

Dipl.-Ing. Thomas Bauernfeind

**Untersuchung von Antennensystemen für passive
kontaktlose Informationsübertragungssysteme im
HF- und UHF-Bereich unter Verwendung der
Methode der finiten Elemente**

Dissertation
vorgelegt an der
Technischen Universität Graz



zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Technischen Wissenschaften
(Dr.techn.)

durchgeführt am Institut für Grundlagen und Theorie der Elektrotechnik
Technische Universität Graz
Inffeldgasse 18, 8010 Graz

Betreuer: Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Kurt Preis

Graz, im Juli 2014

Abstract

Methods for the contactless transmission of information like radio frequency identification (RFID) or near field communication (NFC) are present in many aspects of our nowadays lives. Typical applications are contactless access control systems, the identification of animals and goods in the supply chain management as well as contactless payment systems. The operating frequencies of actual applications cover a large frequency domain from low frequency applications to applications in the microwave area. Depending on the operating frequency different physical coupling mechanisms between the antenna of the reader and the antenna of the transponder are utilized to enable the communication between the reader system and the transponder IC. In case of passive transponder systems also the power supply of the transponder IC has to be established by the electromagnetic field evoked by the reader system. Hence, the requirements on the antenna design particularly for those of the transponder are manifold. Especially for passive transponder systems special attention has to be taken on a good matching between the transponder antenna's input impedance and the impedance of the transponder IC. The IC manufacturers typically provide a nominal IC impedance, this IC impedance depicts the basis of the antenna design process. The present thesis addresses predominantly the extraction of antenna impedances by means of numerical field simulations applying the finite element method.

First a classification based on the underlying physical coupling mechanism from the electrodynamics' point of view is presented. Special potential formulations for the finite element method are presented which are tailored to the actual physical problem. The main focus is on quasi-static magnetic field problems and wave propagation problems which represent the general case.

It will be shown that a generally applicable classification based on the underlying physical coupling mechanism is not permissible. Furthermore, it is discussed under which circumstances the approximation of inductively coupled systems in terms of quasi-static magnetic field problems is allowed. In terms of real world problems the extraction of equivalent electrical circuits from the numerical field simulations is described. The applicability of these circuits in system level simulations based on equivalent circuit descriptions is discussed.

Finally a method is proposed, which is able to treat the modulation of the radar cross section of ultra-high frequency transponders in terms of a driven antenna problem.

Kurzfassung

Kontaktlose Informationsübertragungssysteme wie Radio Frequency Identifikation (RFID) und Near Field Communication (NFC) beeinflussen unser alltägliches Leben bereits in vielerlei Aspekten. Der Anwendungsbereich reicht von kontaktlosen Zutrittssystemen über Tier-, Waren- und Güterererkennung bis hin zu kontaktlosen Bezahlssystemen. Die Arbeitsfrequenzen der jeweiligen Anwendungen erstrecken sich aktuell vom Langwellenbereich bis hin in den Mikrowellenbereich, wobei unterschiedliche physikalische Koppelmechanismen zwischen den Antennen der Basisstation und des Transponders ausgenutzt werden um den Informationsaustausch zwischen der Basisstation und dem Transponder zu ermöglichen. Im Falle passiver Systeme ist zusätzlich die Energieversorgung des Transponders durch das elektromagnetische Feld der Basisstation zu gewährleisten. Die Anforderungen an das Antennendesign speziell auf Seiten des Transponders sind somit offensichtlich von vielfältiger Natur, wobei speziell bei passiven Systemen aufgrund der Energieversorgung aus dem Feld der Basisstation Hauptaugenmerk auf eine optimale Anpassung zwischen der Antenne des Transponders und dem Transponder-IC gelegt werden muss. Die IC-Hersteller geben typischerweise nominelle IC-Impedanzen an, welche dem Antennendesigner als Grundlage für die Entwicklung der Antennenstruktur dienen, wobei die Antennenimpedanz aus Sicht der Anpassung ein wesentliches Designkriterium darstellt. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich schwerpunktmäßig mit der Ermittlung von Antennenimpedanzen auf Basis numerischer Feldberechnungen unter der Anwendung der Methode der finiten Elemente.

Auf Basis der zu Grunde liegenden physikalischen Koppelmechanismen wird zunächst eine Klassifizierung der Problemstellungen aus Sicht der Elektrodynamik vorgenommen und Potenzialformulierungen vorgestellt, welche gezielt auf die jeweiligen Problemstellungen angewandt werden können. Der Fokus liegt dabei auf der Elektrodynamik quasistationärer Strömungsfelder und elektromagnetischer Wellenprobleme, welche den allgemeinsten Fall darstellen.

Es wird gezeigt, dass eine allgemein gültige strikte Unterteilung auf Basis der physikalischen Koppelmechanismen nicht zulässig ist und die Anwendbarkeit der Approximation einer Problemstellung über die Elektrodynamik quasistationärer Strömungsfelder von der Art der Anwendung abhängig ist. Anhand realer Problemstellungen

wird gezeigt, unter welchen Rahmenbedingungen elektrische Ersatzschaltbilder aus den numerischen Feldsimulationen gewonnen werden und in weiterer Folge auf Basis von Netzwerksimulationen für Systembeschreibungen eingesetzt werden können.

Schließlich wird ein Ansatz vorgestellt, welcher es erlaubt, die für Systeme im Ultra-High-Frequency-Bereich relevante Modulation des Rückstreuquerschnitts als reines Vorwärtsproblem zu behandeln. Die vorgeschlagene Methode bringt den Vorteil mit sich, nicht den gesamten Übertragungskanal (bestehend aus den Antennen der Basisstation und des Transponders sowie dem Gebiet zwischen den Antennen) modellieren zu müssen und somit den Rechenaufwand zu reduzieren.

EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Graz, am

.....

(Unterschrift)

STATUTORY DECLARATION

I declare that I have authored this thesis independently, that I have not used other than the declared sources / resources, and that I have explicitly marked all material which has been quoted either literally or by content from the used sources.

.....

date

.....

(signature)

Danksagung

Ohne der fachlichen Hilfe und persönlichen Unterstützung einer Vielzahl von Personen wäre das Gelingen dieser Arbeit nicht möglich gewesen. An dieser Stelle möchte ich mich herzlichst dafür bedanken.

An erster Stelle gebührt der Dank Herr Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Kurt Preis für die Betreuung und Begutachtung meiner Dissertation. Herrn MSc Gergely Koczka danke ich für die zahlreichen interessanten und fruchtbaren Gespräche im Zuge der Zusammenarbeit an dem von der österreichischen Forschungsförderungsgesellschaft (FFG) geförderten Projekt „UNITAG“, in dessen Rahmen Teile dieser Dissertation entstanden sind. Besonderer Dank gebührt auch Herrn Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Werner Renhart, der stets ein offenes Ohr für meine Anliegen hatte. Für die zahlreichen Fachgespräche sowie das große Interesse an meiner Dissertation bedanke ich mich beim Institutsleiter des Instituts für Grundlagen und Theorie der Elektrotechnik Herrn Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Oszkar Bíró. Ebenso bedanken möchte ich mich bei Herrn Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Christian Magele sowie bei meinem Zweitbegutachter Herrn Prof. Dr. Igor Tícar für die wertvollen Anregungen zu dieser Arbeit. Meinen Kollegen danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre am Institut.

Bedanken möchte ich mich auch bei meinen Eltern für all ihren Beistand in jeglicher Hinsicht.

Letztendlich gebührt auch großer Dank meiner Frau Michaela und meiner Tochter Helena für deren Unterstützung, Liebe und Verständnis dafür, dass ich so manche freie Minute nicht mit ihnen verbracht habe.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Grundlagen kontaktloser Identifikationssysteme	3
1.2	Differenzierung nach Art der Anwendung.....	4
1.2.1	Nahfeldanwendungen.....	5
1.2.2	Fernfeldanwendungen	6
1.3	Ziele der Arbeit	6
2	Antennensysteme für Nahfeldanwendungen	8
2.1	Approximation quasistationärer Strömungsfelder mit Hilfe der Methode der finiten Elemente.....	8
2.1.1	Maxwell-Gleichungen für quasistationäre Strömungsfelder.....	8
2.1.2	Finite-Elemente-Beschreibung quasistationärer Strömungsfelder.....	9
2.1.2.1	A,V-A-Formulierung mit Kanten- und Knotenelementen.....	10
2.1.2.2	T, Φ - Φ -Formulierung mit Kanten- und Knotenelementen.....	17
2.2	Approximation quasistationärer elektrischer Felder mit Hilfe der Methode der finiten Elemente	19
2.2.1	Maxwell-Gleichungen für quasistationäre elektrische Felder.....	20
2.2.2	V-Formulierung mit Knotenelementen	20
3	Antennensysteme für Fernfeldanwendungen	23
3.1	Maxwell-Gleichungen für Wellenprobleme.....	23
3.1.1	Finite-Elemente-Beschreibung von Wellenproblemen	24
3.1.1.1	A,V-Formulierung mit Kanten- und Knotenelementen	24
4	Anwendung der finiten Elemente-Methode auf Nahfeldanwendungen....	28
4.1	Verhaltensbeschreibung von Schleifenantennen durch äquivalente elektrische Ersatznetzwerke	28
4.2	Schleifenantennen für Nahfeldanwendungen.....	29
4.2.1	Design-Richtlinien unter Einhaltung des zu Grunde liegenden Standards	29
4.2.1.1	ETSI EN 300 330.....	29
4.2.1.2	Grenzwerte und deren Einfluss auf das Antennendesign	29
4.2.2	Berechnung der Ersatzschaltbildparameter von Schleifenantennen	36

4.2.2.1	Ermittlung der Antennenimpedanz über Strom-Spannungs-Beziehungen .	43
4.2.2.2	Ermittlung der Antennenimpedanz über Volumsintegrale	43
4.2.3	Ermittlung des Antennenstroms zur Reichweitenuntersuchung	46
4.2.4	Ermittlung der magnetischen Erregung bei gegebenem Antennenstrom aus der numerischen Feldsimulation	52
4.2.4.1	Berechnung des rotationssymmetrischen 2D Problems.....	52
4.2.4.2	Berechnung der 3D Problemstellung	58
4.2.5	Verkoppelte Schleifenantennen.....	62
4.3	Zusammenfassung	66
5	Anwendung der finiten Elemente-Methode auf Fernfeldanwendungen...	68
5.1	Verhaltensbeschreibung von Tag-Antennen durch äquivalente elektrische Ersatznetzwerke	68
5.2	Dipolantennen für Fernfeldanwendungen	69
5.2.1	Berechnung der Antennenimpedanz von Dipolantennen.....	69
5.2.1.1	Antennenanpassung mittels induktiver Ankopplung	72
5.2.1.2	Antennenanpassung mittels T-Matching	83
5.2.2	Rückstrahlverhalten passiver UHF-RFID Transponder	87
5.3	Zusammenfassung	97
6	Zusammenfassung	99
7	Literaturverzeichnis	101
	Tabellenverzeichnis.....	107
	Abbildungsverzeichnis	108

1 Einleitung

Harry Stockman lieferte im Jahr 1948 mit seiner Publikation „Communication by Means of Reflected Power“ [1] einen wesentlichen Beitrag zur Entwicklung automatischer, kontaktloser Identifikationssysteme wie wir sie heute aus einer Vielzahl von Anwendungen unseres täglichen Lebens kennen: beispielsweise bei Zutrittssystemen zu Gebäuden, kontaktlosen Bezahlssystemen, dem sogenannten „Keyless Entry“ im KFZ-Bereich oder aber auch bei der Passkontrolle. Das wesentliche Unterscheidungsmerkmal zu der bereits bekannten Radartechnologie, auf welcher im Wesentlichen die von Stockman vorgeschlagene Art der Kommunikation basiert, ist die Möglichkeit des Informationsaustauschs zwischen dem bestrahlten Objekt und der abfragenden Basisstation (auch Reader oder Interrogator genannt). Diese erfolgt mittels einer Modulation des reflektierten Signals am Ort des bestrahlten Objektes. Die von Stockman publizierte Art der Kommunikation ist im Wesentlichen vergleichbar mit der in aktuellen UHF-RFID Applikationen (Ultra High Frequency - Radio Frequency Identification) angewandten Modulation des Rückstreuquerschnitts [2].

Ausgehend von der von Stockman beschriebenen Möglichkeit zur Informationsübertragung bis hin zum „Ubiquitous Computing“ [3] und dem zukünftigen „Internet der Dinge“ [4] sollen an dieser Stelle einige Meilensteine der kontaktlosen Identifikationssysteme zusammengefasst werden.

Die erste kommerziell im großen Maß verbreitete Anwendung startete Checkpoint Systems¹ in den späten 1960-Jahren mit einem 1-bit Sicherheitssystem für Artikel im Einzelhandel, dem sogenannten „Electronic Article Surveillance“ (EAS). Durch die Tatsache, dass die Funktionalität dieser EAS-Systeme dadurch gekennzeichnet ist, ob sich ein gesichertes Produkt in der Lesezone befindet oder nicht, konnten diese Systeme auch ohne eine Vielzahl von elektronischen Komponenten das Auslangen finden und somit sehr kostengünstig aufgebaut werden und weite Verbreitung finden [5], [6]. Durch die Weiterentwicklung im Bereich der elektronischen Komponenten und die daraus resultierende bauliche Verkleinerung wurde es im Laufe der 1970-Jahre möglich, auch Mehrbit-Systeme [7] kommerziell einzusetzen, wobei sich die Einsatzgebiete im Wesentlichen auf die Kennzeichnung von Nutztieren (im europäischen Raum) und Mautsystemen (im US-amerikanischen Raum) konzentrierten. Der Flaschenhals dieser Anwendungen fand sich in der Weiterverarbeitung

¹ <http://www.fundinguniverse.com/company-histories/checkpoint-systems-inc-history/>

der gesammelten Daten wieder, welcher erst durch die kostengünstige Verfügbarkeit von PCs in den 1980-Jahren beseitigt werden konnte. Gleichzeitig konnte durch die Entwicklung günstiger CMOS-Prozesse die Funktionalität der Anwendungen deutlich gesteigert und dadurch eine Vielzahl neuer Applikationen ermöglicht werden.

Bis zum Zeitpunkt der Einführung applikationsspezifischer, integrierter Schaltungen (ASICs) lag der Fokus hinsichtlich der Miniaturisierung nicht notwendiger Weise auf dem Design der Antennen. Dies änderte sich nun maßgeblich, nachdem die Größe der integrierten Schaltung nun nur noch einen Bruchteil der gesamten Fläche des sogenannten RFID Tags einnahm.

Der Themenbereich, mit welchem sich die vorliegende Arbeit beschäftigt, kann daher als relativ junge und dynamische wissenschaftliche Disziplin betrachtet werden. Dies spiegelt sich auch in einer Vielzahl an unterschiedlichen Antennendesigns, sowohl im HF-Bereich (High Frequency) [8-10] als auch im UHF-Bereich [11-13] wider, welche im Regelfall auf die jeweilige Anwendung maßgeschneidert zu einer optimalen Funktionalität des RFID Tags führen soll. Als Ausgangspunkt für den Designprozess der Tag-Antennen dient im Allgemeinen die komplexe Eingangsimpedanz des analogen Front-Ends des RFID ASICs, welche meist (für den Antennendesigner) als konstant angenommen wird [14]. Um in weiterer Folge ein Maximum der zur Verfügung stehenden Leistung der integrierten Schaltung zuzuführen, ist eine konjugiert komplexe Anpassung zwischen der Antennenimpedanz und der komplexen Eingangsimpedanz der integrierten Schaltung erforderlich [15]. Diese kann durch konstruktive Maßnahmen im Antennendesign bzw. durch Anpassnetzwerke erreicht werden. In der tatsächlichen Anwendung zeigt sich jedoch, dass die Annahme einer konstanten Eingangsimpedanz der integrierten Schaltung als unzureichend betrachtet werden kann, zumal auf Seiten der integrierten Schaltungen Mechanismen vorgesehen sind um beispielsweise bei zu hohen Signalstärken der abfragenden Basisstation die Spannung am analogen Front-End zu begrenzen [16]. Andererseits führen Änderungen der Materialparameter der Umgebung (beispielsweise in der Nähe der Antenne vorkommende metallische Objekte, Flüssigkeiten etc.) dazu, dass sich die elektrischen Eigenschaften der Antennen ändern und es somit zu der Verstimmung kommt [12]. Als weiterer Effekt sei an dieser Stelle auch das sogenannte „Close coupling“ oder „Stacking“ erwähnt. Dabei kommt es bei geometrisch sehr nahe liegenden RFID Tags ebenfalls zu Verstimmungen im Antennenkreis [13].

Es erweist sich daher als naheliegend, den Designprozess der Antenne nicht vollständig isoliert vom Design der integrierten Schaltung zu betrachten und umgekehrt. In der Literatur

finden sich speziell für Anwendungen im UHF-Bereich bereits einige Ansätze zur Modellierung des Gesamtsystems bestehend aus Interrogator, Übertragungskanal und RFID Tag in Form von Hardwarebeschreibungssprachen und Matlab Simulink®-Modellen [17-22]. Der wesentliche Vorteil dieser Methoden ist in der Tatsache zu finden, dass es durch die Abstrahierung auf die Verhaltensebene in vertretbarer Zeit ermöglicht wird, beispielsweise gesamte Übertragungsrahmen im Zeitbereich zu simulieren. All diesen Ansätzen ist jedoch gemein, dass speziell der Übertragungskanal nur begrenzt modelliert werden kann. In der Regel geschieht dies durch die Implementierung der Friis'schen Übertragungsgleichung für Freiraumübertragungen [23]. Wie bereits von Foster und Burberry [24] im Jahr 1999 aufgezeigt, ist jedoch der Übertragungskanal speziell für RFID Anwendungen durch eine Vielzahl von Einflussfaktoren charakterisiert.

Die Methode der finiten Elemente stellt eine Möglichkeit dar, diese Einflussfaktoren auf die Antennenkreise, im speziellen Einflüsse durch unterschiedliche Materialeigenschaften, zu bestimmen [25]. Des Weiteren eröffnet sich auch die Möglichkeit, aus den Ergebnissen der finiten Elemente-Simulationen der Antennensysteme äquivalente elektrische Ersatzschaltbilder zu extrahieren, welche in weiterer Folge in die Simulationsmodelle der integrierten Schaltungen der RFID ASICS eingebunden werden können. Der Vorteil dieser Methode ist charakterisiert durch die Tatsache, dass die so ermittelten Ersatzschaltungen die unterschiedlichen Materialeigenschaften mit berücksichtigen können.

1.1 Grundlagen kontaktloser Identifikationssysteme

Kontaktlose Identifikationssysteme wie in Abb. 1.1 dargestellt, bestehen grundsätzlich aus drei wesentlichen Komponenten: der Basisstation (Reader oder Interrogator), dem RFID Tag sowie der im Hintergrund liegenden Datenbank, welche die eigentliche Applikation charakterisiert. In der vorliegenden Arbeit werden nur passive RFID Tags, sprich Transponder ohne eigener Energieversorgung behandelt. Das heißt, neben der Koordinierung des Informationsflusses zwischen der Applikation und dem RFID Tag muss die Basisstation auch die Energieversorgung des RFID Tags gewährleisten. Die Energie, welche der RFID Tag für die Abwicklung des Informationsaustauschs benötigt, muss somit aus der Feldenergie des Trägerfrequenzsignals der Basisstation gewonnen werden. Der prinzipielle Ablauf des Informationsaustauschs zwischen Basisstation und RFID Tag soll exemplarisch anhand des ISO/IEC14443 Proximity Standards mit einer Trägerfrequenz von $f_0 = 13,56$ MHz in Abrissen erläutert werden. Der genaue Ablauf ist dem Standard zu entnehmen [26].

Die Kommunikation erfolgt hierbei sequenziell (Halbduplexverfahren) und wird grundsätzlich immer vom Reader gestartet. Der Informationsfluss vom Reader zum RFID Tag (Downlink) wird durch Aus- bzw. Einschalten der Trägerfrequenz hervorgerufen. Es handelt sich dabei um eine 100 % ASK-Modulation (Amplitude-Shift-Keying). Die Kodierung erfolgt (bei Typ A) nach dem modifizierten Miller-Verfahren [27], die Basisdatenrate beträgt 106 kBit/s. Nachdem der Träger für kurze Zeiten immer wieder abgeschaltet wird, muss auf Tag-Seite dafür Sorge getragen werden, dass dieser kurzzeitige Wegfall der „Versorgung“ überbrückt werden kann. Sobald die Energie am Tag in ausreichendem Maße zur Gewährleistung der Funktionalität gegeben ist, wartet der Transponder auf den Start des Datenflusses, hervorgerufen durch spezielle Kommandos des Readers. Der eigentliche Datenaustausch zwischen einem Transponder und der Basisstation kann jedoch erst nach Durchlaufen eines Antikollisions-Protokolls (erfordert eine exakte Bitsynchronisation der Transponder) erfolgen, da sich grundsätzlich ja mehrere RFID Tags im Feld einer Basisstation befinden können. Die Übertragung der Daten vom Transponder zur Basisstation (Uplink) erfolgt ebenfalls durch Beeinflussung der Amplitude des Trägersignals durch sogenannte Lastmodulation, welche der Reader detektieren kann. Bei dieser Art der Modulation wird die Eingangsimpedanz des analogen IC-Front-Ends im Takt eines am Transponder erzeugten Hilfsträgersignals ($f_{Hilf} = 847,5 \text{ kHz}$) verändert. Die Kodierung erfolgt nach dem Manchester-Schema [27].

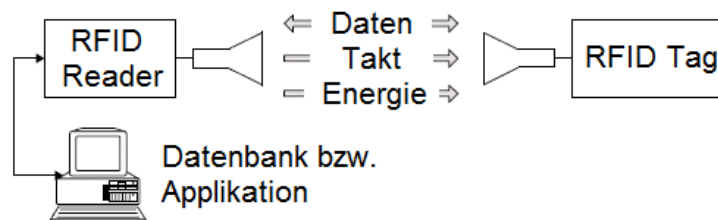


Abb. 1.1 Kontaktloses Identifikationssystem [27]

1.2 Differenzierung nach Art der Anwendung

RFID Anwendungen sind in den sogenannten ISM-Frequenzbändern (Industrial-Scientific-Medical) angesiedelt. Für RFID bzw. NFC Anwendungen (Near Field Communication) von Relevanz sind die Frequenzbänder im LF-Bereich (Low Frequency) von etwa 135 kHz, den HF-Bereichen von 13,56 MHz bzw. 27,125 MHz, den UHF-Bereichen von etwa 433 MHz bzw. etwa 850 MHz bis 950 MHz (weltweit nicht einheitlich geregelt) sowie den Mikrowellenbereichen von 2,45 GHz bzw. 5,8 GHz [27]. In der vorliegenden Arbeit werden in weiterer Folge nur Systeme und Anwendungen im genannten HF-Bereich und dem UHF-

Bereich von 850-950 MHz betrachtet. Eine grundsätzliche Unterscheidung der Art der Anwendung ist durch die Differenzierung der zu Grunde liegenden Koppelmechanismen zwischen Basisstation und RFID Tag in den jeweiligen Frequenzbändern möglich.

Das eine Antenne umgebende elektromagnetische Feld kann (je nach geometrischer Größe der Antenne im Verhältnis zur Wellenlänge bei der betrachteten Arbeitsfrequenz) in drei Teilbereiche unterteilt werden: dem reaktiven Nahfeld, dem abstrahlenden Nahfeld und dem Fernfeld. Die durch die IEEE festgelegte Definition dieser Feldregionen ist beispielsweise in [28] zu finden und leitet sich aus den Betrachtungen der Feldkomponenten eines infinitesimalen Dipolstrahlers ab [28].

1.2.1 Nahfeldanwendungen

Von Nahfeldanwendungen spricht man langläufig, wenn davon ausgegangen werden kann, dass sich der RFID Tag im Nahfeld der Antenne der Basisstation befindet. Für elektrisch kurze Antennen (die geometrische Ausdehnung der Antenne ist wesentlich kleiner als die Wellenlänge) wird als Grenze für das reaktive Nahfeld ein Bereich von $\lambda/2\pi$ um die Antenne definiert. In der Regel werden für Anwendungen dieser Art magnetische Antennen eingesetzt, welche in erster Näherung auch als elektrisch kurz betrachtet werden können. Es ist somit von einer induktiven Kopplung (siehe Abb. 1.2) zwischen der Antenne der Basisstation und der Antenne des RFID Tags bzw. zwischen den NFC Antennen auszugehen. Der überwiegende Anteil der Nahfeldanwendungen ist im HF-Bereich angesiedelt, obwohl auch einige UHF Nahfeldanwendungen existieren [29], [30].

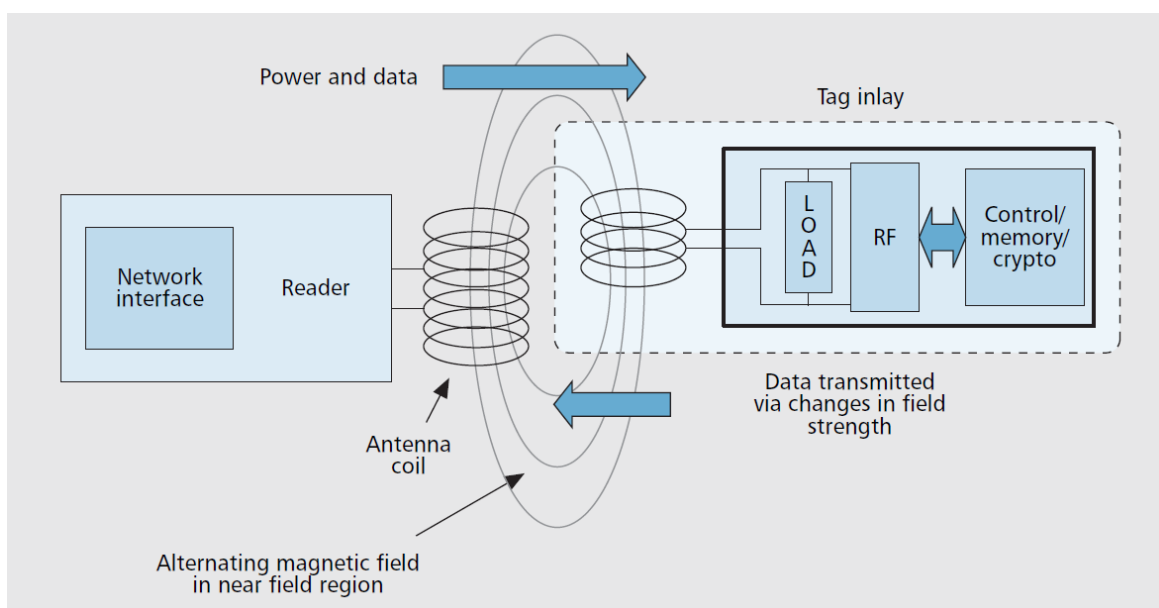


Abb. 1.2 Magnetisch verkoppeltes Nahfeld-System [2]

1.2.2 Fernfeldanwendungen

Fernfeldanwendungen kommen im Regelfall erst im UHF-Bereich zum Einsatz. Die Kommunikation zwischen der Basisstation und dem RFID Tag basiert bei dieser Art der Anwendung auf sich ausbreitende elektromagnetische Wellen (siehe Abb. 1.3). Dipol-Strukturen sind dabei die am weitesten verbreitete Antennenform [11]. Nachdem bei dieser Art der Tag-Antennen die Übertragungsgüte von der Ausrichtung der Dipolantenne zur Polarisations Ebene der einfallenden elektromagnetischen Wellen stark beeinflusst wird, werden auf Seiten der Basisstation häufig Antennen eingesetzt, welche in der Lage sind zirkular polarisierte Wellen auszusenden [31]. Die Kommunikation vom UHF-RFID Tag zur Basisstation erfolgt hierbei durch die Modulation des Rückstreuquerschnitts (RCS) [32].

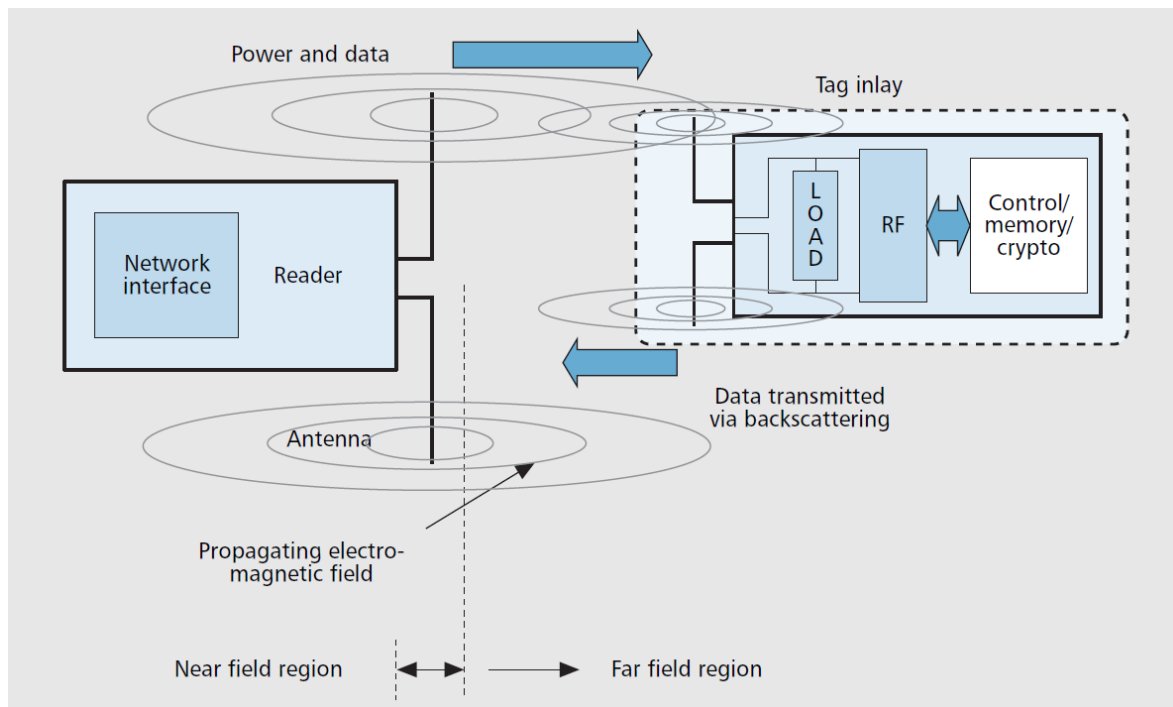


Abb. 1.3 Fernfeld-System basierend auf sich ausbreitenden, elektromagnetischen Wellen [2]

1.3 Ziele der Arbeit

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Modellierung der Tag-Antennen mit Hilfe der Methode der finiten Elemente und der Extraktion von äquivalenten elektrischen Ersatzschaltbildparametern. Es wird gezielt auf die zu Grunde liegenden physikalischen Koppelmechanismen bei den jeweiligen Arbeitsfrequenzen eingegangen und die Gültigkeit der Approximation durch unterschiedliche Formulierungen untersucht.

Kapitel 1 fasst die grundlegenden Prinzipien kontaktloser Identifikationssysteme zusammen und zeigt, wie eine Differenzierung der Anwendungen nach dem jeweiligen, zu Grunde liegenden Koppelmechanismus erfolgen kann.

Kapitel 2 beschäftigt sich mit der Beschreibung von Antennensystemen mit Hilfe der Methode der finiten Elemente für Anwendungen im Nahfeld. Ausgehend von den Maxwell'schen Gleichungen zur Beschreibung quasistationärer Strömungsfelder werden zwei mögliche Formulierungen vorgestellt, welche die magnetischen Eigenschaften der Antennen hinreichend genau approximieren können.

Kapitel 3 zeigt, wie mit Hilfe der Methode der finiten Elemente Wellenprobleme berechnet werden können. Es werden zwei Möglichkeiten vorgestellt, wie die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in einem begrenzten Problemgebiet approximiert werden kann.

Kapitel 4 befasst sich mit der Anwendung der finiten Elemente-Methode auf eine Problemstellung deren Arbeitsfrequenz zunächst auf eine Nahfeld-Applikation schließen lässt. Anhand eines Syntheseprozesses wird gezeigt, unter welchen Voraussetzungen eine quasistationäre Approximation des Feldproblems zulässig ist, bzw. wo sich diese als unzulässig erweist.

Kapitel 5 widmet sich der Anwendung der finiten Elemente-Methode auf Problemstellungen aus dem UHF-Bereich. Es werden primär Methoden der Anpassung von Transponder-ICs an Dipolantennen behandelt. Zudem werden Möglichkeiten vorgestellt, wie auch Antennen für Fernfeldanwendungen über äquivalente elektrische Netzwerke beschrieben werden können. Weiters wird eine Methode präsentiert, mit welcher das Rückstreuverhalten von Antennen als Vorwärtsproblem berechnet werden kann.

Kapitel 6 liefert eine Zusammenfassung der gewonnenen Erkenntnisse der vorliegenden Arbeit.

2 Antennensysteme für Nahfeldanwendungen

Wie bereits im einleitenden Kapitel ausgeführt, sind Nahfeldanwendungen dadurch charakterisiert, dass die Verkopplung der Antennen der Basisstation und des NFC bzw. RFID Tags im reaktiven Nahfeld der Basisstation stattfindet und die sich ausbreitenden elektromagnetischen Wellen eine untergeordnete Rolle spielen bzw. vernachlässigt werden können.

2.1 Approximation quasistationärer Strömungsfelder mit Hilfe der Methode der finiten Elemente

Ziel ist es, für diese Art der Problemstellung eine geeignete Beschreibung zu finden. Natürlich ist es auch möglich, Nahfeldanwendungen mit Methoden für Problemstellungen mit sich ausbreitenden elektromagnetischen Wellen zu behandeln, da diese den allgemeinsten Fall darstellen. Die Frage, die sich in diesem Zusammenhang jedoch stellt, ist, ob das dominierende magnetische Verhalten der Nahfeld-Antennen nicht über eine vereinfachte Form beschrieben werden kann.

2.1.1 Maxwell-Gleichungen für quasistationäre Strömungsfelder

Die Charakteristik quasistationärer Strömungsfelder beruht auf der Annahme eines konstanten Stromflusses entlang einer leitfähigen Struktur [33], [34]. Diese Bedingung ist nur dann zutreffend, wenn die geometrischen Ausdehnungen der stromführenden Struktur im Verhältnis zur Wellenlänge bei der betrachteten Frequenz als klein angenommen werden können. Im Falle von Schleifenantennen, welche in der Regel bei Nahfeldanwendungen zum Einsatz kommen, ist das Verhältnis der Gesamtlänge D aller Windungen zum Phasenmaß k zu betrachten [34]. Ist die Bedingung

$$k \cdot D \ll 1 \text{ mit } k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.1)$$

erfüllt, so geht man von elektrisch kurzen Antennen aus. Für die in der vorliegenden Arbeit betrachteten Schleifenantennen ist die Bedingung (2.1) in erster Näherung als erfüllt zu betrachten, zumal die Wellenlänge λ bei den Arbeitsfrequenzen im HF-Bereich zumindest in einer Größenordnung $> 10 \text{ m}$ liegt. Zusätzlich wird bei quasistationären Strömungsfeldern die magnetische Wirkung des Verschiebungsstromes im Verhältnis zum Leitungsstrom als vernachlässigbar betrachtet.

Es gilt:

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \ll \mathbf{J}. \quad (2.2)$$

Die das quasistationäre Strömungsfeld beschreibenden Maxwell'schen Gleichungen bei zeit-harmonischer Betrachtung lassen sich somit wie folgt zusammenfassen [33]:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J}, \quad (2.3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (2.4)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -j\omega \mathbf{B}. \quad (2.5)$$

Für die Materialzusammenhänge gelten folgende Beziehungen:

$$\mathbf{J} = \gamma \mathbf{E} \quad \text{und} \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}. \quad (2.6)$$

2.1.2 Finite-Elemente-Beschreibung quasistationärer Strömungsfelder

Die finite Elemente-Methode stellt eine sehr mächtige Methode in der numerischen Berechnung elektromagnetischer Problemstellungen dar. Wie bereits einleitend in diesem Kapitel dargestellt, werden (unabhängig davon welcher Spezialfall betrachtet wird) Problemstellungen aus der Elektrodynamik durch einen Satz aus partiellen Differenzialgleichungen und entsprechenden Randbedingungen beschrieben. Für nur sehr wenige Problemstellungen aus der Elektrotechnik existieren geschlossene Lösungen für diese Randwertprobleme. Bei Anwendung der Methode der finiten Elemente wird, wie der Name schon besagt, das gesamte Problemgebiet in endlich kleine (finite) Elemente unterteilt, und eine Näherungslösung der Feldgrößen in diesen Elementen durch Polynomfunktionen gesucht. Die finite Elemente-Methode liefert also keine Funktion als Lösung des Randwertproblems sondern eine begrenzte Anzahl an Koeffizienten der Polynomfunktionen [35].

Der wesentliche Vorteil, den diese Methode mit sich bringt, ist in der Tatsache begründet, dass Materialeigenschaften bei der Diskretisierung keiner gesonderten Behandlung bedürfen. Wie bereits im einleitenden Kapitel näher ausgeführt, stellt sich dies bei Problemstellungen aus dem Bereich der RFID als günstig heraus, da dadurch Materialeinflüsse auf Antennencharakteristika ohne zusätzlichem Aufwand untersucht und exakt abgegrenzt

werden können. So kann beispielsweise der Einfluss der relativen Permittivität eines Trägermaterials auf die Antennenimpedanz einer Tag-Antenne gezielt ausgenutzt werden.

In der vorliegenden Arbeit werden die Lösungsfunktionen der Feldgrößen des elektrischen und magnetischen Feldes nicht direkt approximiert, sondern es werden Potenzialfunktionen eingeführt und Näherungslösungen für diese Potenzialfunktionen gesucht. Das Beschreiben der Feldgrößen durch diese Potenzialfunktionen erweist sich als vorteilhaft, da speziell bei der Anwendung von Kantenelementen [36], [37] die Tangentialkomponente der vektoriellen Potenzialfunktion im gesamten Problemgebiet ein stetiges Verhalten beim Übergang von einem finiten Element auf ein benachbartes aufweist. Dies wirkt sich bei Anregungsproblemen positiv auf die Lösbarkeit des Gleichungssystems aus [37].

2.1.2.1 A,V-A-Formulierung mit Kanten- und Knotenelementen

Ist man nur an der magnetischen Verkopplung zweier Antennen bzw. nur an den magnetischen Eigenschaften einer Antenne und etwaig vorhandenen ohmschen Verlusten interessiert, so ist es zweckmäßig, das Problemgebiet nach Abb. 2.1 in ein leitfähiges Gebiet Ω_l und ein nichtleitendes Gebiet Ω_i zu unterteilen. Die Darstellung in Abb. 2.1 zeigt ein Wirbelstromproblem im klassischen Sinn [38].

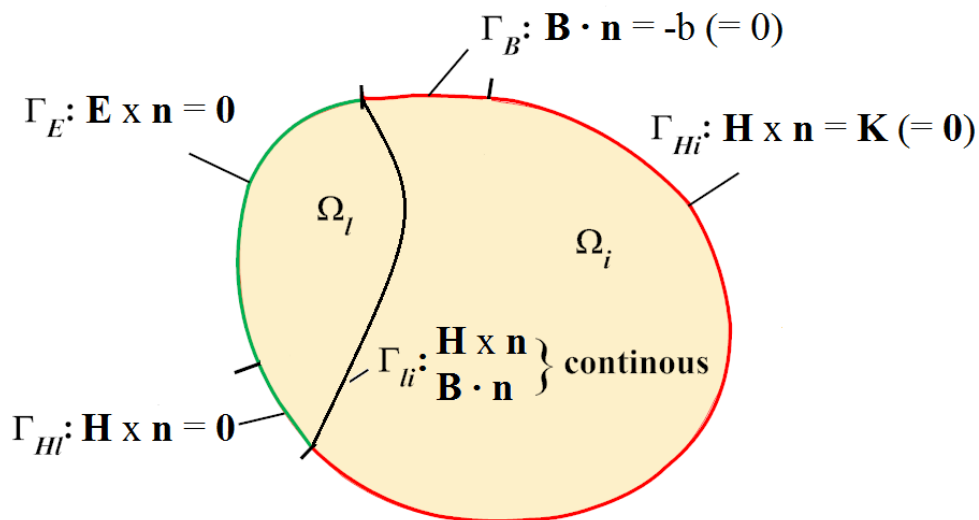


Abb. 2.1 Unterteilung des Problemgebietes bei klassischen Wirbelstromproblemen

Für die Betrachtungen zeitharmonischer Problemstellungen im leitfähigen Gebiet Ω_l sind die Beziehungen:

$$\text{rot } \mathbf{H}_l = \mathbf{J}_l, \quad (2.7)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B}_l = 0, \quad (2.8)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}_l = -j\omega \mathbf{B}_l, \quad (2.9)$$

$$\mathbf{J}_l = \gamma \mathbf{E}_l \text{ und } \mathbf{B}_l = \mu \mathbf{H}_l, \quad (2.10)$$

sowie die Randbedingungen

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_l \times \mathbf{n} = \mathbf{0} \text{ auf } \Gamma_E, \quad \mathbf{H}_l \times \mathbf{n} = \mathbf{0} \text{ und} \\ \mathbf{J} \cdot \mathbf{n} = 0 \text{ auf } \Gamma_{HI} \end{aligned} \quad (2.11)$$

zu berücksichtigen.

Für das nichtleitfähige Gebiet Ω_i ist es ausreichend, nur

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_i = \mathbf{J}_0, \quad (2.12)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B}_i = 0 \text{ und } \mathbf{B}_i = \mu \mathbf{H}_i \quad (2.13)$$

zu betrachten, wobei \mathbf{J}_0 eine etwaige vorhandene eingeprägte Stromdichtefunktion darstellt.

Die entsprechenden Randbedingungen sind durch

$$\mathbf{H}_i \times \mathbf{n} = \mathbf{K} \text{ auf } \Gamma_{Hi} \text{ und } \mathbf{B}_i \cdot \mathbf{n} = -b \text{ auf } \Gamma_B \quad (2.14)$$

gegeben. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Stromverdrängungsproblemen sind sowohl die eingeprägte Stromdichtefunktion \mathbf{J}_0 als auch die Oberflächenstromdichte \mathbf{K} und die magnetische Ladungsdichte b gleich Null.

Aufgrund der Quellenfreiheit der magnetischen Induktion \mathbf{B} (unabhängig vom Gebiet) ist es möglich, \mathbf{B} über die Wirbel des magnetischen Vektorpotenziales \mathbf{A} zu beschreiben:

$$\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}. \quad (2.15)$$

Im nicht leitfähigen Gebiet (und bei Verschwinden der eingeprägten Stromdichtefunktion \mathbf{J}_0) stellt somit

$$\operatorname{rot} \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \mathbf{A}_i = \mathbf{0} \quad (2.16)$$

die zu lösende Differenzialgleichung dar. Im leitfähigen Gebiet ist ebenfalls der Durchflutungssatz durch die Potenzialfunktionen zu erfüllen. Hier verschwindet jedoch die Stromdichte nicht, wodurch sich aufgrund der Materialbeziehung aus (2.10) die

Notwendigkeit ergibt, auch das elektrische Feld über Potenzialfunktionen zu beschreiben. Durch Einführen des elektrischen Skalarpotenzials V nach [38]:

$$\mathbf{E}_l = -j\omega\mathbf{A}_l - \text{grad } V, \quad (2.17)$$

ist nun sowohl (2.8) mit (2.15) als auch (2.9) mit (2.17) implizit erfüllt und es folgt als zu lösende vektorielle Differenzialgleichung:

$$\text{rot } \frac{1}{\mu} \text{rot } \mathbf{A}_l + j\omega\gamma\mathbf{A}_l + \gamma \text{grad } V = \mathbf{0}. \quad (2.18)$$

Um die Feldgrößen \mathbf{E} und \mathbf{H} im leitfähigen Gebiet eindeutig bestimmen zu können ist eine weitere Gleichung (zusätzlich zum Durchflutungssatz (2.7)) notwendig. Eine allgemeine Betrachtung der Quellen eines beliebigen (zweimal stetig differenzierbaren [39]) Vektorfeldes \mathbf{F} führt auf die Beziehung:

$$\text{div rot } \mathbf{F} = 0. \quad (2.19)$$

Somit folgt für die magnetische Erregung im leitfähigen Gebiet Ω_l :

$$\text{div rot } \mathbf{H}_l = 0 \quad (2.20)$$

bzw.

$$\text{div } \mathbf{J} = 0. \quad (2.21)$$

Gleichung (2.21) stellt das Kontinuitätsgesetz dar. Mit den Materialbeziehungen aus (2.10) und der Beschreibung der elektrischen Feldstärke aus (2.17) folgt dann für das Kontinuitätsgesetz

$$\text{div } (-j\omega\gamma\mathbf{A}_l - \gamma \text{grad } V) = 0. \quad (2.22)$$

Gleichung (2.22) stellt die zweite, in diesem Fall skalare, Differenzialgleichung neben (2.18) dar, welcher die Potenzialfunktionen im leitfähigen Gebiet genügen müssen. Aus Symmetriegründen wird das eigentliche Skalarpotenzial als zeitliche Ableitung des sogenannten modifizierten Skalarpotenzials v dargestellt [38]. Für zeitharmonische Betrachtungen gilt somit:

$$V = j\omega v. \quad (2.23)$$

Das schließlich zu lösende Gleichungssystem ergibt sich daher zu:

$$\operatorname{rot} \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \mathbf{A}_l + j\omega\gamma \mathbf{A}_l + j\omega\gamma \operatorname{grad} v = \mathbf{0}, \quad (2.24)$$

$$\operatorname{div} (-j\omega\gamma \mathbf{A}_l - j\omega\gamma \operatorname{grad} v) = 0, \quad (2.25)$$

$$\operatorname{rot} \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \mathbf{A}_i = \mathbf{0}, \quad (2.26)$$

wobei (2.24) und (2.25) im leitfähigen Gebiet gelten und (2.26) im nicht leitfähigen Gebiet. Für die Randbedingungen (2.11) und (2.14) folgt mit der Beschreibung über die Potenzialfunktionen schließlich:

$$\mathbf{n} \times \mathbf{A}_l = \mathbf{0} \text{ und } v = \text{konst} = v_0 \text{ auf } \Gamma_E, \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \mathbf{A}_l \times \mathbf{n} = \mathbf{0} \text{ und} \\ (-j\omega\gamma \mathbf{A}_l - j\omega\gamma \operatorname{grad} v) \cdot \mathbf{n} = 0 \text{ auf } \Gamma_{Hl}, \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \mathbf{A}_i \times \mathbf{n} = \mathbf{K} \text{ auf } \Gamma_{Hi} \quad (2.29)$$

sowie

$$\operatorname{rot} \mathbf{A}_i \cdot \mathbf{n} = -b \text{ auf } \Gamma_B. \quad (2.30)$$

Die Kopplung der beiden Gebiete Ω_i und Ω_l an Γ_{li} erfolgt über die Grenzflächenbedingungen

$$\mathbf{H}_l \times \mathbf{n}_l + \mathbf{H}_i \times \mathbf{n}_i = \mathbf{0} \quad (2.31)$$

und

$$\mathbf{B}_l \cdot \mathbf{n}_l + \mathbf{B}_i \cdot \mathbf{n}_i = 0. \quad (2.32)$$

Für das Vektorpotenzial folgt somit:

$$\frac{1}{\mu_l} \operatorname{rot} \mathbf{A}_l \times \mathbf{n}_l + \frac{1}{\mu_i} \operatorname{rot} \mathbf{A}_i \times \mathbf{n}_i = \mathbf{0} \quad (2.33)$$

bzw.

$$\operatorname{rot} \mathbf{A}_l \cdot \mathbf{n}_l + \operatorname{rot} \mathbf{A}_i \cdot \mathbf{n}_i = 0. \quad (2.34)$$

Des Weiteren ist dafür Sorge zu tragen, dass sich der Stromfluss auf das leitfähige Gebiet beschränkt. Dem ist durch Vorschreiben einer Randbedingung für die Stromdichte an Γ_{li} durch:

$$\begin{aligned} \mathbf{J} \cdot \mathbf{n}_l &= 0 \text{ bzw.} \\ (-j\omega\gamma(\mathbf{A}_l + \text{grad } v)) \cdot \mathbf{n}_l &= 0 \end{aligned} \quad (2.35)$$

genüge getan. Diskretisiert man nun das gesamte Problemgebiet mit Hexaedern und führt für die Approximation des Vektorpotenzials bzw. des Skalarpotenzials Kanten- bzw. Knotenformfunktion nach [38] ein, so folgt für den Ansatz der Näherungslösung von \mathbf{A} bzw. v :

$$\mathbf{A} \approx \mathbf{A}_n = \mathbf{A}_D + \sum_{j=1}^{n_1} A_j \mathbf{N}_j \quad (2.36)$$

und

$$v \approx v_n = v_D + \sum_{j=1}^{n_2} v_j N_j. \quad (2.37)$$

Die Kantenformfunktionen \mathbf{N}_j ($j = 1 \dots n_1$) gehören zu jenen Kanten, welche sich nicht auf Γ_E oder Γ_B befinden. Die Funktionen N_j ($j = 1 \dots n_2$) sind jene Funktionen, welche zu den Knoten der Elemente gehören welche nicht auf Γ_E liegen. Die Funktionen \mathbf{A}_D und v_D sind jene Funktionen, welche den inhomogenen Dirichlet'schen Randbedingungen genügen [38]:

$$\mathbf{A}_D = \sum_{j=n_1+1}^{n^{\text{Kanten}}} A_j \mathbf{N}_j, \quad (2.38)$$

$$v_D = \sum_{j=n_2+1}^{n^{\text{Knoten}}} v_j N_j. \quad (2.39)$$

Der gewählte Ansatz erweist sich als geeignet für die Ritz-Galerkin'sche Methode [38]. Das resultierende Galerkin'sche Gleichungssystem [38] ergibt sich zu:

$$\int_{\Omega_l + \Omega_i} \text{rot } \mathbf{N}_i \cdot \frac{1}{\mu} \text{rot } \mathbf{A}_n d\Omega + \int_{\Omega_l} j\omega\gamma \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{A}_n d\Omega + \quad (2.40)$$

$$+ \int_{\Omega_l} j\omega\gamma \mathbf{N}_i \cdot \text{grad } v_n d\Omega = 0 \quad (i = 1, 2, \dots, n_1)$$

$$\int_{\Omega_l} \text{grad } N_i \cdot j\omega\gamma (\mathbf{A}_n + \text{grad } v_n) d\Omega = 0 \quad (i = 1, 2, \dots, n_2) \quad (2.41)$$

Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass die Näherungslösung für \mathbf{A} nicht eindeutig ist, da keine Aussage über die Quellen des Vektorpotenzials getätigt wurde. Dies hat jedoch keine Auswirkung auf die Eindeutigkeit der Lösung der Feldgrößen \mathbf{E} und \mathbf{H} . Das Galerkin'sche Gleichungssystem (2.40) und (2.41) stellt ein singuläres Gleichungssystem dar, dies erweist sich jedoch bei Anwendung einer iterativen Lösungsmethode als nicht nachteilig [37].

Die beschriebene Methode bietet auch die Möglichkeit der Bestimmung des parasitären kapazitiven Verhaltens zusätzlich zum magnetischen Verhalten elektrisch kurzer Antennen. In diesem Fall muss jedoch das gesamte Problemgebiet als leitfähiges Gebiet betrachtet werden. Es gelten somit (2.7) bis (2.9) im gesamten Gebiet. Die Berücksichtigung des kapazitiven Verhaltens erfolgt durch Einführen der totalen Stromdichte für zeitharmonische Betrachtungen nach:

$$\mathbf{J}_{tot} = \mathbf{J} + j\omega\varepsilon\mathbf{E}. \quad (2.42)$$

Mit der Materialbeziehung (2.10) folgt schließlich

$$\mathbf{J}_{tot} = \gamma\mathbf{E} + j\omega\varepsilon\mathbf{E} = \sigma_c\mathbf{E}, \quad (2.43)$$

wobei σ_c die komplexe Leitfähigkeit darstellt. Auch in diesem Fall ist sowohl der Durchflutungssatz als auch das Kontinuitätsgesetz durch die Potenzialfunktionen zu erfüllen und das resultierende Gleichungssystem ergibt sich zu:

$$\operatorname{rot} \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \mathbf{A} + j\omega\sigma_c (\mathbf{A} + \operatorname{grad} v) = \mathbf{0}, \quad (2.44)$$

$$\operatorname{div} (-j\omega\sigma_c (\mathbf{A} + \operatorname{grad} v)) = 0. \quad (2.45)$$

Die Randbedingungen reduzieren sich in diesem Fall auf (2.27) und (2.28). Das resultierende Galerkin'sche Gleichungssystem entspricht im Wesentlichen (2.40) und (2.41). Ein Nachteil dieses Ansatzes liegt jedoch in der schlechten Konditionierung des Gleichungssystems [40]. Aufgrund der Einführung der komplexen Leitfähigkeit im gesamten Problemgebiet kann es (abhängig von der betrachteten Frequenz) zu Sprüngen in σ_c im Bereich von bis zu zehn Zehnerpotenzen bei benachbarten finiten Elementen kommen (z.B. im Übergang zwischen Leiter und Luft). Dieser Umstand kann sich bei unzureichender Diskretisierung, speziell im Bereich der leitfähigen Strukturen, negativ auf das Konvergenzverhalten iterativer Lösungsmethoden auswirken.

Wie später in Kapitel 3 noch gezeigt wird, stellt die beschriebene Methode die sogenannte Full-Wave-Betrachtung dar, mit dem Unterschied, dass aufgrund des schlechten Abstrahlungsverhaltens elektrisch kurzer magnetischer Antennen auf Randbedingungen verzichtet werden kann, welche die Sommerfeld'sche Ausstrahlungsbedingung [41] approximieren.

Unabhängig von der gewählten Methode (A,V-A- oder A,V-Formulierung ohne Approximation der Ausstrahlungsbedingung) ergibt sich durch (2.17) eine einfache

Möglichkeit der Spannungsanregung der Antennenstruktur durch das Einprägen eines konstanten elektrischen Feldes im sogenannten Feed-Gap der Antenne. Nachdem sich nach (2.17) das elektrische Feld sowohl aus dem magnetischen Vektorpotenzial als auch aus dem modifizierten elektrischen Skalarpotenzial zusammensetzt, ergeben sich grundsätzlich zwei Möglichkeiten, das eingeprägte Feld zu beschreiben:

- $|\mathbf{A}_{tan}| = \text{const.}$: Hierbei erfolgt die Anregung durch Vorgabe der Tangentialkomponente von \mathbf{A} entlang von Kanten bzw. Flächen im Feed-Gap der Antenne [42]. Für die Eindeutigkeit von \mathbf{E} muss bei dieser Art der Anregung v in den Knotenpunkten der zur Anregung gehörenden finiten Elemente null gesetzt werden (siehe Abb. 2.2).

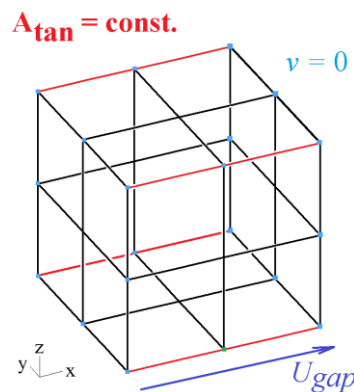


Abb. 2.2 Anregung über konstantes Vektorpotenzial

- $v_0 = \text{const.}$: Bei dieser Art der Anregung wird das eingeprägte elektrische Feld durch Vorschreiben der Skalarpotenzialwerte in den Knotenpunkten der finiten Elemente, welche zu den Stirnflächen im Feed-Gap der Antenne gehören, erzeugt. Für die Eindeutigkeit von \mathbf{E} ist es nun notwendig \mathbf{A} an den Kanten jener finiten Elemente null zu setzen, welche zwischen den finiten Elemente liegen auf denen die Skalarpotenzialwerte vorgeschrieben wurden (siehe Abb. 2.3).

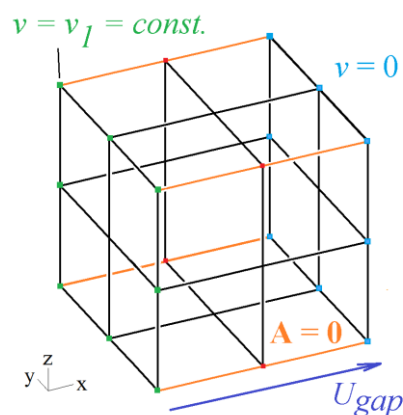


Abb. 2.3 Anregung über konstantes Skalarpotenzial

Die Wahl der Art der Anregung hängt von der Problemstellung ab und wird in Kapitel 4 ausführlich behandelt.

2.1.2.2 \mathbf{T}, Φ -Formulierung mit Kanten- und Knotenelementen

Eine weitere Möglichkeit zur Beschreibung des magnetischen Verhaltens elektrisch kurzer Antennen ergibt sich durch Einführen des elektrischen Strömungsvektorpotenzials \mathbf{T} nach:

$$\mathbf{J} = \text{rot} (\mathbf{T} + \mathbf{T}_0). \quad (2.46)$$

Dieser Ansatz beruht auf dem Kontinuitätsgesetz (2.21) und der Betrachtung der Quellen eines Wirbelfeldes nach (2.19). \mathbf{T} in (2.46) wird als reduziertes Strömungsvektorpotenzial bezeichnet; \mathbf{T}_0 stellt den eingepprägten (bekannten) Anteil dar. Auch in diesem Fall bietet sich die Möglichkeit einer Unterteilung des gesamten Problemgebietes nach Abb. 2.1 an. Für die Beschreibung des elektromagnetischen Feldes im leitfähigen Gebiet gelten wieder die Gleichungen (2.7) bis (2.11). Das nichtleitfähige Gebiet wird wieder durch (2.12) bis (2.14) beschrieben.

Nach (2.7) folgt mit (2.46):

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} = \text{rot} (\mathbf{T} + \mathbf{T}_0) \quad (2.47)$$

bzw.

$$\text{rot} (\mathbf{H} - \mathbf{T} - \mathbf{T}_0) = \mathbf{0}. \quad (2.48)$$

Ein wirbelfreies Feld nach (2.48) kann durch den Gradienten einer (zweimal stetig differenzierbaren [39]) skalaren Funktion beschrieben werden. Mit (2.48) folgt für die magnetische Erregung in Ω_i :

$$\mathbf{H} = \mathbf{T} + \mathbf{T}_0 - \text{grad } \Phi, \quad (2.49)$$

wobei Φ das sogenannte reduzierte magnetische Skalarpotenzial ist. Der Ansatz nach (2.46) bietet für den Fall der in dieser Arbeit betrachteten Stromverdrängungsprobleme die Möglichkeit einer Stromanregung, da hierbei

$$\text{rot } \mathbf{T}_0 = \mathbf{J}_0 \quad (2.50)$$

eine beliebige Stromdichteverteilung beschreibt, welche den zugehörigen Gesamtstrom im leitfähigen Gebiet repräsentiert.

Für das magnetische Feld im nichtleitfähigen Gebiet folgt:

$$\mathbf{H} = \mathbf{T}_0 - \text{grad } \Phi. \quad (2.51)$$

D.h. im Gegensatz zur A,V-A-Formulierung wird bei dieser Formulierung das Magnetfeld im nichtleitfähigen Gebiet durch eine Skalarfunktion beschrieben. Dies wirkt sich in weiterer Folge wesentlich auf das resultierende Gleichungssystem aus [43].

Im Gegensatz zur A,V-A-Formulierung wo der Durchflutungssatz und das Kontinuitätsgesetz von den Potenzialfunktionen erfüllt werden müssen, müssen hier die Potenzialfunktionen dem Induktionsgesetz (2.9) und der Quellenfreiheit der magnetischen Induktion (2.8) bzw. (2.13) genügen. Das zu lösende Gleichungssystem ergibt sich somit mit den Materialbeziehungen (2.10) zu:

$$\text{rot } \frac{1}{\gamma} \text{rot } \mathbf{T} + j\omega\mu\mathbf{T} - j\omega\mu\text{grad } \Phi = -\text{rot } \frac{1}{\gamma} \text{rot } \mathbf{T}_0 - j\omega\mu\mathbf{T}_0, \quad (2.52)$$

$$\text{div}(\mu\mathbf{T} - \mu\text{grad } \Phi) = -\text{div}(\mu\mathbf{T}_0), \quad (2.53)$$

$$-\text{div}(\mu\text{grad } \Phi) = -\text{div}(\mu\mathbf{T}_0). \quad (2.54)$$

Die Gleichungen (2.52) und (2.53) gelten für das leitfähige Gebiet Ω_l , (2.54) gilt im nichtleitfähigen Gebiet Ω_i . Wiederum gelten die Randbedingungen (2.11) bzw. (2.14):

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma} \text{rot } \mathbf{T} \times \mathbf{n} &= -\frac{1}{\gamma} \text{rot } \mathbf{T}_0 \times \mathbf{n} \text{ und} \\ \mu(\mathbf{T} - \text{grad } \Phi) \cdot \mathbf{n} &= -\mu\mathbf{T}_0 \cdot \mathbf{n} \text{ auf } \Gamma_E, \end{aligned} \quad (2.55)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{T} \times \mathbf{n} &= -\mathbf{T}_0 \times \mathbf{n} \text{ und} \\ \Phi &= \text{konst.} = \Phi_0 \text{ auf } \Gamma_{Hl}, \end{aligned} \quad (2.56)$$

$$\Phi = \text{konst.} = \Phi_0 \text{ auf } \Gamma_{Hi} \quad (2.57)$$

sowie

$$\mu\text{grad } \Phi \cdot \mathbf{n} = b + \mu\mathbf{T}_0 \cdot \mathbf{n} \text{ auf } \Gamma_B. \quad (2.58)$$

Die Kopplung der beiden Gebiete Ω_i und Ω_l an Γ_{li} erfolgt wieder über die Grenzflächenbedingungen (2.31) und (2.32). Mit (2.49) und (2.51) folgt somit

$$\mathbf{T} \times \mathbf{n} = \mathbf{0} \quad (2.59)$$

und

$$(\mu \mathbf{T} + \mu \mathbf{T}_0 - \mu \text{grad } \Phi) \cdot \mathbf{n}_l + (\mu \mathbf{T}_0 - \mu \text{grad } \Phi) \cdot \mathbf{n}_i = 0. \quad (2.60)$$

Im Gegensatz zur A,V-A-Formulierung muss hier nicht gesondert auf die Beziehung (2.35) eingegangen werden, da dieser aufgrund von (2.47) durch (2.59) bereits genüge getan ist.

Analog zur A,V-A-Formulierung wird das Strömungsvektorpotenzial über Kantenformfunktionen und das magnetische Skalarpotenzial über Knotenformfunktionen approximiert:

$$\mathbf{T} \approx \mathbf{T}_n = \sum_{j=1}^{n_1} T_j \mathbf{N}_j, \quad (2.61)$$

$$\Phi \approx \Phi_n = \Phi_D + \sum_{j=1}^{n_2} \Phi_j N_j. \quad (2.62)$$

Für das Galerkin'sche Gleichungssystem [38] folgt:

$$\int_{\Omega_l} \text{rot } \mathbf{N}_i \cdot \frac{1}{\gamma} \text{rot } \mathbf{T}_n d\Omega + \int_{\Omega_l} \mathbf{N}_i \cdot [j\omega\mu \mathbf{T}_n - j\omega\mu \text{grad } \Phi_n] d\Omega = \quad (2.63)$$

$$= - \int_{\Omega_l} \text{rot } \mathbf{N}_i \cdot \frac{1}{\gamma} \text{rot } \mathbf{T}_0 d\Omega - \int_{\Omega_l} \mathbf{N}_i \cdot j\omega\mu \mathbf{T}_0 d\Omega \quad (i=1,2,\dots,n_1),$$

$$\int_{\Omega_l + \Omega_i} \text{grad } N_i \cdot j\omega\mu \text{grad } \Phi_n d\Omega - \int_{\Omega_l} \text{grad } N_i \cdot j\omega\mu \mathbf{T}_n d\Omega = \quad (2.64)$$

$$= \int_{\Omega_l + \Omega_i} \text{grad } N_i \cdot j\omega\mu \mathbf{T}_0 d\Omega + \int_{\Gamma_B} N_i j\omega b d\Gamma \quad (i=1,2,\dots,n_2).$$

Um, wie auch schon im Fall der A,V-A-Formulierung, wiederum ein singuläres Gleichungssystem zu erhalten, wurde hier anstatt der direkten Verwendung von (2.53) und (2.54) mit deren zeitlichen Ableitungen operiert. Die Singularität des Gleichungssystems erweist sich bei Anwendung iterativer Lösungsmethoden abermals nicht als nachteilig [38].

2.2 Approximation quasistationärer elektrischer Felder mit Hilfe der Methode der finiten Elemente

Wie bereits kurz in Abschnitt 2.1.2.1 behandelt, können die parasitären kapazitiven Eigenschaften elektrisch kurzer, magnetischer Antennenstrukturen unter Anwendung der A,V-Formulierung durch Einführen einer komplexen Leitfähigkeit im gesamten Problemgebiet charakterisiert werden. Eine weitere Möglichkeit, das kapazitive Verhalten

elektrisch kurzer Strukturen beschreiben zu können, bietet die quasistationäre elektrische Betrachtung der Problemstellung.

2.2.1 Maxwell-Gleichungen für quasistationäre elektrische Felder

Im Gegensatz zur Betrachtung der quasistationären magnetischen Felder, welche eine Charakterisierung des induktiven Verhaltens der Antennenstruktur erlaubt, wird hier die zeitliche Änderung des magnetischen Feldes außer Acht gelassen jedoch der Verschiebungsstrom berücksichtigt. Da das kapazitive Verhalten durch die an der Oberfläche der leitfähigen Struktur verteilten Ladungen bestimmt wird, gilt dieser Ansatz wiederum nur für elektrisch kurze Anordnungen, da hier in erster Näherung von einer konstanten Phasenlage des elektrischen Potentials entlang der Antennenstruktur ausgegangen werden kann. Die das quasistationäre elektrische Strömungsfeld beschreibenden Maxwell'schen Gleichungen reduzieren sich somit auf [33]:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = \mathbf{0}. \quad (2.65)$$

Für zeitharmonische Vorgänge werden nun, wie auch schon im Falle der Full-Wave Betrachtung, wieder eine totale Stromdichte nach (2.42) und eine komplexe Leitfähigkeit nach (2.43) eingeführt. Die totale Stromdichte \mathbf{J}_{tot} muss wiederum das Kontinuitätsgesetz

$$\operatorname{div} \mathbf{J}_{tot} = \operatorname{div} (\mathbf{J} + j\omega\mathbf{D}) = 0 \quad (2.66)$$

erfüllen.

2.2.2 V-Formulierung mit Knotenelementen

Durch die Präsenz der komplexen Leitfähigkeit σ_c im gesamten Problemgebiet Ω_C lässt sich das Randwertproblem unter Berücksichtigung der beiden Randbedingungen

$$\mathbf{E} \times \mathbf{n} = \mathbf{0} \text{ auf } \Gamma_E \quad (2.67)$$

und

$$\mathbf{J}_{tot} \cdot \mathbf{n} = 0 \text{ auf } \Gamma_J \quad (2.68)$$

nach Abb. 2.4 eindeutig beschreiben [44].

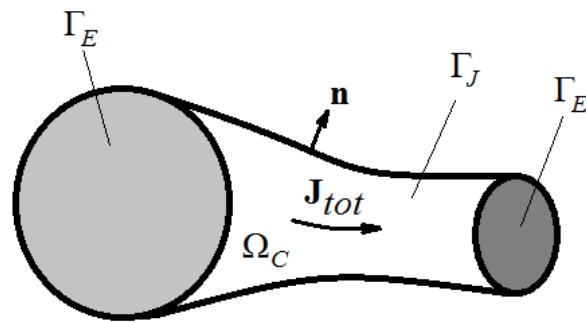


Abb. 2.4 Quasistationäres Strömungsfeld mit komplexer Leitfähigkeit im Problemgebiet [44]

Gleichung (2.65) erlaubt die Beschreibung des elektrischen Feldes als Gradientenfeld durch

$$\mathbf{E} = -\text{grad } V \quad (2.69)$$

wobei V das elektrische Skalarpotenzial darstellt. Somit ist lediglich (2.66) von V zu erfüllen.

Mit den Materialbeziehungen

$$\mathbf{J} = \gamma \mathbf{E} \text{ und } \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.70)$$

folgt als zu lösende skalare Differenzialgleichung:

$$\text{div}(-\gamma \text{grad } V - j\omega \varepsilon \text{grad } V) = 0. \quad (2.71)$$

Für die Randbedingungen (2.67) und (2.68) gilt schließlich nach Einführung des Skalarpotenzials

$$V = V_0 \text{ auf } \Gamma_E \quad (2.72)$$

und

$$(-\gamma \text{grad } V - j\omega \varepsilon \text{grad } V) \cdot \mathbf{n} = 0 \text{ auf } \Gamma_J. \quad (2.73)$$

Wie bereits in Abschnitt 2.1.2.1 beschrieben, werden auch hier wieder Knotenformfunktion zur Approximation des Skalarpotenzials herangezogen. Für die Näherungslösung gilt folglich:

$$V \approx V_n = V_D + \sum_{j=1}^n V_j N_j \quad (2.74)$$

mit

$$V_D = \sum_{j=n}^{n^{\text{Knoten}}} V_j N_j. \quad (2.75)$$

Die Funktion N_j ($j = 1 \dots n$) in (2.74) sind wiederum jene Funktionen, welche zu den n Knoten gehören, die nicht auf Γ_E liegen. Die Funktionen V_D gehören zu jenen Knoten (n bis n^{Knoten})

welche auf Γ_E zu liegen kommen, wobei n^{Knoten} die maximal Knotennummer darstellt. Somit sind deren Funktionswerte nach (2.72) bekannt.

Das resultierende Galerkin'sche Gleichungssystem [44] lässt sich nun folgend anschreiben:

$$\int_{\Omega} \text{grad } N_i \cdot \sigma \text{ grad } V_n d\Omega + \int_{\Omega} \text{grad } N_i \cdot j\omega \epsilon \text{ grad } V_n d\Omega = 0 \quad (2.76)$$

$(i = 1, 2, \dots, n).$

Der wesentliche Vorteil der Bestimmung des parasitären elektrischen Verhaltens elektrisch kurzer Antennenstrukturen über die Approximation als quasistationäres komplexes Strömungsfeld ist in der Art der Anregung zu finden, zumal die Näherungslösungen der Skalarpotenzialwerte der tatsächlichen physikalischen Potenzialdifferenz entsprechen. Dies ist beispielsweise bei der A,V-A- bzw. der A,V-Formulierung nicht der Fall und nur durch zusätzliche Maßnahmen, wie in [45] vorgeschlagen, zu erzwingen.

Es ist somit bei Anwendung der beschriebenen Methode grundsätzlich einfach möglich, sowohl symmetrische wie auch unsymmetrische Betriebsfälle der Antennenstruktur anzuregen.

3 Antennensysteme für Fernfeldanwendungen

Im Gegensatz zu den Nahfeldanwendungen erfolgt die Verkopplung der Antennen der Basisstation und des Transponders nicht notwendiger Weise im reaktiven Nahfeld welches die Basisstation umgibt. Im Regelfall ist bei dieser Art der Anwendung von sich ausbreitenden elektromagnetischen Wellen auszugehen. Wie im Kapitel 2 beschrieben, kann bei elektrisch kurzen Schleifenantennen der Verschiebungsstrom im Verhältnis zum Leitungsstrom vernachlässigt werden. Dies hat zur Folge, dass sich elektrisch kurze Schleifenantennen als ungeeignet erweisen, wenn die Anwendung sich ausbreitende elektromagnetische Wellen fordert. Das heißt, um diese Art der Anwendung effizient bewerkstelligen zu können, müssen grundsätzlich andere Antennenformen zum Einsatz kommen, welche eine Ablösung von elektromagnetischen Wellen von der Antennenstruktur erlauben. Die häufigste Antennenform, welche bei Fernfeldanwendungen (auf Seite der Transponder-Tags) zum Einsatz kommt ist die Dipolantenne.

3.1 Maxwell-Gleichungen für Wellenprobleme

Um also Wellenprobleme beschreiben zu können ist es somit notwendig, auch die magnetisierende Wirkung des Verschiebungsstromes zu berücksichtigen. Die Maxwell-Gleichungen für Wellenprobleme stellen den allgemeinsten Fall dar und lassen sich wie folgt anschreiben [33]:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} + j\omega\mathbf{D}, \quad (3.1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (3.2)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -j\omega\mathbf{B}, \quad (3.3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho. \quad (3.4)$$

Für die Materialzusammenhänge gelten die Beziehungen

$$\mathbf{J} = \gamma\mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu\mathbf{H} \quad \text{und} \quad \mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}. \quad (3.5)$$

3.1.1 Finite-Elemente-Beschreibung von Wellenproblemen

Wie bei den quasistationären Betrachtungen ist es auch bei der Anwendung der Methode der finiten Elemente auf Wellenprobleme notwendig, das durch die finiten Elemente diskretisierte Problemgebiet mittels Randbedingungen zu begrenzen. Es sind hierbei im Wesentlichen zwei Gruppen von Randbedingungen zu unterscheiden:

- Einerseits die Gruppe der Randbedingungen, die das Verhalten der Tangentialkomponenten der Feldgrößen an Symmetrieflächen beschreiben:

$$\mathbf{E} \times \mathbf{n} = \mathbf{0} \text{ auf } \Gamma_E \text{ und} \quad (3.6)$$

$$\mathbf{H} \times \mathbf{n} = \mathbf{K} \text{ auf } \Gamma_H. \quad (3.7)$$

\mathbf{K} in (3.7) stellt eine etwaige vorhandene Oberflächenstromdichte dar. Bei einer Symmetriefläche für das magnetische Feld wird diese zu Null. Die Bedingungen (3.6) und (3.7) beschreiben beispielsweise bei Betrachtung von Hohlleitermoden elektrische bzw. magnetische Wände.

- Andererseits muss durch die zweite Gruppe der Randbedingungen dafür Sorge getragen werden, dass der Charakter der sich von der Antennenstruktur ablösenden elektromagnetischen Welle durch die Randbedingung welche das Problemgebiet beschränkt nicht bzw. kaum beeinflusst wird. Die Begrenzung des Problemgebietes ist daher so zu gestalten, dass die Sommerfeld'sche Ausstrahlungsbedingung [41]

$$\lim_{|\mathbf{r}_{OP}| \rightarrow \infty} |\mathbf{r}_{OP}| \left[\text{rot } \mathbf{E} + jk_0 \frac{\mathbf{r}_{OP}}{|\mathbf{r}_{OP}|} \times \mathbf{E} \right] = 0 \quad (3.8)$$

näherungsweise erfüllt wird.

3.1.1.1 A,V-Formulierung mit Kanten- und Knotenelementen

Wie bereits in Abschnitt 2.1.2.1 beschrieben, kann der Verschiebungsstrom bei Wellenproblemen durch die Annahme einer komplexen Leitfähigkeit σ_c im gesamten Problemgebiet berücksichtigt werden. Die Einführung des magnetischen Vektorpotenzials und des modifizierten elektrischen Skalarpotenzials zur Beschreibung der Feldgrößen erfordert wiederum zwei Gleichungen:

$$\text{rot } \frac{1}{\mu} \text{rot } \mathbf{A} + j\omega\sigma_c (\mathbf{A} + \text{grad } v) = \mathbf{0}, \quad (3.9)$$

$$\operatorname{div}(-j\omega\sigma_c(\mathbf{A} + \operatorname{grad} v)) = 0. \quad (3.10)$$

Mit den Randbedingungen:

$$\mathbf{n} \times \mathbf{A} = \mathbf{0} \text{ und } v = \text{konst} = v_0 \text{ auf } \Gamma_E \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \mathbf{A} \times \mathbf{n} = \mathbf{K} \text{ und} \\ -j\omega\sigma_c \mathbf{n} \cdot (\mathbf{A} + \operatorname{grad} v) = 0 \text{ auf } \Gamma_H \end{aligned} \quad (3.12)$$

entspricht das Randwertproblem jenem, welches im Abschnitt 2.1.2.1 als Full-Wave-Problem ohne Berücksichtigung des Ausstrahlverhaltens bezeichnet wurde. Die einfachste Möglichkeit die Bedingung (3.8) im Randwertproblem zu berücksichtigen, stellt die sogenannte Absorbing Boundary Condition (ABC) 1. Ordnung dar. Diese Randbedingung kann als Impedanz-Randbedingung betrachtet werden. Bei genügend großem Abstand von der ausstrahlenden Struktur stehen die sich ausbreitenden Feldkomponenten \mathbf{E} und \mathbf{H} im rechten Winkel aufeinander und deren Scheitelwerte sind durch die Wellenimpedanz η des Mediums miteinander verknüpft [33]. Für sich im Vakuum ausbreitende elektromagnetische Wellen gilt:

$$\frac{|\mathbf{E}|}{|\mathbf{H}|} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \eta \approx 377\Omega. \quad (3.13)$$

Dieses Verhältnis kann durch die Bedingung

$$\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{E} + jk_0 \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) \approx \mathbf{0} \text{ auf } \Gamma_{Rad} \quad (3.14)$$

näherungsweise erzielt werden. Durch Einsetzen von (3.3) und (3.5) in (3.14) erhält man schließlich für die Betrachtung im Vakuum:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} \times \mathbf{n} - \frac{1}{\eta} \mathbf{E}_t \approx \mathbf{0} \text{ bzw. } \mathbf{H} \times \mathbf{n} = \frac{1}{\eta} \mathbf{E}_t \\ \text{auf } \Gamma_{Rad}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

\mathbf{E}_t in (3.15) entspricht der Tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke auf dem das Problemgebiet begrenzenden Rand Γ_{Rad} .

Werden die gleichen Lösungsansätze (2.36) und (2.37) wie bei der A,V-A-Formulierung herangezogen, so lässt sich für das Randwertproblem (3.9)–(3.12) das Galerkin'sche Gleichungssystem wie folgt anschreiben:

$$\int_{\Omega} \operatorname{rot} \mathbf{N}_i \cdot \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \mathbf{A}_n d\Omega + \int_{\Omega} j\omega\sigma_c \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{A}_n d\Omega + \quad (3.16)$$

$$+ \int_{\Omega} j\omega\sigma_c \mathbf{N}_i \cdot \operatorname{grad} v_n d\Omega - \int_{\Gamma_H} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{K} d\Gamma = 0 \quad (i=1,2,\dots,n_1),$$

$$\int_{\Omega} \operatorname{grad} N_i \cdot j\omega\sigma_c (\mathbf{A}_n + \operatorname{grad} v_n) d\Omega = 0 \quad (i=1,2,\dots,n_2). \quad (3.17)$$

Um nun die ABC 1. Ordnung in dieses Gleichungssystem zu integrieren, muss durch Einsetzen von (3.7) bzw. (3.12) und (3.15) das Oberflächenintegral in (3.16) durch:

$$\int_{\Gamma_H} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{K} d\Gamma = \int_{\Gamma_H} \mathbf{N}_i \cdot \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \mathbf{A} \times \mathbf{n} d\Gamma = \int_{\Gamma_{Rad}} \mathbf{N}_i \cdot \frac{1}{\eta} \mathbf{E}_t d\Gamma. \quad (3.18)$$

ersetzt werden.

Nachdem sich die elektrische Feldstärke sowohl aus \mathbf{A} als auch v zusammensetzt ist es sinnvoll, an der ABC 1. Ordnung für v zusätzlich eine homogene Dirichlet'sche Randbedingung vorzuschreiben [25]. Somit folgt für (3.18):

$$\int_{\Gamma_{Rad}} \mathbf{N}_i \cdot \frac{1}{\eta} \mathbf{E}_t d\Gamma = -j\omega \int_{\Gamma_{Rad}} \mathbf{N}_i \cdot \frac{1}{\eta} \mathbf{A}_t d\Gamma. \quad (3.19)$$

Der Nachteil, den diese Methode zur Begrenzung des Problemgebietes mit sich bringt, ist in der Tatsache zu finden, dass die Näherung (3.14) nur für senkrecht auf die Berandung auftreffende Wellen gilt. Die Erfüllung dieser Bedingung ist somit von der Positionierung der Berandung zur ausstrahlenden Struktur abhängig. D.h. je weiter die Berandung entfernt ist, desto genauer wird die Approximation [41].

Eine weitere Möglichkeit zur Berandung des Problemgebietes kann durch Vorschreiben sogenannter Perfectly Matched Layers (PMLs) [46-48] gefunden werden. Das in erster Näherung reflexionsfreie Verhalten dieser PMLs ist in den unphysikalischen Materialeigenschaften der PMLs begründet. Das PML-Material ist charakterisiert durch komplexe, anisotrope Materialeigenschaften [46]. Der wesentliche Vorteil, den die PML gegenüber der ABC 1. Ordnung bietet, ist im Verhalten einer nicht normal auf die Berandung auftreffenden elektromagnetischen Welle zu finden. Es kann gezeigt werden, dass das Reflexionsverhalten der PMLs unabhängig vom Einfallswinkel der Welle ist [48]. Dies hat somit zur Folge, dass die PMLs im Gegensatz zur ABC 1. Ordnung wesentlich näher zur ausstrahlenden Struktur platziert, und somit das Problemgebiet verkleinert werden kann [47]. Als nachteilig erweisen sich die komplexen Materialeigenschaften der PMLs im Hinblick auf

die Anwendung iterativer Lösungsmethoden, da diese die Konditionierung des resultierenden Gleichungssystems negativ beeinflussen [49]. Bei der Anwendung direkter Lösungsmethoden spielt dies jedoch keine Rolle. Auf die Wahl der Art der Randbedingungen wird im Kapitel 5 näher eingegangen.

4 Anwendung der finiten Elemente-Methode auf Nahfeldanwendungen

Im folgenden Kapitel wird die Anwendung der Methode der finiten Elemente auf eine Problemstellung gezeigt, welche aufgrund der Arbeitsfrequenz und der physikalischen Ausdehnung der Antennen bei erster Betrachtung eine quasistationäre Näherung als ausreichend erscheinen lässt. Es wird sich zeigen, dass für die isoliert betrachteten Antennen diese Näherung als zulässig anzusehen ist. Bei der Analyse der Applikation erweist sich jedoch eine quasistationäre Näherung als unzulässig.

4.1 Verhaltensbeschreibung von Schleifenantennen durch äquivalente elektrische Ersatznetzwerke

Wie bereits im einleitenden Kapitel erwähnt, stellt die Beschreibung des elektromagnetischen Verhaltes durch äquivalente Ersatznetzwerke eine von vielen Möglichkeiten dar, Schleifenantennen für Nahfeldanwendungen zu charakterisieren. Den Vorteil, welchen diese Art der Beschreibung mit sich bringt ist, dass das resultierende Ersatznetzwerk einfach in die Netzwerkmodellierung der integrierten Schaltung des Transponders eingebunden werden kann. Da im Allgemeinen die genannten Anwendungen im Zustand der Resonanz betrieben werden und somit sowohl die Resonanzfrequenz als auch die Güte der Antennenstruktur von Interesse sind, ist es notwendig, sowohl das ohmsch-induktive Verhalten und auch das parasitäre kapazitive Verhalten zu charakterisieren. Für die Beschreibung mittels Ersatznetzwerk findet man in der Literatur wie z.B. in [50] häufig einen gemischten Resonanzkreis wie in Abb. 4.1 dargestellt. Dabei beschreibt R_S die Ohm'schen Verluste der Schleifenantenne, L_S die Selbstinduktivität und somit das magnetische Verhalten und C_P stellt ein Maß für das parasitäre kapazitive Verhalten dar.

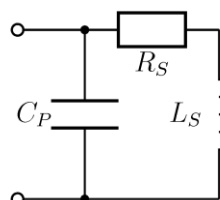


Abb. 4.1 Antennenersatzschaltbild der elektrisch kurzen Schleifenantenne

4.2 Schleifenantennen für Nahfeldanwendungen

In den folgenden Abschnitten soll die Extraktion der Ersatzschaltbilder einer Schleifenantenne nicht als Analyseproblem behandelt werden. Es wird anhand eines Syntheseproblems gezeigt, welche Möglichkeiten die Beschreibung des Gesamtsystems, bestehend aus Antennenstruktur und Transponder in Form von Ersatznetzwerken bietet.

4.2.1 Design-Richtlinien unter Einhaltung des zu Grunde liegenden Standards

Obwohl die in dieser Arbeit betrachteten Anwendungen, wie bereits erwähnt, in den ISM-Bändern betrieben werden und im Regelfall keiner speziellen Lizenzierung bedürfen, ist es notwendig, auch hier Grenzwerte hinsichtlich der erzeugten Feldstärken einzuhalten. Grundsätzlich ist zwischen erwünschten und unerwünschten Emissionen zu unterscheiden, wobei die unerwünschten Funkstörabstrahlungen bei dem im Folgenden beschriebenen Syntheseprozess unberücksichtigt bleiben.

Der Antennensyntheseprozess wird beispielhaft an einem handelsüblichen Einkanal-Transceiver mit einer Betriebsfrequenz von $f = 27,125$ MHz [51] beschrieben, wobei als Designkriterium eine Reichweite von $d = 3,5$ m gefordert sein soll. Es sollen Schleifenantennen zum Einsatz kommen, deren Abmessungen auf etwa die Größe einer halben Kreditkarte (42,5 mm x 54 mm) beschränkt sind.

4.2.1.1 ETSI EN 300 330

Für sogenannte Short Range Devices (SRD), welche über induktive Schleifenantennen auf Betriebsfrequenzen im Frequenzbereich von $f = 9$ MHz bis $f = 30$ MHz betrieben werden, gilt auf europäischer Ebene der Standard ETSI EN 300 330 [52].

4.2.1.2 Grenzwerte und deren Einfluss auf das Antennendesign

Um die Reichweitenforderung einhalten zu können, ist zunächst die Frage zu klären, ob diese bei der getroffenen Auswahl des Transceivers überhaupt unter Einhaltung der im Standard definierten Grenzwerte erreicht werden kann. Das heißt, der Syntheseprozess ist auf Seiten der Empfängerstruktur zu beginnen. Hierbei dient die Empfindlichkeit des Empfängers als Maß für die Funktionalität des Übertragungssystems. Somit ist zunächst zu klären, ob unter Einhaltung der Grenzwerte des Standards eine genügend hohe magnetische Erregung am Ort des Empfängers erzielt werden kann, um der Empfindlichkeit des Empfängers zu genügen.

Nachdem aus dem Standard lediglich der Grenzwert der magnetischen Erregung in einer Entfernung von 10 m zu entnehmen ist, muss dieser zunächst auf die geforderte Entfernung von 3,5 m entsprechend dem Standard umgerechnet werden. Betrachtet man die geforderte Reichweite im Verhältnis zur Wellenlänge bei der Arbeitsfrequenz

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{27,125 \text{ MHz}} \cong 11,06 \text{ m}, \quad (4.1)$$

so zeigt sich, dass hier nach den Definitionen der Feldregionen nach [28] nicht mehr von einer reinen Nahfeld-Anwendung ausgegangen werden kann, da sich deren Grenze bei der betrachteten Frequenz zu

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{11,06 \text{ m}}{2\pi} \cong 1,76 \text{ m} \quad (4.2)$$

ergibt. Des Weiteren wird deutlich, dass, obwohl der Standard für SRD gilt, der angegebene Grenzwert der magnetischen Erregung von 42 dB μ A/m als Fernfeld-Wert zu betrachten ist, da mit guter Näherung bei einem Abstand von 10 m davon ausgegangen werden kann, dass die sich ausbreitenden Feldkomponenten überwiegen. Die eingehenden Betrachtungen zeigen zwar, dass der Grenzwert des Standards als Fernfeld-Wert zu betrachten ist, es jedoch zusätzlich zu überprüfen ist, ob bei der geforderten Reichweite bereits die Fernfeld-Komponente überwiegt. Da Schleifenantennen zum Einsatz kommen sollen, deren Größen auf elektrisch kurzes Verhalten schließen lassen, ist für diese Art der Antennen zu untersuchen, bei welchem Abstand von der Antenne die sich in weiterer Folge ausbreitende Komponente der magnetischen Erregung dominiert. Dies ist von Interesse, da entlang der Rotationsachse der Schleifenantenne im Fernfeld die Abnahme der Feldkomponenten in erster Näherung proportional mit 1/r vonstattengeht, hingegen im Nahfeld mit einer Abnahme von $\sim 1/r^3$ gerechnet wird [27]. Aufgrund dieser Proportionalitäten ergeben sich somit deutlich unterschiedliche Absolutwerte für die Grenzwerte bei der geforderten Entfernung von 3,5 m. Die Abstrahlcharakteristik elektrisch kurzer Schleifenantennen ist ähnlich jener des infinitesimalen Linearstrahlers [28] und weist in Richtung der Rotationsachse der Schleifenantenne (koaxiale Orientierung) nahezu keine sich ausbreitende elektromagnetische Welle auf. Im Gegensatz dazu wird sich in der durch die Leiterschleife aufgespannten Ebene (koplanare Orientierung) eine Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle ergeben. Um nun dem Grenzwert zu genügen, ist es notwendig, jenen Abstand von der Antennenstruktur zu finden, ab welchem die sich ausbreitende Feldkomponente (im Falle der elektrisch kurzen

Schleifenantenne ist dies jene Komponente in koplanarer Orientierung) überwiegt. Da zunächst keine Geometrie der Schleifenantenne definiert ist, erweist es sich als vorteilhaft von einem magnetischen Dipolmoment der Antenne auszugehen. Das magnetische Moment eines Strömungsfeldes ist nach [33] allgemein durch

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{r}_Q \times \mathbf{J} dV_Q \quad (4.3)$$

gegeben.

Geht man nun der Einfachheit halber nach Abb. 4.2 von einer elektrisch kurzen, kreisrunden Leiterschleife mit konstanter Stromdicht \mathbf{J} und einem Radius von R aus, so folgt für das magnetische Moment dieser Anordnung

$$\begin{aligned} \mathbf{m} &= \frac{1}{2} \int_V \mathbf{r}_Q \times \mathbf{J} dV_Q = \frac{1}{2} \int_V (\mathbf{r}_Q \times \mathbf{J}) d\Gamma \cdot d\mathbf{l}' = \\ &= \frac{I}{2} \int_{\Gamma_{Ant}} \mathbf{r}_Q \times d\mathbf{l}' = I \Gamma_{Ant} \mathbf{n}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

wobei Γ_{Ant} der von der Schleife aufgespannten Fläche entspricht und \mathbf{n} der Normalvektor auf diese ist.

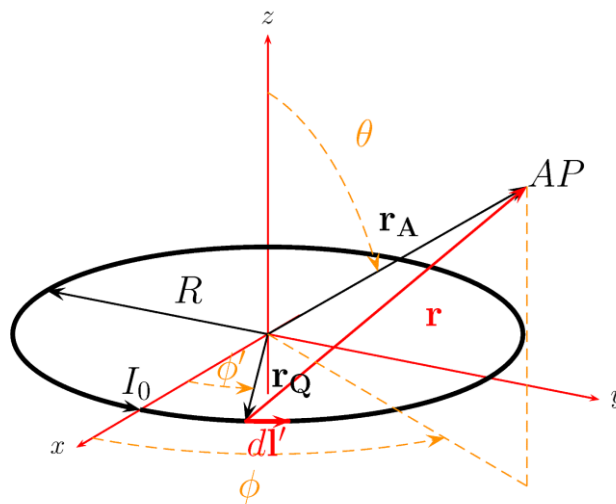


Abb. 4.2 Stromschleife in der x-y-Ebene

Die einzelnen Feldkomponenten können durch Lösen der inhomogenen Wellengleichung für das Vektorpotenzial

$$\Delta \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J} \quad (4.5)$$

gefunden werden [28], [33]. Geht man auch hier wieder von der oben genannten Vereinfachung aus, so findet man als Lösung für (4.5) [28]

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_C I \frac{e^{-jkr}}{r} d\mathbf{l}', \quad (4.6)$$

wobei I im Allgemeinen eine zeitharmonische Anregung, C den Integrationsweg (hier der Schleifenumfang), r den Betrag des Quell-Aufpunkts-Vektors \mathbf{r} und $d\mathbf{l}'$ das differenzielle Wegelement entlang des Umfangs beschreibt.

Betrachtet man die kreisrunde Leiterschleifen im Kugelkoordinatensystem, so zeigt sich, dass der Strom nur in ϕ -Richtung fließen wird, wodurch sich lediglich eine ϕ -Komponente des Vektorpotenzials nach

$$\mathbf{A} = A_\phi \mathbf{e}_\phi = \frac{\mu}{4\pi} R \int_0^{2\pi} I_\phi \cos(\phi - \phi') \frac{e^{-jk\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \sin(\theta) \cos(\phi - \phi')}}}{\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \sin(\theta) \cos(\phi - \phi')}} d\phi' \mathbf{e}_\phi \quad (4.7)$$

ergibt.

Geht man weiter davon aus, dass die Stromstärke I_ϕ keine Funktion des Winkels ϕ ist (gilt für elektrisch kurze Antennen), so folgt $I_\phi = I_0$ und es ergibt sich eine Unabhängigkeit des resultierenden Vektorpotenzials vom Betrachtungswinkel ϕ . Gleichung (4.7) vereinfacht sich zu

$$A_\phi = \frac{\mu I_0}{4\pi} R \int_0^{2\pi} \cos(\phi') \frac{e^{-jk\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \sin(\theta) \cos(\phi')}}}{\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \sin(\theta) \cos(\phi')}} d\phi'. \quad (4.8)$$

Nach [28] findet man mit einer Reihenentwicklung des Bruchterms des Integranden in (4.8) für die ϕ -Komponente des Vektorpotenzials

$$A_\phi \simeq \frac{\mu I_0 R^2}{4} e^{-jkr} \left(\frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right) \sin(\theta) \quad (4.9)$$

und schließlich für die magnetische Erregung in Kugelkoordinaten:

$$\mathbf{H} = \frac{jkR^2 I_0 \cos(\theta)}{2r^2} \left[1 + \frac{1}{jkr} \right] e^{-jkr} \mathbf{e}_r - \frac{(kR)^2 I_0 \sin(\theta)}{4r} \left[1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{(kr)^2} \right] e^{-jkr} \mathbf{e}_\theta. \quad (4.10)$$

Nimmt man nun eine in der x-y-Ebene liegende Leiterschleife an, so kann \mathbf{H} durch Wahl des Winkels θ in die koaxiale bzw. koplanare Komponente zerlegt werden. Für die koaxiale Komponente gilt somit mit $\theta = 0^\circ$:

$$H_z = \frac{jkR^2 I_0}{2r^2} \left[1 + \frac{1}{jkr} \right] e^{-jkr}, \quad (4.11)$$

bzw. für den Betrag der magnetischen Erregung mit dem magnetischen Moment der Stromschleife nach (4.4):

$$|H_z| = \frac{|\mathbf{m}|}{\lambda r^3} \sqrt{r^2 + \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2}. \quad (4.12)$$

Schließlich gilt für die koplanare Komponente mit $\theta = 90^\circ$:

$$H_{x,y} = -\frac{(kR)^2 I_0}{4r} \left[1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{(kr)^2} \right] e^{-jkr}, \quad (4.13)$$

bzw. für den Betrag

$$|H_{x,y}| = \frac{|\mathbf{m}|}{4\pi r^3} \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda} r \right)^4 - \left(\frac{2\pi}{\lambda} r \right)^2 + 1}. \quad (4.14)$$

Durch Gleichsetzen von (4.12) und (4.14) und Auflösen nach dem Betrag der Abstandes r ergibt sich bei der Arbeitsfrequenz von $f = 27,125$ MHz eine Distanz von

$$r = 4,14 \text{ m}, \quad (4.15)$$

ab welcher die koplanare Komponente der magnetischen Erregung jene der koaxialen überwiegt (siehe dazu auch Abb. 4.3). Es sei jedoch nochmals erwähnt, dass der berechnete Abstand nur unter der Voraussetzung gilt, dass ein elektrisch kurzes Verhalten angenommen werden kann und eine kreisrunde Geometrie vorliegt.

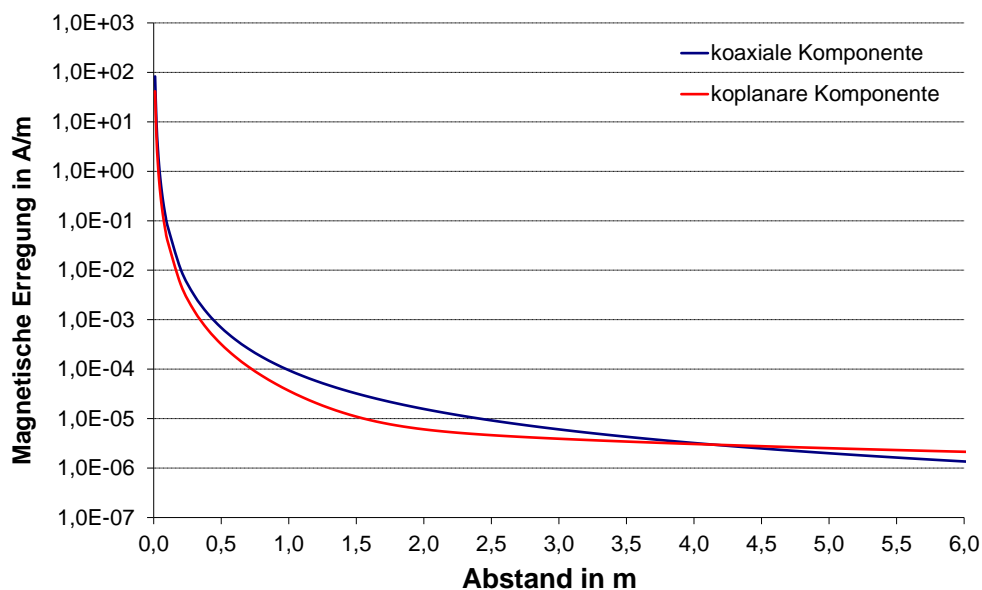


Abb. 4.3 Magnetische Erregung in koaxialer bzw. koplanarer Orientierung für $|\mathbf{m}| = 1 \text{ Am}^2$

Betrachtet man nun die geforderte Reichweite von $d = 3,5$ m im Verhältnis zur berechneten Grenze (4.15) zwischen dem Nahfeld und dem Fernfeld, so lässt sich vermuten, dass hier noch von einer Nahfeld-Anwendung gesprochen werden kann. Für die Berechnung der maximalen magnetischen Erregung (dem Standard genügend), ist dies jedoch nicht ausreichend, da nach den Definitionen des Standards erst sicher von einer Nahfeld-Anwendung ausgegangen werden darf, falls

$$\frac{\lambda}{2\pi} \geq 3 d \quad (4.16)$$

gilt und somit der Grenzwert in einem Abstand von 10 m für die Anwendung im Abstand d als Nahfeld-Wert betrachtet werden darf. Umgekehrt darf erst sicher von einer Fernfeld-Anwendung gesprochen werden wenn

$$\frac{\lambda}{2\pi} \leq 0,3 d \quad (4.17)$$

gilt, und somit der Grenzwert in einem Abstand von 10 m für die Anwendung im Abstand d als Fernfeld-Wert betrachtet werden kann.

Zumal beide Bedingungen nicht erfüllt sind, kann somit nicht eindeutig aus dem Grenzwert bei 10 m auf den tatsächlichen Grenzwert bei der geforderten Reichweite geschlossen werden. Der Standard bietet jedoch auch für diesen Fall eine Möglichkeit zur Bestimmung des Grenzwertes. Dem Anhang K des Standards [52] folgend muss zunächst aus dem Grenzwert bei 10 m das magnetische Dipolmoment der Schleifenantenne berechnet werden. Abhängig von der Arbeitsfrequenz ergeben sich zwei Möglichkeiten:

$$\frac{\lambda}{2\pi} \cdot 2,354 \simeq 4,14 \text{ m} \geq 10 \text{ m}, \quad (4.18)$$

$$\frac{\lambda}{2\pi} \cdot 2,354 \simeq 4,14 \text{ m} < 10 \text{ m}. \quad (4.19)$$

Die Bedingung (4.18) ist offensichtlich nicht erfüllt und somit muss das magnetische Dipolmoment der Bedingung (4.19) folgend berechnet werden. Vergleicht man nun den errechneten Grenzwert aus der komponentenweisen Betrachtung der magnetischen Erregung (4.15) mit den analytischen Näherungswerten aus (4.18) bzw. (4.19), so wird deutlich, auf welchen grundsätzlichen Betrachtungen das Vorgehen im Anhang K des Standards basiert. Das magnetische Dipolmoment, der Bedingung (4.19) folgend berechnet sich zu

$$|\mathbf{m}| = H_{10} \frac{x^2 \cdot 10^3 \cdot 4\pi}{\sqrt{x^4 + x^2 \cdot 10^2 + 10^4}} \simeq 0,0483 \text{ Am}^2 \quad (4.20)$$

mit

$$x = \frac{\lambda}{2\pi} \simeq 1,76 \text{ m}. \quad (4.21)$$

Bei der Berechnung des Dipolmoments nach (4.20) wird davon ausgegangen, dass der absolute Grenzwert H_{10} im Abstand von 10 m für die gegebene Arbeitsfrequenz als Fernfeldwert betrachtet werden kann. Der tatsächliche Grenzwert für die magnetische Erregung im geforderten Abstand von $d = 3,5$ m errechnet sich nun (ebenfalls dem Standard folgend) mit (4.20) zu

$$H_d = \frac{|\mathbf{m}| \sqrt{x^2 + d^2}}{2\pi(x + d^3)} \simeq 675 \frac{\mu\text{A}}{\text{m}}. \quad (4.22)$$

Die Berechnung nach Vorschrift (4.22) erklärt sich durch die Tatsache, dass die geforderte Reichweite unterhalb des nach (4.15) errechneten Schnittpunktes liegt und folglich davon ausgegangen wird, dass die koaxiale (sich nicht ausbreitende) Komponente überwiegt.

Der nach (4.22) berechnete Grenzwert darf, um dem Standard zu genügen, durch das magnetische Dipolmoment der Sendeantenne somit nicht überschritten werden. Gleichzeitig stellt sich jedoch die Frage, ob die dem Standard genügende magnetische Erregung im Abstand von 3,5 m überhaupt ausreichend hoch ist, um eine Funktionalität für die gewählten Einkanal-Transceiver zu gewährleisten. Um diese Frage beantworten zu können, ist es notwendig, die im Datenblatt des Transceivers gegebene Empfängerempfindlichkeit auf eine in der Empfangsantenne induzierte Spannung umzurechnen. Für den gewählten Transceiver gilt hierbei laut Datenblatt -79 dBm an 420Ω (worst case bei einer Datenrate von 212 kBit/s). Somit muss am Empfänger eine Spannung von $72,7 \mu\text{V}_{\text{eff}}$ gegeben sein [51].

Nachdem kein Antennendesign vorgegeben ist, wird zunächst von der zur Verfügung stehenden Fläche (halbe Kreditkarte) bei lediglich einer Windung ausgegangen und angenommen, dass die von der Sendeantenne erzeugte Erregung bei der geforderten Reichweite auf der zur Verfügung stehenden Fläche als konstant betrachtet werden kann. Somit kann mit Hilfe des Induktionsgesetzes die induzierte Spannung bei zeitharmonischer Betrachtung nach

$$|\hat{u}_{ind}| = |-j\omega\mu_0 H_d A_{Karte}| = 331,8 \mu\text{V} \quad (4.23)$$

abgeschätzt werden.

Im Vergleich zur Empfindlichkeit des Transceivers ist daher davon auszugehen, dass die geforderte Reichweite unter Einhaltung der Grenzwerte des Standards sicher gewährleistet ist. Die bisherigen Untersuchungen hinsichtlich der geforderten Reichweite wurden lediglich auf

Basis des Standards durchgeführt, andererseits muss jedoch der Einkanal-Transceiver im Sendebetrieb in der Lage sein, einen genügend hohen Antennenstrom treiben zu können, um im geforderten Abstand der Empfindlichkeit des Empfängers zu genügen, d.h. eine genügend hohe magnetische Erregung hervorrufen zu können.

Um diese Frage beantworten zu können, ist es notwendig, aus der im Datenblatt gegebenen maximalen Sendeleistung, welche die Endstufe des Transceivers liefert, auf einen Antennenstrom der Sendeantenne zu schließen. Die erforderlichen Untersuchungen werden im den folgenden Abschnitten beschrieben.

4.2.2 Berechnung der Ersatzschaltbildparameter von Schleifenantennen

Dem Datenblatt des gewählten Transceivers folgend ist die Leistungsendstufe des Transceivers in der Lage, eine Leistung von 10 dBm an eine Last von 420Ω zu liefern. Dieser Lastwiderstand setzt sich aus der Impedanz der Antenne und einem notwendigen Anpassnetzwerk zusammen. Wie sich im Folgenden noch zeigen wird, ergibt sich die Notwendigkeit des Anpassnetzwerkes aus der Tatsache, dass aufgrund des schlechten Abstrahlverhaltens die Antennenimpedanzen von Schleifenantennen im Wesentlichen durch deren Induktivität dominiert werden.

Für eine systematische Untersuchung hinsichtlich des notwendigen Antennenstromes in der Sendeantenne ist es unumgänglich, eine Beschreibung der Antenne in Form eines äquivalenten Ersatznetzwerkes zu finden, um in weiterer Folge auf Basis von Netzwerksimulationen mit den gegebenen Randbedingungen auf den tatsächlich in der Antennenstruktur fließenden Strom schließen zu können. Der so ermittelte Antennenstrom soll in weiterer Folge in das finite Elemente-Modell der Antennenstruktur eingepreßt werden um damit die magnetische Erregung bei der geforderten Distanz zu bestimmen.

Alle bisherigen Untersuchungen wurden ohne ein konkret vorliegendes Antennendesign durchgeführt bzw. war dies soweit nicht von unmittelbarer Notwendigkeit. Um nun für die weiterführenden Untersuchungen hinsichtlich des Antennenstromes von einem konkreten Design ausgehen zu können, muss zunächst die erforderliche Bandbreite des Systems als Designkriterium herangezogen werden. Bezieht man die Betriebsfrequenz auf die erforderliche Bandbreite der Applikation, so kann über die maximale Güte des Gesamtsystems nach

$$Q_B = \frac{f_0}{B} \quad (4.24)$$

eine Aussage getroffen werden. Für den gewählten Transceiver ergibt sich bei der maximalen Frequenzverschiebung des FSK-Signals von ± 106 kHz eine Betriebsgüte von $Q_B = 128$. Praktisch werden jedoch kaum Betriebsgüten > 70 realisiert [27]. Beschreibt man nun der Einfachheit halber die Schleifenantenne als reinen Parallelresonanzkreis (eine äquivalente Transformation bei der Betriebsfrequenz wird hierbei vorausgesetzt) so findet man nach der Definition der Güte eines resonanten Systems [53]

$$Q_B = \frac{2\pi(\bar{W}_{mag} + \bar{W}_{el})}{P_{Verlust} \cdot T} \Bigg|_{Resonanz} \quad (4.25)$$

nach Rechnung für den Parallelresonanzkreis

$$Q_B = R_P \sqrt{\frac{C_P}{L_P}}. \quad (4.26)$$

Die Resonanzfrequenz ist durch

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_P L_P}} \quad (4.27)$$

gegeben. Der Parallelwiderstand R_P setzt sich hierbei aus dem tatsächlichen Wirkwiderstand der Schleifenantenne, wobei aufgrund des schlechten Abstrahlverhaltens hier die Ohm'schen Verluste der Leiterbahn dominieren, und einem zusätzlichen Parallelwiderstand zur Reduktion der Güte zusammen. Die Parallelkapazität ergibt sich aus der parasitären Kapazität der Antennenstruktur und der sogenannten Resonanzkapazität [51] welche notwendig ist, um die Resonanzfrequenz der Antenne auf die Betriebsfrequenz f_0 abzustimmen. Betrachtet man (4.26) und (4.27) so wird deutlich, dass die einzelnen Parameter des Ersatzschaltbildes nicht eindeutig bestimmt sind. Dem Datenblatt [51] folgend, werden sowohl für den Dämpfungswiderstand als auch für die Resonanzkapazität Grenzwerte angegeben. Grundsätzlich sollte jedoch das Antennendesign so angelegt werden, dass die Resonanzkapazität nicht dem unteren Grenzwert entspricht, da sich für sehr kleine Resonanzkapazitäten eine stärkere Beeinflussung durch etwaige zusätzliche parasitäre Kapazitäten ergibt. Setzt man nun beispielsweise als unteren Grenzwert von $C_{res} = 50$ pF für die Resonanzkapazität an und geht davon aus, dass die parasitäre Kapazität der Antenne im Verhältnis zu dieser vernachlässigbar klein ist, so folgt aus (4.27) für die Induktivität:

$$L_P = \frac{1}{(2\pi f_0)^2 C_P} = 688 \text{ nH}. \quad (4.28)$$

Der nach (4.28) berechnete Wert der Induktivität ist als Richtwert anzusehen, liefert hinsichtlich des eigentlichen Antennendesigns jedoch keine zusätzlichen Informationen. Andererseits ist die zur Verfügung stehende Fläche durch 42,5 x 54 mm beschränkt und laut [51] eine Schleifenantenne mit bis zu zwei Windungen zu bevorzugen. Zur optimalen Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Fläche bietet sich somit eine rechteckige Schleifenstruktur an. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass die Untersuchungen im vorhergehenden Abschnitt auf Basis einer kreisrunden Leiterschleife durchgeführt wurden. Wie sich jedoch in Abschnitt 4.2.4 nach Auswertung der finiten Elemente-Simulationen noch zeigen wird, sind die magnetischen Erregungen einer kreisrunden bzw. rechteckigen Leiterschleife in der geforderten Entfernung nahezu ident. In der Literatur (beispielsweise [54], [55]) findet man eine Vielzahl von Näherungsformeln zur Berechnung der Induktivität von Schleifenantennen. Nach [54] kann die Induktivität einer rechteckigen Schleifenantenne über

$$L \approx 4 \left\{ l_b \cdot \ln \left(\frac{2l_a l_b}{w \left(l_b + \sqrt{l_a^2 + l_b^2} \right)} \right) + l_a \cdot \ln \left(\frac{2l_a l_b}{w \left(l_a + \sqrt{l_a^2 + l_b^2} \right)} \right) + 2 \left[w + \sqrt{l_a^2 + l_b^2} - (l_a + l_b) \right] \right\} \quad (4.29)$$

abgeschätzt werden. Gleichung (4.29) liefert einen Richtwert der Selbstinduktivität in nH, wobei die Geometrie in cm einzugeben ist. Geht man des Weiteren von einer Proportionalität der Induktivität mit dem Quadrat der Anzahl der Windungen N aus [55], so folgt für eine rechteckige Schleifenantenne mit den Seitenlängen $l_a = 4,25$ cm und $l_b = 5,4$ cm sowie einer Leiterbahnbreite von $w = 0,05$ cm für die nach (4.29) berechnete Induktivität mit $N = 2$:

$$L_S = 692 \text{ nH}. \quad (4.30)$$

Das finite Elemente-Modell des über den vorangehenden Weg ermittelten Antennendesigns ist in Abb. 4.4 dargestellt. Die Windungen sind hierbei deckungsgleich übereinander angeordnet um die wirksame Fläche zu maximieren. Das dargestellt Modell ist als akademisches Beispiel zu betrachten, zumal ohne zusätzliches Trägermaterial (beispielsweise FR4) keine mechanische Stabilität gegeben ist. Hinsichtlich der Extraktion der

Ersatzschaltbildparameter ergeben sich dadurch jedoch keine Einschränkungen der Allgemeinheit.

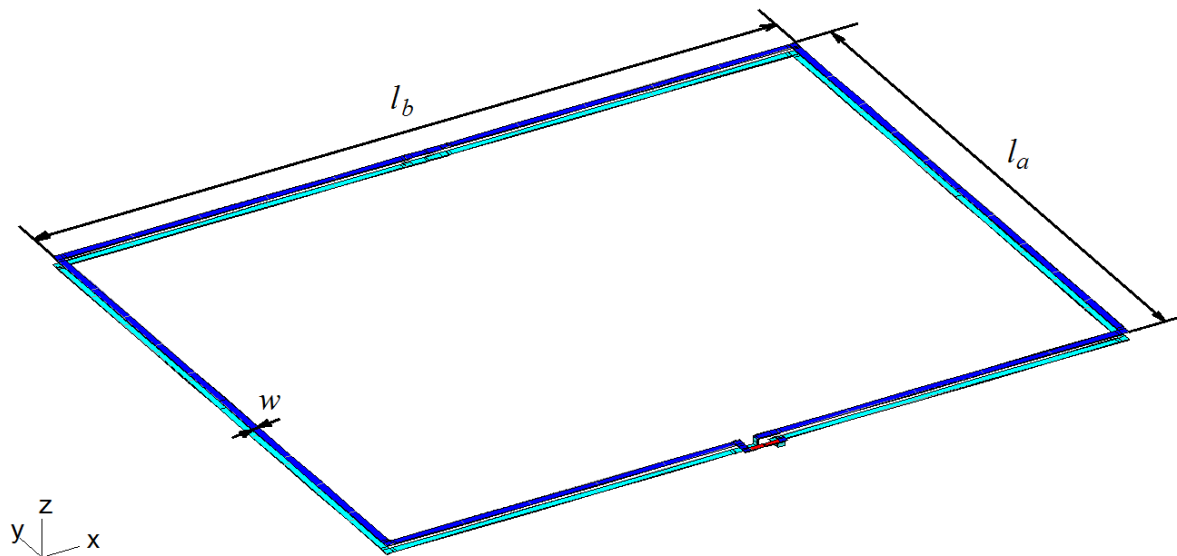


Abb. 4.4 Prinzipielles Antennendesign: Schleifenantenne mit zwei Windungen

Da bei der vorliegenden Problemstellung auch die Güte und somit auch die Ohm'schen Verluste von Interesse sind, ist es notwendig, auch das Innere der Leiterbahnen zu diskretisieren. Hierbei erweist sich die angenommene Leitfähigkeit von

$$\sigma_{CU} = 57 \cdot 10^6 \frac{\text{S}}{\text{m}} \quad (4.31)$$

als durchaus problematisch, da sich bei der gegebenen Arbeitsfrequenz nach [33] lediglich eine Eindringtiefe von

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu_0 \sigma_{CU}}} \cong 12,8 \mu\text{m} \quad (4.32)$$

aufgrund des Skin效ektes ergibt. Um auch für diesen Fall bei einer Leiterbahndicke von typischer Weise $d_{CU} = 35 \mu\text{m}$ physikalische Lösungen für die Stromdichte zu erhalten, ist es notwendig, jenen Kantenbereich, wo aufgrund des Skin效ekts der tatsächliche Stromfluss zu erwarten ist, entsprechend fein zu diskretisieren. Die Erfahrung zeigt, dass jener Bereich welcher durch δ bestimmt ist, zumindest durch ein finites Element höherer Ordnung nachgebildet werden sollte, d.h. die Kantenlänge des finiten Elements soll in etwa der Eindringtiefe entsprechen. Hierbei erweisen sich die verwendeten Hexaeder-Elemente mit den Polynomfunktionen zweiter Ordnung als vorteilhaft, da mit diesen im Gegensatz zu den häufig angewandten Tetraeder-Elementen mit Polynomfunktionen erster Ordnung der

Stromverdrängungseffekt besser approximiert werden kann. Zusätzlich zur Eindringtiefe ist auch Augenmerk auf die Ecken der Leiterbahn zu legen. Auch hier zeigt sich, dass, ausgehend von den Ecken die Kantenlänge der finiten Elemente kontinuierlich vergrößert werden sollte, um auch hier eine möglichst physikalische Stromdichteverteilung durch die Approximation mit den Polynomfunktionen zu erzielen. Erfahrungsgemäß kann durch eine um den Faktor zehn kontinuierlich vergrößerte Kantenlänge der finiten Elemente eine qualitativ ausreichend gute Approximation der Stromdichteverteilung erzielt werden (siehe dazu Abb. 4.5).

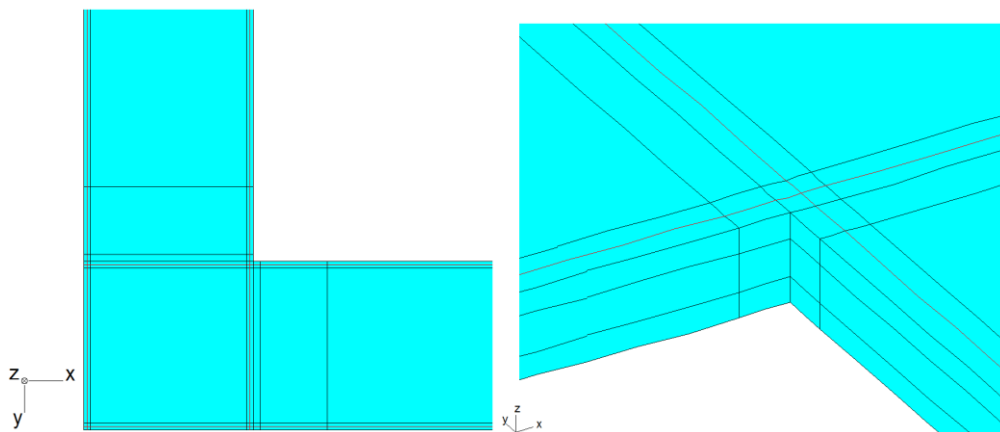


Abb. 4.5 FE-Diskretisierung im Ecken- und Kantenbereich der Leiterbahn

Für die numerische Simulation von Antennenstrukturen mit zwei ausgeprägten Anschlüssen bietet sich idealer Weise die A,V-A- bzw. A,V-Formulierung an, da hierbei relativ einfach im Bereich des sogenannten Feed-Gap (der Bereich zwischen den Antennenanschlüssen) eine Spannung eingepreßt werden kann. Wie bereits in Abschnitt 2.1.2.1 beschrieben, kann die Anregung über die Vorgabe eines konstanten Vektorpotenzialwertes $|\mathbf{A}_{tan}| = \text{konst.}$ im Feed-Gap oder durch Vorgabe eines konstanten Skalarpotenzialwertes an den Antennenanschlüssen erfolgen. Ist man lediglich an der Antennenimpedanz für den symmetrischen Betriebsfall [28], [56] interessiert, so erweist sich die Anregung über das Vektorpotenzial als einfachste Art der Anregung.

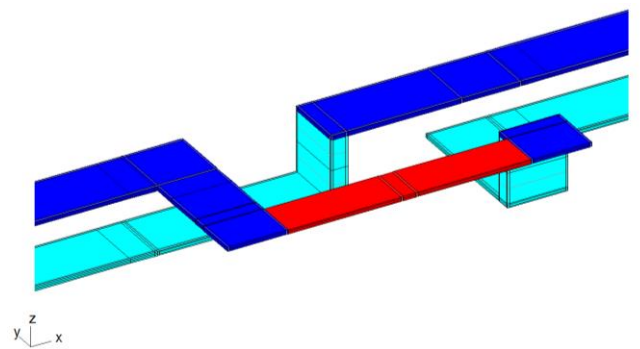


Abb. 4.6 Feed-Gap der Schleifenantenne

In Abb. 4.6 ist jener Bereich des Feed-Gap rot markiert, an dessen Mantelflächen (respektive an den zur Mantelfläche gehörenden Elementkanten) ein konstanter Vektorpotenzialwert vorgegeben wird. Im konkreten Beispiel wurde $|\mathbf{A}_{tan}|$ so gewählt, dass sich der Scheitelwert der Spannung im Feed-Gap von

$$\hat{U}_{Gap} = 1 \text{ V} \quad (4.33)$$

ergibt. Geht man von der konkreten Länge des Feed-Gap (hier $l_{feed} = 2 \text{ mm}$) aus, so muss, um die geforderte Spannung zu erreichen, eine elektrische Feldstärke von

$$|\mathbf{E}| = \frac{\hat{U}_{Gap}}{l_{feed}} = \frac{1 \text{ V}}{2 \text{ mm}} = 500 \frac{\text{V}}{\text{m}} \quad (4.34)$$

im Feed-Gap vorherrschen. Nach (2.17) kann nun der Betrag des magnetischen Vektorpotenzials bestimmt werden, wobei, wie bereits in Abschnitt 2.1.2.1 erwähnt, das Skalarpotenzial bei dieser Art der Anregung auf null zu setzen ist. Für $|\mathbf{A}_{tan}|$ folgt somit:

$$|\mathbf{A}_{tan}| = \frac{|\mathbf{E}|}{\omega} = \frac{500 \frac{\text{V}}{\text{m}}}{2\pi \cdot 27,125 \text{ MHz}} = 2,934 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Vs}}{\text{m}}. \quad (4.35)$$

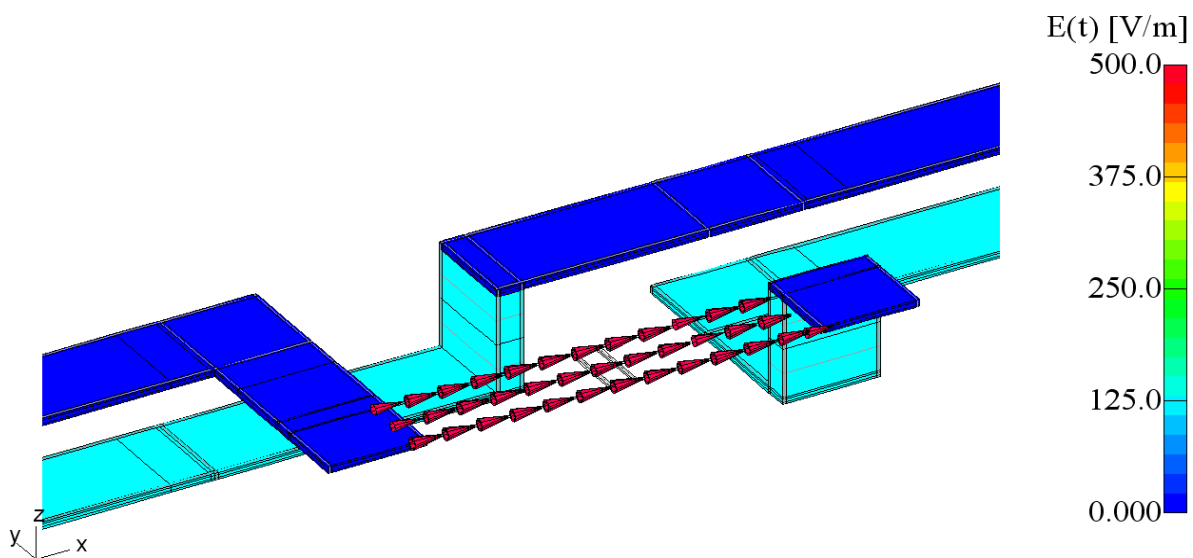


Abb. 4.7 Eingepreßtes elektrisches Feld im Feed-Gap

In Abb. 4.7 ist die elektrische Feldstärke als Vektor-Plot im Bereich des Feed-Gap zu sehen. Es zeigt sich hierbei, dass durch die Vorgabe von $|\mathbf{A}_{tan}|$ nach (4.35) die geforderte elektrische Feldstärke erreicht wird und sich somit die entsprechende Spannung einstellt. Nachdem bei der vorliegende Problemstellung auch die parasitäre Kapazität der Antennenstruktur zu bestimmen ist, ist es hier sinnvoll, wie in Abschnitt 2.1.2.1 beschrieben vorzugehen und im

gesamten Problemgebiet mit einer komplexen Leitfähigkeit zu rechnen. Gleichzeitig wird vorerst davon ausgegangen, dass die sich ausbreitenden Feldkomponenten vernachlässigbar sind, d.h. es wird darauf verzichtet das Problemgebiet durch ABCs oder PMLs zu begrenzen. Zumal das magnetische Verhalten der Schleifenantenne dominiert und in weiterer Folge die Untersuchungen hinsichtlich der Standardkonformität im Focus stehen, ist es vernünftig, jene Art der Randbedingung zur Begrenzung des Problemgebietes zu wählen, welche die zu erwartende Charakteristik des Magnetfeldes möglichst richtig approximiert. Aus diesem Grund wird das Problemgebiet durch die Randbedingung (3.6) begrenzt, welche bei der vorliegenden A,V-Formulierung einer Dirichlet'schen Randbedingung entspricht. Abbildung 4.8 zeigt schließlich das gesamte Problemgebiet mit dem Antennenmodell und dem die Antenne umgebenden Luftvolumen.

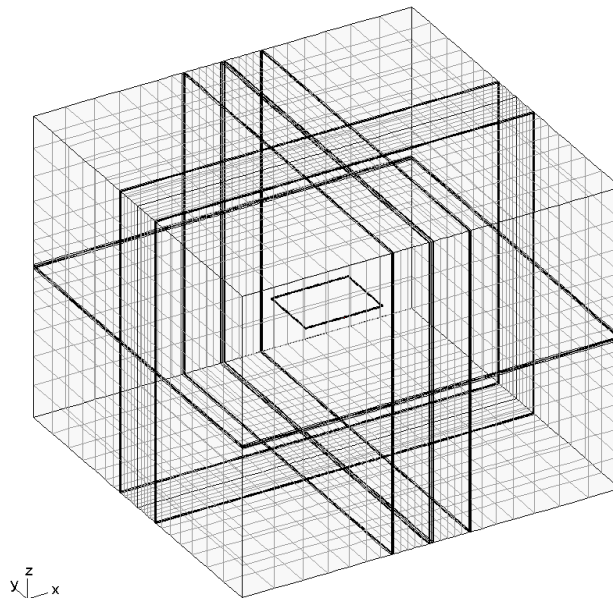


Abb. 4.8 FE-Diskretisierung des gesamten Problemgebietes

Um nun aus der numerischen Lösung der Problemstellung auf die Ersatzschaltbildparameter schließen zu können, sind grundsätzlich zwei unterschiedliche Ansätze denkbar. Der erste Ansatz beruht auf der Auswertung der komplexen Antennenimpedanz aus den Strom-Spannungs-Beziehungen an den Antennenanschlüssen und beruht somit auf der Auswertung des Stromflusses im Antennenleiter durch Integration der Stromdichte über den Leiterquerschnitt. Der zweite Ansatz beruht auf der Auswertung der mittleren magnetischen und mittleren elektrischen Energie im gesamten Problemgebiet sowie der Auswertung der Joule'schen Verluste durch entsprechende Volumsintegrale.

4.2.2.1 Ermittlung der Antennenimpedanz über Strom-Spannungs-Beziehungen

Die Auswertung des Antennenstromes führt lediglich zu einer komplexen Antennenimpedanz nach

$$\underline{Z}_{Ant} = \frac{\underline{U}_{Gap}}{\underline{I}_{Ant}}. \quad (4.36)$$

Zumal für die Antennenanpassung jedoch nicht nur die komplexe Antennenimpedanz von Interesse ist sondern vielmehr die jeweiligen Werte der Ersatzschaltbildparameter, ist es bei diesem Ansatz notwendig, die komplexe Antennenimpedanz bei zwei unterschiedlichen Frequenzen zu bestimmen, um so auf die Ersatzelemente rückrechnen zu können. Für den komplexen Antenneneingangsleitwert \underline{Y}_{Ant} gilt nach Abb. 4.1:

$$\underline{Y}_{Ant} = j\omega C_P + \frac{1}{R_S + j\omega L_S}. \quad (4.37)$$

Für die Bestimmung der Ersatzelemente ist folglich das Gleichungssystem

$$\left\{ \begin{array}{l} \underline{Y}_{Ant_{\omega_1}} \\ \underline{Y}_{Ant_{\omega_2}} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} j\omega_1 C_P + \frac{1}{R_S + j\omega_1 L_S} \\ j\omega_2 C_P + \frac{1}{R_S + j\omega_2 L_S} \end{array} \right\} \quad (4.38)$$

zu lösen. Dieser Ansatz erweist sich als nachteilig, da wie aus (4.38) zu erkennen ist, das numerische Problem für zwei verschiedene Frequenzen zu berechnen ist. Des Weiteren setzt dieser Ansatz voraus, dass die zu bestimmenden Parameter keine Frequenzabhängigkeit aufweisen, dies gilt jedoch in erster Näherung nur für geringfügige Änderungen der Frequenz. Um dem zu genügen, sollten somit die numerischen Berechnungen bei ähnlichen Frequenzen durchgeführt werden. Andererseits führt eine zu enge Wahl der Frequenzpunkte lediglich zu einer geringfügigen Änderung des Eingangsleitwertes und somit wirken sich numerische Unsicherheiten negativ auf die Genauigkeit der zu bestimmenden Ersatzelemente aus. Aus den beschriebenen Gründen wird dieser Ansatz zur Bestimmung der Ersatzschaltbildparameter nicht empfohlen und im Weiteren auch nicht angewandt.

4.2.2.2 Ermittlung der Antennenimpedanz über Volumsintegrale

Nach [53] berechnet sich die komplexe Scheinleistung \underline{S} an einer beliebigen komplexen Impedanz bei gegebenem Effektivwert der Spannung U an der Impedanz durch:

$$\underline{S} = U^2 \underline{Y}^* \text{ bzw. } \underline{S} = \frac{U^2}{\underline{Z}^*}. \quad (4.39)$$

Für die Ersatzschaltung der Schleifenantenne nach Abb. 4.1 folgt für den komplexen Eingangsleitwert \underline{Y}_{Ant} nach Rechnung:

$$\underline{Y}_{Ant} = \frac{R_S}{R_S^2 + \omega^2 L_S^2} + j \left[\omega C_P - \frac{\omega L_S}{R_S^2 + \omega^2 L_S^2} \right], \quad (4.40)$$

bzw. für den konjugiert komplexen Leitwert:

$$\underline{Y}_{Ant}^* = \frac{R_S}{R_S^2 + \omega^2 L_S^2} - j \left[\omega C_P + \frac{\omega L_S}{R_S^2 + \omega^2 L_S^2} \right]. \quad (4.41)$$

Mit (4.39) folgt für die Ersatzschaltung:

$$\underline{S} = U^2 \underline{Y}_{Ant}^* = \frac{R_S}{R_S^2 + \omega^2 L_S^2} U^2 - j \omega C_P U^2 + j \omega \frac{L_S}{R_S^2 + \omega^2 L_S^2} U^2. \quad (4.42)$$

Der erste Summenterm von (4.42) ist rein reellwertig und entspricht somit der mittleren Verlustleistung, der zweite und dritte Summenterm sind rein imaginär und entsprechen der Blindleistung an der Gesamtimpedanz. Da die mittlere Energie \bar{W}_{el} an einem Kondensator für zeitharmonische Vorgänge bei gegebenem Effektivwert der Spannung U durch

$$\bar{W}_{el} = \frac{1}{2} C U^2 \quad (4.43)$$

bestimmt ist, kann der zweite Summenterm von (4.42) wie folgt interpretiert werden:

$$-j \omega C_P U^2 = -j 2 \omega \bar{W}_{el}. \quad (4.44)$$

Somit kann nach Auswertung der mittleren elektrischen Energie im gesamten Problemgebiet der Wert der äquivalenten Ersatzschaltbildkapazität nach

$$C_P = \frac{2 \bar{W}_{el}}{U^2} \quad (4.45)$$

ermittelt werden.

Nachdem der zweite Summenterm von (4.42) durch die mittlere elektrische Energie interpretiert werden kann, lassen sich der erste und dritte Term mit (4.39) wie folgt zusammenfassen:

$$P_{verl} + j2\omega\bar{W}_{mag} = \left[\frac{R_S}{R_S^2 + \omega^2 L_S^2} + j\omega \frac{L_S}{R_S^2 + \omega^2 L_S^2} \right] U^2 = \frac{U^2}{\tilde{Z}^*}. \quad (4.46)$$

Durch Umformung von (4.46) erhält man schließlich

$$\tilde{Z}^* = \frac{U^2}{P_{verl} + j2\omega\bar{W}_{mag}} = R_S - j\omega L_S, \quad (4.47)$$

d.h. durch Auswertung der mittleren magnetischen Energie \bar{W}_{mag} und der mittleren Verlustleistung P_{verl} im gesamten Problemgebiet können schließlich auch die beiden noch fehlenden Ersatzschaltbildparameter ermittelt werden.

Um somit die Ersatzschaltbildparameter der äquivalenten Ersatzschaltung nach Abb. 4.1 bestimmen zu können, sind die drei Volumsintegrale

$$P_{verl} = \int_{\Omega} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}^* d\Omega, \quad (4.48)$$

$$\bar{W}_{mag} = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}^* d\Omega, \quad (4.49)$$

$$\bar{W}_{el} = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}^* d\Omega \quad (4.50)$$

auszuführen, wobei für die vektoriellen Größen die Effektivwerte heranzuziehen sind. Diese Art der Bestimmung der Antennenimpedanz erweist sich insofern als vorteilhaft, da hier lediglich das Feldproblem bei einer Frequenz (der Arbeitsfrequenz) zu berechnen ist. In [48] wurde gezeigt, dass die Impedanzbestimmung über die beschriebene Methode der Berechnung der Volumsintegrale als genaueste Methode zu betrachten ist.

Für das in Abb. 4.4 dargestellte prinzipielle Antennendesign ergeben sich schließlich die in Tabelle 4.1 zusammengefassten Ersatzschaltbildparameter. Es zeigt sich hierbei, dass die über die analytische Näherung nach (4.29) bzw. (4.30) bestimmte Serieninduktivität um etwa 12,4 % größer (vgl. 692 nH zu 615 nH) ermittelt wurde als die tatsächliche über das numerische Feldproblem gewonnene. Offensichtlich ist bereits bei sehr einfachen Strukturen mit nicht zu vernachlässigenden Abweichungen zu rechnen, wenn auf analytische Näherungslösungen zurückgegriffen wird.

Auswertung der Volumsintegrale im gesamten Gebiet			
\hat{U}_{Gap} in V	P_{vert} in W	\bar{W}_{mag} in J	\bar{W}_{el} in J
1	4,035E-5	1,398E-11	2,526E-13
Ersatzschaltbildparameter aus den Volumsintegralen			
R_S in Ω	L_S in nH	C_P in pF	\underline{Z}_{Ant} in Ω
0,888	615,717	1,010	0,922 + j106,869

Tabelle 4.1 Ersatzschaltbildparameter aus den Volumsintegralen

4.2.3 Ermittlung des Antennenstroms zur Reichweitenuntersuchung

Mit den im vorherigen Kapitel bestimmten Ersatzschaltbildparametern soll nun der in der Antenne fließende Strom bei Anpassung der Schleifenantenne an die Transponderimpedanz auf Netzwerkebene bestimmt werden, um in weiterer Folge wiederum über den Weg einer numerischen Feldsimulation die zu erwartende magnetische Erregung in der geforderten Entfernung bestimmen zu können. Zunächst ist es jedoch notwendig, die Antennengüte zu bestimmen um auch der Bandbreitenforderung genügen zu können. Da die eingehenden Abschätzungen auf Basis eines Parallelresonanzkreises durchgeführt wurden, ist es an dieser Stelle sinnvoll, die bestimmten Ersatzschaltbildparameter ebenfalls auf einen reinen Parallelresonanzkreis umzurechnen. Für die Transformation der Serienschaltung, bestehend aus R_S und L_S in die äquivalente Parallelschaltung, bestehend aus R_P und L_P gilt nach Rechnung:

$$R_P = \frac{R_S^2 + \omega^2 L_S^2}{R_S}, \quad (4.51)$$

$$L_P = \frac{R_S^2 + \omega^2 L_S^2}{\omega^2 L_S} \simeq L_S. \quad (4.52)$$

Wie aus (4.51) und (4.52) zu erkennen ist, werden die Ersatzschaltbildparameter der äquivalenten Parallelschaltung frequenzabhängig. Betrachtet man die Schaltung jedoch nur bei der Arbeitsfrequenz, so stellt dies keine Einschränkung dar. Die Ersatzschaltbildparameter für den äquivalenten Parallelresonanzkreis sowie die Antennengüte und auch die Resonanzfrequenz sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Ersatzschaltbildparameter des äquivalenten Parallelresonanzkreises				
R_P in Ω	L_P in nH	C_P in pF	f_{res} in MHz	Q_B
12391	615,761	1,010	201,768	158,7

Tabelle 4.2 Parameter des Parallelresonanzkreises

Wie aus Tabelle 4.2 zu erkennen ist, liegt aufgrund der sehr niedrigen parasitären Kapazität der Schleifenantenne die Resonanzfrequenz der Antenne deutlich über der geforderten Arbeitsfrequenz. Zusätzlich liegt auch die Antennengüte über dem nach (4.24) bestimmten theoretischen Maximalwert und sehr deutlich über dem praktischen Grenzwert von $Q_{Bmax} = 70$. Daher ist es notwendig, die Güte durch Hinzufügen des zusätzlichen Parallelwiderstandes R_0 an den Antennenanschlüssen zu reduzieren. Zumal Q_{Bmax} bei der Arbeitsfrequenz gefordert ist, ergibt sich durch Umformung von (4.27) und Einsetzen in (4.26) für den Gesamtdämpfungswiderstand:

$$R_P' = Q_{Bmax} \omega_{res} L_P = \frac{R_P R_0}{R_P + R_0} = 7346 \Omega \quad (4.53)$$

und somit der notwendige Parallelwiderstand zu:

$$R_0 = \frac{R_P R_P'}{R_P - R_P'} = 18043 \Omega. \quad (4.54)$$

Das so erhaltene System, bestehend aus der Schleifenantenne und dem Dämpfungswiderstand R_0 ist nun in weiterer Folge an den Transponderausgang anzupassen. Laut [51] kann der Transponder die maximale Sendeleistung von 10 dBm im Falle eines differenziellen Betriebs an ein Netzwerk mit einer Eingangsimpedanz von $R_{Ant+Match} = 420 \Omega$ abgeben. Als entsprechendes Anpassnetzwerk soll ein kapazitiver Spannungsteiler aus C_1 , C_2 und C_3 nach Abb. 4.9 zum Einsatz kommen, da dieses mit einer minimalen Anzahl an zusätzlichen Komponenten das Auslangen findet.

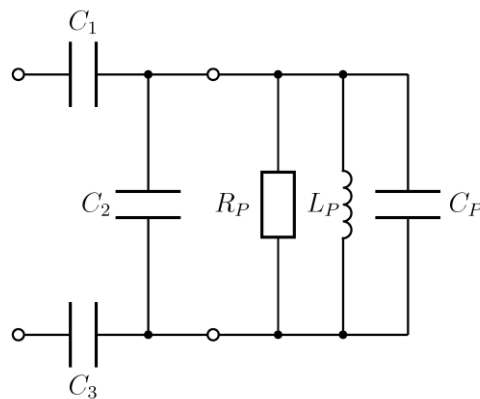


Abb. 4.9 Kapazitiver Spannungsteiler als Anpassnetzwerk

Für die Bestimmung der Komponenten der Kapazitätswerte des Anpassnetzwerkes ist es zulässig, die Untersuchungen anhand des Single-Ended Betriebsfalls auszuführen. Es muss lediglich das Antennenersatzschaltbild nach Abb. 4.10 für die Berechnung der Komponenten des Anpassnetzwerkes herangezogen werden.

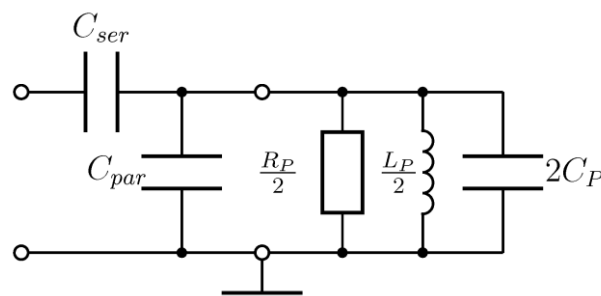


Abb. 4.10 Anpassnetzwerk für den Single-Ended Betriebsfall

Die Antenne gilt als angepasst wenn gilt:

$$\frac{R_{Ant+Match}}{2} \stackrel{!}{=} \frac{1}{j\omega C_{ser}} + \frac{1}{\frac{1}{\frac{R_P}{2}} + \frac{1}{j\omega \frac{L_P}{2}} + j\omega 2C_P + j\omega C_{par}} = Z_{ein}. \quad (4.55)$$

Es ergeben sich aus (4.55) zwei Bedingungen aus welchen die beiden zu bestimmenden Kapazitäten ermittelt werden können. Aus der Bedingung

$$\text{Im}\{Z_{ein}\} \stackrel{!}{=} 0 \quad (4.56)$$

kann nach Rechnung C_{ser} analytisch bestimmt werden. Nach Einsetzen des Ausdrucks für C_{ser} in die zweite Bedingung:

$$\text{Re}\{Z_{ein}\} \stackrel{!}{=} \frac{R_{Ant+Match}}{2} \quad (4.57)$$

kann schließlich C_{par} ermittelt werden, wobei sich aufgrund des resultierenden Gleichungssystems jeweils zwei Werte theoretisch realisieren lassen. Es zeigt sich jedoch, dass nur einer der beiden Werte praktisch sinnvoll ist, da sich aufgrund der Struktur der Gleichung für C_{ser} nach Einsetzen von C_{par} nur ein technisch realisierbarer Kapazitätswert ergibt. Für das gegebene Design erhält man schließlich für C_{par} :

$$C_{par} = 116,29 \text{ pF bzw. } C_{par} = 103,31 \text{ pF} \quad (4.58)$$

und weiters für C_{ser} :

$$C_{ser} = -6,88 \text{ pF bzw. } C_{ser} = 6,88 \text{ pF.} \quad (4.59)$$

Es ist offensichtlich, dass nur die Kombination aus den beiden zweitgenannten Werten aus (4.58) und (4.59) zu der gewünschten Anpassung führen wird. Für den tatsächlichen differentiellen Betriebsfall muss aufgrund der Aufteilung des Antennenersatzschaltbildes nach Abb. 4.10 lediglich C_{par} (aufgrund der Serienschaltung der beiden Resonanzkapazitäten) halbiert werden um Anpassung zu erzielen (siehe Abb. 4.11).

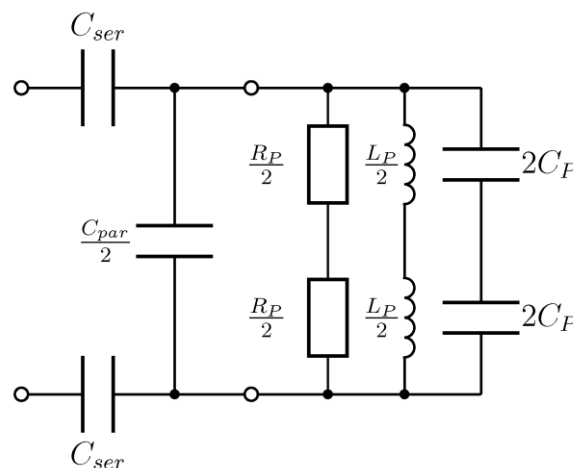


Abb. 4.11 Anpassnetzwerk für den Differential-Ended Betriebsfall

Zur Überprüfung der Funktion des Anpassnetzwerkes wird das Schaltungssimulationsprogramm PSpice (entwickelt von Microsim) herangezogen. Abbildung 4.12 zeigt den PSpice Schaltplan der Testschaltung, welcher sich aus dem Modell der differentiellen Ausgangsstufe des Transponders (bestehend aus den beiden Spannungsquellen V1 und V2 sowie dem Ausgangswiderstand aufgeteilt auf Rtransout1 und Rtransout2), dem Anpassnetzwerk und dem Parallelersatzschaltbild der Schleifenantenne zusammensetzt. Das Ergebnis der Netzwerksimulation ist in Abb. 4.13 dargestellt. Es zeigt sich, dass das

Anpassnetzwerk seine Funktion erfüllt und die Antennenimpedanz auf den geforderten Wert transformiert.

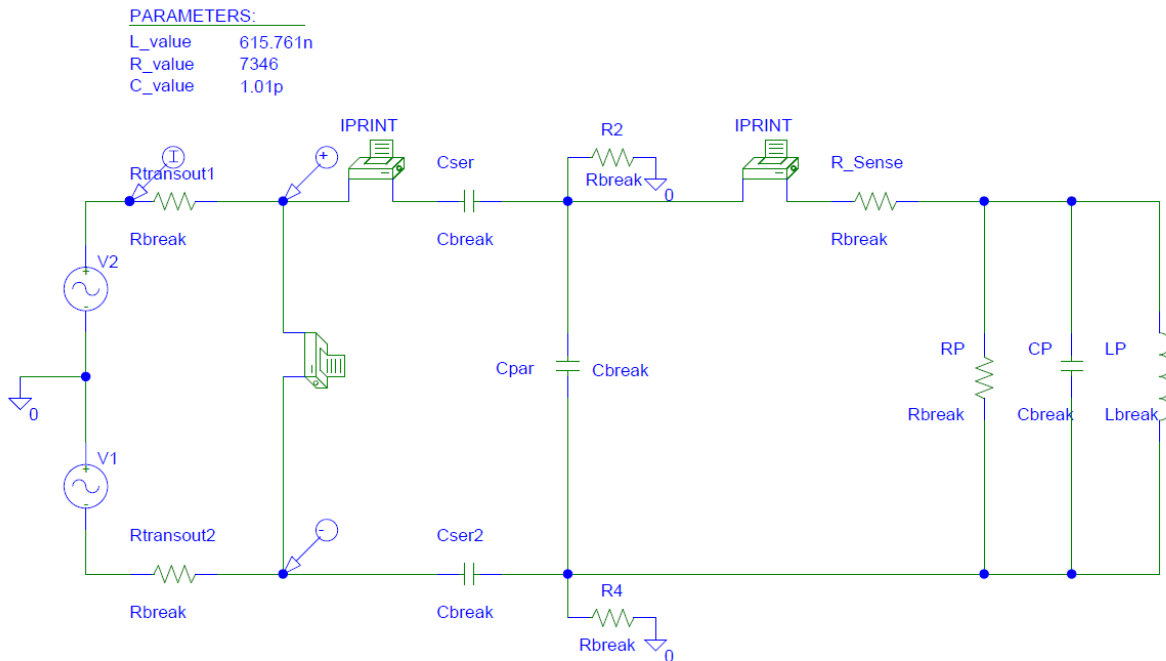


Abb. 4.12 PSpice Testschaltung zur Überprüfung des Anpassnetzwerkes

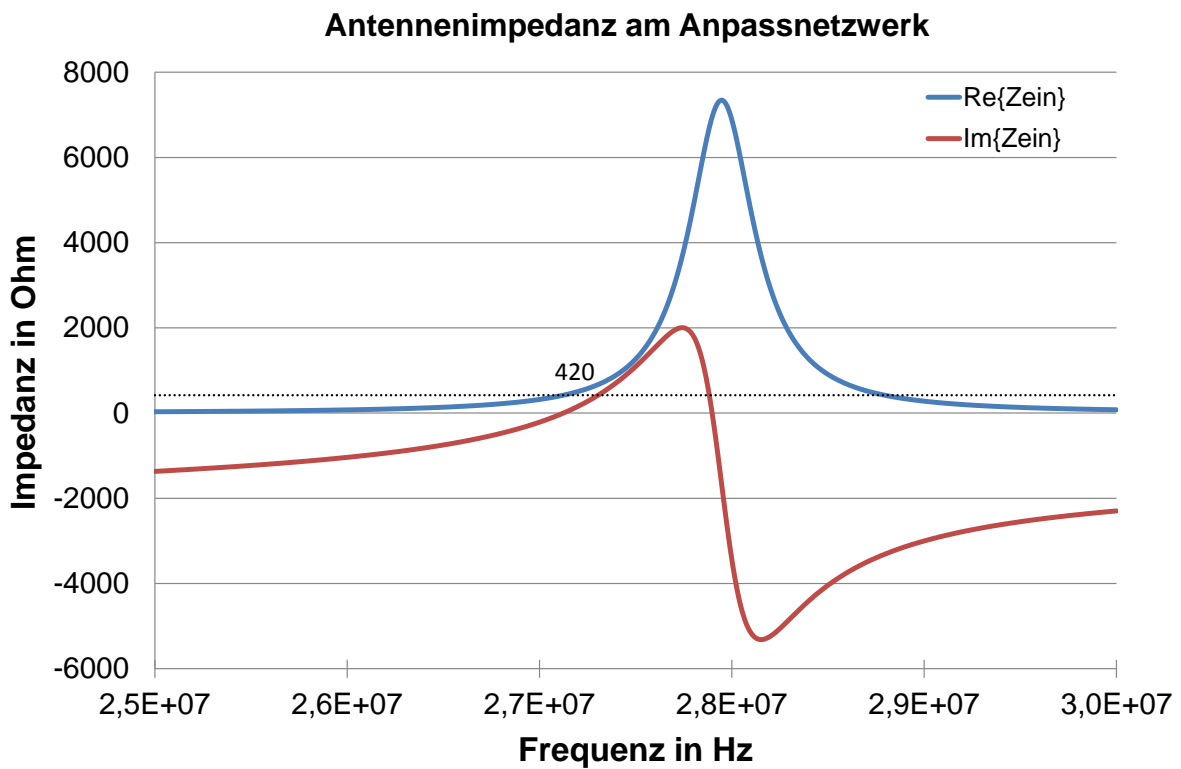


Abb. 4.13 Real- und Imaginärteil der Impedanz am Anpassnetzwerk als Funktion der Frequenz

Für die Untersuchungen hinsichtlich der geforderten Reichweite ist jener Strom von Interesse, welcher tatsächlich in der Schleifenantenne fließt. Dies wird in der Simulation durch den niederohmigen Widerstand R_{Sense} bewerkstelligt. Der Verlauf des Betrags des Antennenstromes ist in Abb. 4.14 gezeigt. Bei der Arbeitsfrequenz von 27,125 MHz ergibt sich der Scheitelwert des Antennenstrom zu $\hat{I}_{Ant} = 113 \text{ mA}$. Der aus der Netzwerksimulation ermittelte Antennenstrom muss nun in weiterer Folge in der numerischen Feldsimulation in das Modell der Schleifenantenne eingepreßt werden um die magnetische Erregung bei der geforderten Reichweite bestimmen zu können.

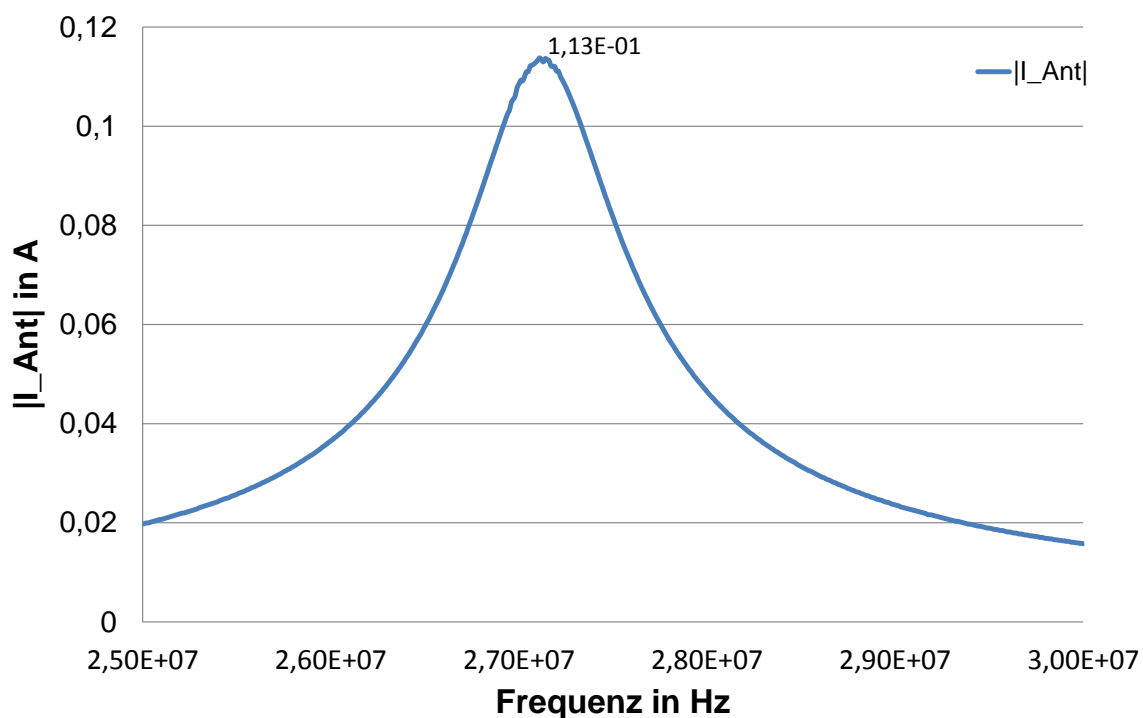


Abb. 4.14 Betrag des Antennenstroms aus der Netzwerksimulation

Grundsätzlich besteht die Möglichkeit, eine erste Abschätzung der erzielbaren magnetischen Erregung auf Basis analytischer Berechnungen über das Biot-Savart'sche Gesetz nach

$$H(z) = \frac{\hat{I}_{Ant} \cdot a^2 \cdot N}{2\sqrt{(a^2 + z^2)^3}} \quad (4.60)$$

durchzuführen [27]. Es wird dabei der Einfachheit halber von einer flächenäquivalenten kreisrunden Leiterschleife in der x-y-Ebene mit dem Radius a und der Windungszahl N ausgegangen und die magnetische Erregung entlang der Rotationsachse berechnet. Wie die Untersuchungen in Abschnitt 4.2.1.2 bereits gezeigt haben, ist die geforderte Reichweite nicht

mehr dem reinen Nahfeld zuzuordnen. Daher muss davon ausgegangen werden, dass die Abschätzungen nach (4.60) unzureichend sind. Die Auswertung der magnetischen Erregung nach (4.60) ist zusammen mit den aus der Feldsimulation herrührenden Ergebnissen im nachfolgenden Abschnitt in Abb. 4.15 dargestellt.

4.2.4 Ermittlung der magnetischen Erregung bei gegebenem Antennenstrom aus der numerischen Feldsimulation

Aufgrund der vorangehenden Überlegungen ist es notwendig, die Untersuchungen hinsichtlich der zu erwartenden magnetischen Erregung bei gegebenem maximalen Antennenstrom auf Basis eines Wellenausbreitungsproblems auszuführen.

4.2.4.1 Berechnung des rotationssymmetrischen 2D Problems

Da, wie in Abschnitt 3.1.1.1 beschrieben, bei Wellenproblemen mit schlecht konditionierten Gleichungssystemen zu rechnen ist, und sich dies negativ auf die zu erwartenden Rechenzeiten auswirkt, werden die Untersuchungen hinsichtlich der magnetischen Erregung in Form von rotationssymmetrischen 2D Simulationen durchgeführt. Wie beispielsweise in [57] beschrieben, ist diese Transformation und in weiterer Folge die rotationssymmetrische Betrachtung nur zulässig, wenn der Gesamtumfang der Antenne im Verhältnis zur Wellenlänge bei der Arbeitsfrequenz kleiner als ein Zehntel bleibt [34]. Für das prinzipielle Design aus Abb. 4.4 ist diese Bedingung erfüllt und die 2D Simulation somit zulässig. Grundsätzlich ergeben sich zwei Möglichkeiten der Transformation der tatsächlichen Struktur auf das rotationssymmetrische Äquivalent [58]. Es kann der Umfang der Schleifenantenne zur Transformation herangezogen, oder die von der Antenne aufgespannte Fläche als äquivalent betrachtet werden. Zumal die magnetischen Eigenschaften, wie beispielsweise die Selbstinduktivität, in direktem Zusammenhang mit der von der Schleifenantenne aufgespannten Fläche A_{Ant} stehen, erhält man, wie beispielsweise in [58] gezeigt, bessere Übereinstimmung zur Selbstinduktivität bei Transformation über die Fläche. Aus diesem Grund werden die Untersuchungen hinsichtlich der magnetischen Erregung auf Basis des flächenäquivalenten rotationssymmetrischen Modells ausgeführt. Für den flächenäquivalenten Schleifenradius folgt:

$$r_{2D} = \sqrt{\frac{A_{Ant}}{\pi}} = \sqrt{\frac{0,0425 \text{ m} \cdot 0,054 \text{ m}}{\pi}} = 0,027 \text{ m}. \quad (4.61)$$

Alle anderen geometrischen Eigenschaften wie die Dicke der Leiterbahnen und auch deren Abstand werden gleich dem ursprünglichem 3D Modell angenommen. Aufgrund der Tatsache, dass im rotationssymmetrischen 2D Modell kein Feed-Gap modelliert werden kann und der Antennenstrom lediglich eine Tangentialkomponente aufweist, kann aus der rotationssymmetrischen 2D Simulation keine parasitäre Kapazität ermittelt werden [57], [58]. In Tabelle 4.3 sind schließlich die aus der 2D Simulation ermittelten Ersatzschaltbildparameter zusammengefasst, wobei sowohl die quasistationäre Betrachtung als auch die Modellierung als Wellenproblem für die flächen- und umfangsäquivalente Transformation angegeben sind. Wie zu erwarten ist, zeigen sich hinsichtlich der Ersatzschaltbildparameter kaum Unterschiede zwischen der quasistationären Approximation und der Wellenproblemberechnung.

Ersatzschaltbildparameter aus der flächenäquivalenten 2D Simulation		
<i> Methode </i>	<i> R_S in Ω </i>	<i> L_S in nH </i>
Quasistationäres Stömungsfeld	0,719	622,139
Wellenproblem	0,719	622,162
Ersatzschaltbildparameter aus der umfangsäquivalenten 2D Simulation		
<i> Methode </i>	<i> R_S in Ω </i>	<i> L_S in nH </i>
Quasistationäres Stömungsfeld	0,819	728,011
Wellenproblem	0,819	728,047

Tabelle 4.3 Ersatzschaltbildparameter aus der 2D Simulation

Betrachtet man hingegen die magnetische Erregung entlang der Rotationsachse, so zeigt sich wie in Abb. 4.15 dargestellt, dass bereits ab einem Abstand von etwa einem Meter von der Schleifenantenne die sich in weiterer Folge ausbreitende Komponente der magnetischen Erregung nicht mehr vernachlässigt werden kann. In der geforderten Entfernung von 3,5 m ergibt sich für die magnetische Erregung aus der quasistationären Approximation:

$$|H(z = 3,5 \text{ m})| = 1,89 \cdot 10^{-6} \frac{\text{A}}{\text{m}}. \quad (4.62)$$

Das Wellenproblem liefert den Wert:

$$|H(z = 3,5 \text{ m})| = 4,26 \cdot 10^{-6} \frac{\text{A}}{\text{m}}. \quad (4.63)$$

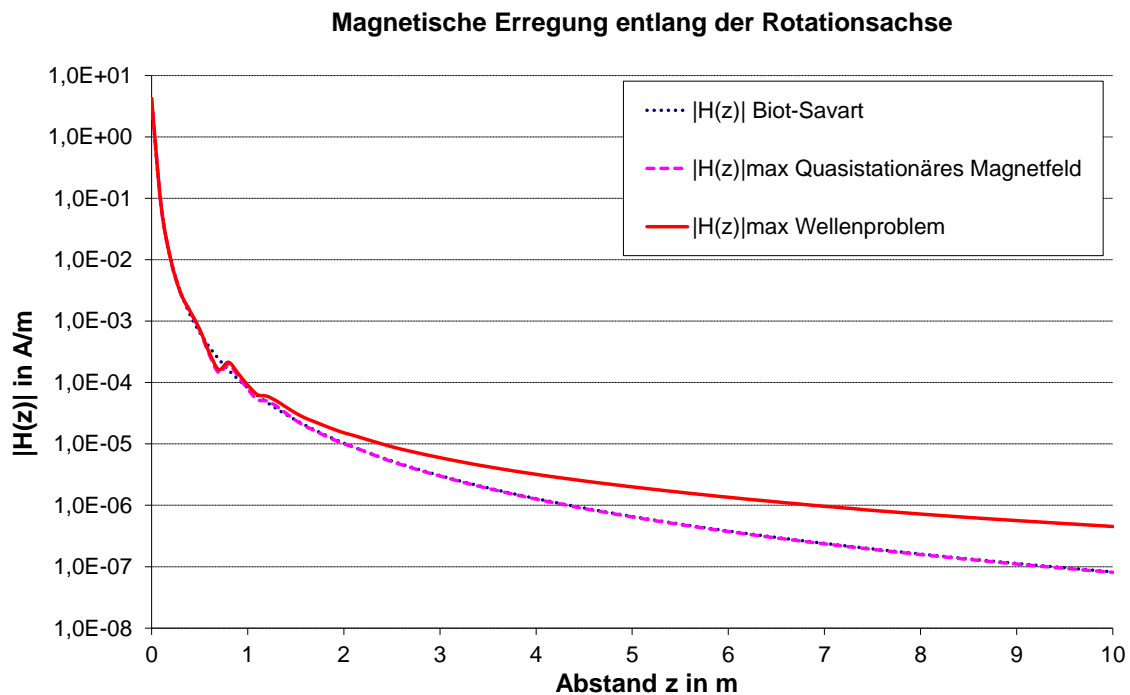


Abb. 4.15 Betrag der magnetischen Erregungen entlang der Rotationsachse aus der 2D Simulation

Der in Abb. 4.15 zu erkennende unstetige Verlauf der magnetischen Erregungen lässt sich auf die Diskretisierung im finiten Elemente-Modell zurückführen.

Mit den ermittelten Werten kann nun in weiterer Folge abgeschätzt werden, ob die mit dem maximalen Antennenstrom erzielbare magnetische Erregung für die Empfängerempfindlichkeit ausreichend groß ist. Die nach (4.23) berechneten Ergebnisse der Untersuchung sowie die aus dem Datenblatt gegebene minimale Spannung am Empfänger sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

Scheitelwert der induzierten Spannung am Empfänger		
<i>Methode</i>	<i>u_{ind} in μV</i>	<i>u_{LNAmIn} in μV</i>
Quasistationäres Störungsfeld	1,858	102,813
Wellenproblem	4,188	102,813

Tabelle 4.4 Induzierte Spannungen in der geforderten Entfernung von $d = 3,5$ m

Die ermittelten Spannungen erscheinen zunächst als zu gering, um eine Funktionalität gewährleisten zu können. Die Abschätzungen nach (4.23) berücksichtigen jedoch nicht die Erscheinungen der in Resonanz betriebenen Antenne. Um diesen Effekt einzubeziehen, ist zunächst der Empfangsmodus des Transceiver zu betrachten, bei welchem die beiden

Kapazitäten C_{ser} über die Ausgangswiderstände R_{Out} auf die Transpondermasse geschaltet werden [51]. Der Transceiver greift die Spannung u_{LNA} im Empfangsmodus direkt an der Resonanzkapazität C_{par} ab, welche nach

$$\hat{u}_{LNA} = \hat{u}_{ind} \frac{R_P \parallel \frac{1}{j\omega C_P} \parallel \frac{1}{j\omega C_{par}} \parallel \left(R_{out} + \frac{2}{j\omega C_{ser}} \right)}{j\omega L_P + R_P \parallel \frac{1}{j\omega C_P} \parallel \frac{1}{j\omega C_{par}} \parallel \left(R_{out} + \frac{2}{j\omega C_{ser}} \right)} \quad (4.64)$$

berechnet, oder mittels Netzwerksimulation bestimmt werden kann. Die PSpice Testschaltung der Netzwerksimulation ist in Abb. 4.16 dargestellt. Abbildung 4.17 zeigt den Verlauf der Spannungen der quasistationären Approximation sowie des Wellenproblems am Transceivereingang (entspricht den Knotenpunkten „c“ und „d“ in Abb. 4.16). In Tabelle 4.5 sind die Scheitelwerte der Spannungen \hat{u}_{LNA} am Transceivereingang aus der Netzwerksimulation bei der Arbeitsfrequenz zusammengefasst. Hinsichtlich der Spannung am Transceivereingang zeigt sich, dass sowohl aus der quasistationären Betrachtung als auch aus dem Wellenproblem eine genügend hohe Spannung erzielt werden kann. Damit kann vorerst davon ausgegangen werden, dass die Reichweitenforderung erfüllt ist.

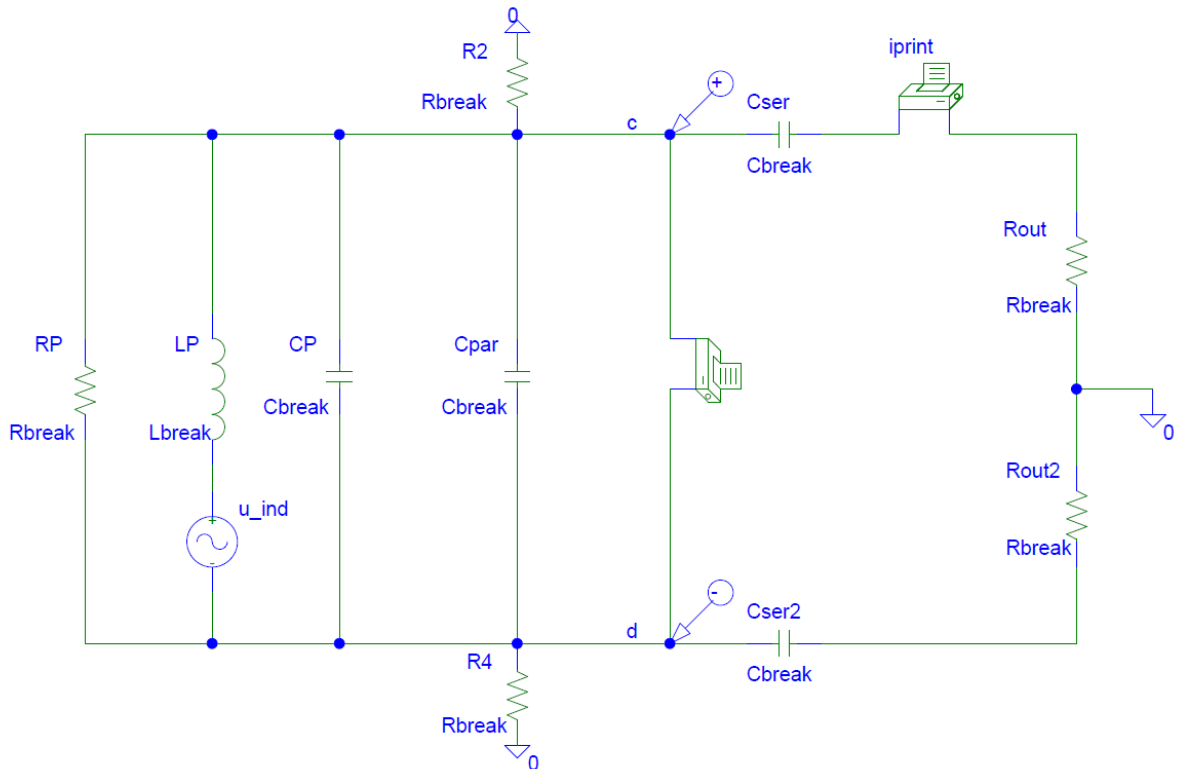


Abb. 4.16 PSpice Testschaltung zur Ermittlung der Spannung am Transceivereingang

Scheitelwert der Spannung am Transceivereingang	
<i>Method</i>	\hat{u}_{LNA} in μV
Quasistationäres Strömungsfeld	119,890
Wellenproblem	269,715

Tabelle 4.5 Spannung am Transceivereingang aus der Netzwerksimulation

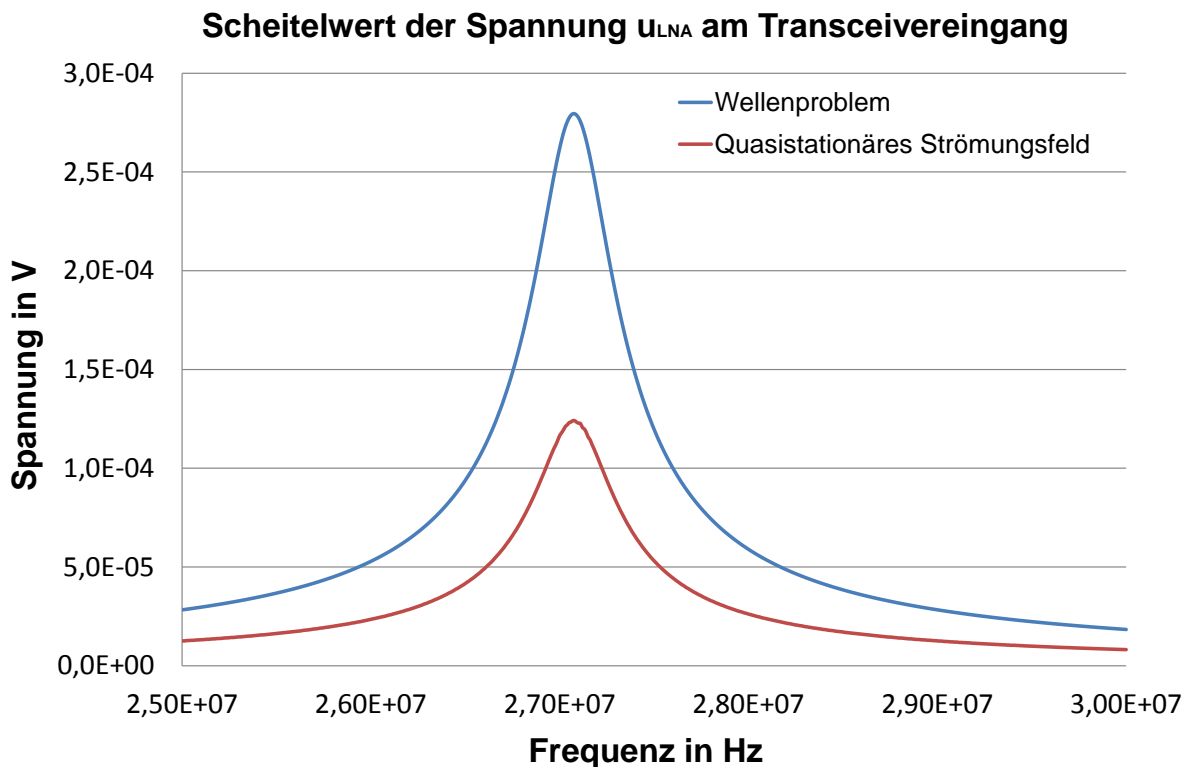


Abb. 4.17 Spannung am Transceivereingang aus der PSpice-Netzwerksimulation

Wie jedoch aus Abb. 4.17 zu erkennen ist, führt die Berechnung der Spannung am Transceiver auf Basis der quasistationären Approximation zu deutlich geringeren Spannungswerten. D.h., die geforderte Reichweite von 3,5 m verlangt bereits die Behandlung der Problemstellung als Wellenproblem, obwohl diese noch unterhalb der in Abschnitt 4.2.1.2 berechneten Grenze zwischen Nahfeld- und Fernfeldbetrachtungen liegt. Andererseits liefert der Vergleich der ermittelten Ersatzschaltbildparameter kaum Unterschiede zwischen der quasistationären Approximation und der Wellenproblemberechnung.

Aus den Kurvenverläufen der Spannungen am Transceivereingang ist auch ersichtlich, dass aufgrund der hohen Güte des Gesamtsystems, bestehend aus Transceiver, Anpassnetzwerk und Schleifenantenne, das System anfällig auf Verstimmungen speziell der Resonanzkapazität

C_{par} wird. Aus diesem Grund erscheint es sinnvoll, die Güte auf Kosten einer höheren Bandbreite zu reduzieren.

Die bisherigen Untersuchungen zeigen auch sehr klar, dass, wie bereits im einleitenden Kapitel erwähnt, eine strikte Trennung der Feldbereiche nicht zulässig ist, zumal die Regionen kontinuierlich ineinander übergehen und auch die Größe des Übergangsbereichs durch die Antennenform beeinflusst wird. Da bereits die Betrachtung der magnetischen Erregung entlang der Rotationsachse sehr deutliche Unterschiede zwischen den Methoden aufzeigt, soll nun die magnetische Erregung entlang Kurven konstanter Radien als Funktion des Winkel θ zunächst im 2D Modell untersucht werden. Abb. 4.18 zeigt die Verläufe der Maximalwerte der magnetischen Erregung. Es zeigt sich auch hier sehr deutlich, dass die quasistationäre Approximation zu geringe magnetische Erregungen zur Folge hat. Speziell in der Spulenebene bei $\theta = 90^\circ$ (koplanar) zeigen sich nicht nur quantitative sondern auch deutliche qualitative Unterschiede in den Ergebnissen der unterschiedlichen Methoden. Dies ist auf die sich ausbreitende Feldkomponente zurückzuführen. Des Weiteren zeigt sich bei Betrachtung des Kurvenverlaufs für $r = 3,5$ m, dass bei einem Winkel von etwa $\theta = 45^\circ$ bzw. $\theta = 135^\circ$ der Verlauf deutliche Minima aufweist. Dies wirkt sich natürlich auf die zu erwartende induzierte Spannung aus. Nachdem bei der Reichweitenuntersuchung vom Maximalwert entlang der Rotationsachse ausgegangen wurde ist zu erwarten, dass im Bereich der Minima eine Funktionalität nicht mehr gewährleistet werden kann.

Wie aus den eingehenden Untersuchungen aus Abschnitt 4.1.2.1 zu erwarten war, ergibt sich für eine Distanz von $r = 4,14$ m zur felderzeugenden Antenne eine betragsmäßig gleich große magnetische Erregung in Richtung der Rotationsachse als auch in der koplanaren Ebene.

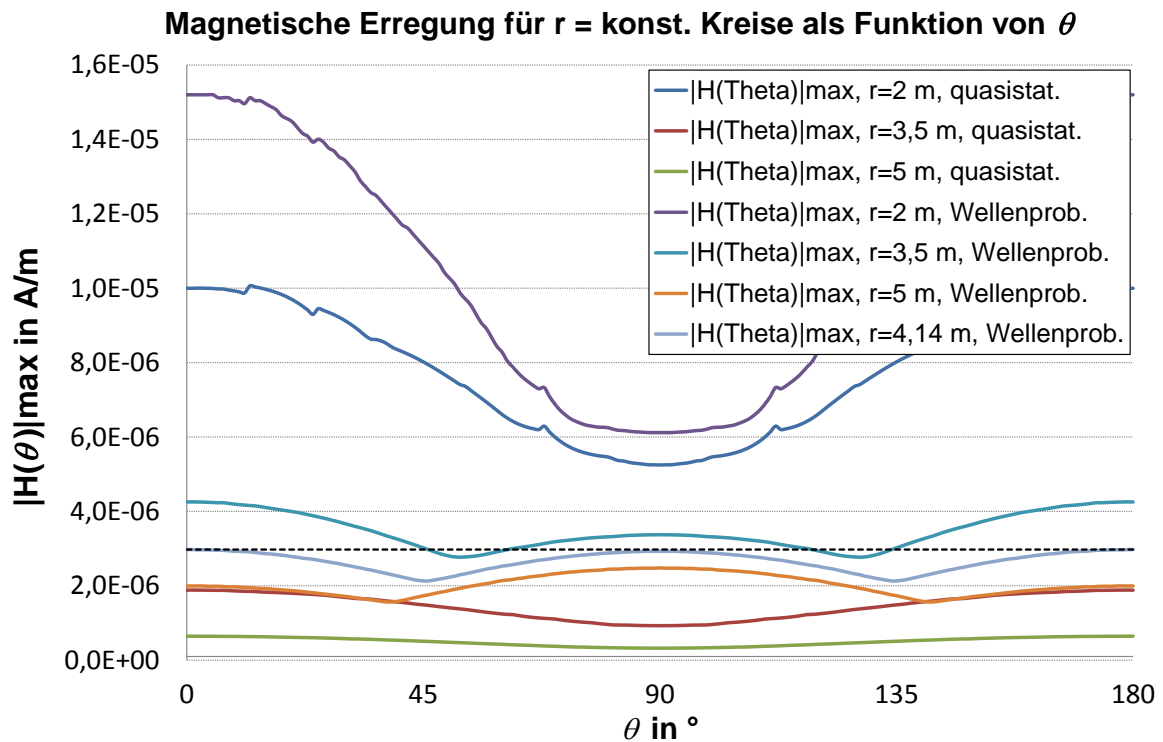


Abb. 4.18 Magnetische Erregung aus der 2D Simulation

4.2.4.2 Berechnung der 3D Problemstellung

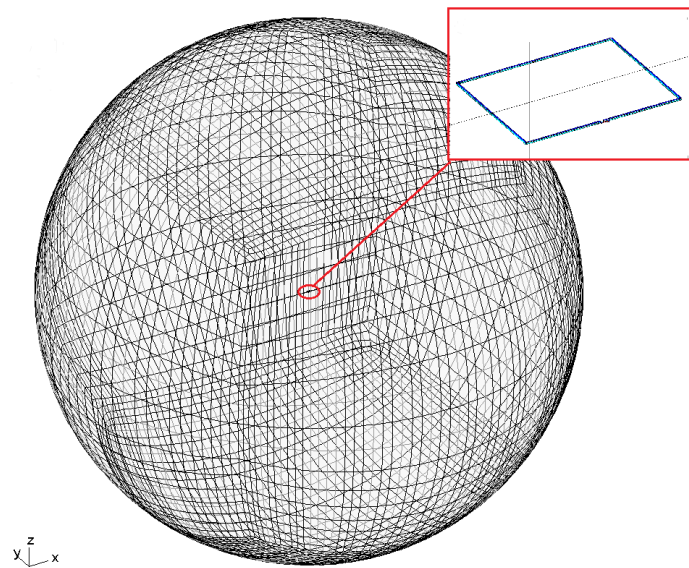
Der grundsätzliche Unterschied des vorliegenden 3D Modells zur Reichweitenabschätzung (Abb. 4.19) zum 3D Modell zur Ermittlung der Antennenimpedanz (Abb. 4.8) liegt im deutlich größeren Luftvolumen und auch in der Abgrenzung des Problemgebietes, welche im vorliegenden Modell durch ABCs 1. Ordnung erfolgt. Zusätzlich wird das Luftvolumen nun kugelförmig (mit einem Durchmesser von 10 m) ausgeführt um der Forderung einer normal auf die ABC auftreffenden Wellenfront besser genügen zu können. Wie im Abschnitt 3.1.1 beschrieben, sollte bei Anwendung von ABCs 1. Ordnung das Luftvolumen im Bereich einer Wellenlänge gewählt werden. Um jedoch den Diskretisierungsaufwand und in weiterer Folge die Rechenzeiten in einem vertretbaren Rahmen zu halten, wurde als Kompromiss der Abstand zur abstrahlenden Struktur auf etwa eine halbe Wellenlänge reduziert. In Tabelle 4.6 sind die wesentlichen Probleminformationen wie die Anzahl der Unbekannten im Gleichungssystem (Degree of Freedom DOF), die Rechenzeiten und die angewandte Lösungsmethodik zusammengefasst.

<i>Problem</i>	<i>DOF</i>	<i>Rechenzeit in s</i>	<i>Solver</i>
Berechnung der Antennenimpdanz	1244653	15403	Iterativ
Reichweitenabschätzung	3532777	310692	Iterativ

Tabelle 4.6 Probleminformationen der 3D Simulationen

Für die Untersuchungen hinsichtlich der magnetischen Erregung ist es auch im 3D Modell notwendig, den aus der Netzwerksimulation bestimmten maximalen Antennenstrom von $\hat{I}_{Ant} = 113 \text{ mA}$ in der Antenne einzuprägen. Im Gegensatz zum 2D Modell, wo dies direkt möglich ist, muss bei Anwendung der A,V-Formulierung im 3D Modell die eingeprägte Spannung im Feed-Gap entsprechend angepasst werden. Da die Problemstellung linear ist, muss lediglich der Antennenstrom aus der Analyse der Ersatzschaltbildparameter ermittelt und mittels der bestimmten Antenneneingangsimpedanz die notwendige Spannung berechnet werden. Für das 3D Modell ergibt sich die neue Spannung am Feed-Gap zu

$$|\hat{U}_{Gap}| = |Z_{Ant}| \cdot |\hat{I}_{Ant}| = 12,07 \text{ V}. \quad (4.65)$$

Abb. 4.19 Finite Elemente-Modell zur Reichweitenabschätzung, ABC bei $\lambda/2$

Der Vollständigkeit halber sollen auch für das Wellenproblem nach Abb. 4.19 die Ersatzschaltbildparameter der Antennenstruktur bestimmt werden. Hierbei lässt sich aufgrund der Wellennatur auch der Strahlungswiderstand der Antennenstruktur durch Integration des komplexen Poynting'schen Vektors

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \quad (4.66)$$

über die Berandung des Problemgebietes bestimmen [33]. Das Oberflächenintegral über den Poynting'schen Vektor liefert die komplexe Strahlungsleistung \underline{S}_{rad} der Anordnung nach

$$\underline{S}_{rad} = P_{rad} + jQ_{rad} = \oint_{\Gamma_{rad}} \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* d\Gamma_{rad}, \quad (4.67)$$

welche in weiterer Folge in die komplexe Antennenimpedanz nach

$$\underline{Z}_{Ant}^* = \frac{U^2}{P_{verl} + j2\omega(\bar{W}_{mag} - \bar{W}_{el}) + P_{rad} + jQ_{rad}} \quad (4.68)$$

einfließt. In Tabelle 4.7 sind die Auswertungen zusammengefasst, wobei die Berechnungen von R_S , L_S und C_P wiederum nach (4.45) und (4.47) ausgeführt wird. Der Vergleich mit Tabelle 4.1 zeigt Unterschiede im Bereich kleiner 1 % (vgl. 621,6 nH zu 615,7 nH), da wie zu erwarten war, die Antenne schlechte Strahlungseigenschaften aufweist.

Auswertung der Volumsintegrale im gesamten Gebiet sowie des Poynting'schen Vektors				
\hat{U}_{Gap} in V	P_{verl} in W	\bar{W}_{mag} in J	\bar{W}_{el} in J	\underline{S}_{rad} in VA
12,07	5,777E-3	2,017E-9	3,640E-11	2,175E-7+j2,146E-8
Ersatzschaltbildparameter aus den Volums- u. Oberflächenintegralen				
R_S in Ω	L_S in nH	C_P in pF	\underline{Z}_{Ant} ohne \underline{S}_{rad} in Ω	\underline{Z}_{Ant} mit \underline{S}_{rad} in Ω
0,890	621,642	0,9995	0,923 + j107,895	0,923 + j107,895

Tabelle 4.7 Ersatzschaltbildparameter aus dem 3D Wellenproblem

Die magnetische Erregung im 3D Modell wird wieder entlang der Rotationsachse und auch entlang von Kurven konstanter Radien als Funktion des Winkels θ ausgewertet. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.20 und Abb. 4.21 dargestellt. Es zeigt sich sowohl eine sehr gute qualitative als auch quantitative Übereinstimmung zu den Ergebnissen der 2D Simulationen. Dies lässt sich auf die Tatsache zurückführen, dass die Antennenstruktur in sehr guter Näherung als elektrisch kurz betrachtet werden kann und somit die Transformation auf das rotationssymmetrische Äquivalent zulässig ist.

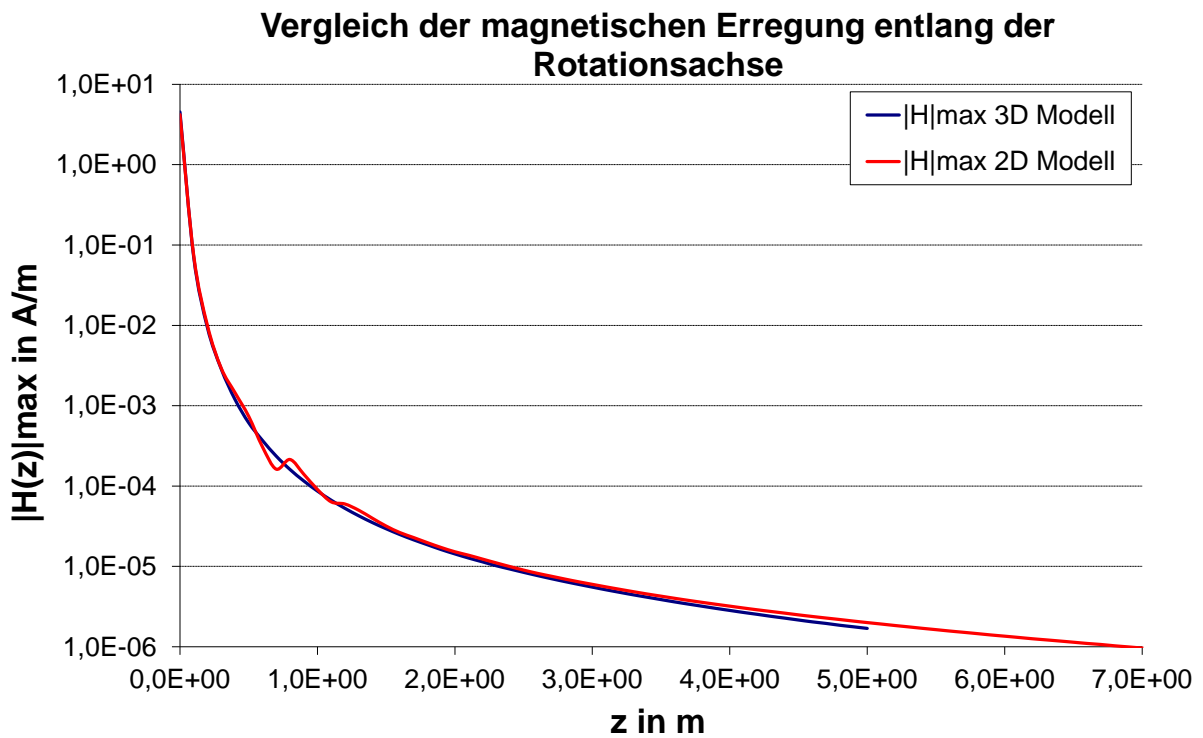


Abb. 4.20 Vergleich der magnetischen Erregung aus der 2D und 3D Simulation

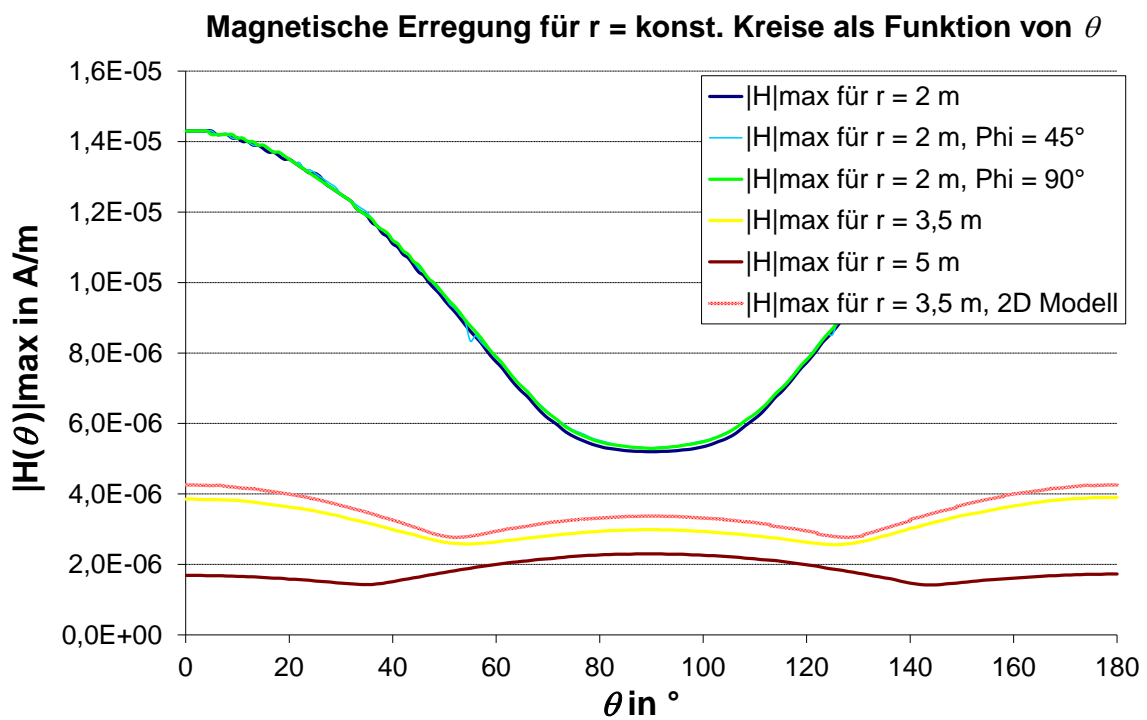


Abb. 4.21 Magnetische Erregung aus der 3D Simulation

Zusammenfassend lässt sich folgern, dass sich die Untersuchungen hinsichtlich der Reichweitenforderung und der Standardkonformität für diese Art der Problemstellung durchaus auf Basis von 2D Simulationen durchführen lassen. Sie bringen den wesentlichen Vorteil massiv reduzierter Rechenzeiten mit sich. Auch mit einer wesentlich geringeren Rechnerinfrastruktur findet man das Auslangen, zumal der Speicherbedarf für das 3D Wellenproblem die Speichergröße eines Workstation PCs bereits übersteigen kann. In Tabelle 4.8 sind der notwendige Speicherbedarf und die Rechenzeiten der 2D Simulation jenen der 3D Simulation gegenübergestellt.

Probleminformationen		
<i>Problem</i>	<i>Speicherbedarf in GB</i>	<i>Rechenzeit in s</i>
2D Modell	0,400	20
3D Modell	7,416	310692

Tabelle 4.8 Speicherbedarf und Rechenzeiten

4.2.5 Verkoppelte Schleifenantennen

Die bisherigen Untersuchungen haben sich im Wesentlichen mit der Standardkonformität und der Erfüllbarkeit einer Reichweitenforderung auf Basis eines gegebenen Transceivers auseinandergesetzt. Es soll nun gezeigt werden, wie mit Hilfe der bereits vorhandenen Antennenersatzschaltbilder auch die magnetische Verkopplung zweier Transceiverantennen auf Basis der Netzwerksimulationen in gewissen Grenzen ermöglicht werden kann.

Für die folgenden Untersuchungen wird vorerst vorausgesetzt, dass eine elektrische Kopplung zwischen den beiden Antennen im Verhältnis zur magnetischen Kopplung vernachlässigt werden kann und sich die Empfangsantenne im Nahfeld-Bereich der Sendeantenne befindet. Das System, bestehend aus den beiden Transceiverantennen, kann somit als lose verkoppelter Transformator nach Abb. 4.22 beschrieben werden.

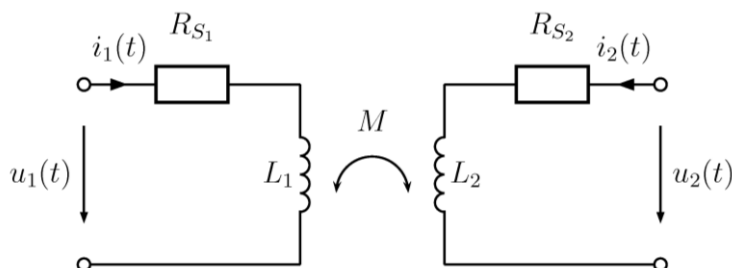


Abb. 4.22 Modell zur Beschreibung der magnetischen Verkopplung der Schleifenantennen

Wird davon ausgegangen, dass beide Antennen gleichartig nach dem prinzipiellen Design aus Abb. 4.4 aufgebaut sind, so ist lediglich noch der Gegeninduktivitätskoeffizient zu bestimmen, um die verkoppelten Antennen auf Netzwerkebene modellieren zu können. Für verkoppelte Spulen nach Abb. 4.22 gilt für die Spannungen u_1 bzw. u_2 im Zeitbereich:

$$u_1(t) = R_{S_1} i_1(t) + L_1 \frac{di_1(t)}{dt} + M_{12} \frac{di_2(t)}{dt}, \quad (4.69)$$

$$u_2(t) = M_{21} \frac{di_1(t)}{dt} + R_{S_2} i_2(t) + L_2 \frac{di_2(t)}{dt}, \quad (4.70)$$

bzw. für zeitharmonische Betrachtungen im Frequenzbereich:

$$\underline{U}_1 = (R_{S_1} + j\omega L_1) \underline{I}_1 + j\omega M_{12} \underline{I}_2, \quad (4.71)$$

$$\underline{U}_2 = j\omega M_{21} \underline{I}_1 + (R_{S_2} + j\omega L_2) \underline{I}_2. \quad (4.72)$$

Die Gleichungssysteme (4.71) und (4.72) entsprechen der Impedanzcharakteristik eines Zweitores und lassen sich in komplexer Matrixform anschreiben:

$$\begin{Bmatrix} \underline{U}_1 \\ \underline{U}_2 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{Z}_{11} & \underline{Z}_{12} \\ \underline{Z}_{21} & \underline{Z}_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \underline{I}_1 \\ \underline{I}_2 \end{Bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} R_{S_1} + j\omega L_1 & j\omega M_{12} \\ j\omega M_{21} & R_{S_2} + j\omega L_2 \end{bmatrix}}_{[\underline{Z}]} \begin{Bmatrix} \underline{I}_1 \\ \underline{I}_2 \end{Bmatrix}, \quad (4.73)$$

wobei $[\underline{Z}]$ der komplexen Impedanzmatrix der Zweitorschaltung entspricht. Aus den Torbedingungen des komplexen Zweitores ist es nun möglich die unbekanntenen Gegeninduktivitätskoeffizienten M_{12} bzw. M_{21} zu bestimmen. Da es sich bei der gegebenen Anordnung um ein lineares Problem handelt und die aus der Simulation bestimmten Ersatzschaltbildparameter für kleine Änderungen der Frequenz als frequenzunabhängig betrachtet werden können, kann das System als umkehrbar (reziprok) betrachtet werden. Für diesen Fall gilt [59]:

$$\underline{Z}_{12} = \underline{Z}_{21} \Rightarrow M_{12} = M_{21} = M. \quad (4.74)$$

Die Bestimmung von M erfolgt also beispielsweise durch Nullsetzen des Stromes \underline{I}_2 und gleichzeitiger Ermittlung der Spannung \underline{U}_2 . Aus der zweiten Gleichung des Gleichungssystems (4.73) folgt somit:

$$M = \left. \frac{\underline{U}_2}{j\omega \underline{I}_1} \right|_{\underline{I}_2=0}. \quad (4.75)$$

Das beschriebene Vorgehen entspricht der messtechnischen Ermittlung der Leerlaufspannung am Tor 2 der Zweiterschaltung aus Abb. 4.22. Aus der 2D Simulation lässt sich M dieser Methode folgend sehr einfach bestimmen, da hier der Strom I_1 direkt eingepreßt werden kann und somit nur noch U_2 (die induzierte Leerlaufspannung in der zweiten Antenne) nach Betrag und Phase zu bestimmen ist. Für M folgt beispielsweise für einen Abstand von 10 cm zwischen den Antennen:

$$\begin{aligned} \underline{M}(z = 10 \text{ cm}) &= \frac{U_2}{j\omega I_1} = -j \frac{9,168 \cdot 10^{-6} + j6,328 \cdot 10^{-2} \text{ V}}{2\pi \cdot 27,125 \cdot 10^6 \frac{1}{s} \cdot 113 \cdot 10^{-3} \text{ A}} = \\ &= 3,3 \cdot 10^{-9} - j4,8 \cdot 10^{-13} \text{ H}, \end{aligned} \quad (4.76)$$

wobei sich die Komplexwertigkeit der Gegeninduktivität aufgrund der Tatsache ergibt, dass die 2D Problemstellung als Wellenproblem berechnet wurde. Andererseits ist zu erkennen, dass der Imaginärteil von M im Verhältnis zu Realteil als vernachlässigbar betrachtet werden kann. Auf das beobachtete Verhalten wird später noch genauer eingegangen.

Mit der nach (4.76) ermittelten Gegeninduktivität ist es nun möglich auf Basis einer Netzwerksimulation das Gesamtsystem, bestehend aus dem Transceiverausgang, der Sendeantenne inklusive dem Anpassnetzwerk sowie der Empfangsantenne mit Anpassnetzwerk und dem Transceiver im Empfangsmodus zu simulieren. Die entsprechende Testschaltung ist in Abb. 4.23 dargestellt, wobei die Verkopplung der beiden Antennen über den Koppelfaktor k bewerkstelligt wird. Der Koppelfaktor berechnet sich nach [27] durch:

$$k(z) = \sqrt{\frac{M(z)^2}{L_{P1}L_{P2}}}. \quad (4.77)$$

Das Gesamtsystem nach Abb. 4.23 erlaubt es, Parameterstudien (beispielsweise unterschiedliche Sendeleistungen, Empfindlichkeit auf Toleranzen im Anpassnetzwerk usw.) auf Basis der einfachen Netzwerksimulationen durchzuführen, ohne auf finite Elemente-Modelle zurückgreifen zu müssen.

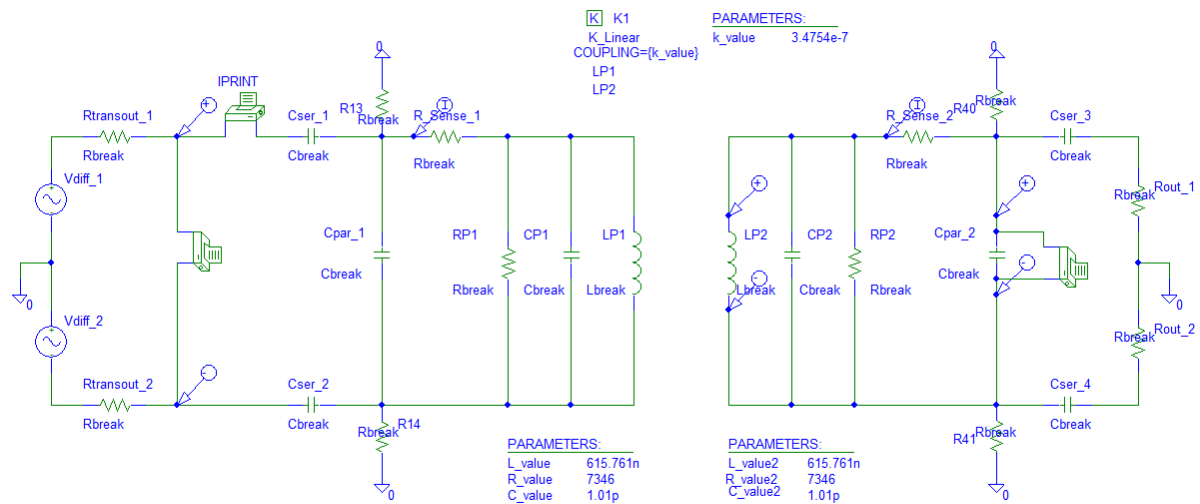


Abb. 4.23 Netzwerkmodell des gesamten Übertragungskanals

Wie bereits einleitend in diesem Kapitel erwähnt, ist die Beschreibung der verkoppelten Spulen über einen Gegeninduktivitätskoeffizienten bzw. in weiterer Folge über einen Koppelfaktor nur in gewissen Grenzen möglich. Die Ermittlung von M über (4.75) ist nur zulässig, wenn quasistationäre Voraussetzungen gegeben sind, das heißt, eine Änderung des magnetischen Flusses am Ort der Empfangsantenne unmittelbar mit der zeitlichen Änderung des Stromes I_I in der Sendeantenne einhergeht. Dies ist nur für jene Abstände r zwischen den Antennen gegeben, welche im reaktiven Nahfeld-Bereich zu liegen kommen. Nach [33] gilt für elektrisch kurze Schleifenantennen diese Forderung als erfüllt, wenn gilt:

$$k \cdot r \ll 1. \quad (4.78)$$

Für einen Abstand von $r = 10$ cm kann diese Bedingung als erfüllt betrachtet werden:

$$\frac{2\pi}{11,06 \text{ m}} \cdot 0,1 \text{ m} \cong 0,06 \ll 1. \quad (4.79)$$

Die Berechnung der Gegeninduktivität nach (4.75) liefert für den Abstand $r = 10$ cm eine in erster Näherung reellwertige Größe (der Imaginärteil ist um etwa vier Zehnerpotenzen kleiner als der Realteil). Dies weist auf einen quasistationären Betriebsfall hin. Bei der geforderten Reichweite von 3.5 m ergibt sich aus der 2D Simulation eine induzierte Leerlaufspannung von

$$\underline{U}_2 = 3,2803 \cdot 10^{-6} + j2,5632 \cdot 10^{-6} \text{ V}. \quad (4.80)$$

In Folge dessen würden der Real- und Imaginärteil für die nach (4.75) bestimmte Gegeninduktivität in der gleichen Größenordnung zu liegen kommen. Dies ist nicht verwunderlich, da bereits die einleitenden theoretischen Untersuchungen zur Standardkonformität gezeigt haben, dass die geforderte Reichweite keinesfalls mehr dem reinen reaktiven Nahfeld-Bereich zuzuordnen ist. Da jedoch in PSpice nur reellwertige Koppelfaktoren definiert sind, bildet das Ersatznetzwerk nach Abb. 4.23 die physikalischen Beziehungen nicht mehr korrekt ab. Soll die Phaseninformation mit berücksichtigt werden, so kann dies durch Streuparameter erfolgen, wobei der gesamte Übertragungskanal in Form einer Streumatrix zu charakterisieren ist. Ist man andererseits – so wie in der vorliegenden Aufgabenstellung – nur an der Abschätzung der maximal induzierten Spannung in einer gewissen Distanz interessiert, so kann das Ersatznetzwerk nach Abb. 4.23 auch für nicht rein reaktive Fälle herangezogen werden. Dabei ist zur Bestimmung des Koppelfaktors der Betrag der nach (4.75) berechneten Gegeninduktivität in (4.77) einzusetzen. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die betragsmäßige Betrachtung nur für die jeweilige Arbeitsfrequenz gilt. Da es sich hier jedoch um eine schmalbandige Anwendung handelt, stellt dies keine maßgebliche Einschränkung dar.

4.3 Zusammenfassung

Zusammenfassend lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

- Wie exemplarisch an den Untersuchungen der vorliegenden Applikation gezeigt, lässt alleine die jeweilige Arbeitsfrequenz noch keine Aussage über notwendige physikalische Betrachtungen zu. So kann sich mitunter die Notwendigkeit ergeben, dass auch HF-Anwendungen, welche im Regelfall auf induktiver Verkopplung der Antennensysteme im reaktiven Nahfeld basieren, als Wellenprobleme behandelt werden müssen. In Folge dessen verlieren die Beschreibungen in Form von konzentrierten Ersatzschaltbildparametern, speziell die zur Beschreibung der Verkopplung herangezogene Gegeninduktivität bzw. der Koppelfaktor, wie gezeigt wurde ihre allgemeine Gültigkeit.
- Alle bisherigen Untersuchungen wurden unter der Annahme der Absenz von leitfähigen, permittiven und permeablen Materialien getroffen und sind in Folge dessen mit den realen Problemstellungen nur bedingt vergleichbar, da hier stets mit parasitären Einflüssen zu rechnen ist. In [45] bzw. [60] wurde beispielsweise gezeigt, wie sich leitfähige und permeable Materialien auf das magnetische Verhalten von

Schleifenantennen auswirken können. Die Berücksichtigung dieses Verhaltens in den vorliegenden Ersatzschaltbildern ist zum Teil noch nicht untersucht bzw. aus heutiger Sicht schwer vorstellbar, da komplexe Applikationen wie beispielsweise NFC-Anwendungen in Smart-Phones eine Vielzahl an physikalischen Interaktionen mit sich bringen. Um letztendlich eine ideale Anpassung zwischen der Antennenstruktur und dem Transponder-IC zu ermöglichen, ist es aus heutiger Sicht unumgänglich, numerische Feldsimulationen auszuführen, welche aufgrund der zu Grunde liegenden Methodik in der Lage sind die Umwelteinflüsse korrekt abzubilden. Die finite Elemente-Methode stellt hierbei ein sehr mächtiges Werkzeug dar.

5 Anwendung der finiten Elemente-Methode auf Fernfeldanwendungen

Im folgenden Kapitel sollen Antennensysteme untersucht werden, deren Einsatzgebiet sich nicht ausschließlich auf jenes Feldgebiet beschränkt, welches in erster Näherung über quasistationäre Approximationen beschrieben werden kann. Die Antennenformen, welche bei solchen Anwendungen zum Einsatz kommen, sind in der Regel nicht mehr als elektrisch kurz zu betrachten. Dies bedeutet beispielsweise, dass die Stromdichteverteilung entlang des Umfangs einer Schleifenantenne als nicht mehr konstant betrachtet werden kann. Da in der vorliegenden Arbeit der Fokus auf Anwendungen im Bereich der RFID beschränkt ist und hier häufig dipolähnliche Antennenstrukturen auf Seite der RFID Tags zum Einsatz kommen [11], [14], widmet sich das folgende Kapitel im Wesentlichen der Anpassung von Dipolstrukturen an den UHF-RFID Transponder-IC.

5.1 Verhaltensbeschreibung von Tag-Antennen durch äquivalente elektrische Ersatznetzwerke

Wie bereits im vorhergehenden Kapitel ausgeführt, stellt speziell bei passiven Anwendungen die Anpassung des Antennenkreises an den Transponder-IC ein wesentliches Qualitätskriterium für die erzielbaren Reichweiten dar. Gleiches gilt auch bei Fernfeldanwendungen [61]. Der wesentliche Unterschied bei der Synthese der Antennenstrukturen für Fernfeldanwendungen zur Struktursynthese bei Nahfeldanwendungen liegt in der Methode der Anpassung. Um HF-Systeme in Resonanz betreiben zu können, bedarf es aufgrund der induktiven Natur der Schleifenantennen in der Regel externer Resonanzkapazitäten und somit, wie in Abschnitt 4.2.3 vorgestellt, einer zusätzlichen externen Beschaltung. Bei UHF-Antennenstrukturen wird versucht, durch konstruktive Maßnahmen im Antennendesign auf zusätzliche externe Beschaltung zu verzichten. Ausgehend von der durch den IC-Hersteller gegebenen Chip-Impedanz obliegt es somit dem Antennendesigner, die geforderte konjugiert komplexe Anpassung zwischen der Antennenstruktur und dem Transponder-IC zu erzielen. Somit ist es naheliegend, wie bereits bei den HF-Applikationen vorgestellt, auch bei den UHF-Applikationen die Antennenstrukturen durch äquivalente elektrische Ersatzschaltungen zu beschreiben.

5.2 Dipolantennen für Fernfeldanwendungen

Wie bereits erwähnt, stellt die erzielbare Lesereichweite ein wesentliches Designkriterium dar [62]. Diese kann beispielsweise dadurch erhöht werden, in dem die Direktivität D oder Richtwirkung der Antenne definiert durch

$$D_{max} = \frac{U_{max}}{U_0} = \frac{U_{max}}{\frac{P_{rad}}{4\pi}} = 4\pi \frac{U_{max}}{P_{rad}} \quad (5.1)$$

gezielt durch konstruktive Maßnahmen erhöht wird [28]. U_{max} beschreibt hierbei die maximale Strahlungsintensität in W/sr in der zugehörigen Richtung im Raum, welche durch die Antennenstruktur erzeugt werden kann. U_0 beschreibt jene Strahlungsintensität welche gemittelt im gesamten Raum von der Antennenstruktur bei einer gegebenen Strahlungsleistung P_{rad} hervorgerufen werden kann. Geht man von einer stationären Anordnung der Sendeantenne zur Empfangsantenne aus, so erweist sich dieser Ansatz als sinnvoll und anstrebenswert, da die Antennen in deren Hauptabstrahlrichtungen aufeinander ausgerichtet werden können, wie dies beispielsweise bei Richtfunkssystemen ausgeführt wird. Bei Anwendungen aus dem Bereich der RFID kann jedoch nicht von einer stationären Anordnung zwischen der Antenne des Interrogators und der Tag-Antenne ausgegangen werden. Es ist vielmehr davon auszugehen, dass sich die Ausrichtung der Antennen zueinander dynamisch ändern kann, wie beispielsweise in [63] gezeigt. Aufgrund dieser Tatsache erweist es sich als nachteilig, speziell auf Seite des Transponder-Tags, Antennen mit hoher Richtwirkung einzusetzen. Vielmehr ist es wünschenswert, Tag-Antennen mit möglichst kugelförmiger Richtwirkung einzusetzen. Dipolantennen kommen dieser Richtwirkung sehr nahe [28] und werden deshalb häufig bei Tag-Antennen eingesetzt.

Die relativ simple Geometrie der Dipolantennen erlaubt des Weiteren kostengünstige Herstellungsverfahren wie beispielsweise in gedruckter Form [64]. Diese Tatsache eröffnet einen breiten Markt bis hin zum sogenannten Item-Level-Tagging [65] bzw. Ubiquitous Computing [3].

5.2.1 Berechnung der Antennenimpedanz von Dipolantennen

Ein weiterer Grund für den häufigen Einsatz von Dipolstrukturen im Bereich der Tag-Antennen findet sich in der Tatsache begründet, dass speziell Dipolstrukturen mit einer Gesamtlänge im Bereich von einer halben Wellenlänge der gegebenen Arbeitsfrequenz einen Strahlungswiderstand besitzen, welcher in der Größenordnung des Realteils der komplexen

Chip-Impedanzen zu liegen kommt. Es kann gezeigt werden, dass durch die Variation der Länge im Verhältnis zur Wellenlänge bei der Arbeitsfrequenz der Strahlungswiderstand in bestimmten Grenzen eingestellt werden kann [28]. Für sehr dünne Halbwellendipole (der Durchmesser der Antenne ist sehr viel kleiner als dessen Länge) ergibt sich die komplexe Antennenimpedanz nach [28] zu

$$\underline{Z}_{\lambda/2} = 73 + j42,5 \Omega. \quad (5.2)$$

Somit ist es möglich, durch gezielte Änderung der Geometrie der Dipolantenne die Realteile der komplexen IC-Impedanz und der komplexen Antennenimpedanz aufeinander abzustimmen.

Hinsichtlich der konjugierten Anpassung des Imaginärteils der Antennenstruktur an jenen des Transponder-ICs ist es notwendig, sich intensiver mit der Eingangsstruktur des Transponder-ICs auseinanderzusetzen. Wie bei den passiven HF-Systemen beziehen auch die passiven UHF-Systeme die zur Ausführung der jeweiligen Operation notwendige Energie aus der vom Interrogator zur Verfügung gestellten Feldenergie. Im Gegensatz zu den HF-Systemen wird bei den UHF-Systemen im Regelfall die sich ausbreitende Feldkomponente zur Versorgung des RFID Transponder-ICs genutzt. Geht man beispielsweise von der für Europa maximal zulässigen Sendeleistung von $0,5 W_{\text{EIRP}}$ (bezogen auf den isotropen Kugelstrahler) der Abfrageeinheit aus, so kann mit einem typischen Antennendesign und der minimal notwendigen Leistung am Transponder-IC über die Friis Gleichung [15] die maximal erzielbare Lesereichweite nach

$$r_{\max} = \left(\frac{\lambda}{4\pi} \right) \sqrt{\frac{G_{TX} P_{TX} G_{RX}}{P_{\text{Chip}_{\min}}}} \quad (5.3)$$

bestimmt werden. Das Produkt aus dem Antennengewinn der Sendeantenne G_{TX} und der Sendeleistung P_{TX} entspricht hierbei wieder der maximal zulässigen Sendeleistung in W_{EIRP} . G_{RX} beschreibt den Antennengewinn der Tag-Antenne und $P_{\text{Chip}_{\min}}$ jene minimal notwendige Leistung am Transponder-IC, welche zur Verfügung gestellt werden muss, um eine ordnungsgemäße Funktionalität des Transponders zu gewährleisten. Die Definition des Antennengewinns nach [28]

$$G(\theta, \phi) = e_{cd} D(\theta, \phi) \text{ bzw. } G_{\max} = e_{cd} D_{\max} \quad (5.4)$$

steht in sehr engem Zusammenhang mit der Richtwirkung der Antenne bzw. entspricht der um die Strahlungseffizienz e_{cd} der Antenne verringerten Richtwirkung, wobei die

Strahlungseffizienz dem Verhältnis aus tatsächlich abgestrahlter Leistung zur Eingangsleistung entspricht. Mit der für Europa entsprechenden Trägerfrequenz von $f_T = 868$ MHz ergibt sich somit aus (5.3) die maximale Lesereichweite für einen typischen Transponder-IC [66] zu $r_{max} = 6,514$ m. Mit der ermittelten Reichweite kann nun die Strahlungsintensität W_i am Ort der Transponderantenne nach

$$W_i = \frac{P_{TX} G_{TX}}{4\pi r_{max}^2} = \frac{0,5 W_{EIRP}}{4\pi 6,514^2 m^2} \cong 9,376 \cdot 10^4 \frac{W}{m^2} \quad (5.5)$$

bestimmt werden. Mit der nach (5.5) ermittelten Strahlungsintensität kann in einer ersten Näherung unter der Annahme einer ebenen Welle die elektrische Feldstärke nach [28]

$$|\hat{\mathbf{E}}_i| = \sqrt{W_i 2\eta} \quad (5.6)$$

und in weiterer Folge die an den Klemmen der Antenne verursachte Antennenspannung V_{oc} für den Leerlauf

$$V_{oc} = \mathbf{E}_i \cdot \mathbf{l}_{eff} \quad (5.7)$$

am Ort der Transponderantenne berechnet werden wobei \mathbf{l}_{eff} der vektoriellen effektiven Antennenlänge entspricht. Unter der Annahme eines Halbwellendipols als Transponderantenne ergibt sich nach [67] der Scheitelwert der Antennenspannung für optimale Ausrichtung der Antennen im Idealfall zu

$$\hat{V}_{oc \frac{\lambda}{2}} = \hat{\mathbf{E}}_i \cdot \mathbf{l}_{eff} \approx |\hat{\mathbf{E}}_i| \frac{\lambda}{\pi} \cong 0,0925 V. \quad (5.8)$$

Andererseits sind für den Betrieb des Transponder-ICs Spannung von typischerweise zwei Volt notwendig [66], welche im Regelfall durch Spannungsvervielfacher [68], [69] erzeugt werden. Diese Schaltungen zeichnen sich durch relative große resultierende Eingangskapazitäten aus wodurch in weiterer Folge die Transponder-ICs durch ein stark kapazitives Verhalten charakterisiert sind. Für den in der obigen Abschätzung der Antennenspannung herangezogenen Transponder-IC ergibt sich die IC-Impedanz zu

$$\underline{Z}_{Chip} = 25 - j237 \Omega. \quad (5.9)$$

Der Vergleich zur Antennenimpedanz des Halbwellendipols nach (5.2) zeigt, dass ein direkter Anschluss des Transponder-ICs an den Halbwellendipol nicht zum konjugiert komplexen Anpassungsfall führen wird. Um dennoch den konjugiert komplexen Anpassungsfall zu ermöglichen, werden im Folgenden zwei Methoden vorgestellt, welche es erlauben, durch

konstruktive Maßnahmen im Antennendesign und ohne zusätzlicher Beschaltung den Anpassungsfall zu gewährleisten. Die im Folgenden vorgestellten Methoden stellen lediglich einen Auszug der möglichen Prinzipien zur Antennenanpassung dar, werden jedoch aufgrund ihrer Einfachheit relativ häufig bei kommerziellen UHF-RFID Tags angewandt [13]. Eine Zusammenfassung der am Häufigsten angewandten Anpassungsmethoden ist beispielsweise in [11] zu finden.

Es sei bereits an dieser Stelle erwähnt, dass die Eingangsimpedanz des Transponder-ICs keinesfalls als konstant anzusehen ist. Das dynamische Verhalten an den Klemmen lässt sich auf die Leistungsaufnahme des ICs bei der jeweiligen Operation sowie auf die Spannungsregelung im analogen Front-End des Transponder-ICs zurückführen [70]. Da die Antennenimpedanz bei einer gegebenen Arbeitsfrequenz jedoch in weiten Grenzen als konstant zu betrachten ist (gilt jedoch nur unter der Annahme konstanter Materialparameter in der Umgebung der Antennenstruktur), erfolgt die Antennenanpassung anhand der nominellen IC-Impedanz aus dem Datenblatt des jeweiligen ICs.

5.2.1.1 Antennenanpassung mittels induktiver Ankopplung

Bei der induktiven Ankopplung des Transponder-ICs wird die impedanztransformierende Wirkung induktiv verkoppelter Schleifen ausgenutzt, um die kapazitive IC-Impedanz an jene der Antennenstruktur anzupassen bzw. umgekehrt. Ein Antennendesign, welches nach diesem Prinzip arbeitet und für eine Arbeitsfrequenz von $f_T = 915$ MHz ausgelegt ist, ist in Abb. 5.1 dargestellt.

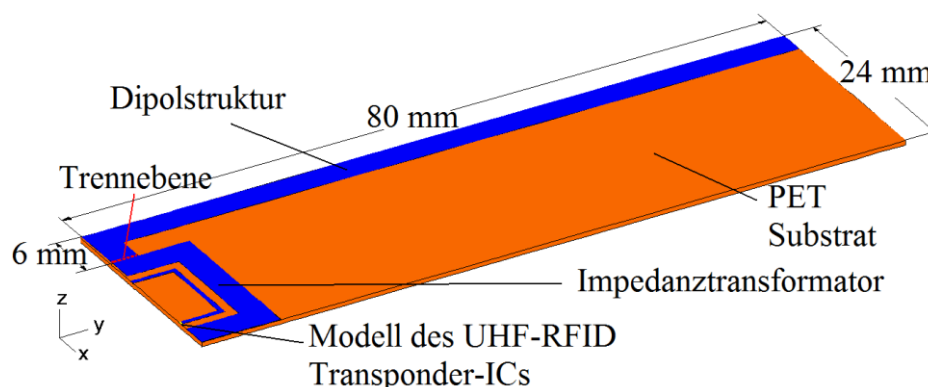


Abb. 5.1 UHF-RFID Tag nach dem Prinzip einer induktiven Ankopplung des Transponder-ICs (halbes Modell)

Im einfachsten Fall und unter Vernachlässigung parasitärer ohmscher und kapazitiver Effekte kann das Schleifensystem durch ein Ersatzschaltbild nach Abb. 5.2 beschrieben werden.

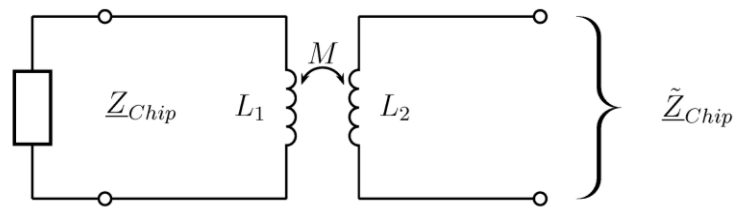


Abb. 5.2 Vereinfachtes Ersatzschaltbild des verkoppelten Schleifensystems

Die Beschreibung durch konzentrierte Ersatzschaltbildelemente ist jedoch, wie bereits in Kapitel 4 ausgeführt, nur zulässig, solange die Schleifen des Impedanztransformators als elektrisch kurz betrachtet werden können. Nach [71] wird der Imaginärteil der mittels induktiver Ankopplung angepassten Antennenstruktur im Wesentlichen durch den Imaginärteil jener Schleife bestimmt, an welcher letztendlich der Transponder-IC angeschlossen wird. In Abb. 5.1 ist dies die innere der beiden Schleifen. Somit kann in erster Näherung davon ausgegangen werden, dass die Induktivität der inneren Schleife den Imaginärteil der IC-Impedanz kompensieren soll. Geht man nun von typischen Werten des Imaginärteils aus [72], so ergibt sich die Selbstinduktivität der inneren Kompensationsschleife L_1 zu:

$$L_1 = \frac{\text{Imag}\{Z_{IC}\}}{2\pi f_T} = \frac{195 \Omega}{2\pi 915 \text{ MHz}} \cong 33,9 \text{ nH}. \quad (5.10)$$

Um nun eine Abschätzung der Schleifenabmessungen anstellen zu können, wird (4.29) herangezogen und zunächst von einer quadratischen Schleife mit der Seitenlänge a und der Leiterbahnbreite $w = 1 \text{ mm}$ ausgegangen. Mit (5.10) berechnet sich die Seitenlänge der Kompensationsschleife nach (4.29) zu $a = 9,5 \text{ mm}$. Im Vergleich zur Wellenlänge bei der Trägerfrequenz zeigt sich, dass der Umfang der Kompensationsschleife etwa um den Faktor 0,12 kleiner ist und somit von elektrisch kurzen Verhältnissen ausgegangen werden kann und die Beschreibung des impedanztransformierenden Schleifensystems über konzentrierte Ersatzschaltbildparameter zulässig ist. Wie bereits in Abschnitt 4.2.2 gezeigt, ist es somit möglich, die Ermittlung der Ersatzschaltbildparameter des magnetisch verkoppelten Schleifensystems über eine quasistationäre Näherung auszuführen. Im Gegensatz zu der Verkopplung der Schleifenantennen bei HF-Systemen, wo eine elektrische Verkopplung aufgrund des ausgeprägt induktiven Verhaltens der Antennenanordnung vernachlässigt wurde, soll hier aufgrund der geringen geometrischen Abstände zwischen den Schleifen des Impedanztransformators eine elektrische Verkopplung nicht ausgeschlossen werden. In [57]

wird vorgeschlagen, das kapazitive Verhalten der Schleifenantennen über ein Π -Ersatzschaltbild nach Abb. 5.3 zu beschreiben.

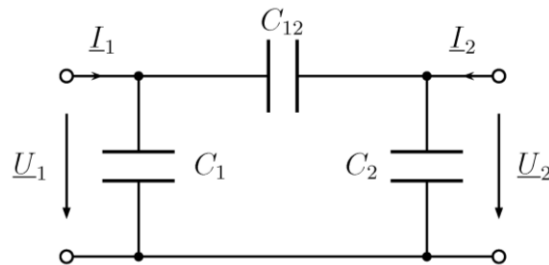


Abb. 5.3 Kapazitives Ersatzschaltbild der verkoppelten Schleifen nach [57]

Die Elemente der Ersatzschaltung aus Abb. 5.3 können hierbei durch Anwendung der Approximation für quasistationäre elektrische Felder nach Abschnitt 2.2 bestimmt werden. Die Vorgehensweise ist ähnlich wie jene zur Bestimmung der Ersatzschaltbildparameter nach (4.73) welche das ohmsch-induktive Verhalten verkoppelter Schleifen beschreibt. Für das kapazitive Ersatznetzwerk nach Abb. 5.3 bietet sich die Beschreibung über die Admittanzcharakteristik nach

$$\begin{Bmatrix} \underline{I}_1 \\ \underline{I}_2 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{Y}_{11} & \underline{Y}_{12} \\ \underline{Y}_{21} & \underline{Y}_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \underline{U}_1 \\ \underline{U}_2 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} j\omega C_{11} & -j\omega C_{12} \\ -j\omega C_{21} & j\omega C_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \underline{U}_1 \\ \underline{U}_2 \end{Bmatrix} \quad (5.11)$$

an, wobei wie auch schon bei der Impedanzcharakteristik zur Beschreibung der magnetischen Kopplung wieder von einem reziproken System ausgegangen werden kann und somit

$$\underline{Y}_{12} = \underline{Y}_{21} \Rightarrow C_{12} = C_{21} \quad (5.12)$$

gilt. Die einzelnen konzentrierten Ersatzschaltbildelemente für das Ersatznetzwerk aus Abb. 5.3 können wiederum aus den Klemmenbedingungen ermittelt werden:

$$\underline{Y}_{11} = \left. \frac{\underline{I}_1}{\underline{U}_1} \right|_{\underline{U}_2=0} \Rightarrow C_{11} = \left. \frac{\underline{I}_1}{j\omega \underline{U}_1} \right|_{\underline{U}_2=0} = C_1 + C_{12}, \quad (5.13)$$

$$\underline{Y}_{12} = \left. \frac{\underline{I}_1}{\underline{U}_2} \right|_{\underline{U}_1=0} \Rightarrow C_{12} = \left. \frac{\underline{I}_1}{-j\omega \underline{U}_2} \right|_{\underline{U}_1=0}, \quad (5.14)$$

$$\underline{Y}_{22} = \left. \frac{\underline{I}_2}{\underline{U}_2} \right|_{\underline{U}_1=0} \Rightarrow C_{22} = \left. \frac{\underline{I}_2}{j\omega \underline{U}_2} \right|_{\underline{U}_1=0} = C_2 + C_{12}. \quad (5.15)$$

Die beschriebene Vorgehensweise entspricht der messtechnischen Ermittlung der Kurzschlussströme an den jeweiligen Klemmen bei entsprechender Spannungsanregung. Nachdem bei der Approximation quasistationärer elektrischer Felder im gesamten

Problemgebiet eine komplexe Leitfähigkeit vorhanden ist, muss im Post-Processing darauf geachtet werden, dass für die Bestimmung der parasitären Kapazitäten die Strom-Spannungs-Beziehungen bei den entsprechenden Phasenlagen ausgewertet werden.

Das Gesamtersatzschaltbild, welches sowohl das ohmsch-induktive Verhalten des Impedanztransformators als auch dessen parasitäres kapazitives Verhalten beschreibt, ist in Abb. 5.4 dargestellt.

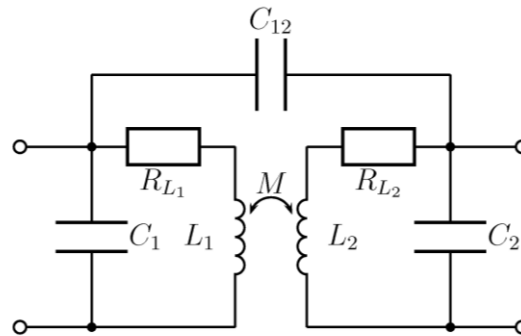


Abb. 5.4 Gesamtersatzschaltbild des Impedanztransformators

Grundsätzlich sei an dieser Stelle erwähnt, dass das ermittelte Ersatzschaltbild wiederum nur bei der jeweiligen Trägerfrequenz die Verhältnisse korrekt abbildet, da davon auszugehen ist, dass die Leitungsbeläge eine Funktion der Frequenz sind. Andererseits sind die Anwendungen im UHF-Bereich, ähnlich zu jenen im HF-Bereich, wiederum als schmalbandig zu betrachten, wodurch die Frequenzabhängigkeit der Leitungsbeläge in erster Näherung als vernachlässigbar betrachtet werden kann.

Mit dem vorliegenden Ersatznetzwerk des Impedanztransformators ist es zwar nun möglich, die letztlich am abstrahlenden Teil der Dipolstruktur wirkende IC-Impedanz zu bestimmen, andererseits ist es wünschenswert, auch für die abstrahlende Dipolstruktur ein Ersatznetzwerk auf Basis konzentrierter Netzwerkelemente zu finden. Dies erlaubt parametrische Untersuchungen, wie beispielsweise den Einfluss des Koppelfaktors auf das Gesamtsystem, Anhand von simplen Netzwerksimulationen.

Aufgrund des schmalbandigen Charakters von UHF-RFID Anwendungen wird häufig die Antennenimpedanz lediglich durch ein Serienersatzschaltbild beschrieben, welches sich aus dem Strahlungswiderstand und einer Serieninduktivität zusammensetzt [73]. Andererseits ergibt sich durch die weltweit nicht einheitlich geregelte Trägerfrequenz für UHF-RFID Anwendungen ein Frequenzbereich von etwa 100 MHz in welchem der RFID Tag operieren können sollte. Um zumindest in diesem Frequenzbereich die Frequenzabhängigkeit der resultierenden Antennenimpedanz genauer beschreiben zu können ist es notwendig, auf

komplexere Antennenersatzschaltbilder zurück zu greifen. In [74] wird ein Ersatzschaltbild vorgeschlagen, welches sich nach Abb. 5.5 im Wesentlichen aus der Serienschaltung eines Serienresonanzkreises und eines Parallelresonanzkreises zusammensetzt.

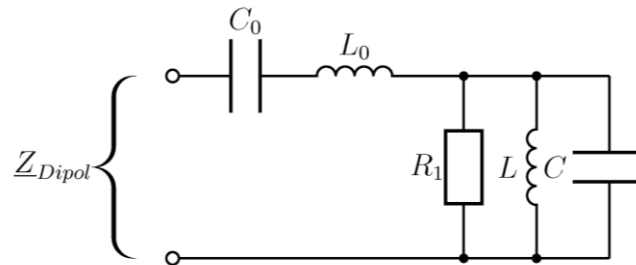


Abb. 5.5 Ersatzschaltbild der Dipolantenne nach [74]

Das Ersatzschaltbild nach Abb. 5.5 ist zumindest in der Lage, die erste Serien- sowie auch Parallelresonanz der Dipolstruktur abzubilden. Zur Modellierung eines breitbandigeren Verhaltens ist lediglich eine Kaskadierung der Resonanzkreise erforderlich [74]. Für die Modellierung des Frequenzverhaltens der Dipolstruktur im Frequenzbereich von etwa 850 bis 950 MHz wird jedoch das Ersatzschaltbild nach Abb. 5.5 herangezogen. Ein wesentlicher Vorteil dieses Ersatzschaltbildes ergibt sich aus der Tatsache, dass mit dem Wissen der ersten beiden Resonanzfrequenzen f_{s1} und f_{p1} , sowie des Parallelwiderstandes R_1 bei f_{p1} die Netzwerkelemente der Ersatzschaltung analytisch bestimmt werden können [75].

D.h. für Untersuchungen hinsichtlich des Einflusses des Koppelfaktors auf das Impedanzverhalten der Gesamtantenne bestehend aus der Dipolstruktur und den Schleifen des Impedanztransformators auf Basis der Netzwerkbeschreibung ist lediglich eine einmalige Berechnung der abstrahlenden Dipolstruktur mit der in Kapitel 3 beschriebenen Methode notwendig. Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben ist es bei der numerischen Analyse von Wellenproblemen notwendig, das Problemgebiet durch Randbedingungen zu begrenzen, welche die Sommerfeld'sche Ausstrahlungsbedingung näherungsweise erfüllen. Im verwendeten Softwarepaket stehen, wie bereits erwähnt, sowohl ABCs 1. Ordnung als auch PMLs zur Verfügung. Bei der Analyse der Dipolstruktur im Frequenzbereich wäre es bei Anwendung der ABCs 1. Ordnung notwendig, das Problemgebiet entsprechend der Arbeitsfrequenz so anzupassen, dass stets ein Abstand zwischen der Antennenstruktur und der ABC von etwa einer Wellenlänge gegeben ist. Bei Anwendung von PMLs ergibt sich diese Notwendigkeit jedoch nicht, da hier das reflektierende bzw. absorbierende Verhalten der PMLs durch die PML-Konstante e bestimmt wird [47], [48], welche nach

$$\frac{-\ln \rho}{\left(\frac{1}{r_{max}} + \beta\right) 2nh} \leq e \leq \frac{-\ln d}{\left(\frac{1}{r_{min}} + \beta\right) 2h} \quad (5.16)$$

aufgrund der Frequenzabhängigkeit der Phasenkonstante β eine Funktion der Arbeitsfrequenz darstellt. In (5.16) entspricht ρ dem Reflexionskoeffizienten einer elektromagnetischen Welle, welche auf die PML Schichten auftrifft, d der Dämpfung der elektromagnetischen Wellen in der PML Schicht, n der Anzahl der PML Schichten und h der Dicke der einzelnen PML Schichten. Somit ist bei der Frequenzanalyse der Antennenimpedanz der Dipolstruktur unter Verwendung von PMLs lediglich die PML-Konstante der jeweiligen Arbeitsfrequenz anzupassen. Andererseits beeinflusst der Wert der PML-Konstante wie in [48] gezeigt das Konvergenzverhalten iterativer Lösungsmethoden. Wird jedoch, wie im vorliegenden Fall, auf eine direkte Lösungsmethode zurückgegriffen, so stellt dies keinen Nachteil dar. Aus diesem Grund wurde das Problemgebiet für die Analyse der Antennenimpedanz wie in Abb. 5.6 dargestellt durch PML begrenzt. Zur Reduktion des Rechenaufwandes lässt sich die Symmetrie des Antennendesigns ausnutzen.

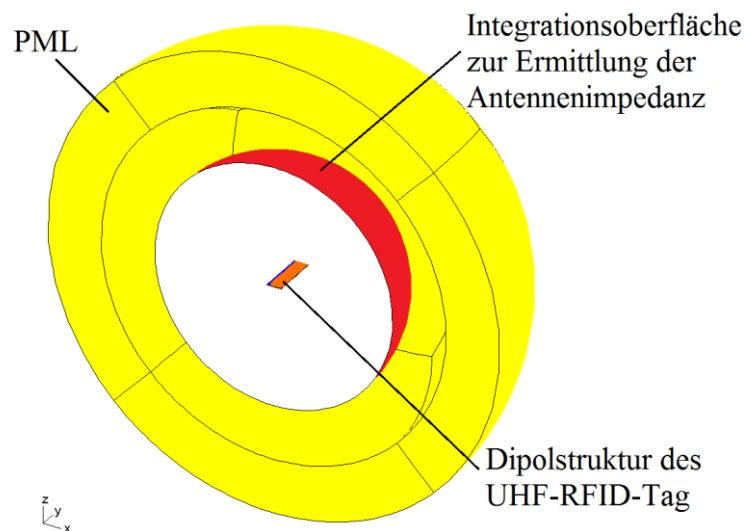


Abb. 5.6 Problemgebiet für die finite Elemente-Simulation

Die Anregung der Antennenstruktur erfolgt, wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, durch Einprägen einer elektrischen Feldstärke im Feed-Gap der Antenne über die Vorgabe konstanter Vektorpotenzialwerte (in lediglich einer Koordinatenrichtung) entlang den Kanten der finiten Elemente im Feed-Gap. Wie bereits in Abschnitt 2.1.2.1 erwähnt, wird durch diese Art der Anregung der symmetrische Betriebsfall verursacht, welcher auch der eigentlichen Applikation entspricht. Die Auswertung der Antennenimpedanz der Dipolstruktur aus der numerischen Feldberechnung erfolgt wieder nach (4.68) über die Berechnung der mittleren

Verlustleistung, der mittleren elektrischen und magnetischen Energie sowie der Integration des komplexen Poynting'schen Vektors über die in Abb. 5.6 eingezeichnete Integrationsfläche und ist in Abb. 5.7 als Funktion der Frequenz dargestellt.

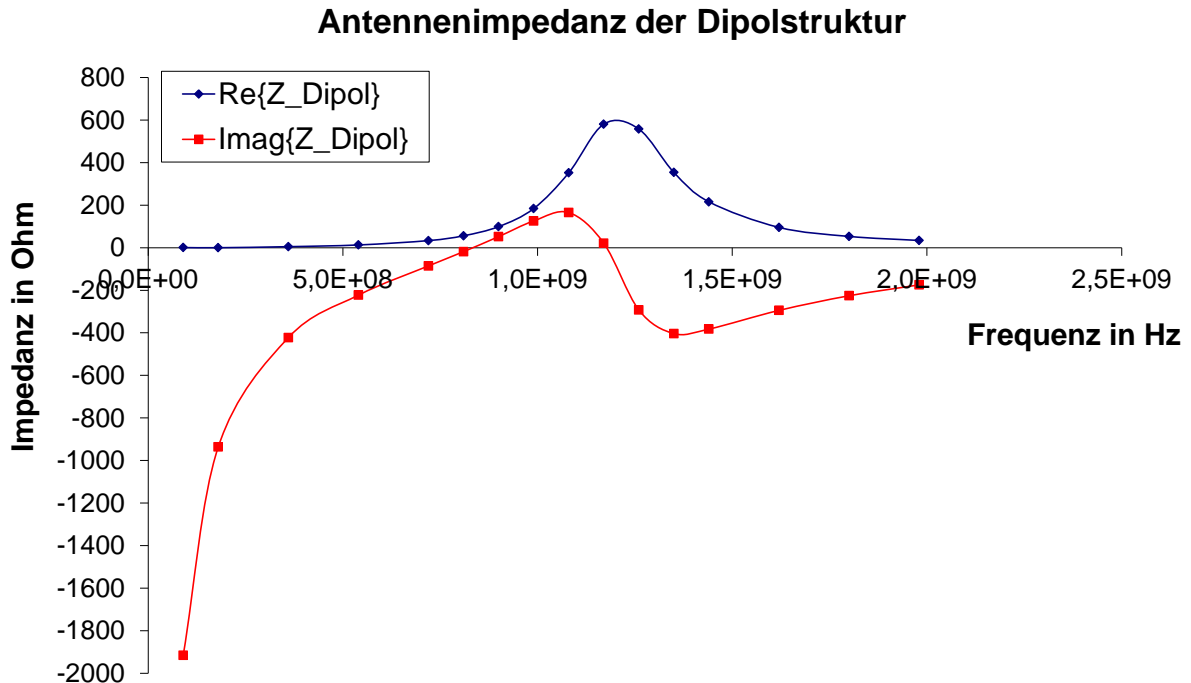


Abb. 5.7 Eingangsimpedanz der Dipolstruktur aus der Berechnung des Wellenproblems

In Abb. 5.8 ist der für die Antennenanpassung wesentliche Bereich im Detail dargestellt. Zusätzlich zu der aus der numerischen Feldberechnung resultierenden Antennenimpedanz ist auch die über die Ersatzschaltung ermittelte Antennenimpedanz dargestellt. Die Werte der Ersatzschaltbildparameter nach dem beschriebenen Verfahren sind in Tabelle 5.1. zusammengefasst.

Ersatzschaltbildparameter der Dipolstruktur		
<i>Parameter</i>	<i>Methode</i>	<i>Wert</i>
R_l	aus FEM	581 Ω
f_{sl}	aus FEM	832 MHz
f_{pl}	aus FEM	1,18 GHz
C_0	Analytisch	550 fF
L_0	Analytisch	31,456 nH
L	Analytisch	21,477 nH
C	Analytisch	805,56 fF

Tabelle 5.1 Ersatzschaltbildparameter der Dipolstruktur nach Abb. 5.5

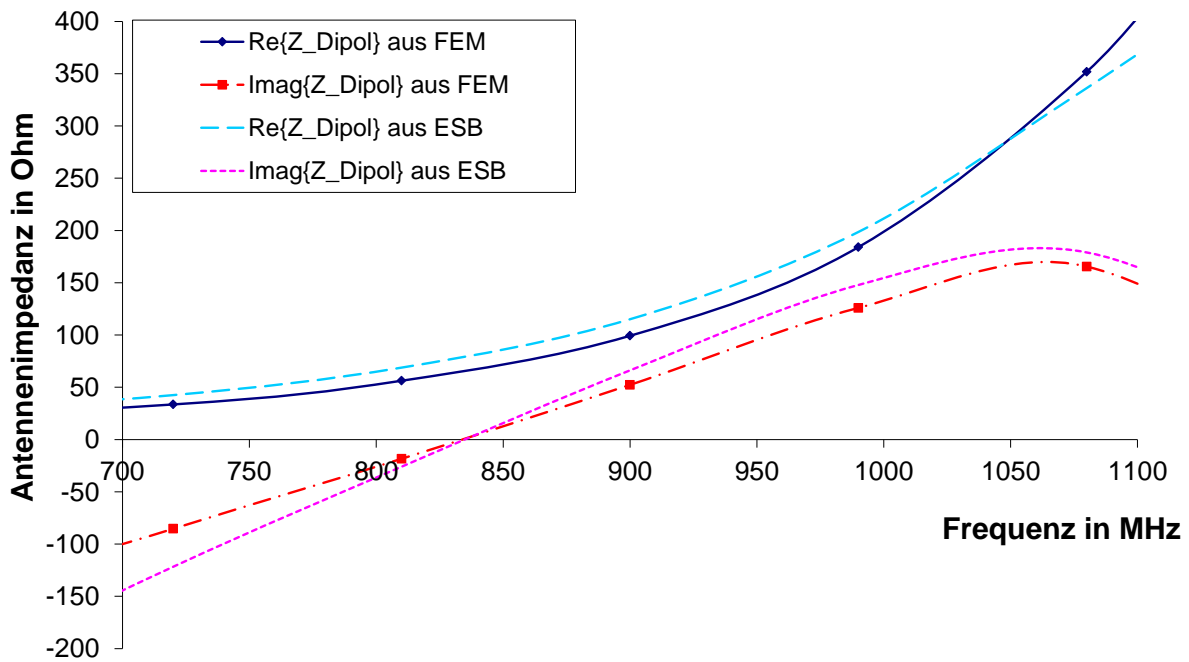


Abb. 5.8 Eingangsimpedanz im UHF-RFID Frequenzbereich

Im relevanten UHF-RFID Frequenzbereich zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse.

Werden nun die Ersatzschaltungen der Dipolstruktur und des Impedanztransformators nach Abb. 5.9 kombiniert, so kann die transformierte Antennenimpedanz der Dipolstruktur als Funktion der Frequenz auf Basis einer einfachen Netzwerksimulation dargestellt werden.

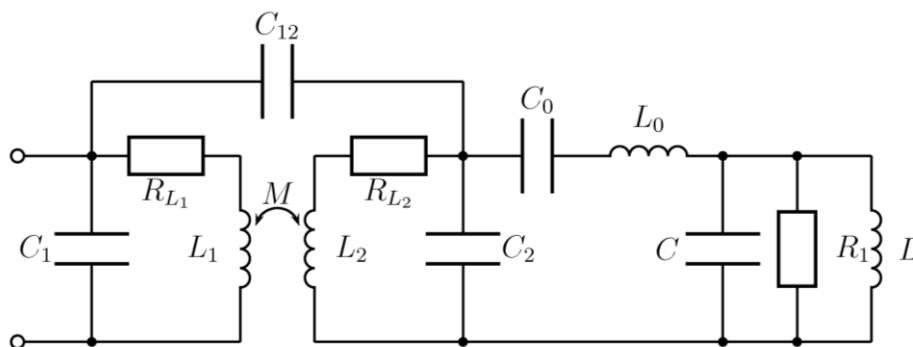


Abb. 5.9 Gesamtersatzschaltbild der UHF-RFID Tag-Antenne

Die initiale Schleifengeometrie nach Abb. 5.10 liefert mit den Geometrieparametern $a = 10$ mm, $b = 18$ mm, $d = 1$ mm, $w_1 = 0,5$ mm und $w_2 = 3$ mm die in Tabelle 5.2 zusammengefassten Ersatzschaltbildparameter für den Impedanztransformator. Die Dicke der Leiterbahn beträgt hierbei $35 \mu\text{m}$.

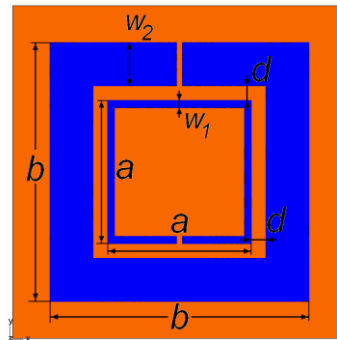


Abb. 5.10 Geometrieparameter der Schleifenstruktur des Impedanztransformators

Ersatzschaltbildparameter des Impedanztransformators		
<i>Parameter</i>	<i>Methode</i>	<i>Wert</i>
R_{L1}	quasistat. magnetisch	0,47 Ω
L_1	quasistat. magnetisch	25,24 nH
R_{L2}	quasistat. magnetisch	0,2 Ω
L_2	quasistat. magnetisch	25,71 nH
M	quasistat. magnetisch	9,26 nH
k	-	
C_1	quasistat. elektrisch	82 fF
C_2	quasistat. elektrisch	164 fF
C_{12}	quasistat. elektrisch	34 fF

Tabelle 5.2 Ersatzschaltbildparameter des Impedanztransformators

Die Ergebnisse der Netzwerksimulation für den UHF-RFID Frequenzbereich sind in Abb. 5.11 dargestellt. Zusätzlich zu den Ergebnissen aus der Netzwerksimulation wurde auch das gesamte Antennendesign inklusive des Schleifensystems als finites Elemente-Modell als Wellenproblem simuliert und die Antennenimpedanz wiederum nach (4.68) berechnet. Wie zu erkennen ist, zeigt sich auch für das Gesamtmodell eine gute Übereinstimmung zwischen dem Ersatzmodell und der numerischen Analyse der Antenne im betrachteten Frequenzbereich.

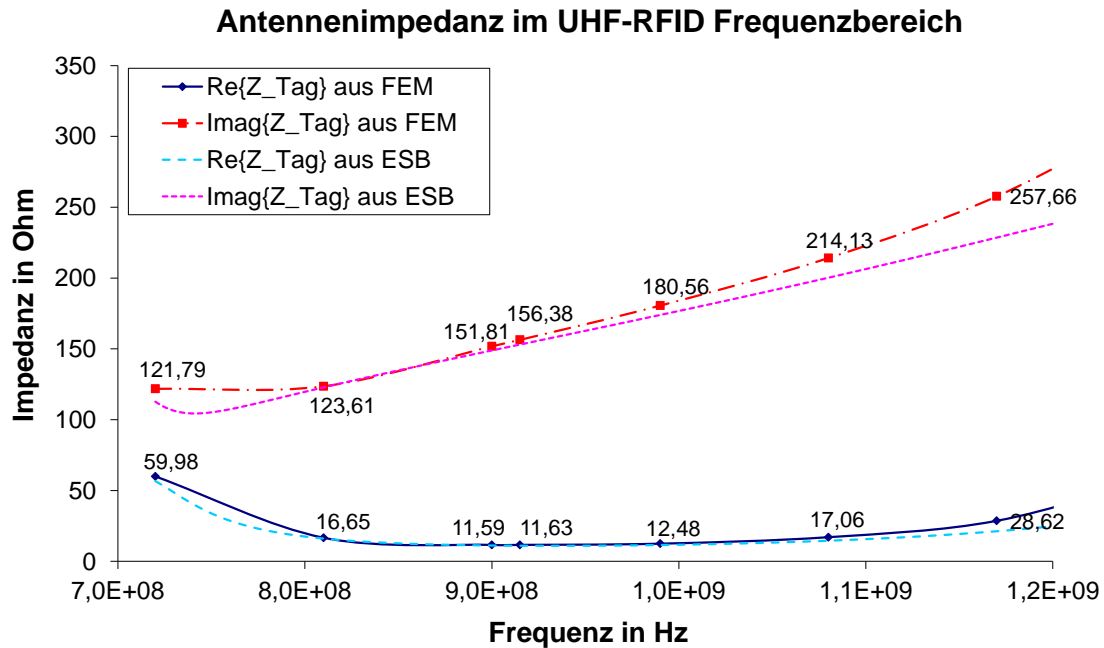


Abb. 5.11 Antennenimpedanz des UHF-RFID Tags im relevanten UHF-RFID Frequenzbereich aus der numerischen Feldsimulation und dem Ersatznetzwerk

Das initiale Antennendesign soll nun durch gezielte Änderung der Schleifengeometrie so modifiziert werden, dass eine Anpassung zu einer vorliegenden Transponder-IC Impedanz [72] ermöglicht werden kann. Die IC-Impedanz inklusive des sogenannten Flip-Chip-Packages [76] sei durch $\underline{Z}_{Chip} = 17,5 - j174,1 \Omega$ gegeben. Im Vergleich zur Antennenimpedanz der initialen Geometrie ist offensichtlich, dass sowohl der Realteil als auch der Imaginärteil der Antennenimpedanz erhöht werden müssen, um Anpassung zwischen dem IC und der Antenne zu erzielen. Aufgrund der vorliegenden Beschreibung der Antenne in Form eines Ersatzschaltbildes ist es möglich, eine Parameterstudie auf Basis von Netzwerksimulationen durchzuführen, welche sich sowohl durch enorm reduzierte Rechenzeiten als auch der notwendigen Infrastruktur gegenüber der numerischen Feldsimulation der Gesamtantenne auszeichnet. In Tabelle 5.3 ist der Rechenaufwand zusammengefasst.

<i>Analysemethode</i>	<i>DOF</i>	<i>Lösungsmethode</i>	<i>Speicherbedarf</i>	<i>Rechenzeit</i>
<i>Wellenproblem: Gesamtmodell</i>	1367730	Direkt: Pardiso	62 GB	5984 s
<i>Modifiziertes Knotenspannungsverfahren</i>	10	LU-Faktorisierung mit Vorwärts- Rückwärtseinsetzen	-	0,05 s

Tabelle 5.3 Probleminformation zum induktiv angekoppelten Antennendesign

Des Weiteren ergibt sich auf Basis der Netzwerksimulation, beispielsweise bei Anwendung von PSpice, die Möglichkeit einer Parameteroptimierung durch Vorgabe einer Zielfunktion [77]. Auf diese Weise kann etwa gezielt jener Koppelfaktor bestimmt werden, welcher notwendig ist, um den Realteil der Antennenstruktur an jenen der IC-Impedanz anzupassen. Würde diese Optimierung auf Basis des finiten Elemente-Modells ausgeführt werden, so müsste für jeden Wert des Koppelfaktors zunächst die Geometrie der Schleifenanordnung geändert, im Anschluss anhand der quasistationären Approximationen die Ersatzschaltbildparameter und der Koppelfaktor bestimmt und schließlich mit dem Wissen der entsprechend notwendigen Geometrie das Gesamtmodell als Wellenproblem berechnet werden. Der dafür notwendige Rechenaufwand ist somit ungleich höher als die Parameteroptimierung auf Basis des Netzwerkmodells. Es sei jedoch an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass eine Änderung des Koppelfaktors im physikalischen Modell immer einhergeht mit einer Änderung der Geometrie der Schleifenanordnung und somit auch mit einer Änderung zumindest einer der beiden Selbstinduktivitäten des Schleifensystems. Für die vorliegende Problemstellung wurde nach dem beschriebenen Verfahren auf Basis des Netzwerkmodells der in Tabelle 5.4 zusammengefasste Satz an Netzwerkparametern bestimmt.

Optimierte Ersatzschaltbildparameter des Impedanztransformators		
<i>Parameter</i>	<i>Methode</i>	<i>Wert</i>
L_1	MNA PSpice	30,5 nH
k	MNA PSpice	0,48

Tabelle 5.4 Optimierte Ersatzschaltbildparameter auf Basis der Netzwerksimulation

Die Synthese einer Schleifengeometrie zu den Ersatzschaltbildparametern erfolgt, wie in [75] vorgeschlagen, auf Basis eines flächenäquivalenten rotationsymmetrischen 2D Wirbelstromproblems da, wie bereits in Abschnitt 4.2.4.1 gezeigt wurde, grundsätzlich eine Transformationsvorschrift zwischen dem realen 3D Problem und dem 2D Problem gefunden werden kann. Letztlich ergeben sich die in Tabelle 5.5 zusammengefassten Geometrieparameter für das optimierte Antennendesign, mit welchen schließlich die Behandlung der Gesamtantenne in Form eines Wellenproblems eine Antennenimpedanz von $\underline{Z}_{Tag} = 16,8 + j175,9 \Omega$ bei der Arbeitsfrequenz von $f_T = 915$ MHz liefert.

Geometrieparameter für das optimierte Antennendesign	
<i>Parameter</i>	<i>Wert</i>
<i>a</i>	10,8 mm
<i>b</i>	18,5 mm
<i>d</i>	0,85 mm
<i>w1</i>	0,5 mm
<i>w2</i>	3 mm

Tabelle 5.5 Geometrieparameter für das optimierte Schleifensystem

Die vorgeschlagene Methode der Geometrieoptimierung des Antennendesigns auf Basis einer Netzwerkbeschreibung bietet somit den Vorteil einer zumindest teilweisen Reduzierung der Anzahl der Berechnungen des Vorwärtsproblems und somit einer Reduzierung des Rechenaufwandes. Andererseits ist es letztlich immer unumgänglich, das Gesamtmodell des Antennendesigns in Form eines Wellenproblems zu berechnen, da die Ersatzschaltbilder (in der vorliegenden Form) nicht in der Lage, sind sämtliche Details des physikalischen Problems abzubilden.

5.2.1.2 Antennenanpassung mittels T-Matching

Bei der Antennenanpassung nach dem Prinzip des T-Matching [28] wird, ähnlich wie bei den induktiv angekoppelten Designs, die impedanztransformierende Wirkung einer zusätzlichen planaren Struktur, in diesem Fall jene einer Kurzschlussleitung ausgenutzt, um Anpassung zwischen der IC-Impedanz und der Impedanz der abstrahlenden Dipolstruktur zu erzielen. Ein Antennendesign, welches für UHF-RFID Anwendungen bei einer Arbeitsfrequenz von $f_T = 875$ MHz ausgelegt wurde und nach diesem Prinzip arbeitet, ist in Abb. 5.12 dargestellt.

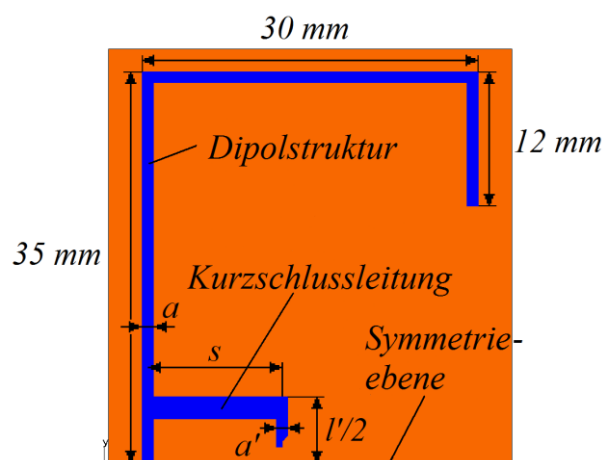


Abb. 5.12 UHF-RFID Tag-Antenne nach dem Prinzip des T-Matching (halbes Modell)

Diese Methode der Antennenanpassung lässt sich zurückführen auf den sogenannten Faltdipol welcher aufgrund seiner etwa um den Faktor vier erhöhten Eingangsimpedanz im Vergleich zur einfachen Dipolstruktur bei einer gegebenen Arbeitsfrequenz relativ häufig in Verbindung mit sogenannten Stegleitungen in Empfangssystemen für den analogen terrestrischen Rundfunk zum Einsatz kam. Ein typisches Beispiel für die Anwendung eines Faltdipols findet sich bei den sogenannten Yagi-Uda-Antennen [28].

Die Eingangsimpedanz einer nach dieser Methode angepassten Antennenstruktur lässt sich nach [28] durch

$$\underline{Z}_{Ant} = \frac{2\underline{Z}_T (1+\alpha)^2 \underline{Z}_{Dipol}}{2\underline{Z}_T + (1+\alpha)^2 \underline{Z}_{Dipol}} \quad (5.17)$$

berechnen, wobei \underline{Z}_{Dipol} der Antennenimpedanz des eigentlichen Strahlers, \underline{Z}_T der Impedanz der Kurzschlussleitung nach Abb. 5.12 und α dem sogenannten Stromteilungsfaktor entspricht. Sowohl die Impedanz \underline{Z}_T als auch der Stromteilungsfaktor α werden im Wesentlichen durch die Geometrieverhältnisse der Kurzschlussleitung und der Dipolstrukturen bestimmt und lassen sich durch

$$\underline{Z}_T = j\underline{Z}_0 \tan\left(k \frac{l'}{2}\right) \text{ mit } \underline{Z}_0 = 60 \cosh^{-1}\left(\frac{s^2 - a^2 - a'^2}{2aa'}\right) \quad (5.18)$$

und

$$\alpha = \frac{\ln(v)}{\ln(v) - \ln(u)} \text{ mit } u = \frac{a}{a'} \text{ und } v = \frac{s}{a'} \quad (5.19)$$

analytisch abschätzen [28].

Der Vorteil des T-Match-Anpassungskonzepts liegt, ähnlich wie auch bei der induktiven Ankopplung, in der Tatsache begründet, dass auch hier wiederum auf konzentrierte Bauelemente verzichtet werden kann und die eigentliche Anpassung auf Basis einer Formoptimierung der T-Match-Struktur basiert. Anders als bei der induktiven Ankopplung des Transponder-ICs an die Antenne ist es hier jedoch aufgrund des Prinzips der Anpassung durch die Wellenimpedanz der Kurzschlussleitung schwer möglich, auf eine Beschreibung in Form von Ersatzschaltungen zurückzugreifen. In Abb. 5.13 ist der Verlauf der Antennenimpedanz als Funktion der Frequenz für die analytische Abschätzung und der numerischen Feldsimulation dargestellt, wobei die Berechnung der Antennenimpedanz wieder nach (4.68) ausgeführt wird. Die für die Berechnung herangezogenen Geometrieparameter der T-Match-Struktur sind in Tabelle 5.6 zusammengefasst.

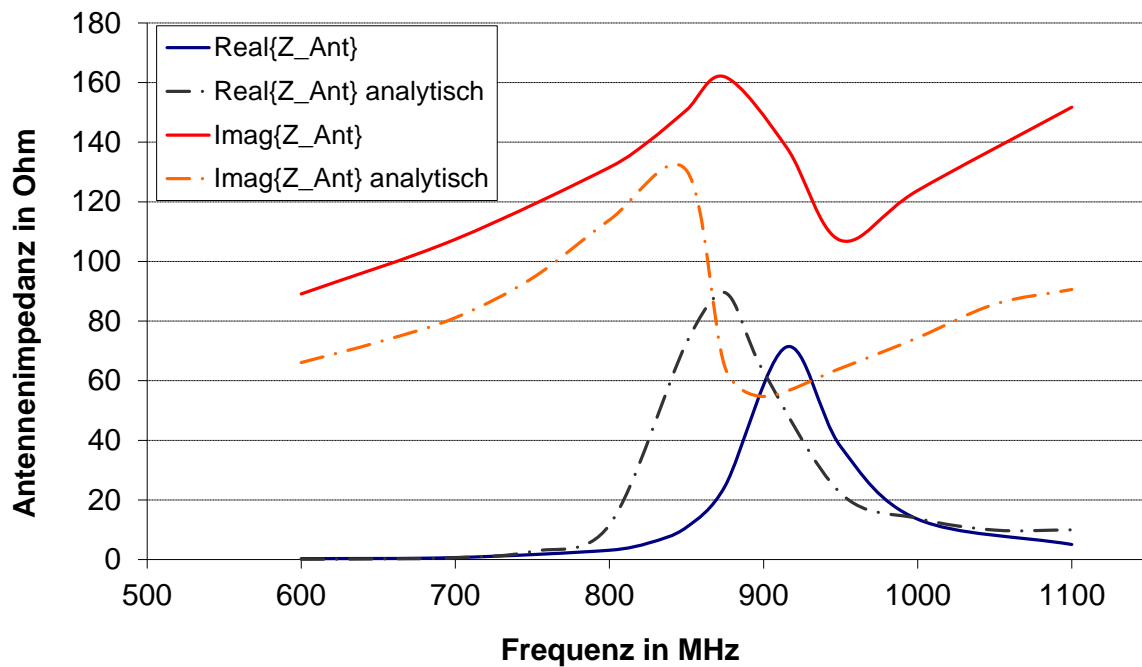


Abb. 5.13 Verlauf der Antennenimpedanz des T-Match Tag-Antennendesigns

Wie zu erkennen ist, zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen den aus der analytischen Abschätzung ermittelten Impedanzverläufen und jenen aus der numerischen Feldsimulation. Die Ursache für das unterschiedliche Frequenzverhalten lässt sich darauf zurückführen, dass die analytische Berechnung nach (5.17) - (5.19) für runde Leiterstrukturen ausgelegt ist und zusätzlich keine Materialeinflüsse berücksichtigt werden, welche sich sowohl auf die Impedanzen der Dipolstrukturen als auch auf die Impedanz der Kurzschlussleistung auswirken. Des Weiteren geht die analytische Berechnung von geraden Leiterstrukturen aus, welche im vorliegenden Design nicht gegeben sind. Nach [28] besteht zumindest die Möglichkeit einer Umrechnung der gegebenen rechteckigen Leiterbahnstruktur auf Radien der äquivalenten runden Leiterstruktur für den Fall, dass die Leiterbahndicke wesentlich kleiner als die Leiterbahnbreite ist. Die Beobachtungen hinsichtlich der gravierenden Unterschiede zwischen der analytischen Berechnung und der numerischen Feldsimulation wurden in [79] näher untersucht, wobei die Autoren letztlich Grenzwerte für die Geometrieverhältnisse der T-Match-Struktur identifizieren konnten, bei deren Einhaltung grundsätzlich noch von T-Matching gesprochen werden kann. Bei nicht Einhaltung dieser Grenzwerte sollte aus Sicht der Autoren eher von induktiver Ankopplung gesprochen werden. Die Untersuchungen in [79] decken sich mit den Beobachtungen in der vorliegenden Arbeit.

Geometrieparameter	
<i>Parameter</i>	<i>Wert</i>
l	154 mm
l'	11,5 mm
a	1 mm
a'	2 mm
s	12 mm

Tabelle 5.6 Geometrieparameter der T-Match Struktur

Zur Ermittlung der Antennenimpedanz aus der numerischen Feldsimulation wird das Problemgebiet - im Gegensatz zur Ermittlung der Antennenimpedanz bei der induktiven Ankopplung - hier durch ABCs 1. Ordnung begrenzt (siehe Abb. 5.14). Die Wahl der begrenzenden Randbedingung ist durch den wesentlich schmäleren Frequenzbereich im Falle des T-Match-Designs begründet. Der Abstand der ABC zum UHF-RFID Tag ist hierbei mit 0,3 m gegeben. Dies entspricht etwa $0,9 \lambda$ bei der für die weiteren Untersuchungen verwendeten Arbeitsfrequenz von 875 MHz. Die in [49] angestellten Untersuchungen hinsichtlich des Einflusses des Abstandes der Randbedingung zum Strahler lassen eine hinreichend gute Funktion der ABC 1. Ordnung für diesen Abstand vermuten. Es wird wiederum die Symmetrie des Antennendesigns ausgenutzt, um das Problemgebiet auf die Hälfte zu reduzieren. Die aus der analytischen Abschätzung und der numerischen Feldsimulation gewonnen Antennenimpedanzen sind in Tabelle 5.7 zusammengefasst.

Antennenimpedanz der T-Match Tag-Antenne	
<i>Berechnungsmethode</i>	\underline{Z}_{Ant} in Ω
<i>Analytisch</i>	$89,5 + j 64,5$
<i>Numerisch</i>	$24,6 + j 163,2$

Tabelle 5.7 Antennenimpedanz bei der Arbeitsfrequenz $f_T = 875$ MHz

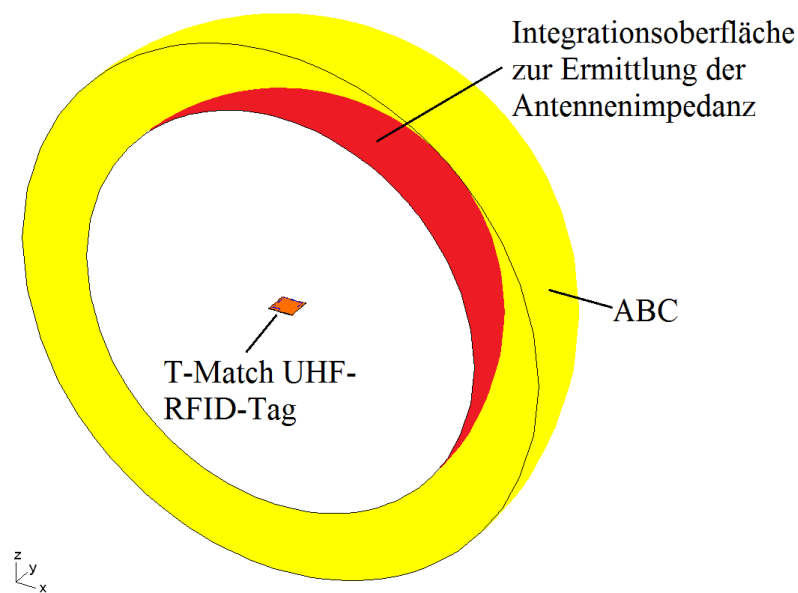


Abb. 5.14 Problemgebiet für die finite Elemente-Simulation

5.2.2 Rückstrahlverhalten passiver UHF-RFID Transponder

Im folgenden Abschnitt wird das Rückstrahlverhalten passiver UHF-RFID Transponder anhand des im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Tag-Designs untersucht. Hierbei wird speziell auf die Auswirkungen der nichtlinearen leistungs- bzw. spannungsabhängigen Eingangsimpedanz des UHF-RFID Transponder-ICs eingegangen und dessen Einfluss auf die Qualität der am Ort der Readerantenne vorhandenen Signalstärke untersucht.

In der Literatur [61], [62] wird meist die sogenannte „Read-Range“ als Qualitätskriterium eines UHF-RFID Tags herangezogen, welche im Wesentlichen jener Entfernung entspricht, bei welcher unter idealen Voraussetzungen der Transponder-Tag eine Leseabfrage ordnungsgemäß ausführen kann. Wie bereits erwähnt, kann die Impedanz des Transponder-ICs aufgrund der aktuell im IC ausgeführten Operation (beispielsweise das Beschreiben einer etwaigen vorhandenen EEPROM-Struktur) keinesfalls als konstant betrachtet werden. Einen wesentlich größeren Einfluss auf die IC-Impedanz hat jedoch jene analoge Einheit, welche für die Spannungsregulierung sowie die Spannungsbegrenzung zuständig ist [68], [80]. Für die Ermittlung der Read-Range spielt der Einfluss der Spannungsregulierung eine vernachlässigbare Rolle, da aufgrund der großen Distanz zwischen Reader und Tag die Spannung am IC ohnehin nicht begrenzt werden muss. Wie bereits im einleitenden Kapitel erwähnt, erfolgt die Kommunikation vom Transponder-Tag zur Basisstation durch die Modulation des Rückstreuquerschnitts. Dabei wird im Takt der Daten eine Modulationsimpedanz im analogen Front-End des IC zu- bzw. weggeschaltet, wodurch sich

im Wesentlichen die Anpassung zwischen der Tag-Antenne und dem IC verändert [80]. Wird nun aufgrund „hoher“ induzierter Antennenspannungen (bereits im 100 mV-Bereich) die Spannungsbegrenzung im analogen Front-End aktiv, so wird mit steigender Antennenspannung der Spannungsbegrenzer zur impedanzcharakterisierenden Größe und der Unterschied zwischen der modulierten und unmodulierten IC-Impedanz immer geringer, wie der in Abb. 5.15 dargestellte messtechnisch ermittelte Impedanzverlauf zeigt. Die Impedanzcharakteristik ist hierbei aufgrund der (typischerweise) angewendeten Messmethode - basierend auf einer Vektor-Netzwerk-Analyse [81] - als Funktion einer Leistung dargestellt. Der Einfluss dieses Verhaltens soll in weiterer Folge untersucht und beschrieben werden.

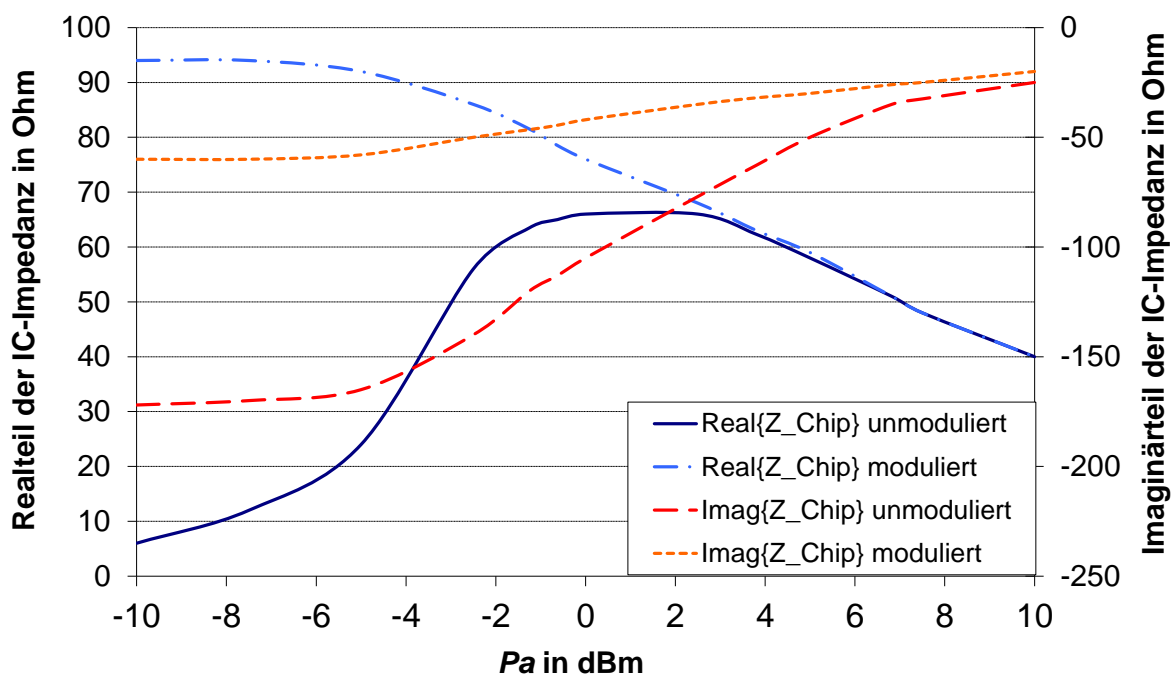


Abb. 5.15 Messtechnisch ermittelte IC-Impedanz (NXP UCode G2X) bei $f_T = 875$ MHz

Die in Abb. 5.15 dargestellte typischerweise vorliegende Impedanzcharakteristik stellt sich insofern als problematisch dar, da der auf der Abszisse aufgetragene Wert P_a jener Leistung entspricht, welche die vorliegende Quelle (in diesem Fall ein Vektor-Netzwerk-Analysator (VNA)) maximal an eine Last abzugeben vermag (d.h. bei Leistungsanpassung). Um aus der vorliegenden Impedanzcharakteristik auf eine Leistungsdifferenz und somit auf die Qualität des rückgestreuten Signals am Reader schließen zu können wäre es daher notwendig, den gesamten Übertragungskanal (inklusive Reader- und Tag-Antenne) in der numerischen Feldsimulation abzubilden und auf Basis von Streuparametern auszuwerten. Diese Vorgehensweise ist mit einem hohen Rechenaufwand verknüpft und soll daher nicht weiter verfolgt werden. Basierend auf der geringen Leistungsaufnahme des passiven UHF-RFID

Transponder-ICs ergibt sich die Möglichkeit einer Reduzierung des Rechenaufwandes unter der Annahme stationärer Betriebsfälle, d.h. die Belastung der Basisstation durch den UHF-RFID Tag wird vorerst vernachlässigt. Somit kann die von der Basisstation am Ort des Tags hervorgerufene Feldstärke als eingepreßt betrachtet und die Notwendigkeit der Modellierung der Antennenstruktur der Basisstation vermieden werden [70]. Die vorgeschlagene Methode führt jedoch dazu, dass die Impedanzcharakteristik nach Abb. 5.15 in einen Impedanzverlauf als Funktion einer eingepreßten Spannung umgewandelt werden muss. Dieser Ansatz bedingt zunächst die Umrechnung der maximal verfügbaren Leistung P_a auf jene Leistung P_L , die tatsächlich an den IC abgegeben wird. Die Berechnung dieser Leistung erfolgt auf Basis der Streuparameter nach der Regel von Manson [82]:

$$P_L = |a_1|^2 - |b_1|^2 = \left| \frac{V_{Ref} \sqrt{Z_0}}{Z_0 + Z_0} \right|^2 \frac{1 - |\Gamma_L|^2}{|1 - \tilde{\Gamma}_S \Gamma_L|^2}, \quad (5.20)$$

wobei $|a_1|^2$ jener Leistung entspricht, welche auf die Lastimpedanz einwirkt und $|b_1|^2$ die von der Last reflektierte Leistung. Die in (5.20) gegebenen Reflexionskoeffizienten der Quell- und Lastimpedanz sind durch

$$\tilde{\Gamma}_S = \frac{Z_S - Z_0}{Z_S + Z_0} \quad \text{und} \quad \Gamma_L = \frac{Z_{Chip} - Z_0}{Z_{Chip} + Z_0} \quad (5.21)$$

bestimmt. Da im vorliegenden Fall die Quellimpedanz des Messsystems der Bezugsimpedanz $Z_0 = 50 \Omega$ entspricht, vereinfacht sich (5.20) zu:

$$P_L = \left| \frac{V_{Ref} \sqrt{Z_0}}{2Z_0} \right|^2 (1 - |\Gamma_L|^2), \quad (5.22)$$

wobei V_{Ref} der Quellspannung des VNA entspricht, welche sich aus P_a berechnen lässt. Für die Untersuchungen hinsichtlich des Rückstreuerverhaltens soll jedoch vom realen Tag ausgegangen werden, wodurch sich die Notwendigkeit ergibt, die über (5.22) bestimmte Leistung am IC als durch eine Antennenspannung am realen Tag-Design verursacht zu betrachten. Dazu bietet sich die Betrachtung der Antenne im Empfangsmodus als Thevenin-Äquivalent an [76]. Mit der im vorhergehenden Abschnitt ermittelten Antennenimpedanz kann nun die notwendige Quellspannung (in diesem Fall die induzierte Antennenspannung V_{OC}) über

$$V_{OC} = \frac{Z_{Ant} + Z_0}{\sqrt{Z_0}} \sqrt{P_L \frac{|1 - \tilde{\Gamma}_S \Gamma_L|^2}{1 - |\tilde{\Gamma}_S|^2}} \quad (5.23)$$

ermittelt werden, wobei Γ_S dem Reflexionskoeffizient der Thevenin-Quellen mit der Antennenimpedanz als Quelleimpedanz entspricht und durch

$$\Gamma_S = \frac{Z_{Ant} - Z_0}{Z_{Ant} + Z_0} \quad (5.24)$$

berechnet wird.

Die über (5.20)-(5.24) ermittelte Spannungsabhängigkeit der IC-Impedanz ist in Abb. 5.16 dargestellt.

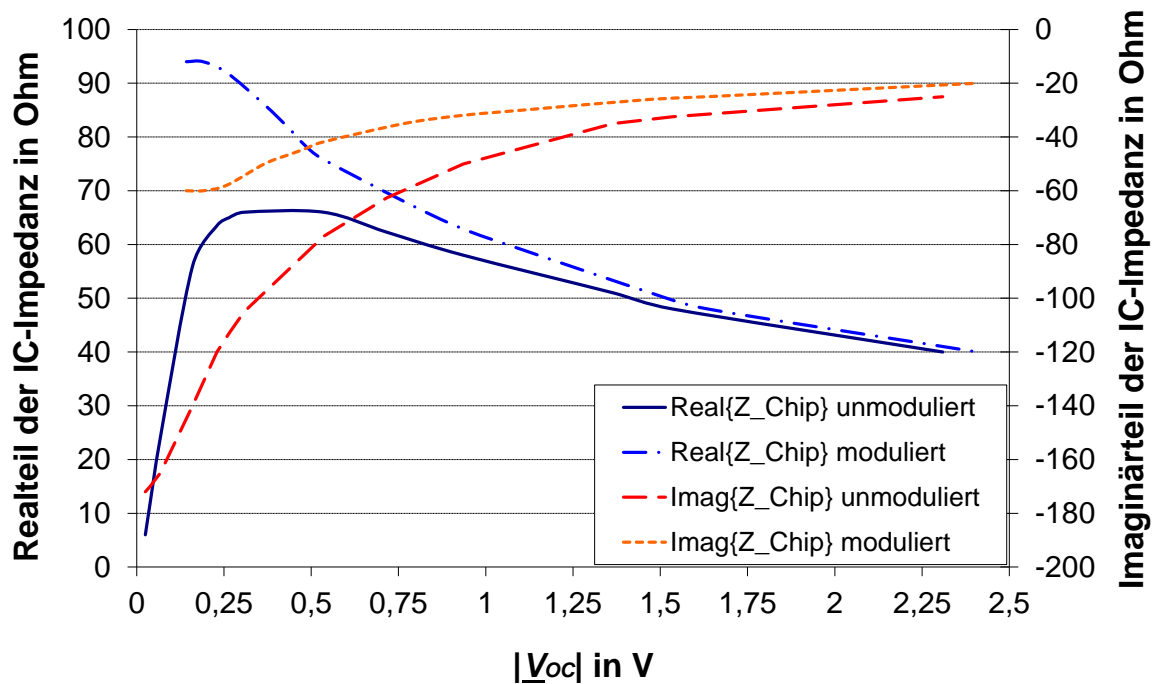


Abb. 5.16 Spannungsabhängigkeit der IC-Impedanz (NXP UCode G2X) bei $f_T = 875$ MHz

Wie zu erkennen ist, zeigt sich speziell bei kleinen Spannungen eine sehr starke Abhängigkeit des Realteils der IC-Impedanz von der Antennenspannung. Des Weiteren ist zu beobachten, dass bereits ab einer Antennenspannung von $V_{OC} = 1$ V kaum mehr ein Unterschied zwischen der modulierten und unmodulierten IC-Impedanz gegeben ist. Da die Anpassung der Tag-Antenne an den Transponder-IC im Regelfall für jene Versorgungsspannung ausgeführt wird, bei welcher der IC gerade noch eine ordnungsgemäße Funktionalität gewährleisten kann, also auf eine maximale Read-Range optimiert wird, ergibt sich bei geringeren Distanzen somit eine nicht vernachlässigbare Verstimmung des Gesamtsystems. Für die folgenden Untersuchungen wurde die IC-Impedanz bei der Arbeitsfrequenz von 875 MHz zu $Z_{Chip} = 24 - j163 \Omega$ messtechnisch ermittelt. Zusammen mit dem T-Match Tag-Design aus dem vorherigen Abschnitt liegt somit konjugiert komplexe Anpassung bei $f_T = 875$ MHz vor.

Um den Rechenaufwand für die Auswirkung dieser Verstimmung auf die Qualität des rückgestreuten Signals möglichst gering zu halten, wird die Reader-Antenne durch einen sehr kurzen Linearstrahler ersetzt, welcher als Approximation eines Hertz-Dipols betrachtet werden kann [28]. Da wie bereits erwähnt die Belastung des Readers durch den Transponder vernachlässigt wird, kann somit durch Einprägen von unterschiedlichen Strömen im Linearstrahler die spannungsabhängige Verstimmung am UHF-RFID Tag bei einem fixen Abstand zwischen dem Tag und dem „Reader“ emuliert werden. Für die Untersuchungen wurde ein Abstand zwischen Transponder-Tag und Linearstrahler von 0,2 m gewählt. Dies entspricht bei der Arbeitsfrequenz etwa einem Abstand von $0,6 \lambda$. Für den kurzen Linearstrahler kann somit angenommen werden, dass in diesem Abstand bereits eine ebene Welle hervorgerufen wird.

Zur Berechnung der notwendigen eingepprägten Ströme im Linearstrahler wird die vom Linearstrahler im gegebenen Abstand hervorgerufene Strahlungsintensität W_i nach [28] herangezogen:

$$W_i = \frac{P_{rad_{HD}}}{4\pi r^2} = \frac{1}{4\pi r^2} \left(\eta \frac{\pi}{3} \left| \frac{I_0 l}{\lambda} \right|^2 \right). \quad (5.25)$$

Zusätzlich kann mit (5.6) und (5.7) ein Zusammenhang zwischen induzierter Antennenspannung und der Strahlungsintensität nach (5.26) hergestellt werden. Somit ist nur die Berechnung eines Vorwärtsproblems notwendig, um einen Zusammenhang zwischen dem eingepprägten Strom I_0 im Linearstrahler und der durch diesen Strom hervorgerufenen Antennenspannung V_{OC} herzustellen [70]. Abbildung 5.17 zeigt das finite Elemente-Modell zur Untersuchung des Rückstreuerverhaltens. Wie zu erkennen ist, erfolgt die Begrenzung des Problemgebietes wiederum durch PMLs. Dies stellt sich im vorliegenden Problem als vorteilhaft gegenüber einer Begrenzung durch ABCs dar, da im Fall der ABCs der Abstand zwischen dem Linearstrahler und der absorbierenden Randbedingung verglichen mit PMLs deutlich vergrößert werden müsste und zusätzlich das Gebiet zwischen dem Linearstrahler und der Randbedingung nicht im Fokus der Untersuchung steht.

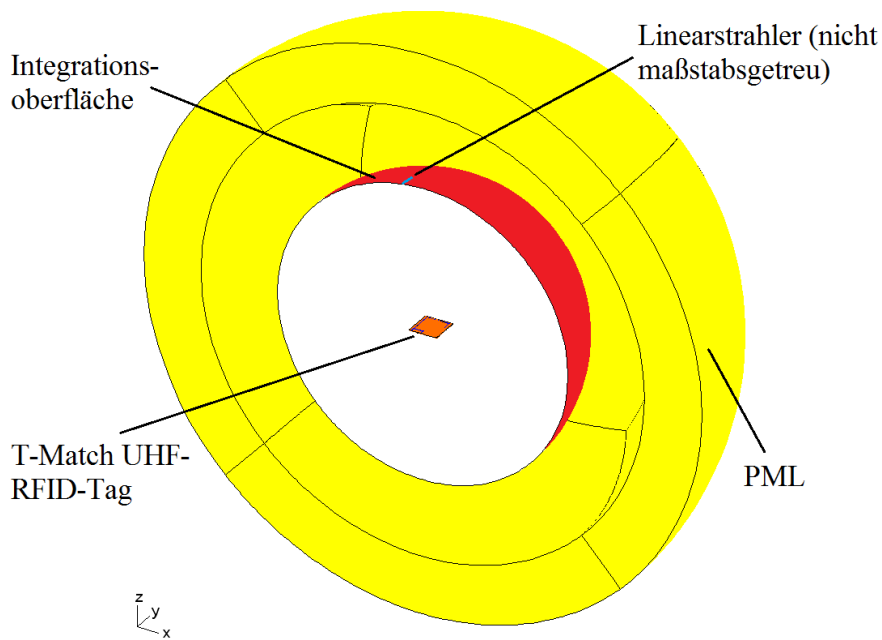


Abb. 5.17 Modell zur Berechnung des Rückstreuerverhaltens

In Tabelle 5.8 sind einige markante Werte für den eingeprägte Strom I_0 und die dadurch in der Tag-Antenne induzierten effektiven Spannungswerte V_{OC} zusammengefasst. Zusätzlich sind die Sendeleistung beim jeweiligen Strom und die äquivalente Sendeleistung des isotropen Kugelstrahlers in W_{EIRP} der Tabelle zu entnehmen. Die Notwendigkeit der Angabe der Sendeleistung in W_{EIRP} ergibt sich aufgrund des angestrebten Vergleichs der berechneten Signalgüte mit Messungen.

I_0 in A	V_{OC} in mV	P_{rad} in mW	P_{rad} in mW _{EIRP}
8,254	64,9	2,29	3,43
24,915	196,2	20,8	31,25
49,830	392,6	83,3	125
70,471	554,2	166,7	250
99,661	784,9	333,3	500
140,941	1110,2	666,7	1000
253,976	1997,2	2165	3247,5

Tabelle 5.8 Eingeprägte Ströme und zugehörige Antennenspannung

Mit den über die finiten Elemente-Simulationen gewonnen induzierten Antennenspannungen kann nun die jeweilige IC-Impedanz für den modulierten und unmodulierten Fall bestimmt und diese Impedanzen im Modell der Tag-Antenne berücksichtigt werden. Die Modellierung der IC-Impedanzen im finiten Elemente-Modell erfolgt dabei über die Vorgabe von Leitfähigkeiten (beschreibt den Realteil der IC-Impedanz) und relativen Permittivitäten

(beschreibt den Imaginärteil der IC-Impedanz) im Bereich des Feed-Gap der Tag-Antenne. Die Anbindung an die Leiterbahnstruktur der Tag-Antenne erfolgt dabei durch homogene elektrische Randbedingungen (PEC) wie in Abb. 5.18 dargestellt.

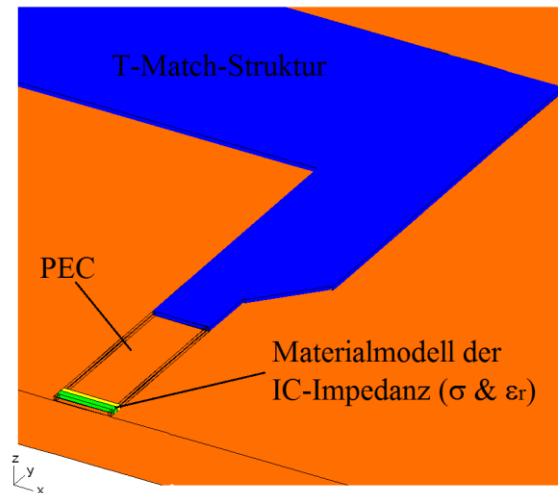


Abb. 5.18 Modellierung der IC-Impedanz im finiten Elemente-Modell

Die entsprechenden Modelle werden nun in das eingeprägte Feld des zugehörigen Linearstrahlers eingebracht. Dabei wird für jede Anregung aus Tabelle 5.8 ein Modell für den unmodulierten Zustand des IC und für den modulierten Zustand berechnet. Um nun zum tatsächlichen Rückstreuverhalten zu gelangen, wird von den Lösungen jeweils die Lösung des eingepprägten Feldes des Linearstrahlers subtrahiert. Diese Vorgehensweise beruht auf der Tatsache dass sich bei Streuproblemen das gesamte elektrische Feld \mathbf{E}^t in zwei Komponenten nach [28], [83], in

$$\mathbf{E}^t = \mathbf{E}^i + \mathbf{E}^s \quad (5.26)$$

zerlegen lässt, \mathbf{E}^i entspricht dabei dem einfallenden Feld (hier das eingepprägte Feld des Linearstrahler) und \mathbf{E}^s dem rückgestreuten Feld. Wird nun nach der Subtraktion des einfallenden Feldes vom Gesamtfeld der Poynting'sche Vektor an der Integrationsoberfläche in Abb. 4.17 ausgewertet, so kann die zur jeweiligen IC-Impedanz gehörende Strahlungsleistung bestimmt werden. Die eigentliche Qualität liegt jedoch in der Differenz der beiden rückgestreuten Strahlungsleistungen für die unmodulierte bzw. modulierte IC-Impedanz. In Abb. 5.19 ist der Verlauf der Differenz der Strahlungsleistungen bezogen auf die Sendeleistung des Linearstrahlers dargestellt.

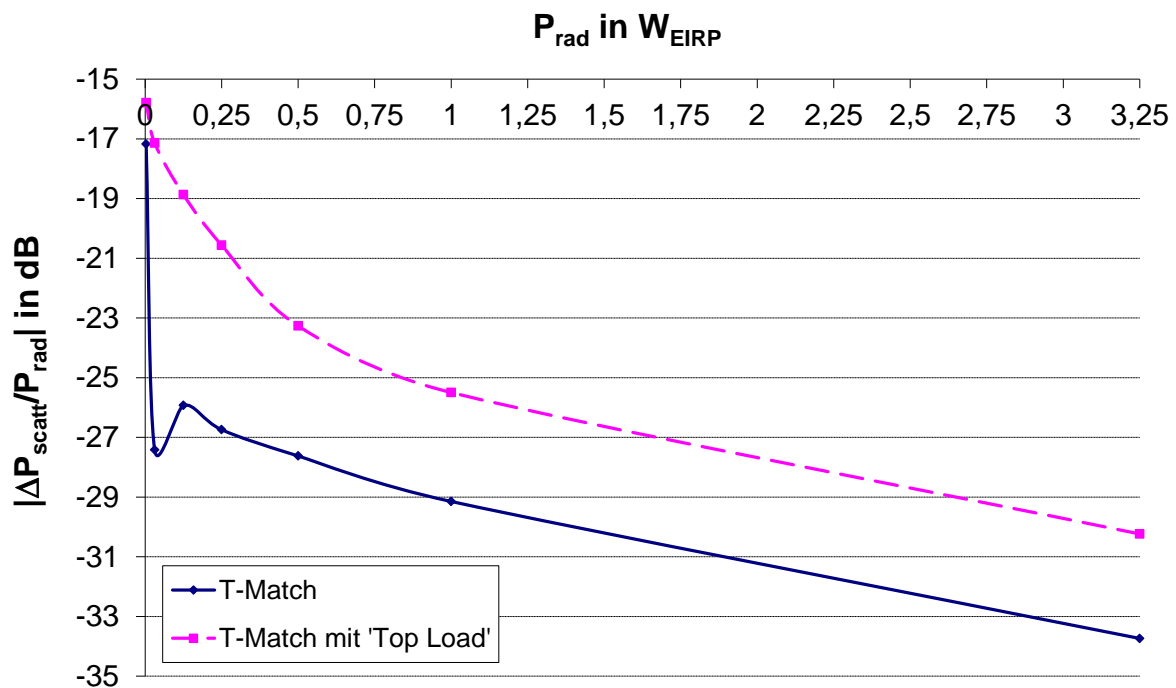


Abb. 5.19 Differenz der Strahlungsleistungen für die unmodulierte bzw. modulierte IC-Impedanz als Funktion der Sendeleistung

Wie zu erwarten war, zeigt sich bei sehr geringen Sendeleistungen des Linearstrahlers eine deutlich höhere Differenz der rückgestreuten Strahlungsleistungen als bei steigender Sendeleistung. Dieses Verhalten lässt sich auf die Anpassung der Antennenstruktur an jene IC-Impedanz zurückführen, bei welcher der Spannungsbegrenzer im analogen Front-End nicht bzw. kaum aktiv ist. Andererseits ist eine Abflachung des Kurvenverlaufs für höhere Sendeleistungen zu beobachten. Zusätzlich zum Verlauf der Strahlungsleistungsdifferenz des initialen T-Match-Designs nach Abb. 5.12 ist der Verlauf der Strahlungsleistungsdifferenzen für ein T-Match-Design mit zusätzlichem sogenannten „End-Load“ bzw. „Top-Load“ (siehe Abb. 5.20) in Abb. 5.19 dargestellt. Die großflächigen leitfähigen Strukturen an den Enden der Dipolararme führen zu einer Erhöhung des kapazitiven Verhaltens der Gesamtantennen [84]. Die Antennenimpedanz als Funktion der Frequenz ist zusammen mit dem initialen Design in Abb. 5.21 dargestellt. Wie zu erkennen ist, wird durch diese zusätzliche Maßnahme im Wesentlichen die Resonanzfrequenz der Antennenstruktur bei nahezu gleichbleibender Impedanzcharakteristik verringert. Die Antennenimpedanz bei der Arbeitsfrequenz ergibt sich für das neue Antennendesign zu $Z_{\text{Ant}_{\text{neu}}} = 36,6 + j 94,4 \Omega$. Somit liegt bei $f_T = 875 \text{ MHz}$ keine konjugiert komplexe Anpassung mehr vor. Andererseits ist bei Betrachtung des IC-Impedanzverlaufs nach Abb. 5.16 davon auszugehen, dass die Verstimmung bei höheren Antennenspannungen nicht so signifikant ausfällt als dies bei dem initialen Design der Fall ist

und somit auch bei höheren Sendeleistungen des Linearstrahlers eine höhere Strahlungsleistungsdifferenz erwarten lässt. Es sei jedoch an dieser Stelle erwähnt, dass davon auszugehen ist, dass die Read-Range der neuen Anordnung deutlich geringer ausfallen wird als bei der ursprünglichen Anordnung, die dahingehend optimiert ist.

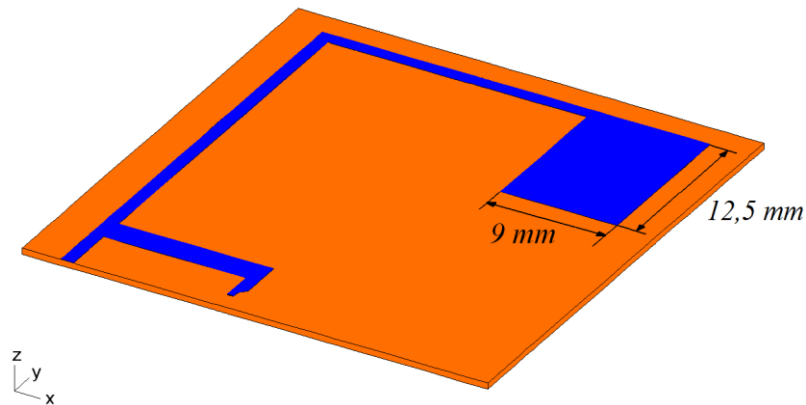


Abb. 5.20 T-Match Tag-Antenne mit "Top-Load"

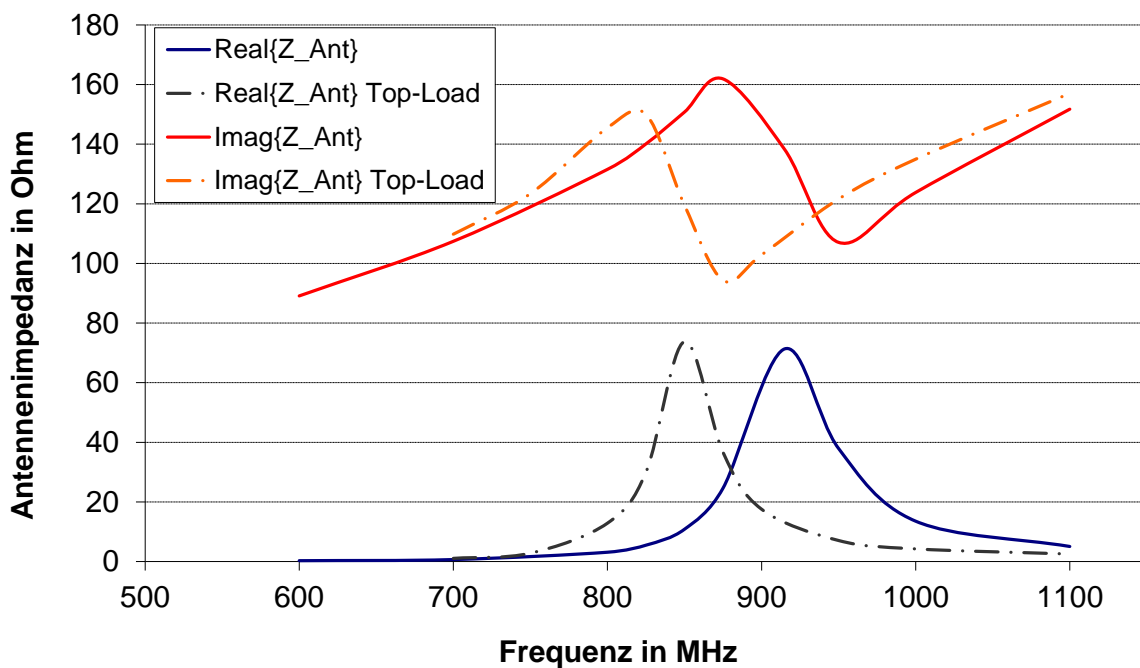


Abb. 5.21 Antennenimpedanz der T-Match Tag-Antenne mit "Top-Load"

Wie bereits eingangs dieses Abschnitts erwähnt wurde versucht, die angestellten Untersuchungen auch messtechnisch zu verifizieren. Die Messanordnung ist in Abb. 5.22 dargestellt, wobei als UHF-RFID Reader das Reader-System „Mercury5e“ von ThingMagic und als Reader-Antenne eine linkszirkular polarisierte Antenne (AN480) von Motorola verwendet wurde. Die Messungen erfolgten in der Absorberkammer von NXP Semiconductors Austria GmbH in Gratkorn.

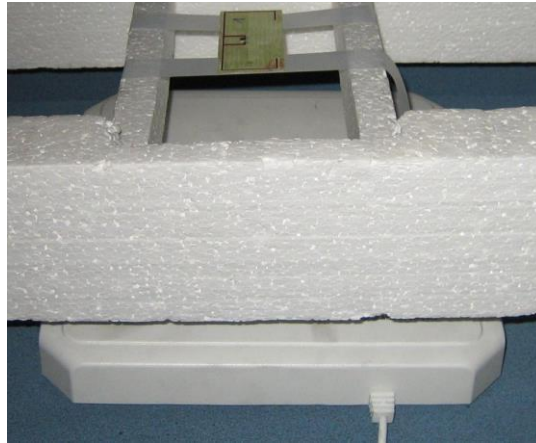


Abb. 5.22 Messanordnung zur Bestimmung der Signalqualität

Die verwendete Messanordnung ist nicht in der Lage, die vom UHF-RFID Tag rückgestreute Strahlungsleistung als Absolutwert zu bestimmen, bietet jedoch die Möglichkeit, über den sogenannten RSSI-Wert (Return Signal Strength Indicator) auf die Signalgüte des rückgestreuten Signals zu schließen. Dabei entspricht ein Inkrement im RSSI-Wert einer Erhöhung bzw. Verschlechterung der Signalstärke von 1 dB [85]. Abbildung 5.23 zeigt den Verlauf des RSSI-Wertes als Funktion der Sendeleistung in W_{EIRP} .

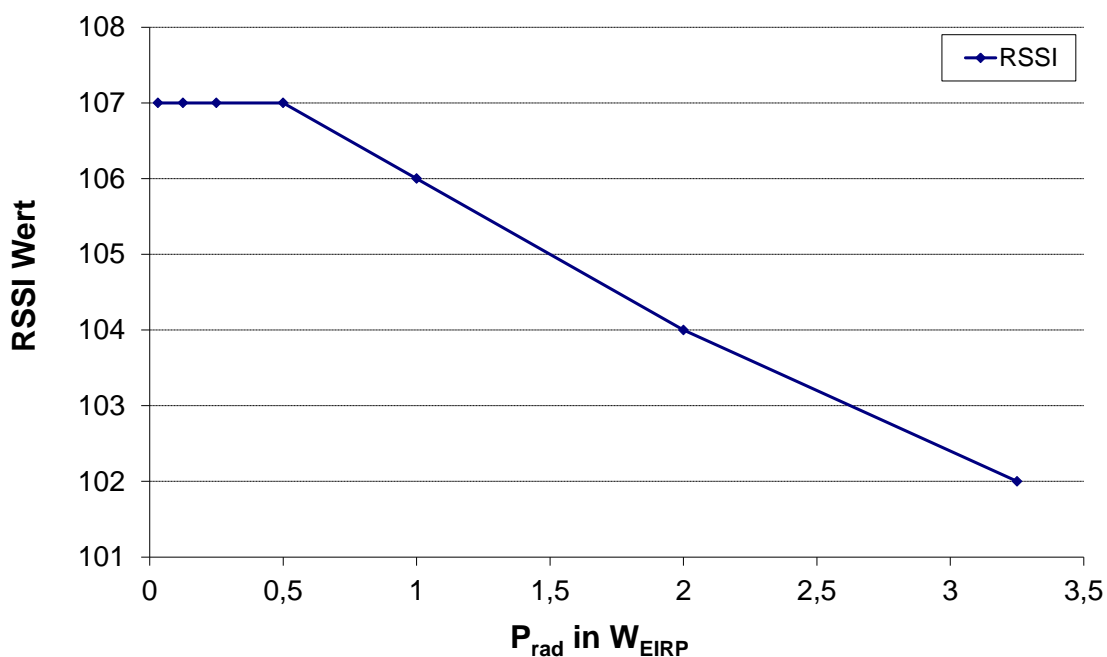


Abb. 5.23 Ermittelte Signalqualität (RSSI-Wert) aus der Messung

Die aus der numerischen Feldsimulation erwartete Verschlechterung der Signalqualität mit Erhöhung der Sendeleistung zeigt sich auch hier. Es sei jedoch an dieser Stelle erwähnt, dass die verwendete Reader-Einheit bis zu einem RSSI-Wert von etwa 60 bis 65 in der Lage ist, den UHF-RFID Tag korrekt zu identifizieren, d.h. aufgrund der hohen Empfindlichkeit des

UHF-RFID Readers stellt sich die beobachtete Verminderung der Signalqualität als wenig problematisch dar.

5.3 Zusammenfassung

Zusammenfassend lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

- Da Problemstellungen aus dem Bereich der Fernfeldanwendungen stets in Form von Wellenproblem zu beschreiben sind, ergibt sich hier grundsätzlich nicht die Möglichkeit der Beschreibung der Verkopplung der Sende- bzw. Empfangsantenne in Form von konzentrierten Ersatzschaltbildparametern.
- Wie gezeigt wurde, ist auch die Beschreibung der UHF-RFID Tag-Antennen zur Optimierung der Anpassung zwischen dem Transponder-IC und der Antennenstruktur nur bedingt möglich und zusätzlich abhängig vom gewählten Antennendesign Konzept. Ähnlich wie in Kapitel 4 wurden auch hier parasitäre Effekte aufgrund von Materialeinflüssen und deren Auswirkung auf die Antennenimpedanz nicht näher untersucht. Wie jedoch beispielsweise in [13] bzw. [63] gezeigt, wirken sich diese mitunter so stark verstimmend aus, dass die Funktionalität des UHF-RFID Transponders nicht mehr gegeben sein kann. Da diese Verstimmungen aufgrund der kaum vorhersagbaren parasitären Effekte im speziellen im Bereich der Warenkette auf Seiten des Antennendesigns schwer zu handhaben sind, wurden bereits Konzepte zur automatischen Anpassung durch dynamisch steuerbare IC-Impedanzen vorgeschlagen [86]. Nichts desto trotz ist es auch bei der Modellierung von Antennenstrukturen für Fernfeld-Applikation notwendig, die beschriebenen Einflüsse im Modell abzubilden, wofür sich die finite Elemente-Methode ausgezeichnet eignet.
- Aus Sicht der abfragenden Basisstation ist nur die Änderung des Rückstreuquerschnitts des Transponder-Tags zur Informationsgewinnung ausschlaggebend. Wie gezeigt wurde, ist die numerische Berechnung dieser Änderung über die beschriebene Methode selbst unter den getroffenen Vereinfachungen immer noch mit einem vergleichsweise hohen Rechenaufwand verbunden. Da im Regelfall die Arbeitsumgebung der Reader-Einheit als statisch und vorhersagbar betrachtet werden kann (z.B. bei Readergates), ergibt sich die Möglichkeit der Berechnung der Änderung des Rückstreuquerschnitts als Vorwärtsproblem wie in Ansätzen in [87] bzw. [88] vorgeschlagen. Diese Vorgehensweise bringt den Vorteil mit sich, dass der

gesamte Übertragungskanal nur für einen Referenzfall berechnet werden muss, wodurch sich eine Reduktion des Rechenaufwandes erzielen lässt.

6 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Anwendung der Methode der finiten Elemente auf Problemstellungen aus dem Bereich der kontaktlosen Informationsübertragungssysteme beschrieben.

Für die Problemstellungen aus dem HF-Bereich und dem UHF-Bereich wurde zunächst eine Differenzierung nach den jeweiligen zu Grunde liegenden Koppelmechanismen vorgenommen. Aufgrund der vorwiegend im reaktiven Nahfeld basierenden Kopplung der Nahfeldanwendungen wurde zunächst eine quasistationäre Approximation angenommen. Als für die vorliegenden Problemstellungen gut geeignete Formulierungsmethode erweist sich dabei aufgrund der simplen Möglichkeit der Spannungsanregung die A,V-A-Formulierung, welche des Weiteren die Möglichkeit bietet, auch unsymmetrische Betriebsfälle anzuregen. Im Vergleich zur T, Φ - Φ -Formulierung ergibt sich zwar aufgrund der Beschreibung des Magnetfeldes im nichtleitfähigen Gebiet mit Hilfe des magnetischen Vektorpotenzials ein vergleichsweise höherer Speicherbedarf und auch ein höherer Rechenaufwand, welche jedoch bei der vorliegenden Rechnerinfrastruktur nicht maßgeblich ins Gewicht fallen.

Es konnte gezeigt werden, dass alleine aufgrund der Arbeitsfrequenz keine Aussage über die Zulässigkeit einer Approximation der Problemstellung als quasistationäres Magnetfeldproblem getroffen werden kann. Es erweist sich daher - speziell bei Nahfeldanwendungen - als durchaus sinnvoll, die Natur der angestrebten Anwendung zunächst auf Basis theoretischer Untersuchungen unter Berücksichtigung des zutreffenden Standards zu betrachten und erst im Anschluss daran auf numerische Methoden zurückzugreifen.

Es konnte gezeigt werden, dass die Beschreibung von Nahfeldanwendungen in Form von Ersatzschaltungen mit konzentrierten Elementen nur unter der Voraussetzung tatsächlicher quasistationärer Bedingungen zulässig ist, diese jedoch bei Gültigkeit ein einfaches Werkzeug zur Beschreibung des gesamten Übertragungskanal darstellen.

Im Bereich der Fernfeldanwendungen konnte gezeigt werden, dass selbst die Beschreibung lediglich einer isoliert betrachteten Antennenstruktur nur bedingt in Form von Ersatzschaltbildern möglich ist. Nichts desto trotz bedarf es aufgrund der Notwendigkeit der Anpassung der Antennenstruktur an den Transponder-IC zumindest einer komplexen Antennenimpedanz, welche die physikalischen Verhältnisse korrekt abbildet. Aus ähnlichen Aspekten wie bei den Antennenstrukturen für Nahfeldanwendungen erweist sich hier die

A,V-Formulierung als gut geeignet. Des Weiteren wurde gezeigt, unter welchen Gesichtspunkten die Auswahl der Randbedingung stattfinden soll.

Das spannungsabhängige nichtlineare Verhalten des Transponder-ICs mit Hilfe der vorliegenden Methoden zu Beschreiben erweist sich als durchaus rechenintensiv, stellt jedoch ein breites Gebiet für zukünftige Forschungsarbeiten dar.

7

7

7

7 Literaturverzeichnis

- [1] H. Stockman, „Communication by means of reflected power,” *Proceedings of the IRE*, 36(10): 1196-1204, 1948.
- [2] V. Chawla, and D. S. Ha, „An overview of passive RFID,” *IEEE Communications Magazine*, 45(9): 11-17, 2007.
- [3] M. Friedewald and O. Raabe, „Ubiquitous computing: An overview of technology impacts,” *Telematics and Informatics*, 28(2): 55-65, 2011.
- [4] L. Atzori, A. Iera, and G. Morabito, „The internet of things: A survey,” *Computer networks*, 54(15): 2787-2805, 2010.
- [5] C. M. Roberts, „Radio frequency identification (RFID),” *Computers & Security*, 25(1): 18-26, 2006.
- [6] J. Landt, „The history of RFID,” *IEEE Potentials*, 24(4): 8-11, 2005.
- [7] A. R. Koelle, S. W. Depp and R. W. Freyman, „Short-range radio-telemetry for electronic identification, using modulated RF backscatter,” *Proceedings of the IEEE*, 63(8): 1260-1261, 1975.
- [8] C. Reinhold, P. Scholz, W. John and U. Hilleringmann, „Efficient antenna design of inductive coupled RFID-systems with high power demand,” *Journal of Communications*, 2(6): 14-23, 2007.
- [9] F. Ohnimus, I. Ndip, S. Guttowski and H. Reichl, „Design and analysis of a bent antenna-coil for a HF RFID transponder,” *38th European Microwave Conference, EuMC 2008*, pp. 75-78, 2008.
- [10] M. Gebhart, R. Szoncsó, „Optimizing design of smaller antennas for proximity transponders,” *2nd International IEEE Workshop on Near Field Communication (NFC)*, pp. 77-82, 2010.
- [11] G. Marrocco, „The art of UHF RFID antenna design: impedance-matching and size-reduction techniques,” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 50(1): 66-79, 2008.
- [12] D. M. Dobkin and S. M. Weigand, „Environmental effects on RFID tag antennas,” *2005 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 2005.
- [13] S. Maier, „Experimental and theoretical investigations on a closed coupled RFID document tracking system,” Diplomarbeit, eingereicht an der Technischen Universität Graz, 2012.
- [14] K.V.S. Rao, P. V. Nikitin and S. F. Lam, „Antenna design for UHF RFID tags: A review and a practical application,” *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, 53(12): 3870-3876, 2005.
- [15] D. M. Dobkin, *The RF in RFID: UHF RFID in Practice*, Newnes, 2012.
- [16] E. Colin, A. Moretto, S. A. Chakra and C. Ripoll, „Shunt resistance variation for a constant power supply in UHF RFID tags,” *Proceedings of the 5th International Conference on Wireless communications, networking and mobile computing*, pp. 3754-3757, 2009.
- [17] V. Beroulle, R. Khouri, T. Vuong and S Tedjini, „Behavioral modeling and simulation of antennas: radio-frequency identification case study,” *Proceedings of the international workshop on behavioral modeling and simulation*, pp. 102-106, 2003.

-
- [18] S. Tedjini, T. P. Vuong and V. Beroulle, „Antennas for RFID tags,“ *Proceedings of the 2005 joint conference on Smart objects and ambient intelligence: innovative context-aware services: usages and technologies*, pp. 19-22, 2005.
- [19] R. Khouri, V. Beroulle, T. P. Vuong and S. Tedjini, „UHF RFID tag-antenna matching optimization using VHDL-AMS behavioral modeling,“ *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, 50(2): 151-158, 2007.
- [20] V. Derbek, C. Steger, S. Kajtazovic, J. Preishuber-Pfluegl and M. Pistauer, „Behavioral model of UHF RFID tag for system and application level simulation,“ *Proceedings of the 2005 IEEE International Behavioral Modeling and Simulation Workshop, BMAS 2005*, pp. 60-63, 2005.
- [21] V. Derbek, C. Steger, R. Weiß, D. Wischounig, J. Preishuber-Pfluegl and M. Pistauer, „Simulation platform for UHF RFID,“ *Proceedings of the conference on Design, automation and test in Europe*, pp. 918-923, 2007.
- [22] O. Soffke, P. Zhao, T. Hollstein and M. Glesner, „Modelling of HF and UHF RFID Technology for System and Circuit Level Simulations,“ *3rd European Workshop on RFID Systems and Technologies, RFID SysTech*, pp. 1-6, 2007.
- [23] H. T. Friis, „A note on a simple transmission formula,“ *Proceedings of the IRE* 34(5): 254-256, 1946.
- [24] P. R. Foster and R. A. Burberry, „Antenna problems in RFID systems,“ *IEE Colloquium. RFID Technology*, pp. 3/1-3/5, 1999.
- [25] W. Renhart, „Berechnung elektromagnetischer Felder im Bereich des menschlichen Körpers mit der Finiten-Elemente-Methode,“ Habilitationsschrift, eingereicht an der Technischen Universität Graz, 1997.
- [26] ISO/IEC 14443-4: *Identification cards, Contactless integrated circuit cards, Proximity cards, Part 4: Transmission protocol*, 2008
- [27] K. Finkenzerler, *RFID-Handbuch*, München Wien: Carl Hanser Verlag, 3., akt. Aufl., 2002.
- [28] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*, Hoboken: John Wiley & Sons, 3rd Edition, 2005.
- [29] H. W. Liu, K. H. Wu and C. F. Yang, „UHF reader loop antenna for near-field RFID applications,“ *Electronics letters*, 46(1): 10-11, 2010.
- [30] X. Qing, C. K. Goh and Z. N. Chen, „Segmented loop antenna for UHF near-field RFID applications,“ *Electronics letters*, 45(17): 872-873, 2009.
- [31] Z. N. Chen, X. Qing and H. L. Chung, „A universal UHF RFID reader antenna,“ *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, 57(5): 1275-1282, 2009.
- [32] P. V. Nikitin and K. V. S. Rao, „Antennas and propagation in UHF RFID systems,“ *2008 IEEE International Conference on RFID*, pp. 277-288, 2008.
- [33] K. Simonyi, *Theoretische Elektrotechnik*, Leipzig Berlin Heidelberg: Johann Ambrosius Barth, 10. Auflage, 1993.
- [34] G. S. Smith, *An Introduction to Classical Electromagnetic Radiation*, Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [35] K. Preis, „Anwendung der Methode der finiten Elemente zur numerischen Berechnung elektromagnetischer Felder,“ Habilitationsschrift, eingereicht an der Technischen Universität Graz, 1983.

- [36] G. Vrisk, „Numerische Berechnung dreidimensionaler stationärer Magnetfelder mit konformen finiten Elementen,” Dissertation, eingereicht an der Technischen Universität Graz, 1991.
- [37] R. Dyczij-Edlinger, „Finite-Elemente-Methoden zur numerischen Berechnung elektromagnetischer Wellenausbreitungsprobleme,” Dissertation, eingereicht an der Technischen Universität Graz, 1994.
- [38] O. Bíró, „Edge element formulations of eddy current problems,” *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 169(3): 391-405, 1999.
- [39] C. B. Lang und N. Pucker, *Mathematische Methoden in der Physik*, Heidelberg Berlin: Spektrum Akademischer Verlag, 1998.
- [40] G. Koczka, T. Bauernfeind, K. Preis and O. Bíró, „Schur complement method using domain decomposition for solving wave propagation problems,” *10th International Workshop on Finite Elements for Microwave Engineering, FEM2010*, pp. 53, 2010.
- [41] J.-M. Jin and D. J. Riley, *Finite Element Analysis of Antennas and Arrays*, Hoboken: John Wiley and Sons, 2009.
- [42] W. Renhart, K. Hollaus, C. Magele, G. Matzenauer and B. Weiss, „Radiation of USB-WLAN antenna influenced by human tissue and by notebook enclosure,” *IEEE Trans. Magn.*, 43(4): 1345-1348, 2007.
- [43] O. Bíró, K. Preis, W. Renhart, K. R. Richter and G. Vrisk, „Performance of different vector potential formulations in solving multiply connected 3-D eddy current problems,” *IEEE Trans. Magn.*, 26(2): 438-441, 1990.
- [44] K. Hollaus, B. Wagner and O. Bíró, „Simulation of the quasi-static electric field by an electric current vector potential approximated by edge elements,” *COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, 24(2): 581-590, 2005.
- [45] T. Bauernfeind, K. Preis, W. Renhart, O. Bíró and M. Gebhart, „Finite Element Simulation of Impedance Measurement Effects of NFC Antennas,” *16th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation, CEFC2014*, pp. 88, 2014.
- [46] Z. S. Sacks, D. M. Kingsland, R. Lee and J. F. Lee, „A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition,” *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, 43(12): 1460-1463, 1995.
- [47] I. Bardí, O. Bíró, K. Preis, W. Renhart and K. R. Richter, „Parameter estimation for PMLs used with 3D finite element codes,” *IEEE Trans. Magn.*, 34(5): 2755-2758, 1998.
- [48] G. Matzenauer, „Untersuchung von elektromagnetischen Wellenphänomenen mittels der Methode der finiten Elemente,” Dissertation, eingereicht an der Technischen Universität Graz, 2007.
- [49] W. Renhart, C. Magele and C. Tuerk, „Computing the Shielding Effectiveness of Thin Screens by the Finite Element Method,” *18th International Conference on the Computation of Electromagnetic Fields, COMPUMAG2011*, pp. 28, 2011
- [50] M. Gebhart, „Analytical considerations for an ISO/IEC14443 compliant smartcard transponder,” *Proceedings of the 11th International Conference on Telecommunications, ConTEL2011*, pp. 9-16, 2011.
- [51] Austriamicrosystems, *AS3900 HF Transceiver IC*, <http://www.austriamicrosystems.org/eng/Products/RF-Transmitters-Receivers/RF-Transceivers/AS3900> (Stand 15.07.2014)

- [52] ETSI EN 300 330-1 (V1.7.1, 2010-02): *Electromagnetic compatibility and Radio spectrum Matters (ERM); Short Range Devices (SRD); Radio equipment in the frequency range 9 kHz to 25 MHz and inductive loop systems in the frequency range 9 kHz to 30 MHz; Part 1: Technical characteristics and test methods*, http://www.etsi.org/deliver/etsi_en/300300_300399/30033001/01.07.01_60/en_30033001v010701p.pdf (Stand 15.07.2014)
- [53] R. Unbehauen, *Grundlagen der Elektrotechnik 1*, Berlin Heidelberg New York: Springer, 5., neubearb. Aufl., 1999.
- [54] Microchip AN710: *Antenne Circuit Design for RFID Applications*, <http://ww1.microchip.com/downloads/en/AppNotes/00710c.pdf> (Stand 15.07.2014)
- [55] F. W. Grover, *Inductance Calculations: Working Formulas and Tables*, New York: Dover Publications, 1962.
- [56] O. Zinke und H. Brunswig, *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*, Berlin Göttingen Heidelberg New York: Springer-Verlag, 1965.
- [57] K. Preis, T. Bauernfeind, O. Bíró, G. Koczka and I. Tícar, „Investigation of UHF circular loop antennas for RFID,“ *IEEE Trans. Magn.*, 46(8): 3309-3312, 2010.
- [58] T. Bauernfeind, K. Preis, O. Bíró, G. Koczka and F. Hämmerle, „Calculation of equivalent circuit parameters for a high-frequency RFID transponder,“ *Proceedings of the 17th International Conference on the computation of electromagnetic fields, COMPUMAG2009*, pp: 883-884, 2009.
- [59] R. Paul, *Elektrotechnik 2: Netzwerke*, Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 3., überarb. Aufl., 1994.
- [60] T. Bauernfeind, W Renhart, S. Schemthanner, M. Gebhart and K. Preis, „Equivalent circuit parameter extraction for controlled detuned NFC antenna systems utilizing thin ferrite foils,“ *12th International Conference on Telecommunications, ConTEL2013*, pp. 251-256, 2013.
- [61] P. V. Nikitin, K.V.S. Rao, R. Martinez an S. F. Lam, „Sensitivity and impedance measurements of UHF RFID chips,“ *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, 57(5): 1297-1302, 2009.
- [62] P. V. Nikitin and K. V. S. Rao, „Performance limitations of passive UHF RFID systems,“ *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, pp. 1011-1014, 2006.
- [63] U. Mühlmann and H. Witschnig, „Hard to read tags": an application-specific experimental study in passive UHF RFID systems,“ *e & i Elektrotechnik und Informationstechnik*, 124(11): 391-396, 2007.
- [64] G. Orecchini, et al., „Design and fabrication of ultra-low cost radio frequency identification antennas and tags exploiting paper substrates and inkjet printing technology,“ *IET microwaves, antennas & propagation*, 5(8): 993-1001, 2011.
- [65] P. V. Nikitin, K. V. S. Rao and S. Lazar, „An overview of near field UHF RFID,“ *IEEE international Conference on RFID*, pp. 167-174, 2007.
- [66] NXP SL3S1203_1213: *UCODE G2iL and G2iL+*, http://www.nxp.com/documents/data_sheet/SL3S1203_1213.pdf (Stand 15.07.2014)
- [67] G. Sinclair, „The transmission and reception of elliptically polarized waves,“ *Proceedings of the IRE*, 38(2): 148-151, 1950.

- [68] U. Karthaus and M. Fischer, „Fully integrated passive UHF RFID transponder IC with 16.7- μ W minimum RF input power,“ *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 38(10): 1602-1608, 2003.
- [69] J.-P. Curty, M. Declercy, C. Dehollain and N. Joehl, *Design and Optimization of Passive UHF RFID Systems*, New York: Springer, 2007.
- [70] T. Bauernfeind, K. Preis, G. Koczka, S. Maier and O. Bíró, „Influence of the non-linear UHF-RFID IC impedance on the backscatter abilities of a T-Match tag antenna design,“ *IEEE Trans.Magn.*, 48(2): 755-758, 2012.
- [71] H.-W. Son and C.-S. Pyo, „Design of RFID tag antennas using an inductively coupled feed,“ *Electronics Letters*, 41(18): 994-996, 2005.
- [72] NXP SL3ICS1002/1202: *UCODE G2XM and G2XL*, http://www.nxp.com/documents/data_sheet/SL3ICS1002_1202.pdf (Stand 15.07.2014)
- [73] K. V. S. Rao, P. V. Nikitin and S. F. Lam, „Impedance matching concepts in RFID transponder design,“ *4th IEEE Workshop on Automatic Identification Advanced Technologies*, pp. 39-42, 2005.
- [74] M. Hamid and R. Hamid, „Equivalent circuit of dipole antenna of arbitrary length,“ *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, 45(11): 1695-1696, 1997.
- [75] T. Bauernfeind, K. Preis, G. Koczka, W. Renhart and O. Bíró, „Equivalent circuit description for UHF-RFID tag antennas utilizing inductively coupled feeding structures,“ *Proceedings of the 11th International Conference on Telecommunications, ConTEL2011*, pp. 23-30, 2011.
- [76] T. Bauernfeind, G. Koczka, K. Preis and O. Bíró, „Influence of UHF-RFID flip-chip-packaging effects on the tag-antenna matching,“ *14th Int. IGTE Symposium, IGTE2010*, pp. 70, 2010.
- [77] MicroSim PSpice Optimizer: *Analog Performance Optimization Software, User's Guide*, <http://www.del.ufms.br/opturgd.pdf> (Stand 15.07.2014)
- [78] G. A. Thiele, E. Ekelman Jr. and L. W. Henderson, „On the accuracy of the transmission line model of the folded dipole,“ *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, 28(5): 700-703, 1980.
- [79] M. T. Reich and C. Bauer-Reich, „UHF RFID impedance matching: When is a T-match not a T-match?,“ *2014 IEEE International Conference on RFID, IEEE RFID*, pp. 23-30, 2014.
- [80] G. Manzi and U. Muehlmann, „Passive UHF RFID sensor/transponder antenna optimization for backscatter operation by electromagnetic-circuitual co-simulation,“ *Proceedings of the 11th International Conference on Telecommunications, ConTEL2011*, pp. 17-22, 2011.
- [81] Agilent Impedance Measurement Handbook: *A guide to measurement technology and techniques*, 4th Edition, <http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5950-3000.pdf> (Stand 15.07.2014)
- [82] S. J. Manson, „Feedback theory – further properties of signal flow graphs,“ *Proceedings of the IRE*, 44(7): 920-926, 1956.
- [83] R. C. Hansen, „Relationships between antennas as scatterers and as radiators,“ *Proceedings of the IEEE*, 77(5): 659-662, 1989.

-
- [84] J. S. Petko and D. H. Werner, „Dense 3d fractal tree structures as miniature end-loaded dipole antennas.“ *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium 2002*, pp. 94-97, 2002.
- [85] ThingMagic: *Mercury5e RFID Reader*,
http://www.thingmagic.com/images/stories/publicuserguides/ReaderAssistant_UserGuide_v1.1.1.pdf (Stand 15.07.2014)
- [86] M. Gebhart, T. Baier and M. Facchini, „Automated antenna impedance adjustment for Near Field Communication (NFC),“ *12th International Conference on Telecommunications (ConTEL2013)*, pp. 235-242, 2013.
- [87] T. Bauernfeind, K. Preis, G. Koczka and O. Bíró, „Investigation of the scattering behavior of transponder antennas in case of nonlinear termination,“ *11th International Workshop on Finite Elements for Microwave Engineering, FEM 2012*, pp. 26, 2012.
- [88] T. Bauernfeind, K. Preis, G. Koczka and O. Bíró, „Scattering calculations of passive UHF-RFID transponders,“ *15th Int. IGTE Symposium, IGTE2012*, pp. 70, 2012.

Tabellenverzeichnis

Tabelle 4.1 Ersatzschaltbildparameter aus den Volumsintegralen.....	46
Tabelle 4.2 Parameter des Parallelresonanzkreises.....	47
Tabelle 4.3 Ersatzschaltbildparameter aus der 2D Simulation	53
Tabelle 4.4 Induzierte Spannungen in der geforderten Entfernung von $d = 3,5$ m.....	54
Tabelle 4.5 Spannung am Transceivereingang aus der Netzwerksimulation.....	56
Tabelle 4.6 Probleminformationen der 3D Simulationen	59
Tabelle 4.7 Ersatzschaltbildparameter aus dem 3D Wellenproblem	60
Tabelle 4.8 Speicherbedarf und Rechenzeiten	62
Tabelle 5.1 Ersatzschaltbildparameter der Dipolstruktur nach Abb. 5.5	78
Tabelle 5.2 Ersatzschaltbildparameter des Impedanztransformators.....	80
Tabelle 5.3 Probleminformation zum induktiv angekoppelten Antennendesign.....	81
Tabelle 5.4 Optimierte Ersatzschaltbildparameter auf Basis der Netzwerksimulation.....	82
Tabelle 5.5 Geometrieparameter für das optimierte Schleifensystem	83
Tabelle 5.6 Geometrieparameter der T-Match Struktur.....	86
Tabelle 5.7 Antennenimpedanz bei der Arbeitsfrequenz $f_T = 875$ MHz.....	86
Tabelle 5.8 Eingeprägte Ströme und zugehörige Antennenspannung	92

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1 Kontaktloses Indentifikationssystem.....	4
Abb. 1.2 Magnetisch verkoppeltes Nahfeld-System.....	5
Abb. 1.3 Fernfeld-System basierend auf sich ausbreitenden, elektromagnetischen Wellen.....	6
Abb. 2.1 Unterteilung des Problemgebietes bei klassischen Wirbelstromproblemen	10
Abb. 2.2 Anregung über konstantes Vektorpotenzial	16
Abb. 2.3 Anregung über konstantes Skalarpotenzial	16
Abb. 2.4 Quasistationäres Strömungsfeld mit komplexer Leitfähigkeit im Problemgebiet	21
Abb. 4.1 Antennenersatzschaltbild der elektrisch kurzen Schleifenantenne	28
Abb. 4.2 Stromschleife in der x-y-Ebene	31
Abb. 4.3 Magnetische Erregung in koaxialer bzw. koplanarer Orientierung für $ \mathbf{m} = 1 \text{ Am}^2$	33
Abb. 4.4 Prinzipielles Antennendesign: Schleifenantenne mit zwei Windungen.....	39
Abb. 4.5 FE-Diskretisierung im Ecken- und Kantenbereich der Leiterbahn	40
Abb. 4.6 Feed-Gap der Schleifenantenne.....	40
Abb. 4.7 Eingepprägtes elektrisches Feld im Feed-Gap	41
Abb. 4.8 FE-Diskretisierung des gesamten Problemgebietes	42
Abb. 4.9 Kapazitiver Spannungsteiler als Anpassnetzwerk.....	48
Abb. 4.10 Anpassnetzwerk für den Single-Ended Betriebsfall.....	48
Abb. 4.11 Anpassnetzwerk für den Differential-Ended Betriebsfall	49
Abb. 4.12 PSpice Testschaltung zur Überprüfung des Anpassnetzwerkes.....	50
Abb. 4.13 Real- und Imaginärteil der Impedanz am Anpassnetzwerk als Funktion der Frequenz.....	50
Abb. 4.14 Betrag des Antennenstroms aus der Netzwerksimulation.....	51
Abb. 4.15 Betrag der magnetischen Erregungen entlang der Rotationsachse aus der 2D Simulation	54
Abb. 4.16 PSpice Testschaltung zur Ermittlung der Spannung am Transceivereingang.....	55
Abb. 4.17 Spannung am Transceivereingang aus der PSpice-Netzwerksimulation	56
Abb. 4.18 Magnetische Erregung aus der 2D Simulation.....	58
Abb. 4.19 Finite Elemente-Modell zur Reichweitenabschätzung, ABC bei $\lambda/2$	59
Abb. 4.20 Vergleich der magnetischen Erregung aus der 2D und 3D Simulation	61
Abb. 4.21 Magnetische Erregung aus der 3D Simulation.....	61
Abb. 4.22 Modell zur Beschreibung der magnetischen Verkopplung der Schleifenantennen	62

Abb. 4.23 Netzwerkmodell des gesamten Übertragungskanals	65
Abb. 5.1 UHF-RFID Tag nach dem Prinzip einer induktiven Ankopplung des Transponder- ICs (halbes Modell).....	72
Abb. 5.2 Vereinfachtes Ersatzschaltbild des verkoppelten Schleifensystems	73
Abb. 5.3 Kapazitives Ersatzschaltbild der verkoppelten Schleifen	74
Abb. 5.4 Gesamtersatzschaltbild des Impedanztransformators	75
Abb. 5.5 Ersatzschaltbild der Dipolantenne	76
Abb. 5.6 Problemgebiet für die finite Elemente-Simulation.....	77
Abb. 5.7 Eingangsimpedanz der Dipolstruktur aus der Berechnung des Wellenproblems	78
Abb. 5.8 Eingangsimpedanz im UHF-RFID Frequenzbereich	79
Abb. 5.9 Gesamtersatzschaltbild der UHF-RFID Tag-Antenne	79
Abb. 5.10 Geometrieparameter der Schleifenstruktur des Impedanztransformators	80
Abb. 5.11 Antennenimpedanz des UHF-RFID Tags im relevanten UHF-RFID Frequenz- bereich aus der numerischen Feldsimulation und dem Ersatznetzwerk.....	81
Abb. 5.12 UHF-RFID Tag-Antenne nach dem Prinzip des T-Matching (halbes Modell).....	83
Abb. 5.13 Verlauf der Antennenimpedanz des T-Match Tag-Antennendesigns	85
Abb. 5.14 Problemgebiet für die finite Elemente-Simulation.....	87
Abb. 5.15 Messtechnisch ermittelte IC-Impedanz (NXP UCode G2X) bei $f_T = 875$ MHz	88
Abb. 5.16 Spannungsabhängigkeit der IC-Impedanz (NXP UCode G2X) bei $f_T = 875$ MHz.	90
Abb. 5.17 Modell zur Berechnung des Rückstreuverhaltens	92
Abb. 5.18 Modellierung der IC-Impedanz im finiten Elemente-Modell	93
Abb. 5.19 Differenz der Strahlungsleistungen für die unmodulierte bzw. modulierte IC- Impedanz als Funktion der Sendeleistung.....	94
Abb. 5.20 T-Match Tag-Antenne mit “Top-Load”	95
Abb. 5.21 Antennenimpedanz der T-Match Tag-Antenne mit “Top-Load”	95
Abb. 5.22 Messanordnung zur Bestimmung der Signalqualität.....	96
Abb. 5.23 Ermittelte Signalqualität (RSSI-Wert) aus der Messung	96