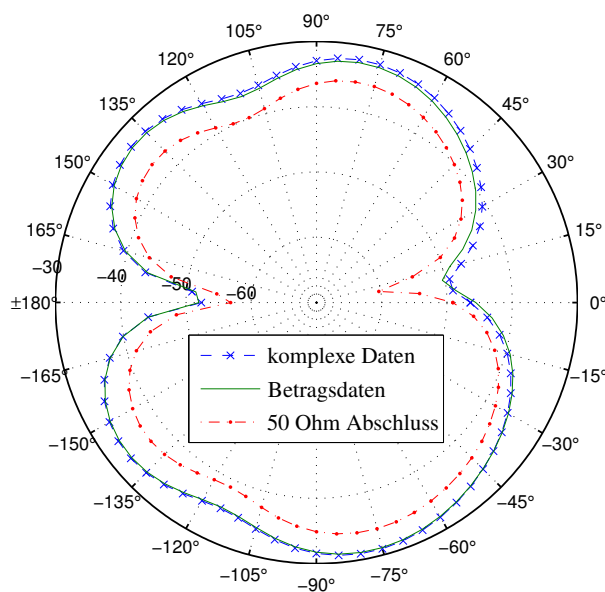


Abbildung 5.17: Abstrahlungsdiagramm der FM1/TV1-Antenne bei 80 MHz horizontal mit unterschiedlichen Modellen für die Abschlüsse der benachbarten Antennen

Dieselbe Analyse wurde für die FM1/TV1-Antenne (vgl. Abb. 5.1) in demselben Fahrzeugmodell durchgeführt. Die Ergebnisse sind den Abbildungen 5.17 bis 5.20 zu entnehmen.

Zeigt die TV2-Antenne noch Abweichungen in der Form des Abstrahlungsdiagramms bei 80 MHz, so sind in Abbildung 5.17 und Abbildung 5.18 kaum Abweichungen zu erkennen. Zwar ergibt Variante 3 mit den 50 Ω -Abschlüssen einen geringeren Empfangspegel als die beiden anderen Varianten, jedoch ist die Abweichung über alle Winkel nahezu konstant. Interessanterweise ist es bei der FM1/TV1-Antenne bei 80 MHz irrelevant, ob die Nachbarantennen mit komplexen Impedanzen oder einem rein realen Widerstand abgeschlossen werden. Hier zeigt sich das erwartete Bild, dass die stärkere Vereinfachung in Variante 3 auch zu großen Abweichungen von der Referenzlösung führt.

Abbildung 5.19 zeigt die Abstrahlcharakteristik bei $f = 100$ MHz für horizontale Polarisation derselben Antenne. Hier stimmen zwar Variante 3 und Variante 5 recht gut überein, jedoch zeigen beide große Abweichungen von der Referenzlösung.

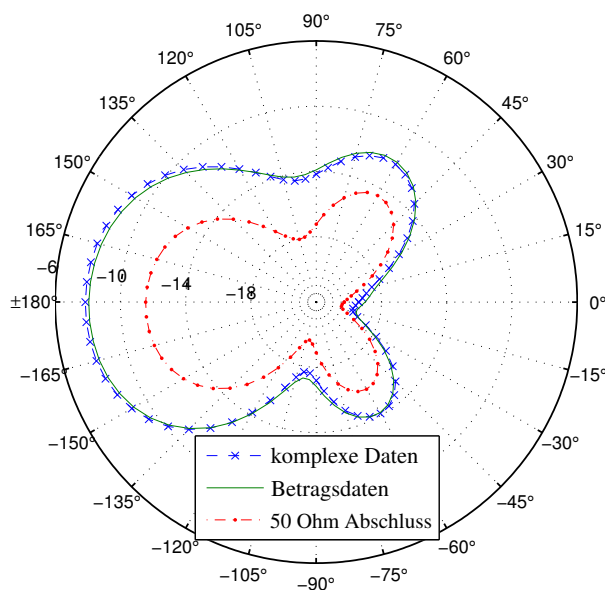


Abbildung 5.18: Abstrahlungsdiagramm der FM1/TV1-Antenne bei 80 MHz vertikal mit unterschiedlichen Modellen für die Abschlüsse der benachbarten Antennen

renzlösung. Hier ist keinerlei Ähnlichkeit zwischen der Referenzlösung und den Vereinfachungen zu erkennen.

Die für horizontale Polarisation bei 100 MHz getroffenen Aussagen gelten im Wesentlichen auch für das Abstrahlungsdiagramm bei vertikaler Polarisation, welches in [Abbildung 5.20](#) abgebildet ist.

5.2.2 Schlussfolgerung

Aus den im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Ergebnissen wird deutlich, dass für eine zuverlässige Berechnung der Abstrahlcharakteristik einer Antenne im Gesamtfahrzeug der Abschluss der der nahe gelegenen Nachbarantennen korrekt berücksichtigt werden muss. Diese Antennen sind mit der komplexen Last, wie sie auch im Gesamtfahrzeug vorliegt, abzuschließen. Mag diese Aussage an sich trivial erscheinen, so stellt sie doch ein großes Problem in der virtuellen Entwicklung von Fahrzeugantennen dar: Wie bereits zu Beginn dieses Abschnitts erläutert, werden die Antennenverstärker in der Regel erst nach Fertigstellung des Antennenlayouts in der Scheibe entwickelt. Soll dieses Layout jedoch im Computer optimiert werden, müssen die Daten der Antennenverstärker vorliegen.

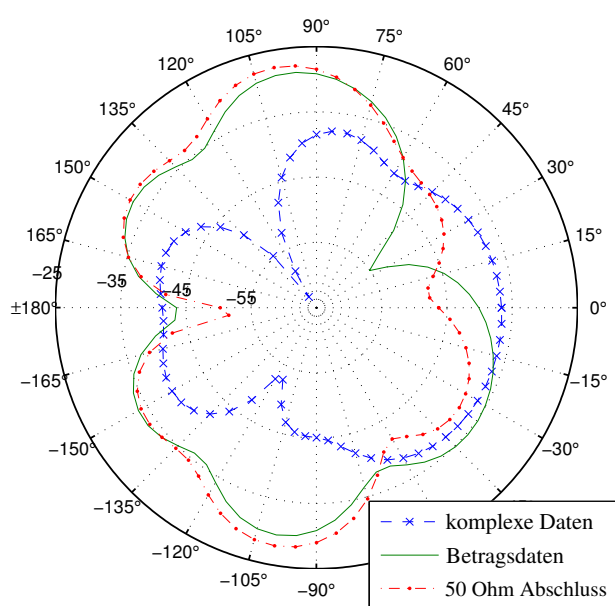


Abbildung 5.19: Abstrahlungsdiagramm der FM1/TV1-Antenne bei 100 MHz horizontal mit unterschiedlichen Modellen für die Abschlüsse der benachbarten Antennen

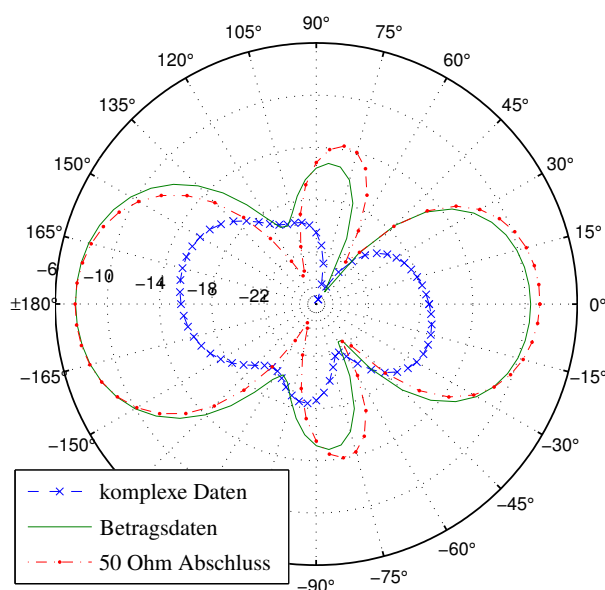


Abbildung 5.20: Abstrahlungsdiagramm der FM1/TV1 Antenne bei 100 MHz vertikal mit unterschiedlichen Modellen für die Abschlüsse der benachbarten Antennen

Hierfür existieren zwei Lösungsansätze:

1. Die vollständige Schaltung des Antennenverstärkers wird in SPICE (Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis), das Antennenlayout mit der Momentenmethode berechnet. Die Ergebnisse der einen Berechnung werden als Grundlage für die Optimierung des anderen Objekts herangezogen und dieser Prozess in mehreren Iterationsschleifen durchlaufen. Da bei dieser Variante mehrmals die vollständige Berechnung des Vollwellenproblems durchgeführt werden müsste, ist dieser Lösungsweg extrem rechenzeitaufwendig.
2. Die Verstärkerdaten des vorangegangenen Projektes werden für die Optimierung des Antennenlayouts verwendet. Da aus Kostengründen ohnehin bevorzugt standardisierte, bereits fertig entwickelte Antennenverstärker eingesetzt werden, ist im Allgemeinen der Unterschied in den Messdaten zweier aufeinanderfolgender Projekte vergleichsweise gering. Abbildung 5.21 zeigt die Messdaten von drei verschiedenen FM-Verstärkern. Wie zu erkennen ist, sind die Unterschiede zwischen den verschiedenen Verstärkern vergleichsweise gering, so dass die Verwendung der Messdaten des alten An-

tennenverstärkers möglich ist. Sind jedoch große Änderungen in der Schaltung des Antennenverstärkers zu erwarten, ist dieser Ansatz nicht zulässig.

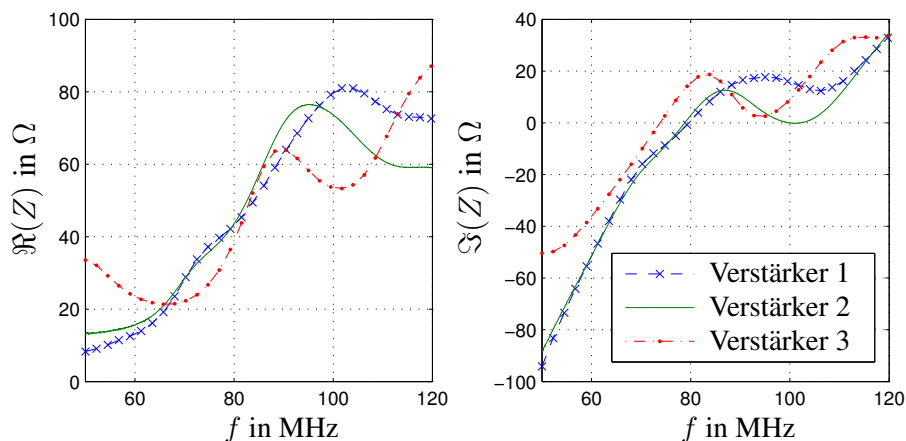


Abbildung 5.21: Gemessener Real- und Imaginärteil der Impedanzen verschiedener Antennenverstärker

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass bei der Entwicklung von Scheibenantennen für Kraftfahrzeuge der korrekte Abschluss der benachbarten Antennen größten Einfluss auf Mess- und Simulationsergebnisse hat. In der Simulation müssen aus diesem Grund immer möglichst exakte Daten der Antennenverstärker verwendet werden. Dabei sind die bisher üblichen Vereinfachungen nicht zulässig.

Kapitel 6

Berücksichtigung der Messumgebung

Das Entwicklungsziel für Fahrzeugantennen ist ein möglichst omnidirektionaler Empfang im Fernfeld, um in der Empfangsqualität unabhängig von der Fahrtrichtung zu sein. Diese Empfangseigenschaften müssen vor Produktionsanlauf durch Messung eines Prototypen auf einem geeigneten Messfeld nachgewiesen werden. Für zuverlässige Messungen sollte der Messabstand d zwischen Messobjekt und Messantenne

$$d \geq \frac{2D^2}{\lambda_0} \quad (6.1)$$

betragen [54, Kapitel 8], wobei D die größte Dimension des Messobjekts bezeichnet.¹

Da das gesamte Fahrzeug mit seiner Länge von 5 m abstrahlt, ist der Antennendurchmesser hier $D = 5$ m. Bei einer Frequenz von 100 MHz müsste daher in einem Abstand von $d \geq 16,6$ m gemessen werden, bei höheren Frequenzen steigt diese Entfernung entsprechend an. Am oberen Ende des in dieser Arbeit betrachteten Frequenzbands von $f = 50 \dots 450$ MHz beträgt der notwendige Abstand bereits $d \approx 75$ m. Um diese Messentfernung einzuhalten und gleichzeitig die Kosten zu beschränken, werden zur Charakterisierung von Fahrzeugantennensystemen in der Regel Freifeldmessflächen (Open Area Test Site – OATS) eingesetzt.

OATS haben den Vorteil, dass sie relativ kostengünstig zu erstellen und zu betreiben sind, und auch große Messobjekte charakterisiert werden können. Nachteile sind die Wetterabhängigkeit und die deutlich geringere Messdynamik so-

¹Diese Definition für die Fernfeldbedingung ist für Fahrzeuge am besten geeignet – andere Definitionen für den Beginn des Fernfeldes in Abhängigkeit des Antennentyps sind jedoch durchaus möglich [17].

wie Störungen durch in der Umgebung vorhandene Signale (z. B. kommerzielle Radio- und Fernsehsender). Mittels Radomen können OATS wetterfest gestaltet werden, jedoch ist die Konstruktion eines guten Radoms sehr aufwendig und Einflüsse auf die Messung können nie vollständig eliminiert werden.

6.1 Relative Orientierung der Massefläche

Größe und Form der Massefläche, auf der das Messobjekt steht, haben großen Einfluss auf die Genauigkeit eines Freifeldmessplatzes. Idealerweise ist die Massefläche so groß, dass sowohl Messobjekt als auch Testantenne auf ihr platziert werden können. Dadurch ist der Ausbreitungsweg zwischen Messobjekt und Testantenne genau charakterisiert und kann kalibriert werden [2]. Aus Kostengründen sind Größe und Form der Massefläche häufig beschränkt. Dies hat bekannterweise einen starken Einfluss auf die Messergebnisse [8].

Aufgrund der oben geforderten großen Messentfernung für Fahrzeugmessungen wird in der Automobilbranche folgender Aufbau für die OATS gewählt: Nur das Messobjekt (Fahrzeug) steht auf einem Drehteller mit ihm umgebender Massefläche [94]. Die Testantenne ist ausreichend weit entfernt, um Fernfeldbedingungen am Messobjekt zu gewährleisten (vgl. Abb. 6.1). Dazu wird sie auf einem Mast außerhalb der Massefläche montiert. Der Drehteller muss das Fahrzeuggewicht tragen können, wodurch sich Beschränkungen in der Gestaltung des Drehtellers ergeben. Bei dem von der AUDI AG verwendeten OATS ist die den Drehteller umgebende Massefläche aus mechanischen Gründen quadratisch mit einer Kantenlänge von 5,50 m.

Während der Messung wird das Fahrzeug auf dem Drehteller gedreht und die empfangene Leistung aufgezeichnet.

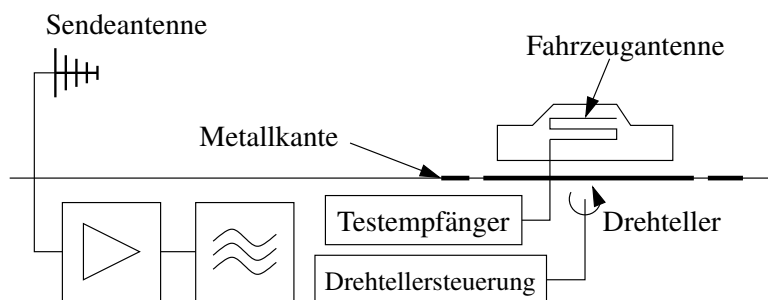


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung eines Fahrzeugantennenmessplatzes

Der Einfluss endlicher Masseflächen auf die Antennenimpedanz bei einfachen

Geometrien wurde bereits untersucht [35], jedoch definiert bei Scheibenantennen die Karosserie das Referenzpotential und stellt für die Antenne die Masse dar. In Simulationen für Fahrzeugantennensysteme wird jedoch angenommen, dass die unter dem Fahrzeug befindliche Massefläche unendlich ausgedehnt und perfekt leitend ist (PEC-Masse) [25]. Diese Annahme wird im Folgenden auf ihre Zulässigkeit überprüft.

6.1.1 Aufbau des Messmodells

Als Messobjekt wurde wiederum die in Abschnitt 5.1.1 eingeführte und in Abbildung 5.4 gezeigte Kiste verwendet. Als Antennenstruktur wurde ein Monopol der Länge 1 m eingesetzt, der vom Speisepunkt in Abbildung 5.4 aus in horizontaler Richtung in der Mitte der Apertur lag.

Die Messungen wurden auf einer Massefläche der Größe $6\text{ m} \times 7\text{ m}$ durchgeführt, die aus flächig verbundener Kupferfolie von 0,8 mm Dicke bestand. Die Leitfähigkeit des Erdreichs, das die Masseflächen umgibt, hat ebenfalls einen Einfluss auf die Messergebnisse [65]. Diese schwankt mit dem Feuchtigkeitsgehalt und der Zusammensetzung der Erde und ist nur sehr schwer zu bestimmen. Um diesen Einfluss zu minimieren, wurde die Massefläche 0,2 m vom Boden auf einem hölzernen Podest aufgebaut. Zudem wurde die Testantenne zunächst auf der Massefläche positioniert mit dem Ziel, Messfehler durch eine falsch bestimmte Leitfähigkeit des Bodens zwischen Messobjekt und Testantenne auszuschließen.

Messobjekt und Testantenne wurden, wie in Abbildung 6.2, gezeigt auf der Massefläche positioniert. Das Messobjekt stand auf einem Tisch der Höhe 0,65 m, der aus trockenem Holz hergestellt war und keine Metallteile enthielt. Als Testantenne wurde eine kalibrierte Antenne des Typs Chase BiLog 6111 C verwendet [86]. Diese wurde auf einem passenden Antennenstativ in der Höhe 1,45 m montiert. Die Drehung des Messobjekts wurde manuell durchgeführt, um Einflüsse durch den elektrischen Antrieb eines automatischen Drehtellers ebenfalls auszuschließen. Die Messauflösung betrug 10° [94].

Das Simulationsmodell umfasste neben dem Messobjekt die ebenfalls diskretisierte Massefläche. Eine Feldsonde wurde in einer Entfernung von 3 m vom Zentrum des Messobjekts an der Position eingefügt, wo das Phasenzentrum der Testantenne während der Messung lag. Die Speisung der Antenne erfolgte über eine Spannungsquelle am Speisepunkt. Für jede Messposition wurde die Kiste relativ zur Massefläche gedreht und eine neue Simulation gestartet. Um eine Vergleichsbasis zu erhalten, wurde zusätzlich eine Simulation mit unendlich ausgedehnter PEC-Massefläche durchgeführt.

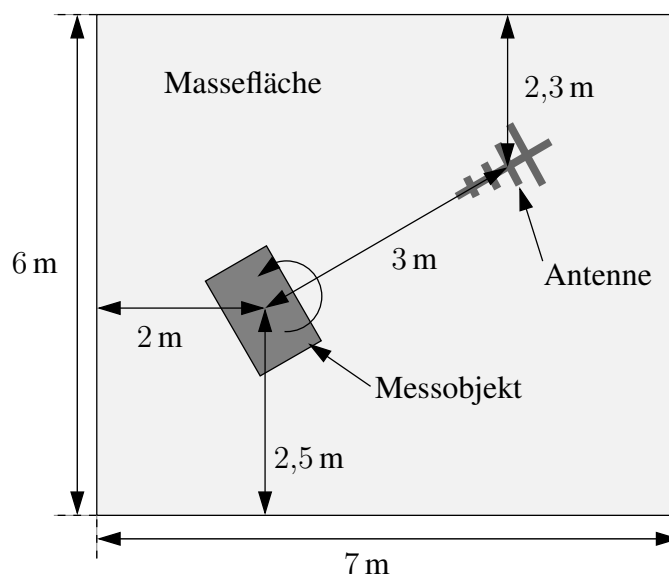


Abbildung 6.2: Geometrie des Messaufbaus

6.1.2 Vergleich von Messung und Simulation

In [Abbildung 6.3](#) und [Abbildung 6.4](#) sind die gemessene und die simulierte Feldstärke an der Position der Feldsonde aus den verschiedenen Simulationsmodellen in dBV/m dargestellt. Wie zu erkennen ist, stimmt die Simulation nahezu perfekt mit den Messungen überein. Wurde jedoch die Vereinfachung, die Massefläche als unendliche PEC-Massefläche zu betrachten, verwendet, weichen die Ergebnisse stark ab. Die hier abgebildeten Ergebnisse sind nur exemplarisch ausgewählt. Die getroffenen Aussagen gelten für die Ergebnisse in einem Frequenzbereich von 50 bis 250 MHz. Im Frequenzbereich darüber war die Diskretisierung der Massefläche, die aus Gründen der Rechenzeit grob gewählt wurde, nicht mehr ausreichend. Dennoch waren die Ergebnisse auch mit eigentlich zu grober Diskretisierung deutlich besser als jene mit der unendlich ausgedehnten Massefläche.

Bei beiden hier abgebildeten Frequenzen zeigt sich, dass die Simulation mit unendlicher PEC-Masse Einzüge aufweist, die bei Simulation mit endlicher Massefläche und in der Messung nicht auftreten. Dies stellt ein großes Problem dar, da das Entwicklungsziel für Fahrzeugantennen eine omnidirektionale Empfangscharakteristik ist. Das Verschmieren der Einzüge durch den Einfluss der Messumgebung verhindert das Entdecken von Einzügen, die somit im Entwicklungsprozess auch nicht beseitigt werden können.

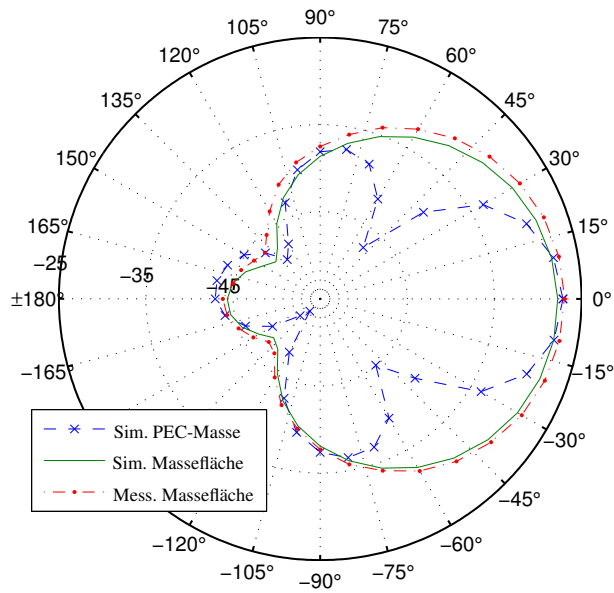


Abbildung 6.3: Vergleich von Messung und Simulation bei 100 MHz

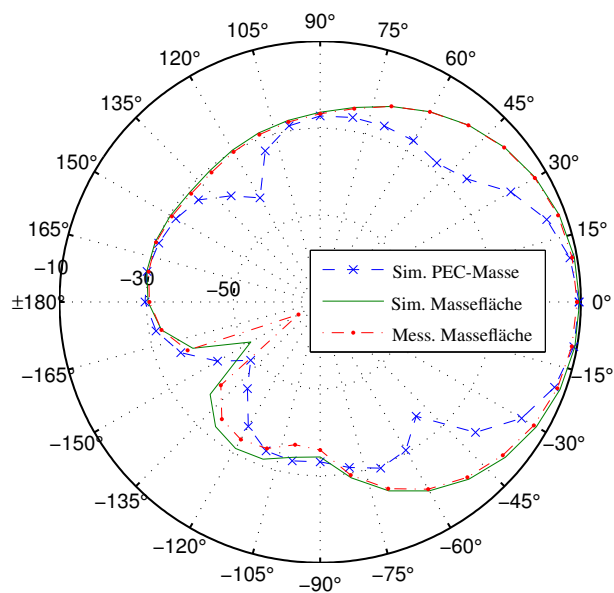


Abbildung 6.4: Vergleich von Messung und Simulation bei 135 MHz

6.2 Feld der endlichen Massefläche

Obwohl die endliche Massefläche einen großen Einfluss auf die Abstrahlcharakteristik hat, ist fraglich, ob sie die Stromverteilung auf dem Messobjekt beeinflusst. Falls die Stromverteilung des Messobjekts selbst nicht durch die Massefläche verändert wird, ist die Antennenimpedanz dieselbe wie die für eine Untersuchung im freien Raum. Wesentlich wichtiger ist, dass sich die Antennenimpedanz in diesem Fall auch nicht in anderen Umgebungen (endlich leitfähiger Boden wie beispielsweise geteerte Straßen anstatt Metallboden der Messfläche) ändert. Dies ist wichtig, um ein Anpassnetzwerk für die Antenne korrekt zu dimensionieren.

Bisher zeigten Simulationen – in der Regel zwar sehr geringe – Abweichungen in der Impedanz für verschiedene Umgebungsbedingungen. Daher kann die Stromverteilung nicht in beiden Fällen exakt dieselbe sein. Um zu überprüfen, ob diese Änderung der Stromverteilung ebenfalls das vom Fahrzeug abgestrahlte Feld bedeutsam beeinflusst, wurde ein einfacher Test entwickelt.

Wie bereits in Abschnitt 3.2.2 erläutert, ist das von einem Objekt mit bekannter Stromverteilung \mathcal{J} abgestrahlte Fernfeld:

$$\mathcal{E}(\mathcal{J}) = -j\omega\mu\varepsilon \int_V \underline{\mathcal{G}} \wedge \mathcal{J}, \quad (6.2)$$

wobei $\underline{\mathcal{G}}$ die Greensche Funktion des freien Raums aus (3.9) ist.

Die Stromverteilung \mathcal{J}_{ges} einer exakten Simulation mit endlicher Massefläche kann berechnet werden und in die Stromverteilung des Fahrzeugs \mathcal{J}_{fzg} und die der Massefläche \mathcal{J}_{mas} getrennt werden:

$$\mathcal{J}_{ges} = \mathcal{J}_{fzg} + \mathcal{J}_{mas} \quad (6.3)$$

Dann kann mit (6.2) $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{fzg})$ und $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{mas})$ getrennt berechnet werden. Falls zwischen $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{fzg})$ und dem Feld des Fahrzeugs im Freiraum $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{frei})$ kein oder nur ein geringer Unterschied zu erkennen ist, kann angenommen werden, dass die Veränderung von \mathcal{J}_{fzg} durch die endliche Massefläche vernachlässigbar ist.

Für diese Untersuchungen wurde erneut das in Abbildung 5.12 abgebildete detaillierte Fahrzeugmodell verwendet. Das Fahrzeug wurde 0,2 m über einer quadratischen Massefläche von 5,5 m × 5,5 m platziert, die mit 4416 Dreiecken diskretisiert war. Die Abmessungen entsprechen dem Freifeldmessplatz der AUDI AG. In einer vergleichenden Simulation wurde die Stromverteilung des Fahrzeugs im Freiraum berechnet.

Durch den geringeren Abstand von Messobjekt zu Massefläche sollte die Verkopplung stärker als in dem zuvor untersuchten, einfachen Modell einer rechteckigen Kiste sein. Die Ergebnisse in Abbildung 6.5 zeigen, dass das von der

Stromverteilung des Fahrzeugs abgestrahlte Fernfeld durch die Anwesenheit des Drehtellers nicht signifikant verändert wird. Daher kann angenommen werden, dass auch \mathcal{J}_{fzg} durch den Drehteller nicht bedeutend beeinflusst wird. Aus dieser Erkenntnis kann man direkt schließen, dass auch Impedanzmessungen, die in einer nicht exakt definierten Umgebung wie beispielsweise in einer Werkstatt oder zur Funktionsüberprüfung an einer Produktionslinie durchgeführt werden, durchaus mit den auf einem geeigneten Messfeld erzielten Messergebnissen vergleichbar sind. Da die Oberflächenstromverteilung, selbst wenn die Massefläche komplett entfernt wird, offensichtlich nur in einem so geringen Maße verändert wird, dass das Fernfeld kaum beeinflusst wird, werden die ohnehin gegenüber Umwelteinflüssen deutlich robusteren Parameter wie Impedanz und Reflexionskoeffizienten noch geringere Änderungen aufweisen. Stichprobenartige Messungen, die hier nicht näher erläutert werden sollen, haben diese Aussage bestätigt.

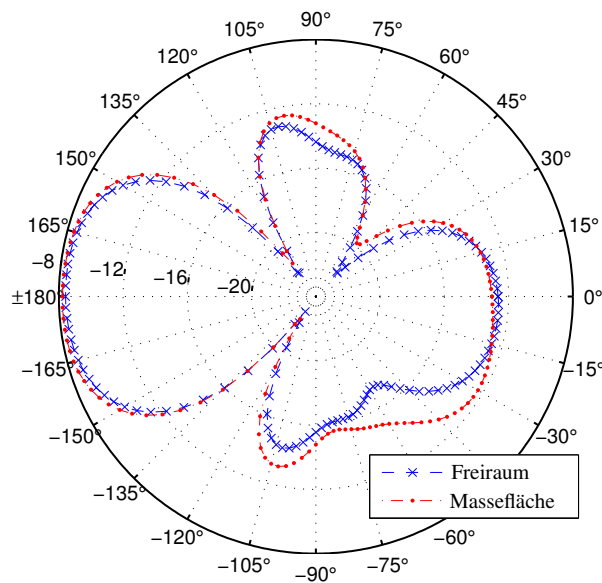


Abbildung 6.5: Vergleich der Fernfelder \mathcal{E}_{fzg} und \mathcal{E}_{frei} in dBV/m bei $f = 100$ MHz, normiert auf $r = 1$ m.

In gleicher Weise kann auch das Feld $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{mas})$, das von der Stromverteilung auf der Massefläche des Drehtellers verursacht wird, berechnet werden. Dieses berechnete Feld ist eine rein mathematische Größe, da die Stromverteilung \mathcal{J}_{mas} vermutlich niemals ohne ein Fahrzeug auf dem Drehteller angeregt werden kann. Allerdings ermöglicht dieses berechnete Feld eine Abschätzung des maximalen

Fehlers, der durch die Massefläche verursacht werden kann (vgl. dazu auch Abschnitt 6.2.2). Abbildung 6.6 vergleicht das Gesamtfeld $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{ges})$ mit dem vom Fahrzeug abgestrahlten Feld $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{fzg})$ und dem Feld der Massefläche $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{mas})$. Es ist gut zu erkennen, dass $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{mas})$ zumeist deutlich schwächer ist als das Feld des Fahrzeugs und daher nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf das Gesamtfeld besitzt [94]. Bei einigen Winkeln hat jedoch das vom Drehteller abgestrahlte Feld einen deutlichen Einfluss auf das Gesamtfeld und muss daher berücksichtigt werden. Unter den betreffenden Winkeln ist insbesondere die Phasenlage des Feldes der Massefläche von großem Einfluss. Die Phase entscheidet, ob eine konstruktive oder destruktive Überlagerung mit dem vom Fahrzeug abgestrahlten Feld erfolgt.

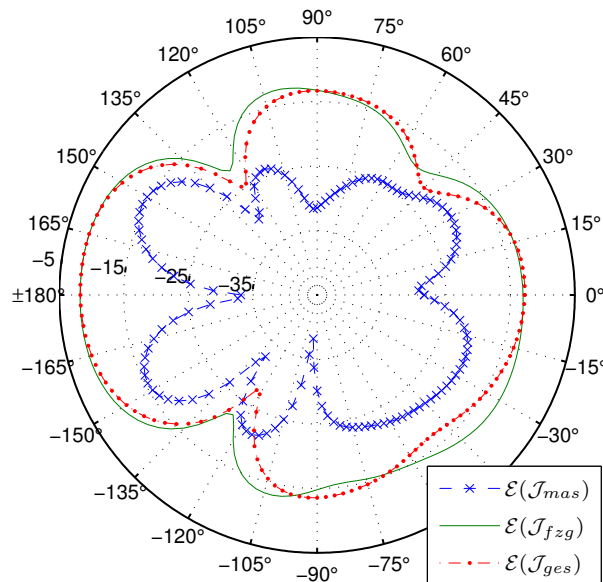


Abbildung 6.6: Vergleich der Fernfelder $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{ges})$, $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{fzg})$ und $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{mas})$ in dBV/m bei $f = 100$ MHz, normiert auf $r = 1$ m.

6.2.1 Position des Fahrzeugs auf dem Drehteller

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, hat die Stromverteilung des Drehtellers einen merklichen Einfluss auf das Gesamtfeld $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{ges})$. Daher ist es auch von großem Interesse, ob die Position des Fahrzeugs auf dem Drehteller einen signifikanten Effekt auf $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{mas})$ hat. Das Fahrzeug wird in der Regel auf den Drehteller gefahren und möglichst zentral abgestellt. Da keine exakte Posi-

tionierung stattfindet, ist die Position des Fahrzeugs nur innerhalb eines Rahmens von etwa $\pm 0,15$ m bekannt.

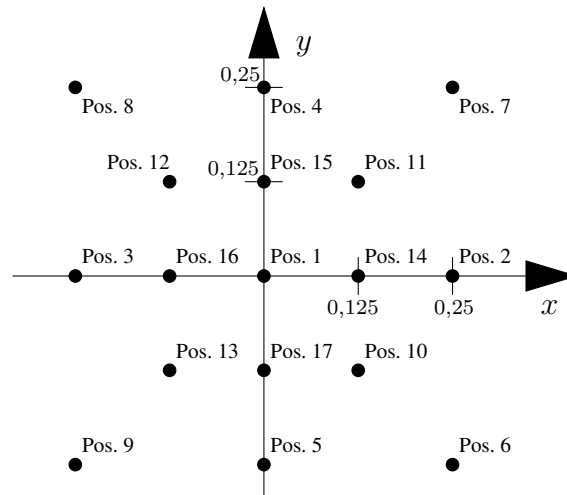


Abbildung 6.7: Übersicht über die 17 überprüften Positionen des Fahrzeugs.

Um den Einfluss der Position in Relation zum Drehteller zu bestimmen, wurde das Fahrzeug um $\pm 0,125$ m und $\pm 0,25$ m sowohl in x - wie auch y -Richtung auf die insgesamt 17 verschiedenen in Abbildung 6.7 abgebildeten Positionen verschoben und simuliert. Anschließend wurde für alle Positionen $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{mas})$ berechnet und ausgewertet.²

Bei jedem Winkel wurde das Minimum, das Maximum sowie der Mittelwert über alle Positionen bestimmt. Die so ermittelten Werte sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{mas})$ über die verschiedenen Positionen nur in einem schmalen Korridor schwankt. In Verbindung mit den Ergebnissen aus Abschnitt 6.2 kann geschlossen werden, dass die durch einen Positionsfehler in der Messung entstehende Abweichung vergleichsweise gering ist.

Dieses Ergebnis wird durch Abbildung 6.9 bestätigt, wo das berechnete Gesamtfeld des Fahrzeuges auf dem Drehteller dargestellt ist. Die Abweichung zwischen Minimal- und Maximalwert über alle 17 Positionen beträgt $\Delta_{max} = 5,6$ dB,

²Es sei darauf hingewiesen, dass diese Untersuchung nur für eine Drehposition des Fahrzeugs relativ zum Drehteller durchgeführt wurde. Genau genommen müsste diese Untersuchung analog zu Abschnitt 6.1 für jeden möglichen Drehwinkel des Drehtellers durchgeführt werden. Ein Vergleich von zwei verschiedenen Positionen zeigte, dass das Ergebnis der folgenden Abschätzung für verschiedene Winkel immer dieselben Charakteristika zeigt, weshalb aus Gründen der Rechenzeit (36 Drehpositionen mal 17 Positionen auf dem Drehteller = 612 Simulationen mit je 2-3 Stunden Rechenzeit) nur eine Drehposition eingehend untersucht wurde.

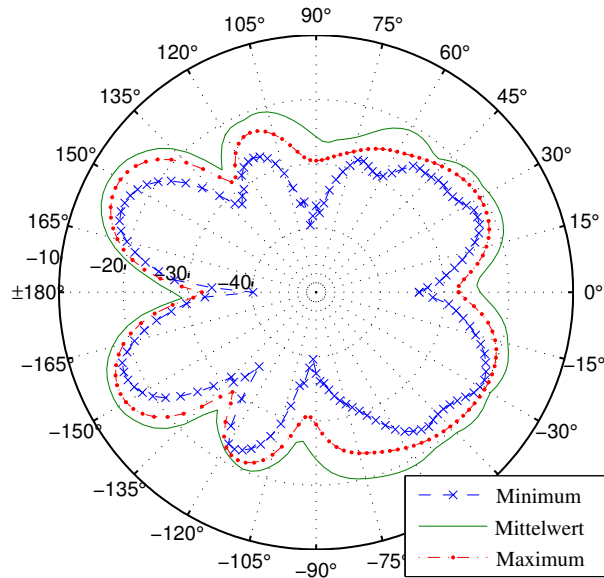


Abbildung 6.8: Minimum, Maximum und Mittelwert von $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{mas})$ über 17 verschiedene Positionen in dBV/m bei $f = 100$ MHz, normiert auf $r = 1$ m.

während die durchschnittliche Abweichung zwischen Minimal- und Maximalwert bei 144 berechneten Werten nur $\Delta_{\varnothing} = 1,7$ dB beträgt [94].

Da hier immer Extremwerte der 17 verschiedenen Positionen betrachtet wurden, gibt der Wert die obere Schranke für den möglichen Fehler an. Die Abweichung zwischen zwei beliebigen Positionen ist deutlich kleiner. So erhält man bei einem Vergleich von Position 1 und Position 9 (vgl. Abb. 6.7) eine maximale Abweichung zwischen diesen beiden Positionen von $\Delta_{max_{1,9}} = 1,5$ dB, während die durchschnittliche Abweichung nur $\Delta_{\varnothing_{1,9}} = 0,1$ dB ist. Diese Abweichung liegt noch unterhalb des üblichen Messfehlers auf einem Freifeldmessplatz [8] und kann daher vernachlässigt werden.

Einfache Überprüfungen der Reproduzierbarkeit der exakten Position – das Fahrzeug wurde mehrmals auf den Drehteller gefahren und jeweils die exakte Position markiert – ergaben Abweichungen in der Position von weniger als $\pm 0,15$ m. Dadurch ist der real zu erwartende Fehler nochmals kleiner als hier betrachtet. So ergibt sich bei einem Positionierungsfehler von $\pm 0,125$ m für die soeben erläuterte Betrachtung ein maximaler Fehlerkorridor von $\Delta_{max} = 4,7$ dB und eine durchschnittliche Breite des Korridors, in dem alle Messwerte liegen müssen, von $\Delta_{\varnothing} = 1,3$ dB

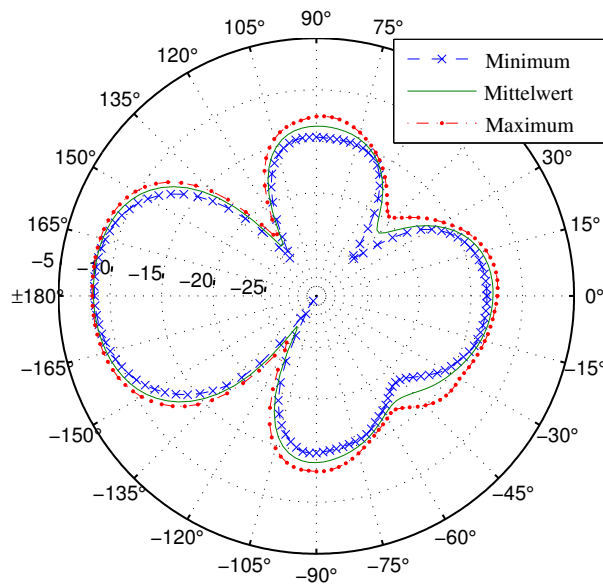


Abbildung 6.9: Minimum, Maximum und Mittelwert von $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{ges})$ über 17 verschiedene Positionen in dBV/m bei $f = 100$ MHz, normiert auf $r = 1$ m.

6.2.2 Abschätzung des maximalen Fehlers

Mit der in den vorangegangenen Absätzen vorgestellten Methode kann man zusätzlich den maximal möglichen Fehler abschätzen, der bei der Messung des hier gezeigten Fahrzeugs auftreten kann: Die größtmögliche Verfälschung des gemessenen Fernfeldes entsteht, wenn das anteilige, vom Drehteller abgestrahlte Feld einen Phasenunterschied von $\phi = 180^\circ$ zum Feld des Fahrzeuges besitzt.

Berechnet man nun $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{fzg})$ und $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{mas})$ mit (6.2), kann man den maximalen Fehler bestimmen aus

$$\max \Delta = |\mathcal{E}(\mathcal{J}_{fzg})| - |\mathcal{E}(\mathcal{J}_{mas})| . \quad (6.4)$$

In Abbildung 6.10 und Abbildung 6.11 ist der Ergebniskorridor, der bei maximalem Fehler möglich ist, für horizontale und vertikale Polarisation dargestellt. Wie in Abbildung 6.10 zu sehen ist, ist der Ergebniskorridor für horizontale Polarisation extrem breit. Zwar wird der maximale Fehler nicht unter allen Winkeln gleichzeitig auftreten, jedoch ist durch entsprechende Positionierung des Fahrzeugs auf dem Drehteller zumindest unter einem Winkel ein Phasenunterschied von $\phi = 180^\circ$ zwischen den beiden Feldern möglich. Daher kann der Messfehler unter diesem Winkel tatsächlich im Bereich von ± 10 dB liegen, was der Messung

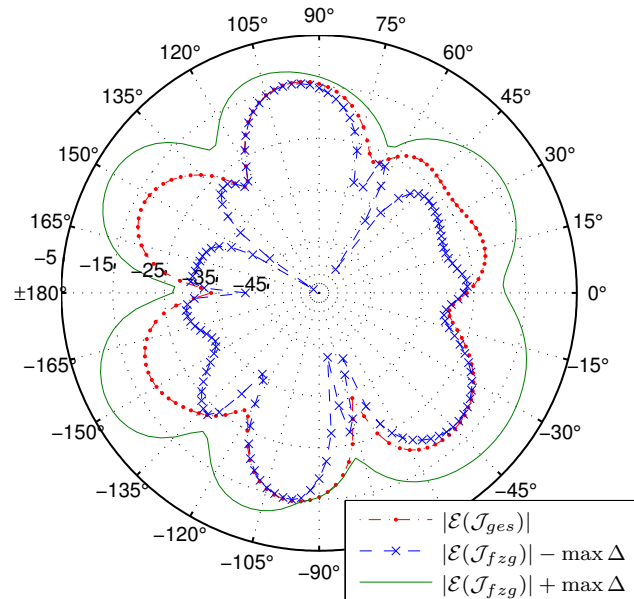


Abbildung 6.10: Darstellung des Ergebniskorridors bei maximalem Fehler für horizontale Polarisation bei $f = 100$ MHz

jede Aussagekraft raubt.

Aufgrund der Tatsache, dass $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{mas})_V \ll \mathcal{E}(\mathcal{J}_{fzg})_V$, ist auch der mögliche Gesamtfehler, der durch die endliche Ausdehnung des Drehtellers entsteht, bei vertikaler Polarisation vernachlässigbar klein. Abbildung 6.11 zeigt, dass der Ergebniskorridor durch Anwesenheit des Drehtellers kaum beeinflusst wird.

6.2.3 Optimierung des Messfelds

Aus den Ergebnissen der vorangegangenen Abschnitte ist zu erkennen, dass Reflexionen an den Kanten des Drehtellers deutliche Veränderungen des Messergebnisses mit sich ziehen. So wurde in Abschnitt 6.1 gezeigt, dass die Orientierung des Drehtellers relativ zum Messobjekt einen großen Einfluss hat. Dieser Effekt ist jedoch zu vermeiden, indem die Begrenzung des Drehtellers kreisförmig ausgeführt wird. Diese Lösung ist in der Regel konstruktiv einfach auszuführen, in dem man um die eckige Begrenzung des Drehtellers Metallplatten derart verschweißt, dass diese Massefläche auf einen Kreis vergrößert wird. Dies vermindert gleichzeitig die in Abschnitt 6.2.1 gezeigten Abweichungen durch ungenaue Positionierung, da bei gleichem absoluten Positionierungsfehler die Abweichung in Relation zur Gesamtgröße der Massefläche kleiner wird.

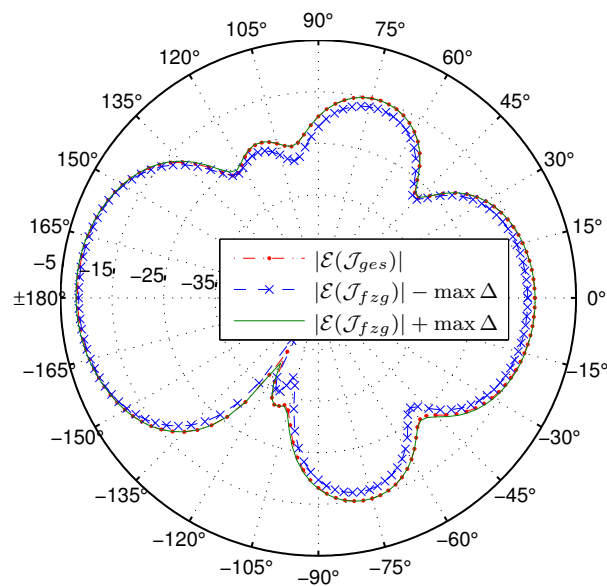


Abbildung 6.11: Darstellung des Ergebniskorridors bei maximalem Fehler für vertikale Polarisation bei $f = 100$ MHz

Vergößert man die rechteckige Massefläche des Drehtellers der vorigen Abschnitte von quadratisch mit $5,5 \text{ m} \times 5,5 \text{ m}$ auf eine Kreisfläche mit $r = 3,89 \text{ m}$, so erhält man für die Abschätzung des Ergebniskorridors über die 17 betrachteten Positionen das in Abbildung 6.12 gezeigte Diagramm. Vergleicht man dieses mit dem Ergebnis aus Abbildung 6.9, so ist zu erkennen, dass die Schwankungen durch verschiedene Positionen abgenommen haben.

Ebenso sinkt die größte Abweichung zwischen dem Maximal- und Minimalwert auf $\Delta_{max,o} = 2,0 \text{ dB}$, und die durchschnittliche Breite des Ergebniskorridors beträgt $\Delta_{\emptyset,o} = 0,7 \text{ dB}$. Somit sind auf der kreisförmigen Massefläche die Fehler durch eine ungenaue Positionierung des Messobjekts deutlich kleiner. Der Unterschied zwischen der Form der Rundstrahlendiagramme in Abbildung 6.9 und Abbildung 6.12 ist auf den bereits in Fußnote 2, S. 95 erläuterten Umstand zurückzuführen, dass die Untersuchung mit rechteckiger Masseflächenbegrenzung nur für eine Drehposition durchgeführt wurde und daher die Form des Diagramms entsprechend Abschnitt 6.1 verfälscht ist.

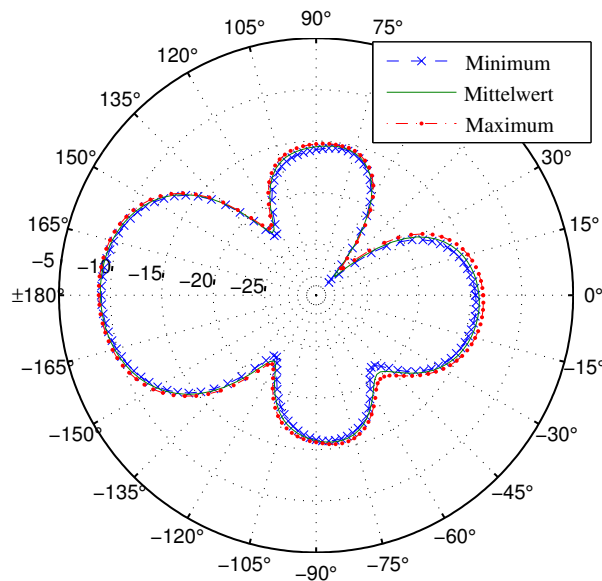


Abbildung 6.12: Minimum, Maximum und Mittelwert von $\mathcal{E}(\mathcal{J}_{ges})$ über 17 verschiedene Positionen bei einer kreisförmigen Massefläche mit $r = 3,89$ m in dBV/m bei $f = 100$ MHz, normiert auf $r = 1$ m.

6.3 Bedingungen im realen Freifeldmessplatz

Für die Untersuchungen in Abschnitt 6.1 wurde eine Massefläche verwendet, die sich auf einem 0,2 m vom Boden angehobenen Podest befand. Für die weiteren simulativen Untersuchungen wurde das Erdreich ebenfalls vernachlässigt. Der Einfluss der Massefläche auf das Rundstrahlendiagramm beruht in diesen Untersuchungen überwiegend auf Reflexion und Beugung des vom Messobjekt abgestrahlten Feldes an den Kanten der Massefläche. Diese Tatsache wird auch durch die Ergebnisse aus Abschnitt 6.2 bestätigt: Das von der Stromverteilung des Fahrzeuges abgestrahlte Feld wird durch die Massefläche kaum verändert. Dementsprechend könnte die Massefläche auch mit einer Näherungsmethode wie der UTD berücksichtigt werden. Bei Betrachtung des Modells anhand dieser Methode ist sofort offensichtlich, dass nur die Kanten einen Einfluss auf das Gesamtfeld haben. Die Stärke der Beugung an den Kanten hängt jedoch stark von der Größe des Impedanzsprungs bzw. der "Schärfe" der Kante ab. Bei einem fließenden Übergang der Impedanz des Metalls auf den Freiraumwellenwiderstand treten kaum Reflexionen auf. Diese Erkenntnis wird auch bei der Optimierung von Freifeldmessplätzen genutzt [65].

Die Stärke des Impedanzsprungs und damit die Intensität der Verfälschung der Messergebnisse hängt also deutlich von der Leitfähigkeit des den Drehteller umgebenden Erdreichs ab. Die ist Leitfähigkeit bei den interessierenden Frequenzen jedoch nur extrem schwer und ungenau bestimmbar und schwankt stark mit dem Feuchtigkeitsgehalt des Erdreichs. Weiterhin sind die zur Verfügung stehenden Methoden nicht geeignet, Metall und ein unendlich ausgedehntes Erdreich mit einer gemeinsamen Grenzfläche (d. h. die Massefläche liegt auf dem Erdreich auf) zu berechnen.³

6.3.1 Bekanntes Messobjekt auf Drehteller

Je besser die Leitfähigkeit des Erdreichs, umso geringer sind also die zu erwartenden Reflexionen an der Kante des Drehtellers, sofern dieser ebenerdig montiert ist. Die Leitfähigkeit der Erde ist nur schwer direkt zu bestimmen, der Einfluss auf die Kantenreflexion und -beugung kann jedoch durch Messung eines bekannten Messobjekts auf dem Drehteller festgestellt werden.

Zu diesem Zweck wurde das in Abschnitt 5.1.1 vorgestellte und in Abschnitt 6.1 bereits charakterisierte Modell auf dem Drehteller vermessen. Dazu wurden Simulationen entsprechend den Erkenntnissen aus Abschnitt 6.1 durchgeführt: Für jeden Messwinkel wurde das Messobjekt relativ zur nicht rotationssymmetrischen Umrandung des Drehtellers gedreht, um die relative Position der beiden Metallobjekte zueinander korrekt abzubilden. Unter Ausnutzung der Symmetrie der quadratischen Umrandung mussten somit bei einer Auflösung von $\Delta\phi = 5^\circ$ nur 18 Simulationen der gesamten Struktur durchgeführt werden. In den Simulationen wurde die Feldstärke an der Position der Messantenne im Messfeld in einer Entfernung von $d = 75$ m vom Messobjekt mittels einer Feldsonde ausgewertet.

Im Messfeld der AUDI AG liegt der metallene Drehteller bündig mit dem umgebenden Erdreich. Diese Konstellation kann jedoch mit Momentenmethode und Oberflächendiskretisierung nicht simuliert werden, da das unendlich ausgedehnte Erdreich mittels des Spiegelprinzips implementiert wird. Dabei werden die oberhalb der Trennfläche gelegenen Dreiecke an der Trennfläche gespiegelt. Die Bedingung für den minimalen Abstand zwischen Dreiecken aus Abschnitt 3.3.7 muss aber weiterhin eingehalten werden. Aus diesem Grund müsste die Massefläche in der Simulation mindestens etwa 0,05 m über dem Erdreich positioniert

³Genau genommen liegt das Problem in der *simultanen* Anforderung, eine begrenzte Metallfläche auf einem Halbraum mit endlicher Leitfähigkeit *und* ein detailliertes Fahrzeugmodell zu berücksichtigen.

sein, was nicht den tatsächlichen Bedingungen entspricht.⁴

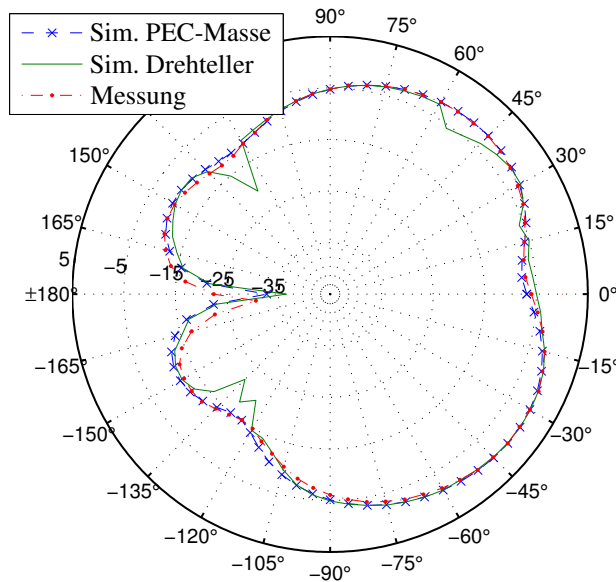


Abbildung 6.13: Vergleich von Messung und Simulationen bei $f = 200$ MHz und horizontaler Polarisation

Zusätzlich wurde eine einfache Simulation mit unendlich ausgedehnter PEC-Massefläche durchgeführt. Der Vergleich der Messung mit den beiden Simulationsvarianten bei $f = 200$ MHz ist in Abbildung 6.13 für horizontale Polarisation und in Abbildung 6.14 für vertikale Polarisation abgebildet. Das Maximum aller Messungen und Simulationen ist auf 0 dB normiert. Der Einfluss der Rotation des Drehtellers auf die Simulationsergebnisse ist für beide Polarisationen gut zu erkennen. Die Einzüge bei $\phi = \pm 130^\circ$ bei horizontaler Polarisation sind auf numerische Ungenauigkeiten bei Resonanzen des Drehtellers zurückzuführen, für die die Diskretisierung aus Rechenzeitgründen zu grob gewählt war.

Weiterhin ist zu erkennen, dass für horizontale Polarisation die Übereinstimmung zwischen der Messung und der Simulation mit PEC-Masse anders als bei den bisherigen Ergebnissen hervorragend ist. Daraus kann geschlossen werden, dass die Leitfähigkeit des den Drehteller umgebenden Erdreichs hoch genug ist, um einen größeren Impedanzsprung mit starken Kantenreflexionen zu vermeiden. Bei vertikaler Polarisation zeigten sich jedoch deutlichere Unterschiede zwischen

⁴Hier ist anzumerken, dass auch FEM Methoden zur Berücksichtigung dieser speziellen Geometrie nicht geeignet sind.

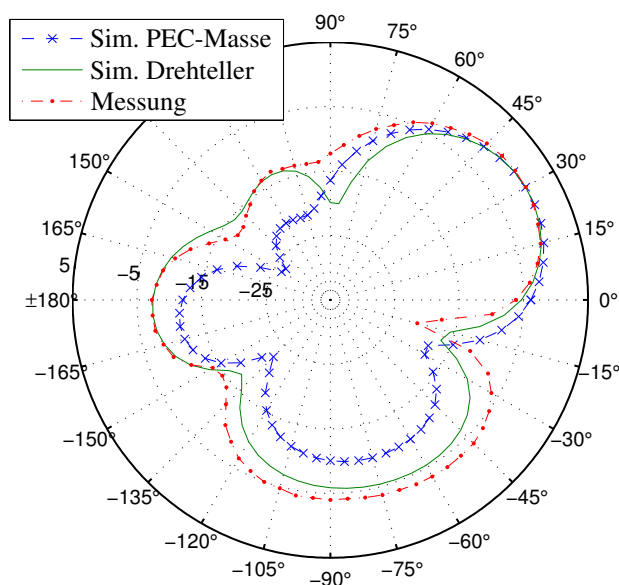


Abbildung 6.14: Vergleich von Messung und Simulationen bei $f = 200$ MHz und vertikaler Polarisation

Messung und Simulation. Zwar zeigt hier die Simulation mit Berücksichtigung des Drehtellers bessere Ergebnisse als bei horizontaler Polarisation, sagt jedoch einen Einzug bei $\phi = 90^\circ$ voraus, der in der Messung nicht festzustellen ist.

Auch bei den anderen untersuchten Frequenzen von $f = 90, 100, 110, 150, 250$ und 300 MHz ist die Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation mit unendlich ausgedehnter PEC-Massefläche bei horizontaler Polarisation hervorragend, während die Messung der vertikalen Polarisation von beiden Simulationsvarianten deutlich abweicht.

Um festzustellen, ob die Abweichungen bei vertikaler Polarisation durch Fehler in der Simulation oder durch bisher nicht erkannte Effekte bei der Messung auftreten, wurde folgender Test durchgeführt: Sofern die Abweichungen aufgrund unberücksichtigter Reflexionen auf dem Messfeld entstehen, kann dies verifiziert werden, indem man eine Vergleichsmessung durchführt, bei der das Messobjekt exzentrisch auf dem Drehteller platziert ist.

Der Messaufbau ist in Abbildung 6.15 dargestellt. Durch die exzentrische Position in der Vergleichsmessung ändert sich die Phasenlage des Messobjekts zur Messantenne und zu den Reflexionspunkten, wodurch auch die konstruktive und destruktive Überlagerung des direkten und reflektierten Anteils verschoben wer-

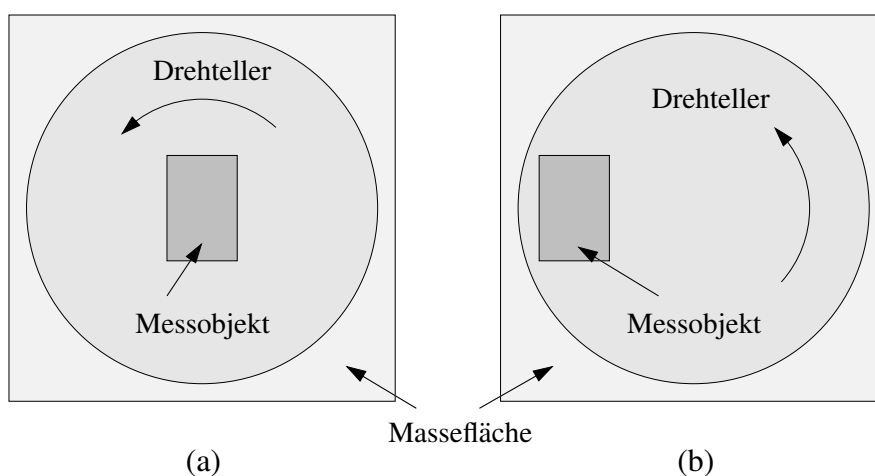


Abbildung 6.15: Messung eines Messobjekts (a) im Zentrum des Drehtellers (b) mit exzentrischer Position

den.

Abbildung 6.16 zeigt den Vergleich der beiden Messungen bei $f = 200$ MHz und horizontaler Polarisation, während Abbildung 6.17 diesen bei vertikaler Polarisation darstellt. Bei horizontaler Polarisation stimmen beide Messungen nahezu perfekt überein. Somit treten im Messfeld tatsächlich keine Reflexionen an der Kante der Metallumrandung auf, da diese bei veränderter Position des Messobjekts relativ zur Umrandung auch zu anderen Messergebnissen führen müssten.

Bei vertikaler Polarisation ist jedoch ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden Messungen zu sehen. Daraus wurde zunächst geschlossen, dass an bestimmten Stellen Reflexionen ausschließlich vertikaler Polarisation auftreten.

6.3.2 Simulation mit Reflektoren

Im vorangegangenen Abschnitt wurden Reflexionen vertikaler Polarisation als mögliche Erklärung für die Abweichungen zwischen den Messungen aufgeführt. Diese können nur an vertikalen Strukturen innerhalb des Messfelds auftreten. Beim Aufbau des Messfelds wurde jedoch darauf geachtet, dass die Umgebung des Messfelds möglichst eben und ohne leitende Strukturen jeglicher Art ist. Eine Draufsicht des Messfelds ist in Abbildung 6.18 gegeben. Das über die Abbildung gelegte Gitternetz gibt die Entfernungen in Metern an. Links unten befindet sich die Messantenne, rechts am Rand ist der Drehteller mit seiner quadratischen Einfassung zu sehen. Dazwischen befindet sich eine Wiese sowie ein größeres, geteertes Oval. Am oberen Rand von Abbildung 6.18 kann man eine Teststrecke sehen,

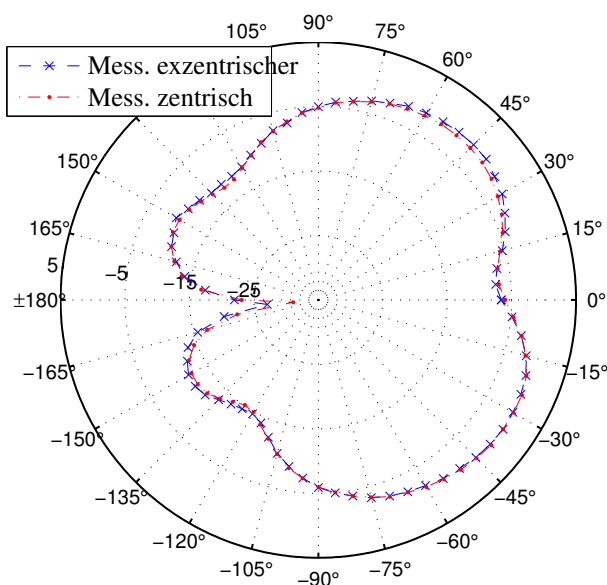


Abbildung 6.16: Vergleich von Messung der Box in zentrischer und exzentrischer Position auf dem Drehteller bei $f = 200$ MHz und horizontaler Polarisation

die in einer Entfernung von etwa 15 m am Drehteller vorbeiführt. Da bei früheren Messungen festgestellt wurde, dass Fahrzeuge auf dieser Teststrecke Verfälschungen des Messergebnisses hervorrufen können, wurde ein flacher Erdwall zwischen Drehteller und Teststrecke aufgeschüttet. Es wurde angenommen, dass dieser Erdwall absorbierende Eigenschaften besitzt. Die bisherigen Ergebnisse lassen jedoch darauf schließen, dass das Erdreich eine nicht zu vernachlässigende Leitfähigkeit besitzt.

Um den Einfluss des Erdwalls auf Messungen zu quantifizieren, wurden bereits zu einem früheren Zeitpunkt Messungen durchgeführt [92]. Diese ergaben vergleichsweise schwache Reflexionen an verschiedenen Punkten auf dem Erdwall, die durch die Darstellung der Reflexionspfade in Abbildung 6.18 in roter Farbe dargestellt sind. Als nächster Schritt wurde untersucht, ob diese schwachen Reflexionen im vorliegenden Fall einen signifikanten Einfluss auf die Messergebnisse haben könnten.

Dazu wurden im Simulationsmodell an die Reflexionspunkte des Erdwalls Reflektoren verschiedener Größe und Eigenschaft platziert. Umfangreiche Simulationen mit PEC-Platten, PEC-Zylindern sowie denselben Geometrien mit verschiedenen dielektrischen Materialien wurden durchgeführt und ausgewertet. Es

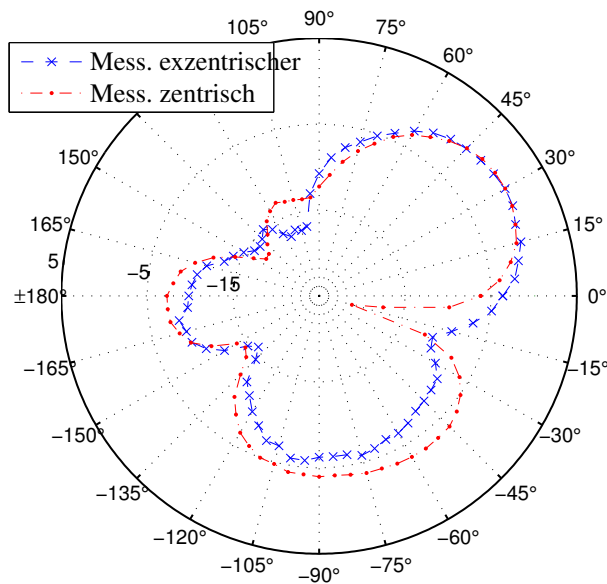


Abbildung 6.17: Vergleich von Messung der Box in zentrischer und exzentrischer Position auf dem Drehteller bei $f = 200$ MHz und vertikaler Polarisation

stellte sich heraus, dass selbst PEC-Reflektoren in diesem Abstand einen vergleichsweise geringen Einfluss auf das Abstrahlungsdiagramm haben. Durch die steigende Komplexität des Berechnungsmodells steigt die Rechenzeit jedoch signifikant an. Außerdem treten bei einigen Frequenzen und Konstellationen numerische Artefakte auf, die eine Berechnung des Abstrahlungsdiagramms verhinderten.

Abbildung 6.19 zeigt den Vergleich der Messung mit der Simulation mit Reflektoren (in diesem Falle dielektrische Reflektoren mit $\epsilon_r = 5$ und $\tan \delta = 0.04$). Zum Vergleich ist die Simulation mit PEC-Masse dargestellt. Es ist nur ein sehr geringer Unterschied zwischen der deutlich aufwendigeren Simulation mit Reflektoren und der mit PEC-Masse zu sehen. Andere Varianten der Reflektoren zeigen ähnliche Ergebnisse.

6.3.3 Schlussfolgerung

Es wurden umfangreiche Mess- und Simulationsreihen durchgeführt, um die Messumgebung auf dem Messfeld der AUDI AG in der Simulation korrekt zu berücksichtigen. Es stellte sich heraus, dass die Leitfähigkeit, des den Drehteller umgebenden Erdreichs offensichtlich so hoch ist, dass an der Kante des Drehtellers keine Beugungseffekte mit signifikantem Einfluss auf das Messergebnis auftreten.



Abbildung 6.18: Messfeld mit gemessenen Reflexionspfaden

ten. Auch Erhebungen in der Nähe des Drehtellers haben offensichtlich keinen signifikanten Effekt auf das Messergebnis.

Eine Reihe möglicher Fehlerquellen wurde durch die durchgeführten Untersuchungen ausgeschlossen. Da die Abweichungen nur bei vertikaler Polarisation auftreten und die Übereinstimmung bei horizontaler Polarisation sehr gut ist, besteht die Möglichkeit, dass der Verlegeweg des Sende- und Empfangskabels für die Abweichungen bei vertikaler Polarisation verantwortlich ist. Bei den Messungen wurde jedoch ein mehrfach geschirmtes Ferritkabel verwendet. Damit sollte nach der gängigen Literatur [24] diese Fehlerquelle ausgeschlossen sein.

Das Messobjekt ist jedoch über den Schirmleiter des Koaxialkabels mit dem Drehteller verbunden. Über diesen Schirmleiter fließt ein gewisser Strom, um die Potentialdifferenz zwischen Messobjekt und Drehteller auszugleichen. Dieser Strom fließt dann entsprechend auf dem Metall des Drehtellers ab. Abhängig von der eingestrahnten Polarisation bilden sich auf dem Drehteller unterschiedliche Stromflüsse aus. So bilden sich bei horizontaler Polarisation eher azimutale Ströme, während bei vertikaler Polarisation eher ein radialer Stromfluss entsteht.

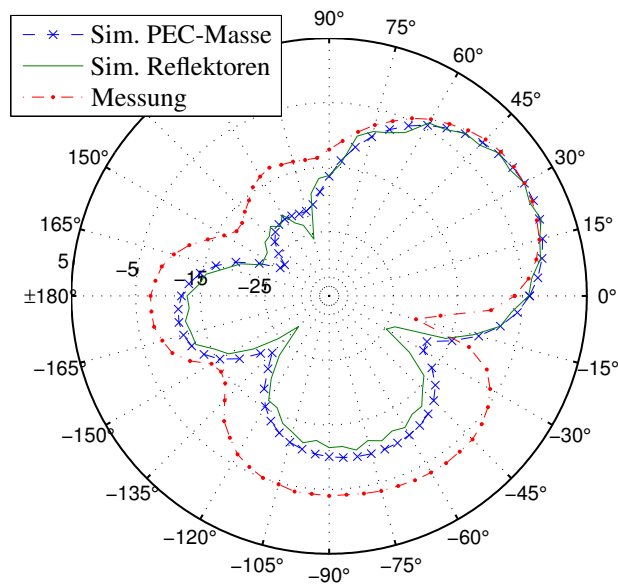


Abbildung 6.19: Vergleich von Messung und Simulation mit Reflektoren bei $f = 200$ MHz und vertikaler Polarisation

Bei unendlicher Ausdehnung des Drehtellers würden sich diese Ströme ungehindert ausbreiten. Die endliche Ausdehnung des Drehtellers bildet aber eine Diskontinuität für diese Ströme. Da bei vertikaler Polarisation radiale Ströme stärker ausgebildet werden, ist der Effekt durch die Diskontinuität größer und kann als Erklärung für den festgestellten Unterschied dienen.

Kapitel 7

Schlussbemerkung

In der vorliegenden Arbeit wurde zunächst eine Einführung in die Entwicklung von Fahrzeugantennen, deren Verbauräumen sowie daraus resultierende Probleme gegeben.

Anschließend wurde eine geeignete Simulationsmethode für die Berechnung von Fahrzeugantennen erarbeitet. Hierzu wurde zunächst die Momentenmethode in äußeren Differentialformen erläutert. Diese Methode wurde anschließend mit der Einheitlichen Geometrischen Beugungstheorie kombiniert, um durch Hybridisierung eine effizientere Berechnung zu ermöglichen.

Im Weiteren wurde detailliert auf die korrekte Modellierung der Fahrzeugantennen mittels der vorgestellten Simulationsmethode eingegangen, da diese einen großen Einfluss auf die Ergebnisse besitzt. Insbesondere wurde gezeigt, dass verschiedene, bisher übliche Vereinfachungen bei der Simulation von Fahrzeugantennen nicht zulässig sind.

Zum Abschluss wurden Probleme bei der Messung von Fahrzeugantennensystemen aufgezeigt und der Einfluss der Messumgebung auf das Messergebnis nachgewiesen. Die großen Abmessungen und das hohe Gewicht von Fahrzeugen geben mechanische Randbedingungen für eine Messeinrichtung vor. Hier wurde untersucht, wie stark diese nicht-idealen Bedingungen die Messergebnisse beeinflussen. Verschiedene Konfigurationen wurden untersucht und der Einfluss der einzelnen Elemente erläutert.

7.1 Ausblick

Durch Anwendung der hier beschriebenen Methode und rigoroser Modellierung der Messumgebung in der Simulation können Fahrzeugantennen gut simuliert

werden. Beim Einsatz der Fahrzeugantennen treten jedoch durch Mehrwegeausbreitung Verzerrungen auf (multipath distortion) [61]. Selbst wenn die Antenne optimale Empfangseigenschaften besitzt, kann dadurch das NF-Signal nicht sauber demoduliert werden. Dieser Effekt kann auch weiterhin nicht durch die Verbesserung einzelner Antennen beeinflusst werden. Hierzu wäre es nötig, das Gesamtsystem Fahrzeug mit *mehreren* Antennen und *mehreren* Quellen zu simulieren, um diese sogenannten Mehrwegeeffekte in der Simulation abzubilden. Da diese Effekte jedoch stochastische Größen darstellen, müssen hier neue Methoden gefunden werden, um die stochastische Verteilung von Quellenposition und -amplitude (d.h. Reflexion des ursprünglichen Signals von verschiedenen Objekten mit unterschiedlichen Reflexionskoeffizienten) zu berücksichtigen.

Die bislang verwendeten Modelle sind jedoch allesamt statisch. Zudem werden in allen Computermodellen die folgenden weiteren Vereinfachungen vorausgesetzt:

- der Untergrund ist absolut planar, sowie in großen Flächen homogen in seinen elektrischen Eigenschaften,
- die Umgebung wird als Freiraum ohne Hindernisse betrachtet,
- Verwindungen in der Karosserie sowie Federwege während der Fahrt werden vernachlässigt, und
- Personen im Innenraum werden nicht berücksichtigt.

Für eine exakte Vorhersage der Performance des Fahrzeugantennensystems sollte eine dynamische Umgebung untersucht werden: das Fahrzeug in Bewegung, mit variierendem Abstand zum ebenfalls in seiner Leitfähigkeit und Beschaffenheit variierendem Untergrund, unterschiedliche Beladung mit stark unterschiedlich leitenden Materialien, etc. Um ein solches System zu analysieren, müssten viele verschiedene Varianten des Modells simuliert und statistisch ausgewertet werden. Mit der immer weiter zunehmenden Rechengeschwindigkeit sind solche Ansätze nicht mehr ausgeschlossen und werden daher in Zukunft sicherlich eine Rolle spielen.

Literaturverzeichnis

- [1] Abou-Jaoude, Ramzi und Eric K. Walton: *Numerical Modeling of On-Glass Conformal Automobile Antennas*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 46(6):845–852, Juni 1998. 1, 6
- [2] Alexander, M. J. und M. J. Salter: *Low Measurement Uncertainties in the Frequency Range 30 MHz to 1 GHz using a Calculable Standard Dipole Antenna and National Reference Ground Plane*. IEE Proceedings – Science, Measurement and Technology, 143(4):221–228, Juli 1996. 88
- [3] Altman, Frederick J. und William Sichak: *A Simplified Diversity Communication System for Beyond-the-Horizon Links*. IEEE Transactions on Communications, 4(1):50–55, März 1956. 8
- [4] Altmayer, John: *Automobile Windshield Antenna*. US Patent 3,599,214, New-Tronics Corporation, August 1971. 8
- [5] Bader, Bernhard: *Untersuchung der Alternating-Transmission-Line-Matrix-Methode (ATLM) für die Zeitbereichsanalyse elektromagnetischer Felder*. Dissertation, Technische Universität München, Februar 1997. 11
- [6] Balanis, Constantine A.: *Antenna Theory*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 2. Auflage, 1997. 123, 124
- [7] Batchelor, J. C., R. J. Langley und H. Endo: *On-Glass Mobile Antenna Performance Modelling*. IEE Proceedings on Microwaves, Antennas and Propagation, 148(4):233–238, August 2001. 2, 6
- [8] Battermann, Sven und Heyno Garbe: *Effects of Realistic Groundplanes to NSA-measurements of Open Area Test Sites (OATS)*. In: *Proceedings of the XXVIIth URSI General Assembly*, Maastricht, August 2002. 88, 96

- [9] Bauer, Horst: *Automotive Handbook*. Bosch GmbH. John Wiley and Sons, Januar 2005. 1, 2
- [10] Bücken, Markus: *Enhanced Numerical Integration Technique*. In: *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Band 1, Seiten 328–333, August 1999. 35, 76
- [11] Biscontini, Bruno: *Network Methods Applied to Multilayered Cylindrical Radiating Structures*. Dissertation, Technische Universität München, Juli 2006. 19
- [12] Bluck, Michael J. und Simon P. Walker: *High-Order Discrete Helmholtz Decompositions for the Electric Field Integral Equation*. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 55(5):1338–1347, Mai 2007. 27
- [13] Boicey, James H.: *Automobile Windshield of Laminated Glass Having Embedded Antenna Wires*. US Patent 3,208,070, Libbey-Owens-Ford Glass Company, September 1965. 8
- [14] Burke, G. J. und A. J. Poggio: *Numerical Electromagnetics Code (NEC) – Method Of Moments, Part I: Theory*. Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, CA, Januar 1981. 24
- [15] Butler, Chalmers M., Yahya Rahmat-Samii und Raj Mittra: *Electromagnetic Penetration Through Apertures in Conducting Surfaces*. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 26(1):82–93, Januar 1978. 41
- [16] Butler, Chalmers M. und Korada R. Umashankar: *Electromagnetic Excitation of a Wire Through an Aperture-Perforated Conducting Screen*. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 24(4):456–462, Juli 1976. 43
- [17] Capps, Charles: *Near Field or Far Field?* *EDN Magazine*, 8(16):95–99, August 2001. 87
- [18] Chew, Weng Cho: *Waves and Fields in Inhomogeneous Media*. Van Nostrand Reinhold, New York, 1990. 6
- [19] Collin, Robert E.: *Field Theory of Guided Waves*. IEEE Press, 2. Auflage, 1991. 24, 26, 32
- [20] *Comsol – RF Module*. Webseite: <http://www.comsol.de/products/rf/>, Juni 2007. 10

- [21] Cox, J. W. R.: *Corroboration of a Moment-Method Calculation of the Maximum Mutual Coupling between to HF Antennas Mounted on a Helicopter*. IEE Proceedings on Microwaves, Antennas and Propagation, 140(2):113–120, April 1993. 2
- [22] *Computer Simulation Technology – CST Microwave Studio*. Webseite: <http://www.cst.com/Content/Products/MWS/Overview.aspx>, Juni 2007. 11
- [23] Daniele, Vito, Marco Gilli und Sergio Pignari: *EMC Prediction Model of a Single Wire Transmission Line Crossing a Circular Aperture in a Planar Screen*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 38(2):117–126, Mai 1996. 41
- [24] DeMarinis, Joseph: *The Antenna Cable as a Source of Error in EMI Measurements*. In: *International Symposium on Electromagnetic Compatibility – Symposium Record, 2–4 August 1988*, Seiten 9–14. IEEE, August 1988. 107
- [25] DeMinco, Nicolas: *Modeling Antennas on Automobiles in the VHF and UHF Frequency Bands, Comparisons of Predictions and Measurements*. In: *ACES International Conference on Applied Computational Electromagnetics*, Seiten 148–151. IEEE, April 2005. 89
- [26] Dominik, Hans: *Analyse elektromagnetischer Schirme mit der iterativen Momentenmethode*. Dissertation, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 1992. 22
- [27] Eichner, Tobias und Simone Weber: *Automobilelektronik: Fokus Antennentechnologie*. Marktstudie, Mercer Management Consulting, 2005. 5
- [28] EMCoS: *EMC Studio User's Manual V. 3.0*. EMCoS Consulting and Software, 8 Ingorovka St., 0108 Tbilisi, Georgien, April 2006. 35
- [29] *EMCStudio*. Webseite: http://www.emcos.com/html/emc_studio.html, Juni 2007. 13, 49, 61
- [30] Ergül Özgür und Leven Gürel: *The Use of Curl-Conforming Basis Functions for the Magnetic-Field Integral Equation*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 54(7):1917–1926, Juli 2006. 20, 28

- [31] Ewe, Wei Bin, Le Wei Li und Mook Seng Leong: *Fast Solution of Mixed Dielectric/Conducting Scattering Problem Using Volume-Surface Adaptive Integral Method*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 52(11):3071–3077, November 2004. 21
- [32] *Faustus Scientific Corporation: Multi-Purpose Electromagnetic Field Simulation Tools – MEFiSTo-3D Pro*. Webseite: <http://www.faustcorp.com/products/mefisto3dpro/>, Juni 2007. 11
- [33] *FEKO - Comprehensive EM Solutions*. Webseite: <http://www.feko.info/>, Juni 2007. 13
- [34] Ferguson, A. Stewart und Gerhard Stroink: *Factors Affecting the Accuracy of the Boundary Element Method in the Forward Problem—I: Calculating Surface Potentials*. IEEE Transactions on Biomedical Engineering, 44(11):1139–1155, November 1997. 12
- [35] Fitzgerrell, Richard G.: *Monopole Impedance and Gain Measurements on Finite Ground Planes*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 36(3):431–439, März 1988. 89
- [36] Foster, P. R.: *The Region of Application in GTD/UTD*. In: *Third International Conference on Computation in Electromagnetics*, Seiten 382–386. IEEE, April 1996. 62
- [37] Frei, S., R. Jobava und D. Topchishvili: *Complex Approaches for the Calculation of EMC Problems of Large Systems*. In: *International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Band 3, Seiten 826–831. IEEE, August 2004. 35
- [38] Gebele, Oliver: *EMV-Analyse beliebiger Leitungen über oberflächendiskretisierten metallischen Strukturen*. Dissertation, Technische Universität Hamburg-Harburg, 2003. 10, 12
- [39] Glisson, Allen W. und Donald R. Wilton: *Simple and Efficient Numerical Methods for Problems of Electromagnetic Radiation and Scattering from Surfaces*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 28:593–603, September 1980. 24
- [40] Harrington, Roger F.: *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. McGraw-Hill, New York, 1961. 16, 21, 42

- [41] Harrington, Roger F.: *Matrix Methods for Field Problems*. Proceedings of the IEEE, 55(2):136–149, Februar 1967. 12, 24
- [42] Harrington, Roger F.: *Field Computation by Moment Methods*. Macmillan Publishing Company, New York, 1968. 12, 21, 24, 66
- [43] Harrington, Roger F. und J. R. Mautz: *H-Field, E-Field, and Combined Field Solutions for Bodies of Revolution*. Interim Technical Report RADC-TR-77-109, Rome Air Development Centre, März 1977. 21
- [44] Humphreys, Paul: *Computer Simulation*. In: Fine, Arthur, Micky Forbes und Linda Wessels (Herausgeber): *Proceedings of the 1990 Biennial Meeting of the Philosophy of Science Association*, Band 2, Seiten 497–506, East Lansing, 1990. 8
- [45] Huneke, Birgit: *Optimierung numerischer Berechnungsmethoden für Kfz-Scheibenantennen durch messtechnische Bestimmung von Impedanzen und Fernfeldern*. Diplomarbeit, Fachhochschule Ingolstadt, August 2005. 76
- [46] Jakobus, U. und F. M. Landstorfer: *Novel Basis Function for the Equivalent Magnetic Current in the Method of Moments Solution of Dielectric Scattering Problems*. IEE Electronics Letters, 29(14):1271–1273, Juli 1993. 26, 66
- [47] Jakobus, Ulrich: *Erweiterte Momentenmethode zur Behandlung kompliziert aufgebauter und elektrisch großer Streuprobleme*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1995. 10
- [48] Keller, Joseph B.: *Geometrical Theory of Diffraction*. Journal of the Optical Society of America, 52(2):116–130, Februar 1962. 52, 55
- [49] Kim, Yongjin: *Development of Automobile Antenna Design and Optimization for FM/GPS/SDARS Applications*. Dissertation, Ohio State University, 2003. 1
- [50] Kline, Morris: *An Asymptotic Solution of Maxwell's Equations*. Communications on Pure and Applied Mathematics, 4(2–3):225–262, 1951. 53
- [51] Kouyoumjian, Robert G.: *Asymptotic High-Frequency Methods*. Proceedings of the IEEE, 53(8):864–876, August 1965. 54

- [52] Kouyoumjian, Robert G. und Prabhakar H. Pathak: *A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface*. Proceedings of the IEEE, 62(11):1448–1461, November 1974. 58, 59
- [53] Kouyoumjian, Robert G. und Prabhakar H. Pathak: *The Dyadic Diffraction Coefficient for a Curved Edge*. NASA Contractor Report NASA CR-2401, The Ohio State University Electroscience Laboratory, Juni 1974. 53, 54
- [54] Kraus, John D.: *Antennas*. McGraw-Hill, New York, 2. Auflage, 1988. 87
- [55] Krumpholz, Michael: *Über die Grundlage der TLM-Methode*. Dissertation, Technische Universität München, Juli 1994. 11
- [56] Lee, William C. Y.: *Comparison of an Energy Density Antenna System with Predetection Combining Systems for Mobile Radio*. IEEE Transactions on Communications, 17(2):277–284, April 1969. 8
- [57] Levin, R. J. und M. L. Wheeler: *Examination of Near-Field Vehicular Antenna Coupling*. In: *International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Seiten 73–77. IEEE, August 1993. 76
- [58] Lin, Juang Lu, Walter L. Curtis und M. C. Vincent: *Electromagnetic Coupling to a Cable Through Apertures*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 24(2):198–203, März 1976. 41
- [59] Lindenmeier, H. K., L. M. Reiter, J. F. Hopf und A. J. Schwab: *Multiple FM Window Antenna System for Scanning Diversity with an Integrated Processor*. In: *40th Vehicular Technology Conference*, Seiten 1–6. IEEE, Mai 1990. 8
- [60] Lindenmeier, Heinz, Jochen Hopf, Leopold Reiter und Gerhard Flachenecker: *Diversity-Antennen unter Benutzung des Heizfeldes in Fahrzeugheckscheiben*. Patent DE 36 18 452, , Dezember 1987. 8, 66
- [61] Lindenmeier, Heinz K.: *Multi Antenna Scanning*. IEEE Potentials, 11(1):36–39, Februar 1992. 2, 110
- [62] Lindenmeier, K. H. und L. M. Reiter: *Multipath Reception in FM Car Radio Receivers and Antenna Diversity by Means of a Distortion Detector*. In: *Antennas and Propagation Society International Symposium*, Band 21, Seiten 187–190. IEEE, Mai 1983. 8

- [63] Lindenmeier, Stefan und Peter Russer: *Design of Planar Circuit Structures with an Efficient Magnetostatic-Field Solver*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 45(12):2468–2475, Dezember 1997. 43
- [64] Lindenmeier, Stefan, Peter Russer und Wolfgang Heinrich: *Hybrid Dynamic-Static Finite-Difference Approach for MMIC Design*. In: *MTT-S International Microwave Symposium Digest*, Band 1, Seiten 197–200. IEEE, Juni 1996. 43
- [65] Maas, John S.: *The Effects of Ground Screen Termination on OATS Site Attenuation*. In: *National Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Seiten 166–170. IEEE, Mai 1989. 89, 100
- [66] Mader, Thomas: *Berechnung elektromagnetischer Felderscheinungen in abschnittsweise homogenen Medien mit Oberflächenstromsimulation*. Dissertation, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1992. 11
- [67] Makarov, Sergey: *MoM Antenna Simulations With Matlab: RWG Basis Functions*. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 43(5):100–107, Oktober 2001. 24, 30, 32, 48
- [68] Maxwell, James Clerk: *A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 155:459–512, 1865. 15
- [69] Nasar, S. A. und Guangyu Xiong: *Determination of the Field of a Permanent-Magnet Disk Machine Using the Concept of Magnetic Charge*. IEEE Transactions on Magnetics, 24(3):2038–2044, Mai 1988. 42
- [70] Nevels, Robert und Chang Seok Shin: *Lorenz, Lorentz, and the Gauge*. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 43(3):70–71, Juni 2001. 18, 48
- [71] Notarös, Branislav M., Miroslav Lj. Djordjević, Branko D. Popović und Zoya Popović: *Rigorous EM Modeling of Cars and Airplanes*. In: *Radio and Wireless Conference – RAWCON 99*, Seiten 167–170. IEEE, August 1999. 2, 13, 67
- [72] Paul, John, Christos Christopoulos, Thomas, David W. P. und Xilei Liu: *Time-Domain Modeling of Electromagnetic Wave Interaction With Thin-Wires Using TLM*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 47(3):447–455, August 2005. 11

- [73] Popović, Branko D.: *CAD of Wire Antennas and Related Radiating Structures*. Research Studies Press, Taunton, England, 1991. 34
- [74] Priestley, Joseph: *The History and Present State of Discoveries relating to Vision, Light, and Colours*. J. Johnson, London, 1772. 51
- [75] Rambo, William R.: *Reception Enhancement in Mobile FM Broadcast Receivers and the Like*. US Patent 4,499,606, SRI International, Februar 1985. 8
- [76] Rao, Sadasiva M., Donald R. Wilton und Allen W. Glisson: *Electromagnetic Scattering by Surfaces of Arbitrary Shape*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 30(3):409–418, Mai 1982. 24, 25, 29, 32
- [77] Reiter, Leopold, Jochen Hopf und Heinz Lindenmeier: *Scanning diversity antenna systems for motor vehicles*. US Patent 6,611,677, Fuba Automotive GmbH & Co., KG, Dezember 1999. 8
- [78] *Remcom Wireless InSite*. Webseite: <http://www.remcom.com/wireless-insite/overview/wireless-insite-overview.html>, Juni 2007. 12
- [79] Rius, Juan M., Eduard Úbeda und Josep Parrón: *On The Testing of the Magnetic Field Integral Equation With RWG Basis Functions in Method of Moments*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 49(11):1550–1553, November 2001. 20, 24
- [80] Ruddle, A. R., X. Ferrieres, J. P. Parmantier und D. D. Ward: *Experimental Validation of Time-Domain Electromagnetic Models for Field Coupling into the Interior of a Vehicle from a Nearby Broadband Antenna*. IEE Proceedings – Science, Measurement and Technology, 151(6):430–433, November 2004. 6, 9
- [81] Ruddle, A.R., S. C. Pomeroy und D. D. Ward: *Modelling the Installed Performance of Automotive Antennas Integrated with Vehicle Glazing*. In: *Eleventh International Conference on Antennas and Propagation*, Band 2, Seiten 732–735. IEE, April 2001. 6
- [82] Russer, Peter: *Electromagnetics, Microwave Circuit and Antenna Design for Communications Engineering*. Artech House Publishers, Boston, 2. Auflage, 2006. 3, 11, 15, 19, 31, 47, 48, 49, 52, 58, 66, 71, 123, 127

- [83] Russer, Peter: *Yatpac - The Ultimate Open Source TLM Simulation Package*. Webseite: <http://www.yatpac.org/index.php>, Juni 2007. 11
- [84] Savage, J. Scott und Andrew F. Peterson: *Quadrature Rules for Numerical Integration over Triangles and Tetrahedra*. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 38(3):100–102, Juni 1996. 30
- [85] Savia, Steve und Richard Langley: *Simulation of Automotive Antennas*. In: *Loughborough Antennas & Propagation Conference (LAPC)*, 2006. 2
- [86] Schaffner-Chase EMC Limited, Dorking, Surrey: *Bilog Antennas Manual – CBL 6111C*, Februar 1998. 89
- [87] Schiff, Leonard: *Statistical Suppression of Interference with Diversity in a Mobile-Radio Environment*. IEEE Transactions on Vehicular Technology, 21(4):121–128, November 1972. 8
- [88] Sommerfeld, Arnold: *Mathematische Theorie der Diffraction*. Mathematische Annalen, 47(2-3):317–374, Juni 1896. 58, 59, 119
- [89] Sommerfeld, Arnold, Raymond J. Nagem, Mario Zampolli und Guido Sandri: *Mathematical Theory of Diffraction*. Birkhäuser, Boston, 2004. Kommentierte Übersetzung von [88]. 58
- [90] Talty, Timothy J., Yingcheng Dai und Leo Lanctot: *Automotive Antennas: Trends and Future Requirements*. In: *Antennas and Propagation Society International Symposium*, Band 1, Seiten 430–433. IEEE, Juli 2001. 1
- [91] Tanaka, Masaoki: *A Study on the Electric Field Distribution in an Automobile Body for an Antenna System Mounted Inside the Body*. IEEE Transactions on Vehicular Technology, 37:114–119, Mai 1988. 1, 75
- [92] Tejero, Simon: *Reflektometermessungen Messfeld*. Interne Kommunikation der Audi AG, Juni 2007. 105
- [93] Tittensor, P. J. und P. R. Sharples: *Mathematical Modelling of Heated Rear-Window Antennas*. In: *ICAP 91, Seventh International Conference on Antennas and Propagation*, Band 2, Seiten 954–956. IEEE, April 1991. 2, 6

- [94] Ullrich, Christoph, Uwe Siart und Peter Russer: *Influence of a Metallic Turntable on Automotive Antenna Pattern Measurements*. In: *XXIXth General Assembly of the International Union of Radio Science*. IEEE, August 2008. 4, 88, 89, 94, 96
- [95] Ullrich, Christoph, Karl F. Warnick und Peter Russer: *Radiation from a Monopole Antenna in an Aperture Backed by an Absorbing Body using a Hybrid MoM/UTD Approach*. In: *International Symposium on Antennas and Propagation (AP-S)*. IEEE, Juli 2008. 3, 43, 60, 61
- [96] Voges, Edgar: *Hochfrequenztechnik*. Hüthig, Bonn, 3. Auflage, 2004. 66
- [97] Wang, Taoyun, Roger F. Harrington und Joseph R. Mautz: *Electromagnetic Scattering from and Transmission Through Arbitrary Apertures in Conducting Bodies*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 38(11):1805–1814, November 1990. 41
- [98] Warnick, K. F. und D. V. Arnold: *Electromagnetic Green Functions using Differential Forms*. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 10(3):427–438, März 1996. 17, 18
- [99] Warnick, K. F., R. H. Selfridge und D. V. Arnold: *Electromagnetic Boundary Conditions and Differential Forms*. IEE Proceedings on Microwaves, Antennas and Propagation, 142(4):326–332, August 1995. 18, 27
- [100] Warnick, Karl F.: *Electric Field Integral Equation and Discrete Differential Forms*. Persönliche Mitteilung, Dezember 2007. 18
- [101] Warnick, Karl F., Richard H. Selfridge und David V. Arnold: *Teaching Electromagnetic Field Theory Using Differential Forms*. IEEE Transactions on Education, 40(1):53–68, Februar 1997. 3, 15, 127
- [102] Weisstein, Eric W.: *Simplex*. Website: <http://mathworld.wolfram.com/Simplex.html>, April 2008. 27
- [103] Wilton, D. R. und S. Govind: *Incorporation of Edge Conditions in Moment Method Solutions*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 25(6):845–850, November 1977. 66
- [104] Xue, Q., H. Wong, K. M. Shum, K. M. Luk und C. H. Chan: *Active Receiving Antennas for Automotive Applications*. In: *Antennas and Propagation*

- Society International Symposium*, Band 2, Seiten 1443–1446. IEEE, Juni 2004. 2
- [105] Yamakawa, Soji und Kenji Shimada: *Triangular/Quadrilateral Remeshing of an Arbitrary Polygonal Surface via Packing Bubbles*. In: *Proceedings of the Geometric Modeling and Processing*, Seiten 153–162. IEEE, 2004. 12, 24, 35
- [106] Yavolovskaya, Ekaterina: *Improved Model of Front Window Antenna*. Technischer Bericht CA_AUDI_092-12, EMCoS, Februar 2008. 72

Anhang A

Hertzscher Dipol

Die Abstrahlung des Hertzschen Dipols als elementarer Strahler soll hier näher erklärt werden, da dies insbesondere bei der Berechnung des von einer mittels MoM berechneten Oberflächenstromdichte abgestrahlten Feldes sehr wichtig ist.

Das von einem Hertzschen Dipol abgestrahlte Feld wird in der Literatur [82, 6] für einen z -gerichteten infinitesimalen Dipol der Länge h in sphärischen Koordinaten angegeben:

$$\underline{\mathcal{E}}_r = \eta \frac{I_0 h \cos \Theta}{2\pi r^2} \left[1 + \frac{1}{jkr} \right] e^{-jkr} dr \quad (\text{A.1})$$

$$\underline{\mathcal{E}}_\Theta = j\eta \frac{kI_0 h \sin \Theta}{4\pi r} \left[1 + \frac{1}{jkr} + \frac{1}{(kr)^2} \right] e^{-jkr} d\theta \quad (\text{A.2})$$

$$\underline{\mathcal{E}}_\phi = 0 \quad (\text{A.3})$$

und

$$\underline{\mathcal{H}}_r = 0 \quad (\text{A.4})$$

$$\underline{\mathcal{H}}_\theta = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$\underline{\mathcal{H}}_\phi = j \frac{kI_0 h \sin \theta}{4\pi r} \left[1 + \frac{1}{jkr} \right] e^{-jkr} d\phi \quad (\text{A.6})$$

mit Freiraumwellenwiderstand $\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ und Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Für das Fernfeld ($kr \gg 1$) vereinfachen sich diese Gleichungen zu

$$\underline{\mathcal{E}}_r = \underline{\mathcal{E}}_\phi = 0 \quad (\text{A.7})$$

$$\underline{\mathcal{E}}_\theta = j\eta \frac{kI_0 h \sin \theta}{4\pi r} e^{-jkr} d\theta \quad (\text{A.8})$$

$$(\text{A.9})$$

und

$$\underline{\mathcal{H}}_r = \underline{\mathcal{H}}_\theta = 0 \quad (\text{A.10})$$

$$\underline{\mathcal{H}}_\phi = j \frac{k I_0 h \sin \theta}{4\pi r} e^{-jkr} d\phi. \quad (\text{A.11})$$

A.1 Feld in kartesischen Koordinaten

Bei der Berechnung von Feldern mit dem Computer sind kartesische Koordinaten vorteilhaft. Zur Umrechnung von sphärischen in kartesische Koordinaten wird von Balanis [6, S. 918] folgende Transformationsmatrix gegeben:

$$\begin{bmatrix} \underline{E}_x \\ \underline{E}_y \\ \underline{E}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \theta \cos \phi & \cos \theta \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \theta \sin \phi & \cos \theta \sin \phi & \cos \phi \\ \cos \theta & -\sin \theta & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{E}_r \\ \underline{E}_\theta \\ \underline{E}_\phi \end{bmatrix} \quad (\text{A.12})$$

Mit

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (\text{A.13})$$

$$\phi = \begin{cases} \arccos \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}; & y \geq 0 \\ 2\pi - \arccos \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}; & y < 0 \end{cases} \quad (\text{A.14})$$

$$\theta = \arctan \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad (\text{A.15})$$

folgt

$$\begin{aligned} \sin \phi &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \\ \cos \phi &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \\ \sin \theta &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \\ \cos \theta &= \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

A.1.1 Fernfeld in kartesischen Koordinaten

Mit (A.16), (A.9) und (A.12) ergibt sich für das Fernfeld eines z -gerichteten infinitesimalen Dipols

$$\begin{aligned}\underline{\mathcal{E}}_x &= zx \cdot j\eta \frac{kI_0 h}{4\pi r} e^{-jkr} dx \\ \underline{\mathcal{E}}_y &= zy \cdot j\eta \frac{kI_0 h}{4\pi r} e^{-jkr} dy \\ \underline{\mathcal{E}}_z &= -(x^2 + y^2) \cdot j\eta \frac{kI_0 h}{4\pi r} e^{-jkr} dz\end{aligned}\quad (\text{A.17})$$

und

$$\begin{aligned}\underline{\mathcal{H}}_x &= -y \cdot j \frac{kI_0 h}{4\pi r} e^{-jkr} dx \\ \underline{\mathcal{H}}_y &= x \cdot j \frac{kI_0 h}{4\pi r} e^{-jkr} dy \\ \underline{\mathcal{H}}_z &= 0 -\end{aligned}\quad (\text{A.18})$$

Für einen Dipol der Länge $h = \sqrt{h_x^2 + h_y^2 + h_z^2}$ und $\mathbf{h} = h_x \hat{\mathbf{x}} + h_y \hat{\mathbf{y}} + h_z \hat{\mathbf{z}}$ der beliebig im Raum orientiert ist, ergibt sich somit

$$\begin{bmatrix} \underline{\mathcal{E}}_x \\ \underline{\mathcal{E}}_y \\ \underline{\mathcal{E}}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -(y^2 + z^2) & y \cdot x & z \cdot x \\ x \cdot y & -(x^2 + z^2) & z \cdot y \\ x \cdot z & y \cdot z & -(x^2 + y^2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_x dx \\ h_y dy \\ h_z dz \end{bmatrix} \cdot j\eta \frac{kI_0}{4\pi r} e^{-jkr}\quad (\text{A.19})$$

und

$$\begin{bmatrix} \underline{\mathcal{H}}_x \\ \underline{\mathcal{H}}_y \\ \underline{\mathcal{H}}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & z & -y \\ -z & 0 & x \\ y & -x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_x dx \\ h_y dy \\ h_z dz \end{bmatrix} \cdot j\eta \frac{kI_0}{4\pi r} e^{-jkr}\quad (\text{A.20})$$

mit $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$.

Wenn der Betrag des Fernfelds normiert auf einen Abstand von $r = 1$ m ausgewertet werden soll, kann der Faktor $\frac{1}{r} e^{-jkr}$ in (A.19) und (A.20) entfernt werden, was die Berechnung im Computer stark beschleunigt.

Anhang B

Äußere Differentialformen

In dieser Arbeit wurde für skalare und Vektorfelder die Schreibweise mit äußeren Differentialformen (aus dem Englischen "exterior differential forms") gewählt. Mittels der äußeren Differentialformen lassen sich elektromagnetische Probleme anschaulicher darstellen.

Eine Differentialform ist prinzipiell eine Größe, die integriert werden kann. Die Art des zur Integration der Differentialform benötigten Integrals (Linien-, Flächen- und Volumenintegral) bestimmt den Grad der Differentialform. Somit können in kartesischen Koordinaten vier Differentialformen bestimmt werden:

$$0\text{-Form (skalar): } f(\mathbf{r}) \quad (\text{B.1})$$

$$1\text{-Form (Vektor): } \mathcal{E}(\mathbf{r}) = E_x dx + E_y dy + E_z dz \quad (\text{B.2})$$

$$2\text{-Form (Pseudovektor): } \mathcal{D}(\mathbf{r}) = D_x dy \wedge dz + D_y dz \wedge dx \\ + D_z dx \wedge dy \quad (\text{B.3})$$

$$3\text{-Form (Pseudoskalar): } \mathcal{Q}(\mathbf{r}) = Q dx \wedge dy \wedge dz . \quad (\text{B.4})$$

Über die 0-Form wird nicht integriert, sie wird an einem Punkt ausgewertet.

In Tabelle [B.1](#) ist für die in dieser Arbeit verwendeten Gleichungen die äußere Differentialform der Vektorschreibweise gegenübergestellt. Eine tiefer gehende Einführung in Differentialformen ist bei Russer [\[82\]](#) und Warnick [\[101\]](#) zu finden.

Gleichung	Äußere Differentialform	Vektorschreibweise
Durchflutungsgesetz	$d\mathcal{H} = j\omega\mathcal{D} + \mathcal{J}$	$\text{rot } \mathbf{H} = j\omega\mathbf{D} + \mathbf{J}$
Induktionsgesetz	$d\mathcal{E} = -j\omega\mathcal{B}$	$\text{rot } \mathbf{E} = -j\omega\mathbf{B}$
Gaußsches Gesetz	$d\mathcal{D} = \mathcal{Q}$	$\text{div } \mathbf{D} = \rho$
Quellenfreiheit des Magnetfeldes	$d\mathcal{B} = 0$	$\text{div } \mathbf{B} = 0$
elektrische Flussdichte	$\mathcal{D} = \star\varepsilon\mathcal{E}$	$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$
magnetische Flussdichte	$\mathcal{B} = \star\mu\mathcal{H}$	$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$
elektrische Randbedingungen	$-\mathbf{n} \lrcorner (\mathbf{n} \wedge \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1) = \mathcal{M}_A$	$-\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = \mathbf{M}_A$
magnetische Randbedingungen	$-\mathbf{n} \lrcorner (\mathbf{n} \wedge \mathcal{H}_2 - \mathcal{H}_1) = \mathcal{J}_A$	$-\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \mathbf{J}_A$

Tabelle B.1: Verschiedene Gleichungen in äußerer Differentialform sowie Vektorschreibweise

Verwendete Formelzeichen und Abkürzungen

\mathcal{A}	Magnetisches Vektorpotential
\mathcal{A}_e	Elektrisches Vektorpotential
A	Oberfläche
\wedge	Äußeres Produkt
\mathcal{B}	Differentialform der magnetischen Flussdichte
\mathbf{B}	Magnetische Flussdichte
BEM	Boundary Element Method
c	Lichtgeschwindigkeit
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ($2,99792458 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$)
d	Äußere Ableitung
\mathcal{D}	Differentialform der elektrischen Flussdichte
\mathbf{D}	Elektrische Flussdichte
\mathcal{E}	Differentialform des elektrischen Feldes
$\underline{\mathcal{E}}$	Differentialform des komplexen Zeigers des elektrischen Feldes
\mathbf{E}	Elektrisches Feld
EFIE	Electric Field Integral Equation (Elektrische Feldintegralgleichung)
EMV	Elektromagnetische Verträglichkeit
ε	Permittivität
ε_r	Relative Permittivität
f	Frequenz
FD	Finite Differenzen
FDTD	Finite Difference Time Domain
FEM	Finite Elements Method
FIT	Finite Integrationstechnik
GO	Geometrical Optics (Strahlenoptik)
GTD	Geometrical Theory of Diffraction (Geometrische Theorie der

	Beugung)
\mathcal{H}	Differentialform des magnetischen Feldes
$\underline{\mathcal{H}}$	Differentialform des komplexen Zeigers des magnetischen Feldes
H	Magnetisches Feld
I	Elektrischer Strom
\mathcal{J}	Differentialform der elektrischen Oberflächenstromdichte
\mathcal{J}_m	Differentialform der magnetischen Oberflächenstromdichte
\mathbf{J}_m	Magnetische Oberflächenstromdichte
$\underline{\mathcal{J}}$	Differentialform des komplexen Zeigers der elektrischen Oberflächenstromdichte
$\underline{\mathcal{J}}_m$	Differentialform des komplexen Zeigers der magnetischen Oberflächenstromdichte
J	Elektrische Oberflächenstromdichte
k	Wellenzahl
⌋	Kontraktion
λ	Wellenlänge
MFIE	Magnetic Field Integral Equation (Magnetische Feldintegralgleichung)
MM	Momentenmethode
MoM	Method of Moments
μ	Permeabilität
μ_r	Relative Permeabilität
\mathbf{n}	Einsform der Normalen
n	Brechungsindex
OATS	Open Area Test Site (Freifeldmessplatz)
ω	Winkelfrequenz
P	Leistung
PEC	Perfect Electric Conductor (perfekter elektrischer Leiter)
Φ	Elektrostatistisches Potential
Pigtail	kurzes Drahtstück zur elektrischen Verbindung von Scheibenantenne und Antennenverstärker
\mathcal{P}_m	Magnetische Polarisation
PMC	Perfect Magnetic Conductor (perfekter magnetischer Leiter)
PO	Physical Optics
PTD	Physical Theory of Diffraction
Q	Differentialform der Elektrischen Ladungsdichte
R	Widerstand

ρ	Elektrische Ladungsdichte
σ	Elektrische Leitfähigkeit
TLM	Transmission Line Matrix Method
U	Spannung
UTD	Uniform Geometric Theory of Diffraction (Einheitliche Geometrische Beugungstheorie)
V	Volumen
Y_{mn}	Elemente der Admittanzmatrix
Z_0	Bezugsimpedanz
Z_F	Wellenwiderstand
Z_{mn}	Elemente der Impedanzmatrix