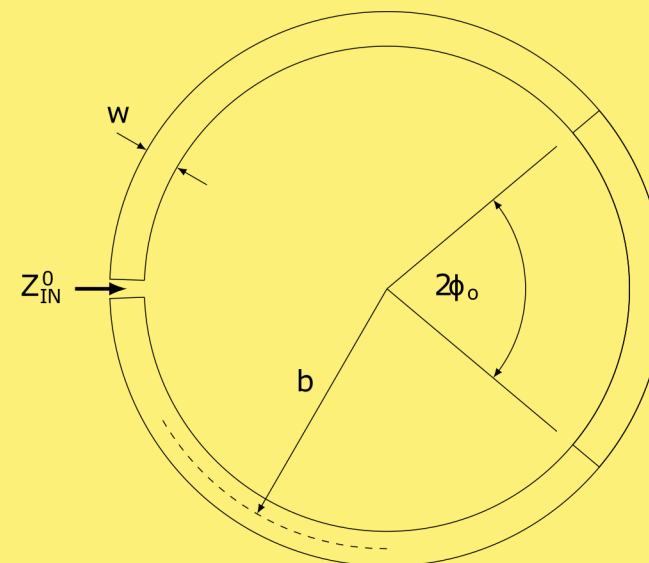


Enrico Pannicke

## Empfangsspulen für bildgeführte Eingriffe mittels Magnetresonanztomographie

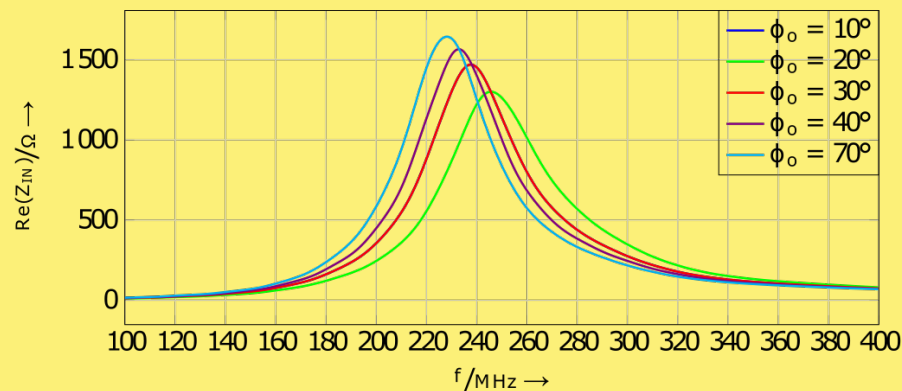
Enrico Pannicke: Interventionelle Empfangsspulen



Die sogenannten „MR-Empfangsspulen“ sind für die sichere Durchführung bildgeführter Eingriffe von enormer Bedeutung - bestimmten sie doch wesentlich die Bildqualität. In der vorliegenden Arbeit wurde eine dedizierte interventionelle MR-Empfangsspule in ihren Grundzügen untersucht. Dieses hat zum Zweck, die Platzierung und Vorbereitung einer für den Eingriff notwendigen MR-Empfangsspule wesentlich zu vereinfachen.

Dazu werden neue Ansätze zur sogenannten „Leistungsanpassung“ und „Aktiven Entkopplung“ vorgestellt. Diese ermöglichen es die bisher üblichen Topologien von MR-Empfangsspulen neu zu definieren und weitere Freiheitsgrade in der Implementierung zu gewinnen.

Diese Ansätze werden eingehend analysiert und entsprechende Verfahren zur korrekten Dimensionierung erarbeitet. Letztere dienen damit als Grundlage für ein ingenieurtechnisches Vorgehen und einer experimentellen Validierung unterzogen. Ein beide Ansätze vereinender Demonstrator einer dedizierten interventionellen Spule konnte aufzeigen, dass die neuen Ansätze vergleichbare Ergebnisse zum Stand der Technik liefern.



# Empfangsspulen für bildgeführte Eingriffe mittels Magnetresonanztomographie

**Dissertation**

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur

(Dr.-Ing.)

von **M. Sc. Enrico Pannicke**

geb. am 01.11.1987 in Leipzig

genehmigt durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Gutachter:

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Ralf Vick

Univ.-Prof. Dr.-rer. nat. Oliver Speck

Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Harald Möller

Promotionskolloquium am 21. September 2021

# Res Electricae Magdeburgenses

Magdeburger Forum zur Elektrotechnik, Jg. 19, Band 85, 2021

<http://www.mafo.ovgu.de/>

## IMPRESSUM

### Herausgeber:

- Prof. Dr.-Ing. Andreas Lindemann, Lehrstuhl für Leistungselektronik, Institut für Elektrische Energiesysteme
- Prof. Dr.-Ing. habil. Martin Wolter, Lehrstuhl für Elektrische Netze und Erneuerbare Energie, Institut für Elektrische Energiesysteme
- Prof. Dr. rer. nat. Georg Rose, Lehrstuhl für Medizinische Telematik/Medizintechnik, Institut für Medizintechnik
- Prof. Dr.-Ing. Ralf Vick, Lehrstuhl für Elektromagnetische Verträglichkeit, Institut für Medizintechnik

### Gründungsherausgeber:

- Prof. Dr. rer. nat. habil. Jürgen Nitsch
- Prof. Dr.-Ing. habil. Zbigniew Antoni Styczynski

alle: Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg  
Postfach 4120, 39016 Magdeburg

### V. i. S. d. P.:

Dr.-Ing. Enrico Pannicke

Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Postfach 4120, 39016 Magdeburg

1. Auflage, Magdeburg, Otto-von-Guericke-Universität, 2021

Zugl.: Magdeburg, Univ., Diss., 2021

Redaktionsschluss: Oktober 2021

ISSN: 1612-2526

ISBN: 978-3-948749-12-5

DOI: 10.24352/UB.OVGU-2021-096

© Copyright 2021 Enrico Pannicke

Bezug über die Herausgeber

Druck: docupoint GmbH

Otto-von-Guericke-Allee 14, 39179 Barleben

## Kurzfassung

Die Magnetresonanztomographie bietet einen überragenden Weichteilkontrast, die Möglichkeit Schichten beliebig ausrichten zu können und eine nicht invasive Thermometrie. Zur Durchführung minimal invasiver bildgeführter Eingriffe stellen diese Eigenschaften einen unschätzbaren Vorteil gegenüber anderen bildgebenden Verfahren, wie der Computertomographie (CT) dar. Denn der überragende Weichteilkontrast ermöglicht es auch kleine Zielstrukturen darzustellen und damit eine zuverlässige Punktion zu ermöglichen. Die Auswahl auch obliquer (d. h. schräger) Schichten ermöglicht es, etwaige Risikostrukturen sicher zu umgehen.

Dennoch konnten sich die Durchführung solcher Eingriffe unter MR-Bildgebung in den vergangenen 20 Jahren nie in der Breite durchsetzen. Ein wesentlicher Grund hierfür ist der komplexe Arbeitsablauf solcher Eingriffe, die aufgrund fehlender standardisierter Instrumente und Prozeduren nur an wenigen Zentren durchgeführt werden. Die dort etablierten Lösungen sind durch eine hohe Individualität und schlechte Übertragbarkeit gekennzeichnet.

Die sogenannten „MR-Empfangsspulen“ sind für die sichere Durchführung solcher Eingriffe von enormer Bedeutung - bestimmten sie doch wesentlich die Bildqualität. Ziel dieser Dissertation ist es daher ein Konzept für eine dedizierte interventionelle MR-Empfangsspule in ihren Grundzügen zu untersuchen. Dieses hat zum Zweck, die Platzierung und Vorbereitung einer für den Eingriff notwendigen MR-Empfangsspule wesentlich zu vereinfachen. Dazu werden neue Ansätze zur sogenannten „Leistungsanpassung“ und „Aktiven Entkopplung“ vorgestellt. Diese ermöglichen es die bisher üblichen Topologien von MR-Empfangsspulen neu zu definieren und weitere Freiheitsgrade in der Implementierung zu gewinnen. Dieses Vorgehen unterscheidet sich grundlegend von vergleichbaren Studien, die konsequent auf die Substitution von Komponenten setzen z. B. zur Erhöhung der Flexibilität.

Die vorgestellten Ansätze werden eingehend analysiert und entsprechende Verfahren zur korrekten Dimensionierung erarbeitet. Letztere dienen damit als Grundlage für ein ingenieurtechnisches Vorgehen und werden experimentell validiert. Beide Teilansätze wurden in dem Demonstrator einer dedizierten interventionellen Spule integriert und anhand von Labor- und MR-Messungen evaluiert. Dabei konnte aufgezeigt werden, dass die neu eingeführten Ansätze vergleichbare Ergebnisse zu dem im Stand der Technik etablierten Methoden liefern.

Zusammenfassend kann somit festgehalten werden, dass die in dieser Arbeit dargelegten Beiträge die Implementierung interventioneller „Einweg“-Spulen ermöglicht.

## Abstract

Magnetic resonance imaging offers superior soft tissue contrast, the ability to align slices at will, and non-invasive thermometry. For performing minimally invasive image-guided interventions, these features provide an invaluable advantage over other imaging modalities, such as computed tomography (CT). This is because the superior soft tissue contrast makes it possible to visualize even small target structures, thus enabling reliable puncture. The selection of oblique slices also makes it possible to safely bypass any risk structures. Nevertheless, the performance of such procedures under MR imaging has never been able to gain widespread acceptance over the past 20 years. A major reason for this is the complex workflow of such procedures, which are only performed at a few centers due to the lack of standardized instruments and procedures. The solutions established there are characterized by a high degree of individuality and poor transferability.

The so-called „MR-receive coils“ are of enormous importance for the safe performance of such interventions - after all, they essentially determined the image quality. Therefore, the aim of this dissertation is to investigate a concept for a dedicated interventional MR receive coil. The purpose of this concept is to significantly simplify the placement and preparation of an MR receive coil required for the intervention.

To this end, new approaches to so-called „power matching“ and „active decoupling“ are presented. These allow to redefine the usual topologies of MR receive coils and to gain further degrees of freedom in the implementation. This approach differs fundamentally from comparable studies that consistently rely on component substitution to increase flexibility.

The approaches presented are analyzed in detail and corresponding procedures for correct dimensioning are developed. The latter thus serve as a basis for an engineering approach and are validated experimentally. Both sub-approaches were integrated in the demonstrator of a dedicated interventional coil and evaluated by means of laboratory and MR measurements. It could be shown that the newly introduced approaches provide comparable results to the state of the art established methods.

In summary, it can thus be stated that the contributions presented in this work enable the implementation of interventional „disposable“ coils.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>19</b>
1.1 Motivation	19
1.2 Zielstellung & Gliederung der Arbeit	21
<b>2 Grundlagen der Magnetresonanztomographie</b>	<b>22</b>
2.1 Medizinische Bildgebungsverfahren	22
2.2 Physikalische Grundlagen der Magnetresonanztomographie	24
2.3 Blochgleichung	25
2.4 Relaxationszeiten & Echobildung	29
2.5 Ortskodierung	33
<b>3 Charakterisierung und Implementierung von MR-Empfangsspulen</b>	<b>37</b>
3.1 Empfang des MR-Signals	38
3.2 Eingangsimpedanz einer Leiterschleife	43
3.2.1 Theoretische Grundlage	43
3.2.2 Fourier-Entwicklung	46
3.2.3 Signal-zu-Rausch Verhältnis einer Leiterschleife	49
3.3 Tuning & Matching der Leiterschleife	53
3.3.1 Generelles Anpassnetzwerk	55
3.3.2 Anpassung einer MR-Spule	57
3.3.3 Signal-zu-Rausch Verhältnis	60
3.4 Vorverstärkerentkopplung	61
3.4.1 Herleitung der Dimensionierungsgleichungen	61
3.4.2 Entkoppelgüte passiver Netzwerke	65
3.4.3 Analyse der Beladungsabhängigkeit	67
3.4.4 Demonstration der Ergebnisse	69
3.4.5 Diskussion & Zusammenfassung	75
3.5 Aktive Entkopplung	77
3.5.1 Ansatz der Implementierung	77
3.5.2 Analyse der Entkoppeleigenschaften	80
3.6 Einsatz verteilter Kondensatoren	82
3.6.1 Herleitung der Dimensionierungsgleichungen	83
3.6.2 Analyse der Methode	89

3.6.3	Manuelle Bestimmung	90
3.6.4	Demonstration der Ergebnisse	92
3.6.5	Diskussion & Zusammenfassung	94
<b>4</b>	<b>Interventionelle Spulen</b>	<b>96</b>
4.1	Stand der Technik	96
4.2	Anforderungsanalyse	98
4.2.1	Ablauf einer MR-geführten Intervention	98
4.2.2	Klinische Anforderungen	104
4.3	Lösungsvorschlag	106
4.3.1	Konzept	106
<b>5</b>	<b>Konzept zur Leistungsanpassung</b>	<b>109</b>
5.1	Ansatz	109
5.2	Beschreibung der Anordnung	112
5.3	Analyse der Parameterabhängigkeiten	114
5.3.1	Simulationsmethode	115
5.3.2	Validierung der Simulationsmethodik	119
5.3.3	Ergebnisse	121
5.4	Modellierung der Anordnung	130
5.4.1	Modellansatz 1: Konzentrierte Kapazitäten	131
5.4.2	Modellansatz 2: Wellenleiter	132
5.4.3	Kalibrierung der Modelle	137
5.4.4	Vergleich beider Modelle	137
5.4.5	Demonstration der Modelle	143
5.4.6	Experimentelle Validierung	145
5.5	Diskussion	147
<b>6</b>	<b>Konzept zur aktiven Entkopplung</b>	<b>149</b>
6.1	Ansatz	149
6.2	Analyse	150
6.2.1	Dimensionierung	150
6.2.2	Entkoppelgüte	154
6.3	Demonstrator	158
6.3.1	Versuchsziel	158
6.3.2	Implementierung	159
6.3.3	Experimenteller Aufbau	160
6.3.4	Ergebnisse	162
6.4	Diskussion	165

<b>7 Demonstrator einer interventionellen Spule</b>	<b>167</b>
7.1 Versuchsziel	167
7.2 Material & Methoden	168
7.2.1 Leistungsanpassung	168
7.2.2 Aktive Entkopplung	170
7.2.3 Experimenteller Aufbau: MR-Messungen	172
7.3 Ergebnisse	175
7.3.1 Workbench-Messungen	175
7.3.2 MR-Messungen	177
7.4 Diskussion	181
<b>8 Zusammenfassung &amp; Ausblick</b>	<b>184</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>187</b>
<b>A Streuparameter</b>	<b>198</b>
A.1 Streuparameter bestimmen	198
A.2 Kombination von Streumatrizen	201
A.2.1 Abschluss von Ports	201
A.2.2 Beliebige Konnektierung	203
A.3 Berechnung der Torgroßen	204
A.3.1 Berechnung der Ströme	204
A.4 Anpassung einer MR-Spule	207
A.4.1 $Z_V$	207
A.4.2 $Z_H$	208



## Symbolverzeichnis

$A_{x,y,z}$	Komponente des Vektorpotential in x,y,z-Richtung
$B_0$	Statisches Magnetfeld des MRT
$B_1$	Magnetfeldkomponente der Sendespule des MRT
$B_1^+$	Feldstärke der Sendespule
$B_1^-$	Feldstärke bzw. Sensitivität der Empfangsspule
$C$	Elektrische Kapazität
$C_F$	Streukapazität
$C_G, C_G^B$	Gesamtkapazität und normierte Gesamtkapazität einer „Split-Coil“
$C_H, C_V$	Horizontale und vertikale elektrische Kapazität eines $\Gamma$ -Netzwerks
$D$	Stromunterdrückung
$F$	Rauschzahl
$G(\varphi)$	Greensche Funktion
$G_{av}$	Verfügbare Leistungsverstärkung
$G_{x,y,z}$	Komponente in x,y,z-Richtung des Vektors $\mathbf{G}_z$
$I$	Elektrischer Strom
$I_{1,2}$	Elektrischer Strom an Tor 1 oder Tor 2
$I_j^M$	Elektrischer Strom in Leiterschleife $j$ im angepassten Zustand
$I_j^P$	Elektrischer Strom in Leiterschleife $j$ im entkoppelten Zustand

$I_n$	n-ter Fourierkoeffizient des elektrischen Strom
$L$	Elektrische Induktivität
$L_L$	Elektrische Induktivität einer Leiterschleife
$M_0$	Netto-Magnetisierung
$M_{xy}$	Transversale Magnetisierung
$M_z$	Longitudinale Magnetisierung
$Q$	Elektrische Güte
$Q_B$	Güte des beladenen Schwingkreises
$Q_D$	Entkopplungsgüte
$Q_U$	Güte des unbeladenen Schwingkreises
$R$	Elektrischer Widerstand
$S_{11}, S_{22}$	Eingangsreflektionsfaktor am Tor 1 und Tor 2
$S_{12}$	Transmissionsfaktor von Tor 2 auf Tor 1
$S_{21}$	Transmissionsfaktor von Tor 1 auf Tor 2
$T$	Umgebungstemperatur
$T_1$	Zeitkonstante zur Beschreibung der Spin-Gitter Relaxation
$T_2$	Zeitkonstante zur Beschreibung der Spin-Spin Relaxation
$T_2^*$	Verkürzte Zeitkonstante aufgrund von Magnetfeldfluktuationen
$U$	Elektrische Spannung
$U_{1,2}$	Elektrische Spannung über Tor 1 oder Tor 2
$U_G$	Elektrische Spannung des Deltagenerators
$U_S$	Aufgrund des MR-Experimentes induzierte Spannung

$U_q$	Elektrische Quellspannung
$X$	Elektrische Reaktanz
$Y_0, Y_\pi, Y_{\pi/2}, Y_{3\pi/2}$	Koppeladmittanzen auf einer Leiterschleife.
$Y_{IN}$	Eingangsadmittanz
$Z$	Elektrische Impedanz
$Z_0$	Charakteristische Impedanz
$Z_0^{CM}$	Charakteristische Impedanz eines unsymmetrischen Wellenleiters.
$Z_0^{DM}$	Charakteristische Impedanz eines symmetrischen Wellenleiters.
$Z_{1,2}$	Referenzimpedanz am Tor 1 oder Tor 2
$Z_E$	Elektrische Impedanz des Empfängers
$Z_H, Z_V$	Horizontale und Vertikale Impedanz eines $\Gamma$ -Netzwerks
$Z_{IN}, Z_{OUT}$	Eingangs- und Ausgangsimpedanz
$Z_{IN}^A$	Impedanzverlauf im Bereich <b>A</b>
$Z_{IN}^C$	Impedanzverlauf im Bereich <b>C</b>
$Z_S$	Elektrische Impedanz der Leiterschleife
$\Delta(kb)$	Nutzbare Bandbreite
$\Gamma$	Reflektionsfaktor
$b$	Leiterschleifenradius
$\Phi$	Elektrisches Potential
$w$	Drahradius
$\alpha$	Dämpfungskonstante
$\alpha_P$	Auslenkung der Magnetisierung in die xy-Ebene („Flip-Winkel“)

$\beta$	Fortpflanzungskonstante
$\epsilon$	Elektrische Permittivität
$\epsilon_0$	Elektrische Feldkonstante
$\epsilon_{R,\text{eff}}$	Effektive relative elektrische Permittivität
$\epsilon_R$	Relative elektrische Permittivität
$\gamma$	Komplexe Übertragungskonstante eines elektrischen Vierpols
$\lambda$	Eigenwert
$(kb)_0^B$	Normierte Wellenzahl für $f_0^B$
$(kb)_0^D$	Normierte Wellenzahl für $f_0^D$
$[S]$	Streuparameter-Matrix
$[Y]$	Admittanz-Matrix
$\mu$	Magnetische Permeabilität
$\mu_0$	Magnetische Feldkonstante
$\omega$	Kreisfrequenz
$\omega_0$	Larmorkreisfrequenz
$\omega_1$	Kreisfrequenz des Sendefeldes
$\sigma$	Elektrische Leitfähigkeit
$\tau_P$	Zeitdauer des Einwirkens des Sendefeldes
$\theta$	Polarwinkel
$\varphi$	Azimutwinkel
$\varphi_m$	Position des Delta-Generators
$\mathbf{A}$	Vektorpotential

<b>B</b>	Magnetfeldvektor
<b>B<sub>pri</sub>, B<sub>sek</sub></b>	Primäres und sekundäres Feld der Sendespule des MRT
<b>E</b>	Vektor des elektrischen Feldes
<b>E<sub>1,2</sub></b>	Vektor des elektrischen Feldes in Volumen $V_1$ und $V_2$
<b>E<sub>φ</sub></b>	Komponente des elektrischen Feldes in $\varphi$ -Richtung
<b>G<sub>z</sub></b>	Räumliche Ableitung des statischen Magnetfeldes in z-Richtung
<b>H</b>	Vektor der magnetischen Feldstärke
<b>H<sub>1</sub></b>	Vektor der magnetischen Feldstärke in Volumen $V_1$ und $V_2$
<b>J</b>	Vektor der Stromdichte
<b>J<sub>1,2</sub></b>	Vektor der Stromdichte in Volumen $V_1$ und $V_2$
<b>J<sub>2C</sub></b>	Vektor der Stromdichte im Phantom innerhalb von Volumen $V_2$
<b>J<sub>2S</sub></b>	Vektor der Stromdichte in der Leiterschleife innerhalb von Volumen $V_2$
<b>M</b>	Magnetisierung
<b>M<sub>1,2</sub></b>	Magnetisierung in Volumen $V_1$ und $V_2$
$\mu$	magnetisches Moment
<b>e<sub>x,y,z</sub></b>	Einheitsvektor in x,y,z-Richtung
<b>m</b>	Magnetisches Dipolmoment
<b>r, r'</b>	Ortsvektor zum Quell- und Aufpunkt
$\xi$	Wellenimpedanz des Freiraums
$a_{1,2}$	Eingehende Leistungswelle an Tor 1 oder Tor 2
$a_n$	n-ter kombinierter Fourierkoeffizient
$b_{1,2}$	Ausgehende Leistungswelle an Tor 1 oder Tor 2

$d$	Abstand zum Phantom
$f$	Frequenz
$f_0$	Larmorfrequenz
$f_0^{\mathbf{B}}$	Serienresonanz im Bereich <b>B</b>
$f_0^{\mathbf{D}}$	Parallelresonanz im Bereich <b>D</b>
$h$	Substrathöhe
$k$	Wellenzahl
$k_n$	n-ter Fourierkoeffizient
$k_{x,y,z}$	Wellenzahl in x,y,z-Richtung
$q$	Elektrische Ladung
$t$	Zeit
$w$	Leiterbahnbreite

## Abbildungsverzeichnis

2.1	Objekte in einem zu untersuchenden Volumen und unterschiedliche Darstellung abhängig vom Bildgebungsverfahren. . . . .	23
2.2	Vergleich zwischen CT (a), MRT (b) und PET (c & d) anhand einer Metastase in der Leber (Segment VII) (Darstellung entnommen aus [AMH+13]).	23
2.3	Der Kern eines Wasserstoffatoms bildet durch die eigene Rotation ein magnetisches Dipolmoment aus (A). Initial sind diese Momente zufällig ausgerichtet (B) und erst durch das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes $B_0$ ist eine nach außen hin messbare Magnetisierung $\mathbf{M}$ ausgebildet (C). . . .	26
2.4	Zeitlicher Verlauf aller Vektorkomponenten der Magnetisierung $\mathbf{M}$ , wenn zum Zeitpunkt $t = 0$ s ein äußeres Magnetfeld $B_0$ entlang der z-Raumrichtung angelegt wird. . . . .	27
2.5	Zeitlicher Verlauf aller Vektorkomponenten der Magnetisierung $\mathbf{M}$ , wenn ein statisches Magnetfeld $B_0$ entlang der z-Raumrichtung und ein magnetisches Wechselfeld in der Transversalebene (x-y) angelegt sind. . . . .	29
2.6	Ausbildung des „Free-Induction-Decay“-Signals (FID) nach Auslenkung der Magnetisierung aus ihrem Gleichgewichtszustand durch ein hochfrequentes Wechselfeld. . . . .	30
2.7	Zerfall der Transversalmagnetisierung durch den Verlust der Phasenkohärenz zwischen den Kernspins. . . . .	31
2.8	Rephasierung der Kernspins nach der Applikation eines $90^\circ$ - und $180^\circ$ -Puls. Nach der Zeitdauer $\mathbf{TE}$ ist die noch verfügbare Transversalmagnetisierung entsprechend dem $T_2$ -Verfall wieder hergestellt. . . . .	32
2.9	Darstellung der $T_2$ -Relaxation für verschiedene Gewebe (links) und die sich daraus ergebende Signaldifferenz bzw. Kontrast in der endgültigen Darstellung (rechts). Diese kann mittels $\mathbf{TE}$ beeinflusst bzw. wie demonstriert maximiert werden. . . . .	32
2.10	Schichtselektive Anregung der Magnetisierung $M_{xy}$ mittels ortsabhängiger Magnetfelder in eine Raumrichtung (links). Jeder aufgenommene Abtastpunkt stellt hierbei eine Summation über die gesamte Verteilung $M_{xy}(x, y)$ in der verbleibenden Ebene dar (rechts). Mit Einführung der Gradientenfelder lässt sich dieser Prozess jedoch als Fouriertransformation der Verteilung $M_{xy}(x, y)$ auffassen. . . . .	35

2.11 Zusammenfassung aller Teilschritte zur Signalanregung, -aufbereitung und Ortskodierung in einem Sequenzdiagramm (links).	36
3.1 Darstellung der beiden betrachteten Volumen $V_1$ & $V_2$ aus Gleichung (3.1) und die dort enthaltenen Quellen.	39
3.2 Volumenintegration über die Leiterschleife.	40
3.3 Leiterschleife mit Radius $b$ und einem Drahtdurchmesser von $2w$ .	43
3.4 Darstellung des Aufpunktes $\mathbf{r}'$ und Quellpunktes $\mathbf{r}$ in der Berechnung der Distanzfunktion $ R $ .	44
3.5 Eingangsimpedanz $Z_S$ für eine Leiterschleife mit $a = 0,5$ mm in Abhängigkeit des Leiterschleifenradius $b$ .	50
3.6 Impedanzverlauf in Abhängigkeit des Verhältnisses $kb$ und die Änderung der Stromverteilung $I(\varphi)$ über den Umfang der Leiterschleife für verschiedene Frequenzen.	50
3.7 Realteil der Eingangsimpedanz $\text{Re}(Z_S)$ einer Leiterschleife mit $a = 0,5$ mm, $b = 30$ mm mit und ohne einer verlustbehafteten Halbebene.	52
3.8 Ersatzschaltbild einer Leiterschleife im Empfangsfall und beliebiger Vierpol.	53
3.9 Darstellung eines $\Gamma$ -Netzwerks, das mit den Referenzimpedanzen $Z_S$ und $Z_E$ abgeschlossen ist.	56
3.10 Werte des Anpassnetzwerkes in Abhängigkeit der Güte $Q = \omega L/R$ der Leiterschleife.	58
3.11 Sogenanntes kapazitives Anpassnetzwerk zur Maximierung der von $U_S$ transferierbaren Leistung.	59
3.12 Anpassung des Netzwerkes aus Abb. 3.11 in Abhängigkeit der Frequenz.	59
3.13 In die Last $Z_E$ transmittierte Leistung für das Netzwerk in Abb. 3.11.	59
3.14 SNR-Verlust in Abhängigkeit der Dämpfung $\Delta S_{12}/S_{12}$ .	60
3.15 Darstellung der Kopplung zwischen zwei Leiterschleifen, die über demselben Phantom positioniert sind.	62
3.16 Ersatzschaltbild zwei gekoppelter ( $M_{12}$ ) Leiterschleifen, die jeweils separat an die Referenzimpedanz $Z_{E1}$ und $Z_{E2}$ angepasst wurden.	62
3.17 Komplette Kette einer Empfangsspule von der Leiterschleife bis zum Vorverstärker.	64
3.18 Gemessene Anpassung und initiale Kopplung der Empfangsspulen des in Abb. 3.19 gezeigten Versuchsaufbaus.	71
3.19 Versuchsaufbau zur Untersuchung der Vorverstärkerentkopplung.	71
3.20 Signalübertrag der Probe (C) auf die jeweils nicht angeregte Empfangsspule d. h. die Messung $S_{13}$ wurde mit (C) auf (A) und $S_{23}$ mit (C) auf (B) durchgeführt.	72



3.21 Signalübertrag der „Sniffer“-Probe auf Leiterschleife ( <b>A</b> ), wenn diese an ( <b>B</b> ) positioniert wird. . . . .	73
3.22 Überkopplung von Leiterschleife ( <b>B</b> ) auf ( <b>A</b> ) in Abhängigkeit der Leitfähigkeit des Phantoms. . . . .	74
3.23 Signaltransfer von der „Sniffer“-Probe auf Leiterschleife ( <b>B</b> ) in Abhängigkeit der Leitfähigkeit des Phantoms. . . . .	74
3.24 Anpassung der Leiterschleife für unterschiedliche Beladungsszenarien. Das initiale Tuning erfolgte für $\sigma = 0 \frac{\text{S}}{\text{m}}$ . . . . .	76
3.25 Demonstration der aktiven Entkopplung anhand von MR-Aufnahmen. . . . .	78
3.26 Ersatzschaltbild für eine Empfangsspule in die ein Parallelschwingkreis eingebracht wurde. . . . .	78
3.27 Typische Kennlinie einer PIN-Diode mit den für MR-Spulen relevanten Arbeitspunkten $\mathbf{AP}(U_r, 0)$ und $\mathbf{AP}(U_f, I_f)$ . . . . .	79
3.28 Schaltung zur aktiven Verstimmung der Empfangsspule (Links). Mithilfe der Veränderung der Arbeitspunkte lässt sich die Schaltung verändern z. B. verhält sich die PIN-Diode bei Bestromung, wie ein ohmscher Widerstand (Mitte) und bei Anlegen einer Sperrspannung, wie ein Kondensator (Rechts). . . . .	80
3.29 Aktive Entkopplung der Leiterschleife für unterschiedliche Methoden im Vergleich. . . . .	81
3.30 Strom auf der Leiterschleife in Abhängigkeit der Beladung. . . . .	81
3.31 Feldprofil $B_{\perp}^{-}/\mu T$ einer Leiterschleife in Abhängigkeit der normalisierten Wellenzahl $kb$ . . . . .	82
3.32 Einsetzen von Kondensatoren auf der Leiterschleife zur Minimierung der Stromvariationen auf dieser. . . . .	82
3.33 Generalisierte Anordnung zur Beschreibung einer Leiterschleife mit verteilten Toren entlang des Umfangs (links) mit der entsprechenden $N$ -Tor Repräsentation (rechts). . . . .	83
3.34 Bestimmung der Parameter $Y_{mn}$ durch erzwingen der Bedingung $U_m = 0$ an den Toren $m$ auf der Leiterschleife durch einen Kurzschluss. . . . .	84
3.35 Abschluss der Tore $1 \dots N$ mit dem Skalar $\lambda$ . . . . .	85
3.36 Eigenwert $\lambda_0$ für eine unbeladene (durchgezogen) und beladene (gestrichelt) Leiterschleife für unterschiedliche Inkremente $\Delta\varphi$ in Abhängigkeit der normierten Wellenzahl $kb$ . . . . .	87
3.37 Relative Differenz der Eigenwerte $\Delta$ für unterschiedliche Inkremente $\Delta\varphi$ in Abhängigkeit vom Verhältnis $kb$ . . . . .	90
3.38 Messaufbau zur Bestimmung der verteilten Kondensatoren für eine bestimmte Leiterschleife und Zielfrequenz. . . . .	91

3.39	Feldprofile einer Leiterschleife für den Fall unterschiedlicher Moden der Stromverteilung, die mittels einer Eigenwert-Analyse bestimmt wurden. Der Einsatz eines entsprechenden Kondensators führt zu einem homogenen Feldprofil (Mode).	93
3.40	Messung zur Überprüfung der verteilten Kondensatoren.	93
3.41	Vergleich der nativen Leiterschleife mit der optimierten und quasistatischen Konfiguration ( $kb = 0.12$ ).	95
4.1	Im derzeitigen Stand der Technik verfügbare Empfangsspulen zum Einsatz während perkutaner bildgeführter Eingriffe.	98
4.2	Phasen einer MR-geführten Intervention.	99
4.3	Vorbereitung des Patienten für eine bildgeführte Leberablation.	100
4.4	Koplanare und orthogonale Schichtplanung zur Navigation des Instrumentes.	101
4.5	Lokalisation der Einstichstelle mittel der „Fingertipping“-Methode.	102
4.6	Vorbereitung des Patienten für die invasive bzw. sterile Phase der Intervention.	103
4.7	Ausleuchtung des Patienten durch die in der Intervention verwendeten Empfangsspulen.	103
4.8	Visualisierung einer dedizierten interventionellen Spule, integriert in einem OP-Tuch.	108
5.1	Leiterschleife mit Anpassnetzwerk.	110
5.2	Konzept zur Implementierung eines modulierbaren Schwingkreises. Hierzu werden sich überlappende Leiterbahnzüge eingeführt, die eine elektrische Leitung bilden.	111
5.3	Impedanzverlauf einer normalen Leiterschleife und nach dem in dieser Arbeit vorgeschlagenen Ansatz.	113
5.4	Eingangsimpedanz der Anordnung in Abhängigkeit des Überlappungswinkel $\varphi_0$ für eine Leiterschleife mit folgenden Parameter: $b = 5,75$ cm, $w = 5$ mm, $h = 1$ mm, $\epsilon_R = 2$ .	114
5.5	Beispielhafter Verlauf des Realteils der Eingangsimpedanz $\text{Re}(Z_{IN})$ für eine Leiterschleife mit überlappenden Leiterbahnen und Beladung.	114
5.6	Beispielhafter Verlauf des Realteils der Eingangsimpedanz $\text{Re}(Z_{IN})$ in Abhängigkeit des Überlappungswinkels $\varphi_0$ für $f = 123$ MHz.	115
5.7	Anordnung in einem zylindrischen Gitter zur Diskretisierung.	116
5.8	Abbruch der numerischen Berechnung vor Abschluss des Ausschwingvorganges (oben) und daraus resultierende Fensterartefakte im Frequenzbereich.	117
5.9	Entfernung der Fensterartefakte im Frequenzbereich durch Verlängerung der Zeitreihe.	118

5.10 Anordnung zur Validierung der Simulations-Methode. Die Verteilung zweier Tore auf der Leiterschleife (links) ermöglicht deren Überführung in eine $[2 \times 2]$ S-Parameter Matrix. . . . .	119
5.11 Vergleich der Eingangsimpedanz der Leiterschleife aus Abb. 5.10 als einseitig kurzgeschlossener (oben) und offener (unten) Vierpol. . . . .	120
5.12 Sensitivitätsprofil der Anordnung in Abhängigkeit der Frequenz bzw. der in Abs. 5.2 identifizierten Bereiche. . . . .	121
5.13 Sensitivitätsprofil entlang der z-Achse in Abhängigkeit der Überlappung. . . . .	122
5.14 Eingangsimpedanz der Anordnung in Abhängigkeit des Leiterschleifenradius $b$ ( $\varphi_o = 15^\circ$ , $h = 1$ mm). . . . .	123
5.15 Eingangsimpedanz der Anordnung in Abhängigkeit der Leiterbahnbreite $w$ ( $\varphi_o = 15^\circ$ , $b = 57,5$ mm, $h = 1$ mm). . . . .	123
5.16 Frequenzgang der Eingangsimpedanz $Z_{IN}$ mit Ersatzparametern zur Beschreibung deren Verlaufs. . . . .	124
5.17 Resonanzfrequenzen $(kb)_0^B$ & $(kb)_0^D$ als auch effektiv nutzbare Bandbreite $\Delta(kb)$ in Abhängigkeit des Leiterschleifenradius $b$ , Überlappungsgrad $\varphi_o$ ( $w = 2,5$ mm). . . . .	125
5.18 Effektive Bandbreite $\Delta(kb)$ in Abhängigkeit der Überlappung $\varphi_o$ für unterschiedliche Leiterschleifenradi $b$ . . . . .	126
5.19 Normierte Gesamtkapazität $(C_G/b)$ in Abhängigkeit des Leiterschleifenradius $b$ ( $w = 2,5$ mm, $\epsilon_R = 1$ ). . . . .	128
5.20 Normierte Gesamtkapazität $(C_G/b)$ in Abhängigkeit der Überlappung $\varphi_o$ ( $b = 50$ mm, $\epsilon_R = 1$ ). . . . .	128
5.21 Normierte Gesamtkapazität $(C_G/b)$ in Abhängigkeit des Leiterschleifenradius $b$ und unterschiedliche $\epsilon_R$ ( $\varphi_o = 0^\circ$ , $w = 5$ mm). . . . .	129
5.22 Gesamtkapazität in Abhängigkeit der Überlappung $b$ für unterschiedliche $\epsilon_R$ . . . . .	129
5.23 Die zu modellierende Anordnung der sogenannten „Split-Coil“. Der Querschnitt rechts entspricht der Anordnung der Leiterbahnen im Überlappungsbereich $2 \cdot \varphi_o$ . . . . .	130
5.24 Modellierung der Anordnung mittels des Ersatz der überlappenden Leiterbahnen durch eine konzentrierte Kapazitäten $C_P$ . . . . .	132
5.25 Modellierung der Anordnung mittels des Ersatzes der überlappenden Leiterbahnen durch eine elektrische Leitung. . . . .	133
5.26 Querschnitt des Überlappungsbereiches mit Symmetrieebene und sich daraus ergebende Auftrennung in zwei unsymmetrische elektrische Leitungen. . . . .	134
5.27 Charakteristische Impedanz einer Mikrostreifenleitung in Abhängigkeit der relativen Permittivität $\epsilon_R$ und Abstand der Leiterbahnen $h$ ( $w = 5$ mm). . . . .	135
5.28 Charakteristische Impedanz $Z_0^{DM}$ der Anordnung aus Abb. 5.26 nach Gl. (5.27) (BL: durchgezogen) oder Gl. (5.18) (MSL: gestrichelt). . . . .	136

5.29 Abweichung in der Berechnung der charakteristischen Impedanz $\Delta Z_0^{\text{DM}}$ nach Gl. (5.24) in Abhängigkeit des Verhältnis $w/h$ und der relativen Permittivität $\epsilon_R$ .	136
5.30 Kalibrierung der vorgeschlagenen Modelle anhand einer im „Leerlauf“ <b>B</b> und „Kurzschluss“ <b>A</b> simulierten Leiterschleife.	138
5.31 Bestimmung der Streukapazität $C_F$ durch eine DE-Optimierung anhand einer Leiterschleife im Leerlauf (d. h. $\varphi = 0^\circ$ ).	138
5.32 Aus EM-Simulationen (durchgezogen) und mittels des ersten Modellansatzes (gestrichelt) berechnete Eingangsimpedanz $Z_{\text{IN}}$ der „Split-Coil“.	139
5.33 Eingangsimpedanz $Z_{\text{IN}}$ für $kb > 1$ für beide Modellansätze im Vergleich zu Simulationsergebnissen ( $\varphi_0 = 165^\circ$ und $\epsilon_R = 1$ ).	139
5.34 Eingangsimpedanz $Z_{\text{IN}}$ der simulierten Anordnung für $\varphi_0 = 30^\circ$ (links) und $\varphi_0 = 90^\circ$ (rechts) im Vergleich zu den Ergebnissen des ersten Modellansatzes.	140
5.35 Eingangsimpedanz $Z_{\text{IN}}$ der simulierten Anordnung für $\varphi_0 = 30^\circ$ (links) und $\varphi_0 = 90^\circ$ (rechts) im Vergleich zu den Ergebnissen des ersten Modellansatzes.	141
5.36 Eingangsimpedanz $Z_{\text{IN}}$ für unterschiedliche Überlappungswinkel $\varphi_0$ im Vergleich zu den Ergebnissen des zweiten Modellansatzes ( $\epsilon_R = 1$ ).	142
5.37 Simulierte und berechnete (Marker) Eingangsimpedanz $Z_{\text{IN}}$ ( $\epsilon_R = 5$ ) der unbeladenen „Split-Coil“ für unterschiedliche Überlappungswinkel $\varphi_0$ .	142
5.38 Simulierte und berechnete (Marker) Eingangsimpedanz $Z_{\text{IN}}$ der beladenen „Split-Coil“ ( $\epsilon_R = 5$ ) für unterschiedliche Überlappungswinkel $\varphi_0$ .	142
5.39 Nach dem zweiten Modellansatz berechnete Eingangsimpedanz $Z_{\text{IN}}$ in Abhängigkeit des Überlappungswinkels $\varphi$ .	143
5.40 Eingangsimpedanz $Z_{\text{IN}}$ der „Split-Coil“ für $\varphi_0 = 14,3^\circ$ .	144
5.41 Simulierter Verlauf für die beladene „Split-Coil“ nach Einstellung der Leistungsanpassung.	144
5.42 Skizze der verwendeten „Split-Coil“ zur experimentellen Validierung und denen in der Auswertung berücksichtigten Referenzebenen.	145
5.43 Verlauf der Eingangsimpedanz $Z_{\text{IN}}^{\text{B}}$ einer unbeladenen „Split-Coil“ entsprechend Abb. 5.42 aus Messung und analytischer Berechnung im Vergleich.	146
5.44 Gemessener Verlauf einer unbeladenen „Split-Coil“ entsprechend Abb. 5.42.	146
6.1 Entkopplung der Empfangsspule mittels Impedanztransformation.	150
6.2 Aktive Entkopplung der Leiterschleife für unterschiedliche Methoden im Vergleich.	152
6.3 Aktive Entkopplung der Leiterschleife für unterschiedliche Periodizitäten $n$ für den idealen verlustlosen Fall.	153
6.4 Minimal Konfiguration zur Implementierung der aktiven Entkopplung mittels Leistungstransformation.	153

6.5	Aktive Entkopplung in Abhängigkeit des Reflektionsfaktor $ \Gamma_{IN} $ .	154
6.6	Dämpfung $\alpha_{TL} \cdot l$ für $\varphi_{TL} = 90^\circ$ über die Frequenz.	156
6.7	Aktive Entkopplung in Abhängigkeit der Zielfrequenz $f_0$ für eine Realisierung mittels eines $\lambda/4$ -Kabels.	156
6.8	Aktive Entkopplung in Abhängigkeit der Zielfrequenz $f_0$ für eine Realisierung mittels eines $\lambda/16$ -Kabels.	157
6.9	Minimale $Q_{min}$ eines $\pi$ -Netzwerk zur Reduzierung der Gesamtdämpfung in Abhängigkeit der Frequenz $f$ und angestrebten elektrischen Länge $\varphi_T$ .	157
6.10	Messaufbau zur Bestimmung der korrekten Kabellänge, wenn diese mit $l \approx \lambda/2$ bemessen ist.	159
6.11	$S_{12}$ -Messungen an der Double-Probe in Abhängigkeit der Länge des Kabels (siehe Abb. 6.10).	160
6.12	Schaltung zur aktiven Entkopplung mit aufgelöteten Kabel und justierter Induktivität (Vgl. links und rechts).	160
6.13	$S_{12}$ -Messungen an der Double-Probe in Abhängigkeit der Feinjustage durch Deformation der Induktivität im $\pi$ -Netzwerk (Vgl. Abb. 6.12 (links) und (rechts)).	161
6.14	Messaufbau zur Evaluation der vorgeschlagenen Methode zur aktiven Entkopplung einer MR-Empfangsspule (links) und Detailansicht der Empfangseinheit (rechts). Letzteres beinhaltet einen Vorverstärker und $\pi$ -Transformationsnetzwerk zur Justage der aktiven Entkopplung.	162
6.15	Messung der Anpassung am Eingang der MR-Empfangsspule $S_{11}$ in Abhängigkeit der Distanz $d$ zwischen Phantom und Spule.	163
6.16	$S_{12}$ -Messungen für den angepassten (durchgezogene Linie) und entkoppelten Fall (kreisförmige Marker) an der Double-Probe in Abhängigkeit der Distanz $d$ zwischen Phantom und Spule.	164
6.17	$\Delta S_{12}$ in Abhängigkeit der Distanz $d$ zwischen Phantom und Spule.	164
6.18	$\Delta S_{12}$ für verschiedene Fehlanpassungen und einer Distanz $d = 5$ mm zwischen Phantom und Empfangsspule.	164
7.1	Aufbau einer „Split-Coil“ mit Matching-Komponente. Die untere und auch obere Lage (durchgezogen und gestrichelt) enthalten beide eine zusätzliche Überlappung am Fußpunkt.	167
7.2	Experimenteller Aufbau zur Implementierung des Demonstrators der „Split-Coil“.	168
7.3	Berechnete Eingangsimpedanz des Demonstrators für den zweiten Modellansatz.	169
7.4	Anordnung zur Realisierung der aktiven Entkopplung mittels der $\lambda/2$ -Methode.	170

7.5	Setup zur Messung der aktiven Entkopplung mittels einer Double-Probe an dem Demonstrator der „Split-Coil“.	172
7.6	Der für die MR-Messungen verwendete Demonstrator (links) und die Referenzspule zum Vergleich (rechts).	173
7.7	Variation der verfügbaren normalisierten Magnetisierung in Abhängigkeit der $B_1$ -Feld Abweichung für unterschiedliche Flip-Winkel $\alpha_P$ (links) und ein beispielhaftes Magnitudenbild für $\alpha_P = 1440^\circ$ (rechts).	173
7.8	Gemessener Verlauf für die beladene „Split-Coil“ nach Einstellung der Leistungsanpassung.	176
7.9	Gemessener Transmission an der Double-Probe für den Fall der Leistungsanpassung, sowie die beiden Zustände der Vorverstärker- und aktiven Entkopplung.	177
7.10	Ergebnis der „RF-Field“-Messung für das Phantom mit dem Demonstrator der interventionellen Spule (links), ohne Spule (mitte) und der Referenzspule (rechts). Die Lage der Empfangsspulen ist rot in der Abbildung eingezeichnet.	178
7.11	Magnitudenbilder die an dem Phantom mit der Referenzspule (oben) und dem Demonstrator (unten) aufgenommen wurden.	179
7.12	Verlauf des SNR entlang der Spulenachse ausgehend von deren Ursprung.	179
7.13	Ergebnis der SNR-Messungen für den Demonstrator und die Referenzspule im Vergleich. Die Lage der Empfangsspulen ist rot in der Abbildung eingezeichnet.	180
7.14	Änderung der Anpassung durch Drift der mechanischen Eigenschaften der „Split-Coil“.	182
7.15	Änderung der Resonanzfrequenz $f_0$ durch Drift der mechanischen Eigenschaften des Laminats der „Split-Coil“ über die Zeit.	183
A.1	Beliebiger Vierpol mit den aus- und eingehenden Leistungswellen, sowie den Torspannungen und -strömen.	199
A.2	Abschluss eines beliebigen Vierpols mit der rechtsseitigen Referenzimpedanz $Z_2$ .	199
A.3	Abschluss eines beliebigen Netzwerkes mit der linksseitigen charakteristischen Impedanz $Z_1$ .	200
A.4	Reduzierung der Anschlüsse durch Kombination zweier Vierpole.	201
A.5	Beliebige Verschaltung zweier Vierpole.	203
A.6	Offenen Anschluss mit einer realen Spannungsquelle.	205

## Tabellenverzeichnis

3.1	Gemessene Transmissionsfaktoren für die Eichleitung (Schlumberger BMD 501).	70
3.2	Gemessene Leitfähigkeit $\sigma$ des Phantoms und die hinzuzufügende Menge NaCl $\Delta m$ .	70
3.3	Gemessene Transmission $S_{23}$ für unterschiedliche Dämpfungen $D_{Att}$ im Vergleich zu den mittels Gl. (3.90) berechneten Pegelunterschiede.	73
3.4	Geometrische Parameter der simulierten Leiterschleife und berechnete Eigenwerte entsprechend der Gl. (3.113) und Gl. (3.114) als auch die simulierten Werte im Vergleich.	92
5.1	Parameter der für den Vergleich verwendeten Leiterschleife.	138
5.2	Ergebnisse für die Ersatzkapazität $C_P$ für die analytische und numerische Berechnung. Außerdem sind die durch das Modell bzw. aus den Simulationsdaten bestimmte Resonanz $((kb)_0$ & $(kb)_0^B$ ) aufgeführt.	141
5.3	Zusammenfassung der geometrischen Parameter und die kalibrierten Modellparameter.	143
5.4	Zusammenfassung der geometrischen Parameter und die kalibrierten Modellparameter.	144
5.5	Zusammenfassung der geometrischen Parameter und die sich daraus ergebenden Parameter zur Kalibrierung der Modelle.	147
7.1	Die seitens der TIM-Schnittstelle bereitgestellten Anschlüsse und entsprechende Funktionalitäten.	170
7.2	Einstellungen der verwendeten Sequenz zur Bewertung der $B_1$ -Modulationen.	173
7.3	Zuordnung der prozentualen Änderung des $B_1$ - Feldes zu den Intensitätsübergängen der Magnitudenbilder.	174
7.4	Einstellungen der verwendeten Sequenz zur Extraktion des SNR.	175
7.5	Zählung der (hell $\rightarrow$ dunkel)-Übergänge für alle durchgeführten Messungen zur Evaluation der $B_1$ -Modulation.	177

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Die Durchführung von medizinischen Eingriffen geht immer weiter hin zu minimalinvasiven Verfahren, die die Größe und Anzahl der erforderlichen Schnitte auf ein Minimum begrenzen. Somit sinkt die Belastung des Patienten durch etwaige verringerte Wundheilungszeiten, Schmerzen und mögliche Infektionsherde. Dies wird ermöglicht, indem bei minimalinvasiven Operationen (auch Interventionen genannt) im Gegensatz zum Öffnen des Körpers lediglich Instrumente, wie Nadeln respektive Elektroden, in den Körper eingeführt werden. Da interventionelle Radiologen (Operateure) in diesem Fall keine direkte Sicht auf die Organe haben, werden bildgebende Verfahren wie Sonographie (US), Computer-(CT) oder Magnetresonanztomographie (MRT) verwendet [XTS<sup>+</sup>06].

Von den beiden erstgenannten Verfahren hebt sich die Magnetresonanztomographie (MRT) vor allem hinsichtlich eines überlegenen Weichteilkontrastes, hoher Penetrationstiefe, der Abstinenz ionisierender Strahlung und der Möglichkeit, Bildgebungsschichten beliebig im Raum zu positionieren, ab. Dies gestattet eine exzellente, bildbasierte Führungsmöglichkeit für Instrumente, da Einstichpfad und Ziel kontinuierlich dargestellt werden können. Selbst sehr kleine Läsionen können präzise punktiert werden bzw. Risikostrukturen zuverlässig identifiziert werden. Des Weiteren können mit der MRT verschiedenste physiologische Parameter nicht-invasiv in-vivo erfasst werden, dazu gehören z. B. Blutfluss, Diffusion, Bewegung und Temperatur. Insbesondere die Temperaturerfassung stellt derzeit das einzige etablierte nicht-invasive Online Monitoring-Verfahren für thermo-ablative Interventionen dar [ZSN17].

Patienten mit einer onkologischen Erkrankung könnten von einer MRT-geführten Intervention daher enorm profitieren. Zum einen durch die Möglichkeit der zuverlässigen Biopsierung verdächtiger Läsionen in radiologischen Aufnahmen. Zum anderen durch das Online Monitoring-Verfahren thermo-ablativer Therapien, welches eine vollständige Zerstörung des Tumors (A0-Ablation) bei gleichzeitigem Schutz des umliegenden Gewebes erst ermöglicht. Letztendlich könnte dadurch die Mortalität reduziert und geringere Rezidivraten erzielt werden [BKK<sup>+</sup>17].

Tatsächlich wird die MRT seit ihrer Einführung in den 1980er Jahren neben der Diagnostik auch zur Führung von Instrumenten in therapeutischen Anwendungen verwendet [MSS<sup>+</sup>86]. Jedoch hat sich die interventionelle MRT bis heute nie in der Breite durchsetzen können



und somit auch keine Relevanz in der Gesundheitsversorgung entfaltet.

Als Hauptgrund hierfür ist der komplizierte Workflow, vor allem in geschlossenen MR-Systemen, zu nennen [HTR+12]. Dieser ist aufgrund fehlender breit verfügbarer Lösungskonzepte weder standardisiert noch intuitiv durchführbar. Als Folge dessen werden diese Eingriffe z. B. in Deutschland nur an wenigen Zentren durchgeführt. Eine wichtige Komponente während solcher bildgeführten Eingriffe sind die MR-Empfangsspulen. Diese sorgen für eine adäquate Ausleuchtung des Volumens und bestimmen damit maßgeblich, die zur Verfügung stehende Bildqualität. Damit sind MR-Empfangsspulen schon seit Beginn der Magnetresonanztomographie ein viel bearbeiteter Forschungsschwerpunkt zur kontinuierlichen Verbesserung ihrer Qualität und Sicherheit.

Die bisher etablierten Methoden und Techniken zur Implementierung solcher Empfangsspulen stehen jedoch im klaren Widerspruch zu den Anforderungen minimal invasiver Therapie z. B. hinsichtlich der Sterilität oder der Gebrauchstauglichkeit. In der vorliegenden Arbeit wurde daher ein alternatives Konzept zur Implementierung dedizierter interventioneller Empfangsspulen untersucht. Die neuen Methoden zur Leistungsanpassung und aktiven Entkopplung einer MR-Empfangsspule wurden auf ihre Umsetzbarkeit hin überprüft und praktisch umgesetzt. Dazu gehörte auch die Etablierung entsprechender Modelle, Berechnungsvorschriften und experimenteller Versuchsanordnungen zur korrekten Dimensionierung der benötigten Teilkomponenten. Die Ergebnisse dieser Arbeit ermöglichen es unter anderem erstmals eine MR-Empfangsspule komplett analytisch zu beschreiben, auch in Präsenz eines verlustbehafteten Mediums. Die erarbeiteten Lösungsansätze wurden separat, aber auch im Verbund in Form eines Demonstrators implementiert und validiert.

## 1.2 Zielstellung & Gliederung der Arbeit

Nach der vorliegenden Einführung werden in dem Kapitel [2](#) die Grundlagen der Magnetresonanztomographie dargelegt. Hierzu wird auf die Signalgenerierung, Ortskodierung und Ablauf einer MR-Bildgebungssequenz eingegangen. Im Kapitel [3](#) werden die wichtigsten Teilschritte zur Charakterisierung und Implementierung einer MR-Empfangsspule dargelegt. Die Beschreibung bezieht sich nicht auf interventionelle Spulen im Speziellen, sondern stellt eine generalisierte Betrachtungsweise dar. Bestehende Methoden werden hierzu systematisch aufgearbeitet und durch neue Analysen und Erkenntnisse komplettiert. Letztere werden in diesem Kapitel durch geeignete Demonstrationen weiter unterlegt und validiert.

Im darauffolgenden Kapitel [4](#) wird der recherchierte Stand der Technik zu interventionellen Empfangsspulen beschrieben und eine Anforderungsanalyse durchgeführt. Hierzu gehört zu allererst die Darstellung des Ablaufs einer MR-geführten Intervention und daraus folgend die Ableitung entsprechender klinischer Anforderungen. Diese bilden die Grundlage zur Formulierung alternativer Lösungsvorschläge.

Der erste Lösungsvorschlag zur Leistungsanpassung einer interventionellen Empfangsspule wird im Kapitel [5](#) untersucht z. B. mit Hilfe numerischer Berechnungsverfahren. Nach einer generellen Beschreibung des elektrischen Verhaltens der neu gewählten Anordnungen werden tiefergehende Betrachtungen zur Abhängigkeit z. B. geometrischer Parametera durchgeführt. Um eine ingenieurstechnische Beschreibung zu ermöglichen werden zwei analytische Modelle entwickelt und gegeneinander verglichen. Die Anwendbarkeit der erarbeiteten Ansätze wird mittels EM-Simulationen und einschlägiger Experimente demonstriert respektive validiert.

In Kapitel [6](#) wird der vorgeschlagene Ansatz zur aktiven Entkopplung einer Leiterschleife untersucht und mit den Ergebnissen aus dem vorhergehenden Kapitel [3](#) verglichen. Die Möglichkeiten zur Implementierung werden weiter detailliert und deren Einfluss auf die Entkopplungsgüte betrachtet. Auch in diesem Kapitel werden die erarbeiteten Ergebnisse experimentell validiert.

Beide Lösungsansätze werden im darauffolgenden Kapitel [7](#) in Form eines Demonstrators zusammengebracht und anhand von MR-Messungen evaluiert. Hierzu wird ein Vergleich mit einer bereits bestehenden interventionellen Spule durchgeführt. Zum Abschluss der Arbeit werden die Ergebnisse im Kapitel [8](#) zusammengefasst und ein entsprechender Ausblick zur Fortführung dieser gegeben.

## 2 Grundlagen der Magnetresonanztomographie

### 2.1 Medizinische Bildgebungsverfahren

Die Magnetresonanztomographie (MRT) gehört zu den tomographischen Bildgebungsverfahren d. h. es ermöglicht Objekte schichtweise darzustellen, ohne deren physische Integrität zu beeinträchtigen. Tomographische Verfahren unterscheiden sie damit grundlegend von sogenannten Projektionsverfahren, die eine überlagerte Darstellung des zu untersuchenden Objektes liefern. Der Unterschied zwischen beiden Verfahren ist in Abb. 2.1 dargestellt. Für projektionsbasierte Verfahren wird das Volumen entlang einer Raumorientierung integriert und eine eindeutige Zuordnung der Bildpunkte entlang der entsprechenden Achse ist nicht mehr möglich (siehe Abb. 2.1 (rechts)). Jedoch ist die Akquise mit einer hohen zeitlichen Auflösung möglich und es sind auch keine aufwendigen Rekonstruktionen notwendig. Diese Art der Bildgebung findet maßgeblich Anwendung, wenn Strukturen dargestellt werden sollen, die sich in ihrer Zusammensetzung deutlich von der Umgebung unterscheiden z. B. stellt das Röntgen des skelettalen Apparates des menschlichen Körpers eine klassische Projektionsbildgebung dar. Schnittbildbasierte Verfahren ermöglichen es einzelne Schichten aus dem Volumen getrennt heraus darzustellen (siehe Abb. 2.1 (unten)).

Weitere Vertreter der tomographischen Bildgebungsverfahren sind die Sonografie (Ultraschall), Computertomographie (CT) oder Positronen-Emissions-Tomographie (PET). Diese werden in anatomische und funktionelle Verfahren unterteilt. Anatomische Bildgebungsverfahren ermöglichen die Darstellung statischer Objekte bzw. Körperregionen. Dies bedeutet, dass z. B. Organe anhand ihrer Morphologie befundet werden können. Funktionelle Verfahren hingegen ermöglichen die Darstellung/Erhebung diverser Parameter, die z. B. Rückschluss auf Prozesse im Körper erlauben. Mit der PET kann die Aktivität von Stoffwechselprozessen dargestellt und damit Rückschluss auf etwaige Tumorherde im Patienten geschlossen werden. Ein Beispiel der unterschiedlichen Darstellungsformen je nach bildgebenden Verfahren ist in Abb. 2.2 zusammengefasst. Die in der Leber befindliche Metastase ist in der CT-Bildgebung nicht differenzierbar, jedoch in der MR-Bildgebung. Dennoch ist eine Identifizierung des Tumor-Herdes erst in den fusionierten PET-Aufnahmen möglich, deren Intensität mit der metabolischen Aktivität korreliert.

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen der Magnetresonanztomographie erläutert, d. h. sowohl die im Verfahren ausgenutzten physikalischen Gesetze, als auch die zur Bilderzeugung notwendigen Zwischenschritte werden erläutert.

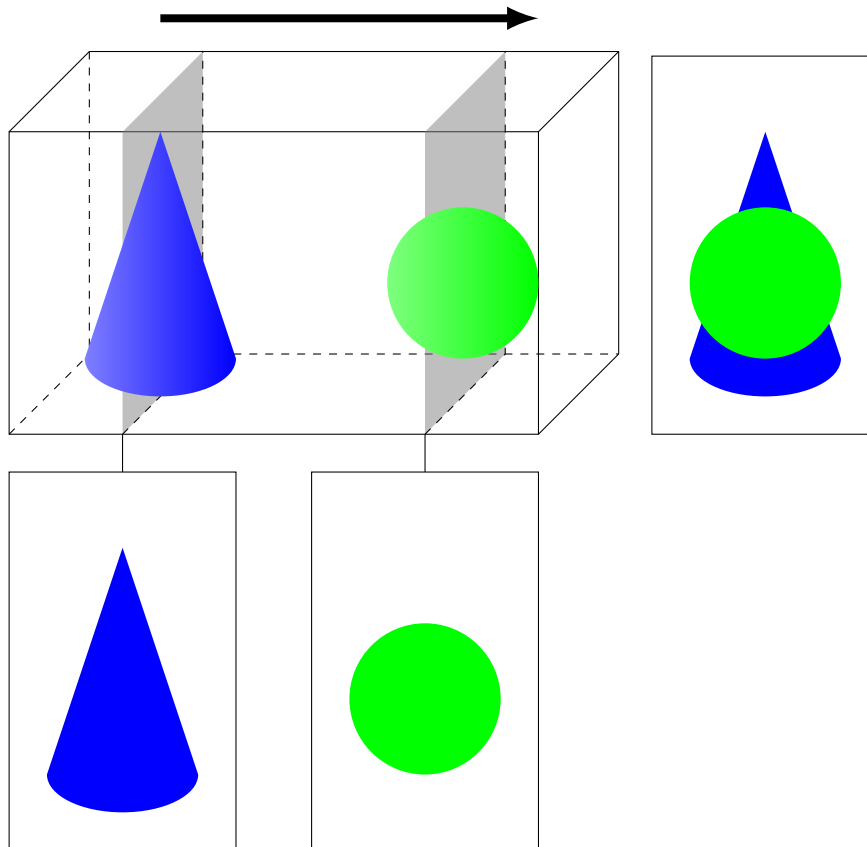


Abbildung 2.1: Objekte in einem zu untersuchenden Volumen und unterschiedliche Darstellung abhängig vom Bildgebungsverfahren.

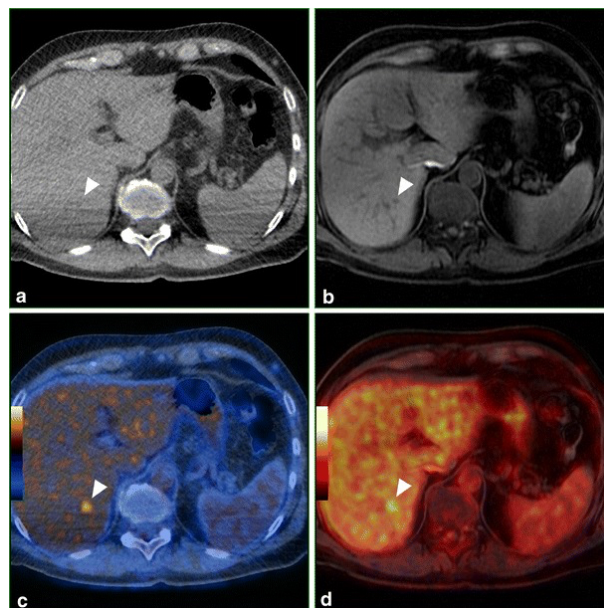


Abbildung 2.2: Vergleich zwischen CT (a), MRT (b) und PET (c & d) anhand einer Metastase in der Leber (Segment VII) (Darstellung entnommen aus [\[AMH+13\]](#)).

## 2.2 Physikalische Grundlagen der Magnetresonanztomographie

Grundlage für die Bilderzeugung ist die Kernspinresonanz, bei dem es bestimmten sogenannten „NMR-aktiven“ Atomkernen möglich ist, Energie elektromagnetischer Wechselfelder zu absorbieren und zu emittieren. Aktive Atomkerne besitzen eine Drehimpuls-Quantenzahl  $I$ , die ungleich null ist. Für den Wasserstoffkern ist dieser  $I = 1/2$  und durch die eigene Masse besitzt der Atomkern auch einen Drehimpuls  $\mathbf{L}$ . Als rotierender Ladungsträger bildet der Atomkern aber auch ein magnetisches Moment  $\mu$  aus [AFL14], das bestimmt wird durch

$$\mu = \gamma \mathbf{I}, \quad (2.1)$$

wobei  $\mathbf{I}$  den Kerndrehimpuls und  $\gamma$  das gyromagnetische Verhältnis darstellen. Der Atomkern kann demnach als magnetischer Dipol aufgefasst werden, dessen Orientierung im feldfreien Raum jedoch völlig beliebig ist. Dies bedeutet für eine zu untersuchende Probe mit einer Vielzahl von Atomkernen (dem sogenannten „Spinensemble“), dass es keine nach außen hin messbare Nettomagnetisierung gibt (siehe Abb. 2.3).

Wird das Spinensemble einem externen magnetischen Feld  $\mathbf{B}$  ausgesetzt, führt der ZEEMAN-Effekt zur Einnahme in der Anzahl und Orientierung beschränkter Energiezustände. Diese werden mit  $(2 \cdot I + 1)$  durch die Kernspinquantenzahl  $I$  bestimmt d. h. für den Wasserstoffkern  $^1H$  ( $I = 1/2$ ) ergeben sich zwei mögliche energetische Zustände mit den dazugehörigen Orientierungen:

- Höher energetisch d. h.  $\mu_z$  ist antiparallel zum Magnetfeld ausgerichtet
- Nieder energetisch d. h.  $\mu_z$  ist parallel zum Magnetfeld ausgerichtet

Es wird explizit darauf hingewiesen, dass  $\mu_z$  eine Vektorkomponente von  $\mu$  darstellt. Durch den eigenen Drehimpuls  $\mathbf{L}$  führt der Atomkern eine Präzessionsbewegung um die Magnetfeldachse aus, weshalb  $\mu$  und  $\mathbf{B}$  unterschiedliche Orientierungen aufweisen (siehe Abb. 2.3). Die Differenz zwischen beiden Energieniveaus führt zu einer vorzugsweisen Ausrichtung der Spins entlang des Magnetfeldes. Die Differenz aller Spins zwischen beiden Niveaus  $\Delta N$  in Relation zur Gesamtzahl der Spins  $N_0$  ist gegeben durch

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \frac{\hbar \cdot \gamma \cdot B_0}{2 \cdot k \cdot T}, \quad (2.2)$$

wobei  $k$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die Umgebungstemperatur des Spinensemble darstellt. Für das Wasserstoffatom ergibt sich bei  $B_0 = 3 \text{ T}$  eine relative Differenz von

$$\frac{\Delta N}{N_0} \approx 0,001 \text{ \%}.$$

Es wird deutlich, dass der Unterschied in der Besetzung zwischen beiden Niveaus sehr klein ist, weshalb auch die nach außen hin messbare Magnetisierung vergleichsweise gering ausfällt. Mit größer werdender Feldstärke  $B_0$  nimmt die Energiedifferenz zu und damit auch die Nettomagnetisierung, weshalb bei höheren Feldstärken höhere Signalintensitäten bzw. Signal-zu-Rausch-Verhältnisse (SNR) zu erwarten sind.

Die Präzessionsbewegung erfolgt mit der sogenannten Larmorkreisfrequenz

$$\omega_0 = \gamma \cdot B_0 \quad (2.3)$$

und für das Wasserstoffatom  $^1H$  mit  $\gamma = 26.7528 \cdot 10^7 \frac{\text{rad}}{\text{sT}}$  (bzw.  $\gamma/2\pi = 42,577 \frac{\text{MHz}}{\text{T}}$ ) gilt z. B. bei 3 T für die Larmorfrequenz  $f_0 = 127,731 \text{ MHz}$ .

Zur weiteren Betrachtung soll das bekannte Spinensemble in eine vereinfachte Betrachtungsform gebracht werden, um auch Methoden der klassischen Elektrodynamik anwenden zu können. Hierzu wird das Volumen  $V$  betrachtet in dem sich die Anzahl  $N_0$  Spins befindet. Für dieses ergibt sich mit Gl. (2.1) ( $I = 1/2$ ) und Gl. (2.2) ein resultierendes magnetisches Dipolmoment

$$\mathbf{m} = N_0 \cdot \frac{(\gamma \cdot \hbar)^2}{4 \cdot k \cdot T}, \quad (2.4)$$

dass parallel zu  $B_0$  ausgerichtet ist. Für die makroskopische Betrachtung ist jedoch die Betrachtung der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  des Volumenelementes wesentlich geeigneter und für dessen Betrag (Netto-Magnetisierung) gilt

$$M_0 = \frac{dm}{dV} = \text{PD} \cdot \frac{(\gamma \cdot \hbar)^2}{4 \cdot k \cdot T}, \quad (2.5)$$

wobei  $\text{PD} = dN_0/dV$  die Spindichte des Volumenelementes ist.

## 2.3 Blochgleichung

Die Beschreibung der Interaktion der resultierenden Magnetisierung mit externen Magnetfeldern erfolgt durch die Bloch-Gleichung [Mag14]

$$\frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} = \gamma \cdot (\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t)) - \mathbf{e}_x \cdot \frac{M_x(t)}{T_2} + \mathbf{e}_y \cdot \frac{M_y(t)}{T_2} - \mathbf{e}_z \cdot \frac{(M_z(t) - M_0)}{T_1}, \quad (2.6)$$

wobei  $T_1$  und  $T_2$  Relaxationskonstanten darstellen, die in Abs. 2.4 näher erläutert werden. Im Falle eines statischen externen Magnetfeldes, das entlang der z-Raumrichtung angelegt

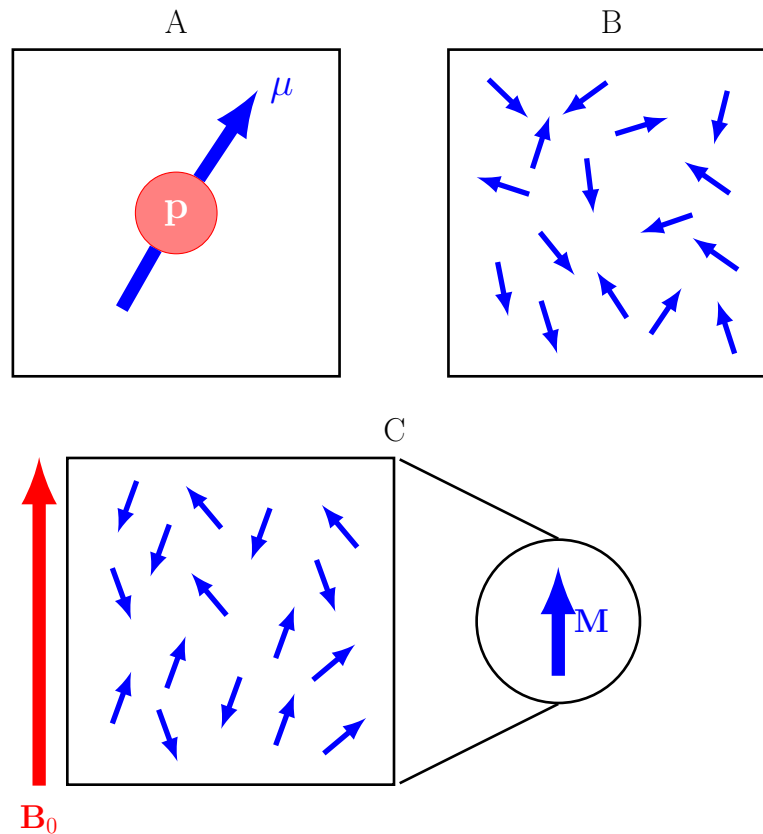


Abbildung 2.3: Der Kern eines Wasserstoffatoms bildet durch die eigene Rotation ein magnetisches Dipolmoment aus (A). Initial sind diese Momente zufällig ausgerichtet (B) und erst durch das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes  $B_0$  ist eine nach außen hin messbare Magnetisierung  $M$  ausgebildet (C).

wird, ist dieses gegeben durch:

$$\mathbf{B}(t) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_0 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

und mit der Beziehung für die Larmorfrequenz  $\omega_0 = \gamma \cdot B_0$  lässt sich Gl. (2.6) zur Berechnung der Ableitung aller drei Vektorkomponenten nutzen.

$$\frac{dM_x(t)}{dt} = \omega_0 \cdot M_y(t) - \frac{M_x(t)}{T_2} \quad (2.8)$$

$$\frac{dM_y(t)}{dt} = -\omega_0 \cdot M_x(t) - \frac{M_y(t)}{T_2} \quad (2.9)$$

$$\frac{dM_z(t)}{dt} = \frac{M_0 - M_z(t)}{T_1} \quad (2.10)$$

Die Umstellung von Gl. (2.8) nach der Vektorkomponente  $M_y$  und das Einsetzen der zeitlichen Ableitung  $d/dt$  in Gl. (2.9) liefern eine Differentialgleichung zweiter Ordnung:

$$\frac{d^2 M_x(t)}{dt^2} + \frac{2}{T_2} \cdot \frac{dM_x(t)}{dt} + M_x(t) \cdot \left( \frac{1}{T_2} + \omega_0^2 \right) = 0. \quad (2.11)$$

Die Lösung dieser Gleichung und Festlegung der Anfangsbedingung  $(M_x(0), M_y(0))$  führen für die transversalen Komponenten zu folgender Lösung:

$$M_x(t) = (M_x(0) \cdot \cos(\omega_0 \cdot t) + M_y(0) \cdot \sin(\omega_0 \cdot t)) \cdot e^{-t/T_2} \quad (2.12)$$

$$M_y(t) = (M_y(0) \cdot \cos(\omega_0 \cdot t) - M_x(0) \cdot \sin(\omega_0 \cdot t)) \cdot e^{-t/T_2} \quad (2.13)$$

Der Ausdruck für  $M_z(t)$  ergibt sich nach Lösung der inhomogenen Differentialgleichung erster Ordnung und Beachtung der Anfangsbedingung  $(M_z(0))$  zu:

$$M_z(t) = M_0 \cdot (1 - e^{-t/T_1}) + M_z(0) e^{-t/T_1}. \quad (2.14)$$

In Abb. 2.4 ist die Ausrichtung der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldes für alle Vektorkomponenten unter Berücksichtigung des Anfangszustand  $(M_x \neq 0, M_y \& M_z = 0)$  dargestellt. In diesem Zusammenhang wird die parallel zum Magnetfeld ausgerichtete Komponente als longitudinale Magnetisierung bezeichnet. Die Komponente, die in der dazu senkrechten Ebene, wird als transversale Magnetisierung bezeichnet. Bezogen auf Abb. 2.4 handelt es sich bei  $M_z$  um die longitudinale und bei  $M_{x,y}$  um die transversale Magnetisierung. Wird dem statischen Magnetfeld ein Wechselfeld

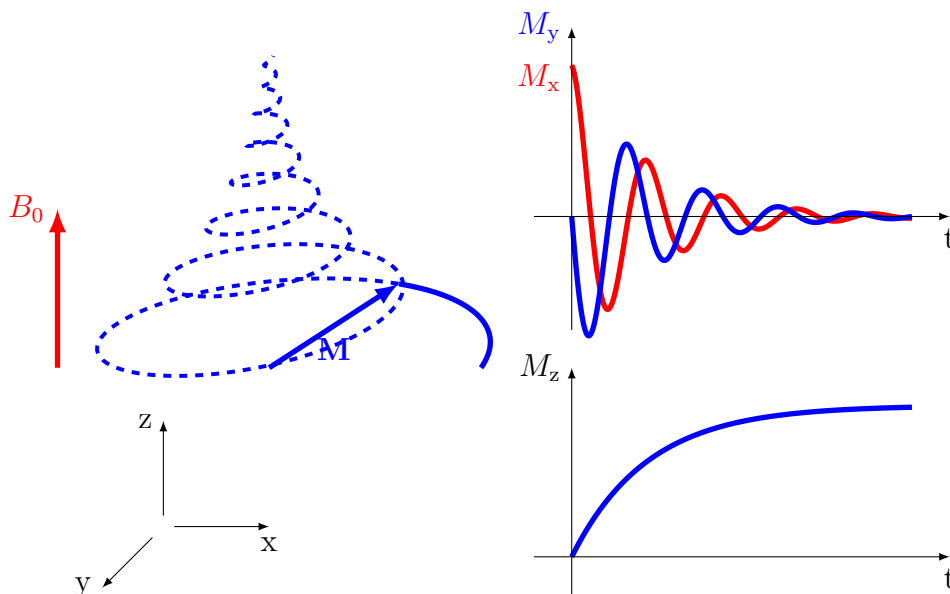


Abbildung 2.4: Zeitlicher Verlauf aller Vektorkomponenten der Magnetisierung  $\mathbf{M}$ , wenn zum Zeitpunkt  $t = 0$  s ein äußeres Magnetfeld  $B_0$  entlang der z-Raumrichtung angelegt wird.



überlagert, dessen Vektorkomponenten in der transversalen Ebene liegen, erweitert sich Gl. (2.7) zu:

$$\mathbf{B}(t) = \begin{pmatrix} -B_1 \cdot \cos(\omega_0 \cdot t) \\ B_1 \cdot \sin(\omega_0 \cdot t) \\ B_0 \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Das transversale Wechselfeld wird auch  $B_1$ -Feld genannt. Dieses ist für die Zeitdauer  $\tau_P$  präsent, wobei in der folgenden Betrachtung angenommen wird, dass diese wesentlich kleiner als die Relaxationszeiten ist d. h.  $T_1, T_2 \gg \tau_P$ . Unter dieser Bedingung können die Relaxationsterme in Gl. (2.6) vernachlässigt werden und es folgt

$$\frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} = \gamma \cdot (\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t)). \quad (2.16)$$

Für die zeitlichen Ableitungen ergibt sich mit  $\omega_1 = \gamma \cdot B_1$  daraus:

$$\frac{dM_x(t)}{dt} = \omega_0 \cdot M_y(t) - M_z(t) \cdot \omega_1 \cdot \sin(\omega_0 \cdot t) \quad (2.17)$$

$$\frac{dM_y(t)}{dt} = -\omega_0 \cdot M_x(t) - M_z(t) \cdot \omega_1 \cdot \cos(\omega_0 \cdot t) \quad (2.18)$$

$$\frac{dM_z(t)}{dt} = M_x(t) \cdot \omega_1 \cdot \sin(\omega_0 \cdot t) + M_y(t) \cdot \omega_1 \cdot \cos(\omega_0 \cdot t). \quad (2.19)$$

Zur Bestimmung der Zeitfunktion wird Gl. (2.19) nach der Zeit abgeleitet und die Terme neu geordnet:

$$\frac{d^2 M_z(t)}{dt^2} = \left[ \frac{dM_x(t)}{dt} - M_y(t) \cdot \omega_0 \right] \cdot \omega_1 \cdot \sin(\omega_0 \cdot t) + \left[ \frac{dM_y(t)}{dt} + M_x(t) \cdot \omega_0 \right] \cdot \omega_1 \cdot \cos(\omega_0 \cdot t). \quad (2.20)$$

Unter der Verwendung von Gl. (2.17) und Gl. (2.18) kann der Ausdruck wesentlich vereinfacht werden:

$$\frac{d^2 M_z(t)}{dt^2} + M_0 \cdot \omega_1^2 = 0 \quad (2.21)$$

Der Lösungsansatz  $M_z(t=0) = M_0$  liefert

$$M_x(t) = -M_0 \cdot \sin(\omega_0 \cdot t) \cdot \sin(\omega_1 \cdot t) \quad (2.22)$$

$$M_y(t) = -M_0 \cdot \cos(\omega_0 \cdot t) \cdot \sin(\omega_1 \cdot t) \quad (2.23)$$

$$M_z(t) = M_0 \cdot \cos(\omega_1 \cdot t). \quad (2.24)$$

Der zeitliche Verlauf für alle Vektorkomponenten der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  ist in Abb. 2.5 dargestellt. Das applizierte Wechselfeld Gl. (2.15) führt zu einer Auslenkung der Magneti-

sierung aus ihrem Gleichgewichtszustand. Die nachfolgende Relaxation (siehe Abb. 2.4) führt aufgrund der Terme Gl. (2.8) & Gl. (2.9) zu einem messbaren Induktionssignal (siehe Abschnitt 3.1 und Abb. 2.6). Aus Gl. (2.24) ist ersichtlich, dass die Auslenkung der Magnetisierung einer cos-Funktion (bzw. sin-Funktion für Gl. (2.22) & Gl. (2.23)) folgt. Der Winkel dieser Auslenkung ist gegeben durch:

$$\alpha_P = \omega_1 \cdot \tau_P, \quad (2.25)$$

wobei  $\tau_P$  die Einschaltdauer des Wechselfeldes ist. In Abhängigkeit der Stärke des  $B_1$ -Feldes ( $\omega_1 = \gamma \cdot B_1$ ) und  $\tau_P$  lassen sich unterschiedliche Winkel in der Auslenkung erreichen. Diese werden auch als „Flip-Winkel bezeichnet“ und in Bezug auf die geringen Einschaltauern werden diese als  $\alpha_P$ -Pulse bezeichnet (z. B. 90°-Puls bei einer 90°-Auslenkung).

Zusammenfassend sind für eine Verwendung der in diesem Abschnitt beschriebenen Magnetresonanz für die Bildgebung drei wichtige Voraussetzungen zu erfüllen:

- Präsenz eines statischen Magnetfeldes
- Applikation eines hochfrequenten Wechselfeldes
- Möglichkeit das Induktionssignal zu empfangen

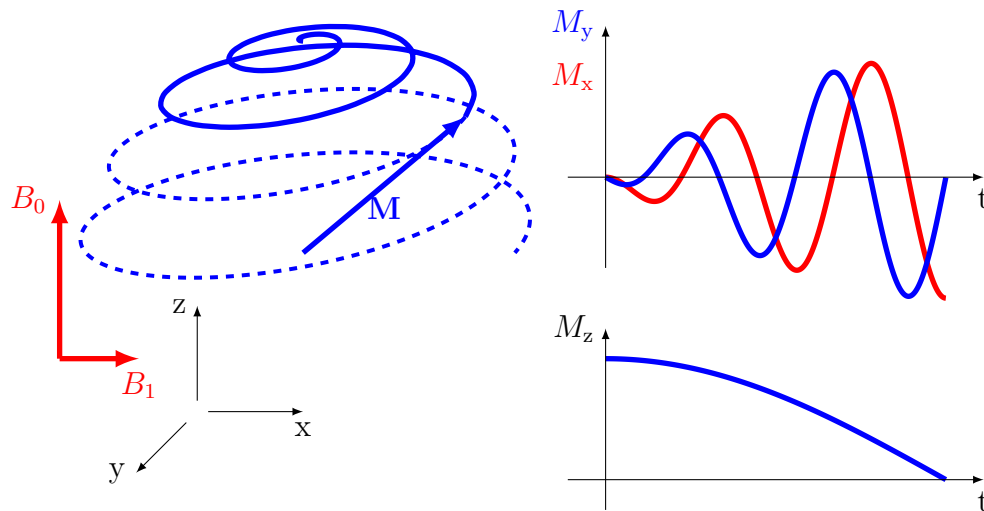


Abbildung 2.5: Zeitlicher Verlauf aller Vektorkomponenten der Magnetisierung  $\mathbf{M}$ , wenn ein statisches Magnetfeld  $B_0$  entlang der z-Raumrichtung und ein magnetisches Wechselfeld in der Transversalebene (x-y) angelegt sind.

## 2.4 Relaxationszeiten & Echobildung

Die beiden letzten Terme in Gl. (2.6) beschreiben sogenannte Relaxationsvorgänge, die im einfachsten Sinne Ausgleichsvorgänge darstellen. Hierbei sind unterschiedliche Prozesse

zu beachten, die sich unterschiedlich auf die einzelnen Vektorkomponenten auswirken, weshalb generell zwischen zwei Zeitkonstanten ( $T_1$  &  $T_2$ ) unterschieden wird.

### a) Spin-Gitter-Relaxation:

Dieser Prozess beinhaltet die Abgabe von Energie an das umgebene Gitter, d. h. die Moleküle, in die die NMR-aktiven Kerne in der Regel eingebunden sind. Die Absenkung des Energieniveaus führt zu einer Auslenkung der Magnetisierung hin zu dem energetisch günstigen Gleichgewichtszustand. Als Folge nimmt die longitudinale Magnetisierung zu, während die transversale Magnetisierung immer weiter abnimmt.

Dieser Prozess wird in Gl. (2.6) mit der Zeitkonstanten  $T_1$  assoziiert. Als Maß für die „Erholung“ der longitudinalen Magnetisierung beschreibt diese das Erreichen des Ursprungszustandes des Systems nach einer Anregung d. h. die volle longitudinale Magnetisierung steht für eine erneute Auslenkung zur Verfügung.

### b) Spin-Spin-Relaxation:

Diese Relaxation ist auf Wechselwirkungen zwischen den Spins an sich zurückzuführen. Diese können Energie untereinander austauschen, d. h. im Gegensatz zu der **Spin-Gitter-Relaxation** bleibt die Gesamtenergie erhalten. Jedoch wird die Phasenkohärenz der Kernspins untereinander durch diese Wechselwirkungen beeinflusst respektive geht verloren. Dies führt zu einer Reduzierung der messbaren Transversalmagnetisierung und wird in Gl. (2.6) mit der Zeitkonstanten  $T_2$  assoziiert (siehe Abb. 2.7).

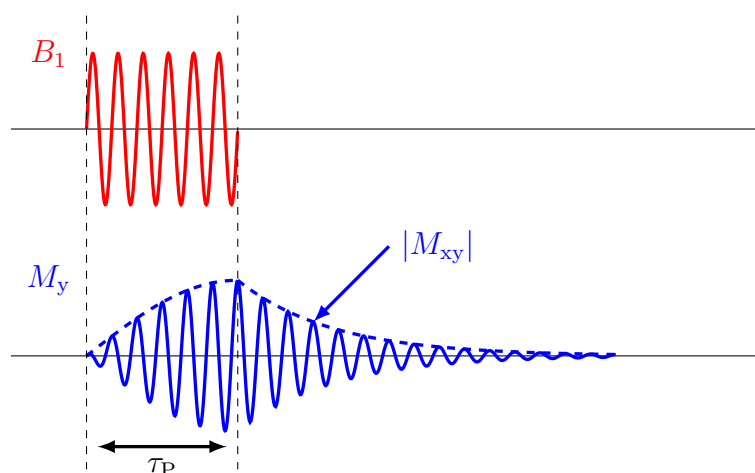


Abbildung 2.6: Ausbildung des „Free-Induction-Decay“-Signals (FID) nach Auslenkung der Magnetisierung aus ihrem Gleichgewichtszustand durch ein hochfrequentes Wechselfeld.

Die Relaxation der Transversalmagnetisierung bestimmt damit das Abklingen des messbaren MR-Signals (siehe z. B. Abb. 2.6). Damit beschreibt die  $T_2$ -Zeit auch, wie lange die Transversalmagnetisierung zur Signalakquise verfügbar ist. Prinzipiell gilt, je fester der Kernspin in seine Umgebung eingebunden ist, d. h. seine Beweglichkeit eingeschränkt ist, umso stärker sind auch die Wechselwirkungen untereinander. Dies bedeutet ganz konkret, dass die  $T_2$ -Zeit für Feststoffe wesentlich kürzer ist als für Flüssigkeiten - wenige  $10\ \mu\text{s}$  im Vergleich zu mehreren  $100\ \text{ms}$ .

### c) Mikroskopische Magnetfeldinhomogenitäten:

Neben den Wechselwirkungen auf mikroskopischer Ebene spielen auch umgebungsinduzierte sogenannte „makroskopische“ Prozesse eine wichtige Rolle in der Relaxation der transversalen Magnetisierung. So wird diese stark von lokalen Fluktuationen des Magnetfeldes bestimmt. Diese Inhomogenität führt zu einer weiteren Dephasierung der Spins in dem zu untersuchenden Volumen und wird mit der Relaxationszeit  $T_2^*$  assoziiert.

Im Gegensatz zu den beiden vorher beschriebenen Relaxationsprozessen handelt es sich hierbei um einen reversiblen Prozess, d. h. die durch den  $T_2^*$ -Relaxation reduzierte Anteil der Transversalmagnetisierung kann auch ohne erneute Anregung wiederhergestellt werden. Hinsichtlich des Verhältnisses aller drei Zeitkonstanten gilt:

$$T_1 > T_2 > T_2^* . \quad (2.26)$$

Da die entsprechenden Relaxationsprozesse auf umgebungsspezifische Wechselwirkungen zurückgehen, sind die Relaxationszeiten auch gewebespezifisch und stellen den Hauptmechanismus zur Kontrastbildung in der MR-Bildgebung dar.

Die Wiederherstellung der Transversalmagnetisierung nach dem  $T_2^*$ -Zerfall erfolgt durch

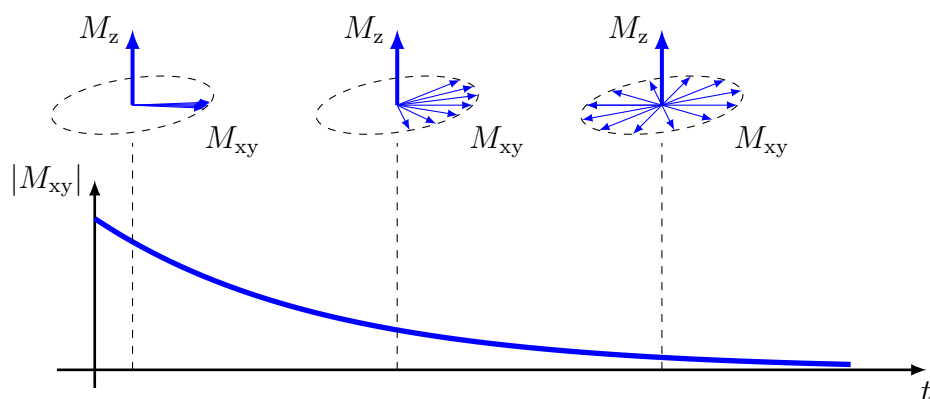


Abbildung 2.7: Zerfall der Transversalmagnetisierung durch den Verlust der Phasenkohärenz zwischen den Kernspins.

ein sogenanntes Spin-Echo-Verfahren. Hierzu wird ein sogenannter  $90^\circ$ - und  $180^\circ$ -Puls in

einem zeitlichen Abstand  $t = \mathbf{TE}$  voneinander eingebracht. Die Angabe  $90^\circ$ - und  $180^\circ$  bezeichnen den „Flip-Winkel“ nach Gl. 2.25, die der  $B_1$ -Puls bewirkt. Die bis  $180^\circ$ -Puls auftretenden Phasenversätze werden damit im Vorzeichen umdreht und die konvergente Phasenlage der Spins führt zu einer Rephasierung dieser, bevor die Dephasierung wieder einsetzt (siehe Abb. 2.8). Diese Art der Wiederherstellung setzt voraus, dass die zugrunde liegenden Fluktuationen über die Zeitdauer der Echozeit  $\mathbf{TE}$  stabil sind d. h. Dephasierungen z. B. aufgrund von Bewegungen können nicht kompensiert werden.

Dieser Prozess wird Echo-Bildung genannt und stellt einen wichtigen Prozess zur Signalaufbereitung bzw. Kontrastbildung dar. Dies wird in Abb. 2.8 anhand der Relaxationsprozesse in unterschiedlichen Geweben dargestellt, wobei die Zeitdauer  $\mathbf{TE}$  („Echo-Time“) maßgeblichen Einfluss auf die Signalintensitäten der einzelnen Gewebe hat (siehe Abb. 2.9).

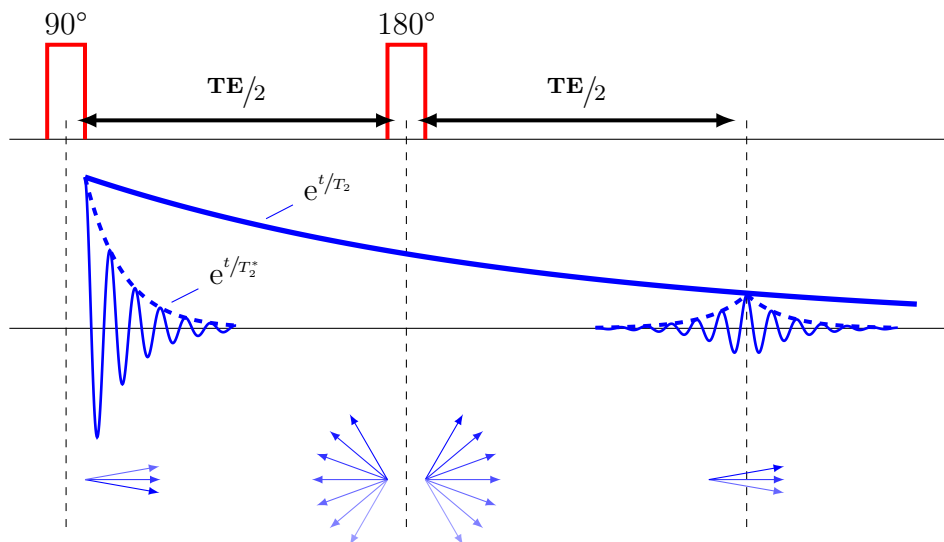


Abbildung 2.8: Rephasierung der Kernspins nach der Applikation eines  $90^\circ$ - und  $180^\circ$ -Puls. Nach der Zeitdauer  $\mathbf{TE}$  ist die noch verfügbare Transversalmagnetisierung entsprechend dem  $T_2$ -Verfall wieder hergestellt.

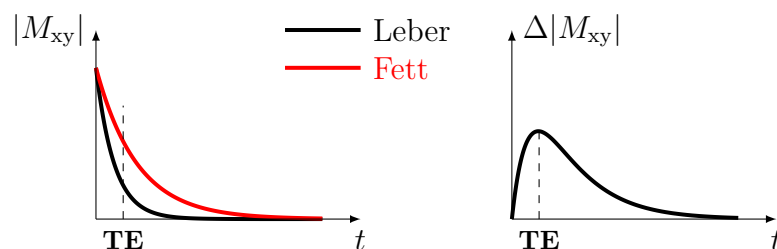


Abbildung 2.9: Darstellung der  $T_2$ -Relaxation für verschiedene Gewebe (links) und die sich daraus ergebende Signaldifferenz bzw. Kontrast in der endgültigen Darstellung (rechts). Diese kann mittels  $\mathbf{TE}$  beeinflusst bzw. wie demonstriert maximiert werden.

## 2.5 Ortskodierung

Die zeitliche Änderung der Magnetisierung nach Gl. (2.12) & Gl. (2.13) induziert eine Spannung  $S(t)$  in eine benachbarte Leiterschleife und ist gegeben durch

$$S(t) \propto j\omega\mu \iiint_V M_{xy}(x, y, z) \cdot e^{j\omega_0 t} dV = \xi \iiint_V M_{xy}(x, y, z) dV, \quad (2.27)$$

wobei der genaue Ausdruck für das Induktionssignal in Abs. 3.1 hergeleitet wird. Dennoch macht dieser Gl. (2.27) deutlich, dass es sich bei der Spannung  $S(t)$  um ein Summensignal handelt, die nicht ohne Weiteres auf die Verteilung  $M_{xy}(x, y, z)$  zurückgeführt werden kann. Dies ist jedoch zwingende Voraussetzung für die Rekonstruktion von Schnittbildern (siehe Abb. 2.1).

Um eine Zuordnung des Ursprungsortes der induzierten Signale bzw. eine Rekonstruktion der Verteilung  $M_{xy}(x, y, z)$  zu ermöglichen, werden ortsabhängige Magnetfelder eingeführt, die dem externen Magnetfeld Gl. (2.7) überlagert werden. Ein üblicher Ansatz hierfür ist der Einsatz sogenannter Gradientenfelder, die z. B. für die z-Komponente, wie folgt definiert sind

$$\mathbf{G}_z = \begin{pmatrix} G_x \\ G_y \\ G_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{dB_0}{dx} \\ \frac{dB_0}{dy} \\ \frac{dB_0}{dz} \end{pmatrix}, \quad (2.28)$$

womit sich das resultierende Magnetfeld unter Vernachlässigung der x- und y-Komponenten letztendlich zu

$$B_z(x, y, z) = (B_0 + G_x \cdot x + G_y \cdot y + G_z \cdot z) \cdot \mathbf{e}_z \quad (2.29)$$

ergibt.

Das nun ortsabhängige Magnetfeld kann über  $\omega_0 = \gamma \cdot B(x, y, z)$  zur Ortskodierung der Magnetisierung  $M_{xy}$  verwendet werden. Das Grundprinzip der Kodierung einer 2D-Schicht ist prinzipiell immer gleich und umfasst die drei Teilschritte der Schichtsektion, Frequenz- und Phasenkodierung.

Die Schichtsektion nutzt den ortsabhängigen Verlauf des Magnetfeldes zur selektiven Anregung bestimmter Volumensegmente des zu untersuchenden Objektes und wird in Abb. 2.10 demonstriert. Das Zusammenspiel aus überlagerten Gradientenfeldern und dem  $B_1$ -Puls bestimmt den Mittelpunkt, Orientierung und Dicke der angeregten Schicht.

Zur Kodierung der ausgewählten Schicht stehen die Frequenz- und Phasenkodierung zur Verfügung. Erstere wird im einfachsten Fall entlang einer Dimension z. B. x-Achse verwendet, womit sich die Kreisfrequenz zu  $\omega_0(x) = \gamma(B_0 + G_x \cdot x)$  ergibt. Analog zur Wellenzahl wird der Faktor  $k_x$  eingeführt, der sich im Falle eines konstanten  $G_x$  vereinfacht

zu

$$k_x = \gamma \cdot G_x \cdot t. \quad (2.30)$$

Unter der Voraussetzung, dass der Gradient  $G_x$  während der Echobildung appliziert wird, erweitert sich Gl. (2.27) zu

$$S(k_x) = \xi \iint M_{xy}(x, y) \cdot e^{jk_x \cdot x} dx dy. \quad (2.31)$$

Es besteht jedoch auch die Möglichkeit den Gradienten zu jedem anderen Zeitpunkt zwischen Anregung und Signalakquise zu applizieren. Für diesen Fall wird ein weiterer Faktor  $k_y$  definiert

$$k_y = \gamma \cdot G_y \cdot T, \quad (2.32)$$

wobei dieser nun von der Einschaltzeit  $T$  abhängt und eine ortsabhängige Phasenverschiebung darstellt. Daraus leitet sich auch die Bezeichnung als Phasenkodierung ab und Gl. (2.31) kann abermals erweitert werden zu

$$S(k_x, k_y) = \xi \iint M_{xy}(x, y) \cdot e^{jk_x \cdot x + jk_y \cdot y} dx dy. \quad (2.33)$$

Dieser Ausdruck stellt eine Fouriertransformation dar, d. h. die Verteilung  $M_{xy}$  kann mittels einer inversen Fouriertransformation bestimmt werden. In der Implementierung handelt es sich um eine zeitdiskrete Abtastung zu den Zeitpunkten  $t_n = \Delta t \cdot n$ . Dies bedeutet, dass für die Rekonstruktion eine „Diskrete Fouriertransformation“ (DFT) bzw. aus Effizienzgründen eine „Fast-Fourier-Transform“ (FFT) verwendet werden sollte. Die damit einhergehenden Diskretisierungen auf der räumlichen und zeitlichen Achse sind gegeben durch

$$\Delta k_x \cdot n = \gamma \cdot G_x \cdot \Delta t \cdot n \quad (2.34)$$

$$\Delta k_y \cdot m = \gamma \Delta \cdot G_y \cdot T \cdot m \quad (2.35)$$

$$x = \Delta x \cdot o \quad (2.36)$$

$$y = \Delta y \cdot p. \quad (2.37)$$

Womit sich Gl. (2.33) umformt zu

$$S(n, m) = \xi \cdot \Delta x \cdot \Delta y \left( \sum_{o=1}^O \sum_{p=1}^P M_{xy}(o, p) \cdot e^{j(\Delta k_x \cdot \Delta x \cdot o \cdot n + \Delta k_y \cdot \Delta y \cdot p \cdot m)} \right). \quad (2.38)$$

Aus diesem Ausdruck geht hervor, dass für die Rekonstruktion einer Verteilung  $M_{xy}(o, p)$  mit einer Auflösung ( $O \times P$ ) eine Signalverteilung  $S(n, m)$  mit eben dieser Auflösung zur

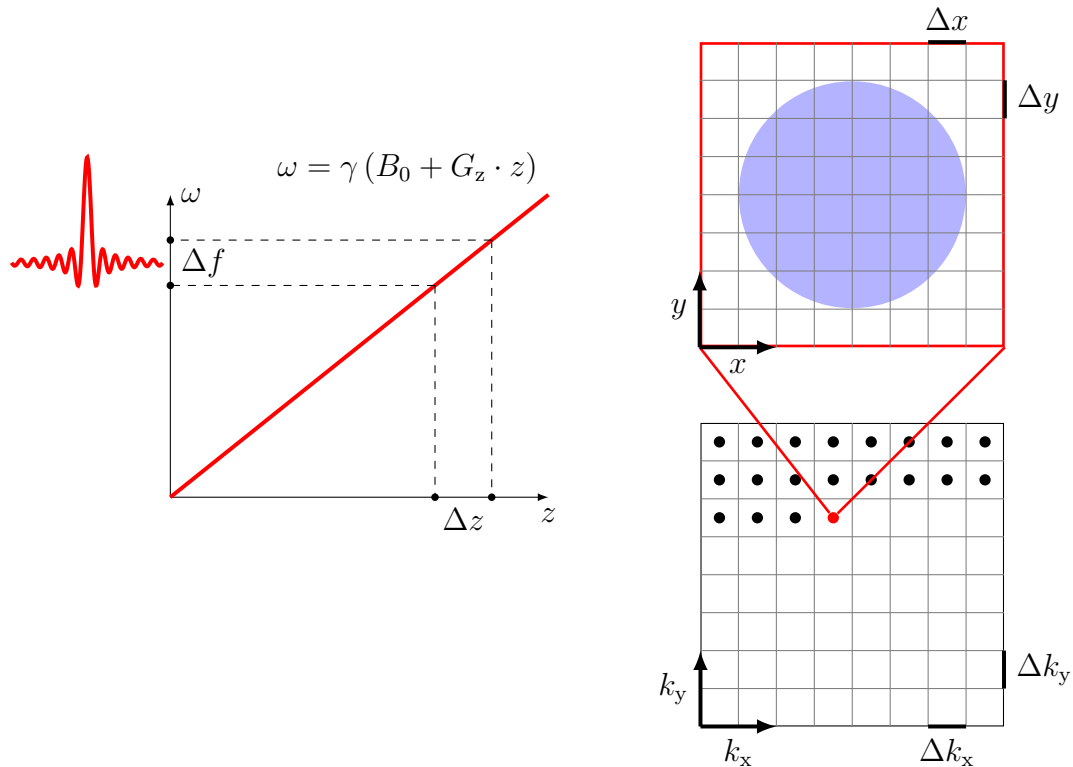


Abbildung 2.10: Schichtselektive Anregung der Magnetisierung  $M_{xy}$  mittels ortsabhängiger Magnetfelder in eine Raumrichtung (links). Jeder aufgenommene Abtastpunkt stellt hierbei eine Summation über die gesamte Verteilung  $M_{xy}(x, y)$  in der verbleibenden Ebene dar (rechts). Mit Einführung der Gradientenfelder lässt sich dieser Prozess jedoch als Fouriertransformation der Verteilung  $M_{xy}(x, y)$  auffassen.

Verfügung stehen muss. Dies bedeutet konkret, dass die Anzahl der Zeitdiskretisierungen in Gl. (2.34) der Anzahl der Diskretisierungen in Gl. (2.36) entspricht. Dasselbe gilt auch für Gl. (2.35) und Gl. (2.37), wobei hier zu beachten ist, dass der Ausdruck Gl. (2.35) eine inkrementelle Änderung beschreibt, die im Sinne der DFT äquidistant erfolgen sollten. Der Zusammenhang zwischen dem Phasenkodiergradienten  $G_y$  und dem sogenannten „K-Raum“ ist in dem Sequenzdiagramm aus Abb. 2.11 dargestellt. Ein solches Diagramm wird üblicherweise in der MRT verwendet, um die sequentielle Abfolge aller Teilschritte der Anregung, Signalaufbereitung und Ortskodierung darzustellen und wird verkürzt auch als Sequenz bezeichnet. Das in Abb. 2.11 dargestellte Schema entspricht dem einer „Spin-Echo“-Sequenz. Zum kompletten Befüllen des K-Raums werden bei einer Auflösung von  $(O \times P)$  entsprechend  $P$  Phasenkodierschritte und  $O$  zeitliche Abtastpunkte benötigt. Ersteres bedeutet, dass die Signalakquise entsprechend oft mit inkrementellen Änderungen in der Amplitude des Phasenkodiergradienten geändert werden muss.



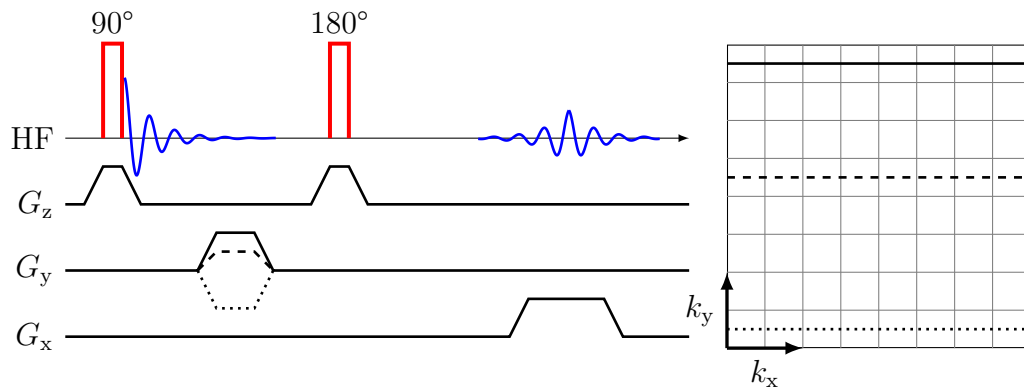


Abbildung 2.11: Zusammenfassung aller Teilschritte zur Signalanregung, -aufbereitung und Ortskodierung in einem Sequenzdiagramm (links).

### 3 Charakterisierung und Implementierung von MR-Empfangsspulen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Konzeption und Implementierung einer MR-Empfangsspule dargelegt. Hierzu wird schrittweise vorgegangen und die grundlegenden Zusammenhänge erläutert, die es ermöglichen sollen ein tiefgreifendes Verständnis der Problematik zu erlangen.

Im ersten Teilkapitel wird daher das Prinzip der Reziprozität angewendet, um zum einen die Induktion des MR-Signals in eine Leiterschleife zu beschreiben, aber auch darzulegen welche Randbedingungen sich aus dem Einsatz mehrerer Leiterschleifen in einem MR-Experiment ergeben.

Danach folgt eine analytische Betrachtung zur Eingangsimpedanz einer Leiterschleife. Als Ergebnis dessen wird ein flexibles Verfahren zur Berechnung der Eingangsimpedanz dargelegt, welches z. B. dazu geeignet ist den Einfluss einer leitfähigen Halbebene auf die Leiterschleife zu beschreiben. Damit wird es erstmals ermöglicht die Leiterschleifen einer MR-Empfangsspule analytisch vollständig zu beschreiben. Abgeschlossen wird dieses Teilkapitel mit der Herleitung der grundlegenden Zusammenhänge zur „Signal-zu-Rausch“-Performance einer solchen Leiterschleife.

Nachfolgend werden Betrachtungen zur Leistungsanpassung einer Leiterschleife durchgeführt. Diese dient dem optimalen Signaltransfer von der Leiterschleife zur Empfangseinheit und stellt damit die Grundlage für alle nachfolgenden Verarbeitungsschritte des MR-Signals dar.

Aufbauend auf den vorhergehenden Erkenntnissen zur Verkopplung mehrere Leiterschleifen wird die sogenannte „Vorverstärkerentkopplung“ vorgestellt. Diese ist in der Anwendung weit verbreitet, da erst hiermit die Grundlagen zum Einsatz hochperformanter Spulen-Arrays gelegt wurden. Solche ermöglichen eine Erhöhung der Bildqualität oder Beschleunigung der Bildgebung [REH+90]. Erstmals werden in dieser Arbeit Analysen zur Entkoppelgüte und Beladungsunabhängigkeit dieser Methode durchgeführt. Ersteres ermöglicht damit unterschiedliche Implementierungen zu vergleichen und Konzepte a-priori hinsichtlich ihrer Performance bewerten zu können. Die Beladungsunabhängigkeit konnte in dieser Arbeit analytisch und experimentell nachgewiesen werden.

Im vorletzten Abschnitt wird die sogenannte „aktive“-Entkopplung als sicherheitsrelevante Maßnahme beschrieben. Diese stellt die Grundlage für den parallelen Betrieb einer Sende- und Empfangsspule dar und ist damit in heutigen Applikationen unverzichtbar.

Das Grundprinzip ihrer Wirksamkeit wird dargelegt und ihre Entkoppeleigenschaften analysiert.

Der letzte Abschnitt behandelt die Methode der „verteilten Kondensatoren“. Diese werden zur Homogenisierung der Stromverteilung auf einer Leiterschleife angewendet und optimieren damit deren Sensitivitätsprofil. Auch wenn diese Methode in zahlreichen Arbeiten verwendet wird existiert hierfür kein mathematisches Grundgerüst, um diese zu charakterisieren respektive korrekt zu dimensionieren. Letzteres erfolgt im aktuellen Stand der Technik noch experimentell oder numerisch und verfolgt einen heuristischen Ansatz [LL11], [CGHB16], [HEM<sup>+</sup>10]. Obwohl dies eine legitime Suchstrategien darstellt sind diese Ansätze mit einem enormen Aufwand verbunden und kaum reproduzierbar.

Auf Basis des vorgestellten Verfahrens zur Berechnung der Eingangsimpedanz einer Leiterschleife wird erstmals ein Formalismus erarbeitet, der eine korrekte Berechnung der verteilten Kondensatoren ermöglicht. Damit steht erstmals ein mathematisches Grundgerüst zur Analyse der verteilten Kondensatoren bereit z. B. zur Identifizierung ihrer minimal benötigten Anzahl auf einer Leiterschleife. Die vorgestellte Methodik wird demonstriert und es kann aufgezeigt werden, dass diese auch für beladene Leiterschleifen a-priori exakt vorhergesagt werden können.

Mit Hilfe der in diesem Kapitel erarbeiteten und dargelegten Ergebnisse ist es somit erstmals möglich einzelne MR-Empfangsspulen analytisch komplett zu beschreiben und zu dimensionieren.

### 3.1 Empfang des MR-Signals

Zur Betrachtung der in eine passive Leiterschleife induzierten Spannung während eines MR-Experimentes wird das Reziprozitätstheorem verwendet. Dieses ist laut [Ric61], [Car29] gegeben durch

$$\oint_{A_1} [(\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2) - (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1)] dA = \oint_{A_2} [(\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1) - (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2)] dA \quad (3.1)$$

und setzt die Feldverteilungen in unterschiedlichen voneinander abgegrenzten Volumen in Verbindung. Der betrachtete Fall eines MR-Experimentes in Gegenwart zweier Leiterschleifen ist in Abb. 3.1 veranschaulicht. Hierbei werden die beiden Volumen  $V_1$  &  $V_2$  betrachtet, die jeweils eigene Quellverteilungen beinhalten. Das erste Volumen  $V_1$  beinhaltet eine Leiterschleife, die von einer eingepprägten Stromdichteverteilung  $\mathbf{J}_1$  angeregt wird und damit die Feldverteilung  $\mathbf{E}_1$  &  $\mathbf{H}_1$  erzeugt. Die Quellverteilung  $\mathbf{J}_2$  &  $\mathbf{M}_2$  im zweiten Volumen  $V_2$  erzeugt die Feldverteilung  $\mathbf{E}_2$  &  $\mathbf{H}_2$ . Es ist darauf zu achten das lediglich  $\mathbf{M}_2$  eine unabhängige Quellenverteilung darstellt, die eine direkte Folge des MR-Experimentes ist. Die Stromdichten  $\mathbf{J}_1$ ,  $\mathbf{J}_{2C}$  und  $\mathbf{J}_{2S}$  haben ihre Ursache in  $\mathbf{M}_2$ , werden zur Vereinfachung

der Betrachtung dennoch als „ungebundene“ Quellen betrachtet.

Unter Verwendung des Gausschen Integralsatz kann Gl. (3.1) von einer Oberflächen- zu

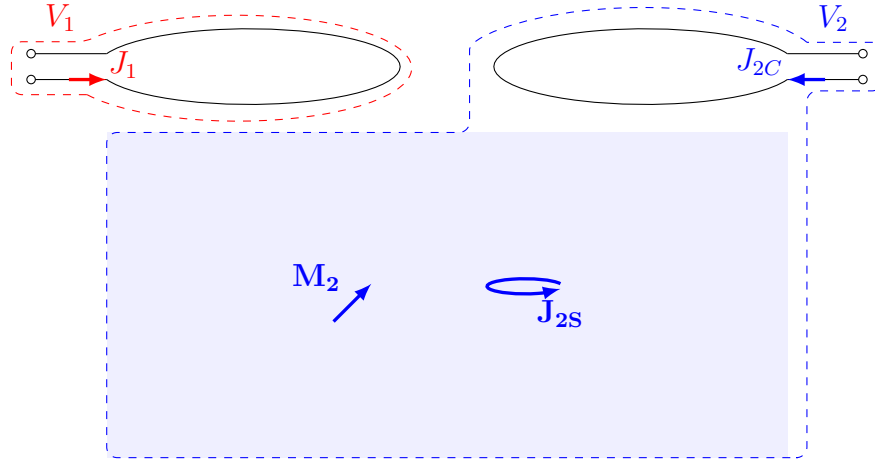


Abbildung 3.1: Darstellung der beiden betrachteten Volumina  $V_1$  &  $V_2$  aus Gleichung (3.1) und die dort enthaltenen Quellen.

einer Volumenintegration überführt werden:

$$\begin{aligned} \oint_{V_1} [-\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{J}_2 + j\omega\mu (\mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{M}_2) + \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{J}_1 - j\omega\mu (\mathbf{H}_2 \cdot \mathbf{M}_1)] dV = \\ \oint_{V_2} [-\mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{J}_1 + j\omega\mu (\mathbf{H}_2 \cdot \mathbf{M}_1) + \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{J}_2 - j\omega\mu (\mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{M}_2)] dV. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Aus der vorhergehenden Beschreibung kann entnommen werden, dass die Quellen  $\mathbf{J}_1, \mathbf{J}_2$  &  $\mathbf{M}_2$  nur in dem jeweiligen Volumen vorkommen (siehe Abb. 3.1), womit Gl. (3.2) entscheidend vereinfacht werden kann:

$$\oint_{V_1} [\mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{J}_1] dV = \oint_{V_2} [\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{J}_2 - j\omega\mu (\mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{M}_2)] dV \quad (3.3)$$

Die linke Seite von Gl. (3.3) kann vereinfacht werden, indem die Integration ausschließlich über die Leiterschleife erfolgt. Dazu wird  $dV = dA \cdot dl$  angenommen, wobei das Linien- $dl$  und Flächenelement  $dA$  entsprechend Abb. 3.2 definiert sind und die Einführung der Torgrößen  $U_2$  &  $I_1$  ermöglichen. Dazu wird

$$\begin{aligned} I &= \oint_A \mathbf{J} \cdot d\mathbf{A} \\ U &= \int_A^B \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \end{aligned}$$

verwendet. Mit diesen Ausdrücken kann der linke Teil von Gl. (3.3) in eine vereinfachte Form überführt werden:

$$U_{12} \cdot I_1 = \oint_{V_2} [\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{J}_2 - j\omega\mu (\mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{M}_2)] dV \quad (3.4)$$

Wobei die Notation  $U_{12}$  ausdrückt, dass es sich um die Spannung an der ersten Leiterschleife d. h. in Volumen  $V_1$  handelt, die auf Quellen aus Volumen  $V_2$  zurückzuführen ist. Die Berücksichtigung der Stromdichte  $\mathbf{J}_2$  in dem rechten Term von Gl. (3.4) kann entsprechend der beiden Teilstrukturen in  $V_2$  weiter detailliert werden (siehe Abb. 3.1). Denn auf der Leiterschleife bildet sich die Stromdichte  $\mathbf{J}_{2C}$  und in dem üblicherweise leitfähigen Phantom die Stromdichte  $\mathbf{J}_{2S}$ . Die getrennte Betrachtung dieser Terme führt zu dem kompletten Ausdruck zur Bestimmung der in eine Leiterschleife induzierten Spannung, während eines MR-Experimentes:

$$U_{12} = \frac{1}{I_1} \oint_{V_2} [\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{J}_{2C} + \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{J}_{2S} - j\omega\mu(\mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{M}_2)] dV. \quad (3.5)$$

Eine Analyse des Ausdruck Gl. (3.5) zeigt auf, dass es drei mögliche Quellen für das

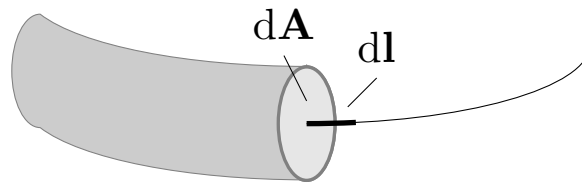


Abbildung 3.2: Volumenintegration über die Leiterschleife.

induzierte Signal in der Leiterschleife gibt. Der Term  $j\omega\mu(\mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{M}_2)$  stellt die Induktion dar, die während des MR-Experimentes (siehe Abs. 2.3) durch die stattfindende Relaxation der Transversal-Magnetisierung verursacht wird (siehe Gleichung Gl. (2.8) & Gl. (2.8)). In Gl. (3.5) stellt dieser Term auch die einzige unabhängige Größe dar d. h. die Stromdichten  $\mathbf{J}_{2C}$  und  $\mathbf{J}_{2S}$  haben ihre Ursache in  $\mathbf{M}_2$ . Zur Vereinfachung der Betrachtung, ohne den Verlust der generellen Gültigkeit, werden diese Größen als „ungebundene“ Stromdichten betrachtet. Damit kann die Spannung  $U_{12}$  als Summe zweier Terme beschrieben werden

$$U_{12} = U_S + U_{12}^L, \quad (3.6)$$

wobei  $U_S$  proportional zu  $j\omega\mu(\mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{M}_2)$  ist und  $U_{12}^L$  die Signalanteile beschreibt, die von der zweiten Leiterschleife überkoppeln. Im Idealfall d. h. einer einzelnen unverkoppelten Leiterschleife vereinfacht sich Gl. 3.6 zu

$$U_{12} = U_S, \quad (3.7)$$

d. h. es gilt  $U_{12}^L = Z_{12} \cdot I_2 = 0$ .

Der unabhängige d. h. unverkoppelte Betrieb einer Leiterschleife hat für das MR-Experiment entscheidende Bedeutung, da heutige Anordnungen zumeist aus sogenannten „Spulen-Arrays“ bestehen. Hierbei werden zur Untersuchung eines Objektes mehrere Leiterschleife um dieses verteilt. Hauptgrund für den Einsatz mehrerer Empfänger ist das verbesserte

Signal-zu-Rausch-Verhältnis für die Gesamtmessung als auch die Möglichkeit der beschleunigten Bildgebung [REH<sup>+</sup>90]. Jedoch ist eine der Hauptproblemstellungen in einer solchen Anordnung die Kopplung der einzelnen Leiterschleifen untereinander, welche mittels Gl. (3.5) näher betrachtet werden kann.

Die Kopplungsimpedanz  $Z_{12}$  verknüpft den Spannungsabfall  $U_{12}^L$  mit den Strom  $I_2$  d. h. es folgt:

$$Z_{12} = \frac{U_{12}^L}{I_2}. \quad (3.8)$$

Unter Berücksichtigung der zuvor hergeleiteten Gl. (3.5) folgt

$$Z_{12} = \frac{U_{21}}{I_2} = \frac{1}{I_1 \cdot I_2} \oint_{V_2} [\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{J}_{2C} + \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{J}_{2S}] dV. \quad (3.9)$$

Aus Gl. (3.9) geht deutlich hervor, dass es mit  $\mathbf{J}_{2C}$  und  $\mathbf{J}_{2S}$  zwei unterschiedliche Kopplungswege zwischen beiden Leiterschleifen gibt. Für das erweiterte Verständnis beider Terme ist es von Vorteil das Vektorpotential beider Leiterschleife mit einzubeziehen. Dieses wird anhand der Stromdichten auf den Leiterschleifen berechnet durch:

$$\mathbf{A}_{1/2}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi} \int_{1/2} \frac{\mathbf{J}_{1/2}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \cdot dv'. \quad (3.10)$$

Das elektrische Feld kann aus mittels einer quasistatischen Näherung aus dem Vektorpotential bestimmt werden:

$$\mathbf{E}_{1/2} = -j\omega \mathbf{A}_{1/2}. \quad (3.11)$$

Wird Gl. (3.11) in Gl. (3.9) eingesetzt und des Weiteren für die Stromverteilung im Phantom  $\mathbf{J}_{2S} = \sigma \cdot \mathbf{E}_2$  liefert dies:

$$Z_{12} = \frac{1}{I_1 \cdot I_2} \oint_{V_2} [j\omega (\mathbf{A}_1 \cdot \mathbf{J}_{2C}) + \omega^2 \sigma (\mathbf{A}_1 \cdot \mathbf{A}_2)] dV. \quad (3.12)$$

Der vorliegende Ausdruck ermöglicht es die beiden Kopplungsarten als Real- und Imaginärteil einer Kopplungsimpedanz zu interpretieren. Hierbei stellt der Term  $\omega (\mathbf{A}_1 \cdot \mathbf{J}_{2C})$  den Imaginärteil dar und entspricht einer direkten induktiven Kopplung zwischen beiden Leiterschleifen.

Der zweite Term  $\omega^2 \sigma (\mathbf{A}_1 \cdot \mathbf{A}_2)$  ist hingegen der Realteil der Kopplungsimpedanz dar. Hierbei handelt es sich um die sogenannte resistive Kopplung zwischen zwei Leiterschleifen, die durch in das leitfähige Phantom induzierte Wirbelströme entsteht [WW97].

Aus diesen Ergebnissen lassen sich die Kopplungskoeffizienten für die beide Kopplungsarten

bestimmen [REH<sup>+</sup>90]:

$$R_{ij} = \operatorname{Re}(Z_{ij}) = \frac{\sigma\omega^2}{I_i \cdot I_j} \oint_{V_j} \mathbf{A}_i \cdot \mathbf{A}_j \, dV \quad (3.13)$$

$$X_{ij} = \operatorname{Im}(Z_{ij}) = \frac{\omega}{I_i \cdot I_j} \oint_{V_j} \mathbf{A}_i \cdot \mathbf{J}_{jC} \, dV \quad (3.14)$$

$$k_{eij} = \frac{R_{ij}}{\sqrt{R_{ii} \cdot R_{jj}}} \quad (3.15)$$

$$k_{mij} = \frac{X_{ij}}{\sqrt{X_{ii} \cdot X_{jj}}} . \quad (3.16)$$

Es ist zu beachten, dass beide Kopplungsarten zu einem Signalübertrag zwischen beiden Leiterschleifen führen. Dieses Phänomen wird in Abs. 3.4 näher betrachtet und diskutiert. Die resistive Kopplung ist jedoch auch ein Maß für das korrelierte Rauschen zwischen beiden Leiterschleifen. Dies ist nicht alleine auf den Signalübertrag zurückzuführen, sondern liegt auch in der „Shared-View“-Problematik begründet. Dies bedeutet, dass aus den Bereichen in denen sich die Feldverteilungen der Leiterschleifen überlappen, das Rauschen nicht mehr als unkorreliert betrachtet werden kann.

Der Ausdruck für Gl. (3.13) und Gl. (3.15) wird daher auch als Rauschkorrelationskoeffizient bezeichnet und wird in SNR-optimierten Rekonstruktionsalgorithmen verwendet [REH<sup>+</sup>90, BWSL07, WGM00].

Mit den Gl. (3.13) und Gl. (3.14) kann die Eigen- und Kopplungsimpedanz einer Leiterschleife aus bekannten Feldverteilungen berechnet werden, wenn diese z. B. bereits aus numerischen Simulationen vorliegen. Jedoch stellen beide Gleichungen keine genügend spezielle Lösung dar, um z. B. die Eingangsimpedanz  $Z_{IN}$  direkt aus der Geometrie der Leiterschleife zu berechnen. Ein solches analytisches Verfahren wird im folgenden Abschnitt erläutert.

## 3.2 Eingangsimpedanz einer Leiterschleife

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen zur analytischen Bestimmung der Eingangsimpedanz einer Leiterschleife dargelegt. Diese finden später Anwendung zur korrekten Parameterisierung einer Empfangsspule und Modellierung der interventionellen Spulen. Dazu wird in diesem Abschnitt zuerst die Herleitung zur Berechnung der Eingangsimpedanz einer Leiterschleife mittels Fourier-Koeffizienten dargelegt. Dieser Formalismus wird am Anschluss auf das Problem einer Leiterschleife im Halbraum übertragen und entspricht damit auch deren normalen Anwendungsfall d. h. nah am Patienten.

### 3.2.1 Theoretische Grundlage

Die zu untersuchende Anordnung ist in Abb. 3.3 dargestellt d. h. es handelt sich um eine Leiterschleife mit dem Radius  $b$ , die aus einem Draht mit dem Radius  $w$  gefertigt wurde. Für das elektrische Feld  $\mathbf{E}$  gilt allgemein:

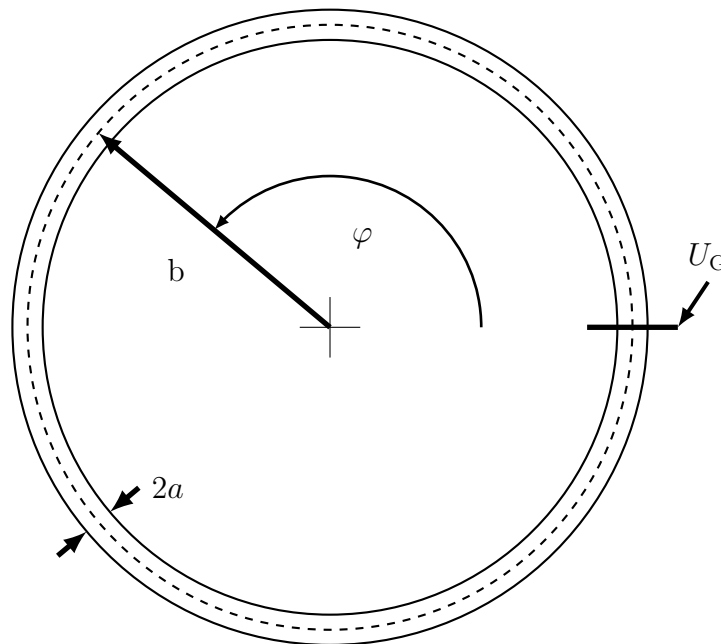


Abbildung 3.3: Leiterschleife mit Radius  $b$  und einem Drahtdurchmesser von  $2w$ .

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - j\omega\mathbf{A}, \quad (3.17)$$

wobei  $\Phi$  das elektrische Potential darstellt.

Wird für das Material der Leiterschleife ein elektrischer Leiter vorausgesetzt, so gilt für das tangentialen Feld auf deren Oberfläche  $\mathbf{E}_{\parallel} = 0$  mit Ausnahme an der Position  $\varphi_m$  des



Delta-Generators:

$$\mathbf{E}_{||} = -\mathbf{E}_{\varphi} = -\frac{U_G \cdot \delta(\varphi - \varphi_m)}{b}. \quad (3.18)$$

Die Vektorkomponenten des Vektorpotentials  $\mathbf{A}(\mathbf{r}')$  am Aufpunkt  $\mathbf{r}'$  bestimmen sich aus den entsprechenden Komponenten der Stromdichteverteilung  $\mathbf{J}(\mathbf{r})$  am Quellpunkt  $\mathbf{r}$  durch

$$A_x(\mathbf{r}') = \mu \iiint J_x \cdot \frac{e^{-j \cdot k |R|}}{4\pi |R|} \cdot d\mathbf{r} \quad (3.19)$$

$$A_y(\mathbf{r}') = \mu \iiint J_y \cdot \frac{e^{-j \cdot k |R|}}{4\pi |R|} \cdot d\mathbf{r} \quad (3.20)$$

$$A_z(\mathbf{r}') = \mu \iiint J_z \cdot \frac{e^{-j \cdot k |R|}}{4\pi |R|} \cdot d\mathbf{r}, \quad (3.21)$$

wobei  $k$  die Wellenzahl. Die Distanzfunktion  $|R|$  zwischen dem Quell- und Aufpunkt wird in Abb. 3.4 veranschaulicht. Prinzipiell existieren unterschiedliche Definitionen dieser Distanzfunktion, die sich aus diversen Vereinfachungen der Geometrie ableiten. In dieser Betrachtung wird die sogenannte „Dünndraht“-Näherung verwendet, die durch

$$|R| = \sqrt{\left(2b \sin\left(\frac{\varphi - \varphi'}{2}\right)\right)^2 + w^2} \quad (3.22)$$

gegeben ist [McK19]. In der „Dünndraht“-Näherung wird die Annahme getroffen, dass sich die Quellverteilung  $\mathbf{J}$  auf den Drahtursprung konzentrieren lässt d. h. der entsprechende Vektor  $\mathbf{r}$  auf den Drahtmittelpunkt gerichtet ist, wie in Abb. 3.4 (A) dargestellt.

Unter der Annahme  $k \gg w$  reduziert sich die betrachtete Stromdichte  $J_x, J_y, J_z$  auf

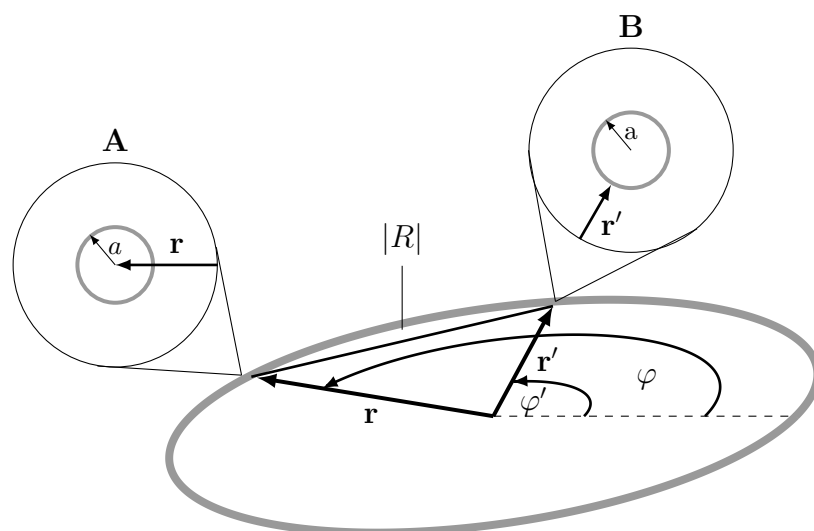


Abbildung 3.4: Darstellung des Aufpunktes  $\mathbf{r}'$  und Quellpunktes  $\mathbf{r}$  in der Berechnung der Distanzfunktion  $|R|$ .

ein einfaches Stromfilament d. h.  $\mathbf{J} \rightarrow I(\phi')$  und das Volumenintegral reduziert sich zu  $dr \rightarrow b \cdot d\phi'$ . Für diesen Fall vereinfacht sich Gl. (3.17) zu

$$E_\varphi = -j\omega A_\varphi - (\nabla\Phi)_\varphi . \quad (3.23)$$

Aus den vorher genannten Vereinfachungen bezüglich des Stromfilamentes folgt für das tangentielle Vektorpotential:

$$A_\varphi = \mu \int_0^{2\pi} I(\varphi') \cdot (\sin(\varphi') \cdot \sin(\varphi) + \cos(\varphi') \cdot \cos(\varphi)) \cdot \frac{e^{-j \cdot k|R|}}{4\pi|R|} \cdot b \cdot d\varphi' \quad (3.24)$$

$$= \mu \cdot b \int_0^{2\pi} I(\varphi') \cdot \cos(\varphi - \varphi') \cdot \frac{e^{-j \cdot k|R|}}{4\pi|R|} d\varphi' . \quad (3.25)$$

Der Ausdruck für  $(\nabla\Phi)_\varphi$  kann über die Ladungserhaltung d. h. die Ladungsverteilung  $q(\varphi)$  über den Umfang hergeleitet werden:

$$\frac{1}{b} \cdot \frac{dI(\varphi)}{d\varphi} = -j\omega q(\varphi) , \quad (3.26)$$

wobei  $q(\varphi)$  zur Berechnung des Potentials  $\Phi$  verwendet werden kann

$$\Phi = \frac{1}{\epsilon} \cdot \int_0^{2\pi} \frac{1}{\omega b} \cdot \frac{dI(\varphi')}{d\varphi'} \cdot \frac{e^{-j \cdot k|R|}}{4\pi|R|} \cdot b d\varphi' \quad (3.27)$$

und führt nach einer Ableitung  $\frac{1}{d\varphi}$  zu

$$(\nabla\Phi)_\varphi = \frac{1}{j\omega\epsilon \cdot b} \cdot \int_0^{2\pi} \frac{dI(\varphi')}{d\varphi'} \cdot \frac{d}{d\varphi} \cdot \frac{e^{-j \cdot k|R|}}{4\pi|R|} d\varphi' . \quad (3.28)$$

Dies führt nach einsetzen von Gl. (3.25) und Gl. (3.28) in Gl. (3.23) zu

$$E_\varphi = \int_0^{2\pi} \left[ j\omega\mu I(\varphi') b \cos(\varphi - \varphi') - \frac{1}{j\omega\epsilon b} \frac{dI(\varphi')}{d\varphi'} \cdot \frac{d}{d\varphi} \right] \cdot \frac{e^{-j \cdot k|R|}}{4\pi|R|} d\varphi' . \quad (3.29)$$

Im weiteren Vorgehen wird  $\omega\mu = \xi \cdot k$  und  $1/\omega\epsilon = \xi/k$  verwendet und die Greensche Funktion  $G(\varphi - \varphi')$  eingeführt (siehe Gl. (3.30)), wobei  $\xi$  die Wellenimpedanz des Freiraums darstellt.

$$G(\varphi - \varphi') = \frac{e^{-j \cdot k|R|}}{4\pi|R|} \quad (3.30)$$

Eine nähere Untersuchung des zweiten Terms in Gl. (3.29) ergibt:

$$\frac{d}{d\varphi} G(\varphi - \varphi') = -\frac{e^{-j \cdot k|R|}}{4\pi|R|^2} \cdot \frac{d|R|}{d\varphi} + \frac{e^{-j \cdot k|R|}}{4\pi|R|} \cdot \frac{d|R|}{d\varphi} .$$

Ein Vergleich der Ausdrücke für  $d|R|/d\varphi$  und  $d|R|/d\varphi'$  zeigt dass gilt:

$$\frac{d|R|}{d\varphi} = -\frac{d|R|}{d\varphi'},$$

womit auch

$$\frac{d}{d\varphi}G(\varphi - \varphi') = -\frac{d}{d\varphi'}G(\varphi - \varphi')$$

gelten muss. Damit ändert sich der zweite Term in Gl. (3.29) zu

$$-\frac{dI(\varphi')}{d\varphi'} \cdot \frac{d}{d\varphi'}G(\varphi - \varphi').$$

Dieser lässt sich als Summand der Ableitung einer verketteten Funktion identifizieren d. h.

$$\frac{d}{d\varphi'} \cdot \left[ I(\varphi') \cdot \frac{d}{d\varphi'}G(\varphi - \varphi') \right] = \frac{dI(\varphi')}{d\varphi'} \cdot \frac{d}{d\varphi'}G(\varphi - \varphi') + I(\varphi') \cdot \frac{d^2}{d\varphi'^2}G(\varphi - \varphi').$$

Werden beide Seiten des Ausdrucks über  $\int_0^{2\pi} d\varphi'$  integriert, kann für harmonische Funktionen gezeigt werden, dass sich die Summanden zu Null addieren:

$$\begin{aligned} & \int_0^{2\pi} \left[ \frac{d}{d\varphi'} \cdot \left[ I(\varphi') \cdot \frac{d}{d\varphi'}G(\varphi - \varphi') \right] \right] d\varphi' \\ &= \int_0^{2\pi} \left[ \frac{dI(\varphi')}{d\varphi'} \cdot \frac{d}{d\varphi'}G(\varphi - \varphi') + I(\varphi') \cdot \frac{d^2}{d\varphi'^2}G(\varphi - \varphi') \right] d\varphi' \\ &= 0. \end{aligned}$$

Damit vereinfacht sich Gl. (3.29) endgültig zu:

$$E_\varphi = j \cdot \xi \int_0^{2\pi} I(\varphi') \cdot \left[ kb \cdot \cos(\varphi - \varphi') - \frac{1}{kb} \cdot \frac{d^2}{d\varphi'^2} \right] \cdot G(\varphi - \varphi') d\varphi'. \quad (3.31)$$

### 3.2.2 Fourier-Entwicklung

Für die weitere Analyse des Ausdrucks und Herleitung der Eingangsimpedanz der Leiterschleife wird die Greensche Funktion  $G(\varphi - \varphi')$  als Fourierreihe dargestellt:

$$b \cdot G(\varphi - \varphi') = \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_n e^{jn(\varphi - \varphi')}, \quad (3.32)$$

wobei die Koeffizienten  $k_n$  mittels des bekannten Formalismus bestimmt werden:

$$k_n = \frac{b}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} G(\varphi - \varphi') \cdot e^{-jn(\varphi - \varphi')} d(\varphi - \varphi') . \quad (3.33)$$

Wie zuvor können auch an dieser Stelle beide Summanden in Gl. (3.31) umgeformt bzw. vereinfacht werden. Zur Umformung des ersten Summanden wird dessen Fourierentwicklung untersucht:

$$\frac{b}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} \cos(\varphi - \varphi') \cdot G(\varphi - \varphi') \cdot e^{-jn(\varphi - \varphi')} d(\varphi - \varphi') . \quad (3.34)$$

Unter Ausnutzung der Euleridentität kann für Gl. (3.34) gezeigt werden, dass sich dessen Fourierkoeffizient als Linearkombination von Gl. (3.33) darstellen lässt:

$$\begin{aligned} & \frac{b}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} \cos(\varphi - \varphi') \cdot G(\varphi - \varphi') \cdot e^{-jn(\varphi - \varphi')} d(\varphi - \varphi') \\ &= \frac{b}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} G(\varphi - \varphi') \cdot \frac{e^{-j(n+1)(\varphi - \varphi')}}{2} d(\varphi - \varphi') \\ &+ \frac{b}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} G(\varphi - \varphi') \cdot \frac{e^{-j(n-1)(\varphi - \varphi')}}{2} d(\varphi - \varphi') \\ &= \frac{k_{n+1} + k_{n-1}}{2} . \end{aligned}$$

Wird die Darstellung als Fourierreihe Gl. (3.32) in Gl. (3.31) unter Verwendung des vorher hergeleiteten Ausdrucks eingesetzt, ergibt sich:

$$E_\varphi = \frac{j \cdot \xi}{b} \int_0^{2\pi} I(\varphi') \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ kb \cdot \frac{k_{n+1} + k_{n-1}}{2} - \frac{n^2}{kb} \cdot k_n \right] \cdot e^{jn(\varphi - \varphi')} d\varphi' . \quad (3.35)$$

Die Fourierkoeffizienten werden hierbei zusammengefasst zu:

$$a_n = \left[ kb \cdot \frac{k_{n+1} + k_{n-1}}{2} - \frac{n^2}{kb} \cdot k_n \right] , \quad (3.36)$$

wobei durch die Reihenentwicklung große Teile des Ausdrucks keine Abhängigkeit zu  $\varphi'$  aufweisen und diese somit aus dem Integral gezogen werden können:

$$E_{||} = E_\varphi = \frac{j \cdot \xi}{b} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \cdot e^{jn\varphi} \cdot \left[ \int_0^{2\pi} I(\varphi') \cdot e^{jn(\varphi')} d\varphi' \right] . \quad (3.37)$$

Der Vergleich mit Gl. (3.33) ergibt, dass es sich bei  $\int_0^{2\pi} I(\varphi') \cdot e^{jn(\varphi')} d\varphi'$ , um die Koeffizienten der Fourierreihe

$$I(\varphi) = 2\pi \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n \cdot e^{jn\varphi} \quad (3.38)$$

handelt. Wird auch das tangential E-Feld entlang der Leiterschleife als Fourierreihe dargestellt, folgt daraus:

$$E_{||} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n \cdot e^{jn\varphi} = \frac{j2\pi\xi}{b} \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \cdot I_n \cdot e^{jn\varphi} . \quad (3.39)$$

Der Koeffizient  $a_n$  ergibt sich hierbei aus der Fourierentwicklung der Greenschen Funktion der Leiterschleife und somit direkt aus Geometrie. Im Gegensatz dazu wird  $E_n$  durch die Anregung der Leiterschleife bestimmt d. h. ob eine konzentrierte Quelle oder einfallende Welle vorliegt [McK19]. Damit bleibt letztendlich der Koeffizient  $I_n$  unbestimmt und für den Index  $n$  kann nach diesem umgestellt werden:

$$I_n = \frac{b}{j2\pi\xi} \cdot \frac{E_n}{a_n} . \quad (3.40)$$

Damit kann mittels Gl. (3.38) die Stromverteilung auf der Leiterschleife berechnet werden.

$$I(\varphi) = \frac{b}{j\xi} \cdot \left( \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{E_n}{a_n} \right) \quad (3.41)$$

Zur Berechnung der Eingangsadmittanz  $Y_{IN}$  wird das ohmsche Gesetz an der Position  $\varphi = 0$  angewendet:

$$Y_{IN} = \frac{I_s(0)}{U_q} = \frac{b}{j\xi \cdot U_q} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{E_n}{a_n} , \quad (3.42)$$

wobei  $U_q$  durch die Modellierung der Quelle gegeben ist. Wird ein sogenannter Delta-Generator angenommen gilt z. B. [McK19]

$$E_n = -\frac{U_q}{2\pi b} . \quad (3.43)$$

Des Weiteren kann über die Symmetriebeziehung  $G(\varphi - \varphi') = G(\varphi' - \varphi)$  das folgende Verhältnis für die Fourierkoeffizienten  $a_n$  hergeleitet werden:

$$a_n = a_{-n} . \quad (3.44)$$

Damit kann Gl. (3.43) in Gl. (3.41) eingesetzt werden. Die Summenformel kann mittels Gl. (3.44) unter Verwendung der Euleridentität vereinfacht werden zu:

$$I(\varphi) = -\frac{U_q}{j2\pi\xi} \cdot \left( \frac{1}{a_0} + 2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(n\varphi)}{a_n} \right) . \quad (3.45)$$

Dasselbe Vorgehen kann auch zur Vereinfachung von Gl. (3.42) angewendet werden und liefert

$$Y_{\text{IN}} = -\frac{1}{j2\pi\xi} \cdot \left( \frac{1}{a_0} + 2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{a_n} \right). \quad (3.46)$$

In Abb. 3.5 sind die mittels Gl. (3.46) berechneten Eingangsimpedanzen d. h.  $Z_{\text{IN}} = 1/Y_{\text{IN}}$  dargestellt. Für tiefe Frequenzen ist der zu erwartende induktive Verlauf zu erkennen, der in eine Parallelresonanz übergeht und für höhere Frequenzen den Impedanzverlauf einer elektrischen Leitung ähnelt. Die dazu korrespondierenden Stromverläufe sind in Abb. 3.6 dargestellt. Der induktive Verlauf korrespondiert zu einer homogenen Stromverteilung  $I(\varphi) \approx \text{konst.}$  und ist für den Bereich  $kb < 0.4$  gültig. Für Verhältniss  $kb > 0.4$  nimmt die Variation der Stromverteilung  $I(\varphi)$  deutlich zu und für  $kb \approx 0.5$  tritt die erste Resonanz auf. Zur Reduzierung der Verluste durch abgestrahlte Felder und ein möglichst homogenes Sensitivitätsprofil der Leiterschleife wird ein Arbeitspunkt in dem ersten Bereich angestrebt d. h.  $kb < 0.4$ . Um die Stromverteilung  $I(\varphi)$  weiter zu homogenisieren werden sogenannte „verteilte Kondensatoren“ verwendet, deren korrekte Dimensionierung in Abs. 3.6 hergeleitet wird.

Der hergeleitete Formalismus reduziert die Berechnung der elektrischen Eigenschaften einer Leiterschleife auf die Bestimmung der notwendigen Fourierkoeffizienten d. h.  $k_n$ . Dies kann z. B. wie von Wu et.al. [Wu62] vorgeschlagen analytisch erfolgen oder numerisch mittels einer „Fast-Fourier-Transform“ [YNF03]. Seit seiner Einführung durch die Arbeiten von Storer et.al. [Sto56] als auch Wu et.al. [Wu62] wurde der Formalismus beständig weiterentwickelt. Es kann z. B. gezeigt werden, dass die Berechnung einer Leiterschleife in einem Medium lediglich eine Skalierung der Parameter einer Leiterschleife im Vakuum darstellt [KHT64]. Die Einführung einer verlustbehafteten Halbebene wurde von An et.al. betrachtet und gelöst [AS82] (siehe Abb. 3.7). Damit steht z. B. ein analytischer Formalismus bereit, um die Eigenschaften einer einzelnen MR-Empfangsspule über ein verlustbehaftetes Medium (in der Regel ein Patient oder Phantom) zu berechnen. Dies wird in der vorliegenden Arbeit zur weiteren Modellierung der Eigenschaften der interventionellen Spule genutzt. Vorteil hierbei ist, dass damit ein generischer Formalismus zur Verfügung steht.

### 3.2.3 Signal-zu-Rausch Verhältnis einer Leiterschleife

Das Signal-zu-Rausch Verhältnis (SNR) für das in die Leiterschleife induzierte Signal, während des MR-Experimentes ist nach [REH<sup>+</sup>90] proportional zu der induzierten Spannung

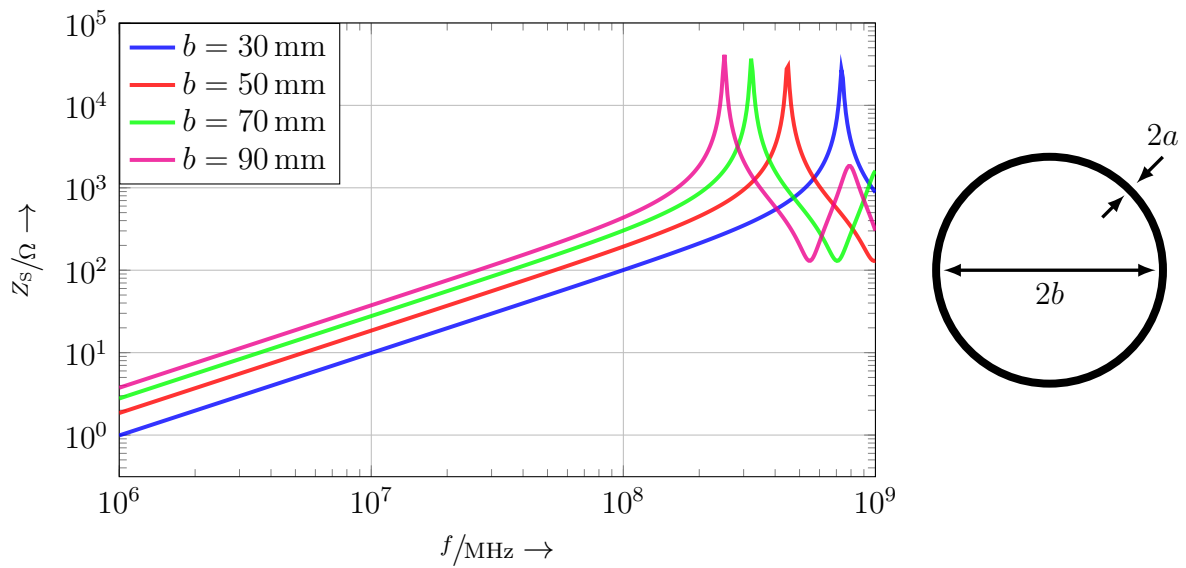


Abbildung 3.5: Eingangsimpedanz  $Z_S$  für eine Leiterschleife mit  $a = 0,5$  mm in Abhängigkeit des Leiterschleifenradius  $b$ .

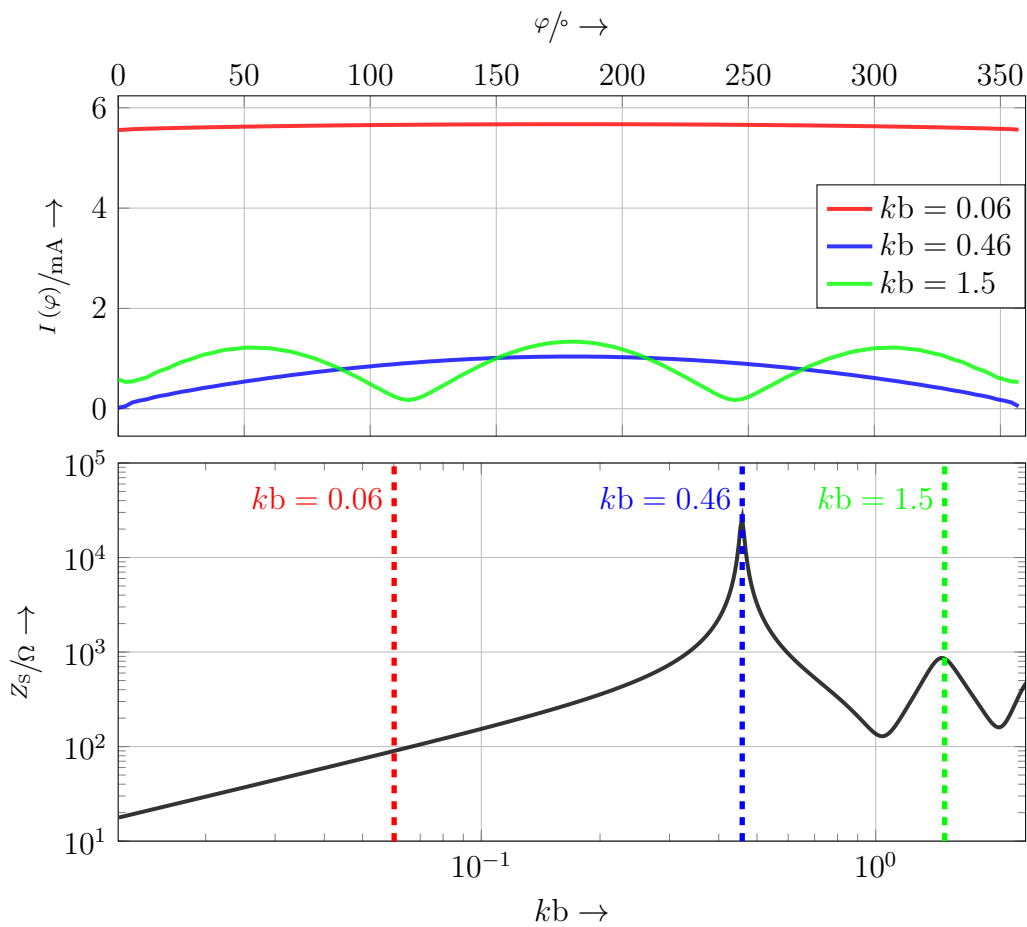


Abbildung 3.6: Impedanzverlauf in Abhängigkeit des Verhältnisses  $kb$  und die Änderung der Stromverteilung  $I(\varphi)$  über den Umfang der Leiterschleife für verschiedene Frequenzen.

$U_S$  und dem effektiven Gesamtwidestand  $R_G$ :

$$\text{SNR} \propto \frac{|U_S|}{\sqrt{R_G}}. \quad (3.47)$$

Die induzierte Spannung  $U_S$  ist gegeben durch Gl. (3.5), wobei auf Grund des stark inhomogenen Feldprofils der Leiterschleife, die folgende Betrachtung punktweise durchgeführt wird d. h. das Integral in der weiteren Betrachtung vernachlässigt werden kann [HA85, GSC08].

$$\text{SNR} \propto \frac{\omega \cdot (\mathbf{B}_\perp \cdot \mathbf{M}_\perp)}{\sqrt{R_G}} \quad (3.48)$$

Der effektive Gesamtwidestand stellt die Gesamtheit aller Verluste dar, die entsprechend dem „Fluktuation - Dissipation“-Theorem ein Maß für das thermische Rauschen in der Leiterschleife ist [Joh28]. Grundsätzlich sind für die Leiterschleife innerhalb eines MR-Experiments drei Verlustmechanismen relevant:

- $R_{\text{Coil}}$ : Ohmsche Verluste

Die Gesamtheit aller Verluste in der Leiterschleife durch deren ohmschen Widerstand, als auch den durch weitere elektrische Komponenten eingeführte Verluste.

- $R_{\text{Sample}}$ : Verluste im Phantom

Die durch Gl. (3.13) beschriebenen Verluste im leitfähigen Phantom.

- $R_{\text{Rad}}$ : Antennen-Verluste

Verluste die durch die Abstrahlung elektromagnetischer Felder seitens der Leiterschleife auftreten, im Besonderen, wenn sich deren Stromverteilung über den Umfang nicht mehr als konstant angenommen werden kann, d. h.  $I \rightarrow I(\varphi)$

Der Gesamtwidestand setzt sich demnach aus allen drei Teilwideständen zusammen [GSC08]:

$$R_G = R_{\text{Coil}} + R_{\text{Sample}} + R_{\text{Rad}} \quad (3.49)$$

Die Antennen-Verluste können durch den Einsatz verteilter Kondensatoren minimiert werden (siehe Abs. 3.6) und sind damit bei korrekter Dimensionierung vernachlässigbar. In Abb. 3.7 sind die analytischen Berechnungen zu einer Leiterschleife im Vakuum und über einer verlustbehafteten Halbebene dargestellt. Es wird deutlich, dass die Verluste durch die leitfähige Ebene d. h.  $R_{\text{Sample}}$  im Vergleich zu den ohmschen Verlusten d. h.  $R_{\text{Coil}}$  klar dominierend sind. Die analytische Berechnung beinhaltet keine Verluste, die durch elektronische Komponenten (z. B. PIN-Dioden, Kondensatoren usw.) verursacht werden und unterschätzt damit die ohmschen Verlusten der Leiterschleife. Dennoch lässt sich



aus Abb. 3.7 ableiten, wie MR-Empfangsspulen für eine optimierte SNR-Performance zu dimensionieren sind. Durch die Leitfähigkeit des Phantom herrührende Verluste  $R_{\text{Sample}}$

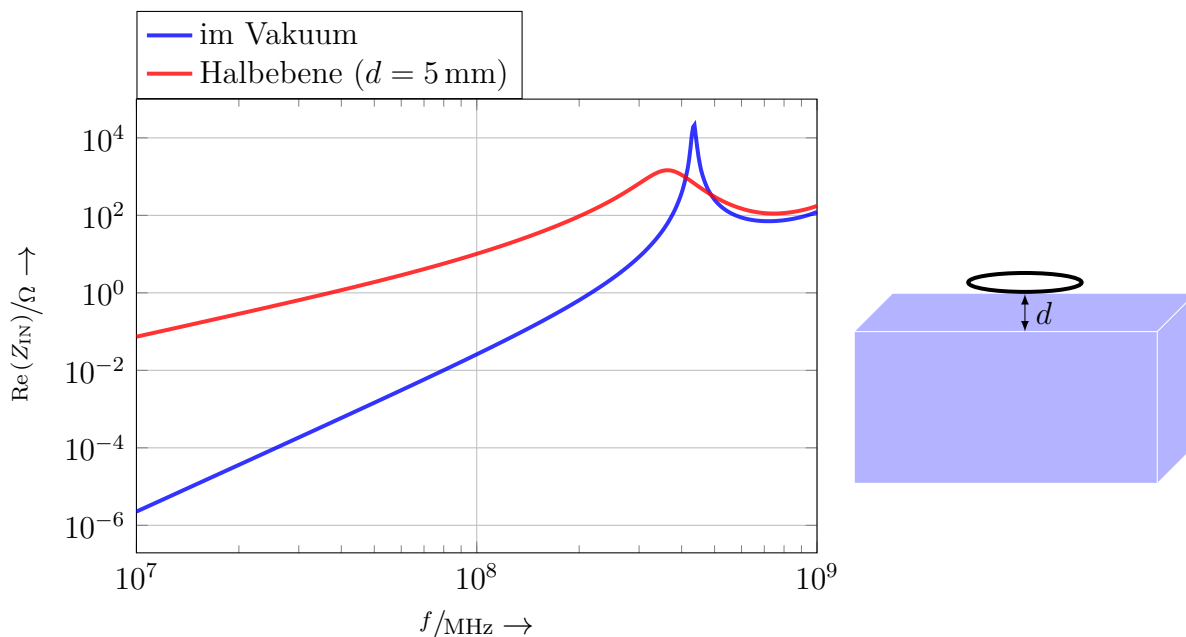


Abbildung 3.7: Realteil der Eingangsimpedanz  $\text{Re}(Z_S)$  einer Leiterschleife mit  $a = 0,5$  mm,  $b = 30$  mm mit und ohne einer verlustbehafteten Halbebene.

sind nicht vermeidbar, weshalb das maximal erreichbare SNR durch  $R_G = R_{\text{Sample}}$  gegeben ist.

$$\text{SNR} \propto \frac{\omega \cdot (\mathbf{B}_\perp \cdot \mathbf{M}_\perp)}{\sqrt{R_{\text{Sample}}}} \quad (3.50)$$

Die zusätzlichen Verluste der Leiterschleife reduzieren das verfügbare SNR, weshalb die Qualität einer Empfangsspule über das Verhältnis der „beladenen“  $Q_B$  und „unbeladenen“ Güte  $Q_U$  evaluiert werden kann [MLB06]. Dieser Parameter wird „Beladungsfaktor“ LF genannt und kann aus den entsprechenden Gütemessungen (z. B. durch Messung der Bandbreite), wie folgt bestimmt werden [GSC08, GFL+04]:

$$\text{LF} = 1 - \frac{Q_B}{Q_U}. \quad (3.51)$$

$\text{LF} \rightarrow 1$  entspricht hierbei dem Fall eines beladungsdominierten Verhaltens d. h.  $R_{\text{Sample}} \gg R_{\text{Coil}}$ . Eine suboptimale SNR-Performance entspricht einem Beladungsfaktor  $\text{LF} < 0.5$ .

### 3.3 Tuning & Matching der Leiterschleife

Die an einer unverkoppelten Leiterschleife induzierte Spannung kann entsprechend Gl. (3.5) aus Abschnitt 3.1 bestimmt werden und ist proportional zu dem Term  $(\mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{M}_2)$ .

Die Spannung ist zum einen abhängig von der Feldverteilung der Leiterschleife  $\mathbf{H}_1$  - dem sogenannten „Sensitivitätsprofil“ - und der verfügbaren Magnetisierung  $\mathbf{M}_2$ . Letzteres wird maßgeblich von den Stoffeigenschaften des Phantoms (z. B. Spin-Dichte) und der verwendeten MR-Sequenz (z. B. Flip-Winkel) bestimmt.

Das in die Leiterschleife induzierte Signal  $U_S$  muss nun zur weiteren Verarbeitung an einen entsprechenden Empfänger weitergeleitet werden. Dazu muss zwischen die Leiterschleife und den Empfänger ein Übertragungsnetzwerk eingefügt werden. Eine solche Anordnung ist in Abb. 3.8 dargestellt. Die Leiterschleife wird hierbei als nicht verkoppelt angenommen, d. h. es muss nur deren Impedanz  $Z_S$  (siehe Gl. 3.46)) und die induzierte Spannung  $U_S$  (siehe Gl. 3.5) betrachtet werden.

Der Empfänger wird mit seiner Eingangsimpedanz  $Z_E$  modelliert und das Übertragungs-

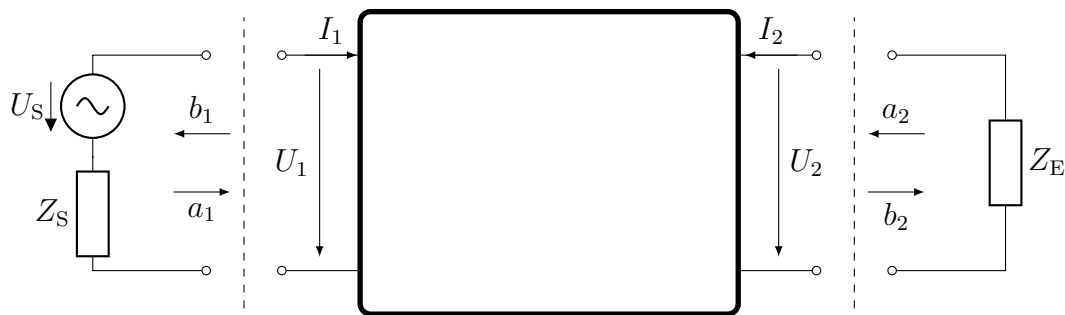


Abbildung 3.8: Ersatzschaltbild einer Leiterschleife im Empfangsfall und beliebiger Vierpol.

netzwerk als zunächst beliebigen Vierpol, dessen Eigenschaften erst noch bestimmt werden müssen. Der Vierpol kann ein Netzwerk aus diskreten Bauelementen (z. B. Widerstände, Kondensatoren) und/oder verteilten Bauelementen (z. B. Kabeln) sein und muss für den optimalen Transfer des Signals entsprechend dimensioniert werden. Im folgenden Abschnitt wird untersucht unter welchen Bedingungen der Leistungsfluss von Leiterschleifer zu Empfänger maximiert werden kann. Dazu werden die von Kurokawa [Kur65] eingeführten Leistungswellen betrachtet, die für Abb. 3.8 anhand der Torgrößen  $U_{1/2}$  und  $I_{1/2}$  definiert sind. Für das linke Tor (Tor 1) in Abb. 3.8 sind die Leistungswellen wie folgt definiert:

$$a_1 = \frac{U_1 + Z_1 \cdot I_1}{2 \cdot \sqrt{\operatorname{Re}\{Z_1\}}} \quad (3.52)$$

$$b_1 = \frac{U_1 - Z_1^* \cdot I_1}{2 \cdot \sqrt{\operatorname{Re}\{Z_1\}}} \quad (3.53)$$

entsprechend gilt für das rechte Tor (Tor 2) aus derselben Abbildung

$$a_2 = \frac{U_2 + Z_2 \cdot I_2}{2 \cdot \sqrt{\operatorname{Re}\{Z_2\}}} \quad (3.54)$$

$$b_2 = \frac{U_2 - Z_2^* \cdot I_2}{2 \cdot \sqrt{\operatorname{Re}\{Z_2\}}} \quad (3.55)$$

Die Impedanzen  $Z_1$  und  $Z_2$  sind die sogenannten Referenzimpedanzen des entsprechenden Tores [Kur65]. Diese stellen die nach außen gerichteten Impedanzen dar (d. h. ohne Quelle) und bestimmen sich in Abb. 3.8 zu  $Z_1 = Z_S$  und  $Z_2 = Z_E$ . Damit sind sie eine Beschreibung unter welchen Bedingungen ein Netzwerk mit seiner Umgebung konnektiert wird. Zur Beschreibung des Vierpols werden üblicherweise die sogenannten Streuparameter eingesetzt, die die ausgehenden mit den eingehenden Leistungswellen verknüpfen:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}. \quad (3.56)$$

Die einzelnen Parameter  $S_{11}$ ,  $S_{12}$ ,  $S_{21}$  und  $S_{22}$  lassen sich wie folgt bestimmen:

$$\begin{aligned} S_{11} &= \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} & S_{12} &= \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} \\ S_{21} &= \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} & S_{22} &= \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} \end{aligned} \quad (3.57)$$

Auf das Verfahren zur Bestimmung der Streuparameter wird an dieser Stelle nicht weiter eingegangen, sondern wird im Anhang dieser Arbeit mit einigen Beispielen weiter detailliert.

Ein Anwendungsschwerpunkt der Streuparameter ist die Bestimmung der Betriebsparameter eines Netzwerkes, die zu einem maximalen Leistungsfluss von Quelle zur Last führt [Kur65]. Ihre besondere Eignung hierzu ergibt sich aus der Tatsache, dass über die Referenzimpedanzen  $Z_1$  und  $Z_2$  die „Umgebungsbedingungen“ des Netzwerkes berücksichtigt werden - ein Aspekt der von anderen Vierpolparameter (z. B. Impedanz- oder Kettenparameter) ignoriert wird.

Für den verlustlosen Fall gilt, dass sich die an Tor 1 in den Vierpol transmittierte Leistung  $P_T$  durch die Differenz der quadrierten einfallenden und ausgehenden Leistungswellen bestimmt:

$$P_T = \operatorname{Re}\{U_1^* \cdot I_1\} = |a_1|^2 - |b_1|^2, \quad (3.58)$$

d. h. um diese zu maximieren, muss offensichtlich gelten

$$b_1 = 0.$$

Hierfür wird der Eingangswiderstand d. h. das Verhältnis der Torspannung und eingehenden Stromes  $Z_{\text{IN}} = U_1/I_1$  betrachtet, womit sich Gl. (3.53) entsprechend umformen lässt:

$$b_1 = I_1 \cdot \frac{Z_{\text{IN}} - Z_S^*}{2\sqrt{\text{Re}\{Z_S\}}}. \quad (3.59)$$

Eine Maximierung der übertragbaren Leistung ist damit mit

$$Z_{\text{IN}} = \frac{U_1}{I_1} = Z_S^* \quad (3.60)$$

gegeben und wird auch als „Leistungsanpassung“ bezeichnet. Wird die aus dem Vierpol (d. h. rechtes Tor) in die Abschlussimpedanz  $Z_E$  übertragene Leistung betrachtet, lässt sich zeigen, dass für eine Maximierung dieser gelten muss

$$Z_{\text{OUT}} = \frac{U_2}{I_2} = Z_E^*. \quad (3.61)$$

Mit Gl. (3.60) und Gl. (3.61) sind die erforderlichen Bedingungen bestimmt, die das Netzwerk erfüllen muss, um eine maximale Übertragung der Leistung von der Quelle  $U_S$  zum Abschlusswiderstand  $Z_E$  zu gewährleisten [Orf16].

### 3.3.1 Generelles Anpassnetzwerk

Ein häufig verwendetes Anpassnetzwerk stellt das sogenannte  $\Gamma$ -Netzwerk dar (siehe Abb. 3.9) [MLB06]. Die Streuparameter-Matrix der in Abb. 3.9 dargestellten Anordnung lässt sich bestimmen zu (siehe Anhang A):

$$[S] = \begin{bmatrix} \frac{(Z_H + Z_E) \cdot (Z_V - Z_S^*) - Z_S^* \cdot Z_V}{\Delta} & \frac{\sqrt{\text{Re}\{Z_S\} \cdot \text{Re}\{Z_E\}} \cdot 2 \cdot Z_V}{\Delta} \\ \frac{\sqrt{\text{Re}\{Z_S\} \cdot \text{Re}\{Z_E\}} \cdot 2 \cdot Z_V}{\Delta} & \frac{(Z_H - Z_E^*) \cdot (Z_V + Z_S) + Z_S \cdot Z_H}{\Delta} \end{bmatrix} \quad (3.62)$$

$$\Delta = (Z_H + Z_E) \cdot (Z_V + Z_S) + Z_S \cdot Z_V$$

Ziel des weiteren Vorgehens ist es aus Gl. (3.62) ein geeignetes Gleichungssystem zu extrahieren, das die Bestimmung der Impedanzen  $Z_V$  und  $Z_H$  zur beidseitigen Leistungsanpassung erlaubt. Wird die Bedingung in Gl. (3.60) und Gl. (3.61) erfüllt lässt sich für die Streuparameter  $S_{11}$  und  $S_{22}$  zeigen, dass für diese gilt

$$S_{11} = \frac{Z_{\text{IN}} - Z_S^*}{Z_{\text{IN}} + Z_S} = 0$$

$$S_{22} = \frac{Z_{\text{OUT}} - Z_E^*}{Z_{\text{OUT}} + Z_E} = 0$$

und liefern damit die zwei notwendigen Gleichungen zur Bestimmung der beiden unbekanntenen Impedanzen  $Z_V$  und  $Z_H$ . Das zu lösende Gleichungssystem ergibt sich zu:

$$S_{11} = \frac{(Z_H + Z_E) \cdot (Z_V - Z_S^*) - Z_S^* \cdot Z_V}{\Delta} = 0$$

$$S_{22} = \frac{(Z_H - Z_E^*) \cdot (Z_V + Z_S) + Z_S \cdot Z_V}{\Delta} = 0.$$

Die Lösung dieses Gleichungssystem liefert den analytischen Ausdruck zur Bestimmung der benötigten Impedanzen:

$$Z_V = -\frac{Z_S \cdot \left( A \pm \sqrt{\operatorname{Re}\{Z_S\} \operatorname{Re}\{Z_E\}} \right)}{A \pm \sqrt{\operatorname{Re}\{Z_S\} \operatorname{Re}\{Z_E\}} \mp \sqrt{\operatorname{Re}\{Z_S\}/\operatorname{Re}\{Z_E\}} \cdot Z_S} \quad (3.63)$$

$$Z_H = \mp \operatorname{Re}\{Z_E\}/\operatorname{Re}\{Z_S\} \cdot A - j \cdot \operatorname{Im}\{Z_E\} \quad (3.64)$$

$$A = \sqrt{\operatorname{Re}\{Z_S\} \operatorname{Re}\{Z_E\} - |Z_S|^2}. \quad (3.65)$$

In Hinblick auf die Bedingungen für ein verlustloses passives Netzwerk [\[Kur65\]](#)

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 = 1 \quad (3.66)$$

$$|S_{12}|^2 + |S_{22}|^2 = 1 \quad (3.67)$$

wird deutlich, dass das gewählte  $\Gamma$ -Netzwerk die „Minimalkonfiguration“ eines Transformationsnetzwerkes zur Anpassung an die Impedanzen  $Z_S$  und  $Z_E$  darstellt. Wird neben der beidseitigen Anpassung auch eine bestimmte Übertragungsfunktion (im verlustlosen Fall:  $S_{21} = S_{12} = e^{j\varphi}$ ) gefordert, muss ein mindestens dreigliedriges Netzwerk verwendet werden z. B.  $\Pi$ - oder  $T$ -Netzwerk.

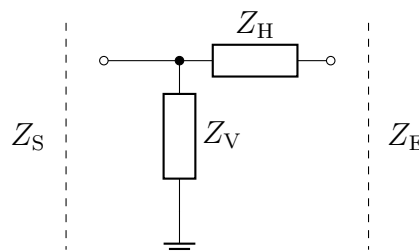


Abbildung 3.9: Darstellung eines  $\Gamma$ -Netzwerks, das mit den Referenzimpedanzen  $Z_S$  und  $Z_E$  abgeschlossen ist.

### 3.3.2 Anpassung einer MR-Spule

Für den Fall der MR-Empfangsspule ergeben sich die beiden Impedanzen  $Z_S$  und  $Z_E$  zu

$$\begin{aligned} Z_S &= R + j\omega L \\ Z_E &= Z_0, \end{aligned}$$

wobei  $R$  und  $L$  den Widerstand der Leiterschleife als auch deren Induktivität darstellen. Da in den meisten Fällen, der Vorverstärker d. h. Empfänger nicht direkt an der Leiterschleife angeschlossen wird, sondern meist ein Kabel verwendet wird um beide Komponenten zu verbinden, wird die charakteristische Impedanz des Kabels  $Z_0$  als Wert für  $Z_E$  angenommen. Für das weitere Vorgehen wird nur eine der beiden Lösungen in Gl. (3.63) und Gl. (3.64) betrachtet und die Werte für  $Z_S$  und  $Z_E$  eingesetzt und es folgt:

$$Z_V = -\frac{(R + j\omega L) \cdot \left( \sqrt{Z_0 \cdot R - [R^2 + (\omega L)^2]} + \sqrt{Z_0 \cdot R} \right)}{\sqrt{Z_0 \cdot R - [R^2 + (\omega L)^2]} + \sqrt{Z_0 \cdot R} - \sqrt{R/Z_0} \cdot (R + j\omega L)} \quad (3.68)$$

$$Z_H = -\sqrt{\frac{Z_0}{R}} \cdot \sqrt{Z_0 \cdot R - [R^2 + (\omega L)^2]}. \quad (3.69)$$

Zahlreiche Umformungen und Vereinfachungen, die im Anhang weiter detailliert werden, führen zu:

$$Z_V = -j \cdot R \cdot \frac{\left[ 1 + \left( \frac{\omega L}{R} \right)^2 \right]}{\left[ \frac{\omega L}{R} - \sqrt{\frac{R}{Z_0} \cdot \left( 1 + \left( \frac{\omega L}{R} \right)^2 \right) - 1} \right]} \quad (3.70)$$

$$Z_H = -j \cdot Z_0 \cdot \sqrt{\frac{R}{Z_0} \cdot \left( 1 + \left( \frac{\omega L}{R} \right)^2 \right) - 1}. \quad (3.71)$$

Aus der Struktur der Lösung ist klar zu erkennen, dass es sich bei den beiden Impedanzen um Kondensatoren handelt. Deren Werte können mittels  $Z_C = 1/j\omega C$  aus Gl. (3.70) und Gl. (3.71) extrahiert werden:

$$C_V = \frac{\left[ Q - \sqrt{\frac{R}{Z_0} \cdot (1 + Q^2) - 1} \right]}{\omega \cdot R \cdot [1 + Q^2]} \quad (3.72)$$

$$C_H = \frac{1}{\omega \cdot Z_0 \cdot \sqrt{\frac{R}{Z_0} \cdot (1 + Q^2) - 1}}, \quad (3.73)$$

wobei zur Vereinfachung  $Q = \omega L/R$  verwendet wurde und damit auch den in [MLB06] dargestellten Ergebnisse entspricht. Die resultierende Anordnung ist in Abb. 3.11 zu sehen und ermöglicht, wie gefordert den maximalen Leistungstransfer von der Quelle  $U_S$  zur

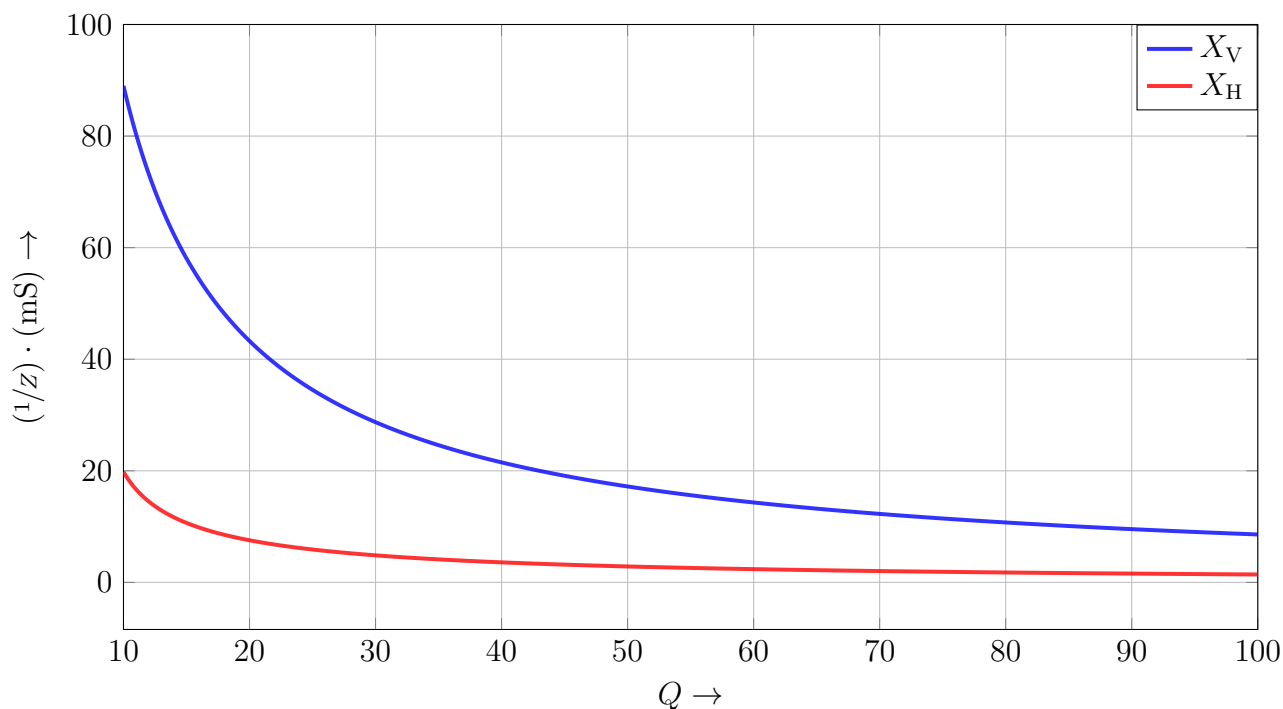


Abbildung 3.10: Werte des Anpassnetzwerkes in Abhängigkeit der Güte  $Q = \omega L/R$  der Leiterschleife.

Last  $Z_E$ . Dies wird in Abb. [3.12](#) und [3.13](#) mit der Darstellung der Streuparameter und in die Last transmittierte Leistung demonstriert. Gut zu erkennen ist auch, dass durch die Frequenzabhängigkeit der Impedanzen, die hergeleitete Anpassbedingung nur für die Zielfrequenz  $\omega_0$  gilt. Wird von dieser abgewichen führt dies zu steigenden Verlusten durch zusätzliche Reflektionen d. h. die Dimensionierung der Anpassung erfolgt frequenzselektiv und im Falle einer MR-Empfangsspule für die jeweilige Larmorfrequenz.

Die Gleichung Gl. [\(3.72\)](#) und Gl. [\(3.73\)](#) sind eine von zwei möglichen Lösungen, die aus Gl. [\(3.63\)](#) und Gl. [\(3.64\)](#) hervorgehen. Als zweite Möglichkeit ergibt sich die für den an dieser Stelle ausgeführten Spezialfall einer MR-Spule eine Kombination einer elektrischen Kapazität ( $-jX_V$ ) und Induktivität ( $jX_H$ ). Die hierfür notwendigen Bestimmungsformeln werden im Anhang weiter ausgeführt.

Aus Abschnitt [3.2](#) ist auch bekannt, dass die Impedanz der Leitschleife stark von deren Umgebung abhängt d. h. dass die Wechselwirkungen im Nahfeld nicht vernachlässigt werden können. Dies hat ganz konkret zur Folge, dass MR-Empfangsspulen zur Gewährleistung der Anpassung mindestens in Präsenz eines entsprechenden Phantoms eingestellt bzw. überprüft werden müssen. Diese Maßnahme wird als „das beladen“ der Spule bezeichnet.

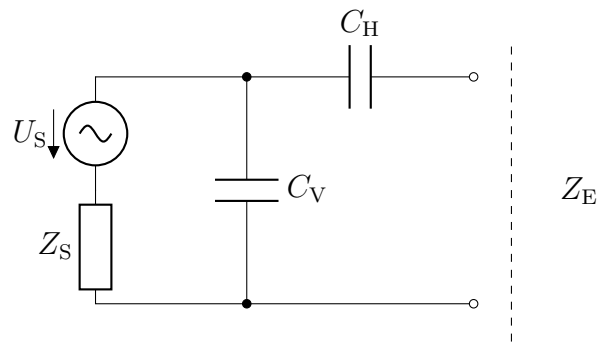


Abbildung 3.11: Sogenanntes kapazitives Anpassnetzwerk zur Maximierung der von  $U_S$  transferierbaren Leistung.

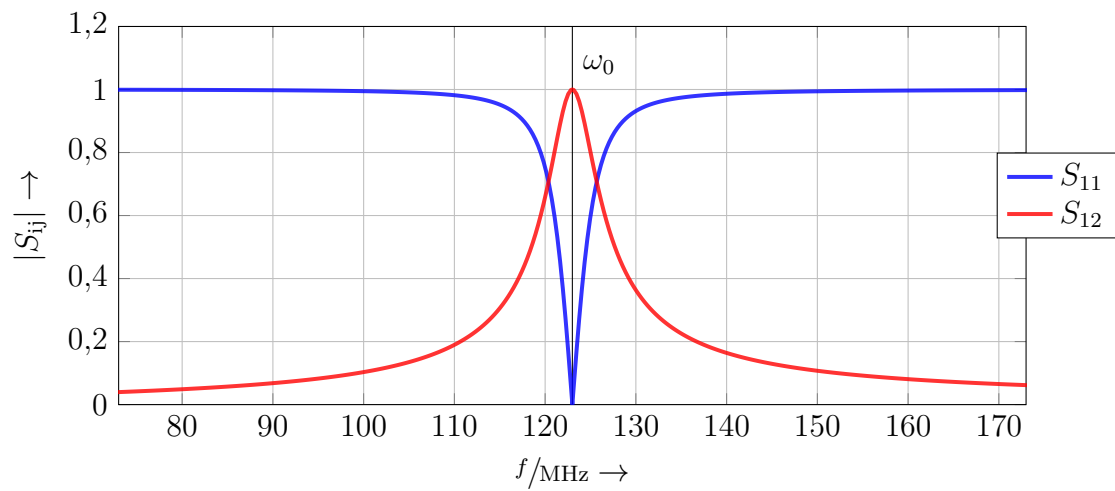


Abbildung 3.12: Anpassung des Netzwerkes aus Abb. [3.11](#) in Abhängigkeit der Frequenz.

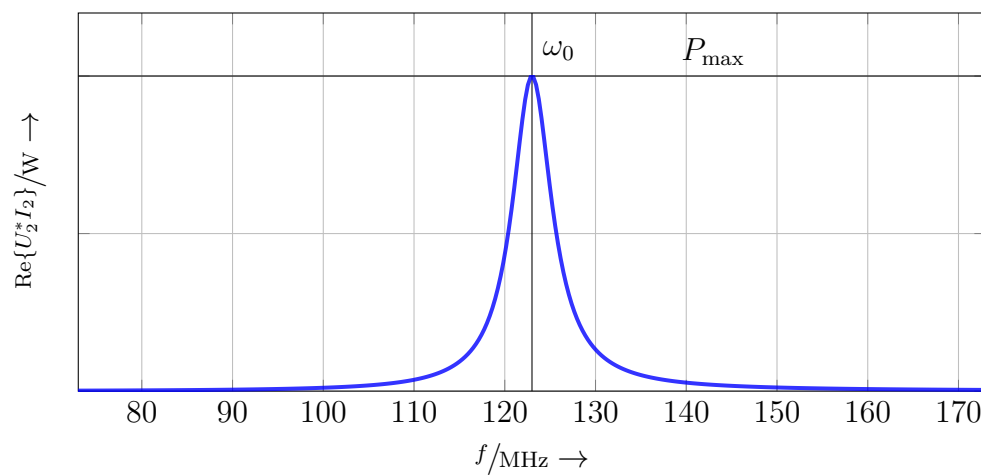


Abbildung 3.13: In die Last  $Z_E$  transmittierte Leistung für das Netzwerk in Abb. [3.11](#).



### 3.3.3 Signal-zu-Rausch Verhältnis

Die alleinige Betrachtung des Leistungsflusses ist jedoch unvollständig und garantiert nicht die Maximierung des „Signal-zu-Rausch“-Verhältnis (SNR) - das eigentliche Ziel in der Dimensionierung einer MR-Empfangsspule. Die Minderung des SNR durch ein elektrisches Bauteil wird über die sogenannte Rauschzahl  $F$  beschrieben:

$$F = \frac{\text{SNR}_{\text{IN}}}{\text{SNR}_{\text{OUT}}} \quad (3.74)$$

und verknüpft den SNR am Eingang  $\text{SNR}_{\text{IN}}$  mit dem SNR am Ausgang  $\text{SNR}_{\text{OUT}}$  [SSR06]. Für einen passiven Vierpol gilt, dass dessen Rauschzahl durch die verfügbare Leistungsverstärkung  $G_{\text{av}}$  bestimmt wird. Für den angepassten Fall (d. h.  $S_{11} = 0$  &  $S_{22} = 0$ ) wird diese durch die Übertragungsfunktion  $S_{12}$  bestimmt und damit folgt für die Rauschzahl:

$$F = \frac{1}{G_{\text{av}}} = \frac{1}{|S_{12}|^2}. \quad (3.75)$$

Mit Gl. (3.74) und Gl. (3.75) wird deutlich, dass die Erhaltung des SNR maßgeblich von den Verlusten aller zwischen Spule und Empfänger befindlichen Bauteile beeinflusst wird. Es wird daher immer eine möglichst geringe Dämpfung angestrebt, da entsprechend Gl. (3.75) 10 %-Verlust (d. h.  $|S_{12}| = 0.9$ ) zu einem SNR-Verlust von 19 % führt.

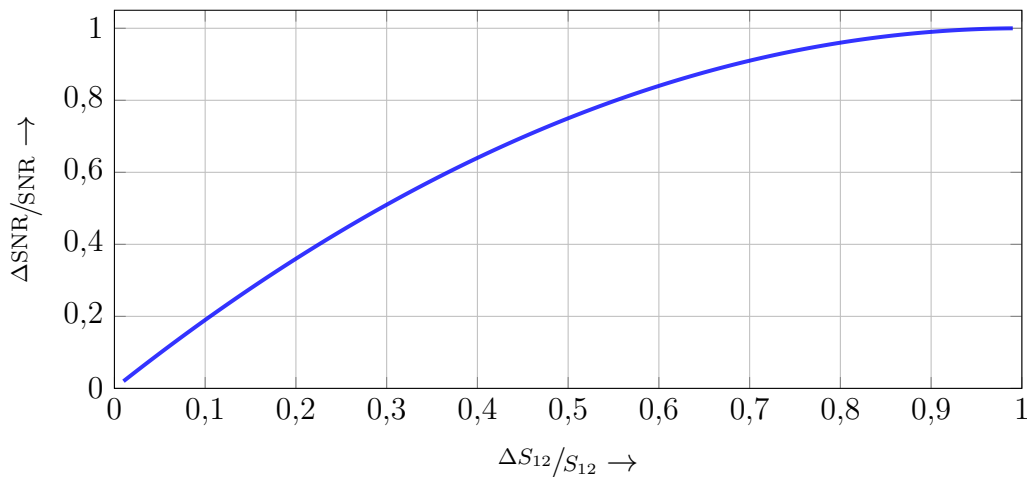


Abbildung 3.14: SNR-Verlust in Abhängigkeit der Dämpfung  $\Delta S_{12}/S_{12}$ .

### 3.4 Vorverstärkerentkopplung

In Abs. 3.1 wurde bereits dargelegt, dass das in eine Leiterschleife induzierte Signal nach Gl. 3.6 aus zwei Termen besteht. Die Quellspannung  $U_S$  geht auf die Sensitivitätsverteilung der Leiterschleife und die verfügbare Magnetisierung zurück ( $(\mathbf{H}_i \cdot \mathbf{M}_S)$ ). Der zweite Term wird durch die Kopplungsimpedanz  $Z_{12}$  und den in der zweiten Leiterschleife befindlichen Strom  $I_2$  bestimmt d. h.  $U_{12} = U_S + U_{12}^L$ .

Für einen unabhängigen Betrieb der Leiterschleife ist

$$Z_{12} \cdot I_2 = 0 \quad (3.76)$$

erforderlich. Dies kann zum einen dadurch erfolgen, dass die Kopplungsimpedanz kompensiert (d. h.  $Z_{12} \rightarrow 0$ ) oder der Strom minimiert wird (d. h.  $I_2 \rightarrow 0$ ). Die sogenannte „Vorverstärkerentkopplung“ hat letzteres zum Ziel und ist eine weit verbreitete Methode zur Unterdrückung der Kopplung zwischen mehreren Empfangsspulen. Damit wird die destruktive Beeinflussung der empfangenen Signale verhindert und bildet so die Grundlage für die sogenannte „parallele Bildgebung“ [REH<sup>+</sup>90].

Dieser destruktive Einfluss der Kopplung zwischen z. B. zwei Empfangsspulen wird in Abb. 3.15 unter Anbetracht von Gl. (3.5) veranschaulicht. Im unabhängigen Betrieb (Abb. 3.15 (oben)) wird in beide Leiterschleifen eine Spannung  $U_S$  entsprechend ihrem Sensitivitätsprofil  $\mathbf{H}_{1/2}$  induziert. Es kann damit davon ausgegangen werden, dass die beiden Signale  $U_{12}$  und  $U_{21}$  unabhängig voneinander sind.

Im Gegensatz dazu führt eine Kopplung  $Z_{12} = Z_{21} \neq 0$  zwischen beiden Leiterschleifen zu einem Signalübertrag. Die damit einhergehende Signalkombination führt dazu, dass die Signale  $U_{12}$  und  $U_{21}$  nicht mehr unabhängig voneinander sind. Es kann nicht mehr getrennt werden, ob Signalanteile aus dem Sensitivitätsprofil der ersten Leiterschleife  $\mathbf{H}_1$  oder der zweiten Leiterschleife  $\mathbf{H}_2$  stammen.

#### 3.4.1 Herleitung der Dimensionierungsgleichungen

Das dazugehörige Ersatzschaltbild ist in Abb. 3.16 zu sehen. Die Vorverstärkerentkopplung hat zum Ziel den Signalübertrag  $Z_{ij} \cdot I_j$  zwischen den Leiterschleifen  $i$  und  $j$  zu minimieren. Dazu wird für den Strom auf einer beliebigen Leiterschleife  $j$  folgende Bedingung formuliert

$$I_j = 0, \quad (3.77)$$

womit Gl. 3.76 erzwungen wird d. h. es findet keine Signalüberkopplung statt.

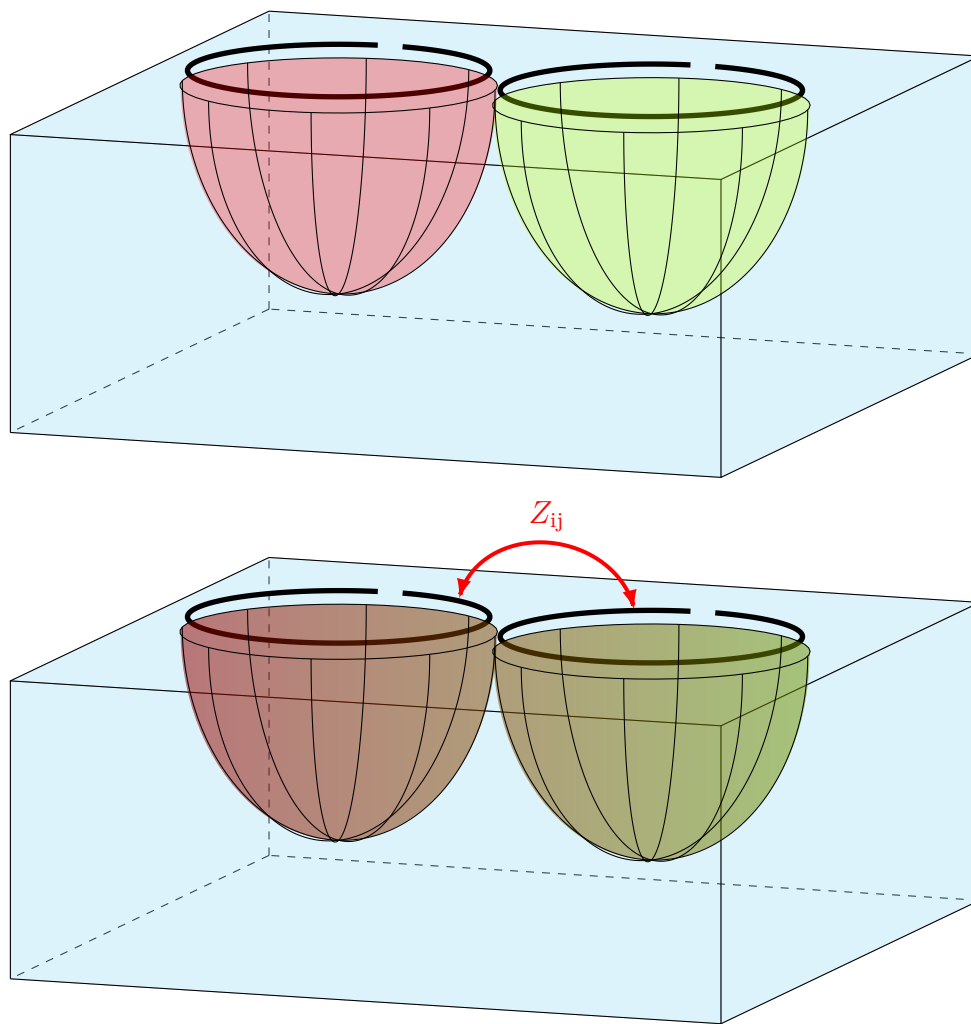


Abbildung 3.15: Darstellung der Kopplung zwischen zwei Leiterschleifen, die über demselben Phantom positioniert sind.

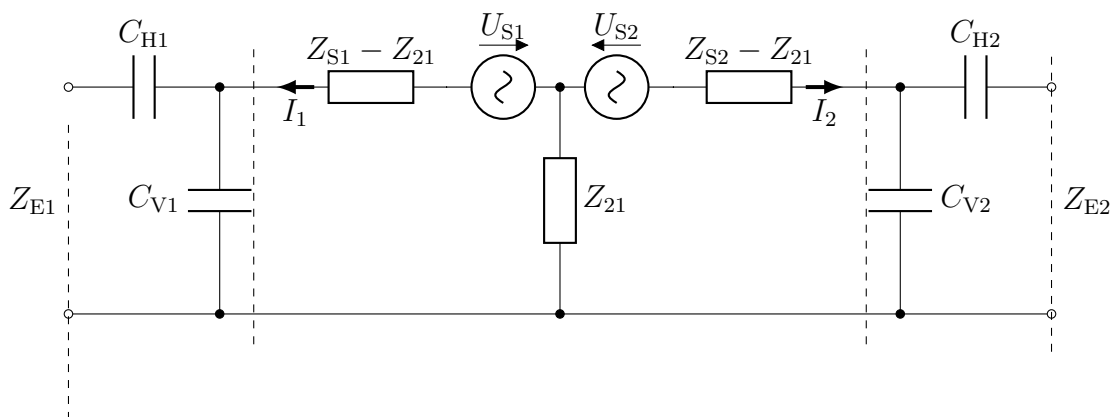


Abbildung 3.16: Ersatzschaltbild zwei gekoppelter ( $M_{12}$ ) Leiterschleifen, die jeweils separat an die Referenzimpedanz  $Z_{E1}$  und  $Z_{E2}$  angepasst wurden.

In Bezug auf Leistungswellen ist der Strom  $I_k$  auf der Leiterschleife gegeben durch:

$$I_j = \frac{1}{\sqrt{|\operatorname{Re}(Z_{Sj})|}} \cdot (a_j - b_j), \quad (3.78)$$

wobei die eingehende Leistungswelle  $a_k$  von der Quelle  $U_{Sj}$

$$a_j = \frac{U_{Sj}}{2 \cdot \sqrt{\operatorname{Re}(Z_{Sj})}}$$

und die reflektierte Leistungswelle vom Reflexionsfaktor abhängig ist:

$$\Gamma_j = \frac{b_j}{a_j} = \frac{Z_{Lj} - Z_{Sj}^*}{Z_{Lj} + Z_{Sj}^*},$$

wobei  $Z_{Sj}$  und  $Z_{Lj}$  die aus Abschnitt [3.3](#) bekannte Referenz- und Eingangsimpedanz darstellen. Eingesetzt in Gl. [\(3.4.1\)](#) ergibt sich:

$$I_j = \frac{U_{Sj}}{2 \cdot \operatorname{Re}(Z_{Sj})} \cdot (1 - \Gamma_j). \quad (3.79)$$

Der Strom  $I_j$  wird offensichtlich unter der Voraussetzung  $\Gamma_j = 1$  minimiert. Da der Reflexionsfaktor ein Maß für die Fehlanpassung eines Netzwerkes an die Referenzimpedanz ist, steht die Forderung nach  $\Gamma_j$  in klarem Widerspruch zu den Erkenntnissen aus Abs. [3.3](#). Dennoch wird auf diese Maßnahme in beinahe jeder Empfangsspule zurückgegriffen. Hierzu finden Vorverstärker Anwendung mit einer möglichst geringen Rauschzahl  $F$ . Um diese zu erreichen muss die sogenannte „Rausch“-Anpassung erfolgen, d. h. das Übertragungsnetzwerk muss an dem Anschlusspunkt des Verstärkers an eine bestimmte Eingangsimpedanz  $Z_A = Z_N^*$  angepasst werden. Diese gewährleistet  $F \rightarrow \min$ , jedoch treten hierbei Reflexion am Eingang des Verstärkers auf, da die Rauschanpassung meist nicht der Leistungsanpassung entspricht. Die generelle Anordnung ist in Abb. [3.17](#) dargestellt. Die Fehlanpassung am Eingang des Vorverstärkers führt zu einem Reflexionsfaktor  $\Gamma_{IN}$ , dieser ist bestimmt durch den Eingangswiderstand  $Z_{IN}$  und die ausgangsseitige Referenzimpedanz des Transformationsnetzwerk  $Z_{Ak}$ :

$$\Gamma_{IN} = \frac{Z_{IN} - Z_{Ak}^*}{Z_{IN} + Z_{Ak}^*}. \quad (3.80)$$

Das Netzwerk ( $\mathbf{T}$ ) hat eine Transformation des Reflexionsfaktors  $\Gamma_{IN} \rightarrow \Gamma_k$  zur Folge und kann mittels

$$\Gamma_k = S_{11}^T + \frac{S_{12}^T \cdot \Gamma_{IN} \cdot S_{12}^T}{1 - S_{22}^T \cdot \Gamma_{IN}} \quad (3.81)$$

beschrieben werden, wobei  $[\mathbf{S}]^T$  die Streuparameter-Matrix des Vierpols  $\mathbf{T}$  ist. Unter der Be-

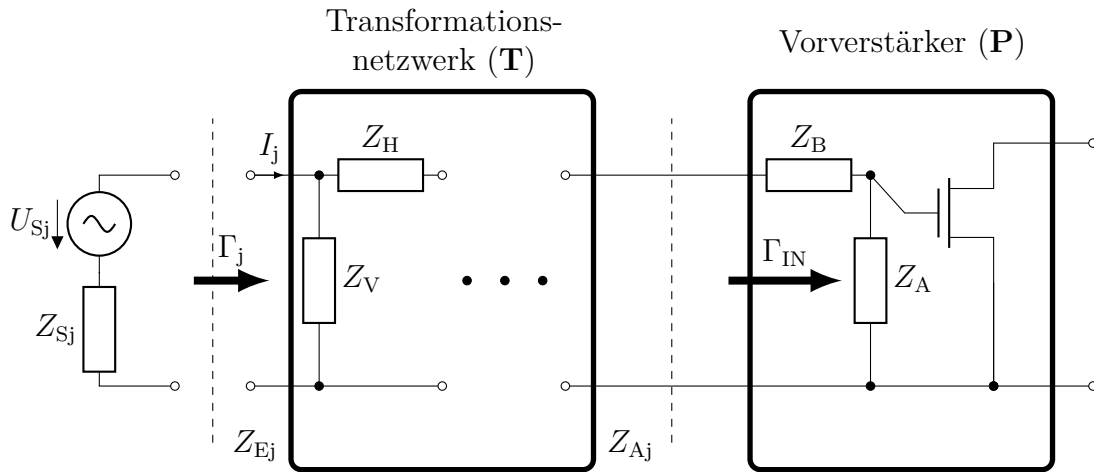


Abbildung 3.17: Komplette Kette einer Empfangsspule von der Leitchleife bis zum Vorverstärker.

dingung  $\Gamma_k = 1$  und nach einigen Umformungen kann folgende Dimensionierungsbedingung extrahiert werden

$$\frac{S_{11}^T - 1}{S_{22}^T + S_{11}^T \cdot S_{22}^T + S_{12}^T \cdot S_{21}^T} = \Gamma_{IN}, \quad (3.82)$$

die eine Minimierung des Stroms  $I_k$  gewährleistet. Dieser Ausdruck stellt die generalisierte Bedingung dar, um eine Minimierung des Stromes in der Leitchleife, d. h. die Vorverstärkerentkopplung zu erreichen. Ausgehend von Gl. (3.82) kann für jeden Reflektionsfaktor  $\Gamma_{IN}$  ein geeignetes Netzwerk gefunden werden.

Aus Gl. (3.82) lassen sich folgende Aussagen extrahieren:

- I Die Stromminimierung wird vom gesamten Netzwerk zwischen Fehlanpassung (z. B. am Vorverstärker) und Spule beeinflusst.
- II Theoretisch kann jede Eingangsimpedanz verwendet werden, um eine Stromminimierung zu erreichen. Auch für den Fall, dass  $\Gamma_{IN} = 0$  kann Gl. (3.82) mit  $S_{11} \rightarrow 1$  erfüllt werden.

Handelt es sich bei dem Transformationsnetzwerk um ein passives und verlustloses Netzwerk, gelten die in Gl. (3.66) und Gl. (3.67) bereits dargelegten Bedingungen. Des Weiteren ist hinsichtlich der Erhaltung der Signalqualität Gl. (3.75) zu beachten. Aus diesen Formeln geht eindeutig hervor, dass für das Transformationsnetzwerk (T) nur ein beidseitig angepasster reziproker Vierpol anwendbar ist. Wird die Vorverstärkerentkopplung über  $S_{11}$  und  $S_{22}$  eingestellt, ist dies nur auf Kosten des Transmissionsfaktor  $S_{12}$  möglich. Dieser hat aber nach Gl. (3.75) erheblichen Einfluss auf die Signalqualität (SNR).

### 3.4.2 Entkoppelgüte passiver Netzwerke

Wie bereits im vorhergehenden Abschnitt dargelegt, stellt das reziproke und angepasste Netzwerk, die einzig sinnvolle Implementierung eines passiven Transformationsnetzwerk ( $\mathbf{T}$ ) dar. Für dieses gilt dementsprechend:  $S_{11} = S_{22} = 0$ ,  $S_{12} = S_{21}$  und Gl. (3.82) vereinfacht sich zu:

$$\Gamma_{\text{IN}} = |\Gamma_{\text{IN}}| \cdot e^{j\cdot\varphi} = \frac{1}{S_{12}^2}. \quad (3.83)$$

Nimmt man für die Transferkoeffizienten  $S_{12} = e^{j\cdot\beta}$  an und stellt nach dessen Phasenargument um folgt:

$$\beta = \frac{1}{2} \cdot (j \ln |\Gamma_{\text{IN}}| - \varphi), \quad (3.84)$$

womit die Gleichung zur Dimensionierung eines allseitig angepassten reziproken Vierpols hergeleitet wurde. Jedoch ist für die aktuelle Implementierung darauf zu achten, dass der Realteil von Gl. (3.84) verwendet muss, da der Imaginärteil in Gl. (3.84) einen Verstärkungsfaktor darstellt, der in einem passiven Vierpol nicht umsetzbar ist:

$$\beta = -\frac{\varphi}{2}. \quad (3.85)$$

Wird die hergeleitete Gleichung zur Dimensionierung der Stromminimierung verwendet, kann ein Parameter zur Bewertung der Entkopplungsgüte bestimmt werden. Dazu wird von der Transformationsgleichung (siehe Gl. (3.82)) für einen reziproken und beidseitig angepassten Vierpols ausgegangen:

$$\Gamma_j = S_{12}^2 \cdot |\Gamma_{\text{IN}}| \cdot e^{j\cdot\varphi}. \quad (3.86)$$

Werden mittels  $S_{12} = e^{j\gamma} = e^{j\beta - \alpha}$  die im Vierpol auftretenden Verluste mitberücksichtigt und Gl. (3.85) eingesetzt folgt

$$\Gamma_j = e^{-j\varphi - 2\alpha} \cdot |\Gamma_{\text{IN}}| \cdot e^{j\cdot\varphi} \quad (3.87)$$

$$= e^{\ln |\Gamma_{\text{IN}}| - 2\alpha} = e^{-\frac{1}{Q_D}}. \quad (3.88)$$

Die Güte der Entkopplung ist damit wie folgt definiert:

$$Q_D = \frac{1}{(2 \cdot \alpha - \ln |\Gamma_{\text{IN}}|)} \quad (3.89)$$

und hängt von  $|\Gamma_{\text{IN}}|$  und den Verlusten  $\alpha$  im Transformationsnetzwerk ( $\mathbf{T}$ ) ab. Um die Stromunterdrückung zu bewerten, wird der Strom in der Leiterschleife für den Fall der

Leistungsanpassung  $I_j^M$  und Entkopplung  $I_j^P$  ins Verhältnis gesetzt

$$D = \frac{I_j^P}{I_j^M} = \left(1 - e^{-\frac{1}{Q_D}}\right) \quad (3.90)$$

und es wird deutlich, dass die Stromminimierung proportional zur Entkopplungsgüte  $Q_D$  ist. Eine genaue Betrachtung von Gl. (3.89) zeigt, dass die Qualität maßgeblich von den Verlusten des Transformationsnetzwerk und der Fehlanpassung am Eingang des Vorverstärkers abhängig ist.

Die eingangsseitige Fehlanpassung des Vorverstärkers ist gegeben durch die „Rauschanpassung“ d. h. die Konfiguration, in der die Rauschzahl ( $F$ ) des Vorverstärkers minimal wird ( $F \rightarrow F_{\min}$ ). Diese Konfiguration wird durch  $Z_{IN} = Z_N^*$  erreicht, wobei  $Z_N$ , die zu  $F_{\min}$  gehörige Referenzimpedanz darstellt, d. h. die am Transformationsnetzwerk ausgangseitig bereitgestellt werden muss. Dieser Parameter ist von der Referenzimpedanz  $Z_L$ , die zur Erreichung der „Leistungsanpassung“ (d. h.  $Z_{IN} = Z_L^*$ ) notwendig ist, zu unterscheiden. Für die Entwicklung eines für MRT-Anwendungen geeigneten Vorverstärkers lässt sich daher ableiten, dass die durch die „Rauschanpassung“ verursachte Fehlanpassung möglichst groß sein sollte, um die Anforderungen einer minimalen Rauschzahl  $F_{\min}$  und hohen Stromminimierung bestmöglich zu vereinbaren. Dies kann bezüglich des Reflektionsfaktors  $\Gamma_{IN}$ , wie folgt beschrieben werden

$$\Gamma_{IN} = \frac{Z_N - Z_L^*}{Z_N + Z_L}$$

Dies ist bei den üblicherweise verwendeten GaAs-Feldeffekttransistoren der Fall. Daher eignen sich diese auch wegen ihrer exzellenten Rauschcharakteristik hervorragend für den Einsatz in MR-Spulen Arrays [REH+90, HR75]. Neueste Entwicklungen in der Halbleitertechnik konnten zwar auch in der Rauschcharakteristik vergleichbare Bipolartransistoren hervorbringen, jedoch liegen bei diesen  $Z_L$  und  $Z_N$  sehr nah beieinander [Hou10], weshalb Vorverstärkerentkopplung mittels Gl. (3.84) nicht umsetzbar ist. Jedoch sind weder der „unabhängige“ Betriebsmodus einzelner Elemente, noch die optimale Rauschperformance eines Spulenarrays exklusiv an die Erreichung der Vorverstärkerentkopplung gebunden [RSD10]. Alternativen zu dem oben beschrieben sind sogenannte Eigenmode-Konfigurationen, die die unabhängigen Moden eines verkoppelten Systems ausnutzen [KVD10]. Dennoch vereinfacht die Vorverstärkerentkopplung die Konzeptionierung/Implementierung einer unabhängig betreibbaren Empfangsspule erheblich.

Gleichung (3.85) macht deutlich, dass die Entkopplung durch eine Impedanztransformation erreicht wird d. h. dass die Phasenverschiebung des gesamten Netzwerks ( $\mathbf{T}$ ) der entscheidende Faktor ist. Hierbei ist zu beachten, dass das Anpassnetzwerk bereits Teil dessen ist (siehe Abb. 3.17) d. h. dessen Phasenverschiebung  $\varphi_{\text{Match}}$  muss als Faktor berücksichtigt

werden d. h.

$$\beta = -\frac{\varphi - \varphi_{\text{Match}}}{2}.$$

Wird ein  $\Gamma$ -Netzwerk als „Minimal“-Konfiguration gewählt, ist dessen Phasenverschiebung nicht mehr frei wählbar (siehe Anhang [A.4](#)) - im Gegensatz zu einem  $\pi$  oder T-Netzwerk. Wird ein niederimpedanter Vorverstärker verwendet gilt für den Reflektionsfaktor

$$\Gamma_{\text{IN}} = e^{j*\pi} = -1$$

und damit unter der Annahme  $\varphi = \varphi_{\text{Match}} = 0$  für  $\varphi = \pi$  d. h. für das Transformationsnetzwerk folgt:

$$\text{Re}\{\beta\} = -\frac{\varphi}{2} = -\frac{\pi}{2}.$$

Diese Bedingung kann z. B. durch eine  $\lambda/4$ -Leitung erfüllt werden ( $e^{jk \cdot l} = e^{j2\pi/\lambda \cdot \lambda/4} = e^{j\pi/2}$ ). Aufgrund der Mehrdeutigkeit des Winkelarguments der Phase sind jedoch auch weitere Lösungen bezüglich der Vorverstärkerentkopplung existent:

$$\beta = \beta \pm n \cdot 2\pi.$$

In der Implementierung geschieht dies durch eine Verlängerung der Leitungslänge oder Kaskadierung weiterer Netzwerke, jedoch geht dies immer einher mit einer Erhöhung der Verluste, weshalb  $n = 0$  die meist präferierte Lösung darstellt.

### 3.4.3 Analyse der Beladungsabhängigkeit

In Abs. [3.3.2](#) wurde dargelegt, dass die Anpassung der Spule maßgeblich von deren „Beladung“ abhängt z. B. wird der resistive Widerstand maßgeblich von dieser beeinflusst. Damit wird natürlich eine Anpassung der Einstellungen des Anpassnetzwerk notwendig (siehe Abb. [3.11](#)), wenn eine Änderung der „Beladung“ auftritt und damit auch der Eingangsimpedanz  $Z_S \rightarrow Z'_S$ . Zur Darstellung dieser Änderung wird der Parameter  $b_Z$  eingeführt

$$b_Z = \frac{Z'_S}{Z_S}, \quad (3.91)$$

der die Eingangsimpedanz vor  $Z_S$  und nach  $Z'_S$  der Änderung miteinander in Beziehung setzt. Die Änderung der eingangsseitigen Referenzimpedanz eines Netzwerkes (siehe z. B. Abb. [3.16](#)) stellt eine Renormalisierung dieser dar ( $S^T \rightarrow S^{T'}$ ) und ist gegeben



durch [\[Kur65\]](#):

$$[S^{T'}] = [A]^{-1} \left( [S^T] - [R]^+ \right) \left( [I] - [R] [S^T] \right) [A]^+ , \quad (3.92)$$

wobei  $[A]$  und  $[R]$  gegeben sind durch:

$$\begin{aligned} [A] &= [F']^{-1} [F] \left( [I] - [R]^+ \right) \\ [R] &= ([G'] - [G]) \left( [G'] + [G]^+ \right)^{-1} . \end{aligned}$$

$[F]$  und  $[G]$  sind diagonale Matrizen und können dem Anhang entnommen werden (siehe Abs. [A.1](#)).  $[G]$  und  $[G']$  bzw.  $[F]$  und  $[F']$  zeigen die entsprechende Verwendung der Referenzimpedanz an. Wird Gl. [\(3.91\)](#) in Gl. [\(3.92\)](#) verwendet erhält man:

$$[S^{T'}] = \begin{bmatrix} \frac{((Z_S \cdot b_Z)^* \cdot (S_{11} - 1) + Z_S^* + S_{11} \cdot Z_S)}{(Z_S^* - Z_S \cdot (b_Z \cdot S_{11} + S_{11} + b_Z))} & \frac{\sqrt{\operatorname{Re}(Z_S) \cdot \operatorname{Re}(b_Z \cdot Z_S)} \cdot S_{12}}{(Z_S^* - Z_S \cdot (b_Z \cdot S_{11} + S_{11} + b_Z))} \\ \frac{\sqrt{\operatorname{Re}(Z_S) \cdot \operatorname{Re}(b_Z \cdot Z_S)} \cdot S_{21}}{(Z_S^* - Z_S \cdot (b_Z \cdot S_{11} + S_{11} + b_Z))} & \frac{S_{22} Z_S^* - Z_S \cdot (S_{11} S_{22} \cdot (b_Z + 1) + b_Z S_{22} + S_{12} S_{21} \cdot (b_Z - 1))}{(Z_S^* - Z_S \cdot (b_Z \cdot S_{11} + S_{11} + b_Z))} \end{bmatrix} . \quad (3.93)$$

Die Einträge der Streumatrix  $S^T$  müssen der generellen Dimensionierungsgleichung zur Vorverstärkerentkopplung genügen Gl. [\(3.82\)](#). Die Renormalisierung der Streumatrix ( $S^T \rightarrow S^{T'}$ ) führt zu einer Änderung des Eingang reflektionsfaktor  $\Gamma_1$ , diese kann mittels Gl. [\(3.82\)](#) und Gl. [\(3.93\)](#) berechnet werden zu:

$$\Gamma_1' = \frac{(Z_S \cdot b_Z)^* (S_{11} - 1) + Z_S^* + S_{11} Z_S}{(Z_S^* - Z_S \cdot (b_Z S_{11} + S_{11} + b_Z))} - \frac{(S_{11} - 1) \cdot 2 \cdot \operatorname{Re}(b_Z \cdot Z_S)}{(Z_S^* - Z_S \cdot (b_Z \cdot S_{11} + S_{11} + b_Z))} . \quad (3.94)$$

Weitere Vereinfachungen mittels der Beziehung

$$\operatorname{Re}(b_Z \cdot Z_S) = ((b_Z Z_S)^* + b_Z \cdot Z_S) / 2$$

führen zu

$$\Gamma_1' = \frac{(Z_S^* - Z_S \cdot (b_Z \cdot S_{11} + S_{11} + b_Z))}{(Z_S^* - Z_S \cdot (b_Z \cdot S_{11} + S_{11} + b_Z))} \quad (3.95)$$

$$\Gamma_1' = 1 . \quad (3.96)$$

Dies bedeutet, dass auch wenn sich die Eigenschaften der Leiterschleife d. h. die Referenzimpedanz des Netzwerkes ( $S^T$ ) ändert, gilt dies nicht für die Entkopplung.

### 3.4.4 Demonstration der Ergebnisse

#### 3.4.4.1 Experimenteller Aufbau

In diesem Abschnitt werden die zuvor aufgezeigten Eigenschaften der Vorverstärkerentkopplung demonstriert. Dabei handelt es sich explizit, um den Einfluss der Verluste im Transformationsnetzwerk ( $\mathbf{T}$ ), als auch die Betrachtung der Beladungsabhängigkeit. Die folgenden Experimente wurden in Zusammenarbeit mit der Methoden- und Entwicklungsgruppe „Magnetresonanztomographie“ des Max-Planck-Institut für Kognitions- und Neurowissenschaften durchgeführt.

Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 3.19 zu sehen. Dieser besteht aus zwei Leiterschleifen, die in einer Ebene nebeneinander über einem leitfähigen Phantom platziert wurden (Vgl. mit Abb. 3.15). Durch diese Art der Platzierung weisen beide Leiterschleifen eine Verkopplung miteinander auf d. h. beeinflussen sich gegenseitig. Diese initiale Kopplung (d. h. vor dem Tuning & Matching der Leiterschleifen) wird in Abb. 3.18 als Transmissionsfaktor  $S_{AB}$  dargestellt.

Beide wurden auf einer Frequenz  $f_0 = 123$  MHz symmetriert und angepasst (siehe dazu Abs. 3.3 und 3.6). Die Anpassung beider Empfangsspulen für die Versuchsanordnung ist in Abb. 3.18 zu sehen. Die gemeinsame Kopplung beträgt  $S_{AB} \approx -5$  dB und ist damit für einen „unabhängigen“ Betrieb beider Spulen nicht vernachlässigbar.

Beide Leiterschleifen wurden mit einem Vorverstärker und Transformationsglied zur Implementierung der Vorverstärkerentkopplung konnektiert. Die Kabel dienten zur Einstellung der laut Gl. (3.84) notwendigen Phasenverschiebung  $\beta_{A/B}$ . Zur Betrachtung der Entkoppelgüte wurde in einen der beiden Empfangszweige eine Eichleitung (Schlumberger BMD 501) mit variierbarer Dämpfung  $D_{Att}$  eingesetzt. Vorherige Messungen konnten zeigen, dass die Phasenverschiebung der Eichleitung von der Dämpfung weitestgehend unabhängig ist (siehe Tab. 3.1). Damit konnte die Kompensation der zusätzlichen Phasenverschiebung durch Kürzung des entsprechenden Kabels geschehen.

Zur Auswertung der Kopplung wurde eine kleine „Sniffer“-Probe verwendet. Diese wurde so platziert, dass lediglich eine Kopplung zum Tor ( $\mathbf{B}$ ) gemessen werden konnte. Ohne Anwesenheit der entsprechenden Leiterschleife an Tor ( $\mathbf{B}$ ) war keine Signalübertrag auf das Tor ( $\mathbf{A}$ ) messbar d. h.  $S_{AC} \rightarrow 0$ . Dies bedeutet für den Messaufbau in Abb. 3.19, dass der Fall  $S_{AC}$  auf die induktive Kopplung  $M_{AB}$  zwischen beiden Leiterschleifen zurückzuführen ist. Entsprechend dem Ansatz in Abs. 3.4.1 kann der Signalübertrag  $S_{AC}$  nun mit Hilfe der Stromunterdrückung minimiert werden bzw. als Maß für deren Effizienz und korrekte Einstellung herangezogen werden.

Beide Leiterschleifen sind über demselben homogenen Phantom angeordnet, dessen Leitfähigkeit durch die Zugabe von NaCl verändert wurde. Die Demonstration wurde in zwei Experimente unterteilt, mit jeweils eigenen Zielstellungen:

- Experiment I:

In diesem Telexperiment wurde der Einfluss der Verluste im Transformationsnetzwerk untersucht. Dazu wurde mit Hilfe der Eichleitung die Dämpfung in diesem Transformationsnetzwerk erhöht und der Signalübertrag  $S_{23}$  gemessen (Vgl. 3.19). Das Phantom wies eine minimale Leitfähigkeit auf d. h.  $\sigma \rightarrow 0 \frac{\text{S}}{\text{m}}$ .

- Experiment II:

Im zweiten Telexperiment wurde der Einfluss der Beladung des Phantoms untersucht. Dazu wurde eine Änderung d. h. Erhöhung der Beladung durch eine Änderung der Leitfähigkeit  $\sigma$  vorgenommen. Dies erfolgte durch eine Erhöhung der NaCl-Konzentration. Die Berechnung der auf das Volumen des Phantoms bezogenen Menge an NaCl wurde entsprechend [MW04] vorgenommen und ist in Tab. 3.2 zusammengefasst.

$D_{\text{Att}}^{\text{SOLL}}/\text{dB}$	$D_{\text{Att}}^{\text{IST}}/\text{dB}$	$\varphi/^\circ$	$D_{\text{Att}}^{\text{SOLL}}/\text{dB}$	$D_{\text{Att}}^{\text{IST}}/\text{dB}$	$\varphi/^\circ$
0	0.25	-120.4	11	11.19	-119.7
1	1.24	-120.2	12	12.23	-119.6
2	2.25	-120.3	13	13.23	-119.2
3	3.23	-119.7	14	14.21	-119.7
4	4.23	-120.3	15	14.17	-119.6
5	5.22	-120.2	16	16.22	-119.3
6	6.24	-119.8	17	17.17	-119.7
7	7.22	-119.2	18	18.22	-119.8
8	8.23	-119.8	19	19.22	-118.5
9	9.20	-119.6	20	20.19	-118.4
10	10.21	-119.6			

Tabelle 3.1: Gemessene Transmissionsfaktoren für die Eichleitung (Schlumberger BMD 501).

$\sigma/\text{S}$	0.1	0.2	0.3	0.46	0.8
$\Delta m/\text{g}$	5.17	5.2	5.2	8.4	18

Tabelle 3.2: Gemessene Leitfähigkeit  $\sigma$  des Phantoms und die hinzuzufügende Menge NaCl  $\Delta m$ .

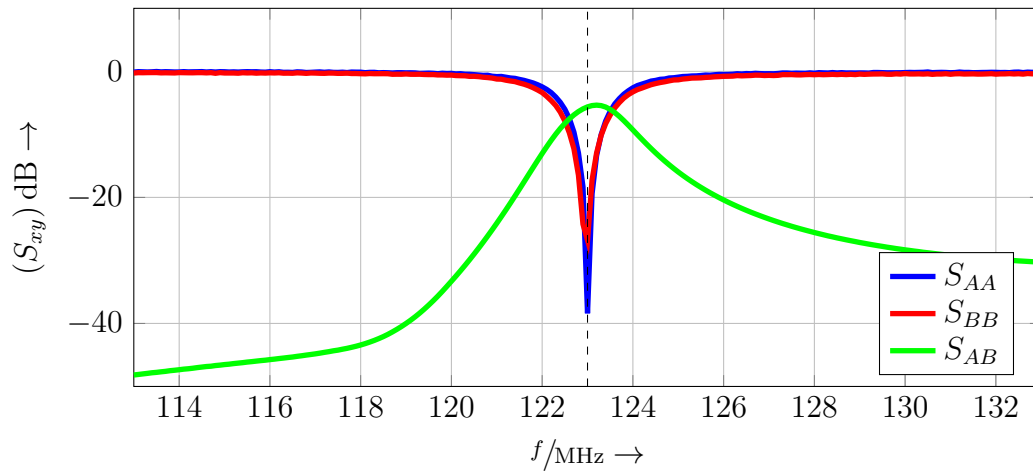


Abbildung 3.18: Gemessene Anpassung und initiale Kopplung der Empfangsspulen des in Abb. 3.19 gezeigten Versuchsaufbaus.

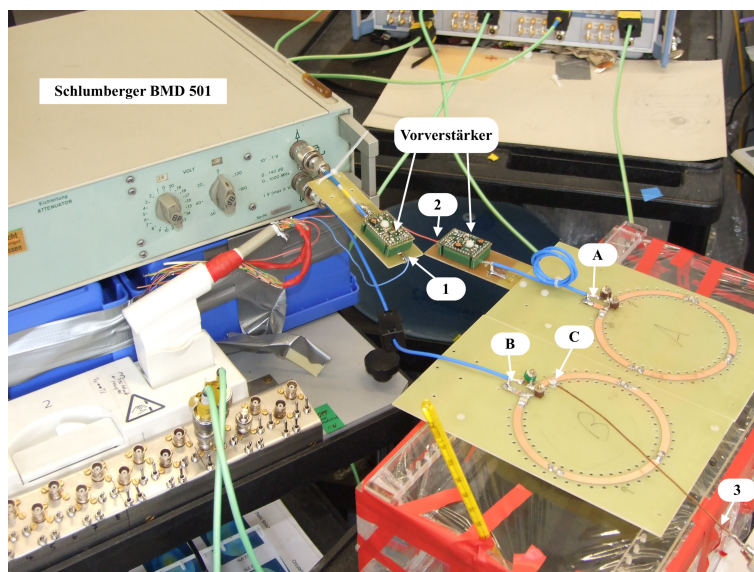
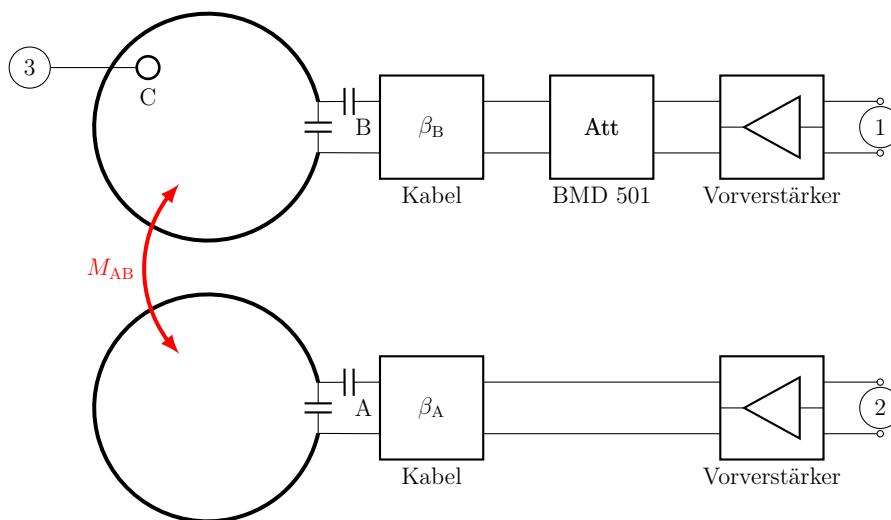


Abbildung 3.19: Versuchsaufbau zur Untersuchung der Vorverstärkerentkopplung.

## 3.4.4.2 Ergebnisse

## a) Experiment I:

In Abb. 3.20 sind die Ergebnisse zur Vorverstärkerentkopplung in beiden Leiterschleifen zu sehen. Dazu wurde die „Sniffer“-Probe für eine Dämpfung  $D_{\text{Att}} = 0$  dB abwechselnd auf beiden Leiterschleifen platziert und der jeweilige Signalübertrag auf den gekoppelten Empfangszweig gemessen. Dies bedeutet für eine Platzierung auf der Leiterschleife an Tor (B)  $S_{23}$  und an Tor (A)  $S_{13}$ . Das Ergebnis der Messung zeigt deutlich, dass der initiale Signalübertrag von  $S_{AB} \approx -5$  dB mit der Vorverstärkerentkopplung deutlich reduziert werden konnte.

Die Ergebnisse für eine Platzierung auf der Leiterschleife an Tor (B) d. h.  $S_{23}$  und  $D_{\text{Att}} = 0$  dB ... 11 dB sind in Abb. 3.21 dargestellt. Die tatsächlich gemessenen Werte  $\Delta S_{23}^{\text{Messung}}$ , als auch die mittels Gl. (3.90) berechneten Pegelunterschiede  $\Delta S_{23}^{\text{Anal}}$  sind in Tab. 3.3 zusammengefasst. Für die analytische Berechnung wurde die Kabeldämpfung mit  $D_{\text{Kabel}} \approx 0,33$  dB berücksichtigt.

Die vorhergesagten Pegelunterschiede stimmen gut mit der Messung überein und demonstrieren deutlich, dass schon geringe zusätzliche Verluste zu einer massiven Verschlechterung der Entkopplung führt (vgl.  $D = 0$  dB &  $D = 1$  dB).

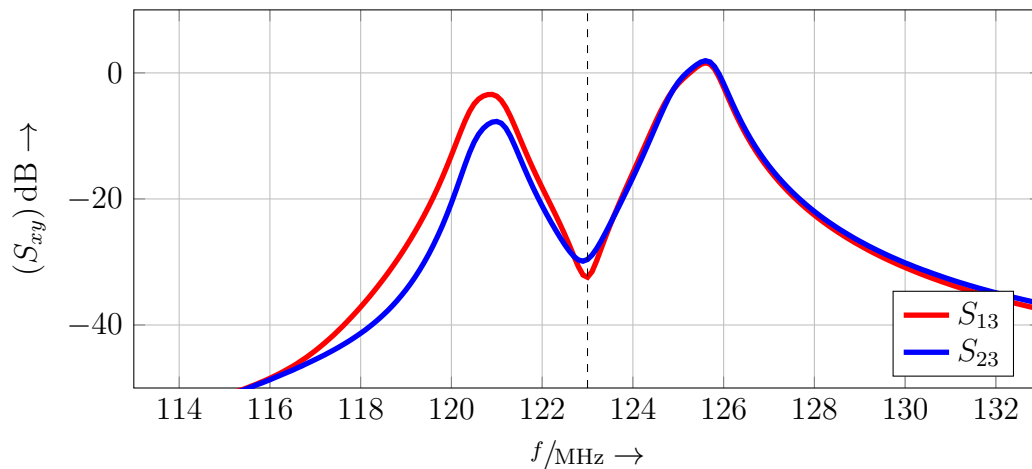


Abbildung 3.20: Signalübertrag der Probe (C) auf die jeweils nicht angeregte Empfangsspule d. h. die Messung  $S_{13}$  wurde mit (C) auf (A) und  $S_{23}$  mit (C) auf (B) durchgeführt.

$D_{\text{Att}}$	0 dB	1 dB	2 dB	3 dB	11 dB
$S_{23}$	-30 dB	-19 dB	-15 dB	-12,5 dB	-7 dB
$\Delta S_{23}^{\text{Messung}}$	-	-11 dB	-4 dB	-2,5 dB	-5,5 dB
$\Delta S_{23}^{\text{Anal}}$	-	-10,9 dB	-3,9 dB	-2,2 dB	-4,7 dB

Tabelle 3.3: Gemessene Transmission  $S_{23}$  für unterschiedliche Dämpfungen  $D_{\text{Att}}$  im Vergleich zu den mittels Gl. (3.90) berechneten Pegelunterschiede.

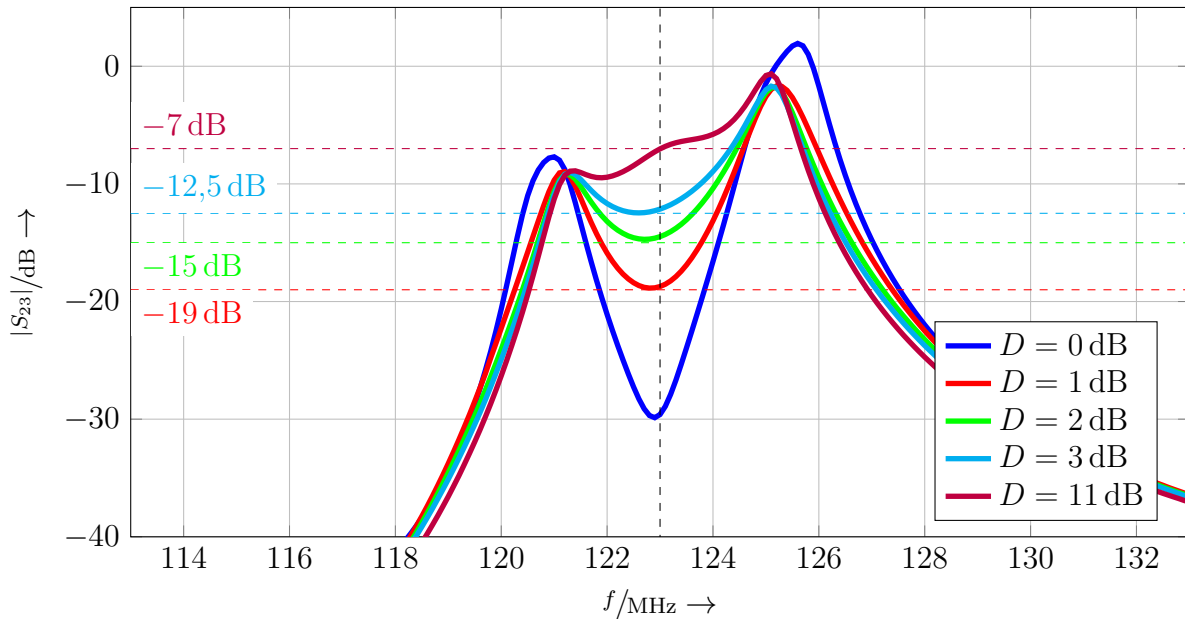


Abbildung 3.21: Signalübertrag der „Sniffer“-Probe auf Leiterschleife (A), wenn diese an (B) positioniert wird.

### b) Experiment II:

Zur Untersuchung der in Abs. 3.4.3 hergeleiteten Beladungsunabhängigkeit der Vorverstärkerentkopplung wurde die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  des Phantoms mittels Zugabe von NaCl inkrementell erhöht.

Zur Überprüfung der Entkopplung wurde, wie bereits zuvor der Signalübertrag  $S_{23}$  ausgewertet. Das Ergebnis hierzu ist in Abb. 3.22 zu sehen. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Punkt der maximalen Entkopplung erhalten bleibt. Für  $\sigma = 0\text{ S}$  und  $\sigma = 0,1\text{ S}$  ist ein deutlicher Sprung in der Amplitude des Transmissionskoeffizienten  $S_{23}$  sichtbar, jedoch wird das Minimum nicht verschoben.

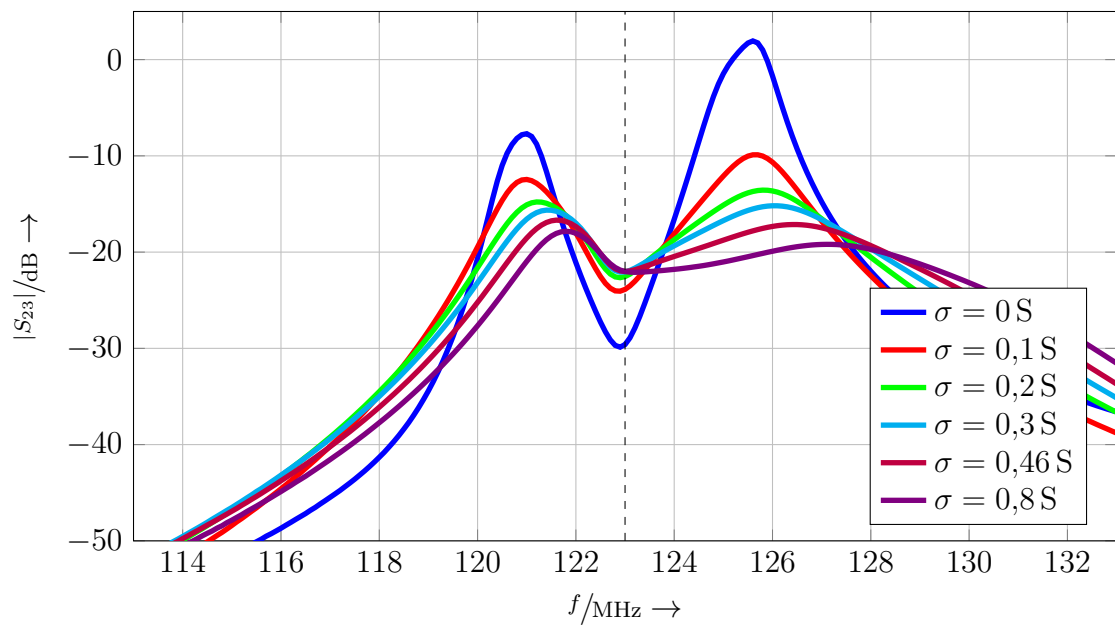


Abbildung 3.22: Überkopplung von Leiterschleife (**B**) auf (**A**) in Abhängigkeit der Leitfähigkeit des Phantoms.

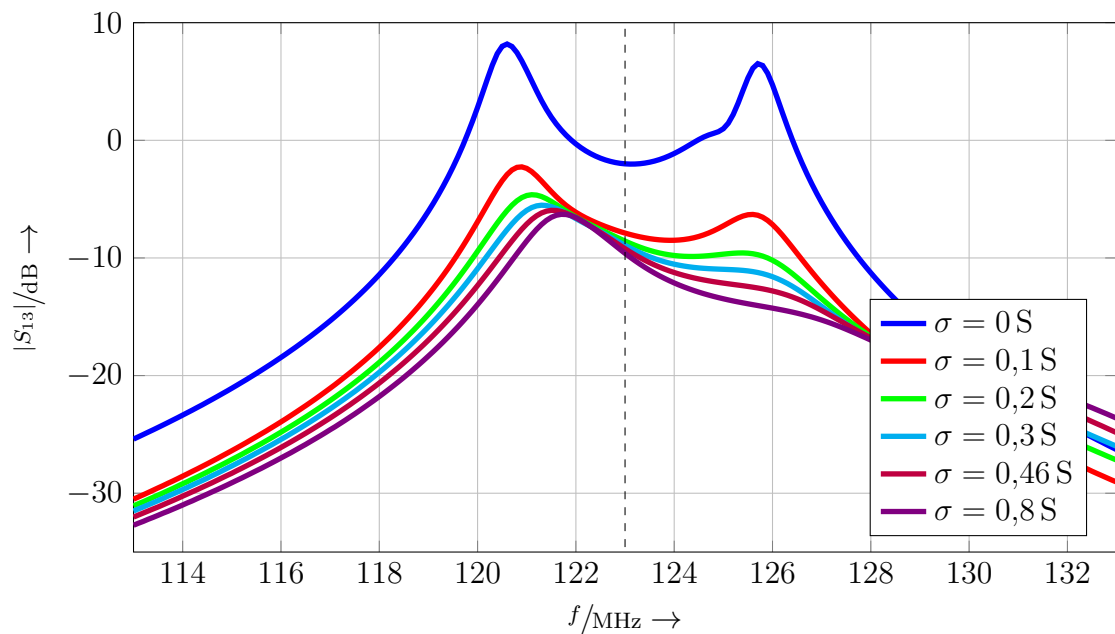


Abbildung 3.23: Signaltransfer von der „Sniffer“-Probe auf Leiterschleife (**B**) in Abhängigkeit der Leitfähigkeit des Phantoms.

### 3.4.5 Diskussion & Zusammenfassung

Die Vorverstärkerentkopplung stellt eine der am häufigsten genutzten Methoden zur Unterdrückung der Kopplung zwischen Leiterschleifen eines MR-Empfangsarrays [REH<sup>+</sup>90]. In der vorliegenden Analyse wurden einschlägige Formeln zur Dimensionierung der Entkopplung hergeleitet und die bestimmenden Parameter identifiziert.

Die Grundbedingung zur Implementierung der Vorverstärkerentkopplung ist durch Gl. (3.82) gegeben. Der in dieser Arbeit betrachtete Fall eines kaskadierten Netzwerkes zur stufenweise Transformation der Eingangsimpedanz  $Z_S$  zur benötigten Abschlussimpedanz am Vorverstärker  $Z_A$ , stellt nur eine Lösungsmöglichkeit dar [OLMS04]. Grundsätzlich kann auch ein Transformationsnetzwerk synthetisiert werden, das ohne Zwischenstufe auskommt [CFHZ18]. Jedoch erfordert dies den Verzicht auf Kabel zwischen Leiterschleife und Vorverstärker, weshalb diese Art der Umsetzung nur für „on-the-coil“-Ansätze geeignet ist. Die in Gl. (3.84) hergeleitete Formel für kaskadierte Netzwerke stellt eine alternative Form zu bereits bekannten Dimensionierungsgleichungen dar [RWP95]. In diesen wird jedoch der Einfluss etwaiger Verluste auf die Entkopplung, sowie die für den Reflektionsfaktor geltende Bedingung  $|\Gamma_{IN}| < 1$  ignoriert. Auf Basis der Gl. (3.84) konnte mit Gl. (3.89) die Entkoppelgüte definiert werden, die eine Bestimmung der Stromunterdrückung  $D$  ermöglicht und damit ein Maß für die Bewertung der erreichten Entkopplung darstellt.

Die analytisch aufgezeigte Beladungsunabhängigkeit der Vorverstärkerentkopplung konnte experimentell nachgewiesen werden. Die Änderung der absoluten Kopplung für  $\sigma > 0$  /siemens/m ist mit dem zusätzlichen auftreten der resistiven Kopplung erklärbar, die nicht durch die Vorverstärkerentkopplung kompensiert werden kann [REH<sup>+</sup>90]. Es kommt jedoch nicht, wie z. B. für die Anpassung der Leiterschleife üblich, zu einer Verschiebung der Entkopplung auf der Frequenzachse.

Vor allem der letzte Punkt empfiehlt den Einsatz der Vorverstärkerentkopplung auch für einzelne Empfangsspulen. Die beladungsunabhängige Entkopplung bedeutet im Umkehrschluss auch, dass die Empfangseigenschaften wesentlich stabiler ausfallen. In Abb. 3.24 wird die Änderung der Anpassung für eine der beiden Leiterschleife demonstriert, wenn sich die Beladung ändert. In diesem Fall würde der Signaltransfer von der Leiterschleife in die Empfangskette, um  $> 25$  dB reduziert werden.

Im Gegensatz dazu sind die Empfangseigenschaften der Leiterschleife bei Implementierung der Vorverstärkerentkopplung größtenteils stabil, wie in Abb. 3.23 demonstriert wurde. Die sprunghafte Änderung für  $\sigma > 0$  lässt sich analog zur Entkopplung mit den nun auftretenden Verlusten im Phantom erklären, die für eine geringere Kopplung von der „Sniffer“-Probe in die Anordnung sorgen. Ansonsten ist das Empfangsverhalten weitestgehend stabil. Der in die Leiterschleife transformierte Leerlauf sorgt dafür, dass die induzierte Spannung  $U_q$  als unbelastete Spannungsquelle betrachtet werden kann, was bedeutet, dass Änderungen der Impedanz  $Z_S$  haben keinen Einfluss auf die Klemmspannung haben. Ein



ähnlicher Zusammenhang wurde bereits von Hoult et.al. demonstriert, die aufzeigen konnten, dass die  $T_2$ -Zeit des empfangenen MR-Signals abhängig davon ist, ob die Leiterschleife im Leerlauf (d. h. Vorverstärkerentkopplung) oder der Leistungsanpassung betrieben wird [HG01].

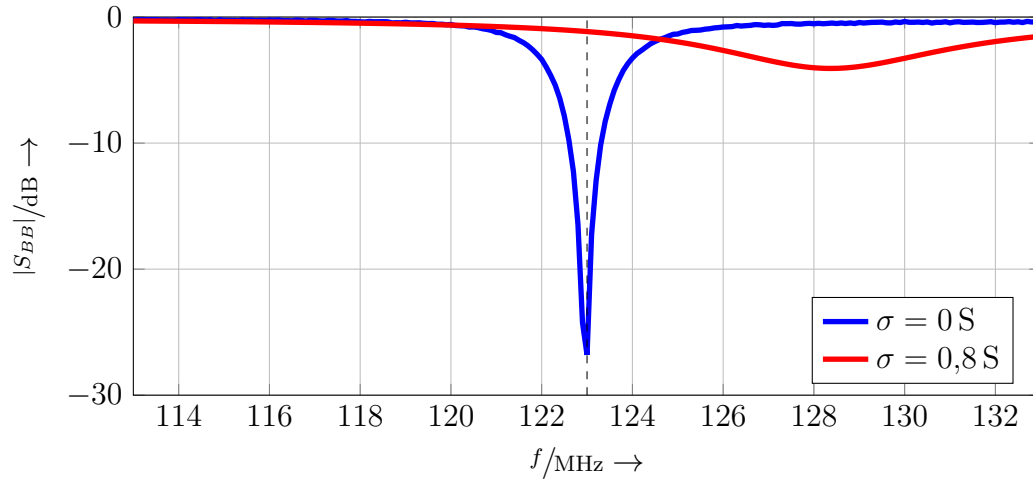


Abbildung 3.24: Anpassung der Leiterschleife für unterschiedliche Beladungsszenarien. Das initiale Tuning erfolgte für  $\sigma = 0 \frac{\text{S}}{\text{m}}$ .

## 3.5 Aktive Entkopplung

Die in Abschnitt [3.3](#) beschriebene Leistungsanpassung der Spule hat zur Folge, dass die induzierte Spannung  $U_S$  einen Strom  $I$  auf der Leiterschleife zur Folge hat. Dies wurde im Abs. [3.4](#) bereits mittels

$$I = \frac{U_S}{2 \cdot \operatorname{Re}(Z_S)} \cdot (1 - \Gamma)$$

beschrieben. Der durch die induzierte Spannung auf der Leiterschleife eingeprägte Strom hat ein sekundäres  $\mathbf{B}_{\text{sek}}$ -Feld zur Folge, dass sich dem ursprünglichen  $\mathbf{B}_{\text{pri}}$ -Feld überlagert. Für das resultierende wirksame  $B_1$  folgt demnach

$$\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_{\text{pri}} + \mathbf{B}_{\text{sek}}. \quad (3.97)$$

Die Auswirkungen dieser Superposition werden in Abb. [3.25](#) anhand der Übergänge von hellen zu dunklen Bereichen demonstriert. Diese sind mit der Änderungsrate des  $B_1$ -Feldes assoziiert und können damit zur Evaluation der Homogenität herangezogen werden. Ohne zusätzliche Empfangsspule d. h.  $\mathbf{B}_{\text{sek}} = 0$  ist die Anzahl der Übergänge minimal (siehe Abb. [3.25](#)) erhöht sich aber für den Fall einer angepassten Empfangsspule massiv  $\mathbf{B}_{\text{sek}} \neq 0$  (Vgl. Abb. [3.25](#), Mitte). Durch entsprechende Maßnahmen zur Unterdrückung der Resonanz können diese wiederum reduziert werden (siehe Abb. [3.25](#)).

Die Modulation des  $B_1$ -Feldes hat hauptsächlich zwei Effekte in der MR-Bildgebung, die nachfolgend näher erläutert werden.

- Verluste:

Die in der Leiterschleife und der Oberfläche des Patienten umgesetzte Leistung kann zu massiven Erwärmungen bis hin zu Verbrennungen des Patienten führen [\[PM17\]](#). Aus diesem Grund gehört die aktive Entkopplung neben der SAR-Überwachung zu einer der sicherheitsrelevanten Maßnahmen in der Implementierung von MR-Spulen.

- $B_1$ -Modulation:

Die Modulation des  $B_1$ -Feldes führt konsequenterweise zu einer Änderung der Verteilung des Flip-Winkels  $\alpha$ . Die damit einhergehenden Intensitätsänderungen verfälschen die dem Bild zugrundeliegenden Informationen [\[KKGS07\]](#).

### 3.5.1 Ansatz der Implementierung

Die Modulation des  $B_1$ -Feldes wird durch den auf der Leiterschleife induzierten Strom verursacht. Um diesen zu unterdrücken werden Schaltungen eingebracht, die die Impedanz

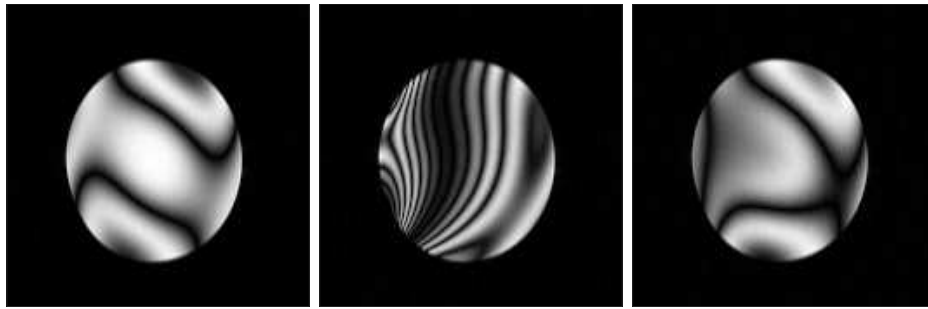


Abbildung 3.25: Demonstration der aktiven Entkopplung anhand von MR-Aufnahmen.

der Leiterschleife erhöhen bzw. die Leistungsanpassung stören. Wichtig hierbei, die durch die Leistungsanpassung herbeigeführte Resonanz der Leiterschleife (siehe Abs. 3.3.2) zu unterdrücken. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 3.26 zu sehen. Für den Strom in der Leiterschleife gilt

$$I = \frac{U_q}{Z_S + Z_E + Z_P} \quad (3.98)$$

d. h. wird von der Eingangsimpedanz des Anpassnetzwerk  $Z_E$ , der Impedanz der Leiterschleife  $Z_S$  als auch des Schwingkreises  $Z_P$  bestimmt.

Wenn die Bedingung der Leistungsanpassung erfüllt, vereinfacht sich der Ausdruck zu:

$$I_j^P = \frac{U_q}{2 \cdot \text{Re}(Z_S) + Z_P}, \quad (3.99)$$

wodurch deutlich wird, dass der Schwingkreis auf die Arbeitsfrequenz (d. h. Larmorfrequenz) der Leiterschleife abgestimmt werden sollte, um eine möglichst hohe Stromunterdrückung zu gewährleisten [EZY+13]. Jedoch ist der in Abb. 3.26 dargestellte Implementierung

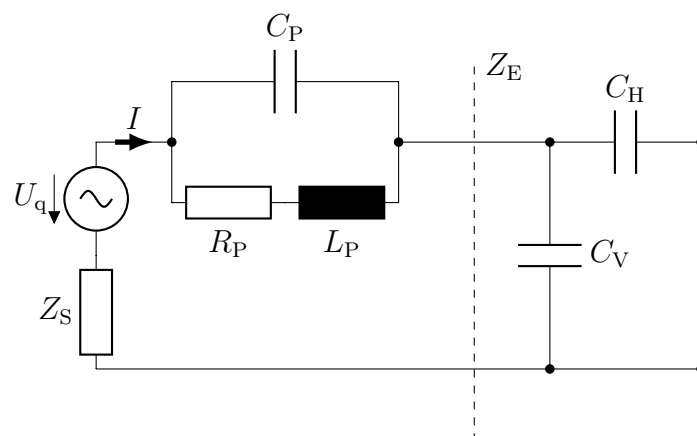


Abbildung 3.26: Ersatzschaltbild für eine Empfangsspule in die ein Parallelschwingkreis eingebracht wurde.

im realen Szenario nicht einsetzbar, da er in dieser Form keine Differenzierung zwischen dem Sende- und Empfangsfall zulässt (siehe Abs. 2) d. h. durch die Verhinderung der

$\mathbf{B}_1$ -Modulation würde die Effizienz im Empfangsfall massiv reduziert.

Die dafür notwendige Differenzierung des elektrischen Verhaltens der Leiterschleife wird in diesem Fall, durch den Einsatz von PIN-Dioden erreicht. Deren Kennlinie und die sich daraus ergebenden Arbeitszustände sind in Abb. 3.27 zu sehen.

Für den Einsatz der PIN-Diode sind zwei Arbeitspunkte maßgeblich, der sogenannte „Sperr“- und „Vorwärts“-Betrieb. Im ersten Betriebszustand wird die Diode mit einer Sperrspannung  $U_r$  beaufschlagt und stellt einen Kondensator mit einer typischen Kapazität von  $C_{\text{PIN}} \approx 1 \text{ pF}$  dar. Für den zweiten Betriebszustand wird ein Konstantstrom  $I_f$  benötigt und die Diode stellt einen Widerstand mit einem typischen Widerstand von  $R_{\text{PIN}} \approx 1 \Omega$  dar. Diese Eigenschaften können nun genutzt werden, um ein schaltbares Verhalten der

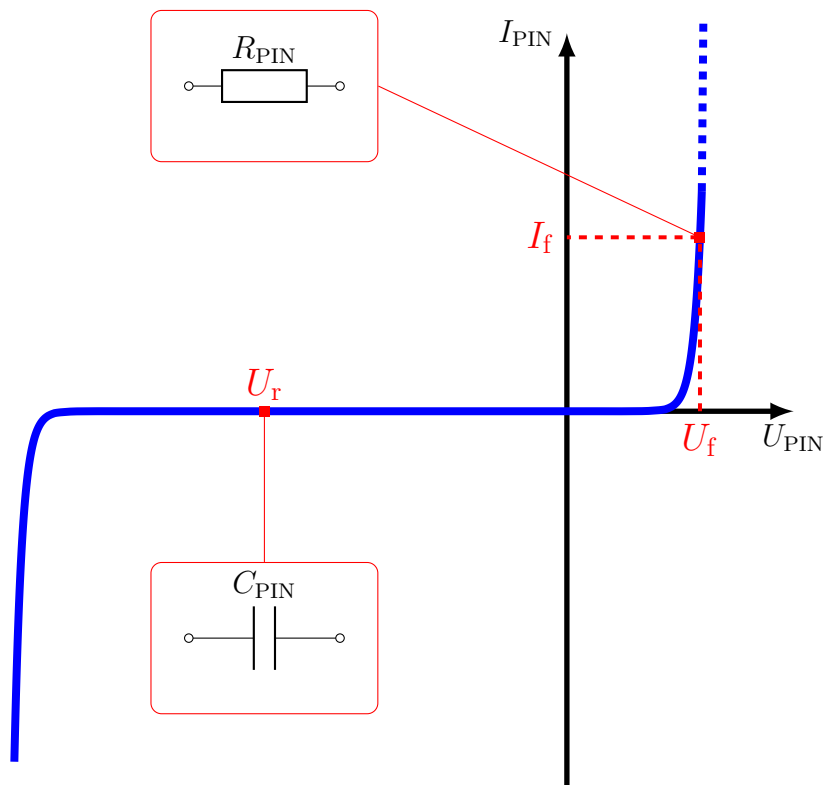


Abbildung 3.27: Typische Kennlinie einer PIN-Diode mit den für MR-Spulen relevanten Arbeitspunkten  $\mathbf{AP}(U_r, 0)$  und  $\mathbf{AP}(U_f, I_f)$ .

Leiterschleife zu erwirken. Zum Erhalt des SNR im Empfangsfall und der Entkopplung im Sendefall, bietet es sich einzelne Bauteile, die für die Leistungsanpassung wichtig sind „wegzuschalten“. Dies bedeutet, dass eine Schaltung gefunden werden muss, die mit Hilfe einer PIN-Diode unterschiedliche Parameter (z. B. Impedanz) annehmen kann.

Ein Beispiel für eine Schaltung, die es ermöglicht zwischen einer Kapazität und Parallelresonanz zu wechseln ist in Abb. 3.28 zu sehen.

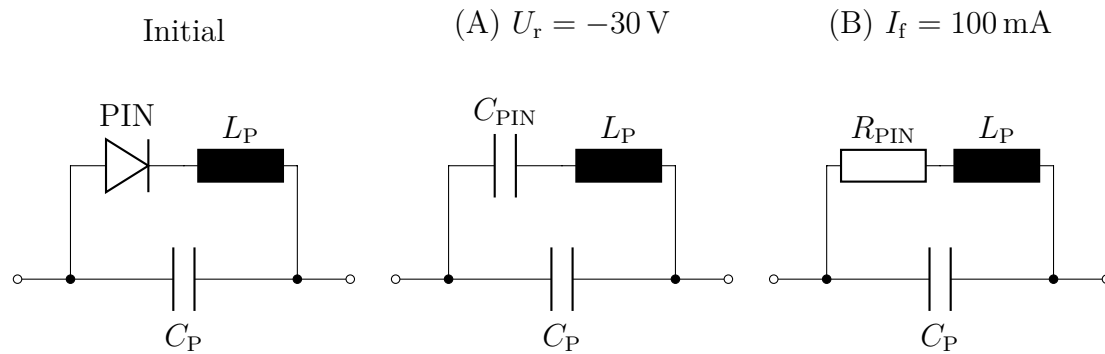


Abbildung 3.28: Schaltung zur aktiven Verstimmung der Empfangsspule (Links). Mithilfe der Veränderung der Arbeitspunkte lässt sich die Schaltung verändern z. B. verhält sich die PIN-Diode bei Bestromung, wie ein ohmscher Widerstand (Mitte) und bei Anlegen einer Sperrspannung, wie ein Kondensator (Rechts).

### 3.5.2 Analyse der Entkoppeleigenschaften

Für den Fall, dass der Parallelschwingkreis nicht in der Leiterschleife ist, gilt folgende Formel für den Strom:

$$|I_j^P| \approx \frac{U_q}{2 \cdot \operatorname{Re}(Z_s)}. \quad (3.100)$$

Für die Bewertung der Entkopplung wird analog zu Gl. (3.90) der Unterschied zwischen dem angepassten Gl. (3.100) und dem entkoppelten Zustand Gl. (3.99) evaluiert:

$$\frac{I_j^P}{I_j^M} = \frac{2 \cdot \operatorname{Re}(Z_s)}{2 \cdot \operatorname{Re}(Z_s) + |Z_P|}. \quad (3.101)$$

In diesem Beispiel bestimmt sich der Widerstand des Parallelschwingkreises durch den Verlustwiderstand der Spule als auch der verwendeten PIN-Diode. Der Ausdruck Gl. (3.101) ist von der Beladung der Spule abhängig, jedoch dominiert für  $|Z_P| \gg \operatorname{Re}\{Z_S\}$  die Impedanz des Schwingkreises. Dies bedeutet, dass in diesem Fall die Güte der Entkopplung unabhängig von der Beladung sein sollte.

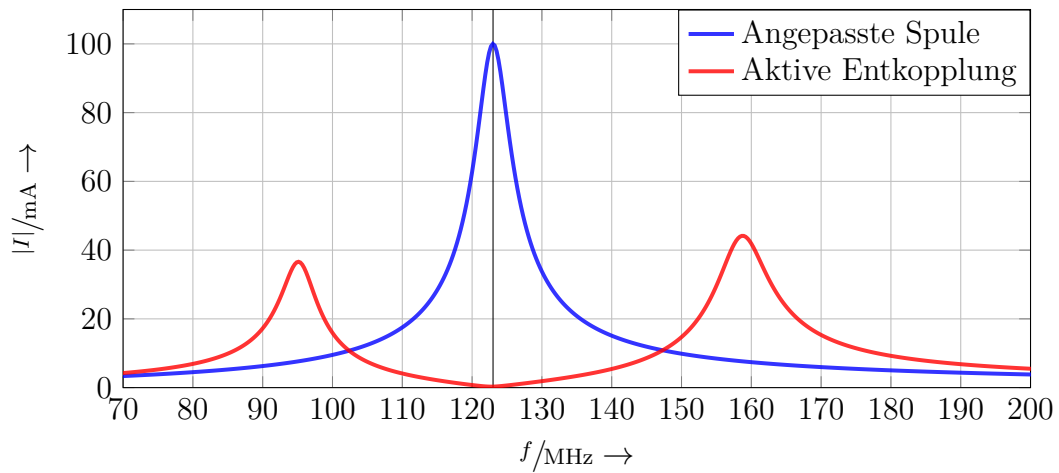


Abbildung 3.29: Aktive Entkopplung der Leiterschleife für unterschiedliche Methoden im Vergleich.

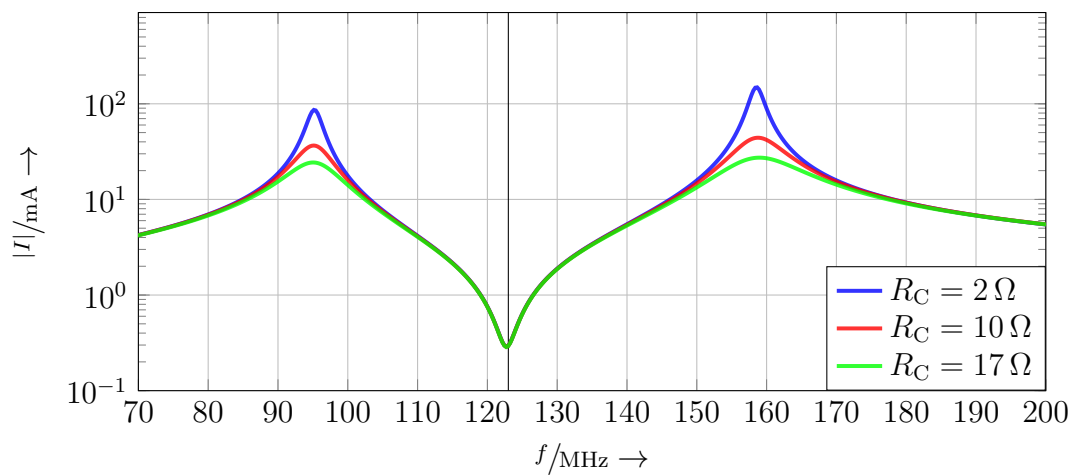


Abbildung 3.30: Strom auf der Leiterschleife in Abhängigkeit der Beladung.

### 3.6 Einsatz verteilter Kondensatoren

Die Stromverteilung auf der Leiterschleife einer MR-Empfangsspule hat direkten Einfluss auf deren Sensitivitätsprofil. Als Faustregel gilt, dass sich solche Stromvariationen schon ab einem Verhältnis von  $kb > 0.1$  einstellen. Der Einfluss solcher Stromvariationen auf das Sensitivitätsprofil, d. h.  $B_1^-$  ist in Abb. 3.31 dargestellt. Zur Minimierung der Variation

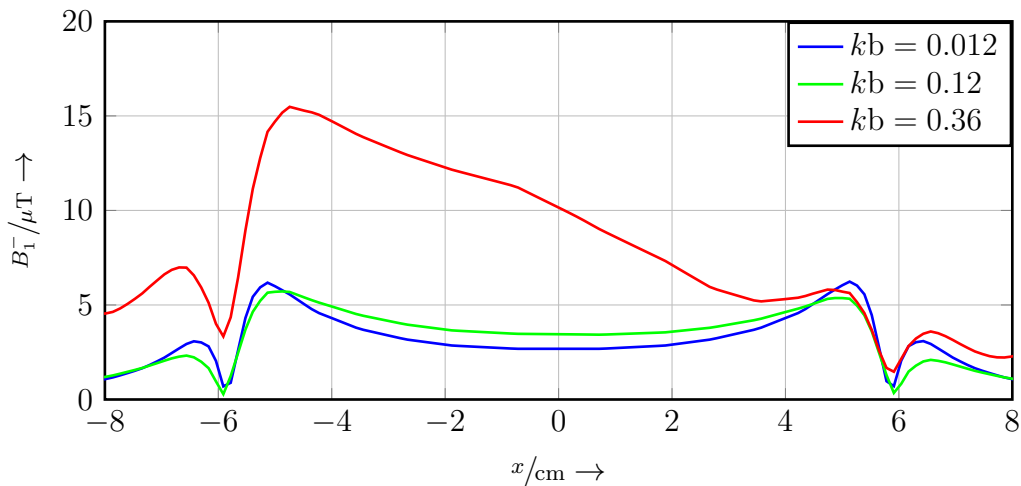


Abbildung 3.31: Feldprofil  $B_1^-/\mu\text{T}$  einer Leiterschleife in Abhängigkeit der normalisierten Wellenzahl  $kb$ .

des Stromes werden auf der Leiterschleife sogenannte verteilte Kondensatoren eingesetzt (siehe Abb. 3.32). Wie die dafür benötigten Werte analytisch und experimentell ermittelt werden können, wird im folgenden Abschnitt dargelegt.

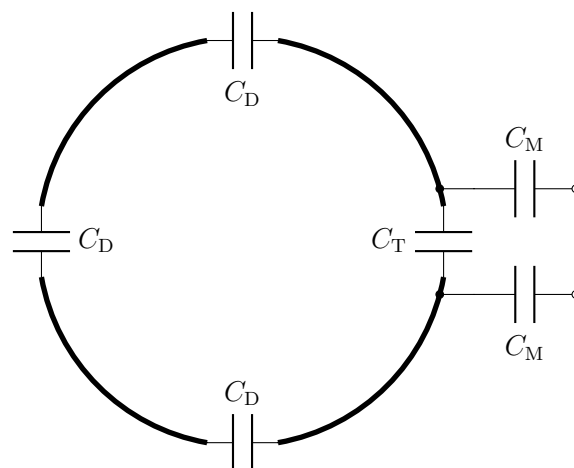


Abbildung 3.32: Einsetzen von Kondensatoren auf der Leiterschleife zur Minimierung der Stromvariationen auf dieser.

### 3.6.1 Herleitung der Dimensionierungsgleichungen

#### 3.6.1.1 Admittanz-Parameter

Zur Berechnung der benötigten Werte für die verteilten Kondensatoren muss eine geeignete Beschreibung für die Anordnung in Abb. 3.32 gefunden werden. Hierfür bieten sich wie bereits von Harrington et.al. erkannt wurde, die Admittanz-Parameter  $[\mathbf{Y}]$  an [HM68]. Dazu werden auf dem Umfang der Leiterschleife  $N$ -Tore an den Positionen  $\varphi_n; n = 1 \dots N$  verteilt. An diesen werden die Torspannungen  $U_n = U(\varphi_n)$  und Torströme  $I_n = I(\varphi_n)$  entsprechend Abb. 3.33 definiert. Mit  $N$ -Toren auf der Leiterschleife ergibt sich eine

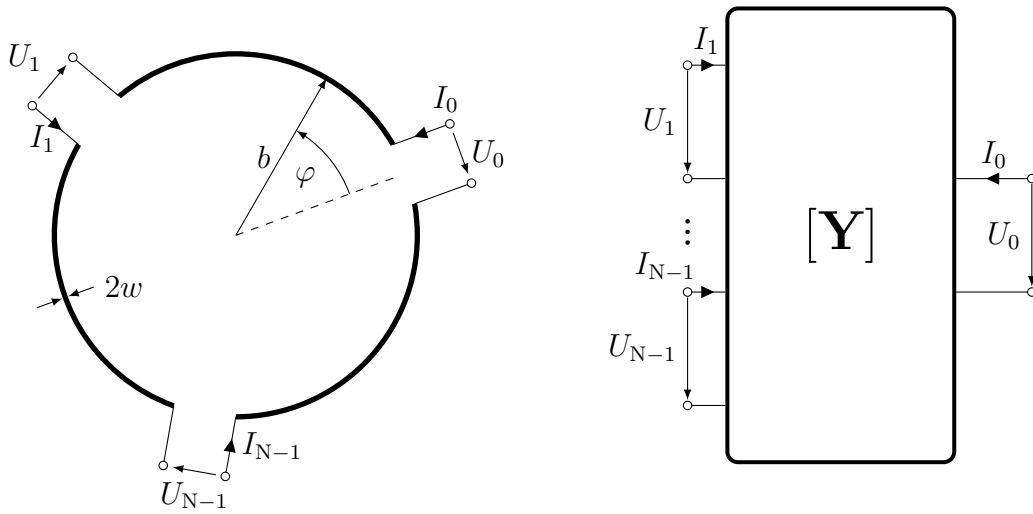


Abbildung 3.33: Generalisierte Anordnung zur Beschreibung einer Leiterschleife mit verteilten Toren entlang des Umfangs (links) mit der entsprechenden  $N$ -Tor Repräsentation (rechts).

( $N \times N$ ) Admittanz-Matrix  $[\mathbf{Y}]$ , die wie folgt gegeben ist:

$$\begin{bmatrix} I_0 \\ I_1 \\ \vdots \\ I_{N-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & \dots & Y_{1N} \\ Y_{21} & \dots & Y_{2N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ Y_{N1} & \dots & Y_{NN} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} U_0 \\ U_1 \\ \vdots \\ U_{N-1} \end{bmatrix}, \quad (3.102)$$

womit die Anordnung in Abb. 3.33 (links) in eine  $N$ -Tor-Darstellung in Abb. 3.33 (rechts) überführt wird. Die Berechnung der Parameter  $Y_{mn}$  erfolgt durch Vereinfachung des Gleichungssystems in Gl. 3.102. Dazu wird folgende Bedingung an den Toren bezüglich der Torspannungen  $U_m$  erzwungen:

$$U_m = 0 \Big|_{m=1 \dots N-1; m \neq n}. \quad (3.103)$$



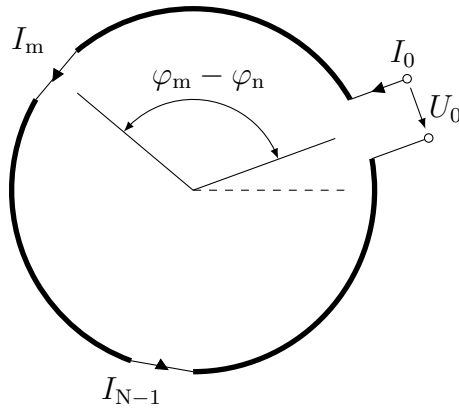


Abbildung 3.34: Bestimmung der Parameter  $Y_{mn}$  durch erzwingen der Bedingung  $U_m = 0$  an den Toren  $m$  auf der Leiterschleife durch einen Kurzschluss.

Dies wird in Abb. 3.34 demonstriert und entspricht dem Abschluss des Tor  $m$  mit einem Kurzschluss. Damit kann der Ausdruck in Gl. (3.102) z. B. für  $n = 0$  reduziert werden zu

$$\begin{bmatrix} I_0 \\ I_1 \\ \vdots \\ I_{N-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} \\ Y_{21} \\ \vdots \\ Y_{N1} \end{bmatrix} \cdot [U_0]. \quad (3.104)$$

Damit kann folgende Berechnungsvorschrift für die Haupt- und Nebendiagonalen der Admittanz-Matrix  $[\mathbf{Y}]$  hergeleitet werden:

$$Y_{nn} = Y_{IN}(b, w) \Big|_{U_m=0; (m=1\dots N; m \neq n)} \quad (3.105)$$

$$Y_{mn} = Y_{IN}(b, w) \cdot \frac{I_m}{I_n} \Big|_{U_m=0; (m=1\dots N; m \neq n)}, \quad (3.106)$$

wobei  $Y_{IN}(b, w)$  die Eingangsadmittanz einer Leiterschleife ist, die durch den Leiterschleifenradius  $b$  und den Drahradius  $w$  definiert ist (siehe Abb. 3.33).

Die Eingangsimpedanz und die Ströme  $I_m$  &  $I_n$  sind durch Gl. (3.46) und Gl. (3.45) gegeben. Wird auch berücksichtigt, dass es sich bei der Berechnung der Vierpolparameter, um eine zyklische Permutation handelt, erhält man:

$$Y_{nn} = \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{Z_k} \quad (3.107)$$

$$Y_{mn} = \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(k \cdot (\varphi_m - \varphi_n))}{Z_k}, \quad (3.108)$$

wobei die Koeffizienten  $Z_n$  für  $n = 0 \dots \infty$  entsprechend Abs. 3.2 gegeben sind durch:

$$Z_n = j2\pi\xi \cdot a_n$$

Über die Symmetrie der cos-Funktion lässt sich auch einfach nachweisen, dass die  $\mathbf{Y}$ -Matrix entlang ihrer Hauptdiagonalen symmetrisch ist, d. h.  $Y_{mn} = Y_{nm}$  [HM68] [YNF03].

### 3.6.1.2 Eigenmode-Analyse

Für die folgende Analyse wird die Annahme getroffen, dass das Inkrement  $\Delta\varphi = \phi_{n+1} - \phi_n$  konstant ist d. h. alle Tore äquidistant auf dem Umfang der Leiterschleife verteilt sind. Des Weiteren wird ein konstanter Faktor  $\lambda$  zur Verknüpfung der Torspannungen  $U_n$  und Torströme  $I_n$  angenommen. Damit folgt für die Torspannung und -ströme:

$$\begin{bmatrix} I_0 \\ I_1 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = \lambda \cdot \begin{bmatrix} U_0 \\ U_1 \\ \vdots \\ U_N \end{bmatrix}. \quad (3.109)$$

Das Skalar stellt eine an das Tor  $n$  angeschlossene Admittanz  $\lambda = Y_{Pn}$  dar (siehe Abb. 3.35). Durch einsetzen der Gl. (3.109) in Gl. (3.102) kann der für diese Analyse bestimmende

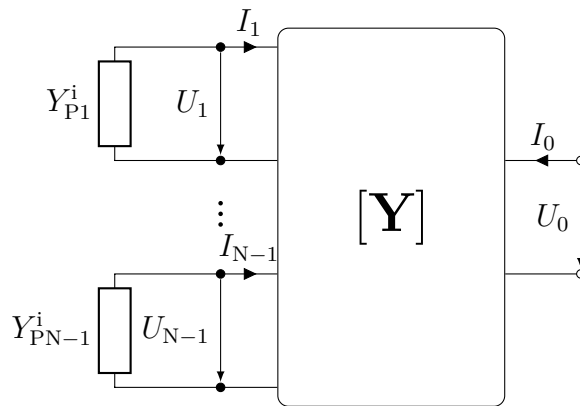


Abbildung 3.35: Abschluss der Tore  $1 \dots N$  mit dem Skalar  $\lambda$ .

Ausdruck hergeleitet werden:

$$[\mathbf{Y}] \cdot [\mathbf{U}] = \lambda \cdot [\mathbf{U}]. \quad (3.110)$$

Die Identifizierung der optimalen Werte für die verteilten Kondensatoren auf der Leiterschleife reduziert sich angesichts Gl. (3.110) auf ein Eigenwert-Problem der Systemmatrix  $[\mathbf{Y}]$ . Hiermit wird auch klar, dass eine  $(N \times N)$ -Matrix  $N$  Eigenwerte  $\lambda_i$  mit  $i = 0 \dots (N-1)$

liefert d. h. diese von der Anzahl der Tore abhängig ist.

Werden die Verhältnisse der Torspannungen  $U_n$  und Torströme  $I_n$  aus Abb. 3.35 auf Gl. (3.109) angewendet, kann für die Tor-Admittanz  $Y_{P_n}^i$  folgende Abhängigkeit hergeleitet werden

$$Y_{P_n}^i = -\lambda_i \quad (3.111)$$

und für die Eingangsadmittanz  $Y_{IN}^i$

$$Y_{IN}^i = \lambda_i. \quad (3.112)$$

Nachfolgend wird aufbauend auf diesen Erkenntnissen eine Berechnungsvorschrift zur Dimensionierung äquidistant verteilter Kondensatoren auf der Leiterschleife für  $\Delta\varphi = \pi$  und  $\Delta\varphi = \pi/2$  aufgezeigt.

**Inkrement:**  $\Delta\varphi = \pi$

Für diesen Fall ergibt sich eine  $(2 \times 2)$ -Matrix

$$[\mathbf{Y}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{Z_k} & \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(k \cdot \Delta\varphi)}{Z_k} \\ \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(k \cdot \Delta\varphi)}{Z_k} & \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{Z_k} \end{bmatrix}$$

deren charakteristisches Polynom zwei Nullstellen aufweist, die sich wie folgt bestimmen:

$$\lambda_0 = \frac{2}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(1 + \cos(k \cdot \Delta\varphi))}{Z_k} \quad (3.113)$$

$$\lambda_1 = 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(1 - \cos(k \cdot \Delta\varphi))}{Z_k}. \quad (3.114)$$

Nur eine der beiden Lösungen ist sinnvoll in der vorliegenden Anwendung einsetzbar, da es diese mit dem homogenen Mode assoziiert ist. Für diesen gilt  $I_0 = I_1$  und stellt damit die anfangs geforderte Bedingung auf der Leiterschleife her. Zur Identifizierung der homogenen Lösung werden nachfolgend die entsprechenden Eigenvektoren  $U^0$  &  $U^1$  mittels

$$[[\mathbf{Y}] - \lambda_i \cdot [\mathbf{E}]] \cdot [\mathbf{U}]^i = 0$$

untersucht.

**Eigenwert:**  $\lambda = \lambda_0$

Für  $\lambda = \lambda_0$  ergibt sich folgendes Gleichungssystem

$$\begin{bmatrix} -\frac{1}{Z_0} - 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(\Delta\varphi)}{Z_k} & \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(\Delta\varphi)}{Z_k} \\ \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(\Delta\varphi)}{Z_k} & -\frac{1}{Z_0} - 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(\Delta\varphi)}{Z_k} \end{bmatrix} \cdot [\mathbf{U}]^0 = 0,$$

dessen Lösung offensichtlich  $U^0(0) = U^0(\Delta\varphi)$  ist.

**Eigenwert:**  $\lambda = \lambda_1$

Im Gegensatz dazu ergibt sich für  $\lambda = \lambda_1$  folgendes Gleichungssystem

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(\Delta\varphi)}{Z_k} & \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(\Delta\varphi)}{Z_k} \\ \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(\Delta\varphi)}{Z_k} & \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(\Delta\varphi)}{Z_k} \end{bmatrix} \cdot [\mathbf{U}]^1 = 0,$$

dessen Lösung  $U^1(0) = -U^1(\Delta\varphi)$  ist. Aus der Gegenüberstellung von  $[\mathbf{U}]^0$  &  $[\mathbf{U}]^1$  ergibt sich eindeutig, dass der für diese Anwendung sinnvolle Eigenwert d. h. die zu verwendende Admittanz durch den Eigenwert  $\lambda_0$  gegeben ist. Für die Admittanz  $Y_{P1}^0$  ergibt sich damit

$$Y_{P1}^0 = - \left( \frac{2}{Z_0} + 4 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{Z_{2k}} \right). \quad (3.115)$$

In Abb. 3.36 sind die Imaginärteile der berechneten Eigenwerte  $|\operatorname{Im}\{\lambda_0\}|$  als Funktion der normierten Wellenzahl  $kb$  dargestellt.

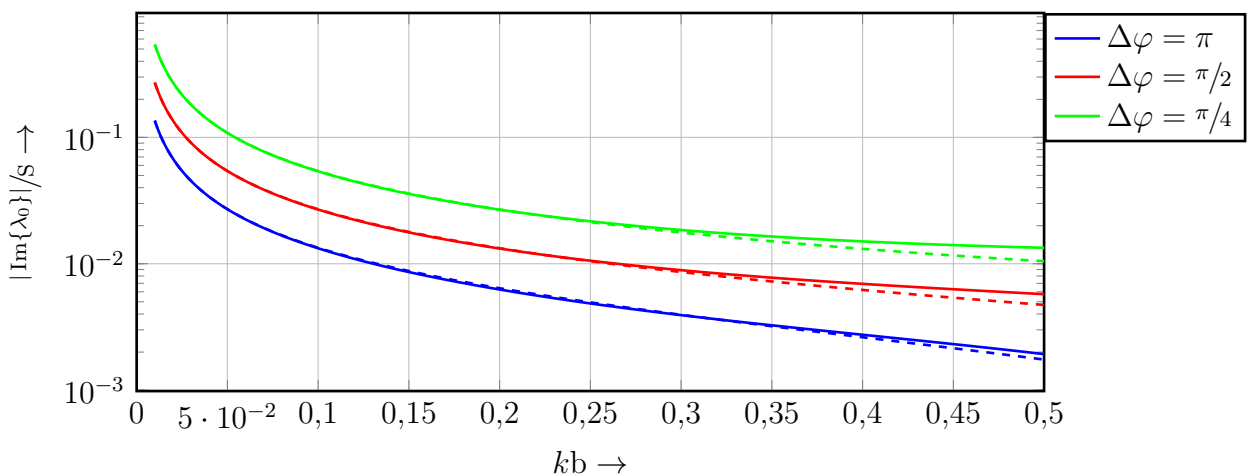


Abbildung 3.36: Eigenwert  $\lambda_0$  für eine unbeladene (durchgezogen) und beladene (gestrichelt) Leiterschleife für unterschiedliche Inkremente  $\Delta\varphi$  in Abhängigkeit der normierten Wellenzahl  $kb$ .

**Inkrement:**  $\Delta\varphi = \pi/2$

Für diesen Fall ergibt sich eine  $(4 \times 4)$ -Matrix

$$[\mathbf{Y}] = \begin{bmatrix} Y_0 & Y_{\frac{\pi}{2}} & Y_{\pi} & Y_{\frac{3\pi}{2}} \\ Y_{\frac{3\pi}{2}} & Y_0 & Y_{\frac{\pi}{2}} & Y_{\pi} \\ Y_{\pi} & Y_{\frac{3\pi}{2}} & Y_0 & Y_{\frac{\pi}{2}} \\ Y_{\frac{\pi}{2}} & Y_{\pi} & Y_{\frac{3\pi}{2}} & Y_0 \end{bmatrix} \quad (3.116)$$

$$\begin{aligned} Y_0 &= \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{Z_k} \\ Y_{\frac{\pi}{2}} = Y_{\frac{3\pi}{2}} &= \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(k \cdot \pi/2)}{Z_k} \\ Y_{\pi} &= \frac{1}{Z_0} + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(k \cdot \pi)}{Z_k} \end{aligned}$$

Diese stellt eine zyklische Matrix dar, deren Eigenwerte  $\lambda_i$  und Eigenvektoren  $U_i$  wie folgt bestimmt werden können [Tee05]:

$$\lambda_i = Y_0 + Y_{\frac{\pi}{2}} \cdot w^i + Y_{\pi} \cdot w^{2i} + Y_{\frac{3\pi}{2}} \cdot w^{3i} \quad (3.117)$$

$$U_i = \frac{1}{\sqrt{n}} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ w^i \\ w^{2i} \\ w^{3i} \end{bmatrix}, \quad (3.118)$$

wobei  $i = 0, 1, \dots, 3$ ,  $w = e^{\frac{\pi i}{2}}$  gilt. Wie zuvor stellt lediglich  $i = 0$  den sinnvoll anwendbaren Eigenwert dar, der gegeben ist durch

$$Y(\lambda_0) = \left( \frac{4}{Z_0} + 8 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{Z_{4k}} \right). \quad (3.119)$$

Der hergeleitete Formalismus ist auf eine beliebige Anzahl Tore auf der Leiterschleife übertragbar, solange diese durch ein konstantes Inkrement  $\Delta\varphi$  voneinander getrennt sind. Die entsprechenden Eigenwerte für  $\Delta\varphi = \pi/2$  und weitere Inkremente ist in Abb. 3.36 dargestellt.

### 3.6.1.3 Zusammenfassung der Methode

Die dargelegte Methode lässt sich in zwei Teilschritte unterteilen, die jeweils die Bestimmung der

- Admittanzmatrix  $[\mathbf{Y}]$
- und Eigenwerte  $\lambda_i$

enthalten. Beide Teilschritte können mit Hilfe unterschiedlicher Methoden gelöst werden z. B. für die Admittanzmatrix  $[\mathbf{Y}]$  analytisch [HM68] oder numerisch [LL11]. Somit kann die Berechnung des Eigenwertes auch anhand von Simulationsdaten erfolgen. Das Verfahren ist ebenso auf bereits vorhandene analytische Lösungen zu Leiterschleifen anwendbar z. B. im Freiraum oder über verlustbehafteten Halbräumen.

## 3.6.2 Analyse der Methode

### 3.6.2.1 Beladungsabhängigkeit

In Abs. 3.3 wurde die Abhängigkeit der Leistungsanpassung einer MR-Empfangsspule von den elektrischen Eigenschaften ihrer Umgebung beschrieben. Es wird daher im nachfolgenden Abschnitt geprüft, ob die Abhängigkeit von der Beladung berücksichtigt werden muss.

Da die Gültigkeit der Eigenmodenanalyse durch die Beladung nicht berührt wird - reduziert sich die Bestimmung der korrekten Werte der verteilten Kondensatoren auf die Ermittlung der neuen Darstellungen von  $Z_k$ . Nach [AS82] muss für die in Abb. 3.7 (rechts) dargestellte Anordnung lediglich eine Korrektur der Koeffizienten durch Addition eines weiteren Terms erfolgen:

$$Z_k = j2\pi\xi \cdot (a_k + b_k) . \quad (3.120)$$

Die analytisch berechneten Eigenwerte  $\text{Im}(\lambda_0)$  für unterschiedliche Inkremente  $\Delta\varphi$  auf einer kreisförmigen Schleife ( $b = 57,5 \text{ mm}$  und  $w = 1,25 \text{ mm}$ ) sind in Abb. 3.36 dargestellt. Für den belasteten Fall wurde ein homogenes Phantom ( $\epsilon_r = 80$  ;  $\sigma = 0,4 \frac{\text{S}}{\text{m}}$ ) in einem Abstand von  $d = 5 \text{ mm}$  unterhalb der Spulenschleife angenommen.

Abb. 3.37 zeigt die relative Abweichung durch die Anwesenheit eines Phantoms. Diese ist wie folgt definiert

$$\Delta = \frac{|\text{Im}\{\lambda_0^{\text{unload}}\} - \text{Im}\{\lambda_0^{\text{load}}\}|}{\text{Im}\{\lambda_0^{\text{unload}}\}} , \quad (3.121)$$

wobei  $\text{Im}\{\lambda_0^{\text{unload}}\}$  den Eigenwert für den unbeladenen und  $\text{Im}\{\lambda_0^{\text{load}}\}$  für den beladenen Fall darstellt. Es ist zu erkennen, dass die Abweichung für  $\Delta\varphi = \pi$  unter 5% liegt und damit üblichen Bauteiltoleranzen entspricht. Für  $\Delta\varphi = \pi/2$  und  $\Delta\varphi = \pi/4$  ist diese Grenze bereits bei  $kb = 0.3$  erreicht.

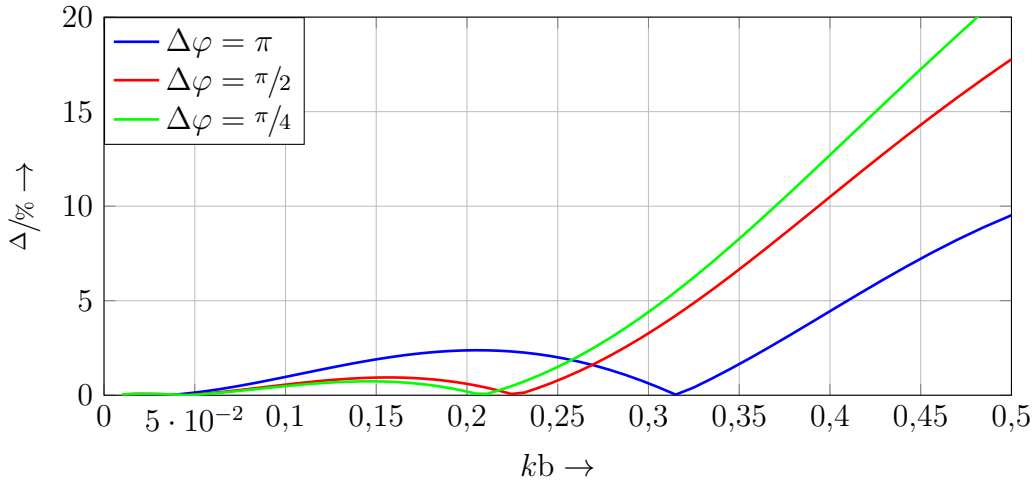


Abbildung 3.37: Relative Differenz der Eigenwerte  $\Delta$  für unterschiedliche Inkremente  $\Delta\varphi$  in Abhängigkeit vom Verhältnis  $kb$ .

### 3.6.3 Manuelle Bestimmung

Aus dem analytischen Formalismus lässt sich auch ableiten, wie die korrekten Werte messtechnisch bestimmt werden können. Dazu werden Gl. (3.111) und Gl. (3.112) betrachtet. Diese zeigen auf, dass der Abschluss der Eingangsadmittanz  $Y_{\text{IN}}^0$  mit  $Y_{\text{Pn}}^0$  die Bedingungen einer Serien-Resonanz erfüllen

$$Y_{\text{Pn}}^i + Y_{\text{IN}}^i = 2 \cdot \text{Re}(\lambda_i) .$$

Die damit einhergehende minimale Impedanz der Leiterschleife hat zur Folge, dass der induktive Signalübertrag durch diese maximiert wird. Dies wird in dem in Abb. 3.38 skizzierten Messaufbau ausgenutzt. Die dort verwendete „Double-Probe“ weist eine minimale Kopplung zwischen beiden Leiterschleifen auf, welche typischer Weise mittels „Magic-Overlap“ eingestellt wird [GFLK18]. Mittels dieser Anordnung kann die Resonanzfrequenz eines Resonators bestimmt werden, indem die Transmission (d. h.  $S_{12}$ ) zwischen beiden Anschlüssen der „Double-Probe“ gemessen wird. Die minimale Impedanz der Leiterschleife führt zu einem Strom-Maximum auf dieser, welches auch den Signalübertrag  $S_{12}$  maximiert. Werden die Kondensatoren  $C_D$  nun äquidistant auf der Leiterschleife verteilt und einheitlich variiert, kann der Wert  $\text{Im}(\lambda_i)$  für die Zielfrequenz  $f_0$  bestimmt werden. Dazu werden

die Kondensatoren solange variiert, bis eine Resonanzüberhöhung für  $f_0$  zu messen ist [MLB06].

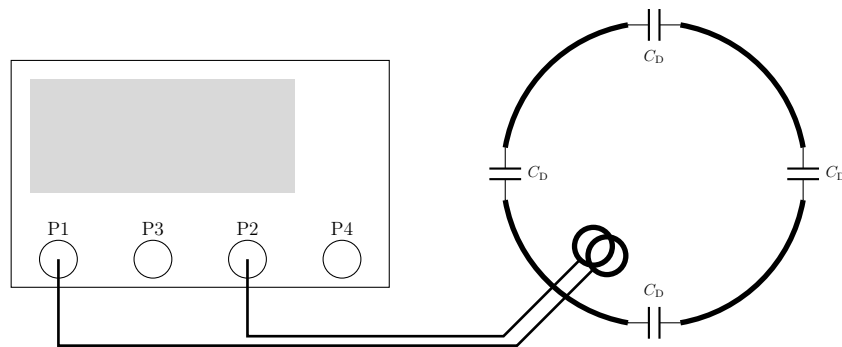


Abbildung 3.38: Messaufbau zur Bestimmung der verteilten Kondensatoren für eine bestimmte Leiterschleife und Zielfrequenz.



### 3.6.4 Demonstration der Ergebnisse

#### 3.6.4.1 Demonstration: Simulation

In Tab. 3.4 sind die geometrischen Parameter einer Leiterschleife zur Demonstration der in Abs. 3.6.1.2 hergeleiteten Ergebnisse zusammengefasst. Die  $[Y]$ -Matrix der Anordnung wurde mittels FDTD-Simulationen bestimmt (openEMS, [Lie]). Die dazugehörigen Eigenwerte und Admittanzen  $Y_{P_n}^i$  sind in Tab. 3.4 mit aufgeführt.

In Abb. 3.39 sind die Ergebnisse für den Einsatz der Admittanzen  $Y_{\lambda_i}$  im Vergleich zum initialen Fall dargestellt ( $kb = 0.36$ ). Zur Bewertung der Sensitivität wurde das zirkular polarisierte Feld  $B_1^-$  berechnet [Hou00]. Dessen Profil zeigt für den nativen Zustand d. h.  $Y_{\lambda_i} \rightarrow \infty$  deutliche Abweichungen zum quasistatischen Fall. Jedoch kann durch Einsatz der Admittanz  $Y_{\lambda_i}$  der entsprechende Mode auf der Leiterschleife erzwungen werden. Für den homogenen Mode ( $\lambda_0$ ) kann eine quasistatische Feldverteilung erreicht werden, d. h. diese entspricht einer homogenen Stromverteilung.

w	5 mm	$kb$	0.36
b	57,5 mm	$\Delta\varphi$	$\pi$
Analytical			
$\text{Im}\{\lambda_0\}$	-3.1283mS	$\text{Im}\{\lambda_1\}$	2.7478mS
Simulation			
$\text{Im}\{\lambda_0\}$	-3.1879mS	$\text{Im}\{\lambda_1\}$	2.9349mS

Tabelle 3.4: Geometrische Parameter der simulierten Leiterschleife und berechnete Eigenwerte entsprechend der Gl. (3.113) und Gl. (3.114) als auch die simulierten Werte im Vergleich.

#### 3.6.4.2 Demonstration: Experimentell

Wie schon in Abs. 3.6.3 gezeigt wurde, befindet sich die Leiterschleife für  $Y_{P_n}^0$  in Resonanz d. h. mittels einer Double-Probe kann auf der Zielfrequenz eine Resonanzüberhöhung gemessen werden. Zur Demonstration dessen wurde in diesem Beispiel eine Leiterschleife mit folgenden Parametern verwendet:

$b = 52,5$  mm,  $w = 2,5$  mm,  $d = 5$  mm. Das Phantom wurde als gefüllter Halbraum mit den elektrischen Parametern  $\epsilon_r = 80$  und  $\kappa = 0,4 \frac{\text{S}}{\text{m}}$  angenommen. Der analytisch berechnete Werte für die verteilten Kondensatoren ( $\Delta\varphi = \pi/2$ ) ist mit dem vorher dargelegten Formalismus  $C_D = 26,3$  pF. Für die Implementierung der Spule wurde letztendlich  $C_D = 27$  pF gewählt. Das Ergebnis ist in Abb. 3.40 zu sehen - die Resonanzüberhöhung validiert das

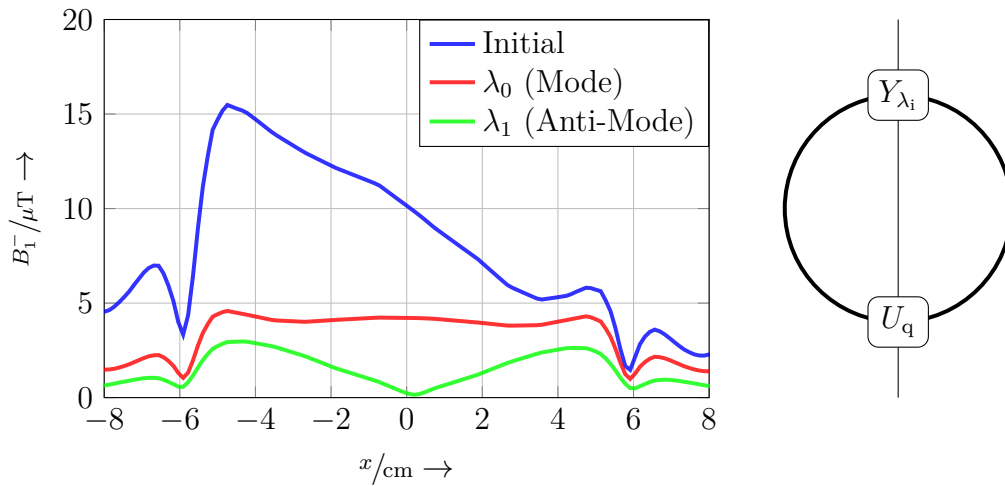


Abbildung 3.39: Feldprofile einer Leiterschleife für den Fall unterschiedlicher Moden der Stromverteilung, die mittels einer Eigenwert-Analyse bestimmt wurden. Der Einsatz eines entsprechenden Kondensators führt zu einem homogenen Feldprofil (Mode).

in Abs. [3.6.1](#) dargelegte Verfahren.

Mit  $kb \approx 0.13$  für die verwendete Leiterschleife ist nur eine sehr geringe Verschiebung der Resonanzfrequenz zu beobachten. Diese beträgt entsprechend Abb. [3.40](#)  $\Delta f_0 \approx 1\%$  und steht damit in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen zur Analyse der Beladungsabhängigkeit (siehe Abs. [3.6.2.1](#)).

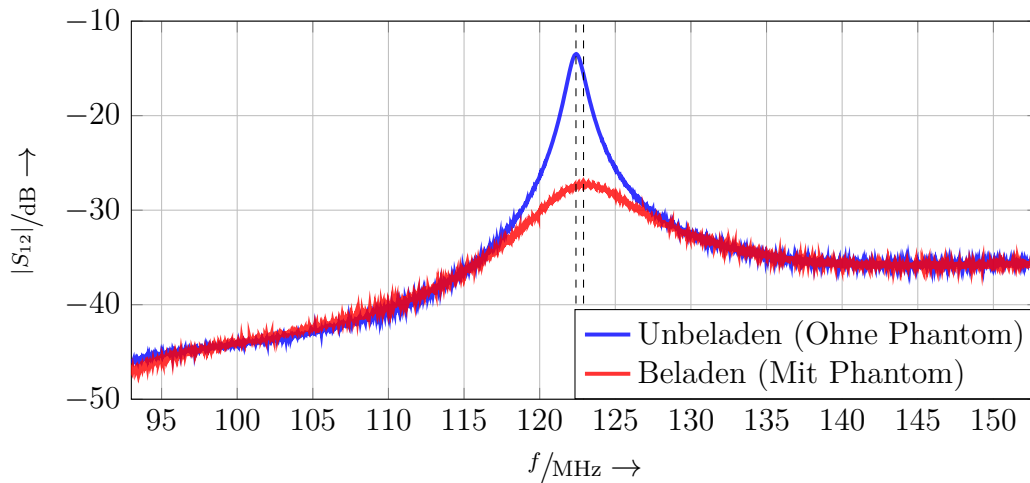


Abbildung 3.40: Messung zur Überprüfung der verteilten Kondensatoren.

#### 3.6.5 Diskussion & Zusammenfassung

Der in dieser Arbeit dargelegte systematisch-analytische Ansatz unterscheidet sich grundlegend von vergleichbaren eher heuristischen Arbeiten [HEM<sup>+</sup>10]. Die vorgestellte Methode erlaubt die korrekte analytische Beschreibung einer Leiterschleife für den unbelasteten und belasteten Zustand. Der Formalismus basiert auf Ansätzen, die von Wu et al. [Wu62] eingeführt und seitdem für verschiedene Konfigurationen modifiziert und erweitert wurden. Zum Beispiel haben Jensen et.al. [JR94] Modifikationen eingeführt, die die Berechnung von rechteckigen oder Huang et.al. [YNF03] gekoppelte Leiterschleifen. Die Bestimmung der  $[Y]$ -Matrix wurde bereits von Harrington et.al. aufgezeigt [HM68]. Das die korrekte Dimensionierung der verteilten Kondensatoren ein Eigenwert-Problem darstellt stellt den eigentlichen Beitrag dieser Arbeit dar.

Damit steht ein leistungsfähiger Ansatz zur Berechnung verschiedenster Anordnungen in MR-Empfangsspulen zur Verfügung, dessen Anwendbarkeit in dieser Arbeit erstmals demonstriert wurde. Insbesondere die korrekte analytische Berücksichtigung der Belastung erlaubt es, aus diesem Formalismus exakte Abmessungen für Komponenten zu extrahieren. Oft werden die Komponentenwerte einer Spule experimentell oder numerisch ermittelt [CGHB16] [LL11]. Obwohl dies ein legitimer Weg ist, das Ergebnis zu finden, kann der Suchraum durch die vorgestellte Methode enorm verkleinert und die Anzahl der Wiederholungen reduziert werden. Das häufig anzutreffende heuristische Verfahren bei der MR-Spulenauslegung konnte im Falle von verteilten Kondensatoren stark vereinfacht werden.

Die Wirkung der berechneten Eigenwerte wurde anhand der Feldverteilung einer einzelnen Leiterschleife in EM-Simulationen untersucht. Das Einfügen der entsprechenden Admittanz kann zur Erzeugung der Moden verwendet werden, wobei nur die homogene Mode in der Anwendung sinnvoll erscheint. Für elektrisch große Schleifen ( $kb > 0.3$ ) liefert das Einfügen der verteilten Kondensatoren ein homogeneres Feldprofil, verglichen mit dem ursprünglichen Aufbau.

Aber auch für  $kb < 0.1$  kann eine Verbesserung der Feldprofile beobachtet werden. Dies wird in Abb. 3.41 demonstriert, in der eine Erhöhung der Sensitivität  $B_1^-$  für den Spulenmittelpunkt im Vergleich zum quasistatischen Fall  $kb = 0.012$  zu erkennen ist. Der Unterschied beträgt jedoch  $< 10\%$  und es wurden bisher keine MR-Messungen durchgeführt, um den praktischen Nutzen dieser Maßnahmen für Leiterschleifen  $kb < 0.1$  zu quantifizieren.

Analytische Betrachtungen von verteilten Kondensatoren zur Homogenisierung der Stromverteilung und damit zur Verbesserung des Empfindlichkeitsprofils sind bisher nur von Microstrip-Line (MTL)-Spulen bekannt [Zhu16]. Diese Erkenntnisse sollen in zukünftigen Arbeiten genutzt werden, um die verbesserten Feldprofile mit den Empfindlichkeitskarten von Spulen in der MR-Bildgebung zu korrelieren. Es wird erwartet, dass die aufgenommenen Karten eine teilweise bessere, aber insgesamt homogenere Empfindlichkeit zeigen,

insbesondere für größere Schleifen.

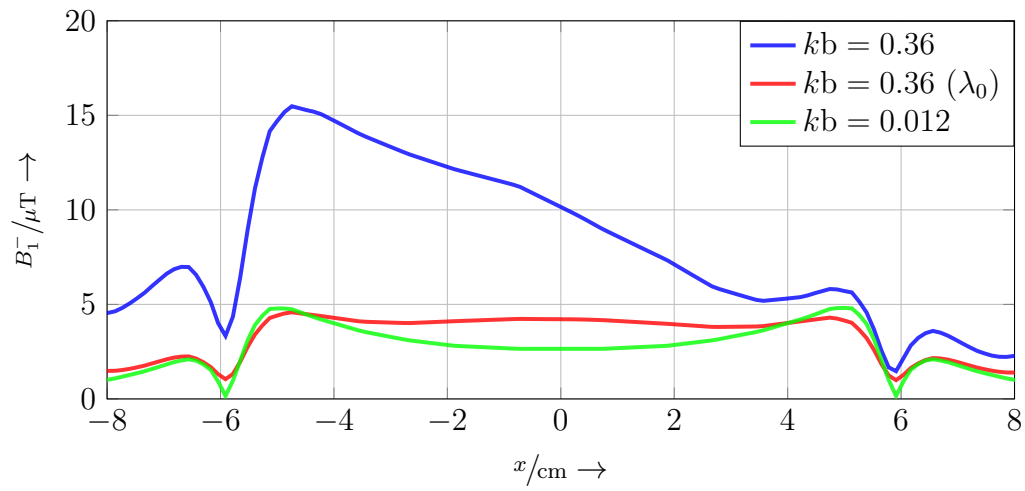


Abbildung 3.41: Vergleich der nativen Leiterschleife mit der optimierten und quasistatischen Konfiguration ( $kb = 0.12$ ).

## 4 Interventionelle Spulen

In diesem Kapitel werden die Anforderungen erarbeitet die zur Konzeptionierung einer dedizierten interventionellen Spule zum Gebrauch während bildgeführter perkutaner Eingriffe z. B. an der Leber berücksichtigt werden müssen. Dazu wird zu Beginn ein Überblick zu den verfügbaren Konzepten interventioneller Oberflächenspulen gegeben. In diesen werden auch Konzepte mit einbezogen, die zwar nicht zum Zwecke des interventionellen Gebrauchs vorgestellt wurden, aber dennoch für diesen vorteilhafte Eigenschaften aufweisen.

Zum besseren Verständnis der in diesem Abschnitt formulierten klinischen Anforderungen, wird der klinische Ablauf einer MR-geführten Intervention rekapituliert und z. B. das fehlende Sterilkonzept bestehender Empfangsspulen als „Pain-Point“ identifiziert. Darauf aufbauend wird ein Konzept vorgestellt, dass es erlaubt eine MR-Empfangsspule flexibel und ohne diskrete Bauteile auf der Leiterschleife zu realisieren. Damit kann das Handling der Spule maßgeblich verbessert und auch als steriles Einwegprodukt eingesetzt werden. Innovativer Kern des Beitrages sind ein alternativer Ansatz zur Leistungsanpassung sowie die aktive Entkopplung einer Leiterschleife, die innerhalb dieses Kapitels in ihren Grundzügen beschrieben werden.

### 4.1 Stand der Technik

Zur Durchführung bildgeführter Interventionen ist eine hohe Bildqualität essentiell – zum einen zur Führung des Instrumentes, aber auch im Falle einer Thermoablation zur Therapieüberwachung. Dazu sind bereits an verschiedene Interventionsszenarien angepasste Spulen bekannt, deren Signalqualität durch die an die Körperregion angepasste Geometrie erreicht wird. Vor allem für stereotaktische Eingriffe am Kopf oder der Mamma haben solche Konzepte starke Verbreitung gefunden, da dort eine Integration der Empfangsspulen in die entsprechenden rigiden Halterungen erfolgen kann [SVT<sup>+</sup>00] [PRA<sup>+</sup>03]. Entsprechend ist für solche Lösungen schon ein hoher Kommerzialisierungsgrad erreicht.

Des Weiteren sind auch kathedergeführte Eingriffe angepasste Empfangsspulen bekannt - sogenannte Mikrosulen. Diese werden sowohl für die Bildgebung der Gefäßwand als auch zum Tracking des Katheters verwendet und werden in diesen integriert [ZWA<sup>+</sup>01] [ESQB08].

Für perkutane nadelgeführten Interventionen ist eine zusätzliche Hauptanforderung die

Flexibilität der Spule, damit diese möglichst flexibel am individuellen Patienten eingesetzt werden kann. Dazu wurden in den vergangenen Jahren zahlreiche Konzepte zu flexiblen Empfangsspulen vorgestellt. Corea et. al haben ein mittels 3D-Druck hergestellte Empfangsspule vorgestellt, die sich an unterschiedlichste Anatomien anpassen lässt [CFL<sup>+</sup>16] [CLLA16] [CYS<sup>+</sup>18]. Dazu wurden die Kupferbahnen durch druckbare leitfähige Silber-Mikroflockenpaste ersetzt. Ein anderer Ansatz der auch auf der Substitution der Kupferbahnen basiert wurde von Mehmman et.al. vorgestellt. Hierbei wurde eine eutektische Legierung (eGaIn) aus Gallium und Indium eingesetzt und auf ihre mechanische Stabilität und elektromechanische Beständigkeit hin charakterisiert [MVV<sup>+</sup>18]. Eine Lösung auf der Basis von in ein Textil gewebte Kupferlitze wurde von Massner et.al [NMDZP12] vorgestellt und am Beispiel einer Kniespule demonstriert. Zhang et.al. konnten den Einsatz einer solchen Spule zur Bildgebung der Arteria Carotis demonstrieren [ZWA<sup>+</sup>01]. Da der Fokus aller Arbeiten auf dem Einsatz in der diagnostischen Bildgebung (z.B. von Gelenken) lag, fehlen Betrachtungen zu interventionsspezifischen Aspekten z. B. des sterile Packaging oder der Schutz vor Beschädigungen durch Instrumente.

Alle Konzepte haben auch eine erheblich niedrigere Signalqualität im Vergleich zu herkömmlichen Spulen gemeinsam. Dies liegt vor allem an der Substitution der Kupferbahnen durch Gewirk oder alternative Materialien (z.B. eGaIn), die eine geringere Leitfähigkeit als herkömmliche Kupferbahnen basierend auf PCB-Technologie aufweisen.

Ein Beispiel für eine dedizierte interventionelle Spule ist in Abb. 4.1 (links) zu sehen. Diese wurde von der Firma QED (Quality Electrodynamics, Ohio, USA) entwickelt, wurde aber niemals über das Stadium des Prototypen hinaus verfolgt und nur in einer Studie bisher verwendet [KBWF20]. Für den intraoperativen Gebrauch sind auch Einweg-Spulen der Firma IMRIS (IMRIS, Minnesota, USA) erhältlich (siehe Abb. 4.1 (rechts)). Diese sind als induktiv gekoppelte Erweiterung eines bestehenden Kopf-Arrays für neurochirurgische Eingriffe konzipiert [BBC<sup>+</sup>15]. Dieser Ansatz lässt sich jedoch nur bedingt auf die in dieser Arbeit betrachteten perkutanen Eingriffe am Abdomen übertragen. Die Ausleuchtung durch die induktiv gekoppelte Spule hängt stark von der Stärke der induktiven Kopplung ab, die wiederum mit steigender Entfernung rapide sinkt.



Abbildung 4.1: Im derzeitigen Stand der Technik verfügbare Empfangsspulen zum Einsatz während perkutaner bildgeführter Eingriffe.

## 4.2 Anforderungsanalyse

### 4.2.1 Ablauf einer MR-geführten Intervention

Die MR-Bildgebung bietet einen überragenden Weichteilkontrast, die Möglichkeit Schichten beliebig ausrichten zu können und eine nicht invasive Thermometrie. Zur Durchführung minimal invasiver bildgeführter Eingriffe stellen diese Eigenschaften einen großen Vorteil gegenüber anderen bildgebenden Verfahren, wie der Computertomographie (CT) dar. Denn der überragende Weichteilkontrast ermöglicht es auch kleine Zielstrukturen darzustellen und damit eine zuverlässige Punktion zu ermöglichen. Die Auswahl auch obliquer (d. h. schräger) Schichten ermöglicht es, etwaige Risikostrukturen sicher zu umgehen. Die MR-Thermometrie stellt die bisher einzig klinisch relevante Methode zur Überwachung thermoablativer Therapieverfahren dar. Dies ermöglicht es den erforderliche Sicherheitssaum von mindestens 5 mm zu validieren und die Lokalrezidivrate erheblich zu senken [BKK<sup>+</sup>17].

Die Indikation zur Durchführung eines bildgeführten Eingriffes können z. B. sein:

- Entnahme einer Biopsie zur histologischen Abklärung einer suspekten Läsion
- Zerstörung tumorösen Gewebes

Obwohl sich der Aufwand je nach klinischer Indikation unterscheidet, ändert sich der prinzipielle Ablauf einer MR-geführte Intervention nicht. Der Eingriff lässt sich hierbei in sechs unterschiedliche Phasen unterteilen, die in Abb. 4.2 dargestellt und nachfolgend näher erläutert werden.

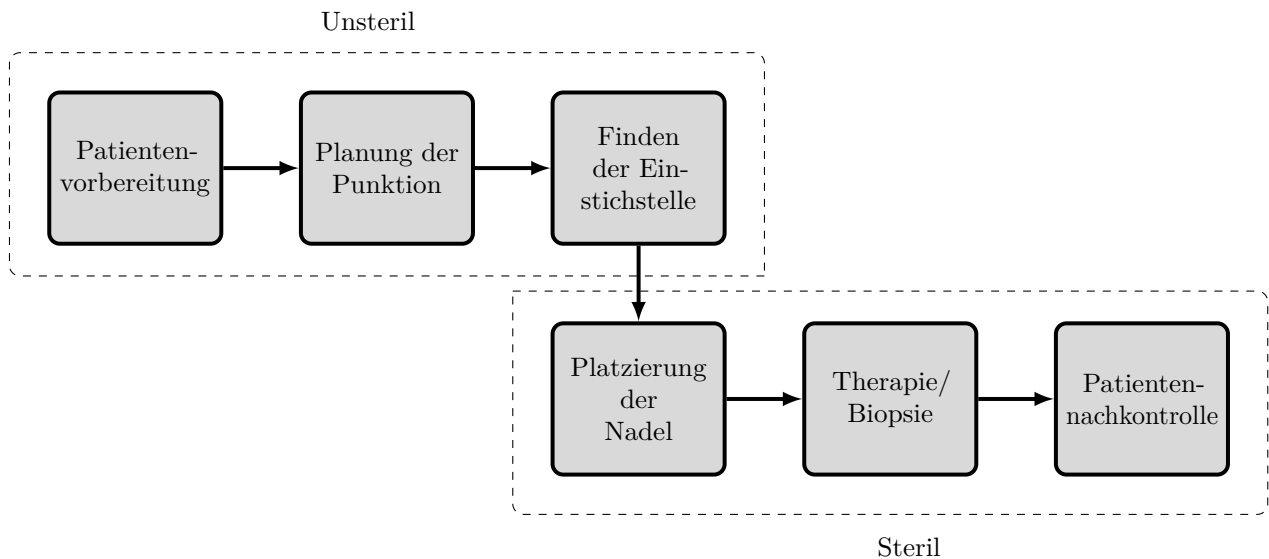


Abbildung 4.2: Phasen einer MR-geführten Intervention.

Die in die einzelnen Arbeitsschritte involvierten Personen werden anhand ihrer Kompetenzen und Aufgaben nachfolgend beschrieben:

- Interventionalist:

Ausgebildeter Radiologe und verantwortlich für die Durchführung des Eingriffes.

- Medizinisch-Technische Radiologieassistent/in

Unterstützt während der Vorbereitung des Patienten, sowie bei der Durchführung des Eingriffes durch Bedienung des Gerätes.

- Anästhesearzt/ärztin

Vor allem bei therapeutischen Eingriffen notwendig zur Allgemeinanästhesie des Patienten. Kontrolliert die Vitalfunktionen des Patienten und leitet, wenn nötig, den Atemstillstand ein.

- Fachpflegekraft für Anästhesie

### a) Patientenvorbereitung

Im ersten Schritt muss der Patient für den Eingriff vorbereitet werden, wobei noch keine Desinfizierung erfolgt d. h. das Szenario noch komplett unsteril ist. Die Komplexität und der Aufwand für die Vorbereitung hängen von der Art der Betäubung ab. Die meisten kleineren Eingriffe können unter Lokalanästhesie stattfinden, größere Eingriffe wie Tumorablationen



jedoch meist in Vollnarkose. Diese stellt den anspruchsvollsten Fall dar, da der Patient z. B. intubiert ist und mit zahlreichen Überwachungskabeln und Schläuchen zur Versorgung konnektiert ist. Letzteres wird in Abb. 4.3 (links) dargestellt und demonstriert die komplexe Situation, die vom klinischen Personal überblickt werden muss. Denn es muss sichergestellt werden, dass z. B. während der Liegenfahrt keine Schläuche/Kabel eingeklemmt werden, aber auch dass diese z. B. durch Schlaufenbildung zu keinerlei Bildartefakten während der MR-Bildgebung führen können. Zur Vorbereitung gehört auch, dass die Liegenfahrt des Patienten in den Tomographen hinein geprüft wird, d. h. es wird mindestens einmal durch langsamen manuellen Vorschub der Liege überprüft ob Kabel neu positioniert werden müssen.

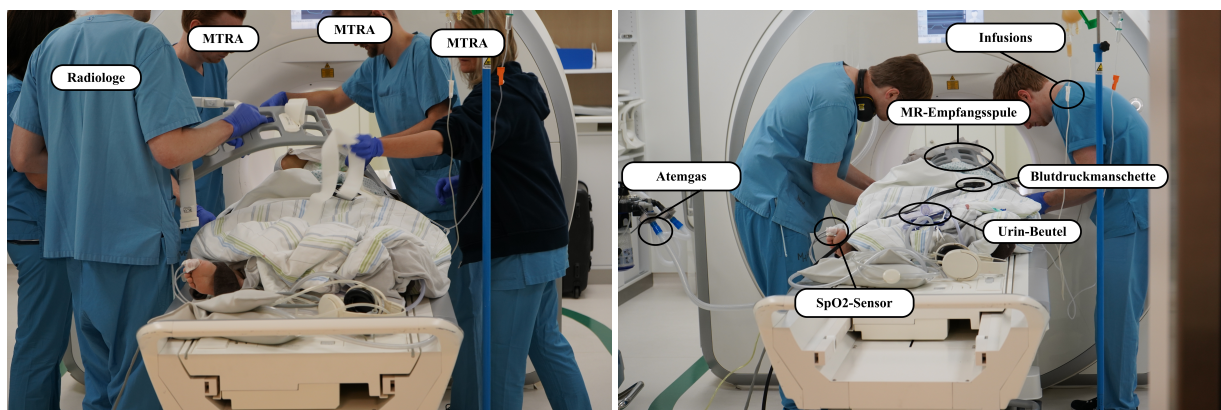


Abbildung 4.3: Vorbereitung des Patienten für eine bildgeführte Leberablation.

### b) Planung der Punktion

Zunächst wird der Patient in das Isozentrum des Tomographen gefahren. Hier wird unter Atemstillstand ein diagnostischer Planungsdatensatz des Zielorgans aufgenommen. Anhand dessen kann die Zielstruktur auch unter Zuhilfenahme mit Vorbildern identifiziert werden und auch ein geeigneter Eintrittspunkt bestimmt werden. Eintrittspunkt und Zielstruktur legen die Trajektorie der Nadel fest d. h. bei der Festlegung des Ersteren muss die Vermeidung diverser Risikostrukturen berücksichtigt werden. Hierzu gehören z. B. große Blutgefäße, der Darm oder die Lunge.

Die Festlegung der Nadeltrajektorie dient der korrekten Einstellung der Schichten für die Führung des Instrumentes. Hierzu existieren prinzipiell zwei Möglichkeiten, die Schichten entlang der Nadeltrajektorie zu legen:

- Koplanare Schichtlegung

Hierbei wird eine Anzahl von mindestens drei ebenso ungerade Anzahl an Schichten entlang der Nadeltrajektorie geplant, wobei die mittige Schicht direkt entlang der

Trajektorie gelegt wird (siehe Abb. 4.4 (links)). Die Navigation des Instrumentes erfolgt dann dadurch, ob das Nadelartefakt die mittige Schicht verlässt. Ist dies der Fall, kann anhand des Auftauchens der Nadelspitze in der darunter oder darüber, bzw. rechts oder links liegenden Schicht entsprechend nachjustiert werden. Ziel ist es das Nadelartefakt von der Einstichstelle bis zum Ziel in der mittleren Schicht zu halten.

- Orthogonale Schichtlegung

In diesem Fall werden zwei orthogonal zu einer liegende Schichten entlang der Trajektorie gelegt (siehe Abb. 4.4 (rechts)). Die Navigation erfolgt hierbei anhand der simultanen Sichtbarkeit der Nadel in beiden Schichten d. h. ist die Nadel mittig in beiden Schichten zu sehen, folgt diese der geplanten Trajektorie.

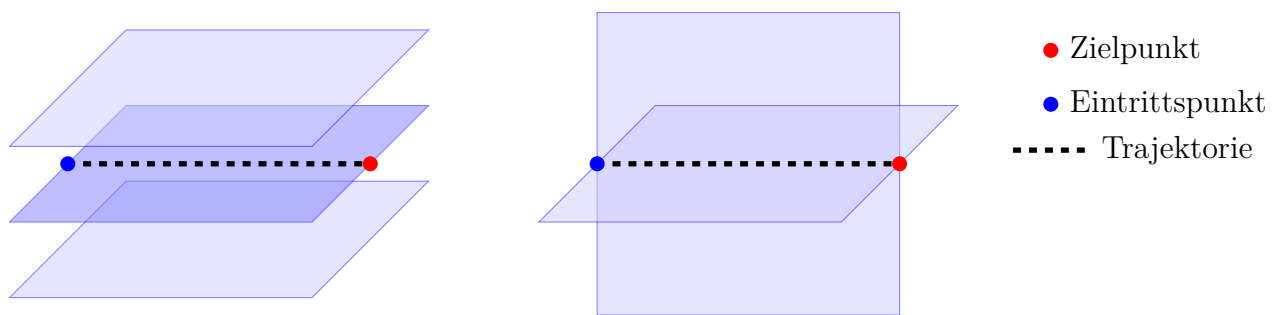


Abbildung 4.4: Koplanare und orthogonale Schichtplanung zur Navigation des Instrumentes.

### c) Finden der Einstichstelle

Nach der Planung des Eingriffs kann die Identifizierung der Einstichstelle auf der Patientenoberfläche erfolgen. Hierzu wurden zahlreiche Methoden vorgestellt z. B. mittels eines MR-sichtbaren Markergitters [WM63], semi- oder vollautomatische Visualisierungen [RGW<sup>+</sup>13] [MHK<sup>+</sup>19] oder der sogenannten „Fingertipping“-Technik [FBT<sup>+</sup>10], wobei Erstere und Letztere in der klinischen Praxis vertreten sind.

Die „Fingertipping“-Technik wird in ihrem Ablauf in Abb. 4.5 dargestellt. Hierzu wird kontinuierlich eine Schicht aufgenommen, die den Eintrittspunkt darstellt und der Radiologe fährt simultan mit seinem Finger über die Patientenoberfläche (Abb. 4.5 (links)). Der Eintrittspunkt ist korrekt bestimmt, sobald der Finger auf der Einstichstelle in den MR-Aufnahmen zu sehen ist, und in der Höhe der vorher geplanten Einstichstelle entspricht (Abb. 4.5 (rechts)). Nun wird der Patient aus der Bore gefahren und die Einstichstelle wird mittels eines Stiftes markiert.

Wurde die Eintrittsstelle identifiziert kann auch der Patient bzw. das Interventionsszenario

steril vorbereitet werden. Dies bedeutet explizit, dass die nicht sterile Phase der Intervention endet. Für alle folgenden Arbeitsschritte sind nun auch die besonderen Anforderungen der Sterilität zu beachten.

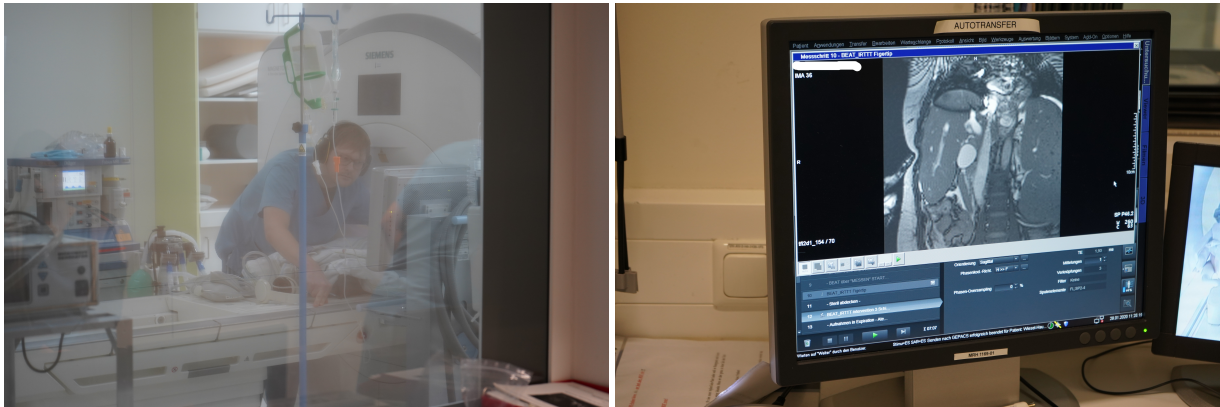


Abbildung 4.5: Lokalisation der Einstichstelle mittel der „Fingertipping“-Methode.

### d) Platzierung des Applikators

Die bereits erwähnte Vorbereitung der Einstichstelle ist in Abb. [4.6](#) (links) dargestellt. Dazu gehört die Desinfizierung dieser bzw. eines Umkreises von ca. 3 cm im Radius und die Abdeckung des nicht sterilen Bereiches durch OP-Tücher. Zur Ausleuchtung der Nadeltrajektorie im oberen Bereich reichen die meist unter dem Patienten befindlichen Empfangsspulen aufgrund der fehlenden Penetrationstiefe der Sensitivitätsprofile nicht aus. Dies kann einer beispielhaften Darstellung in Abb. [4.7](#) entnommen werden.

Zur Auflösung dieser Problematik muss auch auf dem Patienten eine entsprechende Empfangsspule platziert werden. Eine solche ist bereits auf dem Patienten zur Aufnahme des Planungsdatensatz vorhanden befindet sich nun aber im sterilen Bereich und muss entsprechend vorbereitet werden. Eine solche Vorbereitung ist beispielhaft in Abb. [4.6](#) (rechts) dargestellt.

Zur Platzierung der Nadel in der Zielstruktur wird nun mit Hilfe eines Skalpells die Haut des Patienten an der Einstichstelle eingeritzt. Danach kann diese im subkutanen Fettgewebe platziert und der Einschub des Patienten in den Bore des Tomographen vorgenommen werden. Der weitere Vorschub der Nadel zum Ziel erfolgt hierbei nun unter Echtzeitnadelführung.

### e) Therapie/Biopsie

Ist die Navigation des Instrumentes zum Zielpunkt erfolgt, kann der eigentliche Zweck des Eingriffes durchgeführt werden. Hauptsächlich stellt dies eine Biopsie suspekten Weichteil-



Abbildung 4.6: Vorbereitung des Patienten für die invasive bzw. sterile Phase der Intervention.

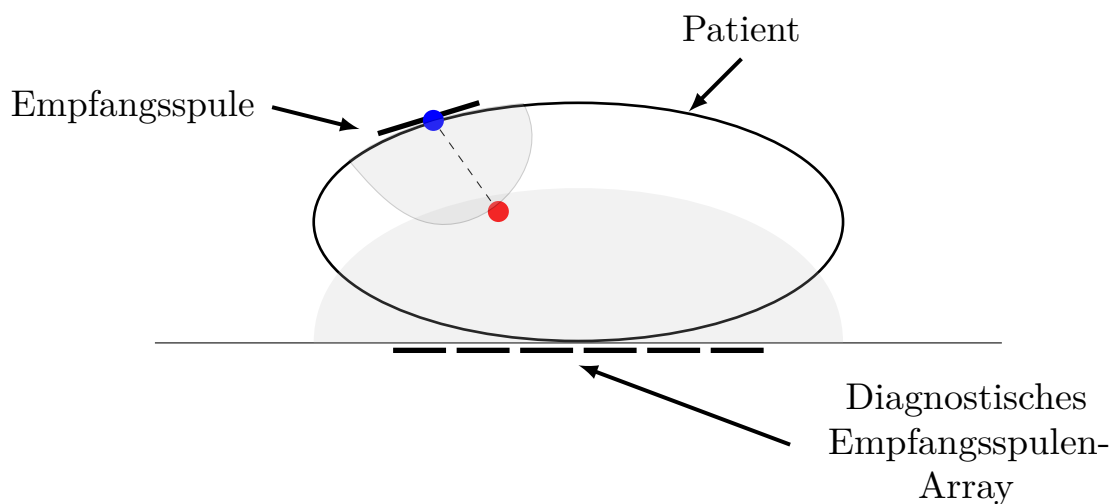


Abbildung 4.7: Ausleuchtung des Patienten durch die in der Intervention verwendeten Empfangsspulen.

gewebes dar oder deren Destruktion durch ein entsprechendes Therapieverfahren. Ersteres beinhaltet die Entnahme mehrerer Gewebeproben durch eine sogenannte Biopsiestanze zur histologischen Untersuchung [BKK<sup>+</sup>17].

Die Zerstörung des Gewebes kann durch unterschiedliche Verfahren der Ablation erfolgen z. B. durch die Erzeugung hoher Temperaturdifferenzen (z. B. hypo- oder hypertherm) mittels Cryo- oder Radiofrequenzablation. Entsprechende Verfahren, im Falle der hyperthermen auch Thermoablation genannt, können mittels MR-Thermometrie überwacht werden, zur Validierung des Therapieerfolgs [ZSN17]. Aktuell stellt dies einen Bereich zahlreicher Forschungsbemühungen dar d. h. ist noch nicht in der klinischen Praxis etabliert [BKO<sup>+</sup>].

### f) Patientennachkontrolle

Nach Abschluss der Ablation oder Biopsie werden 3D-Datensätze zur Kontrolle etwaiger Komplikationen aufgenommen. Bezüglich ablativer Eingriffe muss festgestellt werden, ob die Zielstruktur mit einem genügend großen Sicherheitssaum (min.5 mm in der Breite) zerstört wurde. In diesem Fall kann der Eingriff abgeschlossen werden bzw. der Patient aus dem MRT ausgeleitet werden. Ansonsten muss die Prozedur mit der Neuplatzierung des Applikators wiederholt werden.

Dem therapeutischen Eingriff folgen typischerweise nach 2-3 Monaten weitere radiologische Untersuchungen im MRT mit Kontrastmittel, um den Therapieerfolg zu kontrollieren.

#### 4.2.2 Klinische Anforderungen

Zur Darstellung des klinischen Nutzens einer dedizierten interventionellen Spule werden in diesem Abschnitt einige Probleme des vorher beschriebenen Arbeitsablaufs einer MR-geführten Intervention beschrieben. Hierbei wird sich jedoch lediglich auf die Probleme beschränkt, die mit dem Einsatz der MR-Empfangsspulen assoziiert sind.

Insbesondere die Vorbereitung des Eingriffs d. h. bis zur Platzierung des Applikators auf der Patientenoberfläche nimmt einen Großteil der Behandlungszeit von ca. 60 % in Anspruch [HTR+12]. Dies wird in erster Linie durch fehlende dedizierte Hilfsmittel und einheitliche Konzepte zur Durchführung verursacht [ST18]. Im Falle der Empfangsspulen muss zur kompletten Ausleuchtung der Nadeltrajektorie mindestens eine Spule auf dem Patienten platziert werden - dies aber im sterilen Bereich. Das heißt aufgrund des Einsatzbereiches der Empfangsspule auf dem Patienten zur Ausleuchtung der Nadeltrajektorie muss diese sterilisierbar respektive steril sein.

Wird der sterile Bereich eingerichtet erfolgt auch die finale Platzierung der Empfangsspule bzw. deren Fixierung. Hierbei fällt auf, dass gängige Konzepte der Fixierung z. B. mittels Fixierungsbänder aufgrund des sterilen Bereiches nur sehr eingeschränkt anwendbar sind. Die Platzierung nimmt sehr viel Zeit in Anspruch, insbesondere dann, wenn sich der Eintrittspunkt, z. B. im Falle einer Leberablation, lateral am Patienten befindet.

Bei der Platzierung der Empfangsspulen muss auch darauf geachtet werden, dass diese auch wirklich den Nadelpfad ausleuchtet. Dazu sind Empfangsspulen mit einem ausreichend großen Fenster notwendig, die auch eine Angulierung der Nadel ermöglichen. Fehlt diese Öffnung muss die Spule „über“ der Einstichstelle platziert werden. Eine solche Platzierung ist in Abb. 4.6 (rechts) dargestellt und hat zur Folge, dass das Instrument nicht mehr voll anguliert werden kann.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass eine dedizierte interventionelle Spule für perkutane Interventionen am Abdomen folgende Eigenschaften aufweisen, um den Arbeitsablauf zu verbessern:

- Einfache Platzierung und Fixierung auf der Patientenoberfläche
- Ausreichende Signalqualität (SNR) zur Ausleuchtung der Nadeltrajektorie
- Unterstützung eines dedizierten Sterilitätskonzeptes

Die vorliegende Arbeit hat zum Ziel eine mögliche technische Realisierung zur Erfüllung der genannten Anforderungen zu untersuchen. Dazu wird das Konzept einer interventionellen „Wegwerf“-Spule vorgestellt, welches die Einführung innovativer Ansätze z. B. bezüglich der Leistungsanpassung und aktiven Entkopplung notwendig macht. Diese werden nachfolgend in Form eines Lösungsvorschlags kurz beschrieben und in dem Kapitel [5](#) und [6](#) detailliert untersucht und demonstriert. Die Validierung des Lösungsvorschlages erfolgt in Kapitel [7](#) in Form eines Demonstrators einer interventionellen Spule.

## 4.3 Lösungsvorschlag

In diesem Abschnitt wird basierend auf der Analyse des Ablaufs einer bildgeführten Intervention ein Lösungskonzept für eine dedizierte interventionelle Spule vorgestellt. Dazu wird der Vorschlag einer „Wegwerf“-Spule formuliert und wie dieser in das klinische Szenario integriert werden kann. Darauffolgend werden die Anpassungen identifiziert, die zur Umsetzung eines solchen Konzeptes notwendig sind, welche die Grundlage für die weiteren Kapitel dieser Arbeit darstellen.

### 4.3.1 Konzept

Die in Abschnitt [4.2.2](#) herausgearbeiteten klinischen Anforderungen sollen in dieser Arbeit durch das Konzept einer interventionellen „Wegwerf“-Spule erfüllt werden. Die möglichst gute Ausleuchtung der Nadeltrajektorie macht eine Platzierung der Spule im sterilen Bereich der Intervention notwendig d. h. diese kommt potentiell mit Körperflüssigkeiten und Desinfektionsmitteln in Kontakt. Die im Falle einer Mehrwegkomponente notwendige Sterilisation kann entweder durch entsprechende Verfahren der Dampf- oder Plasmasterilisation sichergestellt werden oder durch das „Einkleiden“ der Spule mit sterilen Abdeckungen. Beide Varianten stellen sich jedoch in der Umsetzung problematisch dar und werden nachfolgend kurz beleuchtet:

- Sterilisation der Spule:

Die Sterilisation stellt erhöhte Anforderungen an die Oberflächen und elektrischen Kontakte der Spule. Beide sind z. B. durch die oben genannten Prozesse starken korrosiven Einflüssen ausgesetzt, die sich negativ auf die Zuverlässigkeit vor allem der Verbindungsstecker auswirken. Auch müssen diese auf eine Art und Weise ausgelegt sein, die eine zuverlässige Sterilisation der gesamten Oberfläche erlauben. Alle Verbindungspunkte müssen sicher gegen das Eintreten von Flüssigkeiten auch unter Hitze und Druck gesichert sein.

- Sterile Abdeckung:

Im Falle einer sterilen Abdeckung kommen die meisten der vorher genannten Anforderungen nicht zum Tragen d. h. die technische Realisierung ist wesentlich vereinfacht. Jedoch werden zur „Einkleidung“ der Spule durch die sterile Abdeckung zwei Personen benötigt, die jeweils steril und nicht steril sind. Denn der sterile Mitarbeiter würde sich kontaminieren, wenn er die nicht sterile Spule berührt, um diese einzupacken.

Aus den oben genannten Gründen stellt eine interventionelle Einweg-Spule eine schlüssige Alternative dar. Diese wird bereits steril verpackt an den Radiologen geliefert und kann von diesem nach Identifizierung der Einstichstelle d. h. nach Eintritt in die sterile Phase direkt auf den Patienten – ohne zusätzliche Assistenz – aufgeklebt werden. Dies stellt eine wesentliche Vereinfachung des Arbeitsablaufs dar und ist beispielhaft in Abb. 4.8 dargestellt<sup>1</sup>.

Ein solches Konzept setzt natürlich eine gewisse Wirtschaftlichkeit voraus d. h. die „Wegwerf“-Komponente muss ausreichend günstig in der Herstellung sein. Dies steht im krassen Gegensatz zu etablierten MR-Empfangsspulen, die in Entwicklung und Implementierung noch stark vom Manufakturbetrieb geprägt sind, d. h. viele funktionelle Baugruppen werden z. B. noch per Hand abgestimmt [MLB06]. Es ist offensichtlich, dass diese Ansätze nicht vereinbar sind mit den wirtschaftlichen Anforderungen einer Einweg-Spule.

Zur Etablierung eines solchen Konzeptes wird die dedizierte interventionelle Spule in zwei Teilbereiche unterteilt:

1. Bereich:

Der erste Bereich umfasst den interventionellen „Arbeitsbereich“. Dies bedeutet hier ist ein potentieller Kontakt mit Körperflüssigkeiten und Desinfektionsmitteln. Ein Sterilkonzept ist daher für diesen Bereich unerlässlich.

2. Bereich:

Der zweite Bereich umfasst alle Komponenten die keinen Kontakt mit dem interventionellen „Arbeitsbereich“ haben. Da in diesem Bereich aufgrund der Minimalinvasivität des Eingriffes keinerlei Kontakt mit Körperflüssigkeiten und Desinfektionsmitteln zu erwarten ist, ist hierfür auch kein Sterilkonzept anzuwenden.

Die Einführung der beiden Bereiche erlaubt eine Neuverteilung der bekannten Komplexität einer MR-Empfangsspule. Dazu muss das Anwendungsteil (1. Bereich) in seiner Komplexität maßgeblich reduziert werden, indem folgende Maßnahmen vorgeschlagen werden:

- Verzicht von diskreten Bauelementen:

Diskrete Bauelemente behindern eine mechanisch flexible Ausführung der Spule in der Hinsicht, dass jedes Bauteil zusätzliche Versteifungen einführt und die Lötunkte mechanische Sollbruchstellen darstellen. Des Weiteren sind für den Einsatz in einer Empfangsspule auch immer MR-kompatible Ausführungen notwendig, die nicht zu vernachlässigende Kostenfaktoren darstellen.

- Reduktion der Empfangskanäle:

<sup>1</sup>Zur Verfügung gestellt von Juan Sebastián Sánchez López



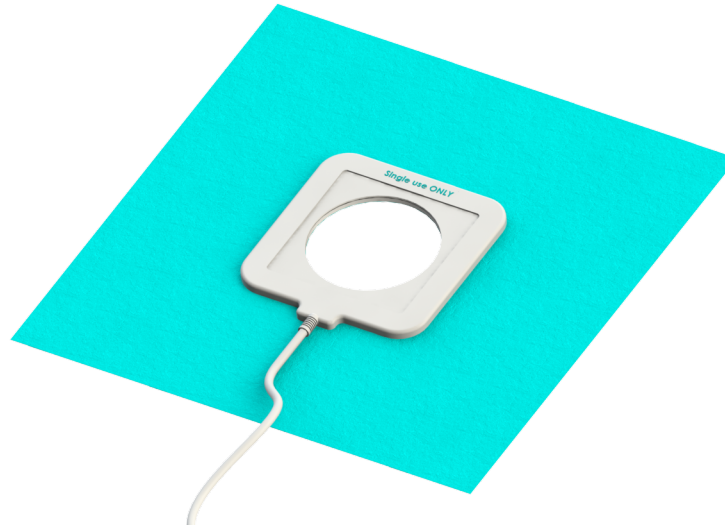


Abbildung 4.8: Visualisierung einer dedizierten interventionellen Spule, integriert in einem OP-Tuch.

Die Penetrationstiefe des Sensitivitätsprofil einer MR-Empfangsspule hängt vom Durchmesser dieser ab. Dies bedeutet durch eine weite Öffnung werden die Freiheitsgrade hinsichtlich der Nadelplatzierung und -angulierung, aber auch die Ausleuchtung in die Tiefe verbessert. Letzteres senkt zwar auch ein absolut erreichbaren SNR [HA85], dennoch scheint es völlig ausreichend das Anwendungsteil lediglich auf einen Kanal zu beschränken.

Die in dieser Arbeit vorgeschlagenen Lösungsansätze beziehen sich maßgeblich auf den ersten Punkt d.h. den größtmöglichen Verzicht diskreter Bauelemente auf der Leiterschleife (1. Bereich). Hierzu wird ein neues Konzept zur Leistungsanpassung und aktiven Entkopplung einer MR-Empfangsspule vorgeschlagen. Ersteres beinhaltet die Einführung überlappender Leiterbahnen auf der Leiterschleife, die es ermöglicht abhängig vom Grad der Überlappung die Eingangsimpedanz  $Z_{IN}$  zu verändern. Eine solche Eigenschaft stellt die Grundvoraussetzung zur Realisierung einer Leistungsanpassung nach Gl. (3.60) dar. Bezüglich der aktiven Entkopplung wird ein neuer Ansatz der Leitungstransformation vorgeschlagen, um die bekannten Entkoppelnetzwerke auf der Leiterschleife zu ersetzen. Dieser Ansatz ist ähnlich zu der in Abs. 3.4 analysierten Vorverstärkerentkopplung.

## 5 Konzept zur Leistungsanpassung

Zur Leistungsanpassung der Leiterschleife ohne diskrete Tuning- und Matchingnetzwerke werden überlappende Leiterbahnzüge verwendet. Deren Einfluss wird detailliert anhand von EM-Simulationen untersucht z. B. hinsichtlich diverser geometrischer Abhängigkeiten. Des Weiteren wird ein analytisches Model der Anordnung hergeleitet und anhand von Messungen als auch Simulationen validiert. Das Model dient als Grundlage zur korrekten Dimensionierung der Anordnung aber auch weiteren Betrachtungen etwaiger technologischer Grenzen des neuen Ansatzes z. B. dass die minimal nutzbare Frequenz sich fest mit der Geometrie skaliert.

### 5.1 Ansatz

Das in Abschnitt [4.1](#) dargelegte Verfahren stellt das üblich eingesetzte Verfahren zur Impedanzanpassung dar. Dies hat die Maximierung des Signaltransfers von der Spule zum Empfänger zum Ziel. Diese Anordnung ist in [Abb. 5.1](#) dargestellt und umfasst eine Leiterschleife mit zwei Kondensatoren, die ein  $\Gamma$ -Netzwerk bilden. Die entsprechenden Dimensionierungsgleichungen wurden in [Abs. 3.3.2](#) hergeleitet. Bei näherer Betrachtung des Netzwerkes in [Abb. 5.1](#) zeigt sich, dass dieses aus einem Schwingkreis und Kompensationsglied besteht. Diese erfüllen folgende Funktionen, deren Verständnis für die Entwicklung des neuen Ansatzes entscheidend sind:

#### a) Schwingkreis:

Die Parallelschaltung des Kondensators  $C_V$  ermöglicht eine Änderung der elektrischen Eingangsimpedanz, die ohne den Kondensator mit

$$Z'_{\text{IN}} = R + j\omega L$$

gegeben ist. Unter Verwendung von [\(3.70\)](#) ergibt sich die Eingangsimpedanz dieses Teilnetzwerkes zu:

$$Z'_{\text{IN}} = Z_0 + j\sqrt{\frac{Z_0}{R} \cdot [R^2 + (\omega L)^2]} - Z_0^2$$

Der Realteil der Impedanz  $\operatorname{Re}\{Z'_{\text{IN}}\}$  entspricht nun der Referenzimpedanz  $Z_0$ , jedoch gilt für den Imaginärteil  $\operatorname{Im}\{Z'_{\text{IN}}\} \neq 0$  und damit  $Z'_{\text{IN}} \neq Z_E$ .

### b) Kompensationsglied:

Zur Leistungsanpassung muss daher die „Kompensation“ des Imaginärteil  $\operatorname{Im}\{Z'_{\text{IN}}\}$  sichergestellt werden. Dies kann entsprechend der vorherigen Lösung durch  $C_H$  geschehen, denn entsprechend Gl. (3.71) berechnet sich dessen Wert zu:

$$Z_H = -j\sqrt{\frac{Z_0}{R} \cdot (R^2 + (\omega L)^2) - Z_0^2}$$

Damit gilt nun für die Eingangsimpedanz

$$Z_H = Z_0 = Z_E$$

und die Bedingung der Leistungsanpassung  $Z_{\text{IN}} = Z_E^*$  ist erfüllt. Diese Betrachtungsweise

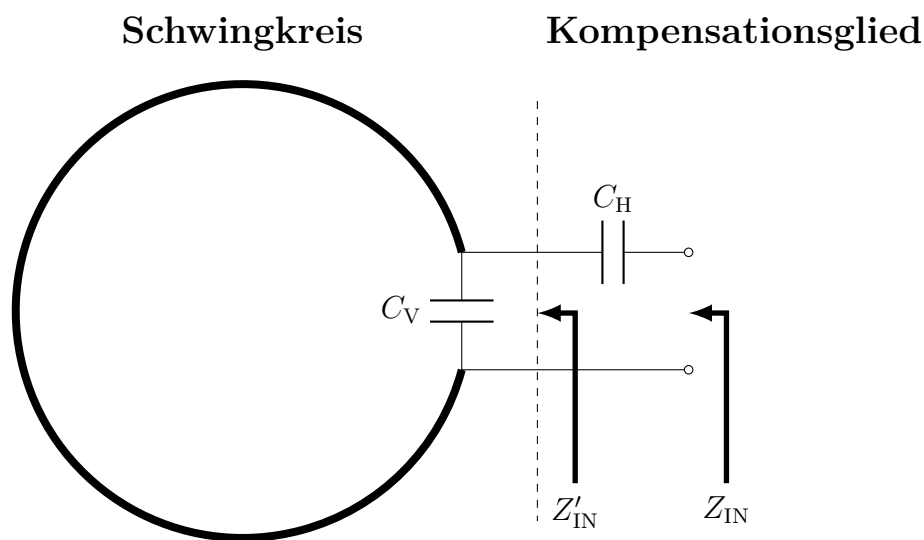


Abbildung 5.1: Leiterschleife mit Anpassnetzwerk.

kann auch in [MLB06] gefunden werden. Aus der vorhergehenden Herleitung geht hervor, dass die funktionellen Komponenten aus Abb. 5.1 für die Modulation des Realteil und Kompensation des Imaginärteil der Eingangsimpedanz verantwortlich sind. Für den Schwingkreis ist damit die Bedingung  $\operatorname{Re}\{Z_{\text{IN}}\} = Z_E$  und für das Kompensationsglied  $\operatorname{Im}\{Z_{\text{IN}}\} = 0$  zur Erreichung der Leistungsanpassung  $Z_{\text{IN}} = Z_E^*$  maßgeblich.

Entsprechend den Ausführungen in Abs. 3.2 kann jede Leiterschleife auch als resonantes System betrachtet werden d. h. eine Modulation des Realteils  $\operatorname{Re}\{Z_{\text{IN}}\}$  kann durch die Anpassung entsprechender Parameter erfolgen. Jedoch folgt aus Gl. (3.42), dass dies nur

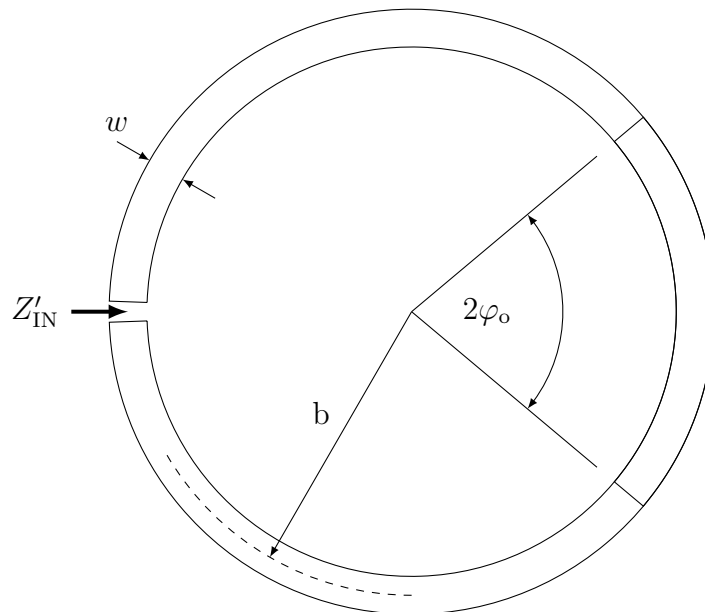


Abbildung 5.2: Konzept zur Implementierung eines modulierbaren Schwingkreises. Hierzu werden sich überlappende Leiterbahnzüge eingeführt, die eine elektrische Leitung bilden.

durch Änderung der geometrischen Parameter der Leiterschleife und/oder dem Abstand dieser zum Phantom erfolgen kann. Beide Maßnahmen sind praktisch nicht sinnvoll einsetzbar und führen entsprechend den Erkenntnissen aus Abs. 3.2.3 zu einer massiven Verschlechterung des SNR.

In Abb. 5.2 wird gezeigt, wie ein solcher Schwingkreis auf der Basis „gedruckter“ Leiterbahnen erfolgen kann. Die überlappenden Leiterbahnen führen zu einer Änderung der elektrischen Länge der Anordnung. Dies hat zur Folge, dass die elektrischen Eigenschaften der Leiterschleife zu einem gewissen Maße über den Grad der Überlappung ( $\varphi_0$ ) einstellbar sind z. B. wird die Eigenresonanz der Leiterschleife maßgeblich durch deren elektrische Länge beeinflusst. Eine Erhöhung der Überlappung hat somit eine Verschiebung der Resonanz zur Folge – analog zu dem in Abs. 3.3 beschriebenen Vorgehen.

Die Einführung überlappender Leiterbahnen führt demnach zu einer alternativen Ausformung eines modulierbaren Schwingkreises. Die aus 3.2 bekannten geometrischen Restriktionen hinsichtlich der Eingangsimpedanz können auf diese Weise umgangen werden. In dem folgenden Abschnitt wird die Anwendbarkeit einer solchen Anordnung und die dafür notwendigen Randbedingungen ausgearbeitet. Hierzu werden im ersten Schritt EM-Feldsimulationen durchgeführt und die Abhängigkeit der elektrischen Eigenschaften von geometrischen Parametern näher untersucht. Des Weiteren werden die zu erwartenden Sensitivitätsprofile mit denen einer normalen Leiterschleife verglichen.

Die Ergebnisse der Simulationen werden zur Entwicklung eines mathematischen Modells zur Beschreibung der Eingangsimpedanz  $Z_{IN}$  verwendet. Dieses wird validiert und zur

Identifizierung einschlägiger Designrichtlinien zum Einsatz einer solchen Anordnung als MR-Empfangsspule (z. B. bis zu welchem Verhältnis ( $kb$ ) diese sinnvoll eingesetzt werden kann.).

Die gewonnenen Erkenntnisse werden letztendlich auf das Kompensationsglied übertragen und das komplett System anhand von Messungen am Netzwerkanalysator zu validiert.

## 5.2 Beschreibung der Anordnung

Zum besseren Verständnis der Anordnung erfolgt zuerst eine Betrachtung dieser in Vergleich zur herkömmlichen Leiterschleife. Ein solcher Vergleich ist für den Fall, dass die vorgeschlagene Anordnung denselben Radius  $b$  und eine äquivalente Leiterbahnbreite  $w = w/4$  aufweist in Abb. 5.3 dargestellt. Die Überlappung der Leiterbahnen führt zu einem hybriden Verlauf d. h. es sind Aspekte des Impedanzverlaufes eines Reihen- als auch Parallelschwingkreis zu erkennen.

Der Impedanzverlauf der Anordnung lässt sich in unterschiedliche Bereiche aufteilen. Für niedrige Frequenzen ist ein kapazitiver Verlauf zu erkennen (Bereich **A**), der sich grundlegend von dem induktiven Verlauf der Leiterschleife unterscheidet. Aufgrund des Verhältnisses  $kb \lll 1$  lässt sich die Anordnung als Kondensator auffassen und der Impedanzverlauf wird bestimmt durch

$$Z_{\text{IN}}^{\text{A}} = \frac{1}{j\omega C_{\text{G}}} \quad (5.1)$$

, wobei  $C_{\text{G}}$  die Gesamtkapazität der Anordnung darstellt. Diese wird für den quasistatischen Fall maßgeblich von der Überlappungsfläche, dem Dielektrikum und dem Abstand der beiden Leiterbahnen bestimmt.

Auf den kapazitiven Verlauf folgt eine Resonanzstelle in Bereich **B**. Das dortige Impedanzminimum deutet auf eine Reihenresonanz hin, die auf die Wechselwirkung zwischen der Kapazität der überlappenden Leiterbahnen und der Induktivität der Leiterschleife zurückgeführt werden kann. Auch in diesem Bereich kann aufgrund des Verhältnisses  $kb \lll 1$  von einer quastistischen Näherung ausgegangen werden, daher kann die erste Resonanzstelle mithilfe der Gesamtkapazität  $C_{\text{G}}$  und der Induktivität der Leiterschleife  $L_{\text{L}}$  abgeschätzt werden.

$$f_0^{\text{B}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_{\text{G}} \cdot L_{\text{L}}}} \quad (5.2)$$

Im Folgenden ist im Bereich **C** die größte Übereinstimmung zwischen der neuen Anordnung und der Leiterschleife zu beobachten, für die beide ein induktiver Verlauf vorliegt. Dies ist insofern wichtig, da dies den nutzbaren Bereich zur Impedanzanpassung mittels Matching-

Kondensatoren darstellt (siehe Abs. 3.3.2). Der Impedanzverlauf wird in diesem Bereich von der Induktivität der Leiterschleife bestimmt d. h.

$$Z_{\text{IN}}^{\text{C}} = j\omega L_{\text{L}} \quad (5.3)$$

bzw. nähert sich dieser für die neue Anordnung dem Verlauf der Leiterschleife an.

Im vierten Bereich **D** gleicht sich der Verlauf der neuen Anordnung endgültig dem bekannten Impedanzverlauf einer Leiterschleife an. In beiden Verläufen tritt die bekannte Resonanz einer Leiterschleife  $f_0^{\text{D}}$  auf. Für diese gilt  $kb \approx 0.48$  und nur für kleinere Überlappungswinkel wird diese in der neuen Anordnung nennenswert verschoben (siehe Abb. 5.4). Nach Durchlauf der Resonanzstelle entspricht der Verlauf dem bereits bekannten Verlauf einer fehlangepassten Leitung (siehe Abs. 3.2). Auch hier gilt, dass lediglich kleiner Überlappungswinkel zu einer nennenswerten Änderung der elektrischen Länge führen d. h. zu deren Vergrößerung führen ( $f_0^{\text{D}} \downarrow$ ).

Die Änderung der Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  in Abhängigkeit der Überlappung ist beispielhaft in Abb. 5.4 dargestellt. Entsprechend der quasistatischen Näherung in Bereich **A** & **B** führt eine Erhöhung der Überlappung zu einer höheren Kapazität  $C_{\text{G}}$  d. h. die Resonanzfrequenz  $f_0^{\text{B}}$  wird zu kleineren Frequenzen verschoben (Bereich **B**). Einer Verschiebung der Resonanzfrequenz  $f_0^{\text{D}}$  ist nur für kleine Überlappungswinkel zu beobachten. Dafür treten bei ausreichend hohen Überlappungen im Bereich **D** zusätzliche Resonanzen auf (siehe z. B.  $\varphi_0 = 150^\circ$ ).

Durch diese prinzipielle Beobachtung kann gezeigt werden, dass die Anordnung für eine

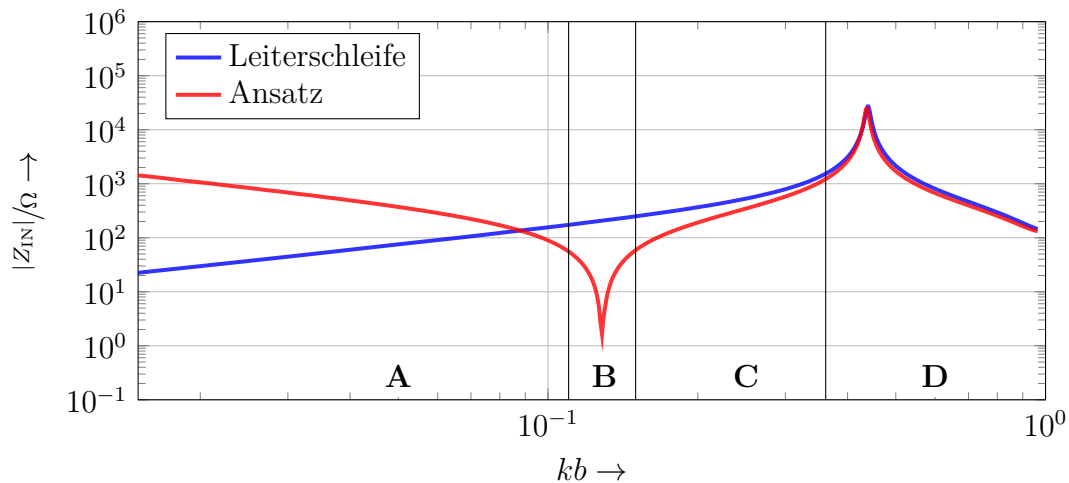


Abbildung 5.3: Impedanzverlauf einer normalen Leiterschleife und nach dem in dieser Arbeit vorgeschlagenen Ansatz.

Leistungsanpassung genutzt werden kann d. h. die Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  der Leiterschleife kann mit Hilfe der Überlappung moduliert werden. Dies wird in Abb. 5.5 & Abb. 5.6 beispielhaft für eine beladene Leiterschleife (d. h. mit Phantom) demonstriert. Der Realteil  $\text{Re}(Z_{\text{IN}})$  kann in gewissen Umfang geändert werden, jedoch unterliegt dieser einem

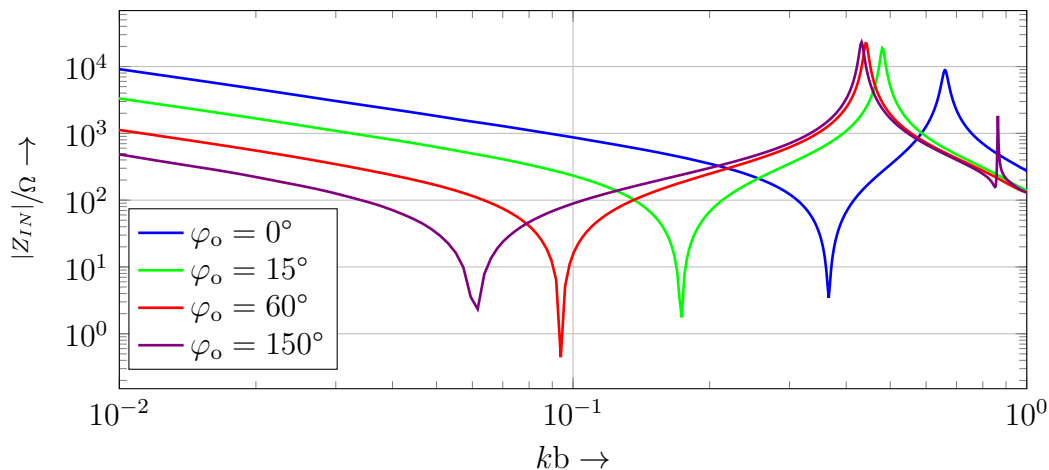


Abbildung 5.4: Eingangsimpedanz der Anordnung in Abhängigkeit des Überlappungswinkel  $\varphi_o$  für eine Leiterschleife mit folgenden Parameter:  $b = 5,75$  cm,  $w = 5$  mm,  $h = 1$  mm,  $\epsilon_R = 2$ .

asymptotischen Verhalten (siehe Abb. 5.6). Damit wird auch klar, dass diese Methode offensichtlich gewissen Restriktionen unterworfen ist. Zur Identifizierung dieser Limitationen wurden umfangreiche EM-Simulationen der „Split-Coil“ durchgeführt. Diese wurden dazu genutzt Abhängigkeiten der Eingangsimpedanz  $Z_{IN}$  von geometrischen Parametern zu evaluieren und aus diesen prinzipielle Design-Richtlinien zu extrahieren.

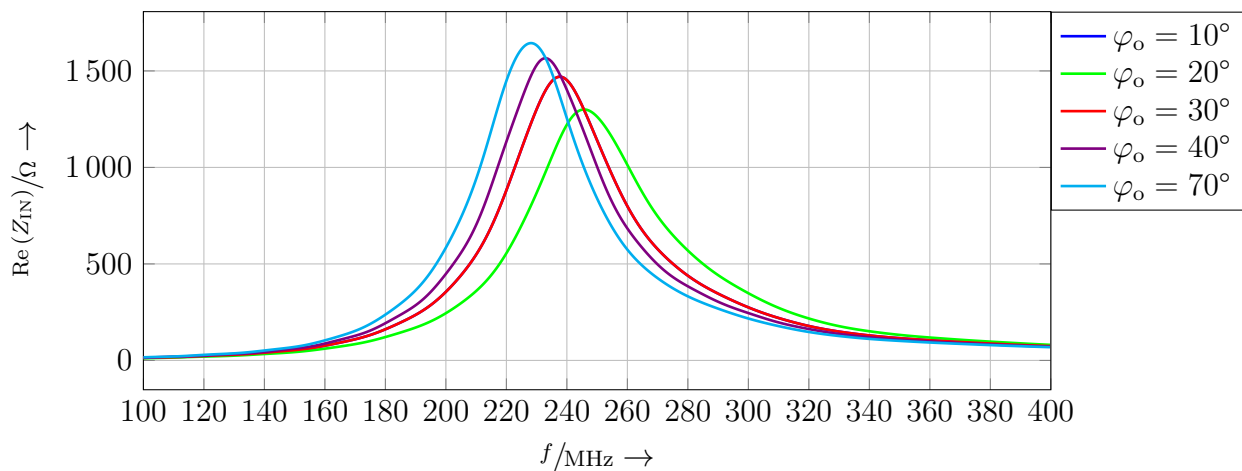


Abbildung 5.5: Beispielhafter Verlauf des Realteils der Eingangsimpedanz  $\text{Re}(Z_{IN})$  für eine Leiterschleife mit überlappenden Leiterbahnen und Beladung.

### 5.3 Analyse der Parameterabhängigkeiten

In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit der Eingangsimpedanz  $Z_{IN}$  der „Split-Coil“ von geometrischen und elektrischen Parametern untersucht. Dazu wurde eine effiziente

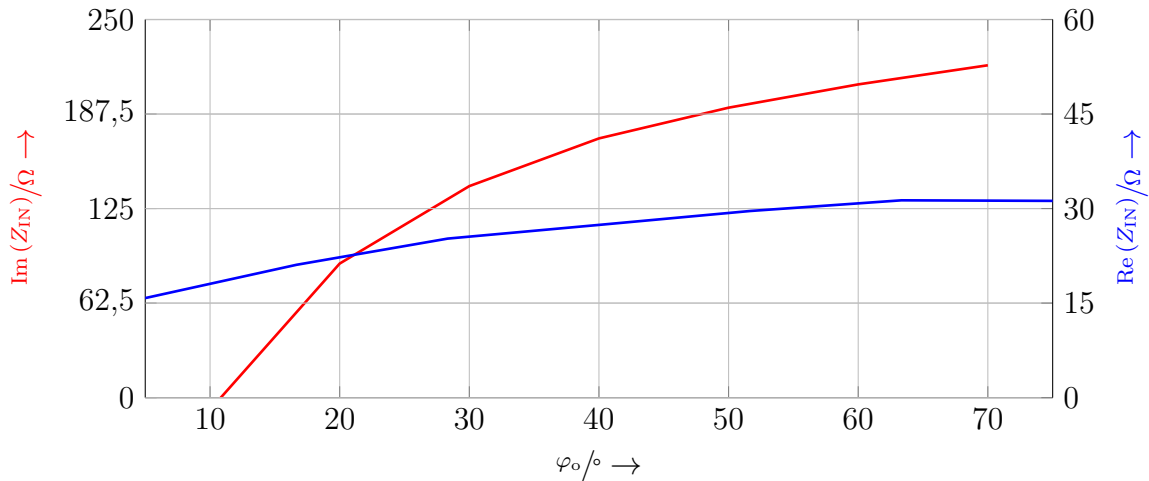


Abbildung 5.6: Beispielhafter Verlauf des Realteils der Eingangsimpedanz  $\text{Re}(Z_{IN})$  in Abhängigkeit des Überlappungswinkels  $\varphi_0$  für  $f = 123 \text{ MHz}$ .

Simulationsmethode etabliert, die auf der Verwendung eines zylindrischen Koordinatensystems zur Diskretisierung und Identifizierung prägnanter Signalanteile zur harmonischen Synthese der Torgrößen  $U, I$  beruht.

Diese Methode wird im Folgenden beschrieben und an einschlägigen Beispielen validiert. Darauf aufbauend werden diverse Abhängigkeiten von geometrischen und dielektrischen Parametern untersucht und diese Ergebnisse in Designrichtlinien überführt.

### 5.3.1 Simulationsmethode

Zur Simulation der Anordnung wurde das Software-Paket *openEMS* verwendet [Lie]. Dieses wurde am Lehrstuhl für Theoretische Elektrotechnik an der Universität Duisburg-Essen entwickelt und basiert auf der Anwendung der Kirchhoffschen Maschen- und Knotensätze auf die Maxwell-Gleichungen in einem diskretisierten Volumen zur Herleitung eines effizienten FDTD-Verfahrens [RLCW08].

Im Gegensatz zu vergleichbaren Software-Paketen erlaubt *openEMS* eine direkte Behandlung rotationssymmetrischer Probleme in einem zylindrischen Koordinatensystem bzw. eine entsprechende Diskretisierung. Damit ist eine effiziente Berechnung der vorliegenden „Split-Coil“ möglich. In Abb. 5.7 ist die untersuchte Anordnung beispielhaft in einem zylindrischen Koordinatensystem dargestellt.

Ein bekanntes Problem bei der Untersuchung resonanter Strukturen mittels numerischer Verfahren sind lange Rechenzeiten, die durch entsprechende Ausschwingvorgänge verursacht werden. Werden diese bei der Fouriertransformation der Torgrößen  $U_i(t)$  &  $I_i(t)$  nicht komplett berücksichtigt d. h. abgeschnitten, führt dies zu Fensterartefakten im Frequenzbereich. Diese Problematik ist in Abb. 5.8 dargestellt - der vorzeitige Abbruch des Ausschwingvorgangs führt zu einem korruptierten Verlauf im Frequenzbereich.



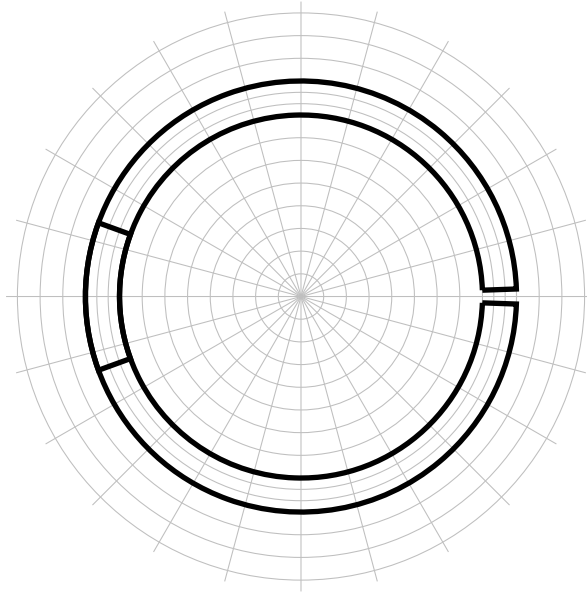


Abbildung 5.7: Anordnung in einem zylindrischen Gitter zur Diskretisierung.

Jedoch ist in Abb. [5.8](#) auch zu erkennen, dass die Ausschwingvorgänge durch die im System vorhandenen Resonanzfrequenzen bestimmt werden. Dies kann zur künstlichen Verlängerung der Zeitreihe ausgenutzt werden. Hierzu wurde in der vorliegenden Arbeit die Prony-Methode verwendet [\[KLM04\]](#). In dieser wird die diskrete Zeitfunktion der Torgrößen als Superposition gedämpfter Sinusschwingungen dargestellt:

$$y^P(n \cdot \Delta t) \approx \sum_{i=1}^P A_i \cdot e^{j \cdot n \cdot \Delta t \cdot s_i} \quad (5.4)$$

, wobei  $A_i$  &  $p_i$  die Koeffizienten der charakteristischen Komponenten der Zeitfunktion sind. Sind die Koeffizienten hinreichend bekannt, kann die Zeitreihe entsprechend verlängert werden - bis der Ausschwingvorgang hinreichend abgeklungen ist.

Die Parameter  $A_i$  &  $s_i$  wurden entsprechend [\[WM63\]](#) bestimmt und zur Sicherung der Konvergenz nur Koeffizienten berücksichtigt, die  $\text{Re}(s_i) < 0$  genügen. Das Ergebnis im Frequenzbereich durch Fortführung des Verlaufs im Zeitbereich wird in Abb. [5.9](#) demonstriert.

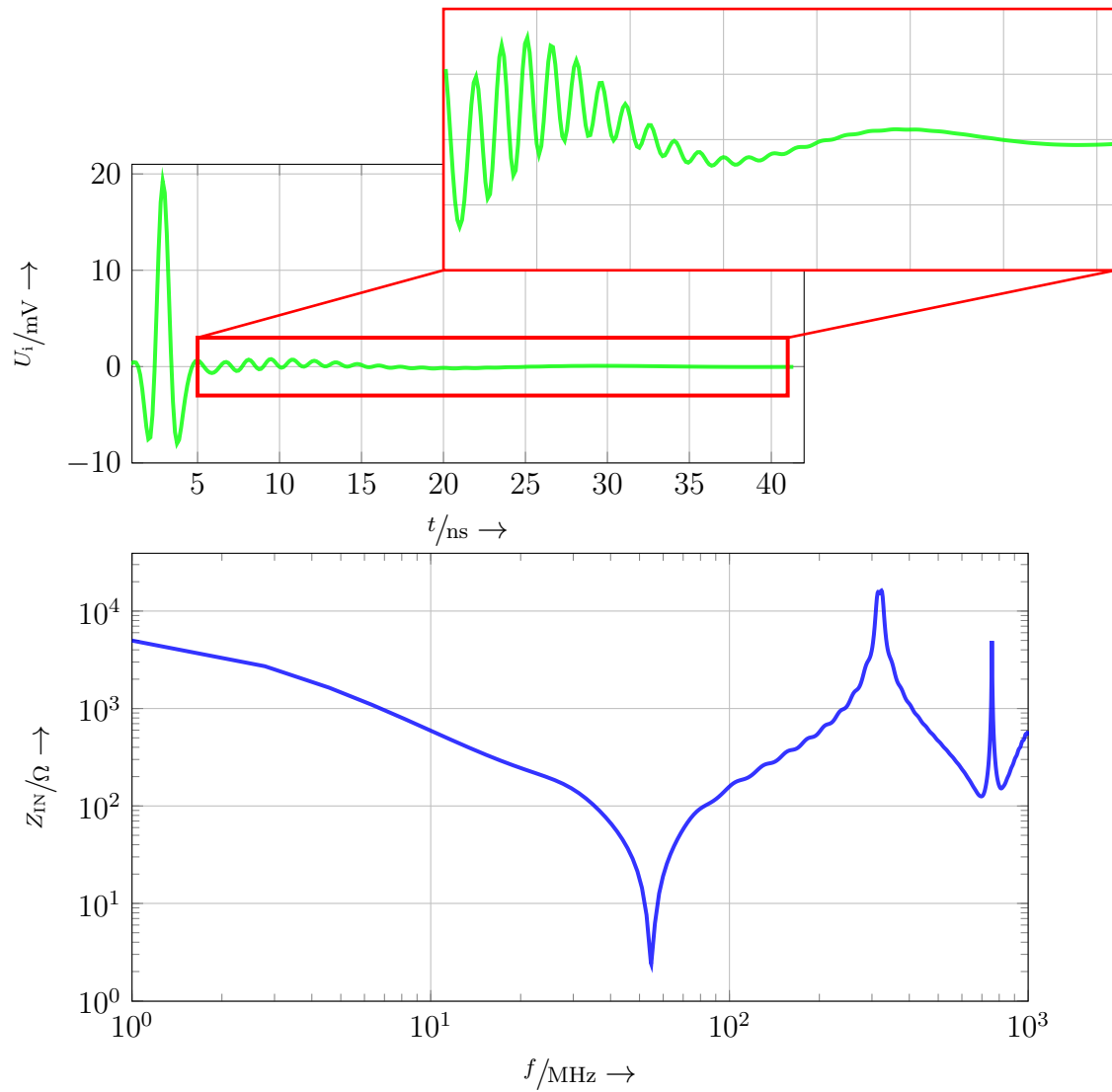


Abbildung 5.8: Abbruch der numerischen Berechnung vor Abschluss des Ausschwingvorganges (oben) und daraus resultierende Fensterartefakte im Frequenzbereich.

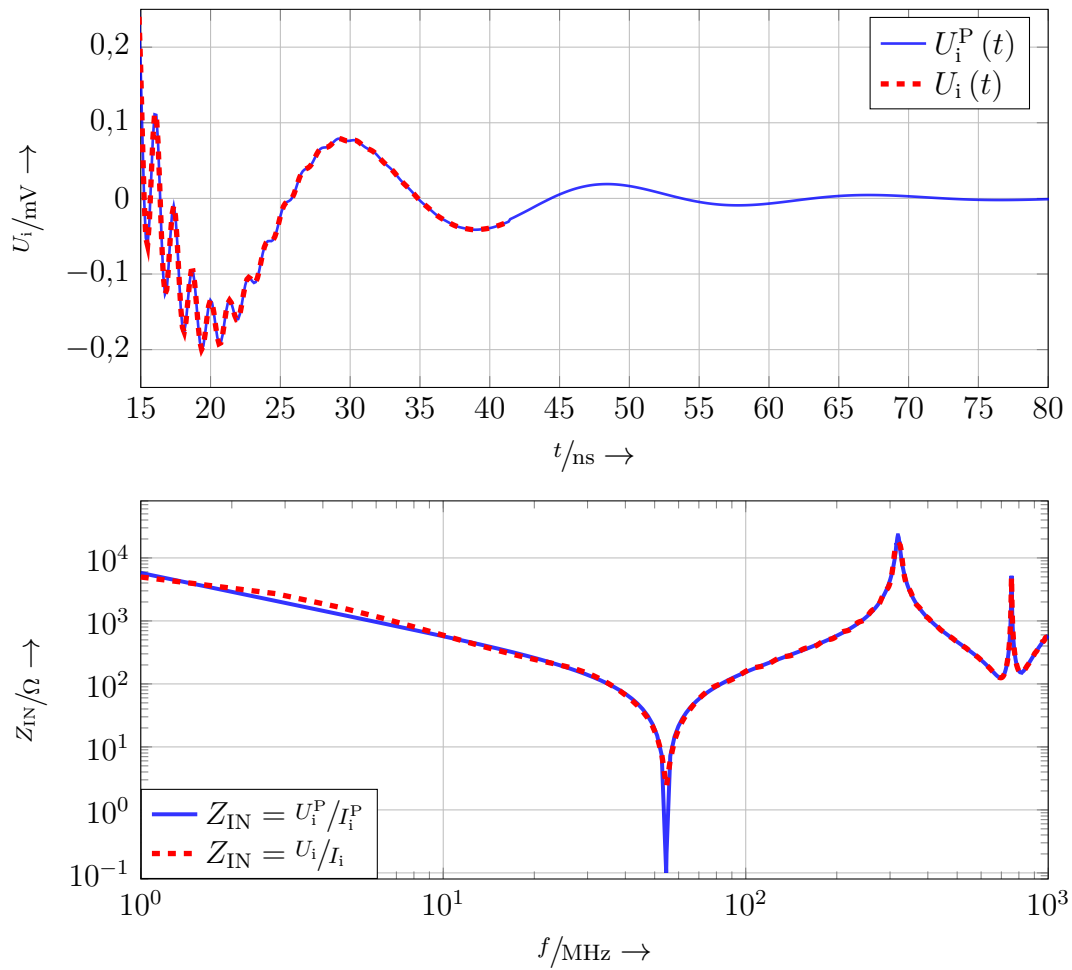


Abbildung 5.9: Entfernung der Fensterartefakte im Frequenzbereich durch Verlängerung der Zeitreihe.

### 5.3.2 Validierung der Simulationsmethodik

Die verwendeten Methoden zur EM-Simulation wurden anhand einer gedruckten Leiterschleife d. h. die keine überlappenden Leiterbahnen aufweist validiert. Dazu wurden die Ergebnisse der EM-Simulation mit analytischen Ergebnissen verglichen. Der gewählte Demonstrator ist in Abb. 5.10 (links) dargestellt und stellt eine gedruckte Leiterschleife mit folgenden Parametern dar:  $b = 67,5 \text{ mm}$  &  $w = 5 \text{ mm}$ .

Zur Betrachtung unterschiedlicher Konfigurationen der Leiterschleife wurden auf dieser zwei Tore mit  $\Delta\varphi = \pi$  angeordnet (siehe Abb. 5.10). Zur Extraktion der Streuparameter muss für jeden Port eine Simulation durchgeführt werden, in der nur dieser die Anordnung aktiv anregt [OHRS09]. Für die vorliegende Anordnung aus Abb. 5.10 ergibt sich damit aus zwei EM-Simulationen eine  $[2 \times 2]$  S-Parameter Matrix. Eine detaillierte Beschreibung der Extraktion von Streuparameter aus den Spannungen  $U_i$  und Ströme  $I_i$  der Ports  $i$  ist im Anhang A.1 zu finden.

Die beiden untersuchten Konfigurationen stellen einen Kurzschluss und Leerlauf an Tor 2

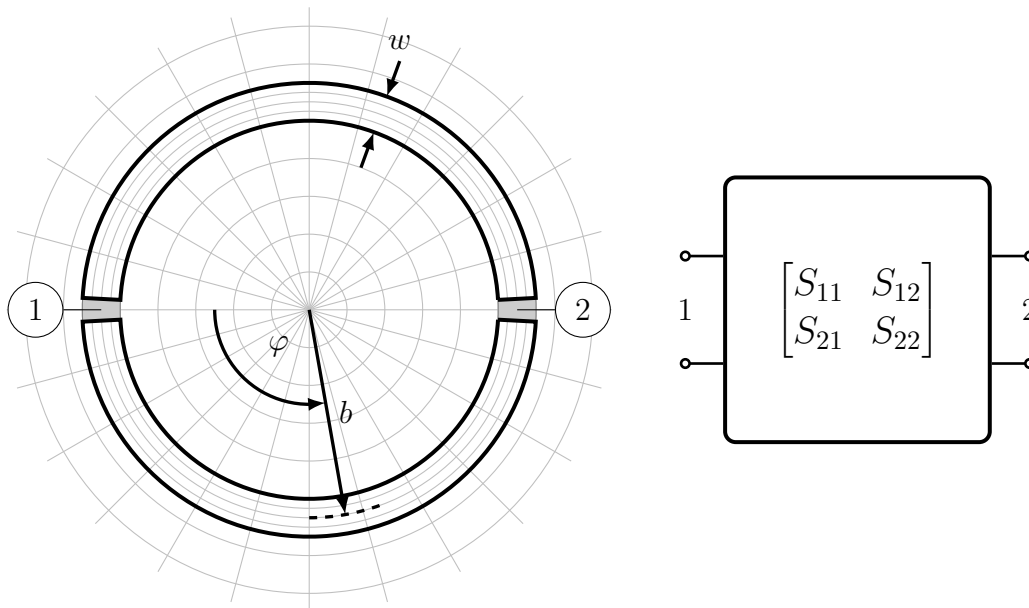


Abbildung 5.10: Anordnung zur Validierung der Simulations-Methode. Die Verteilung zweier Tore auf der Leiterschleife (links) ermöglicht deren Überführung in eine  $[2 \times 2]$  S-Parameter Matrix.

dar. Ersterer führt zu einem geschlossenen Umlauf der Leiterschleife und kann damit direkt mit der analytischen Lösung einer Leiterschleife verglichen werden (siehe Abs 3.2). Zur analytischen Bestimmung der Eingangsimpedanz der einseitig offenen Leiterschleife wurde die in Abs. 3.6 dargelegte Methode zur Bestimmung einer Vierpol-Matrix eingesetzt d. h.

diese liefert eine Admittanz-Matrix

$$[\mathbf{Y}] = \begin{bmatrix} Y_0 & Y_\pi \\ Y_\pi & Y_0 \end{bmatrix} \quad (5.5)$$

die in eine S-Parameter Darstellung überführt werden kann. Die Ergebnisse für die analytische und numerische Bestimmung der Eingangsimpedanz  $Z_{IN}$  sind in Abb. 5.11 dargestellt. Für beide Konfigurationen ist eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse zu beobachten.

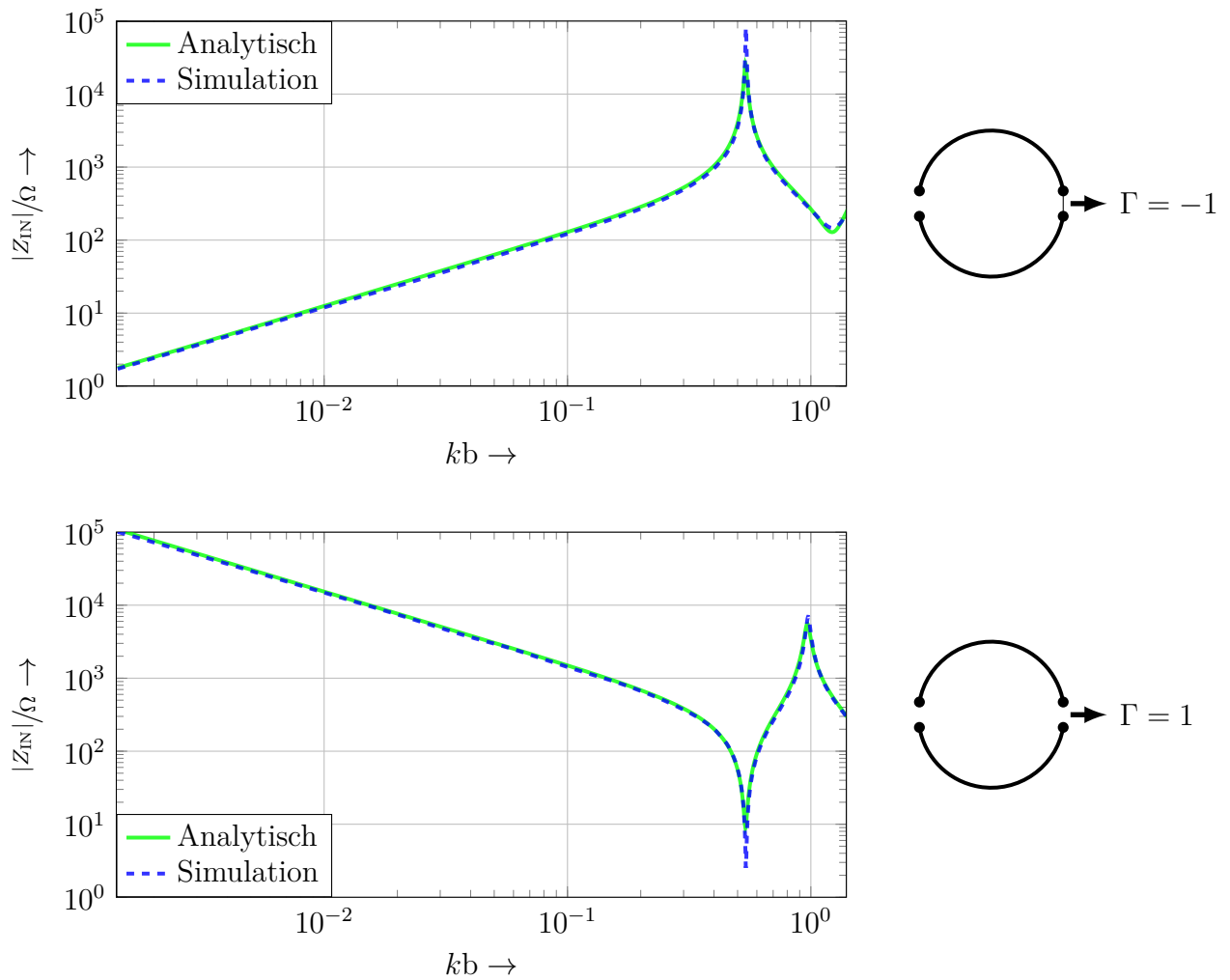


Abbildung 5.11: Vergleich der Eingangsimpedanz der Leiterschleife aus Abb. 5.10 als einseitig kurzgeschlossener (oben) und offener (unten) Vierpol.

### 5.3.3 Ergebnisse

#### 5.3.3.1 Feldprofile:

In Abb. 5.12 sind die berechneten Feldprofile  $B_1^-$  nach [Hou00] für eine unbeladene „Split-Coil“ beispielhaft für alle in Abs. 5.2 beschriebenen Bereiche des Impedanzverlaufs  $Z_{IN}(f)$  dargestellt ( $b = 5,75 \text{ mm}$ ,  $w = 5 \text{ mm}$ ,  $\varphi_o = 60^\circ$ ,  $\epsilon_R = 1$ ). Es wird deutlich, dass der Einsatz der überlappenden Leiterbahnen nur einen minimalen Einfluss auf das qualitative Feldprofil der Anordnung hat.

Ein Vergleich des Feldprofils entlang der z-Achse ausgehend vom Mittelpunkt ist für verschiedene Überlappungswinkel  $\varphi_o$  in Abb. 5.13 dargestellt.

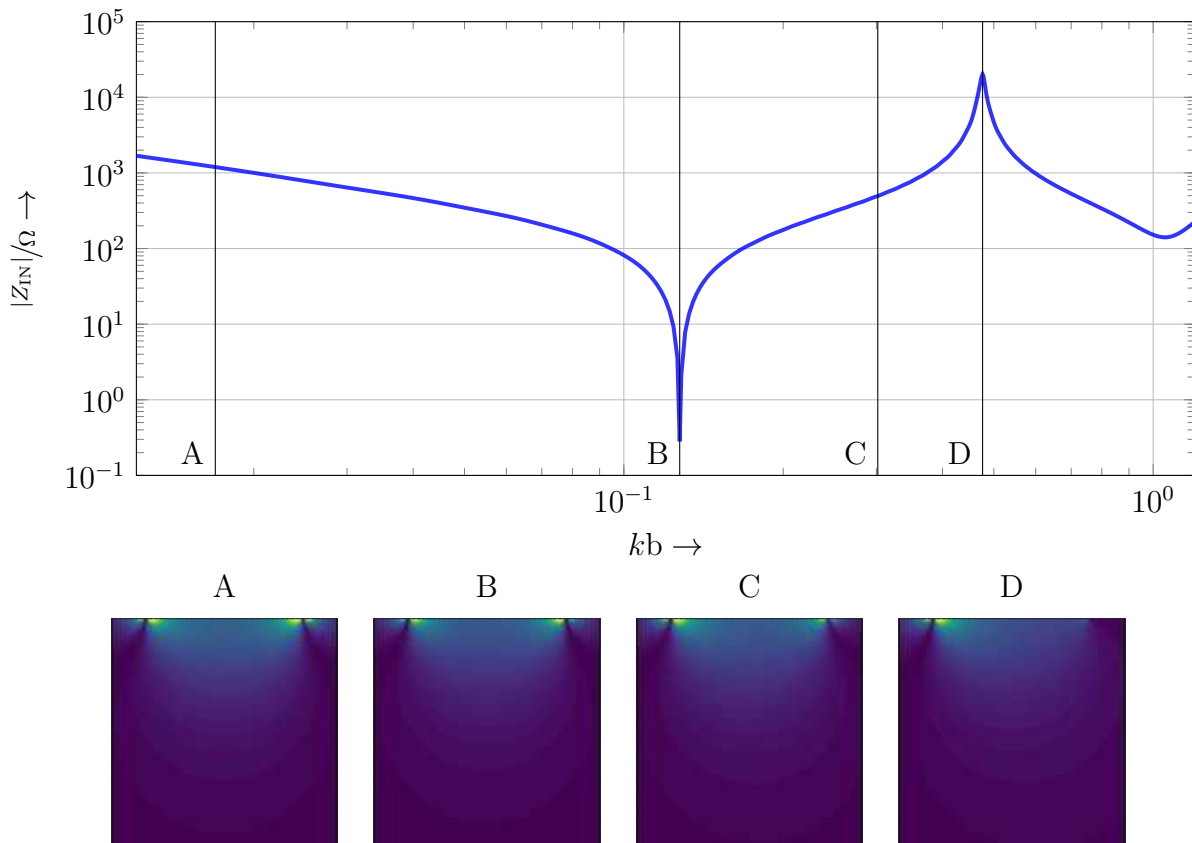


Abbildung 5.12: Sensitivitätsprofil der Anordnung in Abhängigkeit der Frequenz bzw. der in Abs. 5.2 identifizierten Bereiche.

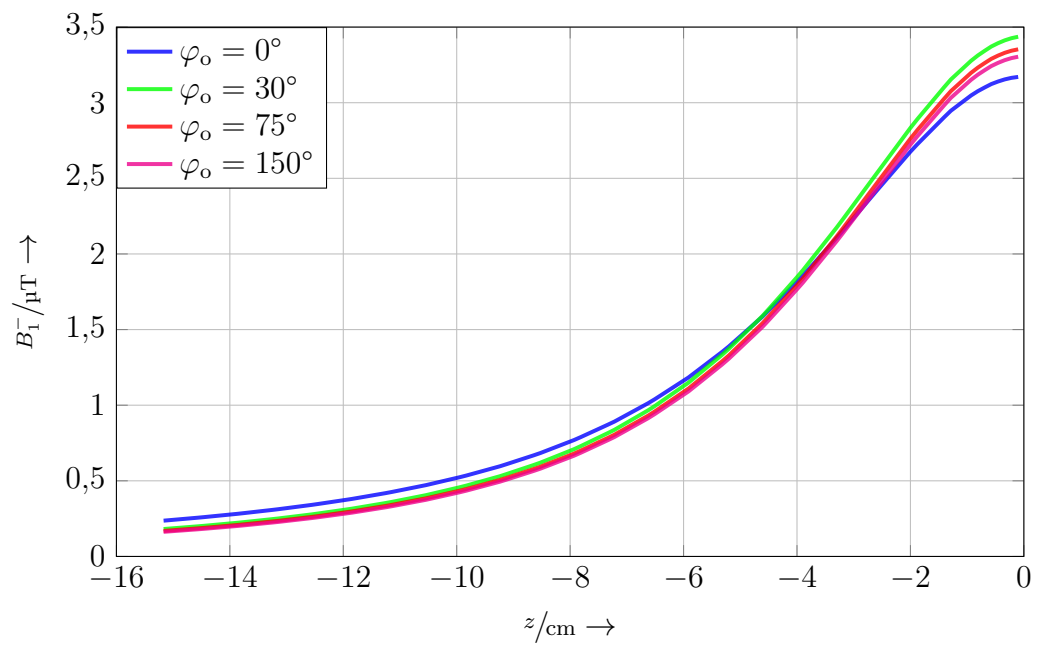


Abbildung 5.13: Sensitivitätsprofil entlang der z-Achse in Abhängigkeit der Überlappung.

### 5.3.3.2 Eingangsimpedanz $Z_{IN}$

Die Untersuchungen zur Eingangsimpedanz wurden für eine unbeladene „Split-Coil“ durchgeführt, um ein prinzipielles Verständnis zu den Abhängigkeiten der Eingangsimpedanz zu erhalten. Eingehendere Betrachtung zu den beladenen Fall, aber auch für  $\epsilon_R > 1$  sind im Abs. 5.4 zur Modellbildung enthalten.

In Abb. 5.14 und Abb. 5.15 ist beispielhaft die Abhängigkeit der Eingangsimpedanz  $Z_{IN}$  vom Leiterschleifenradius  $b$  oder Leiterbahnbreite  $w$  zu sehen. Für beide Parameter sind Änderungen im Frequenzverlauf zu beobachten. Zur quantitativen Analyse dieser Änderungen

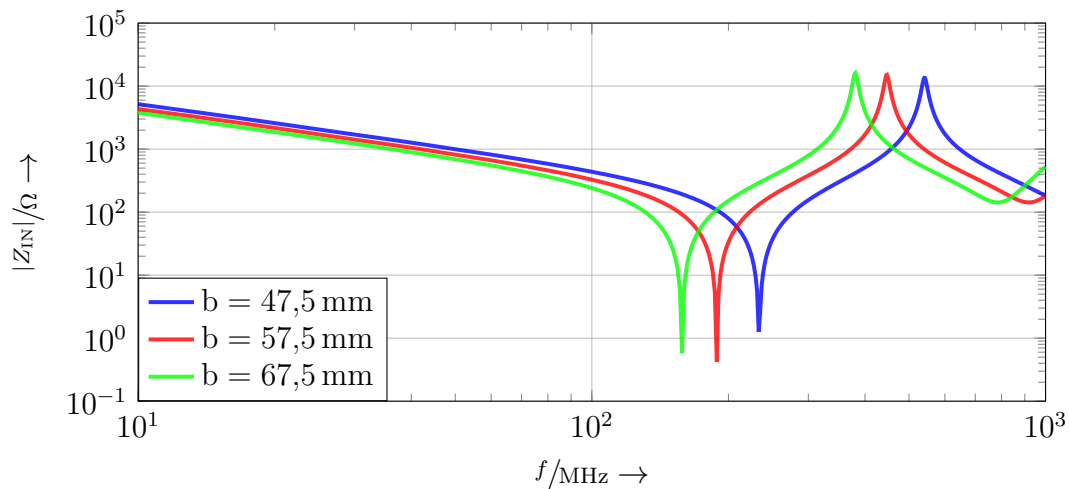


Abbildung 5.14: Eingangsimpedanz der Anordnung in Abhängigkeit des Leiterschleifenradius  $b$  ( $\varphi_o = 15^\circ$ ,  $h = 1$  mm).

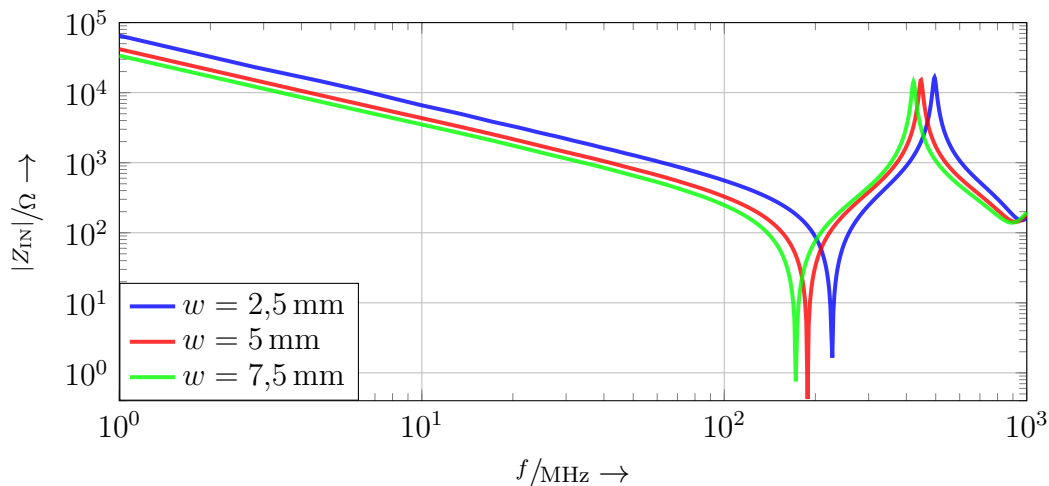


Abbildung 5.15: Eingangsimpedanz der Anordnung in Abhängigkeit der Leiterbahnbreite  $w$  ( $\varphi_o = 15^\circ$ ,  $b = 57,5$  mm,  $h = 1$  mm).

wurden den Verlauf der Eingangsimpedanz  $Z_{IN}$  beschreibende „Ersatz“-Parameter definiert. Diese orientieren sich an den in Abs. 5.2 identifizierten Abschnitten und umfassen



- die normierte Gesamtkapazität  $C_G^b = C_G/b$ ,
- die beiden Extrema  $(kb)_0^B$  und  $(kb)_0^D$ ,
- als auch die nutzbare Bandbreite  $\Delta(kb)$ .

Letzteres bezeichnet die für einen kapazitiven Matching-Ansatz (d. h.  $\text{Im}\{Z_{\text{IN}}\} > 0$ ) verwendbare Bandbreite im Frequenzverlauf der „Split-Coil“ und ist definiert als

$$\Delta(kb) = (kb)_0^D - (kb)_0^B. \quad (5.6)$$

Die definierten Parameter werden in Abb. 5.16 dargestellt.

Für niedrige Frequenzen d. h.  $kb < 0.1$  wird  $Z_{\text{IN}}$  von der Gesamtkapazität  $C_G$  bestimmt und ist damit auch maßgeblich für die Verschiebung der ersten Resonanz  $(kb)_0^B$  verantwortlich. Eine zunehmende Überlappung führt zu einer weiteren Verschiebung dieser ( $\varphi_o \uparrow \rightarrow (kb)_0^B \downarrow$ ). Dies ist für die zweite Resonanz  $(kb)_0^D$  nicht der Fall und es ist deutlich ein asymptotisches Verhalten zu erkennen.

Die Ergebnisse der extrahierten Parameter aus den simulierten Verläufen ist für  $(kb)_0^B, (kb)_0^D$

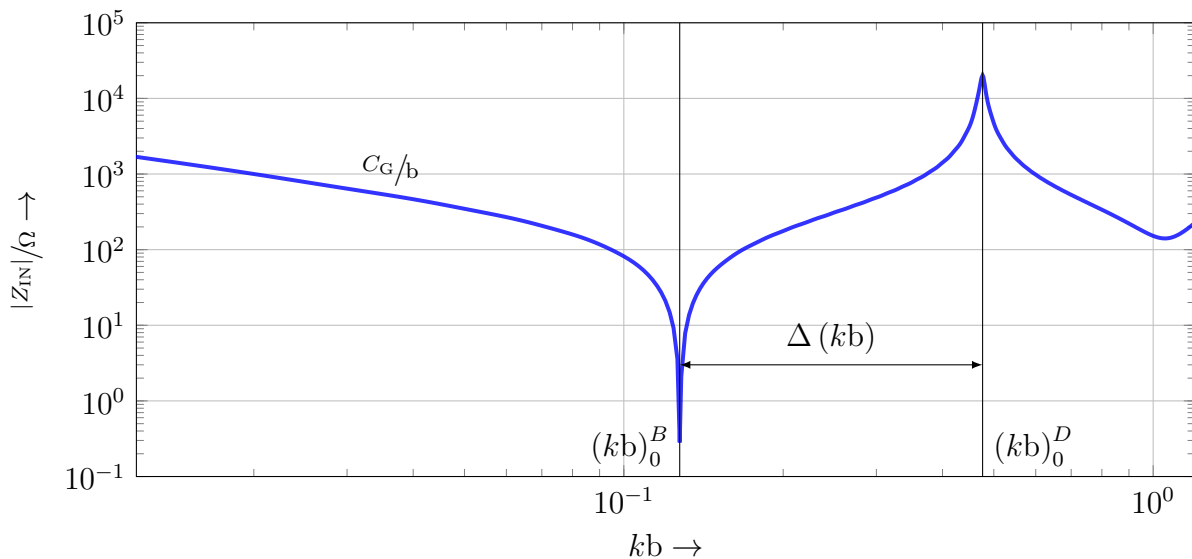


Abbildung 5.16: Frequenzgang der Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  mit Ersatzparametern zur Beschreibung deren Verlaufs.

und  $\Delta(kb)$  in Abb. 5.17 dargestellt.

Für die Resonanz  $(kb)_0^B$  ist im Falle  $\varphi_o = 0^\circ$  ein konstanter Wert (z. B.  $(kb)_0^B \approx 0.43$  für ( $w = 2,5 \text{ mm}$ )) zu beobachten, welcher eine Abhängigkeit von der Leiterbahnbreite aufweist (Vergleich Abb. 5.18 (oben)). Für  $\varphi_o > 0$  folgt  $(kb)_0^B$  einem negativen linearen Verlauf. Im Gegensatz dazu ist  $(kb)_0^D$  für  $\varphi_o > 0$  nahezu konstant und  $\varphi_o = 0^\circ$  weist einen positiven Verlauf auf.

Die effektive Bandbreite kann über den betrachteten Bereich durch eine lineare Funktion

angenähert werden und weist nur eine geringe Abhängigkeit bezüglich der Überlappung  $\varphi_o$  und Leiterbahnbreite  $w$  auf. Dies wird besonders deutlich in Abb. 5.18 (unten).

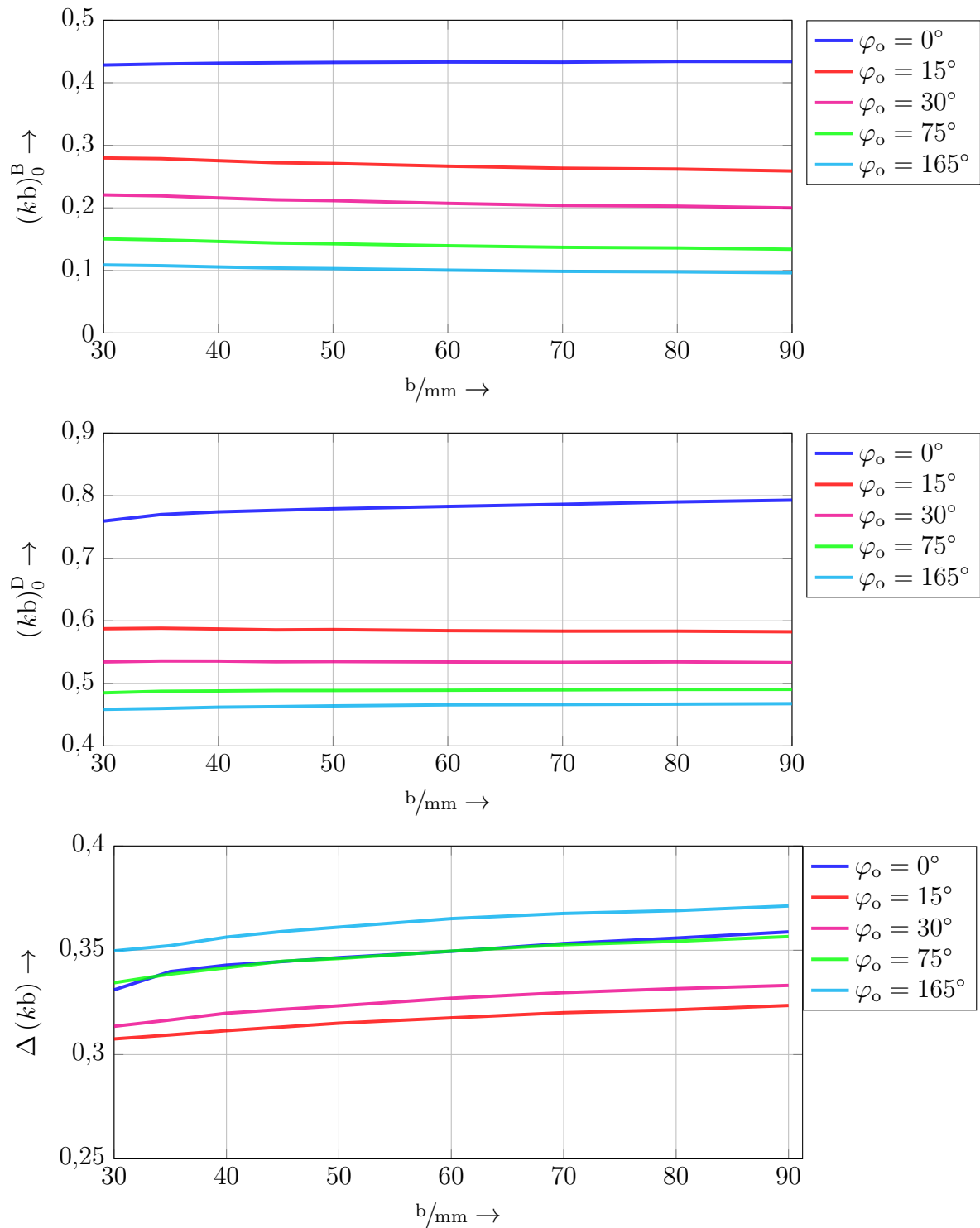


Abbildung 5.17: Resonanzfrequenzen  $(kb)_0^B$  &  $(kb)_0^D$  als auch effektiv nutzbare Bandbreite  $\Delta(kb)$  in Abhängigkeit des Leiterschleifenradius  $b$ , Überlappungsgrad  $\varphi_o$  ( $w = 2,5 \text{ mm}$ ).

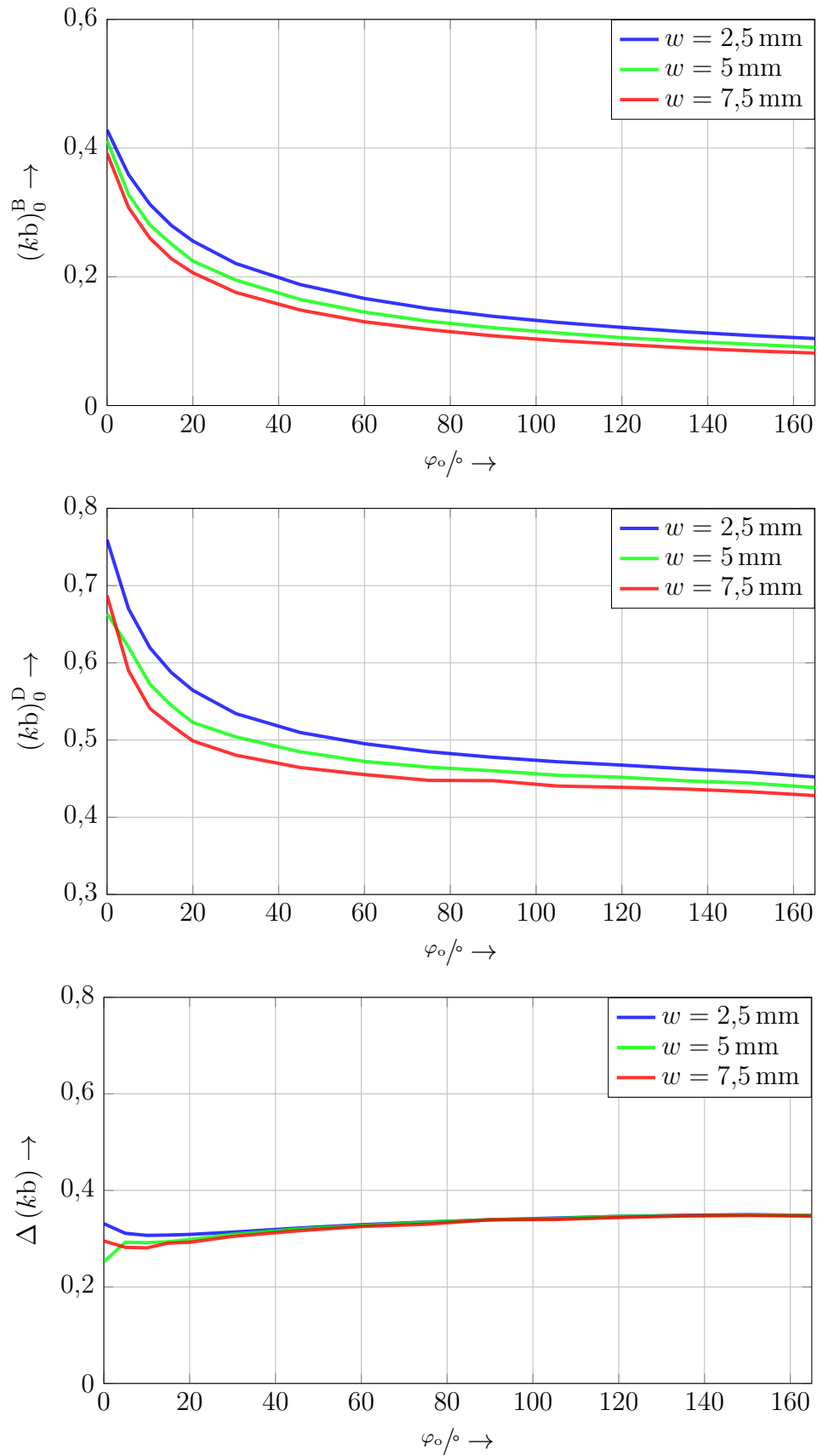


Abbildung 5.18: Effektive Bandbreite  $\Delta(kb)$  in Abhängigkeit der Überlappung  $\varphi_0$  für unterschiedliche Leiterschleifenradi  $b$ .

Die normierte Gesamtkapazität  $C_G/b$  ist nahezu konstant über den Leiterschleifenradius  $b$  (siehe Abb. 5.19). Im Gegensatz dazu ist eine lineare Abhängigkeit hinsichtlich der Leiterbahnbreite zu beobachten, womit beide Verläufe vergleichbar mit den Abhängigkeiten eines Plattenkondensators sind (siehe Abb. 5.20). Davon abweichend ist jedoch zu beobachten, dass die normierte Gesamtkapazität  $C_G/b$  nicht mit der relativen Permittivität  $\epsilon_R$  skaliert wird (siehe Abb. 5.21). Auch konvergiert diese für  $\varphi_o \rightarrow 0^\circ$  auf einen konstanten Wert, der abhängig ist von der Leiterbahnbreite  $w$ , relativen Permittivität  $\epsilon_R$ , Leiterschleifenradius  $b$  und der Höhe des Dielektrikums  $h$ . Damit ist die normierte Gesamtkapazität proportional zu folgender Funktion

$$C_G \propto C_0(b, w, \epsilon_R, h) + C(\epsilon_R, b, w, \varphi_o, h) . \quad (5.7)$$

Aus den Ergebnissen der Parametervariation können folgende Erkenntnisse extrahiert werden:

- Der nutzbare Frequenzbereich ist über feste Verhältnisse abschätzbar:

Die Änderung der normierten Resonanzfrequenzen lässt sich bezüglich  $b$  im Vergleich zu  $\varphi_o$  vernachlässigen. Dies bedeutet, dass  $(kb)_0^B$  und  $(kb)_0^D$  unabhängig von  $b$  approximiert werden kann. Mit z. B.  $(kb)_0^B = 0.43$  für die untersuchte Anordnung und  $\varphi_o = 0^\circ$  kann somit die minimal nutzbare Frequenz dieser Spule bestimmt werden.

Die beiden Resonanzen  $(kb)_0^D$  und  $(kb)_0^B$  konvergieren für  $\varphi_o \approx 180^\circ$  abschätzbaren Verhältnissen entgegen ( $(kb)_0^D \approx 0.48$  und  $(kb)_0^B \approx 0.1$ ), die geringfügig durch die Leiterbahnbreite  $w$  und relative Permittivität  $\epsilon_R$  verändert werden (siehe Abb. 5.18 & Abb. 5.22 zum Vergleich).

- Verschiebung des qualitativen Verlaufs:

Die Überlappung  $\varphi_o$  kann dazu verwendet werden die Eingangsimpedanz  $Z_{IN}$  zu modulieren. Für  $\varphi_o = 0^\circ$  wird der nutzbare Bereich  $\Delta(kb)$  zu höheren Werten verschoben d. h. für die Resonanz gilt  $(kb)_0^D > (kb)_0$ , wobei  $(kb)_0$  die Resonanz einer äquivalenten Leiterschleife ohne Überlappung ist.

Der effektiv nutzbare Bereich  $\Delta(kb)$  bleibt weitestgehend unbeeinflusst von der Überlappung  $\varphi_o$ , Leiterbahnbreite  $w$  und relativen Permittivität  $\epsilon_R$  und liegt in folgendem Bereich:  $0.3 < \Delta(kb) < 0.35$ .

- Modulierung der Eingangsimpedanz  $|Z_{IN}|$ :

Die Überlappung  $\varphi_o$  kann dazu verwendet werden, die Eingangsimpedanz in einem weitem Bereich zu variieren. Die größten Änderungsraten sind jedoch für den Bereich

$0^\circ \leq \varphi_o \leq 45^\circ$  zu beobachten. Für  $\varphi_o > 45^\circ$  sinken die Änderungsraten und damit Einstellmöglichkeiten drastisch bzw. nehmen einen asymptotischen Verlauf an.

- Gesamtkapazität  $C_G$ :

Die normierte Gesamtkapazität  $C_G/b$  weist einen konstanten Wert auf abhängig von der Leiterbahnbreite  $w$ , Überlappung  $\varphi_o$  und relativen Permittivität  $\epsilon_R$ .

Für  $\varphi_o = 0^\circ$  ist ein konstanter Wert  $C_0(b, w, \epsilon_R, h)$  gegeben.

Eine Erhöhung der normierten Gesamtkapazität  $C_G/b$  hat eine Verringerung der Resonanzen  $(kb)_0^B$  und  $(kb)_0^D$  zur Folge.

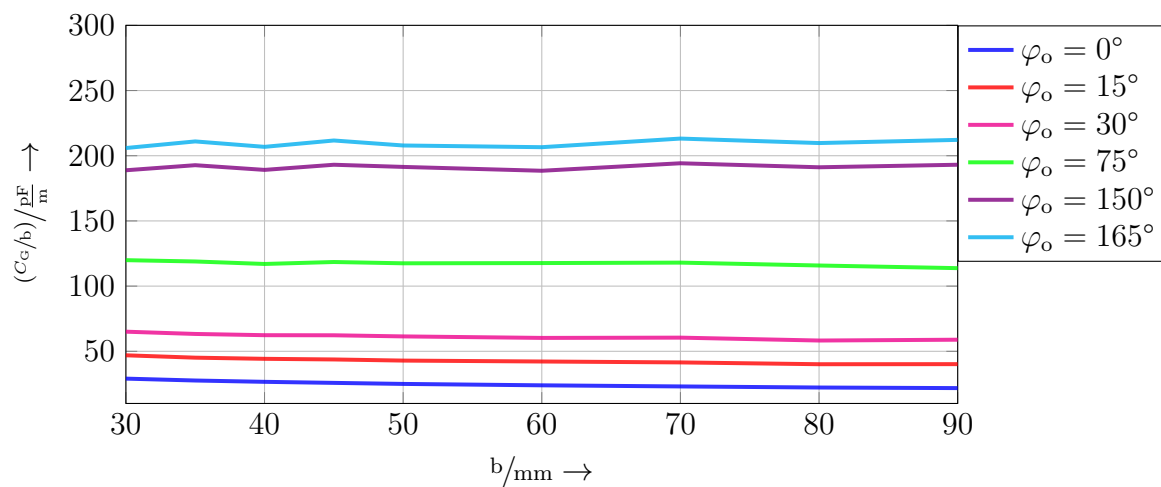


Abbildung 5.19: Normierte Gesamtkapazität ( $C_G/b$ ) in Abhängigkeit des Leitenschleifenradius  $b$  ( $w = 2,5 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_R = 1$ ).

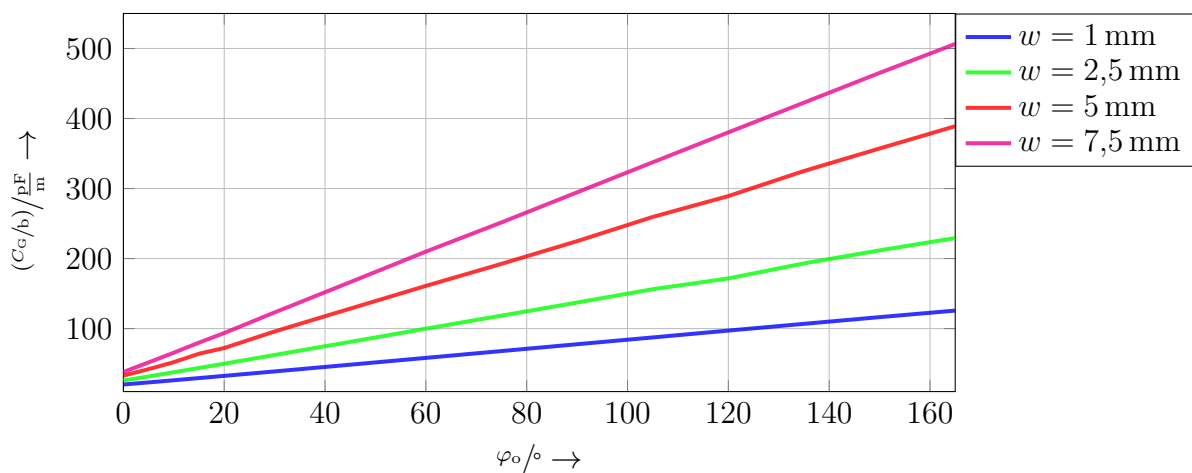


Abbildung 5.20: Normierte Gesamtkapazität ( $C_G/b$ ) in Abhängigkeit der Überlappung  $\varphi_o$  ( $b = 50 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_R = 1$ ).

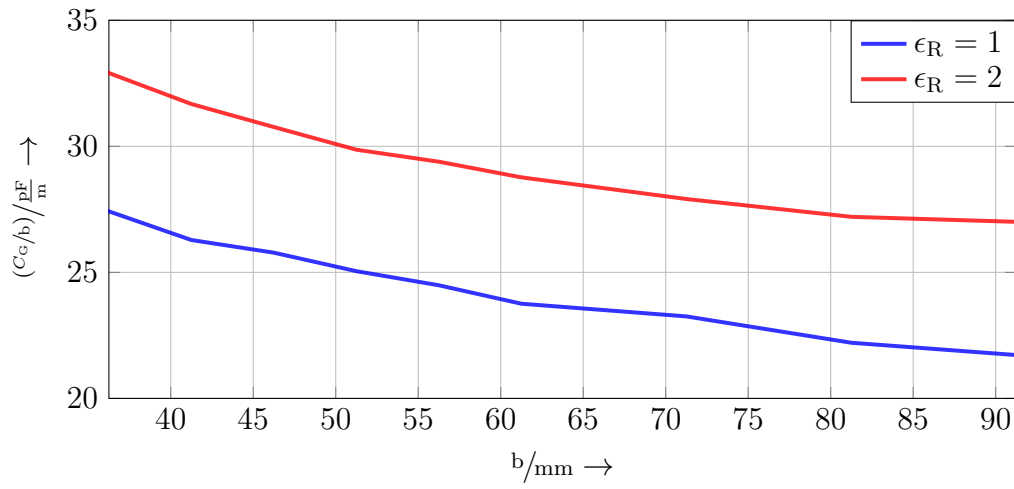


Abbildung 5.21: Normierte Gesamtkapazität  $(C_G/b)$  in Abhängigkeit des Leiterschleifenradius  $b$  und unterschiedliche  $\epsilon_R$  ( $\varphi_o = 0^\circ$ ,  $w = 5 \text{ mm}$ ).

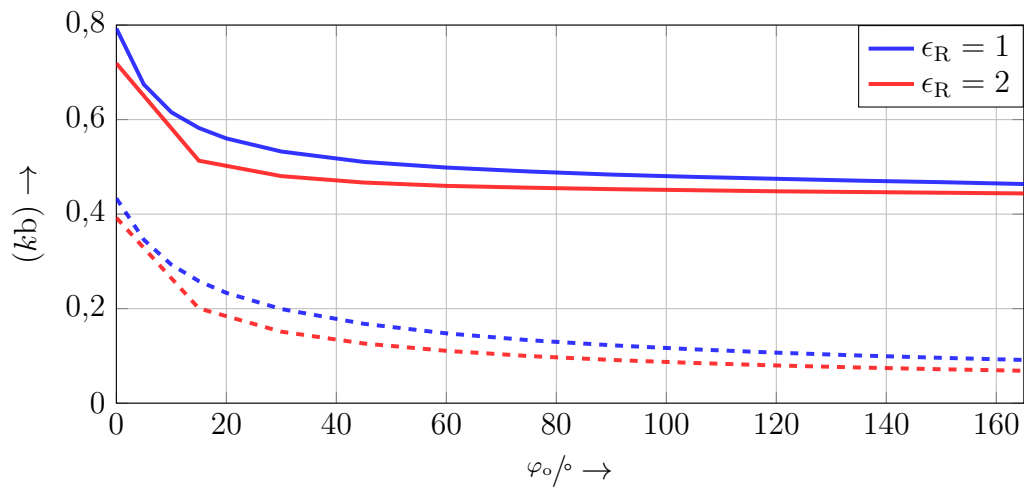


Abbildung 5.22: Gesamtkapazität in Abhängigkeit der Überlappung  $b$  für unterschiedliche  $\epsilon_R$ .

## 5.4 Modellierung der Anordnung

Da die Leistungsanpassung der „Split-Coil“, über die geometrischen Parameter, wie beispielsweise den Überlappungswinkel  $\varphi_0$  erfolgt, ist es für den praktischen Gebrauch unabdingbar Modelle zur Verfügung zu haben, die eine konkrete Dimensionierung ermöglichen. Die „Split-Coil“ wird in Abb. 5.23 gezeigt und Ziel ist eine korrekte Repräsentation der Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$ . Dazu werden in dem folgenden Abschnitt unterschiedliche Möglichkeiten der Modellierung aufgezeigt und gegeneinander evaluiert. Dies erfolgt anhand der Genauigkeit der Methoden bzw. auch deren Vorhersagbarkeit. Letzteres beschreibt die Möglichkeit die Parameter eines Modells aus der Geometrie berechnen bzw. einfache Kalibrierverfahren zur Bestimmung dieser anwenden zu können.

Prinzipiell werden zwei Ansätze der Modellierung betrachtet, die jeweils unterschiedliche Annahmen für den Überlappungsbereich der „Split-Coil“ treffen. Der erste Ansatz reduziert diesen gemäß einer „quasi-statischen“ Näherung auf eine konzentrierte, elektrische Kapazität. Die „quasi-statische“ Näherung bedeutet in diesem Fall, dass Ausbreitungseffekte entlang der Überlappung d. h. Änderungen der Phase vernachlässigt werden können und die Überlappung daher als klassische Plattenkondensator-Anordnung mit der elektrischen Kapazität  $C_P$  aufgefasst werden kann.

Der zweite Ansatz hingegen berücksichtigt solche Ausbreitungseffekte jedoch indem er den Überlappungsbereich als elektrische Leitung betrachtet, die durch ihre charakteristische Impedanz  $Z_C$  und Ausbreitungskonstante  $\gamma$  beschrieben wird.

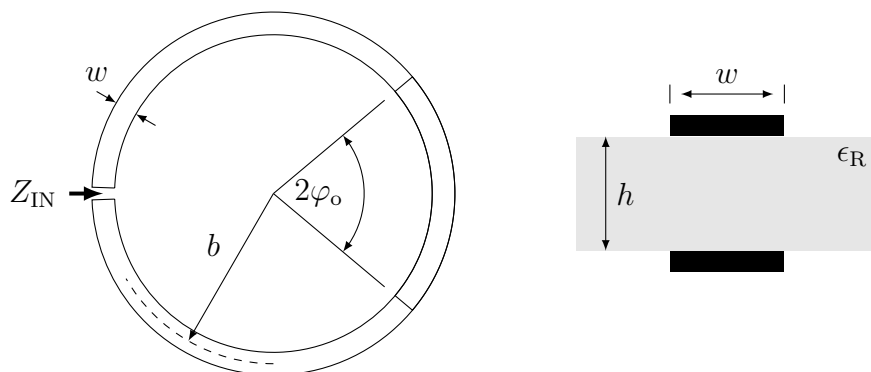


Abbildung 5.23: Die zu modellierende Anordnung der sogenannten „Split-Coil“. Der Querschnitt rechts entspricht der Anordnung der Leiterbahnen im Überlappungsbereich  $2 \cdot \varphi_0$ .

### 5.4.1 Modellansatz 1: Konzentrierte Kapazitäten

Die überlappenden Leiterbahnen bilden in der „quasi-statischen“ Näherung ein klassische Plattenkondensator-Anordnung deren Kapazität  $C_P$  durch die überlappende Fläche  $A$ , der Permittivität des Substrats  $\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_R$  und dem Abstand der beiden Leiterbahnen zueinander  $h$  bestimmt werden kann:

$$C = \frac{A \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_R}{h}. \quad (5.8)$$

Eine Vergrößerung der Überlappung führt damit zu einer Erhöhung der Querschnittsfläche des Kondensators und erhöht damit dessen Kapazität d. h. dies entspricht dem vorher in Abs. 5.3 identifizierten Verhalten im Bereich **A**.

Aus Abb. 5.23 ist ersichtlich, dass sich die Querschnittsfläche des Kondensators von dem Überlappungsgrad, dem Leiterschleifenradius  $b$  und der Leiterbahnbreite  $w$  bestimmt:

$$C_P = \frac{2 \cdot \varphi_0 \cdot b \cdot w \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_R}{h}. \quad (5.9)$$

Mit der Konzentration der auf die Überlappung verteilten Kapazität in ein einzelnes Element  $C_P$ , führt in dieser Betrachtung nun zu einer herkömmlichen Leiterschleife. Diese wird in Abb. 5.24 gezeigt und der Kondensator wird in der Mitte des ehemaligen Überlappungsbereichs d. h.  $\varphi = \pi$  eingefügt. Zur Beschreibung dieser 2-Tor Anordnung können die in Abs. 3.6 eingeführten Methoden verwendet werden, welche zu folgender Vierpol-Admittanz-Matrix führen

$$[\mathbf{Y}](\varphi_1) = \begin{bmatrix} Y_0 & Y_1 \\ Y_1 & Y_0 \end{bmatrix}. \quad (5.10)$$

Die Parameter  $Y_0$  und  $Y_1$  sind bestimmt durch [HM68]

$$Y_0 = Y_{\text{IN}}(w, b) \quad (5.11)$$

$$Y_1 = Y_{\text{IN}}(w, b) \cdot \frac{I_1}{I_0}, \quad (5.12)$$

wobei die Eingangsadmittanz  $Y_{\text{IN}} = 1/z_{w,b}$  und Ströme  $I_{0/1}$  an den Positionen  $\varphi_{0/1}$  sind [Wu62]. Der äquivalente Drahtradius  $w$  ist durch  $w = w/4$  gegeben [Hej94].

Der nicht überlappende Bereich der „Split-Coil“ wird hierbei als normale kreisrunde Leiterschleife aus Draht aufgefasst und die Überlappung durch einen Kondensator. Vorteil des vorliegenden Ansatzes ist die einfache Bestimmbarkeit der Ersatzkapazität  $C_P$  und analytische Beschreibbarkeit der Vierpol-Admittanz-Matrix.



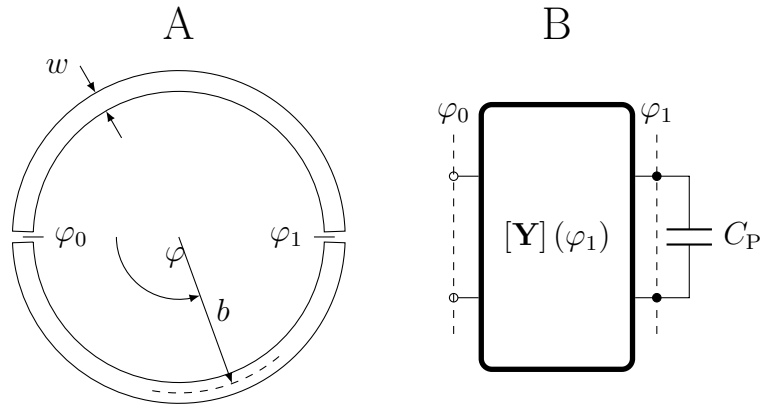


Abbildung 5.24: Modellierung der Anordnung mittels des Ersatz der überlappenden Leiterbahnen durch eine konzentrierte Kapazitäten  $C_P$ .

### 5.4.2 Modellansatz 2: Wellenleiter

Eine zweite Möglichkeit der Modellierung ist in Abb. 5.25 dargestellt. Hierbei werden die sich überlappenden Leiterbahnen als symmetrische elektrische Leitung aufgefasst, welche an den beiden Positionen  $\varphi_1 = \pi - \varphi_0$  und  $\varphi_2 = \pi + \varphi_0$  mit der Leiterschleife konnektiert sind (siehe Abb. 5.25). Damit wird nun auch, wie bereits zuvor der nicht überlappende Bereich der „Split-Coil“ durch eine Admittanz-Matrix beschrieben:

$$[\mathbf{Y}] = \begin{bmatrix} Y_0 & Y_1 & Y_2 \\ Y_2 & Y_0 & Y_1 \\ Y_1 & Y_2 & Y_0 \end{bmatrix}. \quad (5.13)$$

Die äquivalente Darstellung der 3-Tor Leiterschleife wird in Abb. 5.25 demonstriert ( $\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{B}$ ). Unter Anbetracht dessen, dass die Orientierung der Tore auf der Leiterschleife, durch den positiven Drehsinn von  $\varphi$  gegeben ist, ergibt sich das in Abb. 5.25  $\mathbf{B}$  dargestellte Verbindungsschema. Zur Berücksichtigung der Streukapazitäten der jeweils nur einseitig angeschlossenen elektrischen Leitungen werden an den Anschlusspunkten die Kapazitäten  $C_F$  eingefügt. Die S-Parameter der elektrischen Leitung sind gegeben durch [Mai08]

$$[\mathbf{S}_{\text{MTL}}] = \begin{bmatrix} \frac{r \cdot (1-p^2)}{1-r^2 \cdot p^2} & \frac{p \cdot (1-r^2)}{1-r^2 \cdot p^2} \\ \frac{p \cdot (1-r^2)}{1-r^2 \cdot p^2} & \frac{r \cdot (1-p^2)}{1-r^2 \cdot p^2} \end{bmatrix}, \quad (5.14)$$

wobei der Reflektionsfaktor  $r$  und Ausbreitungsparameter  $p$  sich aus der charakteristischen Impedanz  $Z_0^{\text{DM}}$ , der Ausbreitungskonstante  $\gamma = j \cdot \omega / v_{\text{MTL}}$  und der geometrischen Länge  $l_{\text{MTL}}$  der elektrischen Leitung bestimmt.

$$r = \frac{Z_0^{\text{DM}} - Z_{\text{ref}}}{Z_0^{\text{DM}} + Z_{\text{ref}}} \quad (5.15)$$

$$p = e^{\gamma \cdot l_{\text{MTL}}} = e^{-j\omega(l_{\text{MTL}}/v_{\text{MTL}})} \quad (5.16)$$

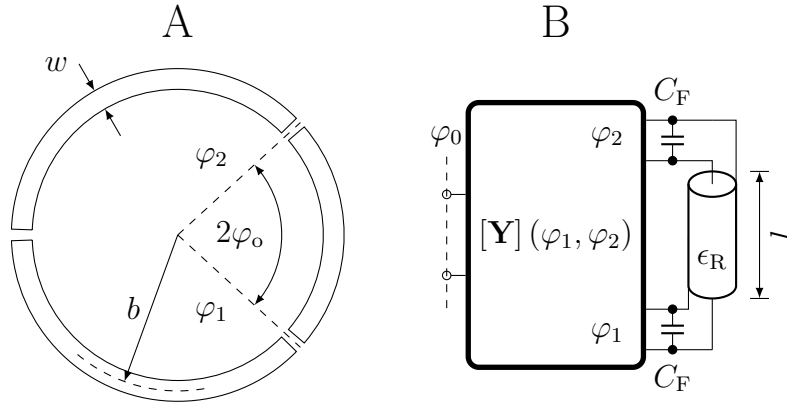


Abbildung 5.25: Modellierung der Anordnung mittels des Ersatzes der überlappenden Leiterbahnen durch eine elektrische Leitung.

Die Impedanz  $Z_{\text{ref}}$  stellt die entsprechende Referenzimpedanz der S-Parameter-Matrix und  $v_{\text{MTL}}$  die tatsächliche Ausbreitungsgeschwindigkeit im Substrat zwischen beiden Leiterbahnen dar. Die Konnektierung der beiden Matrizen erfolgt nach den in Abs. [A.2.2](#) dargelegten Methoden, jedoch muss vorher eine Konversion der  $[[\mathbf{Y}]] \rightarrow [[\mathbf{S}]]$  entsprechend der Referenzimpedanz  $Z_{\text{ref}}$  erfolgen.

Die charakteristische Impedanz der symmetrischen Leitung kann von der einer unsymmetrischen Leitung abgeleitet werden. Dies wird in Abb. [5.26](#) durch die Einführung einer Symmetrieebene verdeutlicht. Mittels der Spiegelmethode kann in dieser eine virtuelle Bezugsebene eingeführt werden, d. h. die Anordnung ist als Parallelschaltung zweier unsymmetrischer Leitungen mit der charakteristischen Impedanz  $Z_0^{\text{CM}}$  beschreibbar. Damit berechnet sich die charakteristische Impedanz der symmetrischen Leitung wie folgt

$$Z_0^{\text{DM}} = \frac{Z_0^{\text{CM}}}{2}. \quad (5.17)$$

Die in Abb. [5.26](#) (rechts) gezeigte Anordnung ist unter anderem als Mikrostreifenleitung (**MSL**) bekannt. Deren charakteristische Impedanz  $Z_0^{\text{CM}}$  kann wie folgt berechnet werden [\[Whe65\]](#):

$$Z_0^{\text{CM}} = \frac{Z_{\text{F0}}/\epsilon_{\text{r,eff}}}{\frac{a_{\text{eff}}}{h_{\text{MTL}}} + 1.393 + \frac{2}{3} \ln \left( \frac{a_{\text{eff}}}{h_{\text{MTL}}} + 1.444 \right)}, \quad (5.18)$$

wobei die Höhe der unsymmetrischen Leitung durch

$$h_{\text{MTL}} = \frac{h}{2}$$

gegeben ist und  $a_{\text{eff}}$  die effektive Leiterbahnbreite,  $\epsilon_{\text{r,eff}}$  die effektive Permittivität und  $Z_{\text{F0}}$  die Wellenimpedanz des Freiraums darstellen. Die Berechnungsvorschriften für  $a_{\text{eff}}$  und  $\epsilon_{\text{r,eff}}$  richten sich nach dem Verhältnis  $w/h_{\text{MTL}}$ . Hinsichtlich des Anliegens eine möglichst

flexible Anordnung mit der „Split-Coil“ zu erhalten, erscheint der maximal sinnvolle Leiterbahnabstand  $h \approx 1 \text{ mm}$  zu sein. Daher kann davon ausgegangen werden, dass  $w/h_{\text{MTL}} > 1$  immer gilt und sich  $a_{\text{eff}}$  und  $\epsilon_{r,\text{eff}}$  wie folgt berechnen [Whe65]:

$$w_{\text{eff}} = h_{\text{MTL}} \cdot \left( \frac{w}{h_{\text{MTL}}} + \frac{5 \cdot t}{4\pi h_{\text{MTL}}} \cdot \left( 1 + \ln \left( \frac{2h}{t} \right) \right) \right) \quad (5.19)$$

$$\epsilon_{r,\text{eff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 12h_{\text{MTL}}/w}} - \frac{\epsilon_r - 1}{4.6} \cdot \frac{t/w}{\sqrt{w/h_{\text{MTL}}}} \quad (5.20)$$

In Abb. 5.27 ist die Abhängigkeit der charakteristischen Impedanz einer Mikrostreifenleitung in Abhängigkeit der Dicke und Permittivität des Substrats dargestellt. Eine Vergrößerung der relativen Permittivität  $\epsilon_r$  als auch eine Verringerung des Leiterbahnabstandes  $h_{\text{MTL}}$  führen zu einer Verringerung der charakteristischen Impedanz.

Die Länge der Leitung ist durch den Überlappungswinkel  $\varphi_o$  und dem Leiterschleifenradius  $b$  bestimmt

$$l_{\text{MTL}} = 2 \cdot \varphi \cdot b. \quad (5.21)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_{\text{MTL}}$  und damit Ausbreitungskonstante  $\gamma$  wird durch die effektive Permittivität  $\epsilon_{r,\text{eff}}$  reduziert:

$$v_{\text{MTL}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{r,\text{eff}} \cdot \mu_0}}. \quad (5.22)$$

Die Berechnung der charakteristischen Impedanz kann für  $w \gg h$  wesentlich verein-

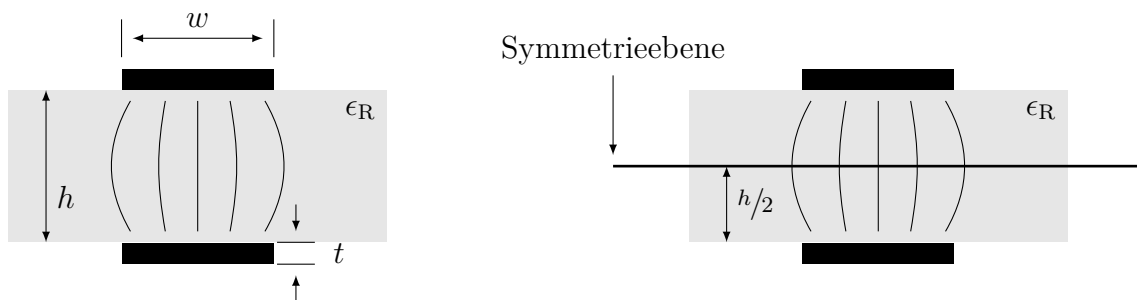


Abbildung 5.26: Querschnitt des Überlappungsbereiches mit Symmetrieebene und sich daraus ergebende Auftrennung in zwei unsymmetrische elektrische Leitungen.

facht werden, indem die Berechnungsvorschriften für einen sogenannten Bandleiter (**BL**) verwendet werden können:

$$Z_0^{\text{DM}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r}} \cdot \frac{h}{w}. \quad (5.23)$$

In Abb. 5.28 werden beide Berechnungsvorschriften (d. h. Gl. (5.23) & Gl. (5.17)) für unterschiedliche relative Permittivitäten des Substrates  $\epsilon_r$  miteinander verglichen. Beide

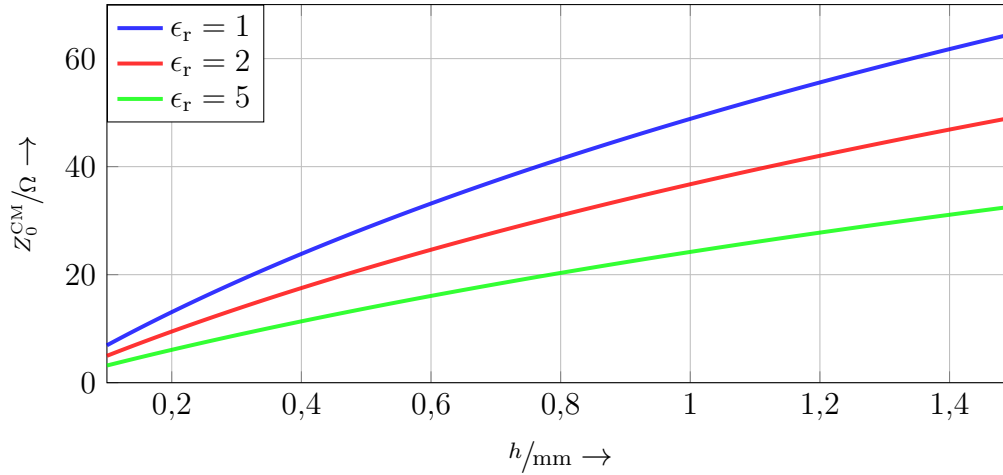


Abbildung 5.27: Charakteristische Impedanz einer Mikrostreifenleitung in Abhängigkeit der relativen Permittivität  $\epsilon_R$  und Abstand der Leiterbahnen  $h$  ( $w = 5$  mm).

Kurven nähern sich für  $w/h > 100$  gegeneinander an und konvergieren zu einem gemeinsamen Ergebnis. Dies korrespondiert auch zu der relativen Abweichung, die in Abb. 5.29 dargestellt ist. Diese ist als

$$\Delta Z_0^{\text{DM}} = \frac{\left| (Z_0^{\text{DM}})_{\text{BL}} - (Z_0^{\text{DM}})_{\text{MSL}} \right|}{(Z_0^{\text{DM}})_{\text{MSL}}} \quad (5.24)$$

definiert, wobei  $(Z_0^{\text{DM}})_{\text{BL}}$  durch Gl. 5.24 und  $(Z_0^{\text{DM}})_{\text{MSL}}$  durch Gl. 5.17 bestimmt sind. Für ein Verhältnis  $w/h > 100$  beträgt die relative Abweichung zwischen beiden Ergebnissen  $\ll 5\%$ . Im praktischen Gebrauch z. B. für flexible Leiterplatten ( $h \approx 120 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_R \approx 4$ ) sind Verhältnisse  $w/h = 10 \dots 50$  zu erwarten. Damit liegt die Abweichung zwischen beiden Berechnungsmethoden in diesem Bereich zwischen 2% und 10%.

Für Anordnungen mit starren Leiterplatten ( $h \approx 1$  mm) liegt das Verhältnis  $w/h < 10$  und damit die Abweichung  $\Delta Z_0^{\text{DM}} > 10\%$ . Für die korrekte Dimensionierung einer solchen Anordnung ist Gl. 5.23 nicht geeignet, sehr wohl aber zur Vereinfachung der Dimensionierung für dünnes und zumeist flexibles Trägermaterial.

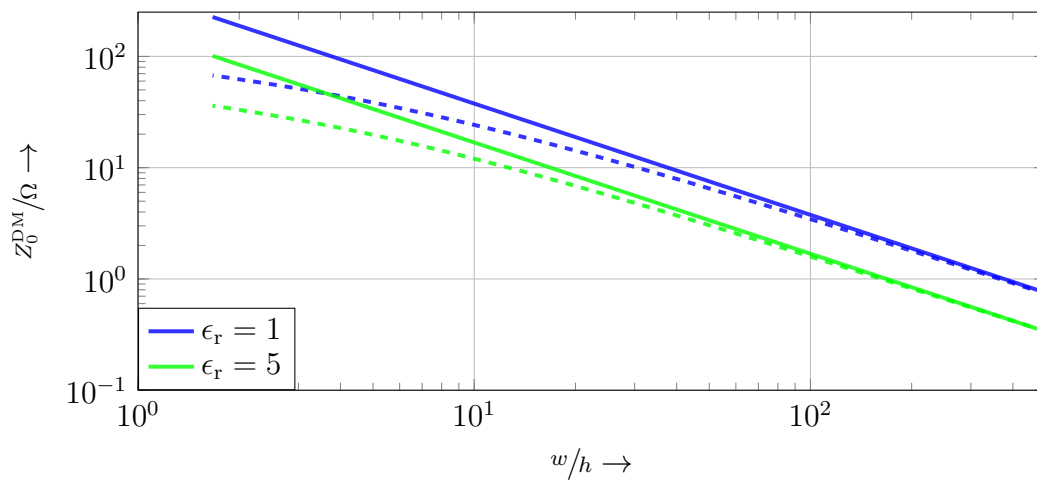


Abbildung 5.28: Charakteristische Impedanz  $Z_0^{\text{DM}}$  der Anordnung aus Abb. 5.26 nach Gl. (5.27) (BL: durchgezogen) oder Gl. (5.18) (MSL: gestrichelt).

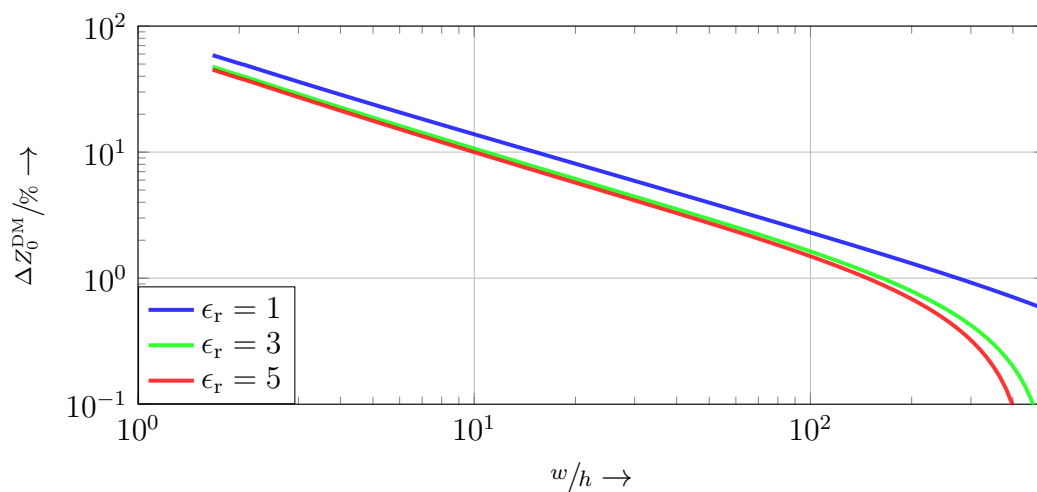


Abbildung 5.29: Abweichung in der Berechnung der charakteristischen Impedanz  $\Delta Z_0^{\text{DM}}$  nach Gl. (5.24) in Abhängigkeit des Verhältnis  $w/h$  und der relativen Permittivität  $\epsilon_r$ .

### 5.4.3 Kalibrierung der Modelle

Beide Modelle basieren auf der Berechnung der Eingangsadmittanz  $Y_{\text{IN}}(w, b)$  einer kreisrunden Leiterschleife aus rundem Draht mit dem Leiterschleifenradius  $b$  und Drahradius  $w$ . Im Falle der gedruckten Leiterschleife kann die flache Leiterbahn der Breite  $w$  in einen äquivalenten Drahradius  $a = w/4$  überführt werden [Hej94]. Jedoch ist durch das Substrat zu erwarten, dass dessen elektrische Eigenschaften zu einer effektiven relativen Permittivität  $\epsilon_{\text{R,eff}}$  führt. Bisher existiert eine Abschätzung für  $\epsilon_{\text{R,eff}}$  nur wenn sich eine Massefläche auf der Unterseite des Substrates befindet. Da dies in der vorliegenden Anordnung nicht gegeben ist, wurde eine Methode entwickelt, um  $\epsilon_{\text{R,eff}}$  aus Referenzanordnungen zu bestimmen.

Ein weiterer, im jetzigen Modell unbestimmter Parameter, ist die Streufeldkapazität  $C_{\text{F}}$ , welche im zweiten Modellansatz verwendet wird. Beide Parameter sind für die Modellierung der „Split-Coil“ entscheidend, da z. B. ohne korrektes Kenntnis der effektiven relativen Permittivität  $\epsilon_{\text{R,eff}}$  die elektrische Länge der Leiterschleife überschätzt wird.

Beide Parameter lassen sich anhand einer im „Leerlauf“ und „Kurzschluss“ simulierten Leiterschleife bestimmen. Die entsprechenden Anordnungen sind in Abb. 5.30 dargestellt. Zur Bestimmung der relativen Permittivität wird die kurzgeschlossene Leiterschleife (Abb. 5.30 A) verwendet, wobei die Berechnung der Eingangsimpedanz durch Skalierung der Ausbreitungskonstante  $\gamma$  erfolgt [KHT64].

Die Leiterschleife im Leerlauf ist gekennzeichnet durch einen Überlappungswinkel  $\varphi_0 = 0^\circ$  d. h. die beiden Enden der Leiterbahnen sind durch eine Reihenschaltung der Streukapazitäten  $C_{\text{F}}$  miteinander verkoppelt. Dies bedeutet konkret, dass die Leiterschleife im Leerlauf mittels des ersten Modellansatzes beschrieben werden kann (Vgl. Abb. 5.24) d. h.

$$C_{\text{P}} = \frac{C_{\text{F}}}{2}. \quad (5.25)$$

Mittels Gl. 5.25 kann die Streukapazität durch eine modellbasierte Optimierung bestimmt werden. Dazu wird Gl. 5.10 verwendet und die Kostenfunktion  $|Y_{\text{IN}}^{\text{Mod}} - Y_{\text{IN}}^{\text{Sim}}|$  minimiert. Ein Beispiel einer solchen Kalibrierung ist in Abb. 5.31 zu sehen.

### 5.4.4 Vergleich beider Modelle:

Zum Vergleich der beiden Modelle wurde die in Tab. 5.1 zusammengefasste „Split-Coil“ für unterschiedliche Überlappungswinkel  $\varphi_0$  simuliert. In der Tabelle sind auch die berechneten und kalibrierten Werte für beide Modellansätze zusammengefasst.

Die Ergebnisse für den ersten Modellansatz sind in Abb. 5.32 dargestellt. Insbesondere der Verlauf im Bereich A und C wird durch das Modell gut erfasst respektive wiedergegeben. Jedoch sind große Abweichungen hinsichtlich der ersten Resonanz  $(kb)_0^{\text{B}}$  zu erkennen,

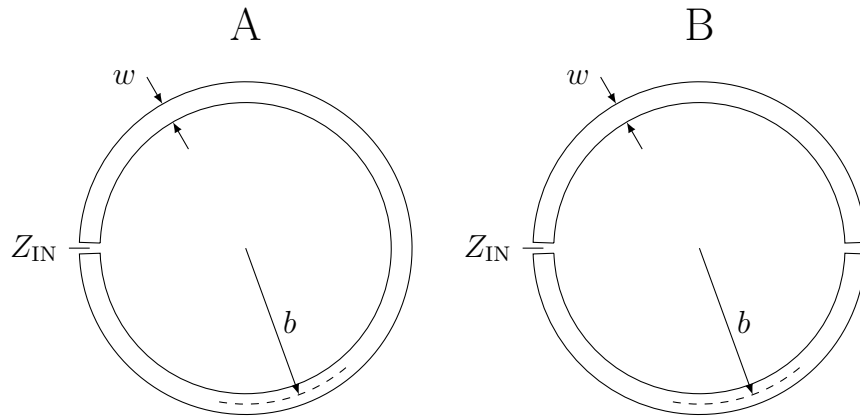


Abbildung 5.30: Kalibrierung der vorgeschlagenen Modelle anhand einer im „Leerlauf“ **B** und „Kurzschluss“ **A** simulierten Leiterschleife.

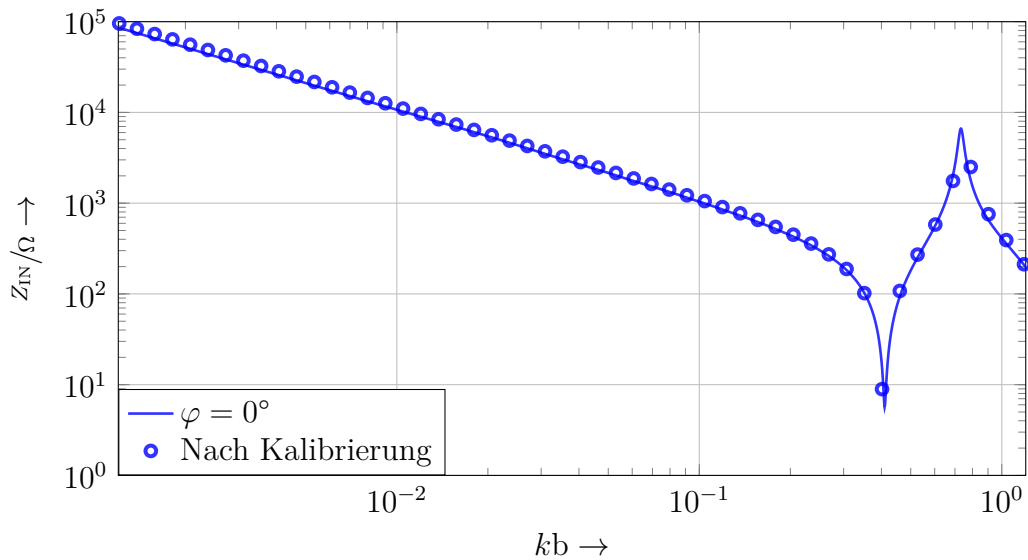


Abbildung 5.31: Bestimmung der Streukapazität  $C_F$  durch eine DE-Optimierung anhand einer Leiterschleife im Leerlauf (d. h.  $\varphi = 0^\circ$ ).

Parameter	Wert	Parameter	Wert
$b$	5,75 cm	$h$	1 mm
$w$	5 mm	$\epsilon_R$	1 ... 5
$\epsilon_{R,\text{eff}}$		1 ... 1.3	
2. Modellansatz			
$\epsilon_R$	1	$\epsilon_{R,\text{eff}}$	1
		$Z_0^{\text{DM}}$	14,35 $\Omega$
$\epsilon_R$	5	$\epsilon_{R,\text{eff}}$	4.39
		$Z_0^{\text{DM}}$	6,89 $\Omega$

Tabelle 5.1: Parameter der für den Vergleich verwendeten Leiterschleife.

die mit steigender Überlappung  $\varphi_o$  zunehmen. Doch auch im Bereich nach der zweiten

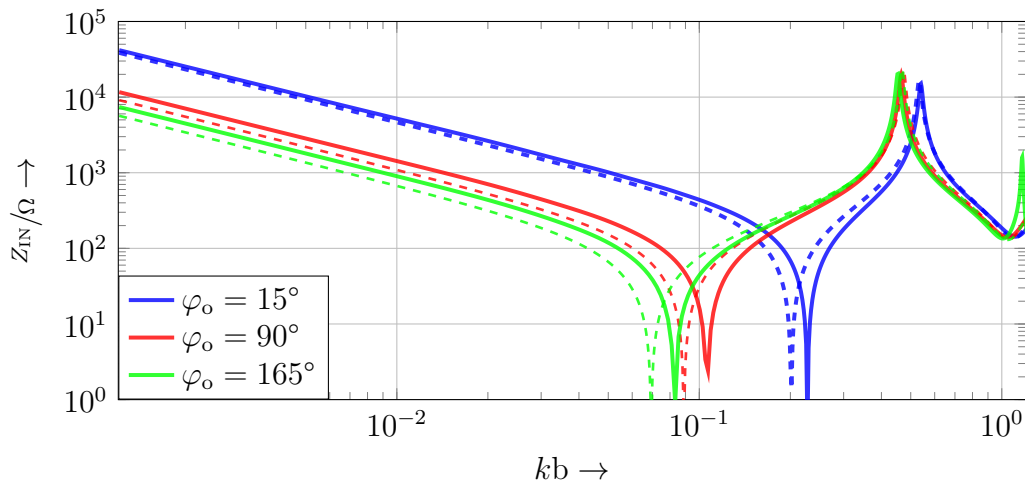


Abbildung 5.32: Aus EM-Simulationen (durchgezogen) und mittels des ersten Modellansatzes (gestrichelt) berechnete Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  der „Split-Coil“.

Resonanz  $(kb)_0^{\text{D}}$  sind für den ersten Modellansatz Diskrepanzen zu erkennen. Dies wird in Abb. 5.33 veranschaulicht. Der Einsatz eines Kondensators ermöglicht nicht die Nachbildung der zusätzlichen Leitungsresonanzen, die für  $kb > 1$  bei entsprechend hohen Überlappungsgraden  $\varphi_o$  auftreten.

In Abb. 5.34 ist eine weitergehende Analyse zum ersten Modellansatz veranschaulicht.

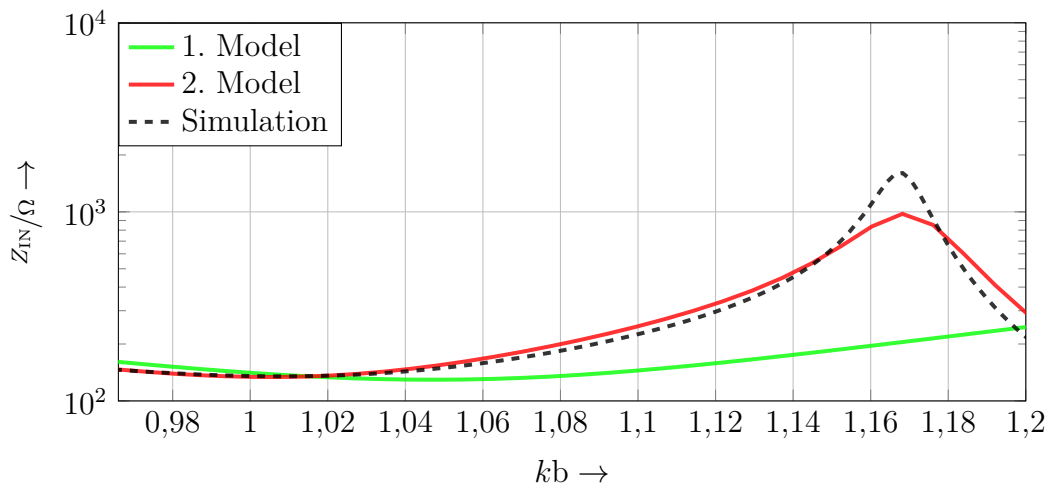


Abbildung 5.33: Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  für  $kb > 1$  für beide Modellansätze im Vergleich zu Simulationsergebnissen ( $\varphi_0 = 165^\circ$  und  $\epsilon_{\text{R}} = 1$ ).

Diese enthält neben den Ergebnissen der EM-Simulation und des ersten Modellansatzes, auch den Verlauf der Eingangsimpedanz für eine normale Leiterschleifenradius  $b$  mit demselben Leiterschleifen und äquivalenten Drahtradius  $w$ . Zusätzlich ist auch der Verlauf



der Impedanz des Ersatzkondensators  $Z_C$  aufgetragen. Diese wird berechnet mittels:

$$Z_C = \frac{1}{j\omega C_P}. \quad (5.26)$$

Zur Vorhersage der Resonanz  $(kb)_0^B$  durch das Modell wird angenommen, dass diese eine Reihenresonanz der Induktivität der Leiterschleife  $L_L$  als auch der Ersatzkapazität  $C_P$  darstellt. Damit ist diese Resonanz durch die Modellparameter gegeben durch

$$(kb)_0^{B,Model} = \frac{b}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{L_L \cdot C_P}}, \quad (5.27)$$

wobei die Induktivität aus dem linearen Verlauf der Impedanz  $Z_{Loop}$  approximiert werden kann:

$$L_{Loop} = \frac{Z_L}{\omega}. \quad (5.28)$$

Aus Abb. 5.34 ist klar ersichtlich, dass der Verlauf des Ersatzkondensators  $C_P$  in Bereich **A** nicht dem der „Split-Coil“ entspricht. Dies gilt auch für die durch Gl. (5.27) gegebene Resonanz d. h.  $(kb)_0^{B,Model} > (kb)_0^B$ . Die analytische Berechnung der Ersatzkapazität durch Gl. 5.9 führt somit zu einer Unterschätzung der Ersatzkapazität  $C_P$ .

Eine Alternative stellt die Bestimmung der Ersatzkapazität  $C_P$  aus Simulationsdaten

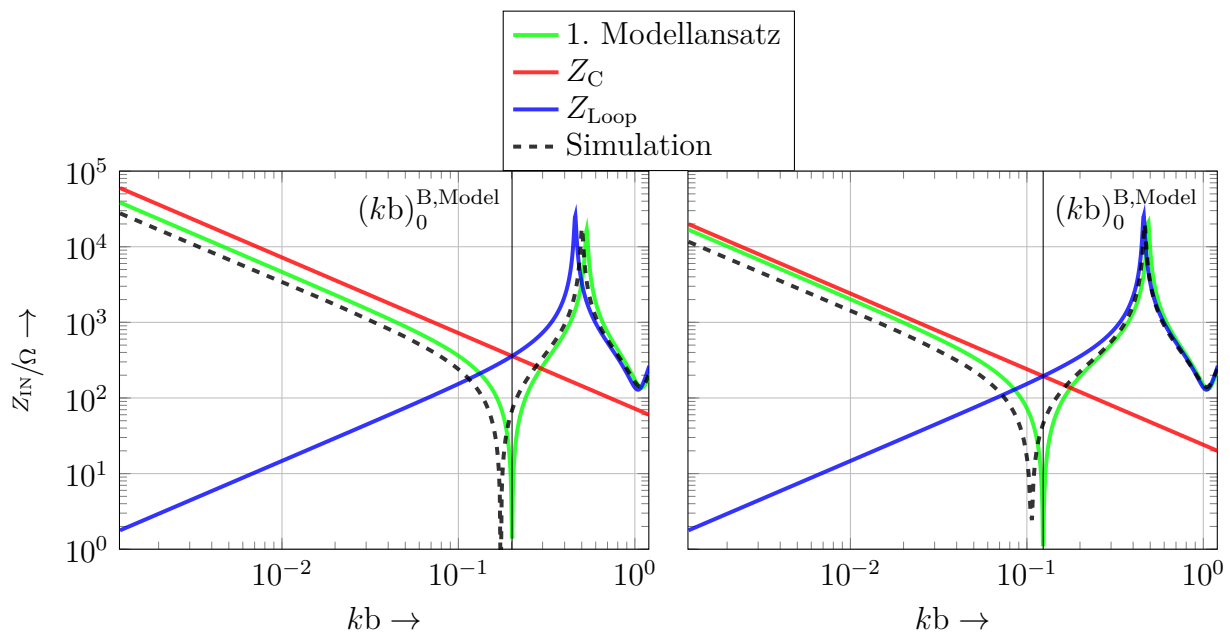


Abbildung 5.34: Eingangsimpedanz  $Z_{IN}$  der simulierten Anordnung für  $\varphi_o = 30^\circ$  (links) und  $\varphi_o = 90^\circ$  (rechts) im Vergleich zu den Ergebnissen des ersten Modellansatzes.

entsprechend dem Vorgehen in Abs. 5.3.3.2 dar. Eine Gegenüberstellung beider Werte für  $C_P$  ist in Tab. 5.2 zu finden. Die systematische Darstellung der Einzelkomponenten des Modells ist in Abb. 5.35 dargestellt. Im Gegensatz zu den analytisch bestimmten Werten

gibt ein solch parametrisiertes Modell den Verlauf der „Split-Coil“ in Bereich **A** sehr gut wieder. Auch wird die Resonanz  $(kb)_0^{\text{B,Model}}$  korrekt durch Gl. 5.27 approximiert, entspricht aber nicht der Resonanz  $(kb)_0^{\text{B}}$ .

In Abb. 5.36 sind die Ergebnisse für den zweiten Modellansatz dargestellt. In diesem

$C_P$	Analytisch	Simulation	$(kb)_0/(kb)_0^{\text{B}}$	Analytisch	Simulation
$\varphi_o = 30^\circ$	2,66 pF	5,6 pF		0.201/0.174	0.146/0.174
$\varphi_o = 90^\circ$	7,95 pF	13,45 pF		0.124/0.107	0.097/0.107

Tabelle 5.2: Ergebnisse für die Ersatzkapazität  $C_P$  für die analytische und numerische Berechnung. Außerdem sind die durch das Modell bzw. aus den Simulationsdaten bestimmte Resonanz  $((kb)_0$  &  $(kb)_0^{\text{B}}$ ) aufgeführt.

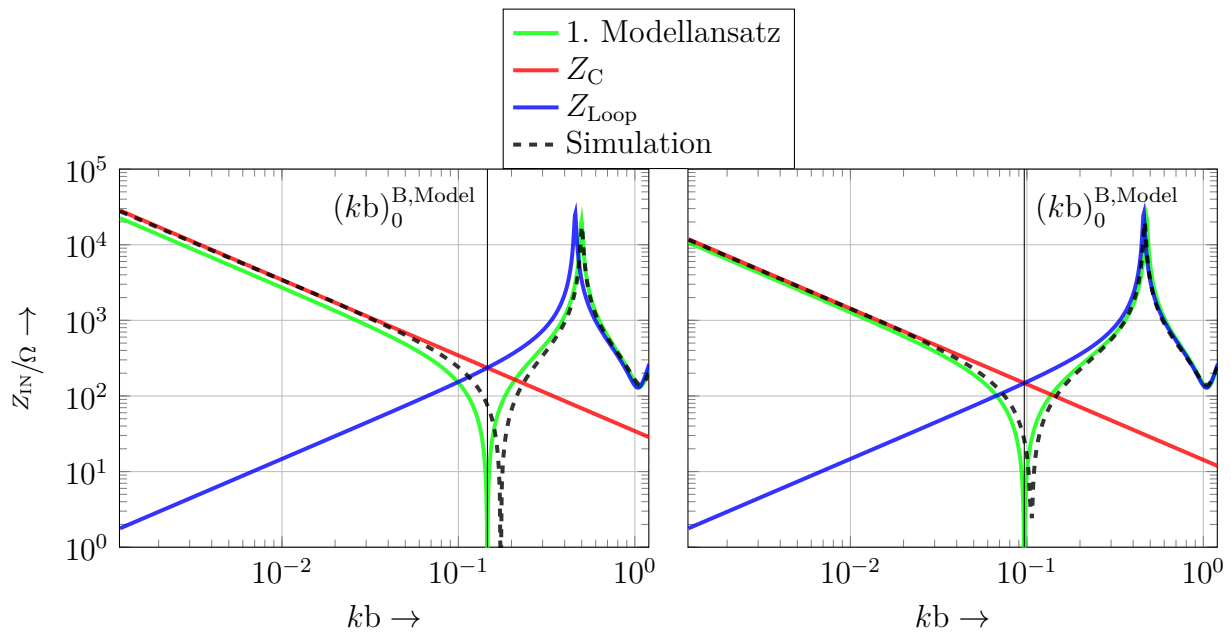


Abbildung 5.35: Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  der simulierten Anordnung für  $\varphi_o = 30^\circ$  (links) und  $\varphi_o = 90^\circ$  (rechts) im Vergleich zu den Ergebnissen des ersten Modellansatzes.

vergleichbar zum ersten Modellansatz Diskrepanzen um die erste Resonanz  $(kb)_0^{\text{B}}$  für kleine Überlappungswinkel  $\varphi_o$  zu erkennen. Diese Abweichungen nehmen aber mit zunehmender Überlappung  $\varphi_o$  ab und die Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  wird korrekt wieder gegeben, auch für den Bereich  $kb > 1$  (Vgl. Abb. 5.33).

Das entwickelte Modell erlaubt auch eine korrekte Vorhersage der Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  im Falle, dass für das Substrat gilt  $\epsilon_{\text{R}} \neq 1$  und einer beladenen „Split-Coil“ (siehe Abb. 5.37 und Abb. 5.38). Für die Beladung wurde ein verlustbehaftetes Medium ( $\sigma = 0,4 \frac{\text{S}}{\text{m}}$  und  $\epsilon_{\text{R}} = 80$ ) in einer Distanz  $d = 5 \text{ mm}$  angenommen. Zur korrekten Modellierung dieser Variante ist lediglich die Verwendung der Gl. (3.120) zur Bestimmung der Eingangsimpedanz bzw. Admittanzmatrix erforderlich [AS82].

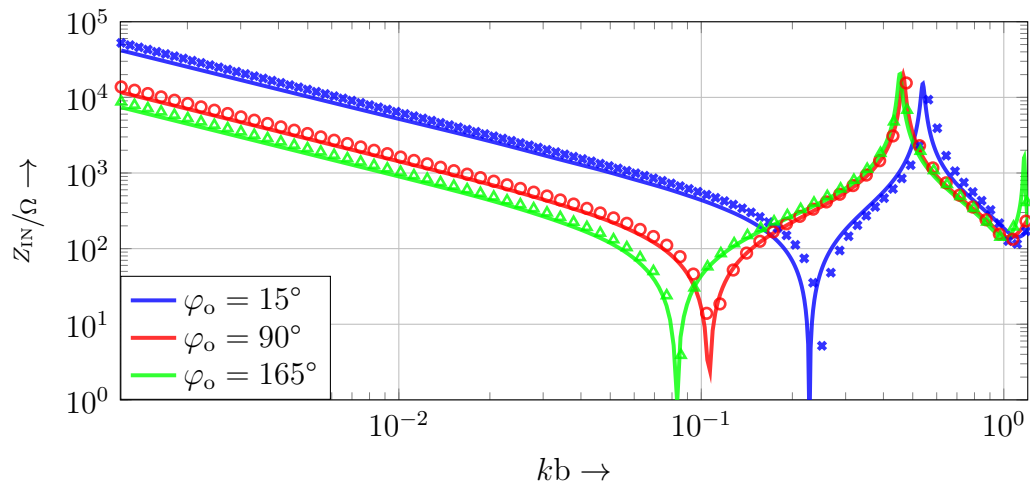


Abbildung 5.36: Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  für unterschiedliche Überlappungswinkel  $\varphi_o$  im Vergleich zu den Ergebnissen des zweiten Modellansatzes ( $\epsilon_R = 1$ ).

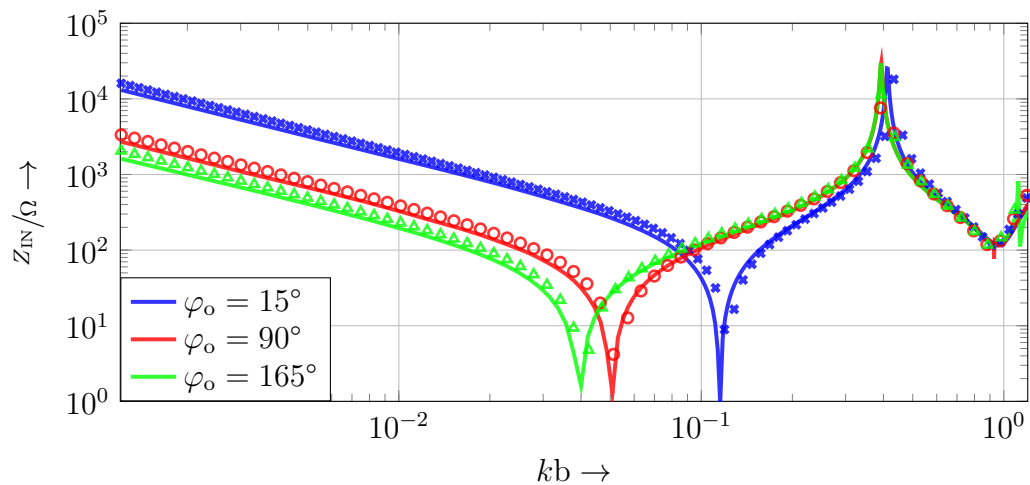


Abbildung 5.37: Simulierte und berechnete (Marker) Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  ( $\epsilon_R = 5$ ) der unbeladenen „Split-Coil“ für unterschiedliche Überlappungswinkel  $\varphi_o$ .

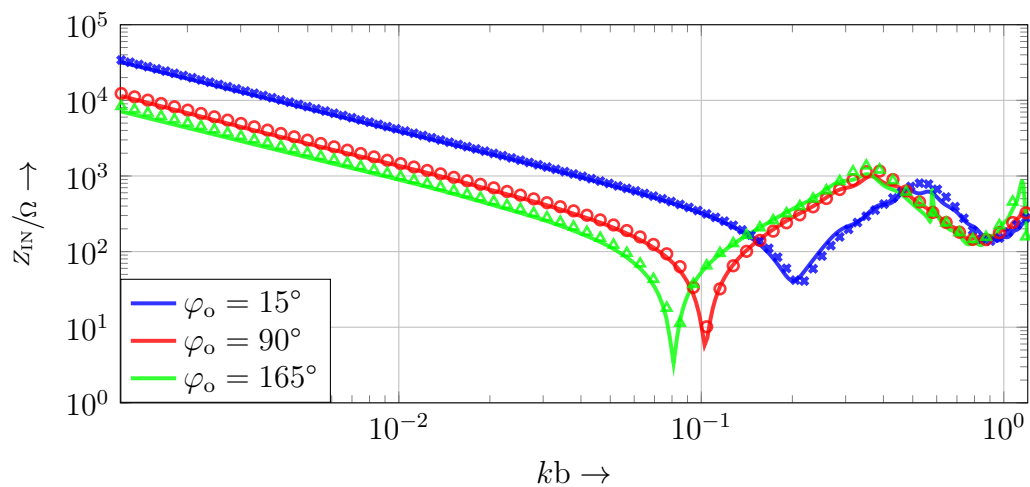


Abbildung 5.38: Simulierte und berechnete (Marker) Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  der beladenen „Split-Coil“ ( $\epsilon_R = 5$ ) für unterschiedliche Überlappungswinkel  $\varphi_o$ .

### 5.4.5 Demonstration der Modelle

In diesem Abschnitt wird die Verwendung der Modelle anhand von EM-Simulationen demonstriert. Hierzu wird der zweite Modellansatz verwendet, um die geometrischen Parameter der „Split-Coil“ zur Leistungsanpassung  $Z_{\text{IN}} = Z_{\text{C}}^*$  an einer bestimmten Frequenz zu bestimmen. Das Modell wurde entsprechend dem in Abs. 5.4.3 vorgestellten Vorgehen anhand einschlägiger EM-Simulationen (openEMS) kalibriert.

Die Dimensionierung der „Split-Coil“ und die kalibrierten Modellparameter sind in Tab. 5.3 zusammengefasst. Für die Modellberechnungen als auch die EM-Simulation wurde die „Split-Coil“ in einer Distanz  $d = 5 \text{ mm}$  über einem verlustbehafteten Medium mit folgenden elektrischen Eigenschaften platziert:  $\epsilon_{\text{R}} = 80$ ,  $\kappa = 0,46 \frac{\text{S}}{\text{m}}$ .

Die mittels des zweiten Modellansatzes berechnete Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  (Vergleich

Parameter	Wert	Parameter	Wert
$b$	6,75 cm	$h$	0,1 mm
$w$	5 mm	$\epsilon_{\text{R}}$	2.5
Ergebnisse der Kalibrierung:			
$\epsilon_{\text{R,eff}}^{\text{Loop}}$			1.06
$C_{\text{F}}$			7 pF
Modellparameter:			
$\epsilon_{\text{R,eff}}$			2.44
$Z_0^{\text{DM}}$			2,3 $\Omega$

Tabelle 5.3: Zusammenfassung der geometrischen Parameter und die kalibrierten Modellparameter.

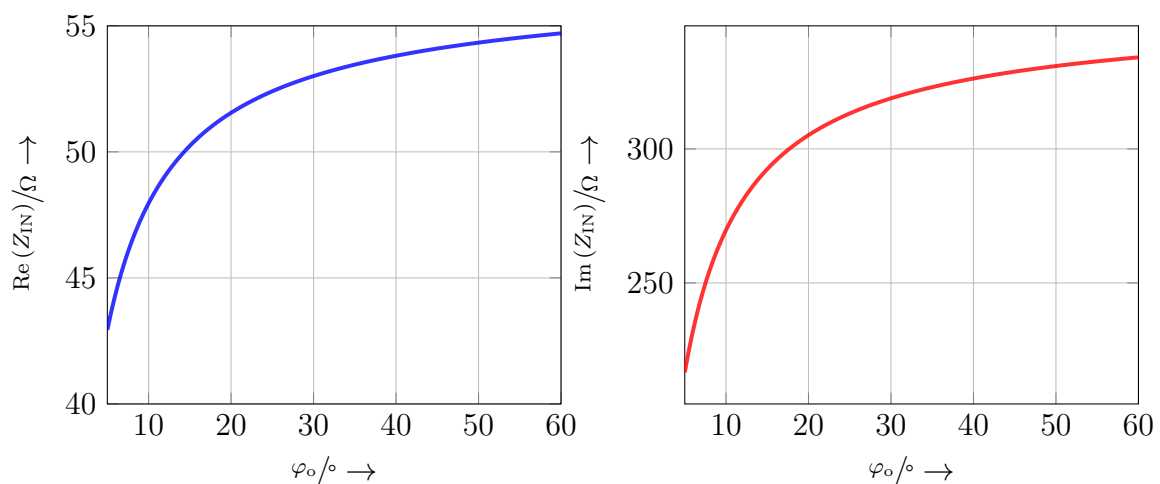


Abbildung 5.39: Nach dem zweiten Modellansatz berechnete Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  in Abhängigkeit des Überlappungswinkels  $\varphi$ .

Abb. 5.23) sind in Abb. 5.39 dargestellt. Für  $\text{Re}(Z_{\text{IN}}) = 50 \Omega$  ist ein Überlappungswinkel  $\varphi_{\text{Tuning}} = 14,3^\circ$  notwendig. Die prospektiv berechneten und in den EM-Simulationen bestimmten Werte für die Eingangsimpedanz und die für notwendigen Kapazitäten  $C_M$  sind in Tab. 5.4 zusammengefasst.

Modell	
$Z_{\text{IN}} = (50 + j \cdot 290) \Omega$	$C_M = 4,45 \text{ pF}$
EM-Simulation	
$Z_{\text{IN}} = (51 + j \cdot 299) \Omega$	$C_M = 4,32 \text{ pF}$

Tabelle 5.4: Zusammenfassung der geometrischen Parameter und die kalibrierten Modellparameter.

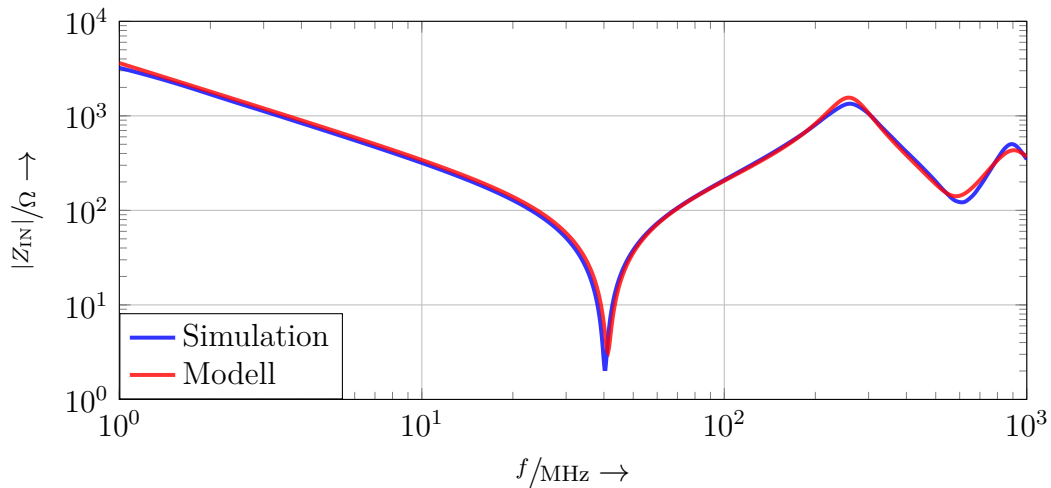


Abbildung 5.40: Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  der „Split-Coil“ für  $\varphi_o = 14,3^\circ$ .

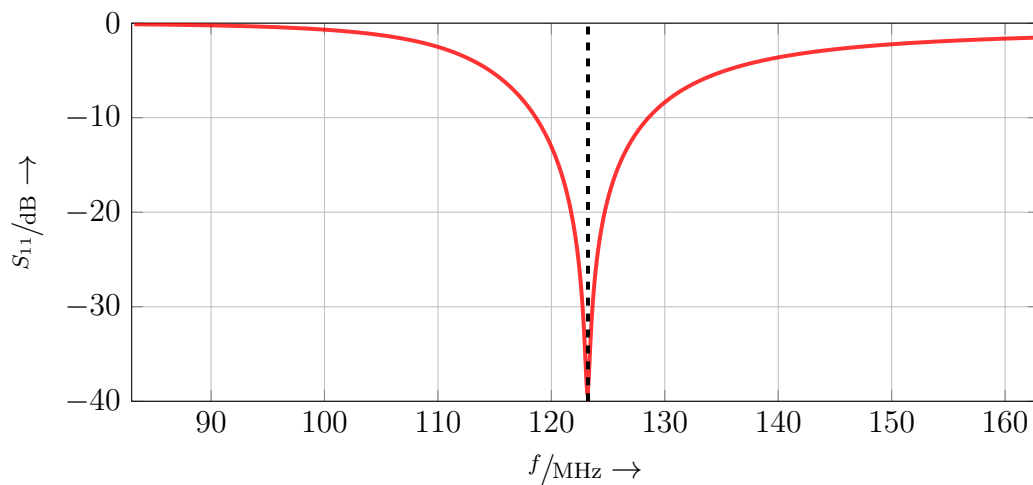


Abbildung 5.41: Simulierter Verlauf für die beladene „Split-Coil“ nach Einstellung der Leistungsanpassung.

### 5.4.6 Experimentelle Validierung

Zur Validierung des 2. Modellansatzes wurden diese mit Messungen an einer „Split-Coil“ mit unterschiedlichen Überlappungsgrad  $\varphi_o$  verglichen. Eine Skizze des Messaufbau mit den in der Messung und der Auswertung verwendeten Referenzebenen sind in Abb. 5.42 dargestellt. Zur Kompensation des Einflusses des SMA-Konnektors wurde der Eingangsreflexionsfaktors  $S_{11}^A$  mittels De-Embedding auf die Referenzebene B zurückgeführt [KHDP14].

Die dazu parameterisierten Modelle wurden ebenfalls durch Berücksichtigung einer elektrischen Leitung von Referenzebene C auf B überführt. Für die symmetrische Leitung wurden dieselbe charakteristische Impedanz  $Z_0^{\text{DM}}$  und effektive relative Permittivität  $\epsilon_{r,\text{eff}}$  verwendet, wie auch für den Überlapp (siehe Abs. 5.4.2). Diese Modellparameter als auch die geometrischen Parameter der Anordnung sind in Tab. 5.5 zusammengefasst, sowie auch die kalibrierte Streukapazität  $C_F$  und effektive relative Permittivität der Leiterschleife  $\epsilon_{r,\text{eff}}^{\text{Loop}}$ . Die Ergebnisse für unterschiedliche Überlappungsgrade sind in Abb. 5.43 und Abb. 5.44

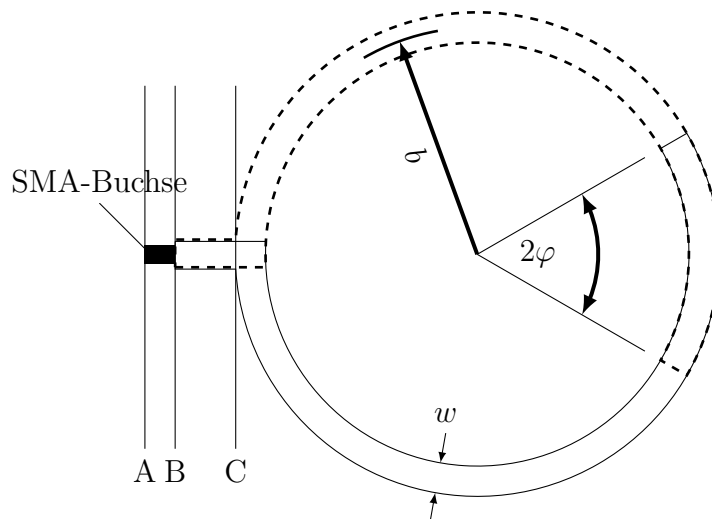


Abbildung 5.42: Skizze der verwendeten „Split-Coil“ zur experimentellen Validierung und denen in der Auswertung berücksichtigten Referenzebenen.

dargestellt. Die Modelle zeigen auch wie schon für die Simulationen eine gute Übereinstimmung. Wobei zu beobachten ist, dass die Übereinstimmung für den Frequenzbereich vor der ersten Resonanz  $(kb)_0^B$  einen minimalen Versatz aufweist d. h. das vorliegende Modell unterschätzt die Gesamtkapazität  $C_G$ .

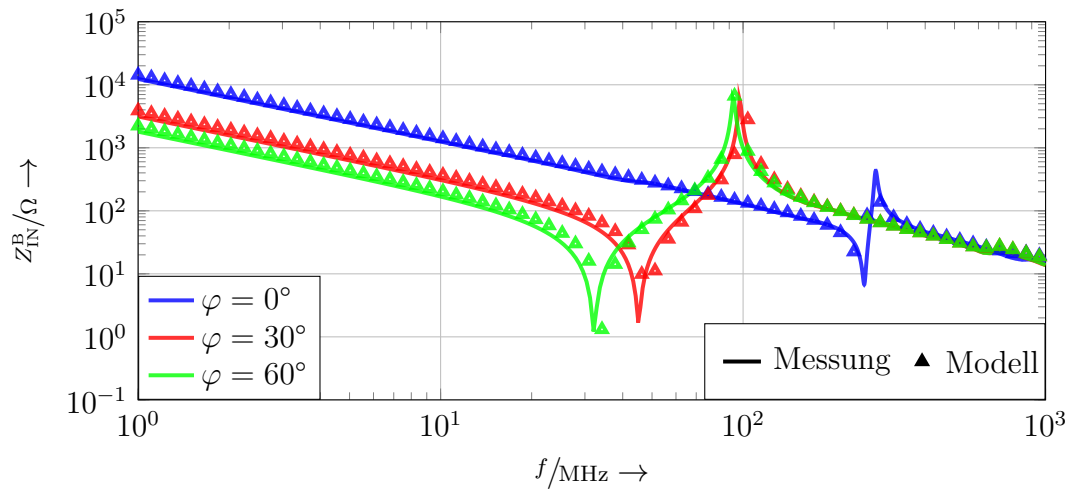


Abbildung 5.43: Verlauf der Eingangsimpedanz  $Z_{IN}^B$  einer unbeladenen „Split-Coil“ entsprechend Abb. 5.42 aus Messung und analytischer Berechnung im Vergleich.

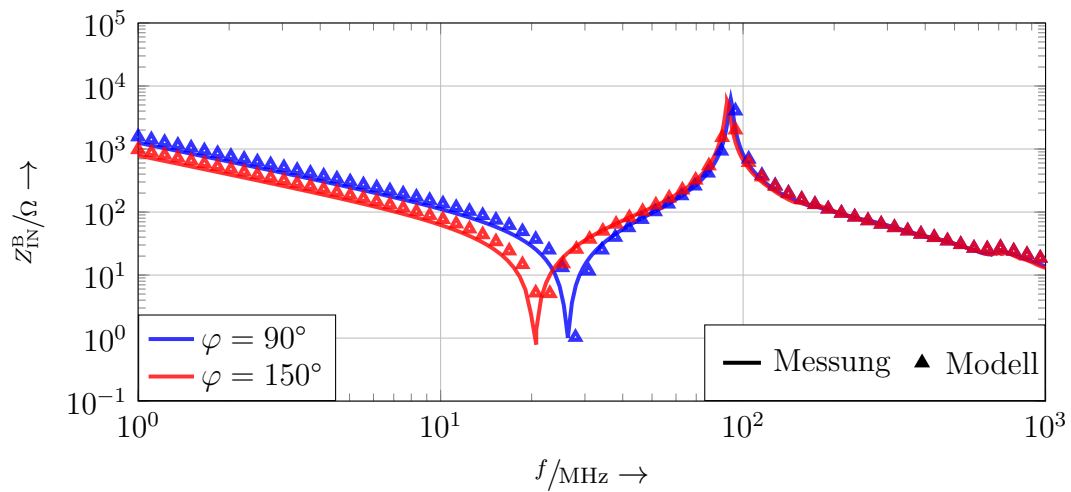


Abbildung 5.44: Gemessener Verlauf einer unbeladenen „Split-Coil“ entsprechend Abb. 5.42.

Parameter	Wert	Parameter	Wert
$b$	6,75 cm	$h$	0,5 mm
$w$	5 mm	$\epsilon_R$	4.3
Ergebnisse der Kalibrierung:			
$\epsilon_{R,\text{eff}}^{\text{Loop}}$	1.33		
$C_F$	0,7 pF		
Modellparameter:			
$\epsilon_{R,\text{eff}}$	4.11		
$Z_0^{\text{DM}}$	3,9 $\Omega$		

Tabelle 5.5: Zusammenfassung der geometrischen Parameter und die sich daraus ergebenden Parameter zur Kalibrierung der Modelle.

## 5.5 Diskussion

Der Einsatz der vorgeschlagenen Anordnung zur Leistungsanpassung ermöglicht den Aufbau einer maximal flexiblen Empfangsspule, da rigide Bauelemente z. B. zur Leistungsanpassung und die zur Konnektierung notwendigen Lötstellen entfallen können. Diese sind damit auf ein Minimum reduziert d. h. die zum Anschluss der Kabel notwendigen Verbindungspunkte.

Jedoch sind die zur Leistungsanpassung einzustellenden überlappenden Leiterbahnen im Gegensatz zu konzentrierten Bauelementen nicht korrigierbar. Ein iteratives Vorgehen, wie es für aktuelle Empfangsspulen zur Identifizierung der optimalen Parameter bekannt ist, kann weiterhin erfolgen. Wenn jedoch die optimale Überlappung  $\varphi_{\text{Tuning}}$  der Leistungsanpassung unterschritten ist, kann dies nicht mehr korrigiert werden. Die in Abs. 5.4 entwickelten Modelle dienen angesichts dessen als Hilfswerkzeug, um die optimale Überlappung  $\varphi_{\text{Tuning}}$  abschätzen zu können. Dies konnte erfolgreich in Abs. 5.4.5 anhand von EM-Simulationen demonstriert werden.

Es wurde zwei Modelle zur Beschreibung der Anordnung vorgestellt, wobei das erste Modell die Überlappung durch eine Kapazität vereinfacht. Das zweite Modell wählt einen etwas komplizierteren Ansatz und ersetzt die Überlappung durch einen symmetrischen Wellenleiter. Der Vorteil des ersten Modells ist seine einfache Parametrisierung, jedoch sind insbesondere für Abschnitt **A** & **B** große Abweichungen in der berechneten Eingangsimpedanz zu beobachten. Außerdem werden die durch die Überlappung zusätzlich auftretenden Resonanzen in Abschnitt **D** nicht von diesem Modellansatz erfasst.

Das zweite Modell zeigt bessere Übereinstimmungen, muss aber aufwendiger kalibriert werden zur Bestimmung der Streukapazitäten  $C_F$ . Diese berücksichtigen die kapazitive Kopplung zum einseitig offenen Ende der Überlappung und können anhand einer Anordnung mit einer Überlappung von  $\varphi = 0^\circ$  kalibriert werden. Die Notwendigkeit der



Kalibrierung erhöht natürlich den Aufwand, denn dies muss nach jeder Änderung der geometrischen ( $w$ ,  $h$  und  $b$ ) oder elektrischen Parameter ( $\epsilon_R$ ) wiederholt werden. Dennoch stellt sich das in dieser Arbeit vorgestellte Vorgehen wesentlich zielgerichteter dar, als in vergleichbaren Studien in denen heuristische Ansätze zur Leistungsanpassung verfolgt wurden, mit dem damit einhergehenden Ausschuss [KGPQ<sup>+</sup>15, CFL<sup>+</sup>16].

Hierbei stellt die Anwendbarkeit des analytischen Modells zur Identifizierung der korrekten Parameter eine wesentliche Neuheit dar. Dies wird durch die in Abs. 3.2 vorgestellten Methoden zur Bestimmung der Eingangsimpedanz einer Leiterschleife erreicht [Wu62]. Der auf Fourier-Koeffizienten beruhende Formalismus wurde seit seiner Vorstellung durch Wu et.al. ständig erweitert und ermöglicht mittlerweile auch die analytische Beschreibung verkoppelter und beladener Leiterschleifen [YNF03, AS82].

In der experimentellen Validierung waren trotz Kalibrierung Abweichungen im Bereich **A** des Impedanzverlaufs vorhanden. Dies kann mit der fehlenden Berücksichtigung der Dispersion der relativen Permittivität  $\epsilon_R$  für FR-4 erklärt werden. Für dieses Material gilt  $\epsilon_R = 4.3$ , wobei insbesondere für niedrige Frequenzen  $f < 100$  MHz der Wert etwas höher ausfällt ( $\Delta\epsilon_R/\epsilon_R < 5\%$ ) treten [YS18]. Das Modell unterschätzt für den Bereich **A** damit die Gesamtkapazität  $C_G$  bzw. relative Permittivität  $\epsilon_R$ .

Die Untersuchung der Parameterabhängigkeiten in Abs. 5.3 konnte aufzeigen, dass die Überlappung  $\varphi_o$  zur Änderung der Eingangsimpedanz  $Z_{IN}$  genutzt werden kann. Der effektiv nutzbare Bereich  $\Delta(kb)$  kann über einen weiten Bereich verschoben werden, wobei die größten Änderungsraten für  $0^\circ \leq \varphi_o \leq 45^\circ$  auftreten. Außerdem können für die Resonanzen  $(kb)_0^B$  bei  $\varphi_0 = 0^\circ$  und  $(kb)_0^D$  für  $\varphi_0 \rightarrow 180^\circ$  feste Verhältnisse abschätzen. Damit können für eine bestimmte Frequenz  $f = k \cdot v/2\pi$  sinnvolle geometrische Abmessungen (z. B. des Leiterschleifenradius  $b$ ) abgeschätzt werden. Jedoch führt dies auch zu dem Problem, dass Geometrie und Zielfrequenz miteinander verschränkt sind. Dies hat bezüglich des Leiterschleifenradius  $b$  die Auswirkung, dass dieser auf die Zielfrequenz angepasst werden muss. Eine „Split-Coil“ die z. B. für Anwendungen auf 3T angepasst wurde muss im Zweifelsfall, wenn die Überlappung  $\varphi_o$  nicht ausreichend ist in der Geometrie skaliert werden. Dies stellt eine bedeutende Einschränkung in der Implementierung dar und kann vor allem für Anwendungen bei niedrigeren Feldstärken eine sinnvolle Implementierung verhindern.

## 6 Konzept zur aktiven Entkopplung

Das vorgeschlagene Konzept zur aktiven Entkopplung basiert auf den Erkenntnissen zur Vorverstärkerentkopplung und setzt eine Impedanztransformation ein, um die Ströme auf der Leiterschleife zu minimieren. Hierzu werden unterschiedliche Strategien zur Implementierung erarbeitet und anhand ihrer Effizienz verglichen. Die Grundlage hierfür bildet die bereits innerhalb der Diskussion zur Vorverstärkerentkopplung eingeführte Entkoppelgüte. Anhand des erarbeiteten mathematischen Grundgerüsts werden experimentelle Evaluations- und Implementierungsstrategien beschrieben und letztendlich in Form eines Demonstrators validiert.

### 6.1 Ansatz

Ziel der aktiven Entkopplung ist die Minimierung der auf der Leiterschleife durch das Sendefeld  $B_1^+$  induzierten Ströme. Dazu wurde bereits eine Methode in Abs. [3.5](#) vorgestellt, die den Widerstand der Leiterschleife  $Z_S$  durch einen Schwingkreis massiv erhöht  $Z_S \rightarrow \infty$ . In der vorliegenden Arbeit wird ein neuer Ansatz vorgestellt, der ebenso zur Minimierung eines Stromes auf der Leiterschleife qualifiziert ist. Dieser basiert, wie auch die Vorverstärkerentkopplung auf dem Einsatz einer Impedanztransformation und wird in Abb. [6.1](#) demonstriert.

Zur Stromminimierung in der Leiterschleife muss, wie auch für die Vorverstärkerentkopplung folgende Bedingung für den Reflektionsfaktor an deren Anschlusspunkt gelten:

$$\Gamma_j = 1. \quad (6.1)$$

Im Gegensatz zum Empfangsfall sind die induzierten Spannungen auf der Leiterschleife um ein Vielfaches höher, da gilt  $B_1^+ \gg B_1^-$ , womit der Vorverstärker als Fehlanpassung nicht genutzt werden kann. Dies wird mindestens durch die zu erwartenden Nichtlinearitäten der Übersteuerung begründet, aber auch durch den möglichen Ausfall der Komponente. Daher muss für den Sendefall eine weitere Fehlanpassung eingebracht werden, die folgende Transformation ermöglicht:

$$\Gamma_{IN} \rightarrow \Gamma_j = 1. \quad (6.2)$$

Die Fehlanpassung wird in Abb. 6.1 mit Hilfe der PIN-Diode eingeführt, wobei sich deren Reflektionsfaktor  $\Gamma_{\text{IN}}$ , wie folgt berechnet:

$$\Gamma_{\text{IN}} = |\Gamma_{\text{IN}}| \cdot e^{j \cdot \varphi} = \frac{R_{\text{PIN}} - Z_0}{R_{\text{PIN}} + Z_0}. \quad (6.3)$$

Da für den elektrischen Widerstand der PIN-Diode gilt:  $R_{\text{PIN}} \ll Z_0$  kann daraus  $\Gamma_{\text{IN}} \rightarrow -1$  abgeleitet werden. Die zwischen Spule und Fehlanpassung befindlichen Komponenten müssen daher korrekt dimensioniert werden, um die Bedingung in Gl. (6.2) zu erfüllen. Diese wird im folgenden Kapitel dargelegt und anhand einschlägiger Experimente validiert.

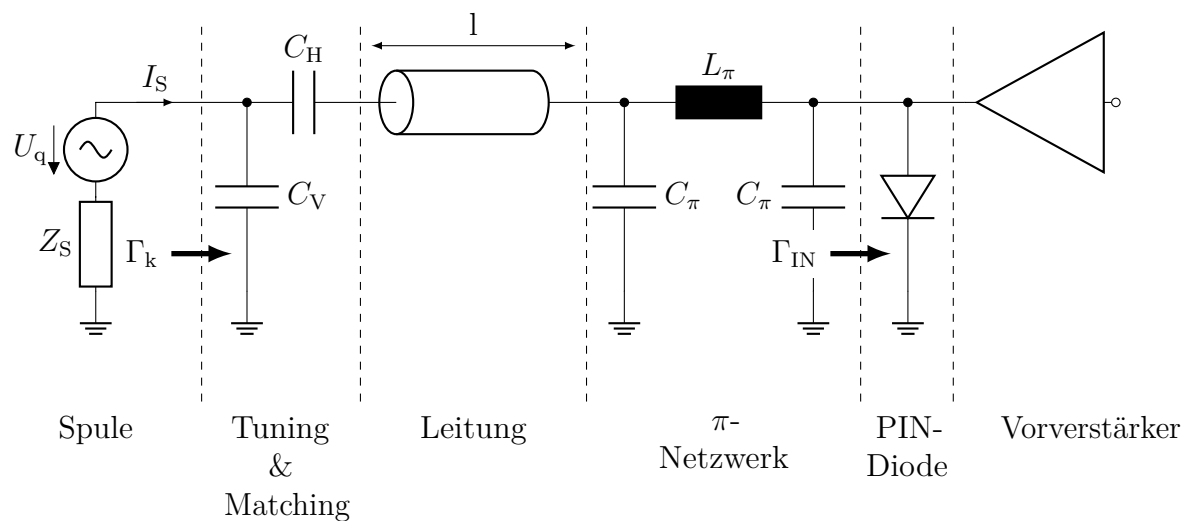


Abbildung 6.1: Entkopplung der Empfangsspule mittels Impedanztransformation.

## 6.2 Analyse

### 6.2.1 Dimensionierung

Die für die aktive Entkopplung maßgebende Bedingung ist der resultierende Strom an einem mit dem Reflektionsfaktor  $\Gamma_k$  abgeschlossenen Zweiter

$$I = \frac{U_q}{2 \cdot R_S} \cdot [1 - \Gamma_k]. \quad (6.4)$$

und stellt damit die gleiche Arbeitsgrundlage, wie auch schon für die Vorverstärkerentkopplung dar (Vgl. Gl. (3.79)). Damit gelten auch dieselben Dimensionierungsgleichungen z. B. für ein passives Netzwerk in Gl. 3.85.

Es ist offensichtlich, dass die Erkenntnisse aus Abs. 3.4 auch für diese Methode gelten d. h.

folgende Annahmen können vorausgesetzt werden und werden in diesem Abschnitt nicht weiter diskutiert:

- Für die aktive Entkopplung lässt sich eine Güte der Entkopplung definieren (siehe Gl. 3.89). Hieraus geht hervor, dass die Entkopplung maßgeblich von der Magnitude des Reflektionsfaktor  $|\Gamma_{\text{IN}}|$  und Verlusten  $\alpha$  entlang der Transformationsstrecke abhängt.
- Die Stromunterdrückung  $D = I_S^P / I_S^M$  ist unabhängig von der Beladung der Leiterschleife

Im Folgenden wird daher die Dimensionierung der Komponenten in Abb. 6.1 betrachtet und dafür Gl. 3.85 als Ausgangspunkt verwendet.

Für die Fehlanpassung an der durchgesteuerten PIN-Diode gilt aufgrund  $R_{\text{PIN}} \ll Z_0$  für den Reflektionsfaktor

$$\Gamma_{\text{IN}} \approx -1 = e^{j\pi} . \quad (6.5)$$

Damit muss das Netzwerk zwischen Fehlanpassung und Leiterschleife mit der Transferfunktion  $S_{21} = e^{j\beta}$  folgende Bedingung erfüllen:

$$\beta = \frac{\pi}{2} + (n - 1) \cdot \pi , \quad (6.6)$$

es gilt auch, wie auch für einen niederimpedanten Vorverstärker, dass die minimale Anforderung an die Komponenten eine  $\lambda/4$ -Transformation ist. Für die Phasenverschiebungen der einzelnen Funktionsblöcke in Abb. 6.1 bedeutet dies im einfachsten Fall  $n = 0$

$$0 = \frac{\pi}{2} - \varphi_{\text{M}} - \varphi_{\text{TL}} - \varphi_{\text{T}} , \quad (6.7)$$

wobei  $\varphi_{\text{M}}$  die Phasenverschiebung des Anpassnetzwerkes (Tuning & Matching),  $\varphi_{\text{TL}}$  der Leitung und  $\varphi_{\text{T}}$  des  $\pi$ -Transformationsnetzwerkes darstellen. Die Phasenverschiebung  $\varphi_{\text{TL}}$  des Kabels ist durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v = c/\sqrt{\epsilon_{\text{R}}}$  und Leitungslänge  $l$ , wie folgt gegeben:

$$\varphi_{\text{TL}} = \frac{\omega}{v} \cdot l \quad (6.8)$$

Die Phasenverschiebung  $\varphi_{\text{T}}$  des  $\pi$ -Netzwerk kann anhand der Kondensatoren  $C_{\pi}$  und Induktivität  $L_{\pi}$  eingestellt werden, dazu müssen diese wie folgt dimensioniert werden

[MG13]:

$$C_\pi = \frac{\tan(\varphi_T/2)}{\omega Z_0} \quad (6.9)$$

$$L_\pi = \frac{Z_0 \cdot \sin(\varphi_T)}{\omega} . \quad (6.10)$$

Der Faktor  $n$  beschreibt die Mehrdeutigkeit der Lösung, die auch schon bei der Vorverstärkerentkopplung aufgezeigt wurde. Die allgemeine Lösung ist damit gegeben durch

$$0 = \frac{\pi}{2} + (n - 1) \cdot \pi - \varphi_M - \varphi_{TL} - \varphi_T . \quad (6.11)$$

In Abb. 6.2 sind die Ergebnisse einer nach Gl. 6.11 dimensionierten Schaltung entsprechend Abb. 6.1 dargestellt im Vergleich zur in Abs. 3.5 vorgestellten Methode.

Die Mehrdeutigkeit der Lösung wird in Abb. 6.3 demonstriert. Der Fall  $n > 0$  entspricht

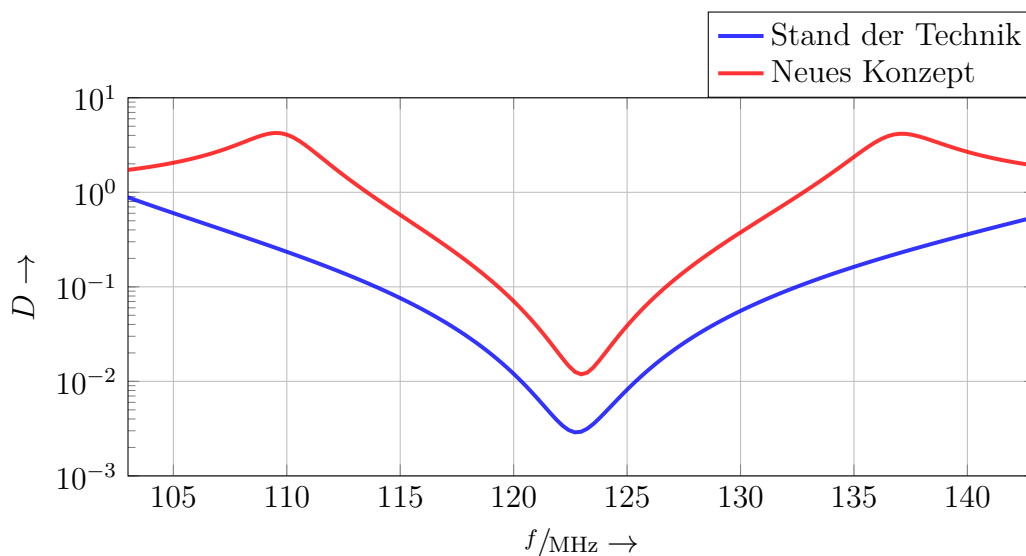


Abbildung 6.2: Aktive Entkopplung der Leiterschleife für unterschiedliche Methoden im Vergleich.

einer Erhöhung der elektrischen Länge und führt damit zwangsläufig zu schmaleren Resonanzen. Der Grad der Entkopplung wird jedoch für den idealen verlustlosen Fall nicht beeinträchtigt.

Die minimal zu erfüllende Bedingung gegeben durch Gl. 6.7 entspricht einer  $\lambda/4$ -Transformation d. h. wäre prinzipiell auch mit einem einfachen Kabel der Länge  $l = \lambda/4$  realisierbar. In Abb. 6.4 A wird diese minimale Ausführung dargestellt und bei Anwendungen bei 3 T (ca.  $f = 123$  MHz) bestimmt sich die Kabellänge unter Berücksichtigung des Verkürzungsfaktors des Kabels ( $1/\sqrt{\epsilon_R} = 0.67$ ) zu  $l \approx 41$  cm.

Hinsichtlich einer experimentellen Implementierung ist Anordnung B in Abb. 6.4 zu bevorzugen. Denn für den Fall  $l = \lambda/2$  und  $\varphi_T = \pi/2$  kann die Anordnung relativ schnell am Netzwerkanalysator eingestellt werden. Das entsprechende Vorgehen wird im Abs. 6.3.2

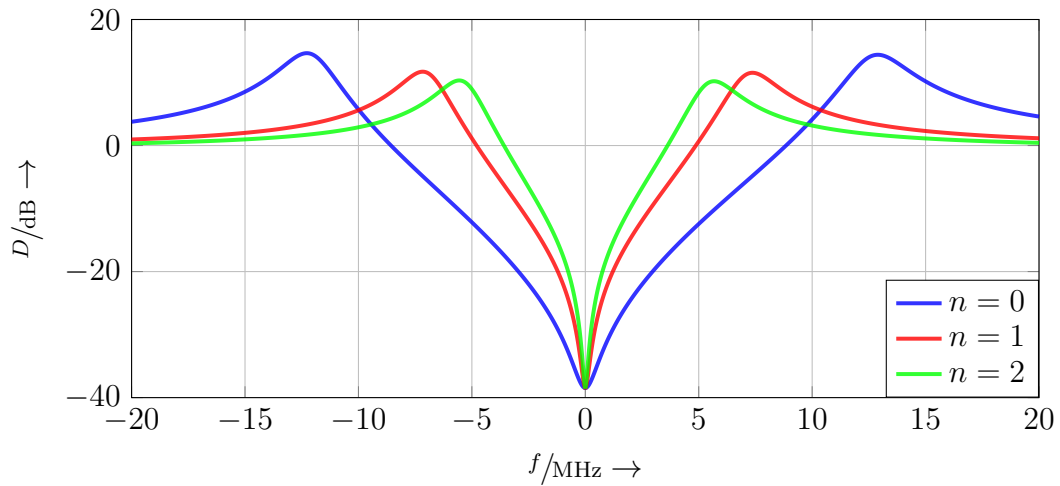


Abbildung 6.3: Aktive Entkopplung der Leiterschleife für unterschiedliche Periodizitäten  $n$  für den idealen verlustlosen Fall.

demonstriert.

Eine Betrachtung beider Möglichkeiten zur Realisierung hinsichtlich der zu erwartenden Effizienz d. h. Güte der Anordnung wird im folgenden Abschnitt durchgeführt.

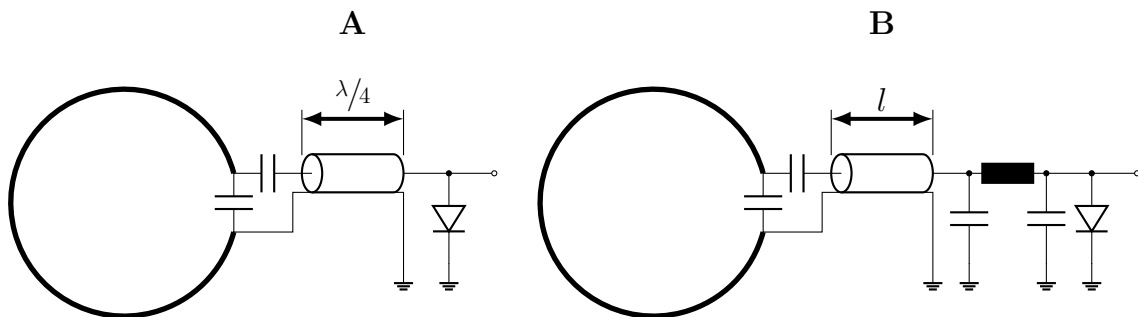


Abbildung 6.4: Minimal Konfiguration zur Implementierung der aktiven Entkopplung mittels Leistungstransformation.

### 6.2.2 Entkoppelgüte

Die Entkopplungsgüte  $Q_D$  wurde in Gl. 3.89 definiert:

$$Q_D = \frac{1}{(2 \cdot \alpha - \ln |\Gamma_{IN}|)}.$$

Aus dieser geht hervor, dass die maximal erreichbare Stromunterdrückung

$$D = \frac{I^P}{I^M} = \left(1 - e^{-\frac{1}{Q_D}}\right) \quad (6.12)$$

für den verlustlosen Fall (d. h.  $\alpha = 0$ ) durch die Magnitude des Reflektionsfaktor  $|\Gamma_{IN}|$  gegeben ist. Dieser Zusammenhang wird in Abb. 6.5 demonstriert. Wird der Ersatzwiderstand der PIN-Diode  $R_{PIN}$  erhöht, sinkt auch die Entkopplung in demselben Maße (z. B. dB  $(1/0.3) \approx 10,5$  dB). Hinsichtlich des verlustbehafteten Falles  $\alpha > 0$  setzen sich die Ge-

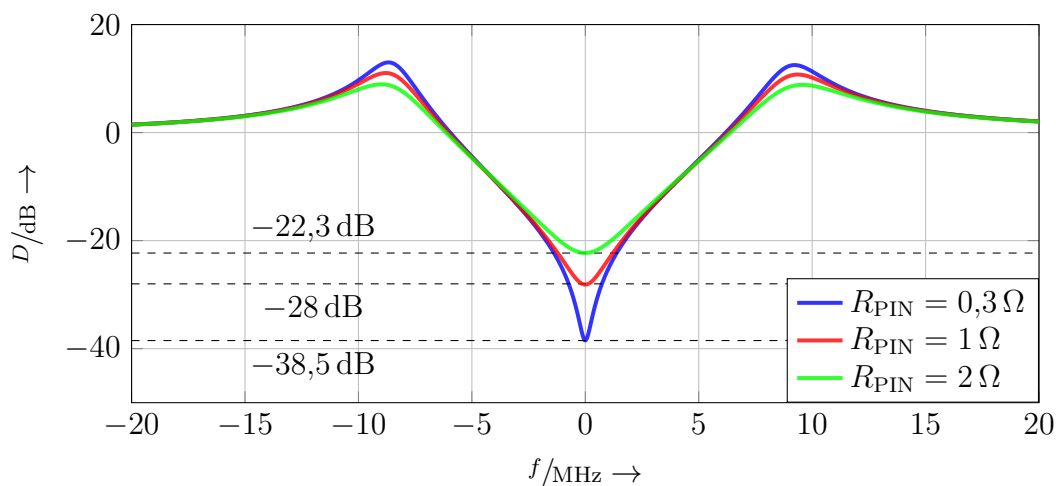


Abbildung 6.5: Aktive Entkopplung in Abhängigkeit des Reflektionsfaktor  $|\Gamma_{IN}|$ .

samtverluste in Hinblick auf Abb. 6.4 aus den Verlusten im Kabel  $\alpha_{TL} \cdot l$  aber auch dem  $\pi$ -Netzwerk  $\alpha_T$  zusammen:

$$\alpha = \alpha_{TL} \cdot l + \alpha_T. \quad (6.13)$$

Die Verlustbeiträge des Kabels skalieren sich linear mit der mechanischen Kabellänge  $l$ , die abhängig ist von der zu erreichenden elektrischen Länge  $\varphi_{TL}$ . Wird daher Gl. 6.8 in Gl. 6.13 eingesetzt, wird deutlich dass die entsprechenden Kabelverluste eine direkte Proportionalität zu  $\varphi_{TL}$  aufweisen:

$$\alpha = \alpha_{TL} \cdot \left(\varphi_{TL} \cdot \frac{v}{\omega}\right) + \alpha_T. \quad (6.14)$$

Für das  $\pi$ -Netzwerk können die auftretenden Verluste, wie folgt berechnet werden [Ter43]

$$\alpha_T = \operatorname{Re} \left( \operatorname{arctanh} \left( \frac{Z_L \cdot (2 \cdot Z_C + Z_L)}{(Z_C + Z_L)^2} \right) \right), \quad (6.15)$$

wobei  $Z_L$  und  $Z_C$  die Impedanzen der Komponenten aus Gl. 6.10 und Gl. 6.9 darstellen. Die Verluste des  $\pi$ -Netzwerks sind maßgeblich durch den ohmschen Widerstand  $R_L$  der Induktivität  $L_\pi$  bestimmt. Die in Gl. 6.15 zu berücksichtigende Impedanz ist damit gegeben durch:

$$Z_L = R_L + j\omega \cdot L_\pi. \quad (6.16)$$

Das Verhältnis zwischen dem Widerstand und Reaktanz einer Induktivität wird als Güte bezeichnet  $Q = \omega L_\pi / R_L$ .

Damit können die beiden Verlustmechanismen der Anordnungen in Abb. 6.4 beschrieben und gegeneinander abgewogen werden. Hieraus können Erkenntnisse hinsichtlich der Minimierung von Verlusten bzw. die Verlustverhältnisse innerhalb der Anordnung gewonnen und Designrichtlinien abgeleitet werden.

Für den Fall, dass die Anordnung lediglich aus einem Kabel der Länge  $l = (2 \cdot n - 1) \cdot \lambda/4$  besteht, werden die Gesamtverluste ausschließlich durch die Leitungsverluste des Kabels bestimmt

$$\alpha = \alpha_{TL} \cdot \left( \varphi_{TL} \cdot \frac{v}{\omega} \right). \quad (6.17)$$

Der Dämpfungsfaktor  $\alpha_{TL}$  ist frequenzabhängig und kann durch

$$\alpha_{TL} = -\ln \left( 10^{-(A/20)} \right) \quad (6.18)$$

$$A = \left( a_{TL} \cdot \sqrt{f/1 \text{ GHz}} + b_{TL} \cdot f/1 \text{ GHz} \right) \quad (6.19)$$

bestimmt werden [Wel77], wobei die Parameter  $a_{TL}$  &  $b_{TL}$  individuelle Parameter eines Kabels darstellen.

In Abb. 6.6 ist  $(\alpha_{TL} \cdot l)$  exemplarisch für  $\varphi_{TL} = 90^\circ$  über die Frequenz aufgetragen, wobei  $\alpha_{TL}$  durch Gl. 6.18 gegeben ist ( $a_{TL} = 0.197$ ,  $b_{TL} = 0.045$ ). Dieser nimmt mit steigender Frequenz  $f$  zu, jedoch sinkt die benötigte mechanische Länge  $l$  stärker. Damit sinkt die Gesamtdämpfung für  $\varphi_{TL} = 90^\circ$  über die Frequenz  $f$ . In Abb. 6.7 wird dies für  $f_0 = 23 \text{ MHz}$  ( $B_0 = 0,55 \text{ T}$ ),  $f_0 = 64 \text{ MHz}$  ( $B_0 = 1,5 \text{ T}$ ) und  $f_0 = 127 \text{ MHz}$  ( $B_0 = 3 \text{ T}$ ) demonstriert ( $\alpha_{TL} = 0,01 \frac{1}{\text{m}}$ ,  $Q = 330$ ,  $R_{PIN} = 0,3 \Omega$ ). Zum Vergleich ist der Pegel des verlustlosen Fall mit eingezeichnet (Vgl. mit Abb. 6.5), daraus ist klar ersichtlich, dass die Kabelverluste  $\alpha_{TL}$  einen limitierenden Faktor darstellen. Für  $f_0 = 23 \text{ MHz}$  bedeutet dies einen Verlust an Unterdrückung von  $\approx 11 \text{ dB}$ . Diese reduzieren sich für höhere Frequenzen



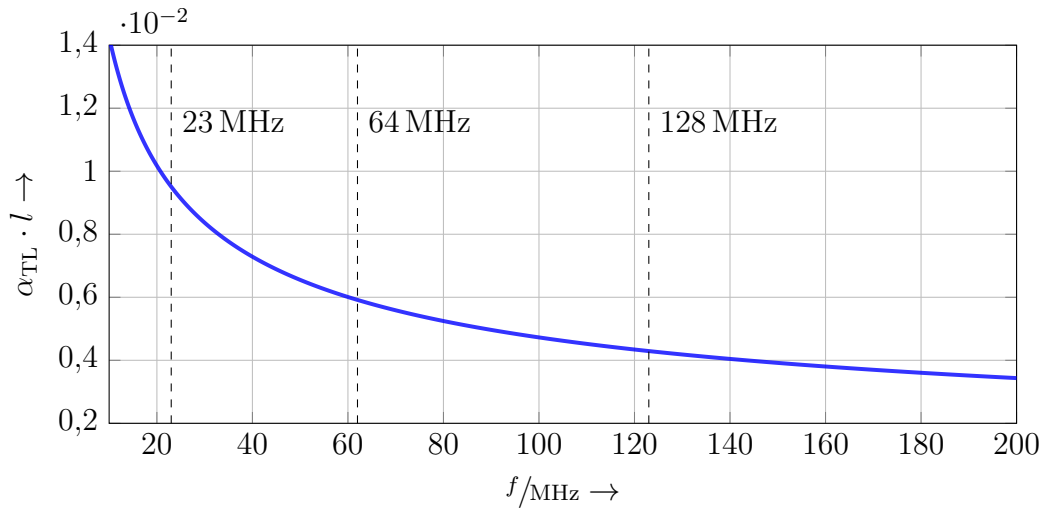


Abbildung 6.6: Dämpfung  $\alpha_{TL} \cdot l$  für  $\varphi_{TL} = 90^\circ$  über die Frequenz.

entsprechend dem Verlauf in Abb. 6.6. Eine weitere Verkürzung der Leitung und mögliche Reduzierung der Verluste kann durch den Einsatz eines diskreten  $\pi$ -Netzwerk erreicht werden (siehe Abb. 6.4 (rechts)).

Damit jedoch Reduzierung der Gesamtverluste erreicht wird, muss die Dämpfung des

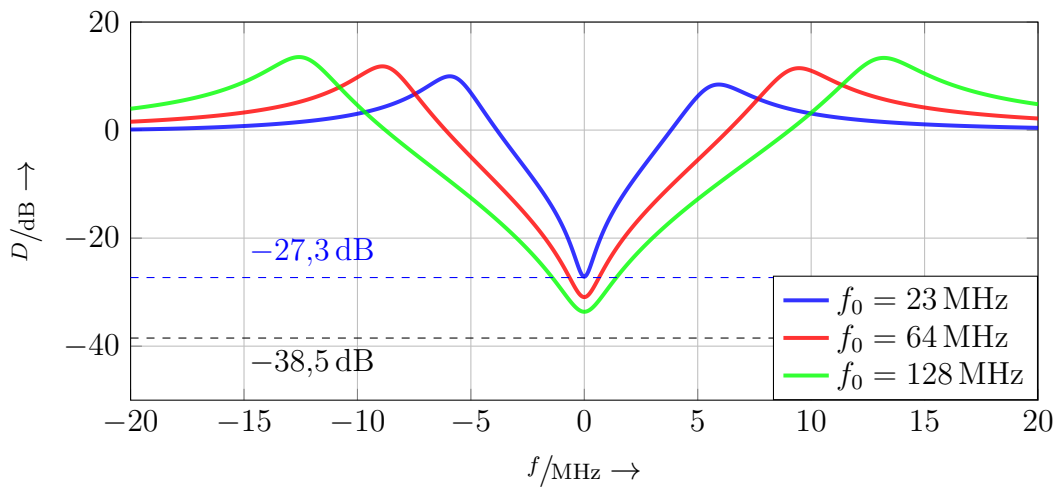


Abbildung 6.7: Aktive Entkopplung in Abhängigkeit der Zielfrequenz  $f_0$  für eine Realisierung mittels eines  $\lambda/4$ -Kabels.

Netzwerkes  $\alpha_T$  kleiner sein, als die eines äquivalenten elektrischen Kabels  $\alpha_{TL}$  d. h.

$$\alpha_{TL} \cdot \left( \varphi_T \cdot \frac{v}{\omega} \right) > \alpha_T. \quad (6.20)$$

Dazu ist in Abb. 6.9 die erforderliche minimale Güte  $Q_{\min}$  eines diskreten  $\pi$ -Netzwerk aufgetragen, dass dieses aufweisen muss um Gl. (6.20) zu erfüllen ( $a_{TL} = 0.197$ ,  $b_{TL} = 0.045$ ). Zur Identifizierung dieser Schwelle wurde das  $\pi$ -Netzwerk entsprechend Gl. (6.9) und Gl. (6.10) dimensioniert. Für diesen wurde nach Gl. (6.15) die Dämpfung  $\alpha_T$  berechnet

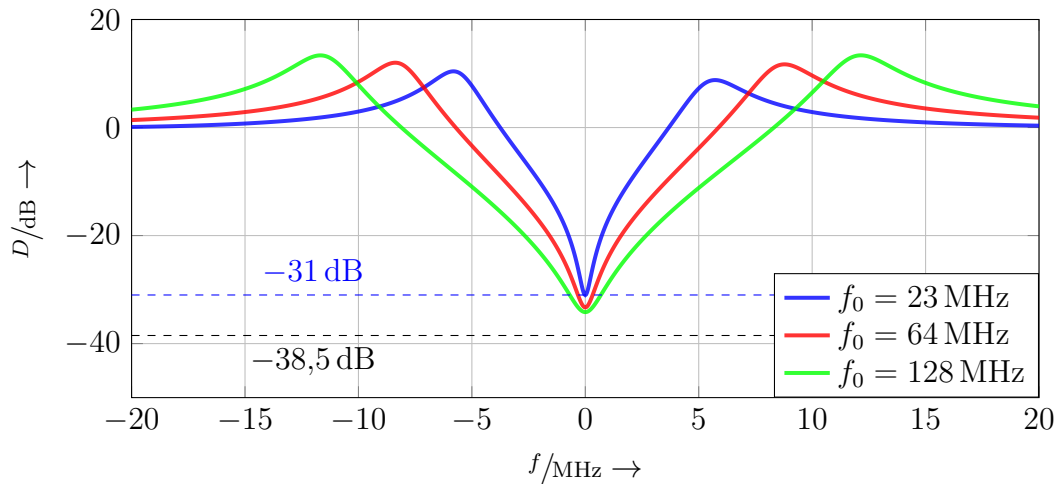


Abbildung 6.8: Aktive Entkopplung in Abhängigkeit der Zielfrequenz  $f_0$  für eine Realisierung mittels eines  $\lambda/16$ -Kabels.

bzw. die minimale Güte  $Q_{\min}$  für die  $\alpha_T = \alpha_{TL} \cdot l$  gilt.

Die minimale Güte  $Q_{\min}$  vergrößert ihren Wert mit steigender Frequenz. Dies widerspricht dem in Abb. 6.6 dargestellten Zusammenhang d. h. dass die Dämpfung  $\alpha_{TL} \cdot l$  mit steigender Frequenz sinkt, jedoch verringert sich entsprechend Gl. (6.10) auch die Induktivität  $L_\pi$ . Um den Anteil der ohmschen Verluste konstant zu halten, muss die Güte  $Q$  weiter steigen. Zum Vergleich ist auch der typische Güteverlauf einer Luftspule aufgetragen, die vor allem für  $\varphi = 45^\circ$  und  $\varphi = 22,5^\circ$  die Anforderung  $Q > Q_{\min}$  erfüllen [Coi21].

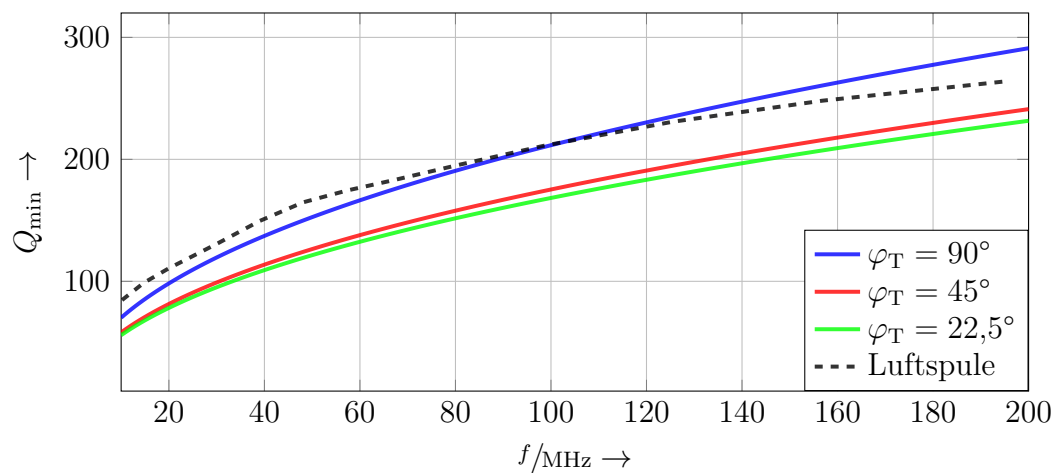


Abbildung 6.9: Minimale  $Q_{\min}$  eines  $\pi$ -Netzwerk zur Reduzierung der Gesamtdämpfung in Abhängigkeit der Frequenz  $f$  und angestrebten elektrischen Länge  $\varphi_T$ .

## 6.3 Demonstrator

### 6.3.1 Versuchsziel

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse zur aktiven Entkopplung einer MR-Empfangsspule experimentell weiter unterlegt. Hierzu wird in Abs. [6.3.2](#) die Anwendbarkeit dieser Methode dargelegt und ein Verfahren zur Implementierung bzw. messtechnischen Einstellung der Entkopplung beschrieben. Um eine unabhängige Betrachtung zu gewährleisten erfolgt dies anhand einer MR-Empfangsspule, die dem aktuellen Stand der Technik entspricht. Dies bedeutet explizit, dass die Empfangsspule nicht nach den in Abs. [5](#) vorgeschlagenen Ansatz implementiert wurde.

Das in Abs. [6.3.2](#) vorgestellte Verfahren zur Implementierung der aktiven Entkopplung ist gültig, wenn die angedachte Länge des Kabels  $l \approx \lambda/2$  entspricht. Die dafür notwendigen Messaufbauten und Einzelschritte werden nachvollziehbar beschrieben und mit beispielhaften Messungen unterlegt.

Neben der Demonstration der praktischen Anwendbarkeit wurde die Abhängigkeit der aktiven Entkopplung hinsichtlich des Abstands zum Phantom und der Qualität der Fehl-anpassung untersucht. Der dafür verwendete experimentelle Aufbau wird in Abs. [6.3.3](#) erläutert und die Ergebnisse in Abs. [6.3.4](#) dargelegt und diskutiert.

Die Validierung der Methode wird anhand eines Demonstrators einer interventionellen Empfangsspule in Abs. [7](#) durchgeführt und beschrieben.

### 6.3.2 Implementierung

Der Demonstrator zur Evaluation des neuen Konzeptes zur aktiven Entkopplung ist in Abb. 6.10 zu sehen. Hierzu wurde eine symmetrierte und angepasste Leiterschleife verwendet. Die Symmetrierung erfolgte anhand der in Abs. 3.6.3 dargelegten Prozedur. Im nachfolgenden Abschnitt wird die experimentelle Einstellung der aktiven Entkopplung demonstriert. Hierzu werden die einzelnen Teilschritte erklärt und mit Messungen unterlegt.

#### a) Einstellung der Kabellänge:

Das nachfolgende  $\pi$ -Netzwerk kann zwar gewisse Toleranzen ausgleichen, dennoch sollte die Kabellänge  $l$  hinreichend genau eingestellt sein. Im Falle eines Kabels der Länge  $l \approx \lambda/2$  kann dies anhand einer Messung mit der Double-Probe überprüft werden, entsprechend dem in Abb. 6.10 dargestellten Aufbau. Zur Einstellung der korrekten Kabellänge wird

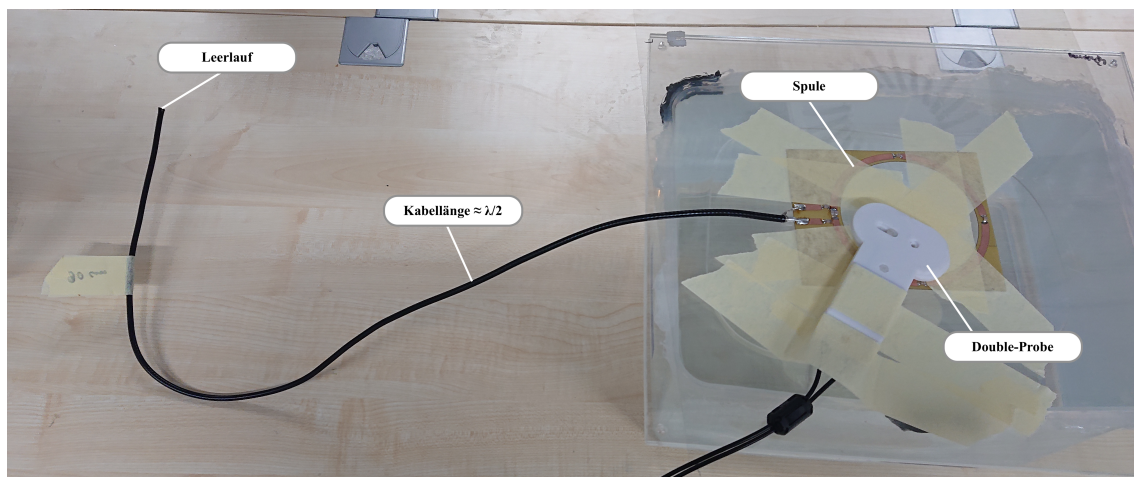


Abbildung 6.10: Messaufbau zur Bestimmung der korrekten Kabellänge, wenn diese mit  $l \approx \lambda/2$  bemessen ist.

diese initial mit  $l > \lambda/2$  gewählt und sukzessiv gekürzt. Das entsprechende Ergebnis einer solche Kürzung in der  $S_{12}$ -Messung an der Double-Probe wird in Abb. 6.11 demonstriert. Es ist hierbei nicht wichtig, die genaue Zielfrequenz  $f_0$  zu treffen, jedoch sollte die Abweichung nicht mehr als 10% betragen.

#### b) Einstellung des $\pi$ -Netzwerk:

Nach dem Zuschnitt des Kabels kann dieses an die Schaltung zur aktiven Entkopplung gelötet werden. Dies ist beispielhaft in Abb. 6.10 (links) zu sehen und die Dimensionierung

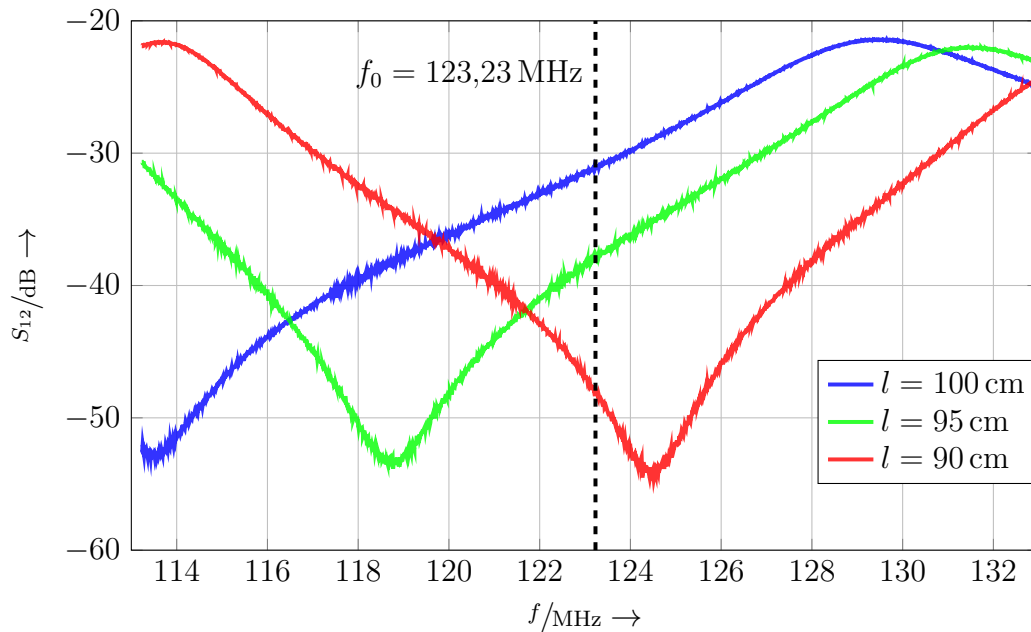


Abbildung 6.11:  $S_{12}$ -Messungen an der Double-Probe in Abhängigkeit der Länge des Kabels (siehe Abb. 6.10).

des  $\pi$ -Netzwerks kann Gl. (6.9) und Gl. (6.10) entnommen werden. Für die Feinjustage der Entkopplung wird die PIN-Diode durchgesteuert und die Phasenverschiebung des  $\pi$ -Netzwerks kann durch mechanische Verformungen der Induktivität verändert werden. Ein beispielhafter Verlauf ist in Abb. 6.13 zu sehen, wobei der „justierte“ Verlauf der Induktivität in Abb. 6.12 (rechts) entspricht.

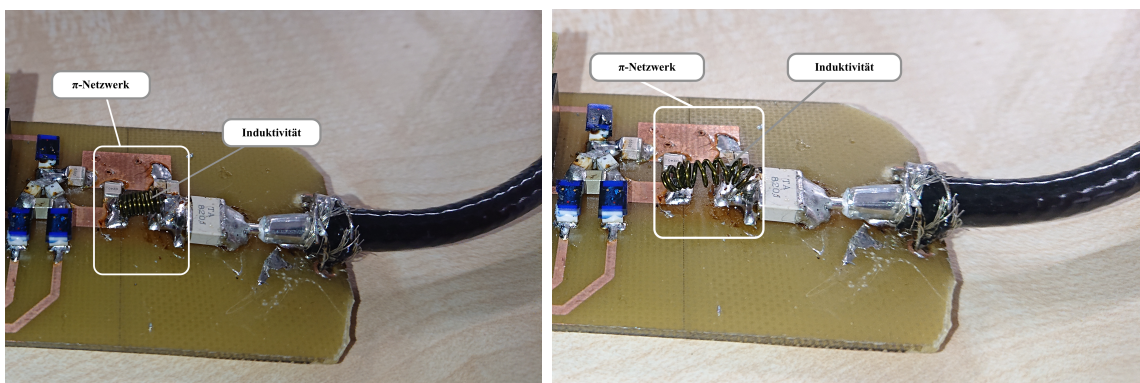


Abbildung 6.12: Schaltung zur aktiven Entkopplung mit aufgelöteten Kabel und justierter Induktivität (Vgl. links und rechts).

### 6.3.3 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau zur Evaluation der aktiven Entkopplung ist in Abb. 6.14 (links) dargestellt. Dieser sieht die Evaluation der Entkopplung mittels einer Double-Probe vor.

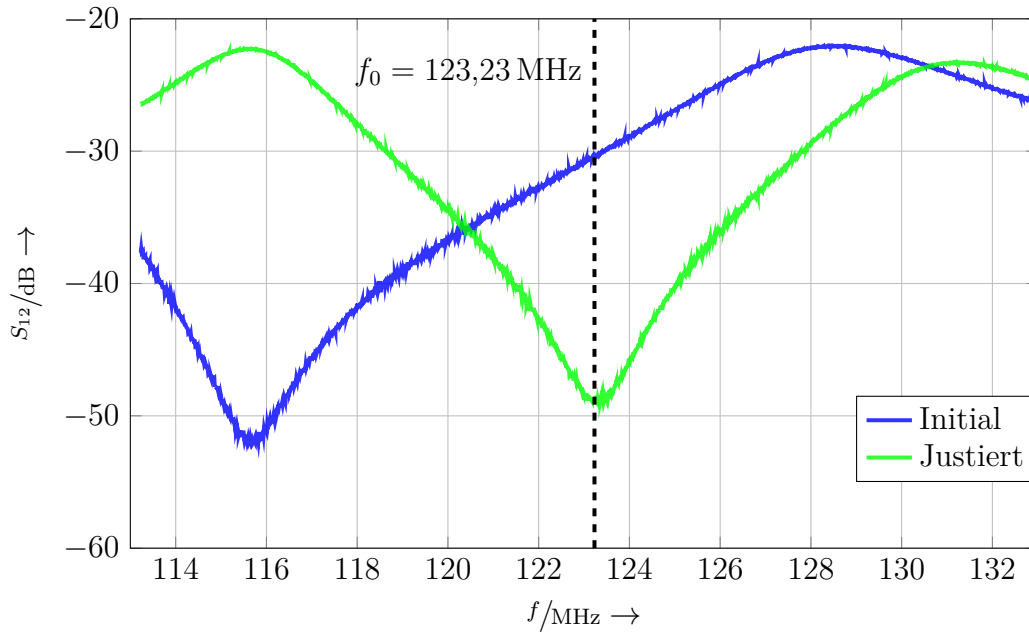


Abbildung 6.13:  $S_{12}$ -Messungen an der Double-Probe in Abhängigkeit der Feinjustage durch Deformation der Induktivität im  $\pi$ -Netzwerk (Vgl. Abb. 6.12 (links) und (rechts)).

Dazu wird diese relativ zur Empfangsspule fixiert und zur Unterdrückung von Mantelwellen, wurden alle Kabel mit Mantelwellensperren bestückt. Die Spule wurde über einem Phantom platziert und die aktive Entkopplung durch die Empfangseinheit gewährleistet (siehe Abb. 6.14 (rechts unten)). Für die Messung wurde ein Netzwerkanalysator (ZNB4, Rhode & Schwarz, München) verwendet und die Spannungsversorgung der Empfangseinheit erfolgte über ein Labornetzteil (NGE100, Rhode & Schwarz, München).

Zur Bewertung der Entkoppelgüte wird in Anlehnung zu den Experimenten in Abs. 3.4.4 die Änderung der Transmission  $S_{12}$  zwischen den beiden Ports der Double-Probe evaluiert. Dazu wird jeweils eine Messung mit einem  $50\ \Omega$ -Abschluss  $S_{12}^M$  und eine im entkoppelten Zustand  $S_{12}^D$  durchgeführt. Zur Korrelation mit der Stromunterdrückung aus Gl. (3.90) werden diese wie folgt verknüpft:

$$D \propto \Delta S_{12} = \frac{S_{12}^D}{S_{12}^M}. \quad (6.21)$$

Ein im Stand der Technik akzeptierter Grenzwert stellt  $\Delta S_{12}^{\min} = -20\ \text{dB}$  dar. Dieser gilt als mindestens zu erfüllen, um etwaige Patientengefährdungen auszuschließen [EGR04]. Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Entkopplung hinsichtlich des Abstands zum Phantom wurden Acrylplatten unterschiedlicher Dicke zwischen Spule und Phantom gebracht. Damit konnten folgende Abstände  $d$  zwischen Phantom und Spule realisiert  $d = 3\ \text{mm}, 7\ \text{mm}, 10\ \text{mm}$  werden. Die MR-Empfangsspule wurde für  $d = 10\ \text{mm}$  angepasst, wobei keine signifikanten Änderungen für die weiteren Abstände zu erkennen sind (siehe Abb. 6.15). Erwartungsgemäß nimmt die Anpassung für sinkende Abstände zum Phantom

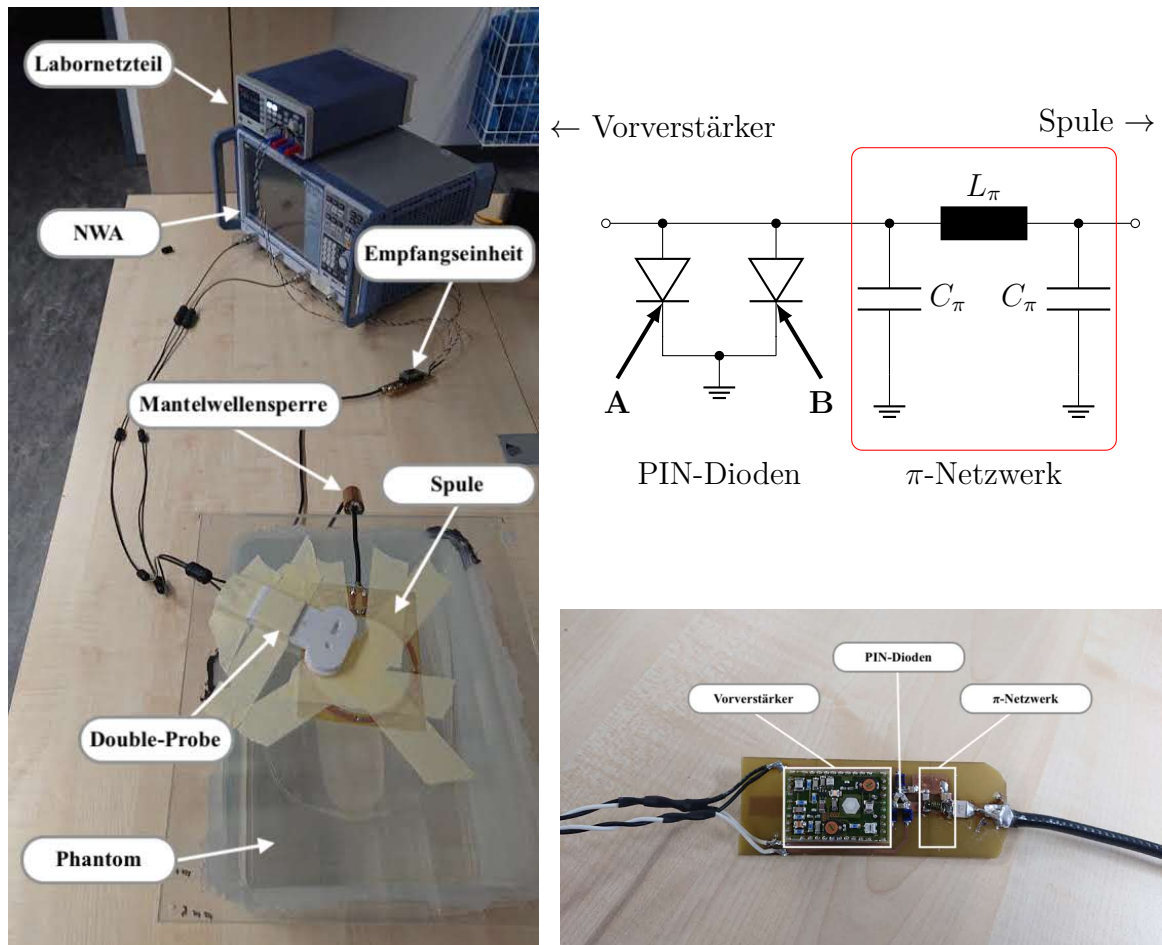


Abbildung 6.14: Messaufbau zur Evaluation der vorgeschlagenen Methode zur aktiven Entkopplung einer MR-Empfangsspule (links) und Detailsicht der Empfangseinheit (rechts). Letzteres beinhaltet einen Vorverstärker und  $\pi$ -Transformationsnetzwerk zur Justage der aktiven Entkopplung.

ab, da der Gesamtwiderstand der MT-Empfangsspule steigt. Lediglich für  $d = 3$  mm ist eine minimale Verschiebung des Anpassungsminimum zu erkennen.

Zur Evaluation der Abhängigkeit hinsichtlich der Güte der Fehlanpassung wurden auf der Empfangseinheit zwei PIN-Dioden eingebracht, die unabhängig voneinander geschaltet werden können. Diese Anordnung ist in Abb. 6.14 (rechts oben) dargestellt und die Parallelschaltung der PIN-Dioden **A** und **B** ermöglicht es den Reflektionsfaktor in seiner Amplitude zu variieren.

### 6.3.4 Ergebnisse

Die Ergebnisse der Messungen zur Distanzabhängigkeit sind in Abb. 6.16 und Abb. 6.16 dargestellt. Die Differenz zwischen  $S_{12}^M$  und  $S_{12}^D$  ist für  $d = 7$  mm und  $d = 10$  mm konstant, wobei sich für  $d = 3$  mm eine Verschlechterung von 3 dB einstellt.

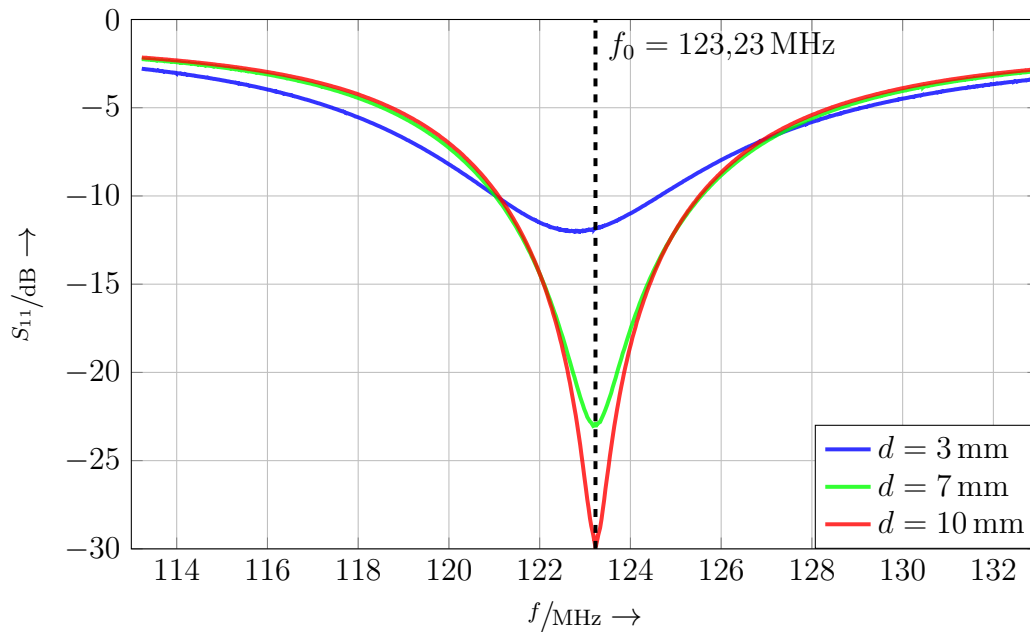


Abbildung 6.15: Messung der Anpassung am Eingang der MR-Empfangsspule  $S_{11}$  in Abhängigkeit der Distanz  $d$  zwischen Phantom und Spule.

Prinzipiell geht aus Gl. (3.90) für die Entkoppelgüte  $D$  heraus, dass diese im Gegensatz zum absoluten Strom in der Leiterschleife (siehe Gl. (6.4)) vom Gesamtwiderstand  $R_C$  der Leiterschleife unabhängig ist.

Bezüglich des Reflektionsfaktors  $\Gamma_{IN}$  der Fehlanpassung besteht eine eindeutige Abhängigkeit, die aus der Analyse in Abs. 6.2 und durch die vorliegenden Messergebnisse bestätigt wird. Diese werden in Abb. 6.18 veranschaulicht und die Differenz in der Magnitude zwischen PIN-Diode: A und PIN-Diode: A + B beträgt  $\approx -6$  dB. Dies ist in Einklang mit den Betrachtungen in Abs. 6.2 und den Ergebnissen zur Vorverstärkerentkopplung in Abs. 3.4.4.



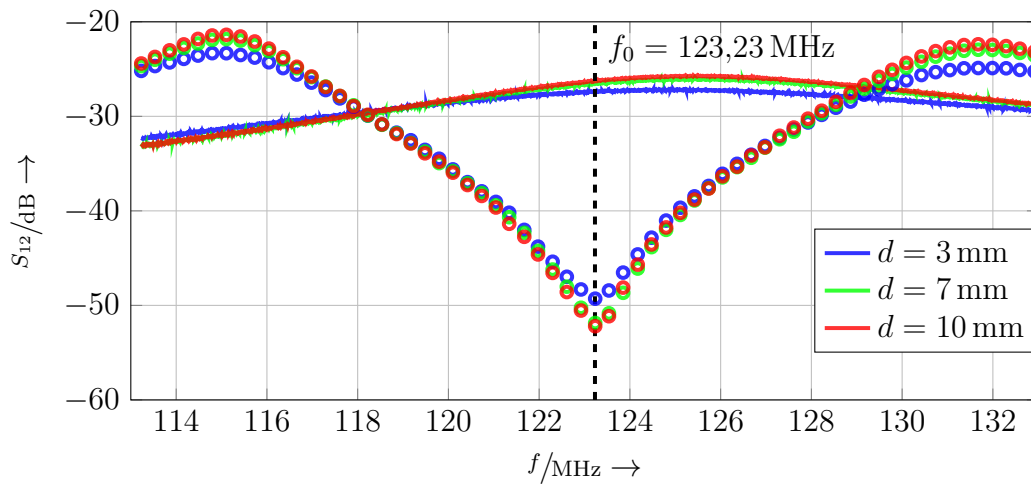


Abbildung 6.16:  $S_{12}$ -Messungen für den angepassten (durchgezogene Linie) und entkoppelten Fall (kreisförmige Marker) an der Double-Probe in Abhängigkeit der Distanz  $d$  zwischen Phantom und Spule.

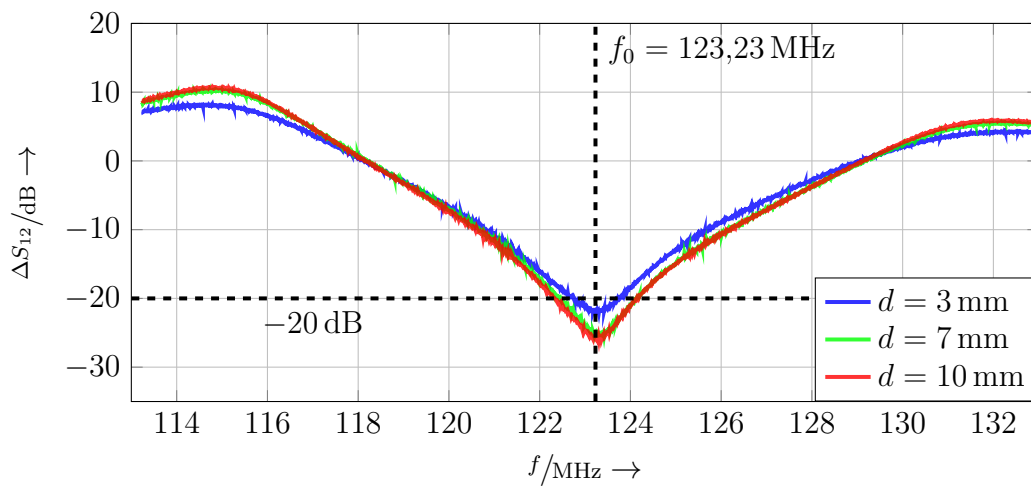


Abbildung 6.17:  $\Delta S_{12}$  in Abhängigkeit der Distanz  $d$  zwischen Phantom und Spule.

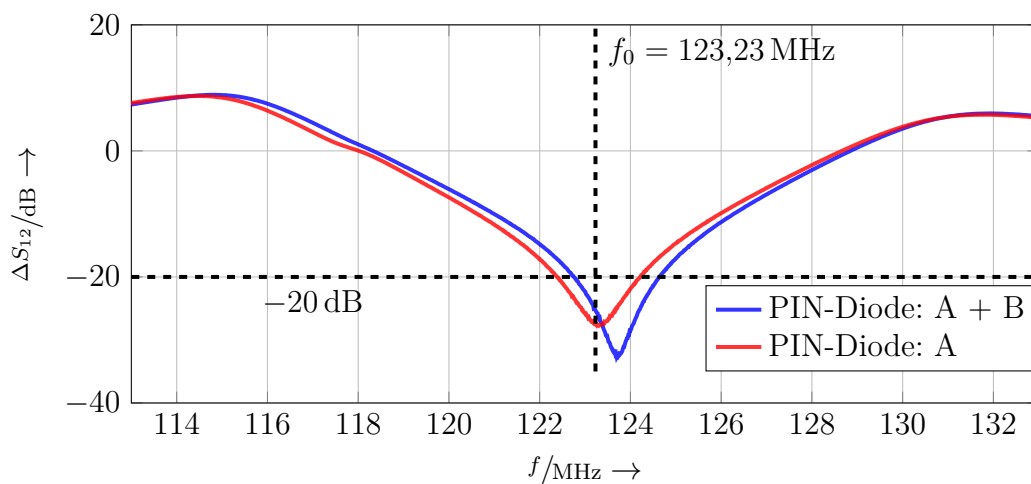


Abbildung 6.18:  $\Delta S_{12}$  für verschiedene Fehlanpassungen und einer Distanz  $d = 5$  mm zwischen Phantom und Empfangsspule.

## 6.4 Diskussion

Als für die Patientensicherheit relevante Maßnahme verfügt praktisch jede MR-Empfangsspule über entsprechende Mechanismen, die eine Leistungsaufnahme und damit Erhitzung der Spule bzw. Patientenoberfläche während der Sendephase der MR-Bildgebung verhindert. Dieser Mechanismus beinhaltet im derzeitigen Stand der Technik eine kontrollierte „Aus-schaltung“ der Leistungsanpassung durch das Einfügen einer Parallelresonanz auf der Leiterschleife. Ist diese Parallelresonanz auf die Larmorfrequenz abgestimmt, minimiert deren hohe Impedanz den Strom auf der Leiterschleife – den Grund für die patientenge-fährdenden Wechselwirkungen [GFLK18].

Auch wenn sich die entsprechenden Schaltkreise in ihrer Topologie [GMC08] [SHHL+17] oder Aktivierung [RKS+20] [MEAA08] unterscheiden, befinden sich diese immer direkt auf der Leiterschleife.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Methode stellt eine wesentliche Neuerung dar und benötigt keine Komponenten auf der Leiterschleife. Dazu wird ein ähnlicher Ansatz zur Vorver-stärkerentkopplung verwendet und ein Leerlauf in den Anschlusspunkt der Leiterschleife transformiert, der auch zu einer Stromunterdrückung führt. Die Wirksamkeit der Entkopp-lung konnte theoretisch als auch experimentell nachgewiesen werden, wobei einschlägige MR-Messungen in dieser Betrachtung fehlen und Teil der Ergebnisse im Kapitel 7 sind. Zur Implementierung der vorgeschlagenen Methode wurde eine vereinfachte experimentelle Methode vorgestellt, die eine Einstellung der Entkopplung am Netzwerkanalysator und einfacher Dimensionierungsformeln erlaubt. Hierzu wird ein  $\lambda/2$ -Kabel und  $\pi$ -Netzwerk verwendet. Hierbei wird die durch die Leitungstransformation begründete Mehrdeutigkeit in Gl. (6.11) ausgenutzt, stellt jedoch nicht den optimalen Fall dar. Im Gegensatz zur Minimalkonfiguration einer  $\lambda/4$ -Transformation ist die Effizienz der Entkopplung durch die zusätzlichen Verluste natürlich reduziert.

Die Bewertung dieser Effizienz wurde der Faktor der Stromunterdrückung  $D$  eingeführt. Dieser ist bereits aus den Betrachtungen zur Vorverstärkerentkopplung (siehe Abs. 3.4) bekannt. Mit Hilfe dieses Faktors ist der Einfluss unterschiedlicher Verluste auf die Entkopp-lung möglich z. B. dass eine Halbierung des Kurzschlusswiderstand zu einer Verbesserung der Entkopplung um 6 dB führt.

Außerdem wurden die einzelnen Verlustmechanismen betrachtet zur Identifizierung opti-maler Konfigurationen für unterschiedliche Feldstärken. Es konnte eindeutig aufgezeigt werden, dass die zu erwartende Stromunterdrückung für niedrige Frequenzen stark ab-nimmt, wenn die Implementierung lediglich mit Kabeln erfolgt. Dies liegt in den linear ansteigenden Kabellängen begründet, die für eine  $\lambda/4$ -Transformation notwendig sind, auch wenn die Dämpfung  $\alpha_{TL}$  üblicherweise in diesem Frequenzbereich sinken. Eine Alternative hierzu stellt die Implementierung aus gemischten Netzwerken dar z. B. eines Kabels und  $\pi$ -Netzwerk, die gemeinsam eine  $\lambda/4$ -Transformation bilden. Mit Gl. (6.15) und Gl. (6.20)

konnte aufgezeigt werden unter welchen Umständen solche Ansätze, die Verluste minimieren können bzw. welche Eigenschaften das entsprechende  $\pi$ -Netzwerk dazu aufweisen muss. Im Gegensatz zu der etablierten Methode der Schwingkreise ist die Effizienz der in neu vorgeschlagenen Entkopplung, jedoch tendenziell niedriger zu bewerten. Dies liegt vor allem darin begründet, dass durch die Leitungstransformation, die Anzahl der Verlustmechanismen größer ist. In der Implementierung muss daher viel stärker auf diese geachtet werden, um eine adäquate Entkopplung sicherzustellen. Wichtige „Stellschrauben“ stellen hierbei die Verluste der Transformationsstrecke  $\alpha$ , aber auch die Impedanz der Fehlanpassung  $R_{\text{PIN}}$  dar.

Trotz dieses Nachteils stellt die vorgeschlagene Methode bisher die einzige Möglichkeit dar, eine aktive Entkopplung ohne Komponenten auf der Leiterschleife zu implementieren. Jedoch stellt dies nur einen Teil der sicherheitsrelevanten „Infrastruktur“ auf einer solchen Leiterschleife dar. Die passive Entkopplung als redundante Maßnahme ist von diesem Ansatz nicht betroffen und in vielen Fällen auch weiterhin gefordert [FGR04].

Die Möglichkeit die Anzahl der Komponenten auf der Leiterschleife zu reduzieren, ist nicht nur für den in dieser Arbeit betrachteten interventionellen Bereich interessant, sondern auch für die diagnostische Anwendungen. Eine Reduzierung der Komponenten kann hierbei für eine Erhöhung der Integrationsdichte genutzt werden, die wiederum schnellere Bildgebung oder höhere Bildqualität ermöglichen [REH<sup>+</sup>90] [WW97].

## 7 Demonstrator einer interventionellen Spule

### 7.1 Versuchsziel

In diesem Abschnitt wird die Implementierung einer „Split-Coil“ entsprechend der vorher beschriebenen Methodik demonstriert. Dies beinhaltet die Beschreibung eines experimentellen Verfahrens zur Identifizierung der optimalen Parameter d. h. Überlappungsgrade der „Split-Coil“. Die bisher betrachtete Anordnung wird außerdem um eine Anordnung zum Matching erweitert. Dazu wurde der entsprechende Kondensator  $C_m$  mittels überlappender Leiterbahnen realisiert. Der komplette Aufbau für die obere und untere Lage ist in Abb. 7.1 dargestellt.

Die Parameter der „Split-Coil“ wurden mit  $w = 5$  mm und  $b = 6,75$  mm festgelegt mit Kapton als Isolator ( $\epsilon_R \approx 3.5$ ) und einer Schichtdicke von  $d = 50$   $\mu\text{m}$ . Außerdem wurde die „Split-Coil“ mittels Acrylplatten in einen Abstand von 6,5 mm zum Phantom gebracht.

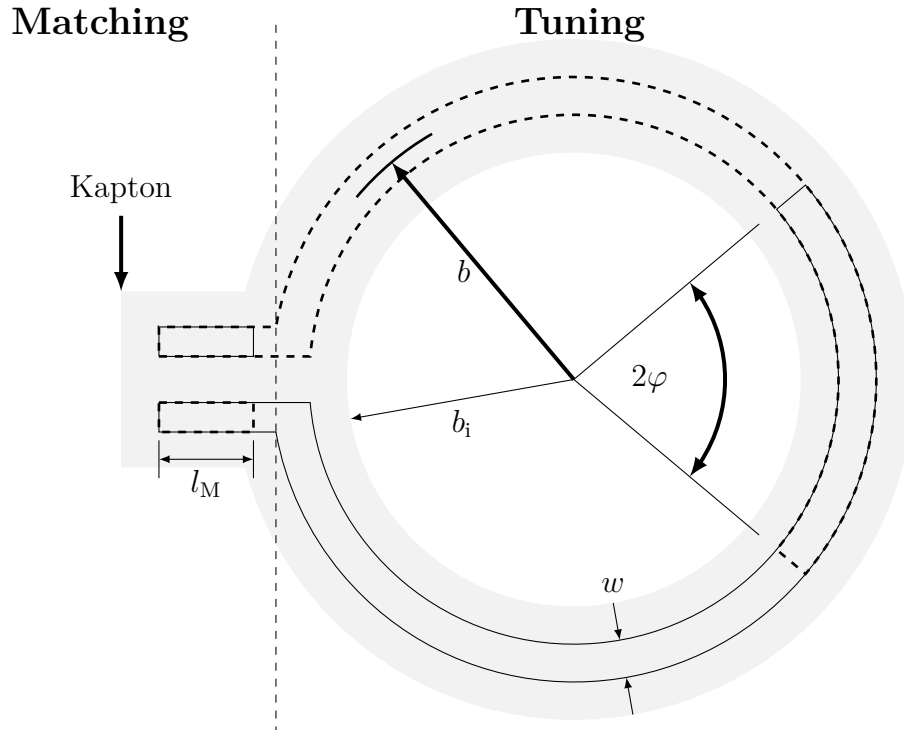


Abbildung 7.1: Aufbau einer „Split-Coil“ mit Matching-Komponente. Die untere und auch obere Lage (durchgezogen und gestrichelt) enthalten beide eine zusätzliche Überlappung am Fußpunkt.

## 7.2 Material & Methoden

### 7.2.1 Leistungsanpassung

#### a) Experimenteller Aufbau:

Der Aufbau zur Implementierung des Demonstrators ist in Abb. ?? dargestellt. Die „Split-Coil“ wurde über einem verlustbehafteten Medium platziert, das den elektrischen Parametern des menschlichen Körpers bei  $f = 123 \text{ MHz}$  entspricht ( $\sigma = 0,4 \frac{\text{S}}{\text{m}}$ ,  $\epsilon_{\text{R}} = 80$ ). Zur reproduzierbaren Einstellung des Abstandes ( $d = 6,5 \text{ mm}$ ) zwischen „Split-Coil“ und dem Medium wurden Acryl-Platten eingesetzt. Die Empfangsspule wurde mit einem Leiterschleifenradius  $b = 6,75 \text{ cm}$ , einer Leiterbahnbreite  $w = 5 \text{ mm}$  und Schichtdicke des Substrats  $h = 100 \mu\text{m}$  (Kapton) dimensioniert und im Schneidplotterverfahren hergestellt. Zur Unterdrückung von Mantelwellen wurden in allen Messungen jeweils eine „Floating Cable-Trap“ auf den Kabel eingesetzt, deren Resonanzfrequenz auf  $f_0 = f$  eingestellt wurde [EGP<sup>+</sup>20].

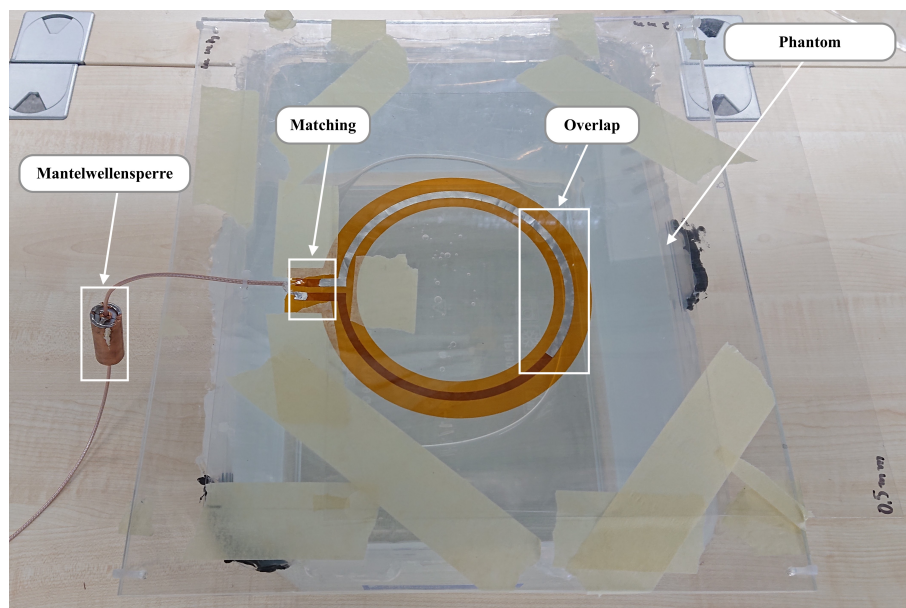


Abbildung 7.2: Experimenteller Aufbau zur Implementierung des Demonstrators der „Split-Coil“.

#### b) Vorgehen:

Zur Bestimmung der Parameter zur Leistungsanpassung wurde das entwickelte Modell entsprechend dem Vorgehen in Abs. 5.4.5 eingesetzt. Die entsprechende berechnete Eingangsimpedanz ist mit ihrem Realteil  $\text{Re}(Z_{\text{IN}})$  in Abb. 7.3 dargestellt. In dieser wird

ersichtlich, dass mit dem vorliegenden Abstand  $\operatorname{Re}(Z_{\text{IN}}) = 50 \Omega$  nicht erreicht werden kann. Jedoch für  $\varphi > 45^\circ$  die Änderungsrate mit  $\frac{d}{d\varphi}(\operatorname{Re}(Z_{\text{IN}})) < 0,025 \frac{\Omega}{^\circ}$  vernachlässigbar klein ist ( $< 0,1\%$ ).

Für die Implementierung bedeutet dies konkret, dass in diesem Bereich bei einer Änderung der Überlappung  $\varphi$  nur mit einer minimalen Änderung der Eingangsimpedanz  $Z_{\text{IN}}$  zu rechnen ist. Der Imaginärteil wurde für  $\varphi = 45^\circ$  mit  $\operatorname{Im}(Z_{\text{IN}}) = 328 \Omega$  bestimmt und entspricht damit einer Überlappung von  $M = 5 \text{ mm}$ .

Alle Messungen wurden an einem mit einer wässrigen NaCl-Lösung gefüllten Phantom mit den Abmessungen  $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$  durchgeführt. Die NaCl-Konzentration wurde genutzt die elektrische Leitfähigkeit auf  $\kappa = 0,40 \frac{\text{S}}{\text{m}}$  einzustellen, die mittels eines Leitfähigkeitsprüfgerätes verifiziert wurde [MW04].

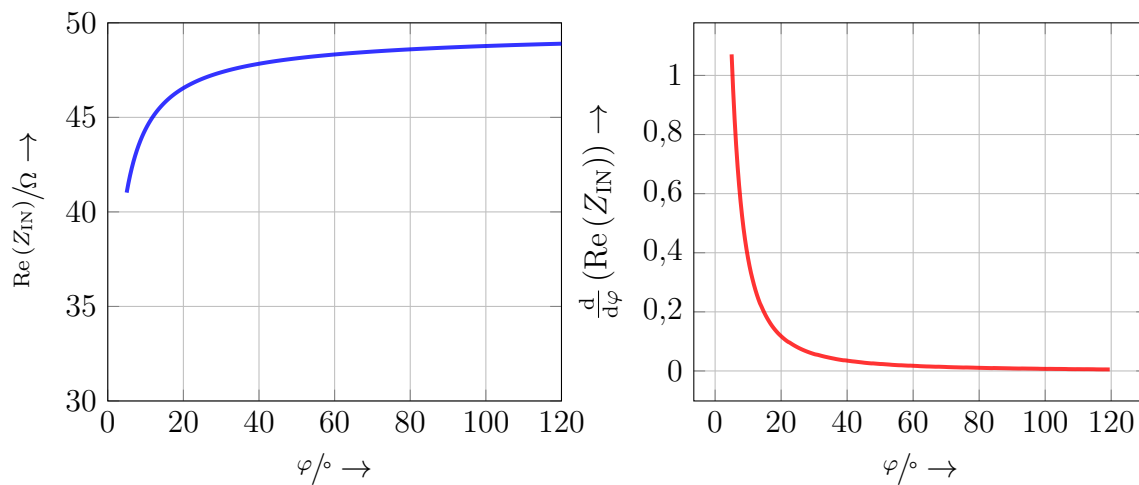


Abbildung 7.3: Berechnete Eingangsimpedanz des Demonstrators für den zweiten Modellansatz.

## 7.2.2 Aktive Entkopplung

### a) Experimenteller Aufbau:

Die aktive Entkopplung wurde dem  $\lambda/2$ -Prinzip folgend entsprechend dem in Abs. 6.3.2 dargelegten Vorgehen implementiert. Das hierzu verwendete PCB mit dem Vorverstärker und der Entkoppelschaltung ist in Abb. 7.4 zu sehen.

Zum Anschluss dieser an das MRT wurde die TIM-Schnittstelle verwendet. Diese stellt die Ansteuerung der PIN-Dioden, die Spannungsversorgung des Vorverstärkers als auch den notwendigen Eingang für das MR-Signal bereit. Die Zuordnung der beschriebenen Funktionsgruppen zu den physikalischen Schnittstellen wird in Tab. 7.1 zusammengefasst.

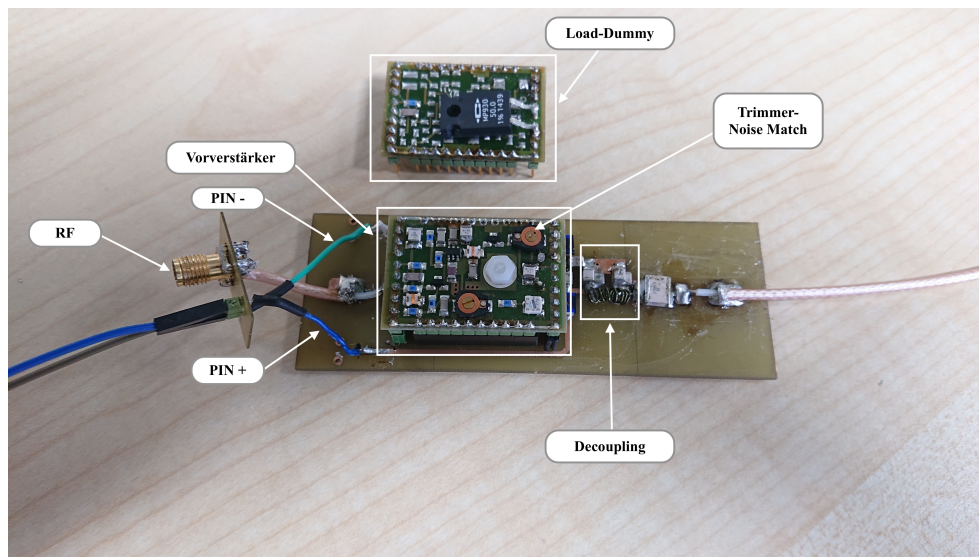


Abbildung 7.4: Anordnung zur Realisierung der aktiven Entkopplung mittels der  $\lambda/2$ -Methode.

Schnittstelle	Funktion	Wert
PIN - PIN +	Ansteuerung der PIN-Dioden	$U_r = -30 \text{ V}$ $I_f = 120 \text{ mA}$
RF	Spannungsversorgung Referenzimpedanz des HF-Eingang	$U_P = 10 \text{ V}$ $Z_C = 50 \Omega$

Tabelle 7.1: Die seitens der TIM-Schnittstelle bereitgestellten Anschlüsse und entsprechende Funktionalitäten.

**b) Vorgehen:**

Die Entkopplung wurde entsprechend dem Vorgehen aus Abs. 6.3.2 mit einer sogenannten „Double-Probe“ überprüft bzw. zur Justage verwendet. Während der gesamten Prozedur wurde die Position der „Double-Probe“ nicht verändert, um eine Vergleichbarkeit der einzelnen Messdurchläufe zu gewährleisten. Der Entsprechende Aufbau ist in Abb. 7.5 dargestellt.

Zur Überprüfung der in Gl. (3.90) definierten Stromunterdrückung  $D$  wurde das bereits in Abs. 6.3.2 eingeführte Verfahren verwendet. Dazu der Transmissionsfaktor an der „Double-Probe“ für den Fall der Leistungsanpassung ( $S_{12}^M$ ) und Entkopplung ( $S_{12}^D$ ) gemessen. Für den ersten Fall wurde der Vorverstärker in Abb. 7.4 durch einen  $50\ \Omega$ -Widerstand ersetzt (siehe Abb. 7.4 oben) und die PIN-Diode im gesperrten Zustand betrieben (d. h.  $U_r = -30\ \text{V}$ ). Zur Bewertung der Entkopplung wurden beide die Transmissionsfaktoren beider Messungen, wie folgt miteinander verknüpft

$$\Delta S_{12} = \frac{S_{12}^D}{S_{12}^M}.$$

Ein im Stand der Technik akzeptables Maß der Entkopplung wird mit  $\Delta S_{12} \leq -20\ \text{dB}$  angegeben [FGR04].

Neben der aktiven Entkopplung wurde auch die Vorverstärkerentkopplung eingestellt und überprüft. Das Tuning dieser Entkopplung erfolgte durch eine Änderung des im Vorverstärker befindlichen Anpassnetzwerkes zur Einstellung des Rauschminimums (siehe Abb. 7.4 „Trimmer-Noise Match“).



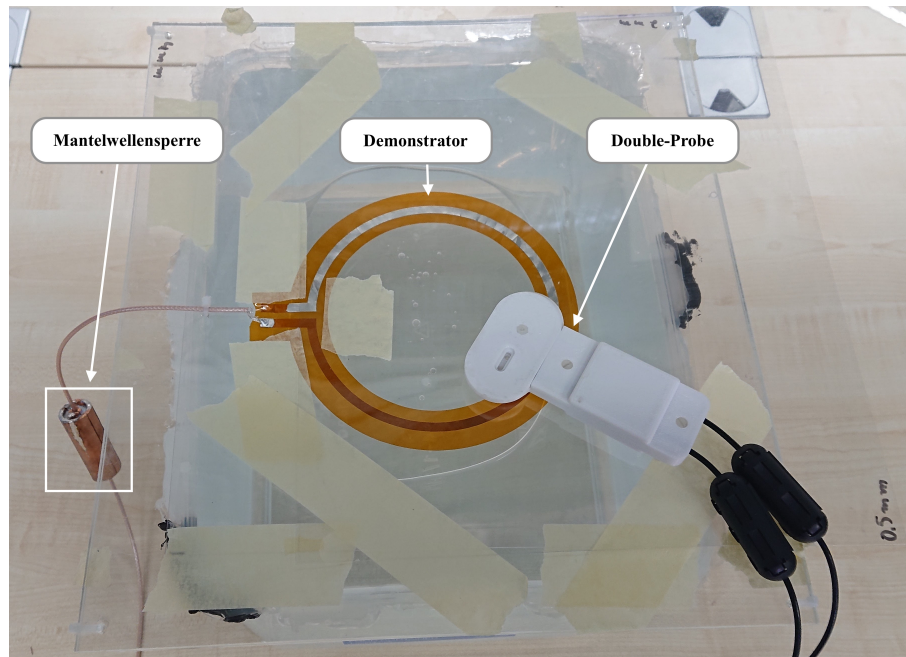


Abbildung 7.5: Setup zur Messung der aktiven Entkopplung mittels einer Double-Probe an dem Demonstrator der „Split-Coil“.

### 7.2.3 Experimenteller Aufbau: MR-Messungen

Der für die Messungen am MRT verwendete Demonstrator ist in Abb. [7.6](#) (links) dargestellt. Als Referenz diente eine 1-Kanal Empfangsspule, die auch für interventionelle Anwendungen entwickelt wurde (RAPID Biomedical GmbH, Rimpar, Deutschland). Deren Fensterbreite von  $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$  ist vergleichbar mit dem Innenradius des Demonstrators  $b_I = 6,25\text{ cm}$ .

In den MR-Messungen wurden die Entkopplungsgüte und das SNR der Empfangsspulen evaluiert. Die Messprozedur und verwendeten Sequenzen für die einzelnen Teilerperimente werden nachfolgend beschrieben.

#### a) Aktive Entkopplung:

Zur Bewertung der Entkopplung d. h. der Interaktion der Empfangsspulen mit dem Sendefeld des Volumenresonators wurde das Prüfprotokoll des Herstellers Siemens zur Testung von MR-Empfangsspulen verwendet. Dieses sieht zur Bewertung etwaiger  $B_1$ -Modulationen durch die Empfangsspule eine Gradienten-Echo-Sequenz mit sehr langen Pulszeiten  $\tau_P$  vor [\[EGR04\]](#).

Dies führt zu einer starken Modulierung der verfügbaren Transversalmagnetisierung  $M_{\perp}$  und wird in Abb. [7.7](#) (links) beispielhaft demonstriert. Ein entsprechendes Magnitudenbild ist in Abb. [7.7](#) (rechts) dargestellt d. h. die Verwendung dieser Sequenz ermöglicht es qualitativ, die Flip-Winkel Variation über das FOV darzustellen. Alle Parameter der Sequenz

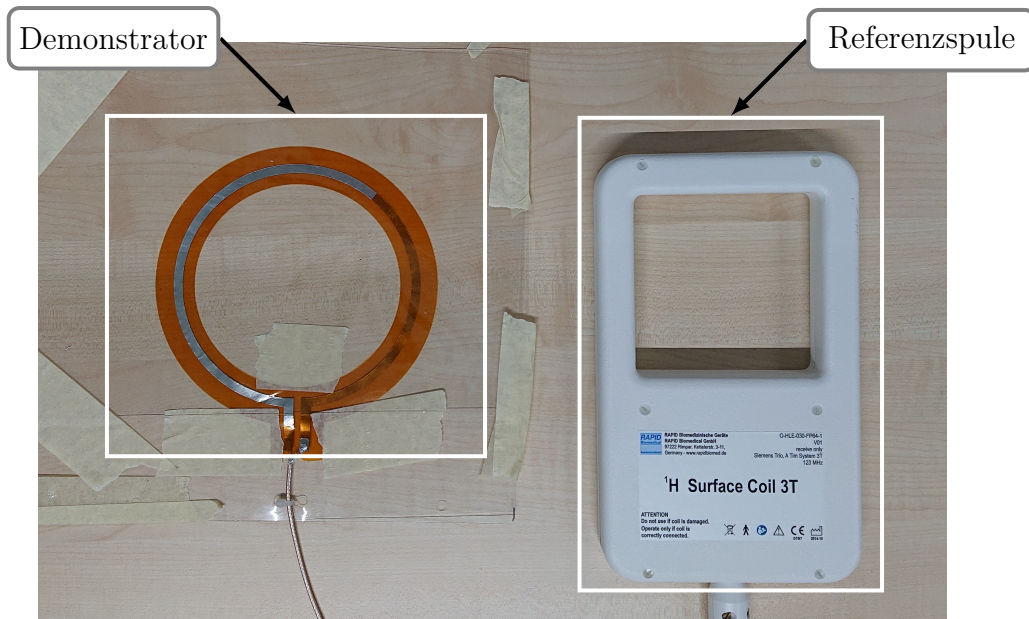


Abbildung 7.6: Der für die MR-Messungen verwendete Demonstrator (links) und die Referenzspule zum Vergleich (rechts).

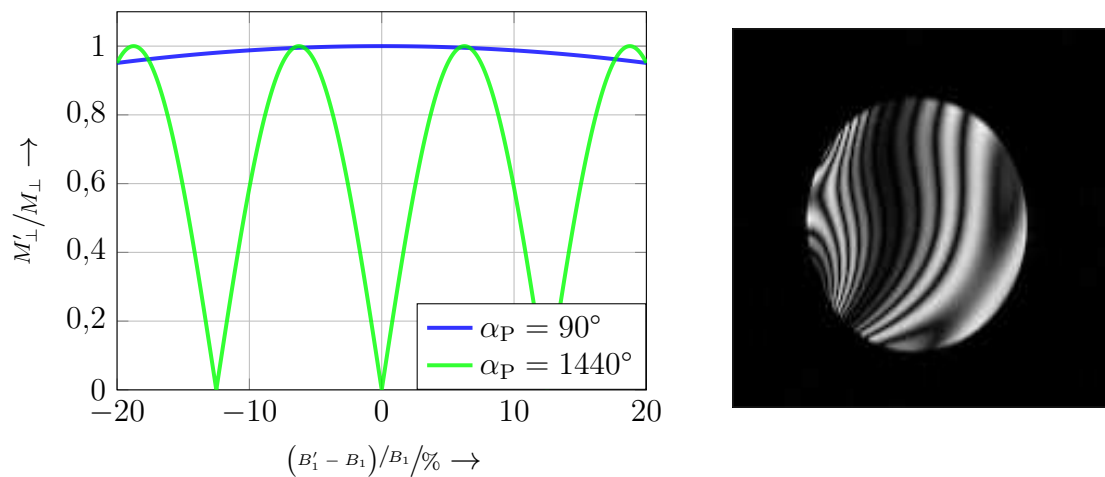


Abbildung 7.7: Variation der verfügbaren normalisierten Magnetisierung in Abhängigkeit der  $B_1$ -Feld Abweichung für unterschiedliche Flip-Winkel  $\alpha_P$  (links) und ein beispielhaftes Magnitudenbild für  $\alpha_P = 1440^\circ$  (rechts).

Parameter	Wert	Parameter	Wert
TR	220 ms	TE	17 ms
$\alpha_P$	1440°	FOV	300 mm
N	256	Schichtdicke	5 mm
BW/P <sub>x</sub>	230 Hz		

Tabelle 7.2: Einstellungen der verwendeten Sequenz zur Bewertung der  $B_1$ -Modulationen.

sind in Tab. [7.2](#) zusammengefasst. Da die vorliegende MR-Sequenz keine quantitativen

Aussagen liefert, erfolgt die Bewertung der Modulation über einen qualitativen Vergleich zu einer unveränderten Referenz d. h. das Phantom ohne die zu testende Referenzspule. Das Experiment unterteilt sich damit in folgende Teilschritte:

Referenzmessung: Phantom ohne Empfangsspule

Messung **A**: Phantom mit Demonstrator

Messung **B**: Phantom mit Referenzspule

Die Qualität der Entkopplung ergibt sich nun aus dem Vergleich der Messungen **A** und **B** aus dem Vergleich mit der Referenz. Hierzu werden die im Bild sichtbaren Übergänge (hell  $\rightarrow$  dunkel) oder (dunkel  $\rightarrow$  dunkel) evaluiert. Diese können einer prozentualen Änderung zugeordnet werden, die in Tab. 7.3 zusammengefasst sind. Von einer ausreichenden Entkopplung wird ausgegangen, wenn  $(B'_1 - B_1)/B_1 \ll 10\%$  für die untersuchte FOV gilt. Wobei dieses das gesamte Phantom abdecken sollte.

Übergang	$(B'_1 - B_1)/B_1$
(hell $\rightarrow$ dunkel)	6,25 %
(dunkel $\rightarrow$ dunkel)	12,5 %

Tabelle 7.3: Zuordnung der prozentualen Änderung des  $B_1$  – Feldes zu den Intensitätsübergängen der Magnitudenbilder.

### b) Signal-zu-Rausch-Verhältnis:

Zur Bewertung des Signal-zu-Rausch Verhältnis (SNR) wurde eine Gradienten-Echo-Sequenz verwendet, deren Parameter in Tab. 7.4 zusammengefasst sind. Der SNR ist z. B. abhängig von der Leistungsanpassung und wurde entsprechend der **DIN-62464** auf Grundlage von  $N = 25$  Wiederholungen für jeden Pixel einzeln berechnet [DIN19].

Wie auch schon vorher für die „Aktive Entkopplung“ gilt auch das SNR, dass keine Bewertung anhand der absoluten Werte einer Messung erfolgen kann. Dies kann nur aufgrund eines qualitativen Vergleichs erfolgen d. h. die SNR-Auswertung wurde für den Demonstrator und die Referenzspule durchgeführt.

Parameter	Wert	Parameter	Wert
TR	249 ms	TE	10 ms
$\alpha_p$	15°	FOV	320 mm
N	128	Schichtdicke	5 mm
$BW/P_x$	1500 Hz		

Tabelle 7.4: Einstellungen der verwendeten Sequenz zur Extraktion des SNR.

## 7.3 Ergebnisse

### 7.3.1 Workbench-Messungen

#### a) Leistungsanpassung

Das Ergebnis zur Einstellung der Leistungsanpassung ist in Abb. 7.8 dargestellt. Mit dem vorliegenden Demonstrator konnte eine Anpassung von  $S_{11}^{\text{meas}} = -25$  dB erreicht werden. Die für die Leistungsanpassung notwendigen Überlappungen sind nachfolgend aufgelistet

- $\varphi \approx 45^\circ$
- $l_M = 8$  mm

und stehen damit in guter Übereinstimmung zu den in Abs. 7.2.1 bestimmten Werten. Der gemessene Wert ist größer als das theoretisch bestimmte Minimum

$$S_{11} \left( Z_{\text{IN}}^{\text{optim}} = 48 \Omega \right) = -34 \text{ dB} < S_{11}^{\text{meas}}.$$

In Abb. 7.8 wird der gemessene und simulierte (siehe Abs. 5.4.5) Verlauf des Eingangsflektionsfaktors  $S_{11}$  gegeneinander darstellt. Beide weisen eine sehr gute Übereinstimmung auf.

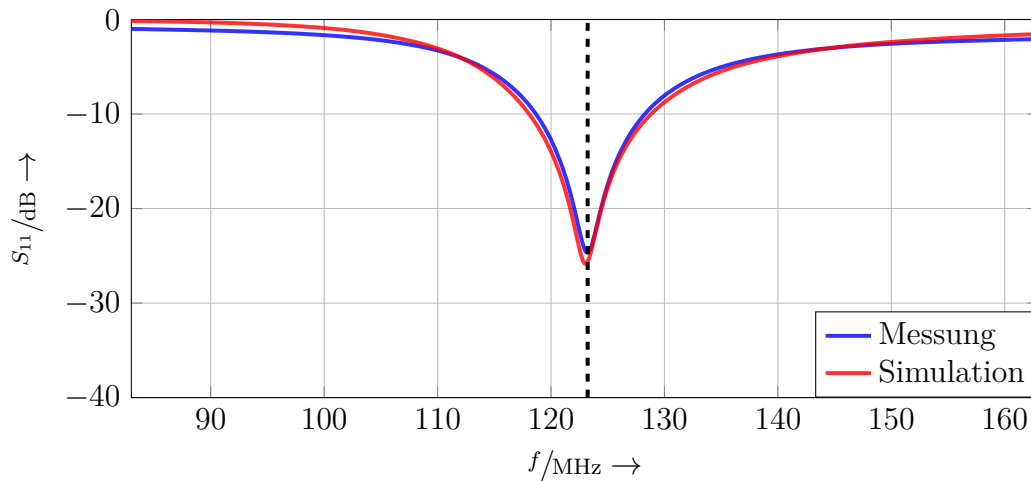


Abbildung 7.8: Gemessener Verlauf für die beladene „Split-Coil“ nach Einstellung der Leistungsanpassung.

### b) Aktive Entkopplung:

Das Ergebnis zur Evaluation der aktiven Entkopplung ist an Abb. [7.9](#) dargestellt. Der Unterschied zwischen dem aktiv entkoppelten („Aktive Entkopplung“) und des leistungsangepassten („Load-Dummy“) Zustand beträgt

$$\Delta S_{12} \approx -20 \text{ dB}.$$

Damit wird der im Stand der Technik akzeptierte Grenzwert erfüllt. Für die Vorverstärkerentkopplung fällt die Differenz mit  $\Delta S_{12} \approx -15 \text{ dB}$  wesentlich geringer aus. Grund hierfür ist das Transformationsnetzwerk des Vorverstärkers, das zusätzliche Verluste mit einbringt. Die damit einhergehende größere elektrische Länge ist auch sehr gut an der geringeren Bandbreite der Vorverstärkerentkopplung im Vergleich zur aktiven Entkopplung beobachtet werden.

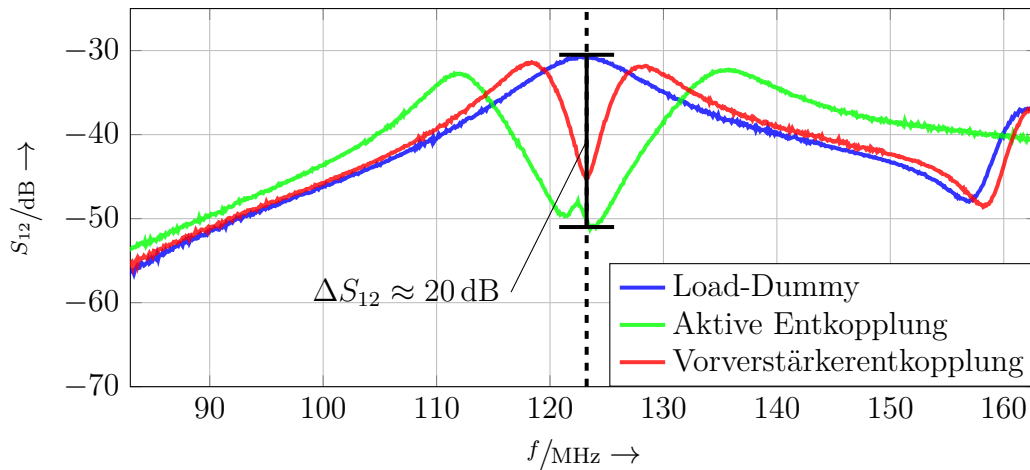


Abbildung 7.9: Gemessener Transmission an der Double-Probe für den Fall der Leistungsanpassung, sowie die beiden Zustände der Vorverstärker- und aktiven Entkopplung.

### 7.3.2 MR-Messungen

#### a) Aktive Entkopplung:

Das Ergebnis zur Evaluation der aktiven Entkopplung d. h. Modulation des  $B_1$ -Sendefelds ist in Abb. 7.10 dargestellt und die Lage der Empfangsspule in der entsprechenden Aufnahme ist rot markiert. Für beide Messungen sind Veränderungen in der  $B_1$ -Verteilung gegenüber der Referenzmessung ohne Empfangsspule zu erkennen.

Die unterschiedlichen Intensitäten, insbesondere zwischen Messung **A** & **B** und der Referenzmessung sind mit der Sensitivitätsverteilungen der Oberflächenspulen zu begründen. In Tab. 7.5 ist die Anzahl der Übergänge (hell  $\rightarrow$  dunkel) zwischen der Spule und dem Mittelpunkt des Phantoms für alle Messungen aufgeführt.

Die Differenz zwischen der Referenzmessung und Messung **A** beträgt damit 6,25 %, womit der Demonstrator die Anforderung  $(B'_1 - B_1)/B_1 < 10\%$  erfüllt, jedoch eine schlechtere Entkopplung aufweist als die Referenzspule in Messung **B**. Dies ist in Einklang mit den Ergebnissen aus Abs. 7.3.1.

	Messung <b>A</b>	Referenz	Messung <b>B</b>
hell $\rightarrow$ dunkel	6	5	5

Tabelle 7.5: Zählung der (hell  $\rightarrow$  dunkel)-Übergänge für alle durchgeführten Messungen zur Evaluation der  $B_1$ -Modulation.

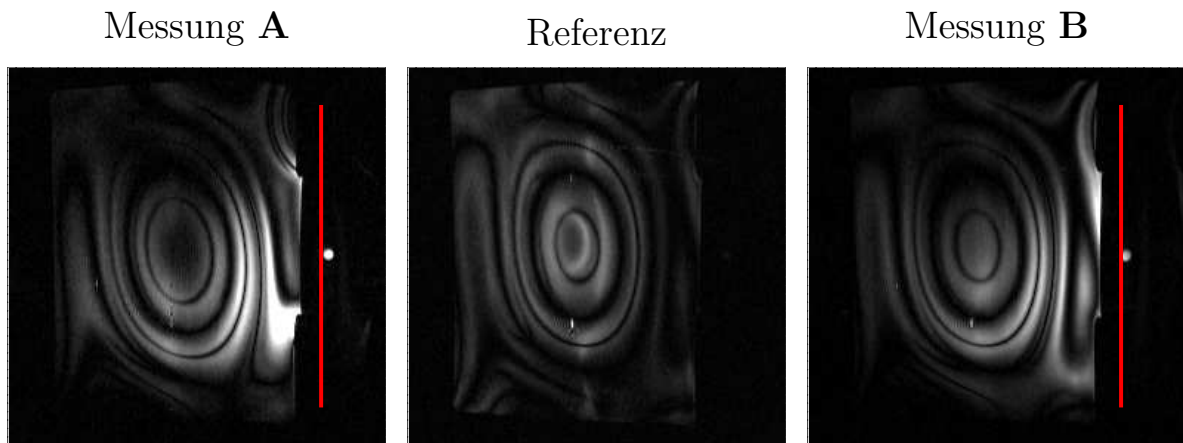


Abbildung 7.10: Ergebnis der „RF-Field“-Messung für das Phantom mit dem Demonstrator der interventionellen Spule (links), ohne Spule (mitte) und der Referenzspule (rechts). Die Lage der Empfangsspulen ist rot in der Abbildung eingezeichnet.

**b) Signal-zu-Rausch-Verhältnis:**

Die Magnitudenbilder beider Spulen für unterschiedliche Bildgebungsebenen (Transversal, Sagittal und Coronal) sind in Abb. [7.11](#) gegenübergestellt. Für die Referenzspule ist ein intensiver Bereich zu beobachten, wo aller Wahrscheinlichkeit nach das Anpassnetzwerk dieser liegt. Dieser ist in den Magnitudenkarten entsprechend markiert (rot) und verfügt über eine wesentlich geringere Penetrationstiefe, als die Verteilung der Leiterschleife (grün). Die Ausleuchtung ist für beide Spulen gut mit einer effektiven Penetrationstiefe von  $\Delta z \approx 15$  cm (Abfall des SNR auf 10 % seines Anfangsniveaus), wie in Abb. [7.12](#) dargestellt. In Abb. [7.13](#) ist der SNR beispielhaft für eine transversale Schicht dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Demonstrator des vorgeschlagenen Konzeptes einer interventionellen Spule, eine vergleichbare Performance liefert, wie bereits vorhandene Empfangsspulen.

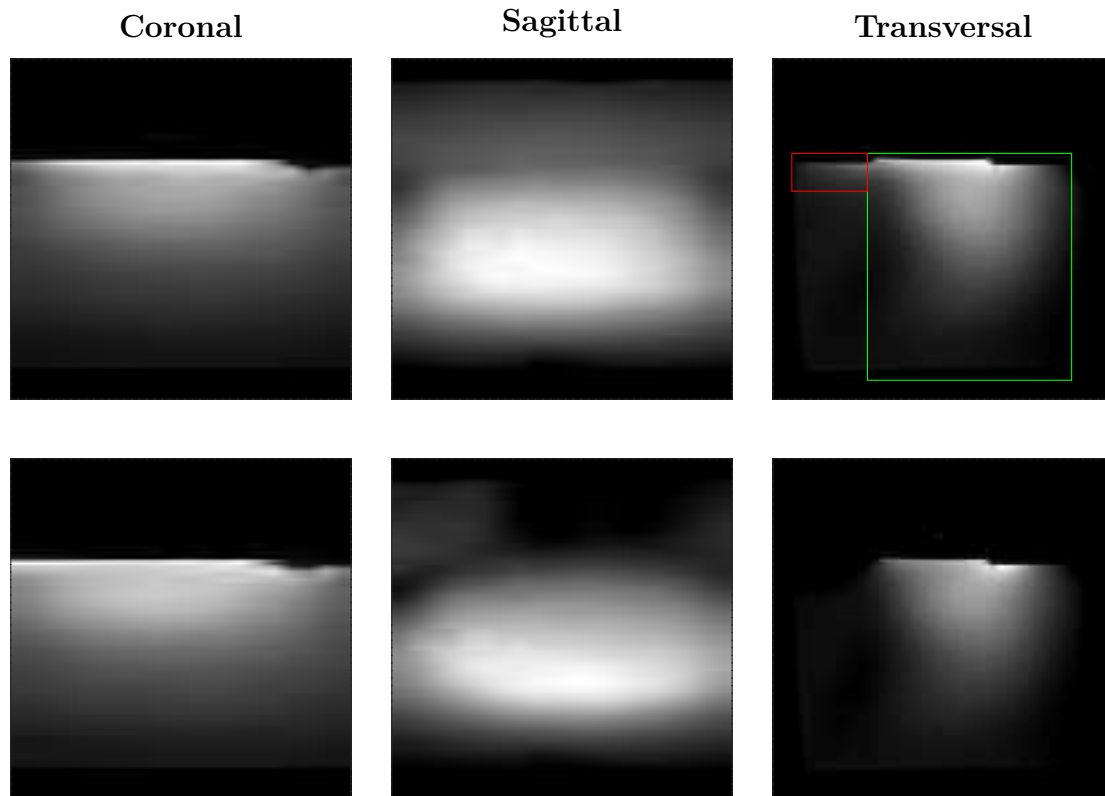


Abbildung 7.11: Magnitudenbilder die an dem Phantom mit der Referenzspule (oben) und dem Demonstrator (unten) aufgenommen wurden.

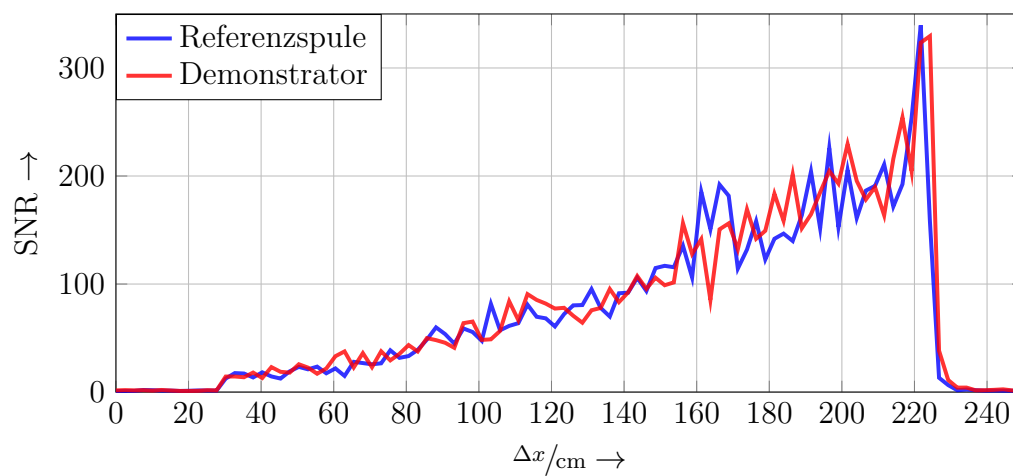


Abbildung 7.12: Verlauf des SNR entlang der Spulenachse ausgehend von deren Ursprung.



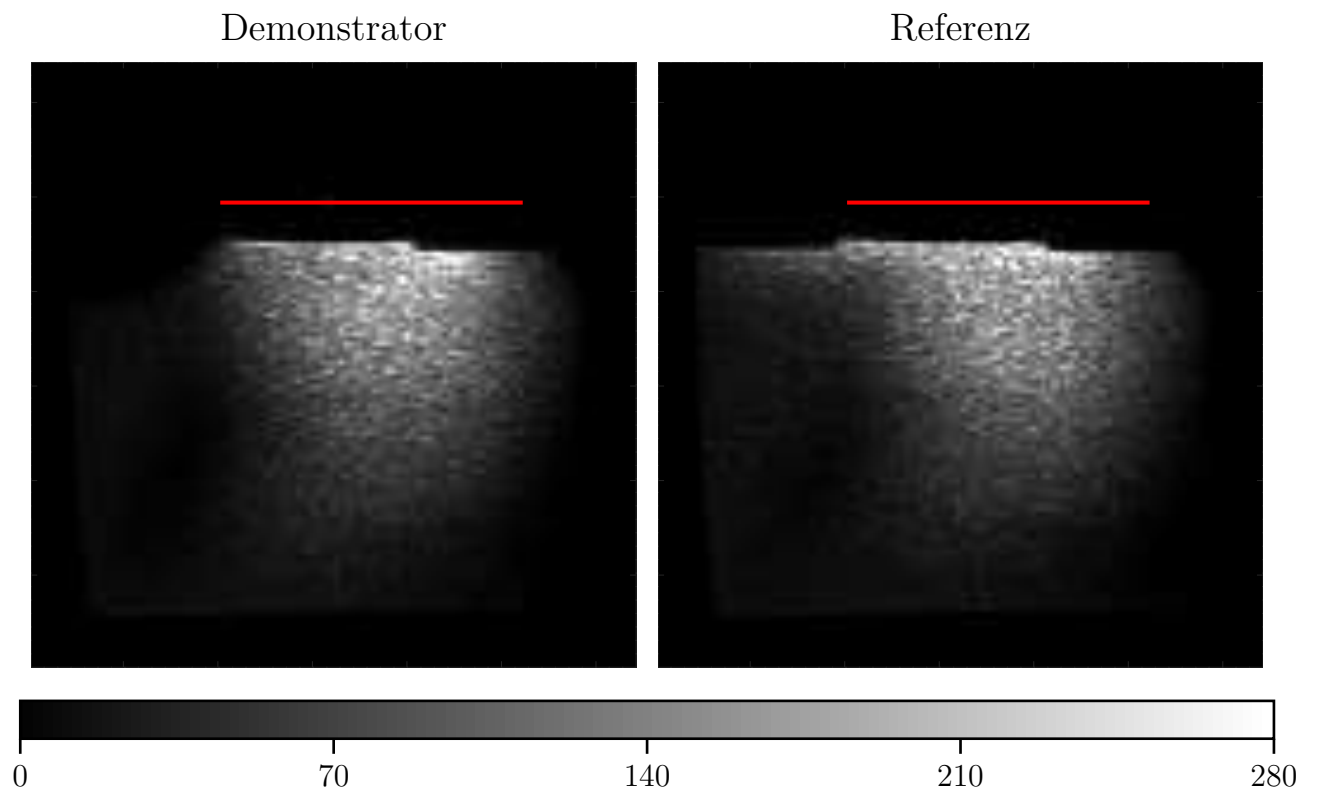


Abbildung 7.13: Ergebnis der SNR-Messungen für den Demonstrator und die Referenzspule im Vergleich. Die Lage der Empfangsspulen ist rot in der Abbildung eingezeichnet.

## 7.4 Diskussion

In diesem Abschnitt konnte die kompetitive Performance des vorgeschlagenen Ansatzes aufgezeigt werden. Zur Evaluation der Performance wurden einmal die erreichte Bildqualität und Entkopplungseffizienz des Demonstrators und einer vergleichbaren Referenzspule betrachtet. Letztere wurde entsprechend dem Stand der Technik implementiert und stellt eine rigide Mehrwegkomponente dar. Das Handling interventioneller Spulen wurde in dieser Arbeit zwar nicht näher betrachtet, jedoch ist davon auszugehen, dass die aktuelle Implementierung der Referenzspule zur Platzierung auf dem Patienten ungeeignet ist. Dies liegt z. B. im Fehlen entsprechender Fixierungsmöglichkeiten und dem flächig rigiden Aufbau begründet. Eine laterale Platzierung der Spule, wie sie während perkutaner Eingriffe üblich ist, scheint damit mindestens fraglich.

Der Demonstrator hingegen ermöglicht durch seinen minimalen Aufbau theoretisch eine überragende Platzierbarkeit auf dem Patienten. Diese wurde wie eingangs erwähnt in dieser Arbeit nicht weiter untersucht, da die entsprechenden Nutzerstudien mit Handdemonstratoren den Umfang der Arbeit zu weit ausgedehnt hätten. Dennoch ist davon auszugehen, dass die in dieser Arbeit dargelegten technischen Konzepte die Implementierung einer hinsichtlich der Gebrauchstauglichkeit dem aktuellen Stand der Technik überlegenen interventionellen Spule erlauben.

Der vorliegende Demonstrator zeigt sehr deutlich die Möglichkeiten der vorgestellten Konzepte, die einen maximal flexiblen Aufbau erlauben. Durch die Abwesenheit elektronischer Komponenten und der damit verbundenen Lötstellen kann die Distanz zum Patienten auf ein Minimum verringert werden. Bei herkömmlichen Empfangsspulen auftretende Suszeptibilitätsartefakte nahe den Lötstellen treten entlang der „Split-Coil“ nicht auf. Diesen Möglichkeiten stehen dennoch regulatorische Aspekte entgegen, die z. B. die Distanz zwischen Patienten und Spule auf ein Minimum von  $d = 5$  mm begrenzen [EGR04]. Entsprechende Vorgaben müssen in späteren Implementierungen natürlicherweise berücksichtigt werden und negieren den gewonnenen Vorteil in gewissem Maße.

Die Referenzspule als auch der Demonstrator erreichen vergleichbare Signalqualitäten und Penetrationstiefen. Diese kann mit  $\Delta z \approx 15$  cm beziffert werden und ist damit für den Einsatz bei perkutanen Eingriffen am Abdomen qualifiziert. Eine komplette Ausleuchtung des Patienten in dieser Region ist mit beiden Spulen nicht möglich und entsprechend dem in Abs. 4.3 formulierten Konzept auch nicht gewollt. Für eine größere Penetrationstiefe müsste der Leiterschleifenradius  $b$  erhöht werden, der aber zu einem insgesamt schlechteren SNR-Ergebnis führt [HA85]. Daher sollte für eine komplette Ausleuchtung ein weiteres Spulen-Array unter dem Patienten platziert werden. Da sich diese Komponenten außerhalb des sterilen Bereichs befinden, können diese als herkömmliche diagnostische MR-Spulen implementiert werden bzw. sind als solche bereits verfügbar [KPGK18].

Der vorliegende Aufbau der Leiterschleife als Laminat zur Implementierung der Überlap-

pungen hat zur Folge, dass die Eigenschaften des Substrates bzw. der Schichtverklebungen Einfluss auf die Gesamtperformance haben. Insbesondere für flexible Materialien kann es hierbei zu erheblichen Drifts kommen z. B. durch zu hohe mechanische Beanspruchung der laminierten Kupferflächen. Ein solcher Drift wird beispielhaft in Abb. 7.14 gezeigt, der aufgrund fehlender Zugentlastung an einem der Prototypen auftrat. Die damit auftretenden Zugkräfte am Verbindungspunkt des Kabels mit der Spule führten zu einem graduellen Ablösen der ersten Laminatschicht und damit zeitlichen Drift der Leistungsanpassung. Die Änderung der Resonanzfrequenz  $f_0$  über die gesamte Beobachtungszeit  $\Delta t = 930$  s ist in Abb. 7.15 dargestellt.

Es ist offensichtlich, dass der vorliegende Aufbau verklebter Laminare keinen allzu hohen Zugkräften ausgesetzt werden kann. Insbesondere die Konnektierung der Kabel an den vergleichsweise kleinen Leiterbahnsegmenten zum Matching kann nur mit entsprechender Zugentlastung erfolgen. Die aufnehmbaren Zugkräfte sind für metallisierte Kunststoffe, wie sie in der industriellen Fertigung von flexiblen Leiterplatten verwendet werden zwar höher, jedoch zu deutlich höheren Nutzenpreis.

Die Wirksamkeit der aktiven Entkopplung konnte sowohl in Labor- als auch MR-Messungen

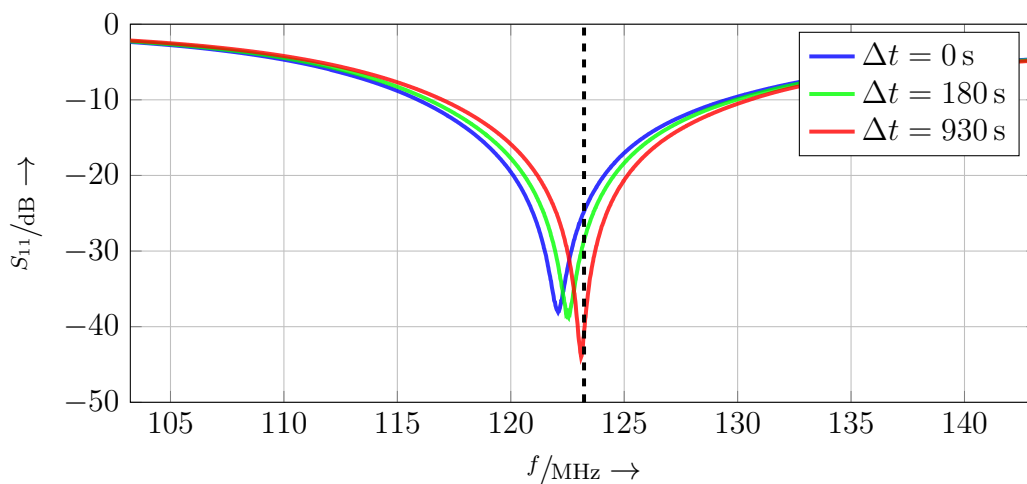


Abbildung 7.14: Änderung der Anpassung durch Drift der mechanischen Eigenschaften der „Split-Coil“.

nachgewiesen werden. Hierbei zeigte sich, dass die Entkopplung des Demonstrators um maximal 6,25 % schlechter ausfiel als für die Referenzspule. Dies liegt vermutlich in der Implementierung des in Abs. 6.3.2 vorgestellten  $\lambda/2$ -Ansatz. Diese experimentell sehr schnell implementierbare Variante wurde bereits im vorhergehenden Kapitel 6 als nicht optimal identifiziert. Diese Erkenntnisse wurden damit in gewisser Weise bestätigt bzw. kann davon ausgegangen werden, dass die Entkopplungseffizienz mit Hilfe des  $\lambda/4$ -Ansatz weiter steigerungsfähig ist.

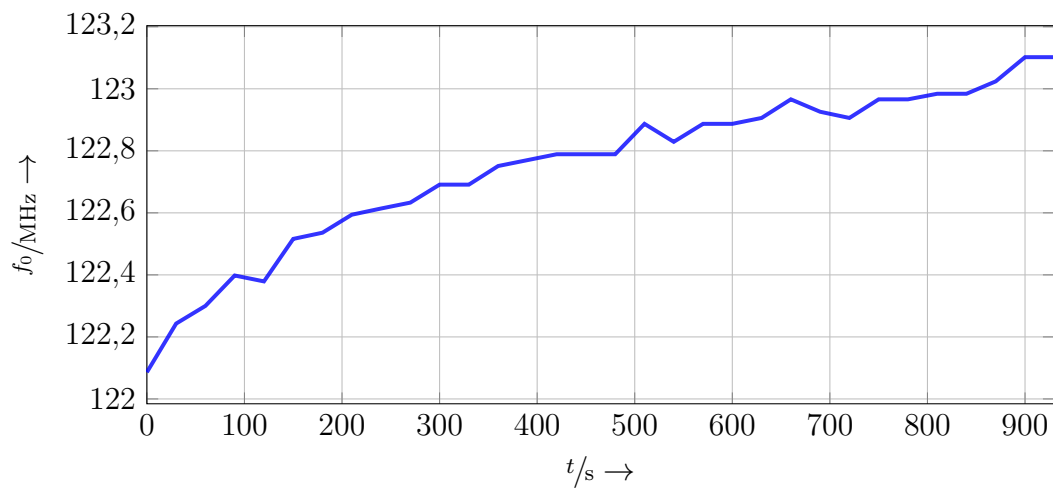


Abbildung 7.15: Änderung der Resonanzfrequenz  $f_0$  durch Drift der mechanischen Eigenschaften des Laminats der „Split-Coil“ über die Zeit.

## 8 Zusammenfassung & Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein neues Konzept zur Implementierung einer dedizierten interventionellen MR-Empfangsspule vorgestellt. Dies beinhaltet die Neuaufteilung der Komplexität einer MR-Empfangsspule mittels alternativer Ansätze zur Leistungsanpassung und aktiven Entkopplung. Diese erlauben es die Funktionskomponenten auf der Leiterschleife erheblich zu reduzieren, womit eine kabelgebundene „Wegwerf“-Spule in greifbare Nähe rückt.

Ähnliche Konzepte sind als induktiv gekoppelte Resonatoren bereits aus der Neurochirurgie bekannt [BBC<sup>+</sup>15]. Vorteil eines solchen Resonators ist ein wesentlich vereinfachter Aufbau, da z. B. auf Funktionskomponenten hinsichtlich der Leistungsanpassung verzichtet werden kann. Nachteilig wirkt sich aber die fehlende elektrische Verbindung mit einem Empfänger innerhalb des MR-Tomographen auf die Bildqualität aus. Diese ist einer starken Unbestimmtheit unterworfen, da diese abhängig von der induktiven Kopplung zwischen dem Resonator und der mit dem MR-Tomographen verbundenen Empfangsspule ist.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ansätze erlauben es jedoch die Vorteile hinsichtlich der vereinfachten Gebrauchstauglichkeit einer „Einweg“-Spule mit denen einer kabelgebundenen MR-Empfangsspule zu kombinieren. Damit kann eine hohe und reproduzierbare Bildqualität gesichert werden - Voraussetzung für die sichere Durchführung bildgeführter Eingriffe [BKK<sup>+</sup>17].

Zur Leistungsanpassung wurde das Konzept überlappender Leiterbahnen eingeführt, die zu der sogenannten „Split-Coil“ führen. Die Modulierbarkeit der Eingangsimpedanz  $Z_{IN}$  abhängig vom Überlappungswinkel  $\varphi_0$  konnte aufgezeigt werden. Der eingeführte Ansatz zur Implementierung der Leistungsanpassung führt zu dem Problem, dass Änderungen an der Anordnung nicht rückgängig gemacht werden können d. h. die Überschreitung der optimalen Überlappung  $\varphi_0$  zum Tuning der Leiterschleife sind irreversibel. Zur Unterstützung der Identifizierung optimaler geometrischer Parameter der „Split-Coil“ wurden zwei Modelle zur Berechnung der Eingangsimpedanz  $Z_{IN}$  vorgestellt. In dem ersten Modell werden die überlappenden Leiterbahnen als Plattenkondensator approximiert und in dem zweiten Modell als symmetrischer Bandleiter. Beide Modelle basieren auf einem analytischen Ansatz zur Berechnung der Stromverteilung auf einer Leiterschleife [Wu62] und einer daraus abgeleiteten Admittanzmatrix [HM68].

Die bereits im Stand der Technik etablierten Methode konnten erfolgreich auf die vorgeschlagene Anordnung der „Split-Coil“ übertragen werden, wobei sich das zweite Modell als überlegen darstellt. Dies liegt vor allem darin begründet, dass die Parametrisierung

---

konsistent über die geometrische Abmessung der Anordnung erfolgen kann und Resonanzen auch im hochfrequenten Bereich wahrheitsgetreu abgebildet werden.

Größte Schwäche der erarbeiteten Modelle ist, dass diese zur Bestimmung der Streukapazitäten  $C_F$  und effektiven relativen Permittivität  $\epsilon_{R,\text{eff}}$  entsprechend kalibriert werden müssen. Dies kann durch Simulationen oder Messungen erfolgen, jedoch wäre es durchaus wünschenswert auf diesen Arbeitsschritt entsprechend verzichten zu können. Entsprechende Erweiterung des Modells werden Teil zukünftiger Arbeiten sein, wie auch die Berücksichtigung mehr als einer „Split-Coil“, wie es typisch ist für Spulen-Arrays.

Eingehende Analysen zur vorgeschlagenen Anordnung zeigen, dass der Ersatz der üblichen diskreten Kondensatoren durch verteilte Kapazitäten die Geometrie der Anordnung fest mit der Arbeitsfrequenz verkoppelt. Dies wird z. B. anhand des festen Verhältnisses  $(kb)_0^B$  für  $\varphi_o = 0^\circ$  deutlich und hat zur Folge, dass dieses Konzept nicht beliebig auf unterschiedliche Frequenzen adaptiert werden kann. Es bedeutet auch, dass für jede Zielfrequenz ein minimaler Leiterschleifenradius  $b$  existiert, der für eine sinnvolle Implementierung benötigt wird.

Der vorliegende Demonstrator verfügt über einen Leiterschleifenradius von  $b = 6,75$  cm für die bei einer Larmorfrequenz von  $f = 123$  MHz (entspricht einer Feldstärke von  $B_0 \approx 3$  T) konnte eine ausreichende Leistungsanpassung von  $S_{11} = -25$  dB erreicht werden. Analysen anhand der erarbeiteten Modelle zeigen, dass eine Leistungsanpassung bei gleichbleibenden Leiterschleifenradius  $b$ , Leiterbahnbreite  $w$  und Schichtdicke  $h$  für Anwendungen bei 1,5 T noch möglich sind. Für kleinere Feldstärken (z. B. 1 T oder 0,55 T) ist dies aber nur noch mittels einer Skalierung der Geometrie möglich d. h. der Leiterschleifenradius  $b$  muss entsprechend der Frequenzänderung  $f^{(1,5\text{T})}/f^{(0,55\text{T})} \approx 3$  vergrößert werden.

Dieses Phänomen ist alternativ auch mit Hilfe von Ersatzparametern erklärbar: sinkt die Frequenz, sinkt auch die Impedanz der Ersatzinduktivität der Leiterschleife (siehe Gl. (5.3)). Damit muss zum korrekten Tuning und Matching der Leiterschleife, die zu verwendenden Kondensatoren in ihrem Wert steigen. Jedoch ist deren maximaler Wert durch die Geometrie der Leiterschleife im Gegensatz zu diskreten Bauelementen begrenzt. Um dem entgegenzuwirken muss die Induktivität der Leiterschleife erhöht werden - durch eine Vergrößerung des Leiterschleifenradius  $b$ . Zur Auflösung des Konflikts wäre unter anderem die Einführung einer doppelten Überlappung möglich, die im Gegensatz zum jetzigen Demonstrator die Leiterbahnen ausgehend vom Fußpunkt der Spule erweitert. Erste Versuche hierzu konnten zeigen, dass ein solcher Ansatz die Freiheitsgrade in der Implementierung erhöht.

Der in dieser Arbeit vorgeschlagene Ansatz zur aktiven Entkopplung stellt dem etablierten Verfahren erstmals eine Alternative entgegen. Der Einsatz steuerbarer Schwingkreise auf der Leiterschleife einer MR-Empfangsspule stellt seit vielen Jahren das einzig etablierte Verfahren zur aktiven Entkopplung dar. Es sind zwar unterschiedliche Arbeiten zu vorteilhaften Topologien [GMC08] oder Steuermechanismen [MEAA08] verfügbar, jedoch ist

das Grundprinzip der Entkopplung bis heute unverändert. Der neue Ansatz zur aktiven Entkopplung hingegen nutzt das Prinzip der Leitungstransformation, um einen Leerlauf in die Leiterschleife zu transformieren und damit den Strom zu minimieren. Diese Methode ist vergleichbar zu der bereits im Spulenbau etablierten „Vorverstärkerentkopplung“. Damit steht eine alternative Strategie zur aktiven Entkopplung zur Verfügung, die jedoch noch für den Gebrauch in Mehrkanal-Arrays evaluiert werden muss.

Die beiden vorgeschlagenen Lösungsansätze zur Leistungsanpassung und aktiven Entkopplung wurden im Rahmen dieser Arbeit hauptsächlich bezüglich der Anforderungen eines interventionellen Szenarios betrachtet. Jedoch besitzt die Reduzierung der Funktionsgruppen auf der Leiterschleife auch durchaus für den diagnostischen Gebrauch Relevanz. So kann eine solche Reduzierung die Integrationsdichte eines Spulenarrays erhöhen. Limitierender Faktor zur Anzahl der integrierbaren Leiterschleifen ist neben dem Platzbedarf der diskreten Bauteile auch der zu erwartende höhere Widerstand der Kupferbahnen im Vergleich zu Kupferdraht [WAP<sup>+</sup>07]. Daher ist bei dem Einsatz der „Split-Coil“ in einem diagnostischen Array keine unbegrenzte Verbesserung des SNR zu erwarten. Für Anwendungen mit speziellen räumlichen Restriktionen, sollten die in dieser Arbeit formulierten Ansätze dennoch interessant sein.

Diagnostische Anwendungen mit erhöhten Anforderungen hinsichtlich der Flexibilität eines Spulen-Arrays dürften aber definitiv z. B. vom Ansatz der „Split-Coil“ profitieren. Die bisherigen Ansätze flexibler Spulen basieren ausschließlich auf der Substitution der Kupferbahnen durch alternative Materialien [CLLA16] [MVV<sup>+</sup>18] [NMDZP12]. Diese haben alle eine geringere Leitfähigkeit als herkömmliche Kupferbahnen gemein. Damit verringert sich auch der erreichbare SNR, womit der dargelegte Ansatz der „Split-Coil“ als mindestens gleichwertig zu sehen ist. Für weitergehende Analysen diesbezüglich sind aber zukünftig weitere Arbeiten notwendig.

Zusammenfassend kann somit festgehalten werden, dass die in dieser Arbeit dargelegten Beiträge die Implementierung interventioneller „Einweg“-Spulen ermöglicht, aber auch Vorteile für diverse weitere Anwendungen bringt.

## Literaturverzeichnis

- [AFL14] ABRAHAM, R.J. ; FISHER, J. ; LOFTUS, P.: *Introduction to NMR Spectroscopy*. Wiley, 2014 <https://books.google.de/books?id=xFrGxgEACAAJ>. – ISBN 9788126547913
- [AMH<sup>+</sup>13] APPENZELLER, Philippe ; MADER, C. ; HUELLNER, M ; SCHMIDT, Diethard ; SCHMID, Daniel ; BOSS, Andreas ; SCHULTHESS, G ; VEIT-HAIBACH, P: PET/CT versus body coil PET/MRI: how low can you go? In: *Insights into imaging* 4 (2013), 05. <http://dx.doi.org/10.1007/s13244-013-0247-7>. – DOI 10.1007/s13244-013-0247-7
- [AS82] AN, L. N. ; SMITH, G. S.: The horizontal circular loop antenna near a planar interface. In: *Radio Science* 17 (1982), May, Nr. 03, S. 483–502. <http://dx.doi.org/10.1029/RS017i003p00483>. – DOI 10.1029/RS017i003p00483. – ISSN 1944-799X
- [BBC<sup>+</sup>15] BOOP, Frederick A. ; BATE, Berkeley ; CHOUDHRI, Asim F. ; BURKHOLDER, Brian ; KLIMO, Paul: Preliminary experience with an intraoperative MRI-compatible infant headholder: technical note. In: *Journal of Neurosurgery: Pediatrics PED* 15 (01 May. 2015), Nr. 5, 539 - 543. <http://dx.doi.org/10.3171/2014.10.PEDS14447>. – DOI 10.3171/2014.10.PEDS14447
- [BKK<sup>+</sup>17] BARKHAUSEN, Jörg ; KAHN, Thomas ; KROMBACH, Gabriele ; KUHL, Christiane ; LOTZ, Joachim ; MAINTZ, David ; RICKE, Jens ; SCHÖNBERG, Stefan ; VOGL, Thomas ; WACKER, Frank: White Paper: Interventional MRI: Current Status and Potential for Development Considering Economic Perspectives, Part 1: General Application. In: *RöFo - Fortschritte auf dem Gebiet der Röntgenstrahlen und der bildgebenden Verfahren* 189 (2017), 07, S. 611–623. <http://dx.doi.org/10.1055/s-0043-110011>. – DOI 10.1055/s-0043-110011
- [BKO<sup>+</sup>] BLACKWELL, James ; KRAŚNY, Marcin J. ; O'BRIEN, Aoife ; ASHKAN, Keyoumars ; GALLIGAN, Josette ; DESTRADE, Michel ; COLGAN, Niall: Proton Resonance Frequency Shift Thermometry: A Review of Modern Clinical Practices. In: *Journal of Magnetic Resonance Imaging* n/a, Nr.



- n/a. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/jmri.27446>. – DOI <https://doi.org/10.1002/jmri.27446>
- [BWSL07] BROWN, Ryan ; WANG, Yi ; SPINCEMAILLE, Pascal ; LEE, Ray F.: On the noise correlation matrix for multiple radio frequency coils. In: *Magnetic Resonance in Medicine* 58 (2007), Nr. 2, 218-224. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/mrm.21324>. – DOI <https://doi.org/10.1002/mrm.21324>
- [Car29] CARSON, J. R.: Reciprocal Theorems in Radio Communication. In: *Proceedings of the Institute of Radio Engineers* 17 (1929), Nr. 6, S. 952–956. <http://dx.doi.org/10.1109/JRPROC.1929.221772>. – DOI 10.1109/JRPROC.1929.221772
- [CFHZ18] CAO, Xueming ; FISCHER, Elmar ; HENNIG, Jürgen ; ZAITSEV, Maxim: Direct matching methods for coils and preamplifiers in MRI. In: *Journal of Magnetic Resonance* 290 (2018), 85-91. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.jmr.2018.03.009>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.jmr.2018.03.009>. – ISSN 1090–7807
- [CFL<sup>+</sup>16] COREA, Joseph ; FLYNN, Anita ; LECHENE, Balthazar ; SCOTT, Greig ; REED, Galen ; SHIN, Peter ; LUSTIG, Michael ; ARIAS, Ana: Screen-printed flexible MRI receive coils. In: *Nature Communications* 7 (2016), 03, S. 10839. <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms10839>. – DOI 10.1038/ncomms10839
- [CGHB16] CHAUBEY, M. K. ; GUPTA, M. ; HARSH, R. ; BHUIYA, T.: Multi-channel hexagonal surface coils for 1.5T MRI scanner. In: *2016 International Conference on Communication Systems and Networks (ComNet)*, 2016, S. 236–240
- [CLLA16] COREA, Joseph ; LECHENE, Balthazar ; LUSTIG, Michael ; ARIAS, Ana: Materials and Methods for Higher Performance Screen-Printed Flexible MRI Receive Coils. In: *Magnetic resonance in medicine* 78 (2016), 09. <http://dx.doi.org/10.1002/mrm.26399>. – DOI 10.1002/mrm.26399
- [Coi21] COILCRAFT (Hrsg.): *Square Air Core Inductors (1515SQ, 2222SQ, 2929SQ)*. CoilCraft, 2021. (720-1) . <https://www.coilcraft.com/getmedia/a4eed406-a97e-4630-9d8e-771bb470867f/1515sq.pdf>. – Rev 10/12/15
- [CYS<sup>+</sup>18] COREA, Joseph ; YE, Patrick ; SEO, Dongjin ; BUTTS-PAULY, Kim ; ARIAS, Ana ; LUSTIG, Michael: Printed Receive Coils with High Acoustic Transparency for Magnetic Resonance Guided Focused Ultrasound. In: *Scientific Reports* 8 (2018), 12. <http://dx.doi.org/10.1038/s41598-018-21687-1>. – DOI 10.1038/s41598-018-21687-1

- [DIN19] Norm DIN 62464-1 10 2019. *Magnetresonanzgeräte für die medizinische Bildgebung - Teil 1: Bestimmung der wesentlichen Bildqualitätsparameter*
- [EGP<sup>+</sup>20] EHSES, M. ; GERLACH, T. ; PANNICKE, E. ; VICK, R. ; MÜLLER, R.: *Nutzung von Mantelwellensperren für die MR-geführte Mikrowellenablation*. Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2020 <https://books.google.de/books?id=15D6zQEACAAJ>
- [ESQB08] EL-SHARKAWY, Abdel-Monem ; QIAN, Di ; BOTTOMLEY, Paul: The performance of interventional loopless MRI antennae at higher magnetic field strengths. In: *Medical physics* 35 (2008), 06, S. 1995–2006. <http://dx.doi.org/10.1118/1.2905027>. – DOI 10.1118/1.2905027
- [FBT<sup>+</sup>10] FISCHBACH, Frank ; BUNKE, Jürgen ; THORMANN, Markus ; GAFFKE, Gunnar ; JUNGNICHEL, Kerstin ; SMINK, Jouke ; RICKE, Jens: MR-Guided Freehand Biopsy of Liver Lesions With Fast Continuous Imaging Using a 1.0-T Open MRI Scanner: Experience in 50 Patients. In: *Cardiovascular and interventional radiology* 34 (2010), 03, S. 188–92. <http://dx.doi.org/10.1007/s00270-010-9836-8>. – DOI 10.1007/s00270-010-9836-8
- [FGR04] FISCHER ; GOETZ ; RISSE: Test specification RF-Coils / Siemens AG B Med Erlangen. 2004. – Forschungsbericht
- [FZY<sup>+</sup>13] FUJITA, Hiroyuki ; ZHENG, Tsinghua ; YANG, Xiaoyu ; FINNERTY, Matthew ; HANDA, Shinya: RF Surface Receive Array Coils: The Art of an LC Circuit. In: *Journal of magnetic resonance imaging : JMRI* 38 (2013), 07. <http://dx.doi.org/10.1002/jmri.24159>. – DOI 10.1002/jmri.24159
- [GFL<sup>+</sup>04] GIOVANNETTI, Giulio ; FRANCESCONI, Raffaello ; LANDINI, Luigi ; SANTARELLI, Maria F. ; POSITANO, Vincenzo ; VITI, Vittorio ; BENASSI, Antonio: Conductor geometry and capacitor quality for performance optimization of low-frequency birdcage coils. In: *Concepts in Magnetic Resonance Part B: Magnetic Resonance Engineering* 20B (2004), Nr. 1, 9-16. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/cmr.b.20005>. – DOI <https://doi.org/10.1002/cmr.b.20005>
- [GFLK18] GRUBER, Bernhard ; FROELING, Martijn ; LEINER, Tim ; KLOMP, Dennis W.: RF coils: A practical guide for nonphysicists. In: *Journal of Magnetic Resonance Imaging* 48 (2018), Nr. 3, 590-604. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/jmri.26187>. – DOI <https://doi.org/10.1002/jmri.26187>
- [GMC08] GARBOW, Joel R. ; MCINTOSH, Charlie ; CONRADI, Mark S.: Actively decoupled transmit–receive coil-pair for mouse brain MRI. In: *Concepts in Magnetic*

*Resonance Part B: Magnetic Resonance Engineering: An Educational Journal* 33 (2008), Nr. 4, S. 252–259

- [GSC08] GILBERT, K.M. ; SCHOLL, T.J. ; CHRONIK, B.A.: RF coil loading measurements between 1 and 50 MHz to guide field-cycled MRI system design. In: *Concepts in Magnetic Resonance Part B: Magnetic Resonance Engineering* 33B (2008), Nr. 3, 177-191. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/cmr.b.20118>. – DOI <https://doi.org/10.1002/cmr.b.20118>
- [HA85] HAYES, Cecil E. ; AXEL, Leon: Noise performance of surface coils for magnetic resonance imaging at 1.5 T. In: *Medical Physics* 12 (1985), Nr. 5, 604-607. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1118/1.595682>. – DOI <https://doi.org/10.1118/1.595682>
- [Hej94] HEJASE, Hassan A.: Analysis of a printed wire loop antenna. In: *IEEE transactions on microwave theory and techniques* 42 (1994), Nr. 2, S. 227–233
- [HEM<sup>+</sup>10] HASSAN, A ; ELABYED, I ; MALLOW, J ; HERRMANN, T ; BERNARDING, J ; OMAR, A: Optimal geometry and capacitors distribution of 7T MRI surface coils. In: *The 40th European Microwave Conference IEEE*, 2010, S. 1437–1440
- [HG01] HOULT, D.I. ; GINSBERG, N.S.: The Quantum Origins of the Free Induction Decay Signal and Spin Noise. In: *Journal of Magnetic Resonance* 148 (2001), Nr. 1, 182-199. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1006/jmre.2000.2229>. – DOI <https://doi.org/10.1006/jmre.2000.2229>. – ISSN 1090–7807
- [HM68] HARRINGTON, R. F. ; MAUTZ, J.: Electromagnetic behaviour of circular wire loops with arbitrary excitation and loading. In: *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers* 115 (1968), Nr. 1, S. 68–77
- [Hou00] HOULT, D. I.: The principle of reciprocity in signal strength calculations—A mathematical guide. In: *Concepts in Magnetic Resonance* 12 (2000), Nr. 4, 173-187. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/1099-0534\(2000\)12:4<173::AID-CMR1>3.0.CO;2-Q](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/1099-0534(2000)12:4<173::AID-CMR1>3.0.CO;2-Q). – DOI [https://doi.org/10.1002/1099-0534\(2000\)12:4<173::AID-CMR1>3.0.CO;2-Q](https://doi.org/10.1002/1099-0534(2000)12:4<173::AID-CMR1>3.0.CO;2-Q)
- [Hou10] HOULT, D.: A Magnetic-Field-Tolerant Low-Noise SiGe Pre-amplifier and T/R Switch, 2010
- [HR75] HOULT, D. I. ; RICHARDS, R. E.: V.H.F. f.e.t. preamplifier with 0.3 dB noise figure. In: *Electronics Letters* 11 (1975), November, Nr. 24, S. 596–597.

- <http://dx.doi.org/10.1049/el:19750455>. – DOI 10.1049/el:19750455. – ISSN 0013–5194
- [HTR<sup>+</sup>12] HOFFMANN, Rüdiger ; THOMAS, Christoph ; REMPP, Hansjörg ; SCHMIDT, Diethard ; PEREIRA, Philippe L. ; CLAUSSEN, Claus D. ; CLASEN, Stephan: Performing MR-guided biopsies in clinical routine: factors that influence accuracy and procedure time. In: *European radiology* 22 (2012), Nr. 3, S. 663–671
- [Joh28] JOHNSON, J. B.: Thermal Agitation of Electricity in Conductors. In: *Phys. Rev.* 32 (1928), Jul, 97–109. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.32.97>. – DOI 10.1103/PhysRev.32.97
- [JR94] JENSEN, M. A. ; RAHMAT-SAMII, Y.: Electromagnetic characteristics of superquadric wire loop antennas. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 42 (1994), Nr. 2, S. 264–269. <http://dx.doi.org/10.1109/8.277222>. – DOI 10.1109/8.277222
- [KBWF20] KHODARAHMI, Iman ; BONHAM, Luke ; WEISS, Clifford ; FRITZ, Jan: Needle Heating During Interventional Magnetic Resonance Imaging at 1.5- and 3.0-T Field Strengths. In: *Investigative Radiology* 55 (2020), 03, S. 1. <http://dx.doi.org/10.1097/RLI.0000000000000649>. – DOI 10.1097/RLI.0000000000000649
- [KGPQ<sup>+</sup>15] KRIEGL, Roberta ; GINEFRI, Jean-Christophe ; POIRIER-QUINOT, Marie ; DARRASSE, Luc ; GOLUCH, Sigrun ; KUEHNE, Andre ; MOSER, Ewald ; LAISTLER, Elmar: Novel inductive decoupling technique for flexible transceiver arrays of monolithic transmission line resonators. In: *Magnetic Resonance in Medicine* 73 (2015), Nr. 4, 1669–1681. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/mrm.25260>. – DOI <https://doi.org/10.1002/mrm.25260>
- [KHDP14] KASMI, C. ; HÉLIER, M. ; DARCES, M. ; PROUFF, E.: High-Frequency Impedance Measurement of Electronic Devices Using a De-embedding Technique. In: SABATH, Frank (Hrsg.) ; MOKOLE, Eric L. (Hrsg.): *Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics 10*. New York, NY : Springer New York, 2014. – ISBN 978–1–4614–9500–0, S. 393–401
- [KHT64] KING, R. ; HARRISON, C. ; TINGLEY, D.: The admittance of bare circular loop antennas in a dissipative medium. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 12 (1964), Nr. 4, S. 434–438
- [KKGS07] KUHL, Christiane K. ; KOUIJMAN, Hendrik ; GIESEKE, Juergen ; SCHILD, Hans H.: Effect of B1 Inhomogeneity on Breast MR Imaging at 3.0 T. In:

- Radiology* 244 (2007), Nr. 3, 929-930. <http://dx.doi.org/10.1148/radiol.2443070266>. – DOI 10.1148/radiol.2443070266. – PMID: 17709843
- [KLM04] KOZAKOWSKI, P. ; LAMECKI, A. ; MROZOWSKI, M.: Provisional model technique in the FDTD analysis of high-Q resonators. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 14 (2004), Nr. 11, S. 501–503. <http://dx.doi.org/10.1109/LMWC.2004.837081>. – DOI 10.1109/LMWC.2004.837081
- [KPGK18] KUSAK, Artur ; PODGÓRSKI, Michał ; GRZELAK, Piotr ; KWAPISZ, Adam: The advantages of a spine coil over a torso coil in magnetic resonance imaging examination of the sternoclavicular joints. In: *Polish Journal of Radiology* 83 (2018), 12, S. 645–649. <http://dx.doi.org/10.5114/pjr.2018.81674>. – DOI 10.5114/pjr.2018.81674
- [Kur65] KUROKAWA, K.: Power Waves and the Scattering Matrix. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 13 (1965), Nr. 2, S. 194–202
- [KVD10] KING, Scott B. ; VAROSI, Steve M. ; DUENSING, G. R.: Optimum SNR data compression in hardware using an Eigencoil array. In: *Magnetic Resonance in Medicine* 63 (2010), Nr. 5, 1346-1356. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/mrm.22295>. – DOI <https://doi.org/10.1002/mrm.22295>
- [Lie] LIEBIG, Thorsten: *openEMS - Open Electromagnetic Field Solver*. <https://www.openEMS.de>
- [LL11] In: LEMDIASOV, Rostislav A. ; LUDWIG, Reinhold: *A Standard Procedure for Analyzing Radio Frequency MRI Coils*. American Cancer Society, 2011. – ISBN 9780470034590
- [Mag14] *Kapitel 2*. In: *Classical Response of a Single Nucleus to a Magnetic Field*. John Wiley & Sons, Ltd, 2014. – ISBN 9781118633953, 19-36
- [Mai08] MAIO, Ivan A.: A primer on scattering parameters, Part I: Definitions and properties. In: *EMC Newsletter-2008-www.emcs.org@31OUT2008* (2008), S. 57–63
- [McK19] MCKINLEY, A.: *The Analytical Foundations of Loop Antennas and Nano-Scaled Rings*. Springer Singapore, 2019 (Signals and Communication Technology). <https://books.google.de/books?id=oCePDwAAQBAJ>. – ISBN 9789811358937
- [MEAA08] MEMIS, Omer G. ; ERYAMAN, Yigitcan ; AYTUR, Orhan ; ATALAR, Ergin: Miniaturized fiber-optic transmission system for MRI signals. In: *Magnetic*

- Resonance in Medicine: An Official Journal of the International Society for Magnetic Resonance in Medicine* 59 (2008), Nr. 1, S. 165–173
- [MG13] MEINKE, Hans ; GUNDLACH, Friedrich W.: *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. Springer-Verlag, 2013
- [MHK<sup>+</sup>19] MEWES, André ; HEINRICH, Florian ; KÄGEBEIN, Urte ; HENSEN, Bennet ; WACKER, Frank ; HANSEN, Christian: Projector-based augmented reality system for interventional visualization inside MRI scanners. In: *The International Journal of Medical Robotics and Computer Assisted Surgery* 15 (2019), Nr. 1, e1950. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/rcs.1950>. – DOI <https://doi.org/10.1002/rcs.1950>. – e1950 rcs.1950
- [MLB06] MISPELTER, J. ; LUPU, M. ; BRIGUET, A.: *NMR Probeheads for Biophysical and Biomedical Experiments: Theoretical Principles & Practical Guidelines*. Imperial College Press, 2006 [https://books.google.de/books?id=to\\_3sGPIBQQC](https://books.google.de/books?id=to_3sGPIBQQC). – ISBN 9781860946370
- [MSS<sup>+</sup>86] MUELLER, PR ; STARK, DD ; SIMEONE, JF ; SAINI, S ; BUTCH, RJ ; EDELMAN, RR ; WITTENBERG, J ; FERRUCCI JR, JT: MR-guided aspiration biopsy: needle design and clinical trials. In: *Radiology* 161 (1986), Nr. 3, S. 605–609
- [MVV<sup>+</sup>18] MEHMANN, Andreas ; VARGA, Matija ; VOGT, Christian ; PORT, Andreas ; REBER, Jonas ; MARJANOVIC, Josip ; PRUESSMANN, Klaas ; TROESTER, Gerhard: On the Bending and Stretching of Liquid Metal Receive Coils for Magnetic Resonance Imaging. In: *IEEE Transactions on Biomedical Engineering* PP (2018), 10, S. 1–1. <http://dx.doi.org/10.1109/TBME.2018.2875436>. – DOI 10.1109/TBME.2018.2875436
- [MW04] MEISSNER, T. ; WENTZ, F.J.: The complex dielectric constant of pure and sea water from microwave satellite observations. In: *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* 42 (2004), Nr. 9, S. 1836–1849. <http://dx.doi.org/10.1109/TGRS.2004.831888>. – DOI 10.1109/TGRS.2004.831888
- [NMDZP12] NORDMEYER-MASSNER, J ; DE ZANCHE, Nicola ; PRUESSMANN, K: Stretchable coil arrays: Application to knee imaging under varying flexion angles. In: *Magnetic resonance in medicine : official journal of the Society of Magnetic Resonance in Medicine / Society of Magnetic Resonance in Medicine* 67 (2012), 03, S. 872–9. <http://dx.doi.org/10.1002/mrm.23240>. – DOI 10.1002/mrm.23240

- [OHRS09] OTTO, S. ; HELD, S. ; RENNINGS, A. ; SOLBACH, K.: Array and multipoint antenna farfield simulation using EMPIRE, MATLAB and ADS. In: *2009 European Microwave Conference (EuMC)*, 2009, S. 1547–1550
- [OLMS04] OHLIGER, Michael A. ; LEDDEN, Patrick ; MCKENZIE, Charles A. ; SO-DICKSON, Daniel K.: Effects of inductive coupling on parallel MR image reconstructions. In: *Magnetic Resonance in Medicine: An Official Journal of the International Society for Magnetic Resonance in Medicine* 52 (2004), Nr. 3, S. 628–639
- [Orf16] *Kapitel 14.* In: ORFANIDIS, J.S.: *Electromagnetic Waves and Antennas*. <https://www.ece.rutgers.edu/orfanidi/ewa> : ECE Department, Rutgers University, 2016, S. 687–688
- [PM17] PANYCH, Lawrence ; MADORE, Bruno: The physics of MRI safety. In: *Journal of magnetic resonance imaging : JMRI* 47 (2017), 05. <http://dx.doi.org/10.1002/jmri.25761>. – DOI 10.1002/jmri.25761
- [PRA<sup>+</sup>03] PFLEIDERER, Stefan ; REICHENBACH, Jürgen ; AZHARI, Tarek ; MARX, Christiane ; WURDINGER, Susanne ; KAISER, Werner: Dedicated Double Breast Coil for Magnetic Resonance Mammography Imaging, Biopsy, and Preoperative Localization. In: *Investigative radiology* 38 (2003), 02, S. 1–8. <http://dx.doi.org/10.1097/01.RLI.0000040603.03331.73>. – DOI 10.1097/01.RLI.0000040603.03331.73
- [REH<sup>+</sup>90] ROEMER, P. B. ; EDELSTEIN, W. A. ; HAYES, C. E. ; SOUZA, S. P. ; MUELLER, O. M.: The NMR phased array. In: *Magnetic Resonance in Medicine* 16 (1990), Nr. 2, 192-225. <http://dx.doi.org/10.1002/mrm.1910160203>. – DOI 10.1002/mrm.1910160203
- [RGW<sup>+</sup>13] ROTHGANG, Eva ; GILSON, Wesley D. ; WACKER, Frank ; HORNEGGER, Joachim ; LORENZ, Christine H. ; WEISS, Clifford R.: Rapid freehand MR-guided percutaneous needle interventions: An image-based approach to improve workflow and feasibility. In: *Journal of Magnetic Resonance Imaging* 37 (2013), Nr. 5, 1202-1212. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/jmri.23894>. – DOI <https://doi.org/10.1002/jmri.23894>
- [Ric61] RICHMOND, J.: A reaction theorem and its application to antenna impedance calculations. In: *IRE Transactions on Antennas and Propagation* 9 (1961), Nr. 6, S. 515–520. <http://dx.doi.org/10.1109/TAP.1961.1145068>. – DOI 10.1109/TAP.1961.1145068

- [RKS<sup>+</sup>20] RAKI, Hamza ; KOON, Kevin Tse V. ; SANIOUR, Isabelle ; SOUCHAY, Henri ; LAMBERT, Simon A. ; ROBB, Fraser ; BEUF, Olivier: Serial and Parallel Active Decoupling Characterization Using RF MEMS Switches for Receiver Endoluminal Coils at 1.5 T. In: *IEEE Sensors Journal* 20 (2020), Nr. 18, S. 10511–10520. <http://dx.doi.org/10.1109/JSEN.2020.2995055>. – DOI 10.1109/JSEN.2020.2995055
- [RLCW08] RENNINGS, A. ; LAUER, A. ; CALOZ, C. ; WOLFF, I.: Equivalent Circuit (EC) FDTD Method for Dispersive Materials: Derivation, Stability Criteria and Application Examples. In: RUSSEK, Peter (Hrsg.) ; SIART, Uwe (Hrsg.): *Time Domain Methods in Electrodynamics*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2008. – ISBN 978-3-540-68768-9, S. 211–238
- [RSD10] REYKOWSKI, A. ; SAYLOR, C. ; DUENSING, G. R.: Do We Need Preamplifier Decoupling ?, 2010
- [RWP95] REYKOWSKI, Arne ; WRIGHT, S ; PORTER, J: Design of matching networks for low noise preamplifiers. In: *Magnetic resonance in medicine : official journal of the Society of Magnetic Resonance in Medicine / Society of Magnetic Resonance in Medicine* 33 (1995), 07, S. 848–52
- [SHHL<sup>+</sup>17] SANCHEZ-HEREDIA, Juan D. ; HANSEN, Esben Søvst S. ; LAUSTSEN, Christoffer ; ZHURBENKO, Vitaliy ; ARDENKJÆR-LARSEN, Jan H.: Low-noise active decoupling circuit and its application to <sup>13</sup>C cryogenic RF coils at 3 T. In: *Tomography* 3 (2017), Nr. 1, S. 60
- [SSR06] SCHIEK, B. ; SIWERIS, H.J. ; ROLFES, I.: *Noise in High-Frequency Circuits and Oscillators*. Wiley, 2006 <https://books.google.de/books?id=f-oLQM1jxjqUC>. – ISBN 9780470038932
- [ST18] SEDAGHAT, Farzad ; TUNCALI, Kemal: Enabling Technology for MRI-Guided Intervention. In: *Topics in Magnetic Resonance Imaging* 27 (2018), 02, S. 5–8. <http://dx.doi.org/10.1097/RMR.000000000000148>. – DOI 10.1097/RMR.000000000000148
- [Sto56] STORER, J. E.: Impedance of thin-wire loop antennas. In: *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, Part I: Communication and Electronics* 75 (1956), Nr. 5, S. 606–619
- [SVT<sup>+</sup>00] STAUBERT, A. ; VESTER, M. ; TRONNIER, V.M. ; RENZ, W. ; WIRTZ, C.R. ; BONSANTO, M.M. ; KUNZE, S.: Interventional MRI-guided brain biopsies using inductively coupled surface coils. In: *Magnetic Resonance in Medicine* 43 (2000), Nr. 2, 278–283. <http://dx.doi.org/>



- [10.1002/\(SICI\)1522-2594\(200002\)43:2<278::AID-MRM15>3.0.CO;2-E](https://doi.org/10.1002/(SICI)1522-2594(200002)43:2<278::AID-MRM15>3.0.CO;2-E), – DOI [10.1002/\(SICI\)1522-2594\(200002\)43:2<278::AID-MRM15>3.0.CO;2-E](https://doi.org/10.1002/(SICI)1522-2594(200002)43:2<278::AID-MRM15>3.0.CO;2-E)
- [Tee05] TEE, Garry J.: Eigenvectors of block circulant and alternating circulant matrices. (2005)
- [Ter43] TERMAN, Frederick E.: Radio engineer's handbook. (1943)
- [WAP<sup>+</sup>07] WIGGINS, G ; ALAGAPPAN, V ; POTTHAST, Andreas ; SCHMITT, M ; WIGGINS, C ; FISCHER, H ; JAHNS, K ; BENNER, Thomas ; POLIMENI, Jonathan ; WALD, Lawrence: Design Optimization and SNR Performance of 3T 96 Channel Phased Array Head Coils. In: *Proceedings of the 15th Annual Meeting of ISMRM* (2007), 01
- [Wel77] WELLHAUSEN, Hans-Werner: Dämpfung, Phase und Laufzeiten bei Weitverkehrs-Koaxialpaaren. In: *Frequenz* 31 (1977), Nr. 1, 23–28. <http://dx.doi.org/doi:10.1515/FREQ.1977.31.1.23>. – DOI [doi:10.1515/FREQ.1977.31.1.23](https://doi.org/10.1515/FREQ.1977.31.1.23)
- [WGM00] WALSH, David O. ; GMTRO, Arthur F. ; MARCELLIN, Michael W.: Adaptive reconstruction of phased array MR imagery. In: *Magnetic Resonance in Medicine* 43 (2000), Nr. 5, 682-690. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1522-2594\(200005\)43:5<682::AID-MRM10>3.0.CO;2-G](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/(SICI)1522-2594(200005)43:5<682::AID-MRM10>3.0.CO;2-G), – DOI [https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1522-2594\(200005\)43:5<682::AID-MRM10>3.0.CO;2-G](https://doi.org/10.1002/(SICI)1522-2594(200005)43:5<682::AID-MRM10>3.0.CO;2-G)
- [Whe65] WHEELER, H. A.: Transmission-Line Properties of Parallel Strips Separated by a Dielectric Sheet. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 13 (1965), Nr. 2, S. 172–185
- [WM63] WEISS, L. ; McDONOUGH, R. N.: Prony's Method, Z-Transforms, and Padé Approximation. In: *SIAM Review* 5 (1963), Nr. 2, 145-149. <http://dx.doi.org/10.1137/1005035>. – DOI [10.1137/1005035](https://doi.org/10.1137/1005035)
- [Wu62] WU, Tai T.: Theory of the Thin Circular Loop Antenna. In: *Journal of Mathematical Physics* 3 (1962), Nr. 6, 1301-1304. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1703875>. – DOI [10.1063/1.1703875](https://doi.org/10.1063/1.1703875)
- [WW97] WRIGHT, Steven M. ; WALD, Lawrence L.: Theory and application of array coils in MR spectroscopy. In: *NMR in Biomedicine* 10 (1997), Nr. 8, 394-410. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1099-1492\(199712\)10:8<394::AID-NBM494>3.0.CO;2-0](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1002/(SICI)1099-1492(199712)10:8<394::AID-NBM494>3.0.CO;2-0). –

- DOI [https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1099-1492\(199712\)10:8<394::AID-NBM494>3.0.CO;2-0](https://doi.org/10.1002/(SICI)1099-1492(199712)10:8<394::AID-NBM494>3.0.CO;2-0)
- [XTS<sup>+</sup>06] XING, Lei ; THORNDYKE, Brian ; SCHREIBMANN, Eduard ; YANG, Yong ; LI, Tian-Fang ; KIM, Gwe-Ya ; LUXTON, Gary ; KOONG, Albert: Overview of image-guided radiation therapy. In: *Medical Dosimetry* 31 (2006), Nr. 2, S. 91–112
- [YNF03] YIKUN HUANG ; NEHORAI, A. ; FRIEDMAN, G.: Mutual coupling of two collocated orthogonally oriented circular thin-wire loops. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 51 (2003), Nr. 6, S. 1307–1314
- [YS18] YOU, Kok Y. ; SIM, Man S.: Precision Permittivity Measurement for Low-Loss Thin Planar Materials Using Large Coaxial Probe from 1 to 400 MHz. In: *Journal of Manufacturing and Materials Processing* 2 (2018), Nr. 4. <http://dx.doi.org/10.3390/jmmp2040081>. – DOI 10.3390/jmmp2040081. – ISSN 2504–4494
- [Zhu16] ZHURBENKO, Vitaliy: Optimal value of series capacitors for uniform field distribution in transmission line MRI coils. In: *Journal of Sensors* 2016 (2016)
- [ZSN17] ZHU, Mingming ; SUN, Ziqi ; NG, Chin K.: Image-guided thermal ablation with MR-based thermometry. In: *Quantitative Imaging in Medicine and Surgery* 7 (2017), Nr. 3. <https://qims.amegroups.com/article/view/15306>. – ISSN 2223–4306
- [ZWA<sup>+</sup>01] ZHANG, Qiang ; WENDT, Michael ; ASCHOFF, Andrik ; LEWIN, Jonathan ; DUERK, Jeffrey: A multielement RF coil for MRI guidance of interventional devices. In: *Journal of magnetic resonance imaging : JMRI* 14 (2001), 07, S. 56–62. <http://dx.doi.org/10.1002/jmri.1151>. – DOI 10.1002/jmri.1151

# A Streuparameter

## A.1 Streuparameter bestimmen

Zur Bestimmung der Streuparameter wird von einem beliebigen Vierpol ausgegangen (siehe Abb. [A.1](#)). Das dazugehörige Gleichungssystem ist:

$$b_1 = S_{11} \cdot a_1 + S_{12} \cdot a_2 \quad (\text{A.1})$$

$$b_2 = S_{21} \cdot a_1 + S_{22} \cdot a_2 \quad (\text{A.2})$$

Die Streuparameter können nun mit dem aus der Vierpoltheorie bekannten Ansatz bestimmt werden. Dazu werden die beiden Fälle  $a_1 = 0$  und  $a_2 = 0$  betrachtet. Um die bekannten Regeln zur Netzwerkberechnung anwenden zu können, wird die Beziehung zwischen den Wellengrößen  $a_i$ ,  $b_i$  und dem Strom  $I_i$  und der Spannung  $U_i$  am Anschluss benötigt:

$$a_i = \frac{U_i + Z_i \cdot I_i}{2 \cdot \sqrt{\text{Re}\{Z_i\}}} \quad (\text{A.3})$$

$$b_i = \frac{U_i - Z_i^* \cdot I_i}{2 \cdot \sqrt{\text{Re}\{Z_i\}}} \quad (\text{A.4})$$

bzw. in Matrixschreibweise für Netzwerke mit mehr als einem Tor:

$$a = [F] (U + [G] I) \quad (\text{A.5})$$

$$b = [F] (U - [G]^+ I) \quad (\text{A.6})$$

, wobei  $[F]$  and  $[G]$  diagonale Matrixen darstellen deren Elemente auf der Hauptdiagonalen gegeben sind durch [\[Kur65\]](#):

$$F_{ii} = \frac{1}{2 \sqrt{\text{Re}(Z_i)}} \quad (\text{A.7})$$

$$G_{ii} = Z_i \quad (\text{A.8})$$



Abbildung A.1: Beliebiger Vierpol mit den aus- und eingehenden Leistungswellen, sowie den Torspannungen und -strömen.

$a_2 = 0$  :

Die eingehende Welle an Port 2 ist null, wenn dieser mit seiner Referenzimpedanz  $Z_2$  abgeschlossen wird (siehe Abb. [A.2](#)). Das Gleichungssystem [\(A.1\)](#) reduziert sich nun zu:

$$S_{11} \Big|_{a_2=0} = \frac{b_1}{a_1} \quad (\text{A.9})$$

$$S_{21} \Big|_{a_2=0} = \frac{b_2}{a_1} \quad (\text{A.10})$$

Setzt man nun Gl. [\(A.3\)](#) & Gl. [\(A.4\)](#) ein erhält man die zu Abb. [A.2](#) gehörigen Bestimmungsgleichungen.

$$S_{11} = \frac{\frac{U_1}{I_1} - Z_1^*}{\frac{U_1}{I_1} + Z_1} \quad (\text{A.11})$$

$$S_{21} = \frac{I_2}{I_1} \cdot \frac{2 \cdot \sqrt{\text{Re}\{Z_1\} \cdot \text{Re}\{Z_2\}}}{\frac{U_1}{I_1} + Z_1} \quad (\text{A.12})$$

Um die Streuparameter zu bestimmen muss lediglich der Eingangswiderstand  $\frac{U_1}{I_1}$  und der Stromteiler  $I_2/I_1$  ermittelt werden.

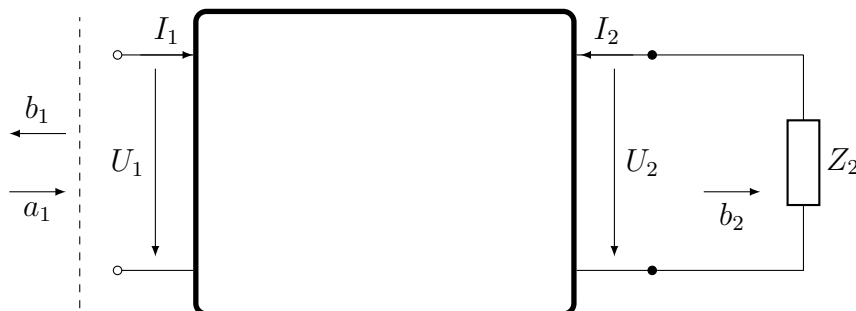


Abbildung A.2: Abschluss eines beliebigen Vierpols mit der rechtsseitigen Referenzimpedanz  $Z_2$ .

$a_1 = 0$  :

Für den zweiten Fall reduziert sich, dass Gleichungssystem (A.1) auch, wenn der Port 1 mit seiner charakteristischen Impedanz  $Z_1$  abgeschlossen wird.

$$S_{12} \Big|_{a_1=0} = \frac{b_1}{a_2} \quad (\text{A.13})$$

$$S_{22} \Big|_{a_1=0} = \frac{b_2}{a_2} \quad (\text{A.14})$$

Daraus folgt unter Verwendung der bereits zuvor verwendeten Formeln Gl. (A.3) & Gl. (A.4):

$$S_{12} = \frac{I_1}{I_2} \cdot \frac{2 \cdot \sqrt{\operatorname{Re}\{Z_2\} \cdot \operatorname{Re}\{Z_1\}}}{\frac{U_1}{I_1} + Z_2} \quad (\text{A.15})$$

$$S_{22} = \frac{\frac{U_2}{I_2} - Z_2^*}{\frac{U_2}{I_2} + Z_2} \quad (\text{A.16})$$

Wie schon vorher muss lediglich der Eingangswiderstand  $\frac{U_2}{I_2}$  und ein Stromteiler  $I_1/I_2$  bestimmt werden.

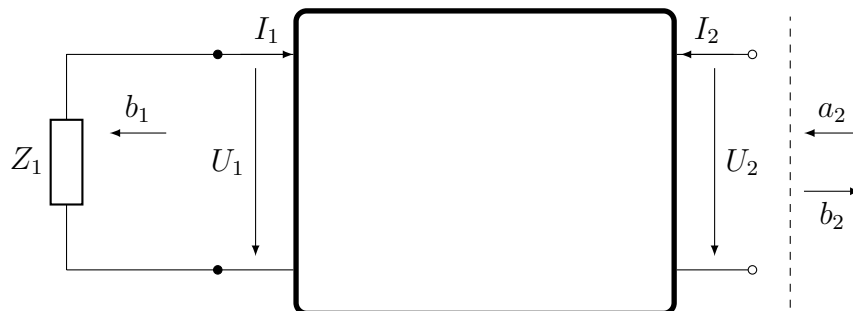


Abbildung A.3: Abschluss eines beliebigen Netzwerkes mit der linksseitigen charakteristischen Impedanz  $Z_1$ .





in  $[S']$  der konnektierten Anschlüsse  $b_{ki}$  entspricht. In die verbliebenen Partitionen aus Gleichungssystem (A.21) wird Gl. (A.23) und Gl. (A.24) eingesetzt. Das resultierende Gleichungssystem lässt sich wie folgt berechnen:

$$b_{sj} = [C] \cdot [S'] \cdot [I - [A] \cdot [S']]^{-1} \cdot [B] + [D] \cdot a_{sj} \quad (\text{A.25})$$

### A.2.2 Beliebige Konnektierung

Bei dieser Art der Verbindung trägt der zweite Vierpol aktive Anschlüsse zum Gesamtsystem bei d. h. die Dimension des Gleichungssystem wird nicht zwangsläufig verringert (siehe Abb. A.5).

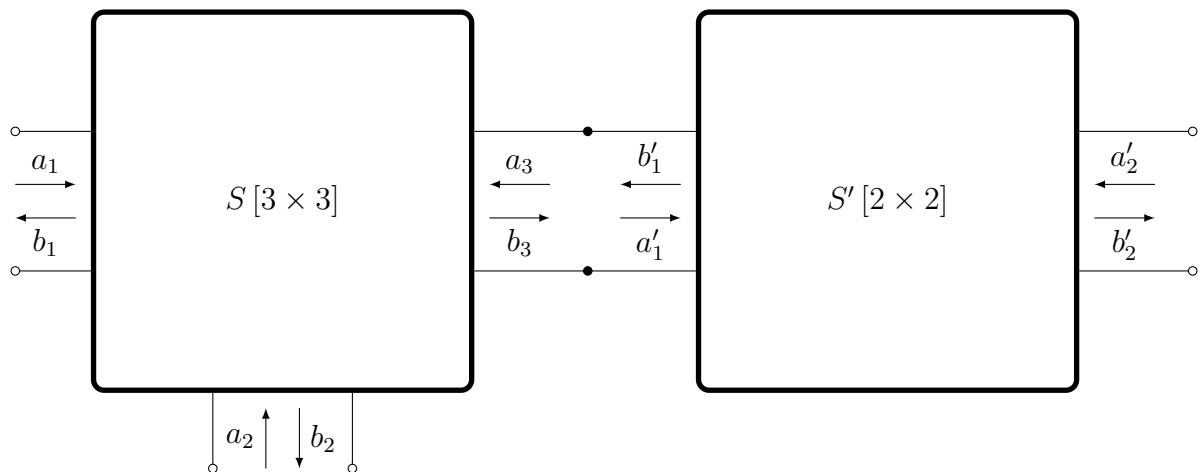


Abbildung A.5: Beliebige Verschaltung zweier Vierpole.

Wie schon vorher werden die Gleichungssysteme beider Vierpole partitioniert und in vier Teilsysteme unterteilt.

$$b_{ki} = [A] \cdot a_{ki} + [B] \cdot a_{sj} \quad (\text{A.26})$$

$$b'_{ki} = [A'] \cdot a'_{ki} + [B'] \cdot a'_{sj} \quad (\text{A.27})$$

$$b_{sj} = [C] \cdot a_{ki} + [D] \cdot a_{sj} \quad (\text{A.28})$$

$$b'_{sj} = [C'] \cdot a'_{ki} + [D'] \cdot a'_{sj} \quad (\text{A.29})$$

Mittels Gl. (A.19) können (A.28) und Gl. (A.29) kombiniert werden.

$$a'_{ki} = [I - [A] [A']]^{-1} \cdot [B] \ [A] \ [B'] \cdot \begin{bmatrix} a_{sj} \\ a'_{sj} \end{bmatrix} \quad (\text{A.30})$$



Das einsetzen von Gl. (A.29) in Gl. (A.26) liefert zusätzlich.

$$b_{sj} = \begin{bmatrix} [C] & [A'] \end{bmatrix} \cdot a'_{ki} + \begin{bmatrix} [D] & [C] & [B'] \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_{sj} \\ a'_{sj} \end{bmatrix} \quad (\text{A.31})$$

Aus Gl. (A.27) und Gl. (A.31) und einsetzen von Gl. (A.2.2) lässt sich das neue Gleichungssystem bestimmen.

$$\begin{bmatrix} b_{sj} \\ b'_{sj} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [C] & [A'] \\ [C'] \end{bmatrix} \cdot a'_{ki} + \begin{bmatrix} [D] & [C] & [B'] \\ [0] & [D'] \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_{sj} \\ a'_{sj} \end{bmatrix} \quad (\text{A.32})$$

$$\boxed{\begin{bmatrix} b_{sj} \\ b'_{sj} \end{bmatrix} = \left[ \begin{bmatrix} [C] & [A'] \\ [C'] \end{bmatrix} \cdot \left[ [I] - [A] \cdot [A'] \right]^{-1} \cdot \begin{bmatrix} [B] & [A] & [B'] \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [D] & [C] & [B'] \\ [0] & [D'] \end{bmatrix} \right] \cdot \begin{bmatrix} a_{sj} \\ a'_{sj} \end{bmatrix}} \quad (\text{A.33})$$

## A.3 Berechnung der Torgrößen

### A.3.1 Berechnung der Ströme

In diesem Abschnitt wird von dem abgeschlossenen Fall ausgegangen d. h. Abs. A.2.1. Es wird zwischen den Strömen an den aktiven  $I_s$  und konnektierten  $I_k$  Anschlüssen unterschieden. Allgemein gilt für jeden Strom an einem beliebigen Tor:

$$I_i = \frac{1}{\sqrt{Z_i}} \cdot (a_i - b_i) \quad (\text{A.34})$$

Die charakteristische Impedanz des Tores ist mit  $Z_i$  gegeben. Für konnektierte Anschlüsse erhält man mit Gl. (A.19)

$$I_{ki} = \frac{1}{\sqrt{Z_i}} \cdot (b'_{ki} - b_{ki}). \quad (\text{A.35})$$

Sollen die Ströme an mehreren Toren berechnet werden erhält man ein Gleichungssystem und das Skalar  $\frac{1}{\sqrt{Z_i}}$  wird zu einer Diagonalmatrix.

$$I_{ki} = \left[ \frac{1}{\sqrt{Z_k}} \right] \cdot [b'_{ki} - b_{ki}] \quad (\text{A.36})$$

Für  $b'_{ki}$  gilt:

$$b'_{ki} = [S'] \cdot a'_{ki} = [S'] \cdot b_{ki}$$

Eingesetzt in Gl. (A.35) liefert:

$$I_{ki} = \left[ \frac{1}{\sqrt{Z_k}} \right] \cdot \left[ [S'] - [I] \right] \cdot b_{ki} \quad (\text{A.37})$$

Dieser Ausdruck kann durch Gl. (A.24) komplettiert werden und es verbleibt lediglich  $a_{sj}$  zur Bestimmung:

$$I_{ki} = \left[ \frac{1}{\sqrt{Z_k}} \right] \cdot \left[ [S'] - [I] \right] \cdot \left[ [I] - [A] \cdot [S'] \right]^{-1} \cdot [B] \cdot a_{sj} \quad (\text{A.38})$$

Hierzu wird der allgemeine Fall eines offenen Eingangs betrachtet. Allgemein gilt für die eingehende Leistungswelle an diesem Eingang  $a_{sj}$ :

$$a_{sj} = \frac{1}{2\sqrt{Z_j}} \cdot (U_j + Z_j \cdot I_{sj}) \quad (\text{A.39})$$

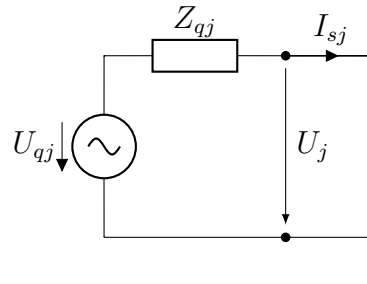


Abbildung A.6: Offenen Anschluss mit einer realen Spannungsquelle.

Wendet man den Maschensatz an erhält man für die Torspannung:

$$U_j = U_{qj} - Z_{qj} \cdot I_{sj} \quad (\text{A.40})$$

Für die eingehende Leistungswellen  $[a_{sj}]$  folgt daraus:

$$\boxed{[a_{sj}] = \left[ \frac{1}{2\sqrt{Z_j}} \right] \cdot \left[ [U_{qj}] + [Z_j - Z_{qj}] \cdot [I_{sj}] \right]} \quad (\text{A.41})$$

Wird Gl. (A.34) auf dieses Tor angewendet und die Streumatrix des Gesamtsystems  $[b_{sj}] = [S^*] \cdot [a_{sj}]$  berücksichtigt, folgt für den Eingangsstrom:

$$[I_{sj}] = \left[ \frac{1}{\sqrt{Z_s}} \right] \cdot \left[ [I] - [S^*] \right] \cdot [a_{sj}] \quad (\text{A.42})$$

Wird Gl. (A.41) in Gl. (A.42) eingesetzt kann folgender Ausdruck bestimmt werden:

$$[I_{sj}] = \left[ [F]^{-1} - [Z_j - Z_{qj}] \right]^{-1} \cdot [U_{qj}] \quad (\text{A.43})$$

$$[F] = \left[ \frac{1}{\sqrt{Z_s}} \right] \cdot [I] - [S^*] \cdot \left[ \frac{1}{2\sqrt{Z_s}} \right] \quad (\text{A.44})$$

Für Gl. (A.41) folgt daraus:

$$[a_{sj}] = \left[ \frac{1}{2\sqrt{Z_j}} \right] \cdot \left[ [I] + [Z_j - Z_{qj}] \cdot \left[ [F]^{-1} - [Z_j - Z_{qj}] \right]^{-1} \right] \cdot [U_{qj}] \quad (\text{A.45})$$

Damit können durch einsetzen in Gl. (A.42) und Gl. (A.38) alle Ströme des Systems  $[I_{sj}]$  &  $[I_{kj}]$  berechnet werden.

## A.4 Anpassung einer MR-Spule

### A.4.1 $Z_V$

Der Ausgangspunkt ist die generelle Berechnungsvorschrift für  $Z_V$  in die, die Parameter für eine MR-Spule eingesetzt wurden (siehe Abs. [3.3.2](#)):

$$Z_V = - \frac{(R + j\omega L) \cdot \left( \sqrt{Z_0 \cdot R - [R^2 + (\omega L)^2]} + \sqrt{Z_0 \cdot R} \right)}{\sqrt{Z_0 \cdot R - [R^2 + (\omega L)^2]} + \sqrt{Z_0 \cdot R} - \sqrt{R/Z_0} \cdot (R + j\omega L)} \quad (\text{A.46})$$

Dieser kann mit einer quadratischen Ergänzung des Zählers umgeformt werden zu:

$$Z_V = - \frac{[R^2 + (\omega L)^2] \cdot (R + j\omega L)}{[R^2 + (\omega L)^2] + \sqrt{R/Z_0} \cdot (R + j\omega L) \cdot \left( \sqrt{Z_0 \cdot R - [R^2 + (\omega L)^2]} - \sqrt{Z_0 \cdot R} \right)} \quad (\text{A.47})$$

Die Anwendung der dritten binomischen Formel im Nenner führt zu einer weiteren Vereinfachung:

$$Z_V = - \frac{R^2 + (\omega L)^2}{-j\omega L + j\sqrt{R/Z_0} \cdot \sqrt{R^2 + (\omega L)^2} - Z_0 \cdot R} \quad (\text{A.48})$$

Im letzten Schritt wird der Ausdruck hinsichtlich  $Q = \omega L/R$  umgeformt:

$$Z_V = \frac{R \cdot \left( 1 + (\omega L/R)^2 \right)}{j\omega L/R - j\sqrt{R/Z_0} \left( 1 + (\omega L/R)^2 \right) - 1} \quad (\text{A.49})$$

$$= \frac{R \cdot (1 + Q^2)}{j \left( Q - \sqrt{R/Z_0} (1 + Q^2) - 1 \right)} \quad (\text{A.50})$$

und entspricht damit den [MLB06](#) hergeleiteten Ausdrücken für den sogenannten Tuning-Kondensator.

**A.4.2**  $Z_H$ 

Der Ausgangspunkt ist die generelle Berechnungsvorschrift für  $Z_H$  in die, die Parameter für eine MR-Spule eingesetzt wurden (siehe Abs. [3.3.2](#)):

$$Z_H = -\sqrt{\frac{Z_0}{R}} \cdot \sqrt{Z_0 \cdot R - [R^2 + (\omega L)^2]} \quad (\text{A.51})$$

$$= -Z_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{R^2 + (\omega L)^2}{Z_0 \cdot R}} \quad (\text{A.52})$$

$$= -jZ_0 \cdot \sqrt{\frac{R}{Z_0} \cdot \left[1 + \left(\frac{\omega L}{R}\right)^2\right] - 1} \quad (\text{A.53})$$

## Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen des vom BMBF-geförderten Forschungscampus *STIMULATE* (Förderkennzeichen 13GW0095A) an der Otto-von-Guericke Universität Magdeburg, welchen ich von der ersten Stunde an mit begleiten durfte. Allen Beteiligten, die den Forschungscampus zu dem gemacht haben, der er heute ist möchte ich meinen Dank ausdrücken. Die vorliegende Arbeit, als auch die persönliche Entwicklung, die ich durch diese genommen habe, wären ohne *STIMULATE* nicht möglich gewesen.

An erster Stelle möchte ich natürlich meinem Doktorvater Prof. Dr. Ralf Vick danken, der mich Ende 2012 herzlich an seinem Lehrstuhl für elektromagnetische Verträglichkeit aufgenommen hatte. Auf sein ehrliches Feedback und Unterstützung konnte man jederzeit zählen. Auch bei Schwierigkeiten stand er jederzeit zu seinen Mitarbeitern und vermittelte jederzeit den Eindruck, dass er auch an diese glaubt.

Der eigentliche Grund mich nach meinem Studium der Elektrotechnik in Leipzig für den Standort Magdeburg zu entscheiden, fällt auf Prof. Dr. Georg Rose zurück. Mein Interesse für die Medizintechnik war damals schon geweckt, jedoch schwankte ich damals zwischen Berlin und Magdeburg. Wie man es sich sicherlich denken kann tendierte ich eher zu Berlin. Ausschlaggebend für mich war damals, dass meine einfache Anfrage zu der Attraktivität eines Studiums in Magdeburg, äußerst umfassend beantwortet und nicht, wie andernorts üblich, einfach weitergeleitet wurde. Eine Führung mit einem seiner Mitarbeiter war schnell organisiert und so fiel die Wahl auf Magdeburg. Eine Entscheidung, die ich in den letzten Jahren nie bereut hatte. Danke!

In diesem Zuge möchte ich auch Prof. Dr. Oliver Speck nennen, der seit Anfang an die Entwicklung der iMRI-Gruppe im Forschungscampus mit seinem Lehrstuhl Biomedizinische Magnetresonanz begleitet. Hierbei hat er sich insbesondere als kritischer, aber immer konstruktiver Diskussionspartner verdient gemacht. Er hatte anfangs auch prägenden Einfluss auf meine Arbeiten - wahrscheinlich ohne Absicht oder es je zu bemerken. In meinen ersten Jahren war ein häufig gehörter Satz „Im Bereich der Hardwareentwicklung ist für uns nicht viel zu holen, da sind andere weit besser als wir“. Dazu den Gegenbeweis zu liefern hat mich unheimlich motiviert. Danke dafür!

Einen Punkt möchte ich gegenüber allen drei vorher genannten Personen zum Ausdruck bringen: Neben der fortwährenden Unterstützung habe ich auch den hohen Grad an Freiheit, der mir in der Ausübung meiner Tätigkeit zuteilwurde, sehr geschätzt. Dafür bin ich ihnen insbesondere dankbar, denn ohne diese gestalterischen Freiheiten hätte ich niemals diese Entwicklung nehmen können, die ich bisher erfahren habe.

Besonders verdient gemacht als klinischer Tandempartner hat sich Bennet Hensen. Als interventioneller Praktiker seitens der Medizinischen Hochschule Hannover hat er wertvollen Input zu klinischen Abläufen und dem Nutzen einer solchen Empfangsspule geliefert. Außerdem stellt er eine schwer zu ersetzende Ressource dar, die, jederzeit verfügbar,

Einblicke und Feedback aus dem klinischen Umfeld geben kann.

Die Mitarbeiter des Forschungscampus möchte ich natürlich nicht vergessen. Besonders hervorzuheben sind Mandy Bauch und Urte Kägebein - zu dritt waren wir damals die zarten Anfänge eine Forschungsgruppe. Noch sehr grün hinter den Ohren, war nicht alles von Erfolg gekrönt, aber konnten wir uns doch stets auf den konstruktiven und positiven Input untereinander verlassen. Thomas Hoffmann, als weiterer Mitarbeiter der ersten Stunde, habe ich über die Jahre für seine pragmatische Herangehensweise äußerst schätzen gelernt. Bezüglich Bestellungen, dem Schreiben von Anträgen oder Berichten, aber insbesondere deren Korrektur, konnte man sich immer auf die Geschäftsstelle des Forschungscampus verlassen: Rowena Bondarenko, Sabine Lutz, Ina Diewitz, Nadine Tress, Andrea Könecke, Jasmin Lothar und Kristin Gabor.

Natürlich möchte ich meinen Dank auch gegenüber dem gesamten iMRI-Team ausdrücken: Thomas Gerlach, Klemens Opfermann, Marcus Prier, Martin Knoll, Janis Seibt, Ivan Fomin, Robert Kowal, Oliver Thieme, Rainer Landes, Denny Milakara, Julian Rudat, Marco Kalmar, Satish Balakrishna und Stefano Orsolini von denen manche bereits andere Wege gegangen sind, dennoch aber das iMRI-Team zu dem gemacht haben, was es heute ist.

An dieser Stelle seien auch die vermeintlich kleinen Helfer erwähnt, die oft vergessen werden, jedoch enormen Einfluss auf den Erfolg vieler Projekt haben - unsere Studenten. Ich bin jedem von ihnen dankbar, der mit Fleiß und Beharrlichkeit die iMRI-Gruppe vorangebracht hat. Alle Namen an dieser Stelle zu nennen, würde den Rahmen des Abschnittes sprengen, daher seien Maik Ehses, Joris Hubmann, Julian Rudat, Alexander Warsch, Bodo Gambal, Karen Meyer-zu-Hartlage und Christina Grüll exemplarisch aufgrund ihrer besonderen Leistungen genannt.

Den Mitarbeitern des Lehrstuhls für elektromagnetische Verträglichkeit, insbesondere Jörg Petzold, Anke Fröbel und Mathias Magdowski, möchte ich für ihre Unterstützung danken. Die damals ersten unsicheren Schritte in den Lehrbetrieb der Universität wurden von diversen, äußerst reflektierten und konstruktiven Diskussionen mit ihnen begleitet. Jörg Petzold fühle ich mich natürlich aufgrund unserer dualistischen Beziehung besonders verbunden.

Seitens der Universitätsverwaltung möchte ich unsere Justiziarin Yvonne Burscheit positiv hervorheben, welche nie die Geduld verlor, mir jede noch so kleinliche oder unwissende Frage zu beantworten. Frau Monika Mall und später Frau Karin Henning standen immer unterstützend zur Stelle, wenn es um das Thema Schutzrechte ging und sorgten auch mitunter selbst dafür, dass eine Anmeldung erfolgreich war.

Markus Fritzsche, Mitarbeiter der Thorsis Technologies GmbH hat der interventionellen Spulen bezüglich der Fertigung seinen Stempel aufgedrückt. Die Idee, einen Schneideplotter einzusetzen und damit auch ein skalierbares Fertigungsverfahren für diese Anwendung zu erschließen, stammt maßgeblich von ihm. Dafür mein herzlichster Dank.

Daniel Gareis und Manuel Noras von der NORAS MRI products GmbH möchte ich für ihre Unterstützung und ihren frühen Glauben an dieses Projekt danken. Insbesondere die fachlichen Diskussionen mit Daniel Gareis haben dazu geführt, sich die Neuheit der Ansätze bewusster zu machen. Unterstützung und wertvollen Input hinsichtlich der Gebrauchstauglichkeit erhielt ich aber auch seitens der beiden Geschäftsführer der InLine-Med GmbH Juan Sebastián Sánchez López und Sinja Lagotzki.

Zu guter Letzt möchte ich mich aber bei meiner ganzen Familie bedanken, die immer hinter mir und mich unterstützt hat. Insbesondere meiner Frau Denise, den Kindern Noah, Kjell, Linus und unserem Familienhund Abbot gilt mein größter Dank. Denn hinter jedem beruflichen Erfolg steht auch eine Familie, die einem entweder den Rücken freihält oder wieder aufbaut. Insbesondere meine Frau hat in den letzten Monaten dieser Arbeit viele Aufgaben mit übernommen, die wir sonst gerecht untereinander aufteilen und auf mehr als ein Familienwochenende verzichtet.



## Lebenslauf

Enrico Pannicke  
Zollstraße 1  
39114 Magdeburg  
verheiratet, 3 Kinder



## Ausbildung/Studium

- 01.11 1987 geboren in Leipzig
- 2000 - 2006 Besuch des Friedrich-List-Gymnasium in Leipzig, 6. bis 12. Klasse, Leistungskurse Deutsch und Physik, Abschluss mit dem Abitur (Note 2,0)
- 2007 - 2010 Studium der Elektro- und Informationstechnik an der HTWK Leipzig, B.Eng. (Note 2,0)
- 2010 Bachelorarbeit: „Aufbau und Erprobung einer Butlermatrix für MR-Anwendungen“ am Max-Planck-Institut für Kognitions- und Neurowissenschaften, Leipzig (Note 1,0)
- 2010 - 2012 Studium im Master „Medical Systems Engineering“ an der Otto-von-Guericke Universität in Magdeburg, M.Sc. (Note 1,6)
- 2012 Masterarbeit: „Evaluation eines neuen Konzepts für ein  $^1\text{H}$ - $^{31}\text{P}$ -Spulen-Array für die Magnetresonanztomographie“ am Max-Planck-Institut für Kognitions- und Neurowissenschaften, Leipzig (Note 1,3)

## Praktika/Tätigkeiten

- ab 12/2012 wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl Elektromagnetische Verträglichkeit, Institut für Medizintechnik an der Otto-von-Guericke Universität in Magdeburg
- Bearbeitete Projekte (Auswahl):
- Sicherheitskonzept für bildgeführte Eingriffe am MRT
  - Implementierung Interventioneller Spulen
  - Prüfmethoden zur Artefaktvermeidung in der MR-Bildgebung
- ab 09/2016 Gruppenleiter am Forschungscampus *STIMULATE*
- Leitung eines interdisziplinären Teams von derzeit sechs Personen (Leitung aufgeteilt in klinische (Dr. med Bennet Hensen) und technische Leitung).  
Tätigkeiten:
- Fachliche Leitung
  - Projektinitiierung, -beantragung und -durchführung

## Partnerakquise und Netzwerkpflege

### Zahlen und Fakten:

Betreute Abschlussarbeiten: 11

Erfindungsmeldungen: 13 (2 Patente bislang erteilt)

Initiierte Projekte: 7 (4 erteilt)

Kooperationspartner: 12 (3 international, 9 national)

Angeworbene Mitglieder im *STIMULATE*-Verein: 5



- MAFO-01** ORTHS, A.: *Multikriterielle, optimale Planung von Verteilungsnetzen im liberalisierten Energiemarkt unter Verwendung von spieltheoretischen Verfahren*, 2003. ISBN 3-929757-57-5.
- MAFO-02** PURMANN, M.: *Optimierung des Betriebsverhaltens von PEM-Brennstoffzellen unter Berücksichtigung von elektrischem und Gesamtwirkungsgrad bei unterschiedlichen Lastanforderungen und Betriebsparametern*, 2004. ISBN 3-929757-63-X.
- MAFO-03** AL-HAMID, M.: *Extraktion von höheren Moden in TEM-Wellenleitern*, 2004. ISBN 3-929757-64-8.
- MAFO-04** HAASE, H., J. NITSCH, and T. STEINMETZ: *Transmission-Line Super Theory – A new Approach to an Effective Calculation of Electromagnetic Interference*, 2004. ISBN 3-929757-67-2.
- MAFO-05** BACHRY, A.: *Power Quality Studies in Distribution Systems Involving Spectral Decomposition*, 2004. ISBN 3-929757-68-0.
- MAFO-06** STYCZYNSKI, Z. A.: *Power Network and Renewables – A Scientific Report*, 2004. ISBN 3-929757-69-9.
- MAFO-07** BLUME, E.: *Numerische Analyse der Kopplung linearer Antennen innerhalb eines Resonators*, 2004. ISBN 3-929757-71-0.
- MAFO-08** HANDSCHIN, E. and Z. A. STYCZYNSKI: *Power System Application of the Modern Battery Storage*, 2004. ISBN 3-929757-75-3.
- MAFO-09** HAASE, H.: *Full-Wave Field Interactions of Nonuniform Transmission Lines*, 2005. ISBN 3-929757-78-8.
- MAFO-10** NITSCH, D.: *Die Wirkung eingekoppelter ultrabreitbandiger elektromagnetischer Impulse auf komplexe elektronische Systeme*, 2005. ISBN 3-929757-79-6.
- MAFO-11** HADZI-KOSTOVA, B.: *Protection Concepts in Distribution Networks with Decentralized Energy Resources*, 2005. ISBN 3-929757-84-2.
- MAFO-12** STEINMETZ, T.: *Ungleichförmige und zufällig geführte Mehrfachleitungen in komplexen technischen Systemen*, 2006. Nummerierung geändert, ISBN 3-929757-98-2.
- MAFO-13** STYCZYNSKI, Z. and J. HAUBROCK: *Influence of Distributed and Renewable Generation on Power System Security – Proceedings of the CRIS Workshop 2006*, 2006. ISBN 3-929757-99-0.
- MAFO-14** HEIDECK, G.: *Ein autonomes Brennstoffzellensystem: Optimierungsansätze*, 2006. ISBN 3-929757-94-X.
- MAFO-15** STYCZYNSKI, Z. und H.-D. MUSIKOWSKI: *Dresdener Kreis Elektroenergieversorgung 7*, 2006. ISBN 3-929757-85-0.
- MAFO-16** GRONWALD, F.: *Antenna Theory in Resonating Systems derived from Fundamental Electromagnetism*, 2007. ISBN 3-929757-93-1.
- MAFO-17** KRAUTHÄUSER, H.G.: *Grundlagen und Anwendungen von Modenverwirbelungskammern*, 2007. ISBN 978-3-929757-43-9.
- MAFO-18** DZIENIS, C.: *Ersatzmodelle nichtlinearer Lasten in elektrischen Verteilungsnetzen*, 2007. ISBN 978-3-929757-07-1.

- MAFO-19** STYCZYNSKI, Z. and J. HAUBROCK: *Renewable and Dispersed Power Generation in Power Systems*, 2007. ISBN 978-3-929757-44-6.
- MAFO-20** HAUBROCK, J.: *Parametrierung elektrischer Äquivalentschaltbilder von PEM-Brennstoffzellen*, 2008. ISBN 978-3-940961-02-0.
- MAFO-21** ANGELOV, A. N.: *Rechnergestütztes Lernen im Bereich der Regenerativen Energien (Ausgewählte Aspekte)*, 2008. ISBN 978-3-940961-03-7.
- MAFO-22** KOMARNICKI, P.: *Anwendung hochgenauer, synchroner Messungen zur Verbesserung des Betriebs von Verteilungsnetzen*, 2008. ISBN 978-3-940961-04-4.
- MAFO-23** ROGGATZ, C.: *Trainingssimulator für die Führung von elektrischen Systemen mit dezentralen Energieeinspeisungen – Trainingsszenarien und Umsetzung*, 2008. ISBN 978-3-940961-05-1.
- MAFO-24** RUDION, K.: *Aggregated Modelling of Wind Farms*, 2008. ISBN 978-3-940961-14-3.
- MAFO-25** GANJAVI, M. R.: *Protection System Coordination Using Expert System*, 2008. ISBN 978-3-940961-15-0.
- MAFO-26** BOFINGER, S.: *Energieversorgungsnetze mit einem hohen Anteil an photovoltaischer Solarenergie: Standortbestimmung, Solarstromprognose, Netzintegration*, 2008. ISBN 978-3-940961-25-9.
- MAFO-27** STYCZYNSKI, Z. and P. KOMARNICKI: *Distributed and Renewable Power Generation*, 2008. ISBN 978-3-940961-26-6.
- MAFO-28** KOCHETOV, S. V.: *Time- and Frequency-Domain Modeling of Passive Interconnection Structures in Field and Circuit Analysis*, 2008. ISBN 978-3-940961-27-3.
- MAFO-29** MAGDOWSKI, M.: *Entwicklung und Validierung eines Werkzeugs zur Berechnung der elektromagnetischen Einkopplung von stochastischen Feldern in Leitungsstrukturen*, 2008. ISBN 978-3-940961-28-0.
- MAFO-30** SONNEMANN, F.: *Elektromagnetische Effekte an elektrischen Zündmitteln (EED) mit angeschlossener Zündkreiselektronik (ZKE) bei impulsförmiger, breitbandiger Bestrahlung*, 2009. ISBN 978-3-940961-32-7.
- MAFO-31** SMIEJA, T.: *Multikriterielle Planung interregionaler Elektrizitätsnetze im liberalisierten Energiemarkt*, 2009. ISBN 978-3-940961-35-8.
- MAFO-32** HEYDE, C. O.: *Dynamic Voltage Security Assessment for On-Line Control Room Application*, 2010. ISBN 978-3-940961-40-2.
- MAFO-33** STYCZYNSKI, Z. A. and N. I. VOROPAI (EDITORS): *Renewable Energy Systems Fundamentals, Technologies, Techniques and Economics*, 2010. ISBN 978-3-940961-42-6.
- MAFO-34** Styczyński, Z. A. и N. I. Voropai (Editors): *Renewable Energy Systems Fundamentals, Technologies, Techniques and Economics (Russian Version)*, 2010. ISBN 978-3-940961-44-0.
- MAFO-35** STYCZYNSKI, Z. A. and A. LINDEMANN (EDITORS): *Integration of Renewable Energies into the Grid / Proceedings of the Power & Energy Student Summit 2010*, 2010. ISBN 978-3-940961-47-1.
- MAFO-36** STYCZYNSKI, Z. A. und H.-D. MUSIKOWSKI (EDITORS): *Dresdener Kreis Energieversorgung 11*, 2010. ISBN 978-3-940961-51-8.
- MAFO-37** GURBIEL, M. A.: *Definition and Testing of a Digital Interface of a Power Substation*, 2011. ISBN 978-3-940961-54-9.
- MAFO-38** LOMBARDI, P.: *Multi Criteria Optimization of an Autonomous Virtual Power Plant*, 2011. ISBN 978-3-940961-55-6.

- MAFO-39** POWALKO, M.: *Beobachtbarkeit eines elektrischen Verteilungsnetzes – Ein Beitrag zum Smart Grid*, 2011. ISBN 978-3-940961-62-4.
- MAFO-40** STYCZYNSKI, Z. A., K. RUDION, and C. NGUYEN-MAU (EDITORIAL BOARD): *Power System Dynamic Security Assessment*, 2011. ISBN 978-3-940961-61-7.
- MAFO-41** KÄBISCH, M.: *Optimale Dimensionierung und Betriebsführung einer brennstoffzellenbasierten Auxiliary Power Unit im Fahrzeug*, 2011. ISBN 978-3-940961-67-9.
- MAFO-42** STYCZYNSKI, Z. A. und N. I. VOROPAI (EDITORS): *Special Issue Grant 220 Russian Federation SSmart Grid for Efficient Energy Power System for the Future”, Proceedings Volume I*, 2012. ISBN 978-3-940961-74-7.
- MAFO-43** STYCZYNSKI, Z. A., P. KOMARNICKI und A. NAUMANN (EDITORS): *Abschlussbericht Harz.ErneuerbareEnergien-mobility*, 2012. ISBN 978-3-940961-71-6.
- MAFO-44** HEUER, M.: *Diagnosetool für stationär betriebene PEM-Brennstoffzellensysteme*, 2012. ISBN 978-3-940961-77-8.
- MAFO-45** STÖTZER, M.: *Demand Side Integration in elektrischen Verteilnetzen – Potenzialanalyse und Bewertung*, 2012. ISBN 978-3-940961-78-5.
- MAFO-46** MAGDOWSKI, M.: *Vergleich der Einkopplung deterministischer und statistischer elektromagnetischer Felder in Leitungen*, 2012. ISBN 978-3-940961-75-4.
- MAFO-47** NAUMANN, A.: *Leitwarte im Smart Grid*, 2012. ISBN 978-3-940961-81-5.
- MAFO-48** RUDION, K.: *Offshore Power System Planning – Selected Aspects*, 2012. ISBN 978-3-940961-82-2.
- MAFO-49** NGUYEN-MAU, C.: *Electric Power System Stability Enhancement by Voltage Source Converter based High Voltage Direct Current Technology*, 2012. ISBN 978-3-940961-84-6.
- MAFO-50** GUO, H.: *Measurement-Based Load Modeling for Smart Grid Planning*, 2012. ISBN 978-3-940961-86-0.
- MAFO-51** STYCZYNSKI, Z. A.: *Proceedings No. 2 in the Scope of Mega Grant Baikal*, 2013. ISBN 978-3-940961-95-2.
- MAFO-52** STYCZYNSKI, Z. A.: *Proceedings No. 3 in the Scope of Mega Grant Baikal*, 2013. ISBN 978-3-940961-98-3.
- MAFO-53** WENGE, C.: *Optimaler Betrieb von mobilen Speichern im Smart Grid. -Mobilitätsleitwarte-*, 2013. ISBN 978-3-944722-01-6.
- MAFO-54** RÖHRIG, C.: *Smart Distribution Planung unter Berücksichtigung von residualen Lasten*, 2014. ISBN 978-3-944722-06-1.
- MAFO-55** MIDDELSTÄDT, F.: *Research of SEM Poles of Complex Wire Structures*, 2014. ISBN 978-3-944722-07-8.
- MAFO-56** STYCZYNSKI, Z. A. (EDITOR): *Power Network and Renewables – A Scientific Report – 15 Years Research*, 2014. ISBN 978-3-944722-08-5.
- MAFO-57** SOLONINA, N. N., V. S. STEPANOV, and K. V. SUSLOV: *Information technology in intelligent power networks*, 2014. ISBN 978-3-944722-13-9.
- MAFO-58** KREBS, R.: *Fundamentals of Power System Protection*, 2014. ISBN 978-3-944722-15-3.
- MAFO-59** MOSKALENKO, N.: *Optimal Dynamic Energy Management System in Smart Homes*, 2014. ISBN 978-3-944722-16-0.
- MAFO-60** HAUER, I.: *Optimale Last- und Erzeugungsanpassung bei kritischen Netzzuständen – Algorithmen und deren Bewertung*, 2014. ISBN 978-3-944722-18-4.

- MAFO-61** RICHTER, M.: *Dresdner Kreis Elektroenergieversorgung 15, Begleitband zum Workshop 2014*, 2014. ISBN 978-3-944722-21-4.
- MAFO-62** STYCZYNSKI, Z. A., A. RICHTER und P. KÜHNE: *Second ELECON Workshop – Begleitband zum Workshop 2014*, 2014. ISBN 978-3-944722-23-8.
- MAFO-63** BERNSTEIN, P.: *Modellgestützte optimale Betriebsführung von PEM-Brennstoffzellen für autonome Anlagen*, 2015. ISBN 978-3-944722-24-5.
- MAFO-64** RABE, S.: *Betrieb einer Zweipunkt-Offshore-HGÜ-Verbindung – Modelluntersuchungen*, 2015. ISBN 978-3-944722-31-3.
- MAFO-65** ARENDARSKI, B.: *Reliability Assessment of Smart Grids*, 2015. ISBN 978-3-944722-32-0.
- MAFO-66** PAN, X.: *Numerisches EMV-Simulationsverfahren zur Berechnung der Störaussendung elektrischer Antriebssysteme in Hybridfahrzeugen*, 2016. ISBN 978-3-944722-34-4.
- MAFO-67** RICHTER, M.: *PMU-basierte Zustandsabschätzung in Smart Distribution*, 2016. ISBN 978-3-944722-43-6.
- MAFO-68** BIELCHEV, I.: *Adaptiver Distanzschutz im Standard IEC 61850*, 2016. ISBN 978-3-944722-45-0.
- MAFO-69** HASSAN, A.: *Modeling of Single and Double-Shielded Cables for EMC Applications*, 2016. ISBN 978-3-944722-41-2.
- MAFO-70** LIU, X.: *Control of Voltage Source Converter Based High Voltage Direct Current Transmission Systems for Grid Code Compliance*, 2016. ISBN 978-3-944722-46-7.
- MAFO-71** KAISER, M.: *Fusion of Interventional Ultrasound & X-ray*, 2016. ISBN 978-3-944722-51-1.
- MAFO-72** GRIEGER, F.: *Ein Beitrag zur Bestimmung der Zuverlässigkeit von Leistungshalbleiterbauelementen unter Berücksichtigung der Anwendung*, 2016. ISBN 978-3-944722-52-8.
- MAFO-73** LI, M.: *Towards a Robust Electromagnetic Tracking System for Use in Medical Applications*, 2018. ISBN 978-3-944722-66-5.
- MAFO-74** KLABUNDE, C., J. DANCKER, N. GAST, T. SCHRÖTER, F. SCHULZ, J. ROSSBERG und A. RICHTER: *Statusbericht der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg zum Verbundprojekt: Intelligentes Multi-Energie-System (SmartMES)*, 2018. ISBN 978-3-944722-69-6.
- MAFO-75** SCHRÖTER, T.: *19. Dresdner Kreis Elektroenergieversorgung, Begleitband zum Workshop 2018 in Magdeburg*, 2018. ISBN 978-3-944722-79-5.
- MAFO-76** KLABUNDE, C., J. DANCKER, N. GAST, T. SCHRÖTER, F. SCHULZ und J. ROSSBERG: *Intelligentes Multi-Energie-System (SmartMES) – Statusbericht der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg zum Verbundprojekt, 2. Statusseminar 04. April 2019 in Magdeburg*, 2019. ISBN 987-3-944722-80-1.
- MAFO-77** HELM, S., J. DANCKER, M. FRITSCH und T. SCHRÖTER: *Power and Energy Student Summit 2019, 09.–11. Juli*, 2019. ISBN 978-3-944722-84-9.
- MAFO-78** CHYCHYKINA, I.: *Comparison of Different Redispatch Optimization Strategies*, 2019. ISBN 978-3-944722-89-4.
- MAFO-79** BALISCHEWSKI, S.: *Multifunktionaler Einsatz von Batteriespeichern in elektrischen Verteilnetzen*, 2020. ISBN 978-3-944722-92-4.
- MAFO-80** PETZOLD, J.: *Analytische Beschreibung der Kopplung elektromagnetischer Felder durch Aperturen in Resonatoren*, 2020. ISBN 978-3-944722-91-7.

- MAFO-81** MIDDELSTÄDT, L.: *Transiente Effekte in leistungselektronischen Schaltungen mit schnellschaltenden Leistungshalbleitern unter besonderer Berücksichtigung der elektromagnetischen Verträglichkeit*, 2020. ISBN 978-3-944722-95-5.
- MAFO-82** LIU, Y.: *Contribution to Improve the EMI Performance of Electrical Drive Systems in Vehicles With Special Consideration of Power Semiconductor Modules*, 2021. ISBN 978-3-948749-01-9.
- MAFO-83** GERLACH, A.: *Regelung von direktangetriebenen elektrischen Maschinen für Verbrennungsmotoren*, 2021. ISBN 978-3-948749-03-3.
- MAFO-84** ZHANG, Y.: *Analysis and Control of Resonances in HVDC Connected DFIG-Based Offshore Wind Farms*, 2021. ISBN 978-3-948749-05-7.
- MAFO-85** PANNICKE, E.: *Empfangsspulen für bildgeführte Eingriffe mittels Magnetresonanztomographie*, 2021. ISBN 978-3-948749-12-5.
-