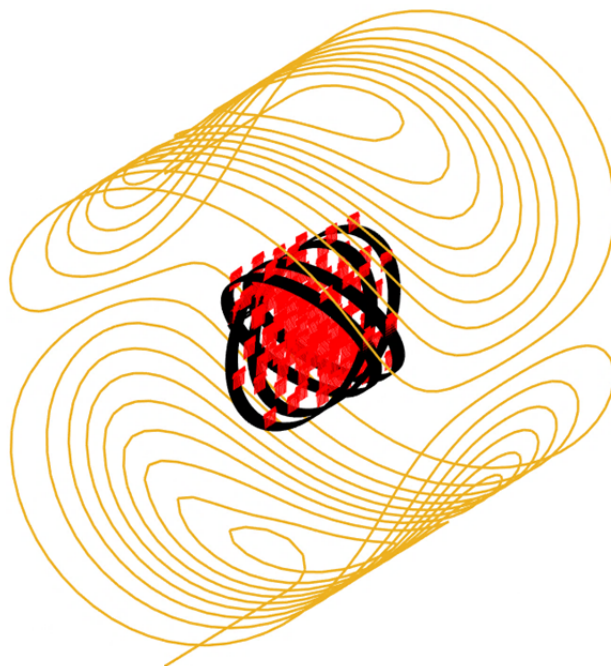


**Aus dem Institut für Medizintechnik  
der Universität zu Lübeck  
Direktor: Prof. Dr. rer. nat. Thorsten M. Buzug**

# Aufbau und Inbetriebnahme eines Kleintier-MPI-Systems



Inauguraldissertation  
zur Erlangung der Doktorwürde  
der Universität zu Lübeck

Aus der Sektion Informatik / Technik

vorgelegt von

**Jan Stelzner**  
aus Lübeck

Lübeck 2022



1. Berichtstatter: Prof. Dr. rer. nat. Thorsten M. Buzug

2. Berichtstatter: Prof.

Tag der mündlichen Prüfung:

Zum Druck genehmigt. Lübeck, den



# Abstract

Magnetic Particle Imaging (MPI) is an imaging technique, that was initially presented in 2005 by Bernhard Gleich and Jürgen Weizenecker. The underlying principle is based on the detection of nanoparticles caused by their nonlinear magnetization behaviour. By generating an alternating magnetic field, the excitation field, and a constant or low-frequency field, the selection field, a concept for the spatially encoded measurement of particle concentrations was developed. The homogeneous excitation field undergoes a harmonic distortion by the particles that can be assigned to a certain area within the measurement field by utilizing the selection field. According to the setup and control of the field generator, this area is characterized by a field-free point (FFP) or a field-free line (FFL).

The main subject of this work is a setup that was originally planned as an FFP system and was implemented due to its development process after several optimization steps as a cylindrical field generator with the option of FFL spatial-encoding. As the starting point of this work, the field generator and parts of its periphery were already existing or near to their completion. The field generator is characterized by a bore diameter of 180 mm, which makes it significantly larger than a major part of existing preclinical MPI scanners. Because all components of the field generator can be controlled independently, it offers the option of varying the shape and the strength of the selection field.

The activities that are elaborated within the scope of this dissertation mostly lie in the field of electrical engineering but also contain interdisciplinary aspects. The first three chapters contain, besides an introduction, the fundamentals and explain the functional principle of MPI in general. The subsequent four chapters involve the completion and optimization of the signal chain, the control and adjustment of the field generator, the design and construction of dedicated receive coils and the acquisition and processing of spectral data. The concrete aim of this work is the reconstruction of a distribution of magnetic nanoparticles by means of the examined system.



# Kurzfassung

Magnetic Particle Imaging (MPI) ist ein bildgebendes Verfahren, das erstmals 2005 von Bernhard Gleich und Jürgen Weizenecker präsentiert wurde. Das Grundprinzip besteht in der Detektion von Nanopartikeln aufgrund ihres nichtlinearen Magnetisierungsverhaltens. Durch die Erzeugung eines magnetischen Wechselfeldes, dem Anregungsfeld, und eines konstanten oder niederfrequenten Magnetfeldes, dem Selektionsfeld, konnte ein Konzept zur ortskodierten Vermessung von Partikelkonzentrationen entwickelt werden. Das homogene Anregungsfeld erfährt eine harmonische Verzerrung durch die Partikel, die mit Hilfe des Selektionsfeldes einem bestimmten Bereich im Messfeld zugeordnet werden können. Je nach Aufbau und Ansteuerung des Feldgenerators wird dieser Bereich durch einen feldfreien Punkt (FFP) oder eine feldfreie Linie (FFL) charakterisiert. Hauptgegenstand dieser Arbeit ist ein Aufbau, der in seinen Anfängen als FFP-System geplant wurde und in seinem Entwicklungsprozess nach mehreren Optimierungsschritten als zylindrischer Feldgenerator mit der Option der FFL-Ortskodierung implementiert wurde. Als Ausgangspunkt dieser Arbeit waren der Feldgenerator und Teile seiner Peripherie bereits vorhanden oder befanden sich kurz vor der Fertigstellung. Der Feldgenerator zeichnet sich durch einen Innendurchmesser von 180 mm aus, wodurch er deutlich größer ist als ein Großteil bestehender präklinischer MPI-Scanner. Da alle Komponenten des Feldgenerators elektrisch unabhängig voneinander angesteuert werden können, bietet er die Möglichkeit, das Selektionsfeld in seiner Form und Stärke zu variieren.

Die Tätigkeiten, die im Rahmen dieser Dissertation ausgearbeitet wurden, liegen vorrangig im Bereich der Elektrotechnik, beinhalten aber auch disziplinübergreifende Aspekte. Die ersten drei Kapitel der Arbeit umfassen neben einer Einleitung die theoretischen Grundlagen und erklären das Funktionsprinzip von MPI im Allgemeinen. In den anschließenden vier Kapiteln geht es um die Ergänzung und Optimierung der Signalkette, die Ansteuerung und Abstimmung des Feldgenerators, das Design und die Konstruktion dedizierter Empfangsspulen und die Akquirierung und Verarbeitung spektraler Daten. Das konkrete Ziel dieser Arbeit ist die Rekonstruktion einer Verteilung magnetischer Nanopartikel mit Hilfe des untersuchten Systems.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
1.1	Hintergrund . . . . .	2
1.2	Gliederung der Arbeit . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Grundlegende Gleichungen der Elektrodynamik . . . . .	6
2.1.1	Die Maxwell-Gleichungen und deren Bezug zu dieser Arbeit . . . . .	6
2.1.2	Materialgleichungen der Elektrodynamik und deren Bezug zu dieser Arbeit . . . . .	9
2.2	Der elektrische Widerstand . . . . .	10
2.2.1	Der Temperaturkoeffizient in elektrischen Leitern . . . . .	11
2.2.2	Der Skin-Effekt und der Proximity-Effekt . . . . .	12
2.3	Magnetismus der Materie . . . . .	14
2.3.1	Ferro- und Ferrimagnetismus . . . . .	14
2.3.2	Para- und Diamagnetismus . . . . .	16
2.3.3	Superparamagnetismus . . . . .	17
2.4	Das Gesetz von Biot-Savart . . . . .	19
2.5	Passive elektrische Bauteile . . . . .	20
2.5.1	Spulen und Induktivitäten . . . . .	20
2.5.2	Kondensatoren und Kapazitäten . . . . .	21
2.5.3	Elektrische Schwingkreise . . . . .	22
2.6	Signalübertragung . . . . .	23
2.6.1	Asymmetrische Signalübertragung . . . . .	25
2.6.2	Symmetrische Signalübertragung . . . . .	25

2.6.3	Symmetrierglieder, Übertrager und Transformatoren . . . . .	25
2.6.4	Impedanzanpassung . . . . .	27
<b>3</b>	<b>Magnetic Particle Imaging</b>	<b>31</b>
3.1	Das Grundprinzip von MPI . . . . .	32
3.2	Magnet-Partikel-Spektroskopie . . . . .	34
3.3	Der Aufbau der Signalkette eines MPI-Systems . . . . .	37
3.3.1	Die Sendekette . . . . .	39
3.3.2	Die Empfangskette . . . . .	39
3.3.3	Methoden zur Separation von Sende- und Empfangssignal . . . . .	40
3.3.4	Störquellen . . . . .	41
3.4	Die Ortskodierung und der Selektionsfeldgenerator . . . . .	43
3.4.1	Der feldfreie Punkt . . . . .	43
3.4.2	Die feldfreie Linie . . . . .	49
3.5	Empfangsspulentopologien . . . . .	56
3.5.1	Gradiometrische Empfangsspulen . . . . .	56
3.5.2	Magnetischer Dipol auf Grundlage von gekippten Zylinderspulen . . . . .	58
3.6	Rekonstruktion . . . . .	59
3.6.1	Rekonstruktion auf Basis des Frequenzspektrums . . . . .	60
3.6.2	Rekonstruktion auf Basis des Zeitsignals . . . . .	64
<b>4</b>	<b>Die Signalkette</b>	<b>67</b>
4.1	Der Sendepfad . . . . .	68
4.1.1	Bereitstellung elektrischer Leistung . . . . .	68
4.1.2	Das Sendefilter . . . . .	69
4.1.3	Durchführungsfiler . . . . .	74
4.1.4	Impedanzanpassung der Anregungsfeldspulen . . . . .	74
4.1.5	Kopplung und Entkopplung der Anregungsfeldspulen . . . . .	76
4.1.6	Das Design der Induktivitäten und Variometer . . . . .	80
4.1.7	Wahl der Kondensatoren . . . . .	83
4.2	Der Empfangspfad . . . . .	84
4.2.1	Das Empfangsfilter . . . . .	84

---

4.2.2	Signalverstärker und Schnittstelle zur Datenverarbeitung . . . . .	87
4.3	Ergebnisse . . . . .	87
4.3.1	Kleinsignalverhalten des Sendefilters . . . . .	88
4.3.2	Großsignalverhalten des Sendefilters . . . . .	88
4.3.3	Kleinsignalverhalten des Empfangsfilter . . . . .	91
4.3.4	Impedanzanpassung und Entkopplung der Anregungsfeldspulen .	91
4.3.5	Impedanzanalyse am Selektionsfeldgenerator . . . . .	92
4.4	Diskussion und Zusammenfassung . . . . .	96
<b>5</b>	<b>Der Feldgenerator</b>	<b>101</b>
5.1	Konzept des untersuchten Feldgenerators . . . . .	103
5.1.1	Der Aufbau des Anregungsfeldgenerators . . . . .	104
5.1.2	Der Aufbau des Selektionsfeldgenerators . . . . .	106
5.2	Kühlung und Temperaturüberwachung . . . . .	108
5.2.1	Kühlungssystem . . . . .	109
5.2.2	Temperatursensoren . . . . .	110
5.3	Feldvermessung . . . . .	112
5.3.1	Vermessung des Anregungsfeldes . . . . .	113
5.3.2	Vermessung des Selektionsfeldes . . . . .	115
5.4	Ergebnisse . . . . .	117
5.4.1	Anregungsfeld . . . . .	117
5.4.2	Selektionsfeld . . . . .	118
5.4.3	Superposition der Felder . . . . .	122
5.5	Diskussion und Zusammenfassung . . . . .	127
<b>6</b>	<b>Die Empfangsspulentopologie</b>	<b>129</b>
6.1	Die Entwicklung der verwendeten Empfangsspulentopologie . . . . .	130
6.1.1	Anregungsfeld-kompensierende Empfangsspule . . . . .	130
6.1.2	Magnetischer Dipol auf Grundlage gekippter Zylinderspulen . . .	131
6.1.3	Kombination der Empfangsspulenkonzepte . . . . .	132
6.2	Messung . . . . .	137
6.2.1	Anregungsfeld-kompensierende Empfangsspule . . . . .	137
6.2.2	Magnetischer Dipol auf Grundlage gekippter Zylinderspulen . . .	137

6.2.3	Kombination der Empfangsspulenkonzepte . . . . .	139
6.3	Ergebnisse . . . . .	139
6.3.1	Die Anregungsfeld-kompensierende Empfangsspulentopologie . .	140
6.3.2	Magnetischer Dipol auf Grundlage gekippter Zylinderspulen . . .	141
6.3.3	Kombination der Empfangsspulenkonzepte . . . . .	142
6.4	Diskussion und Zusammenfassung . . . . .	143
<b>7</b>	<b>Bildrekonstruktion</b>	<b>147</b>
7.1	Messung . . . . .	148
7.1.1	Aufnahme eines Leer- und Partikelspektrums . . . . .	148
7.1.2	Eindimensionale Systemmatrixaufnahme . . . . .	151
7.1.3	Zweidimensionale Systemmatrixaufnahme . . . . .	152
7.1.4	Rekonstruktion . . . . .	155
7.2	Ergebnisse . . . . .	160
7.2.1	Signalspektren . . . . .	161
7.2.2	Eindimensionale Systemmatrix und Rekonstruktion . . . . .	162
7.2.3	Zweidimensionale Systemmatrix und Rekonstruktion . . . . .	165
7.3	Diskussion und Zusammenfassung . . . . .	169
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>175</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>179</b>
	<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>195</b>

# 1

## Einführung

### Inhalt

---

<b>1.1 Hintergrund</b> . . . . .	<b>2</b>
<b>1.2 Gliederung der Arbeit</b> . . . . .	<b>3</b>

---

Im Jahr 2005 stellten Bernhard Gleich und Jürgen Weizenecker erstmals das Konzept für eine neue Modalität der medizinischen Bildgebung vor: Die Magnet-Partikel-Bildgebung oder Magnetic Particle Imaging (MPI) [1]. Das Grundprinzip basiert auf der nichtlinearen Verzerrung eines elektrischen Signals durch magnetische Nanopartikel (MNPs) innerhalb eines betrachteten Messvolumens. Diese werden durch ein rein sinusförmiges Wechselfeld, das im Messvolumen in der Regel homogen ist, magnetisiert. Durch die Überlagerung mit einem statischen oder niederfrequenten, inhomogenen Magnetfeld kann eine Ortskodierung erreicht werden. Durch geeignete Rekonstruktionsverfahren lassen sich hierdurch mehrdimensionale Bilder berechnen, welche die örtliche Verteilung und Konzentration der MNPs abbilden.

Das Potenzial dieses bildgebenden Konzeptes liegt in der hohen Sensitivität, Echtzeitfähigkeit, Quantifizierbarkeit und der örtlichen Auflösung im Millimeterbereich und kann somit eine wertvolle Ergänzung zu bestehenden und etablierten Bildgebungsverfahren wie der Magnetresonanztomografie (MRT) oder der Computertomografie (CT) bieten.

Im Gegensatz zu Modalitäten wie den zuletzt genannten bildet MPI ausschließlich das Tracer-Material, hier die MNPs, ab. Das umgebende Gewebe trägt dementsprechend nicht zum Signal bei, das für die Bildgebung verwendet wird, und ist für MPI unsichtbar. Um zusätzliche Informationen zu der Umgebung des Tracers zu erhalten, werden bereits Ansätze verfolgt, MPI mit anderen bildgebenden Modalitäten sequentiell oder simultan zu kombinieren[2][3].

Eine weiteres Beispiel für die Anwendung von MPI ist neben der reinen Bildgebung auch der therapeutische Ansatz der Hyperthermie [4]. Hier besteht das Vorhaben darin, gezielt definierte Bereiche zu erhitzen, um beispielsweise Tumorgewebe abzutöten. Weitere Anwendungsmöglichkeiten im Zusammenhang mit MPI-Systemen sind die Visualisierung beziehungsweise Ortung von Stammzellen[5], Messungen von Viskosität [6] und auch magnetische Manipulation [7].

Hauptgegenstand dieser Arbeit ist ein MPI-System, dessen zylinderförmig arrangierter Feldgenerator einen inneren Durchmesser von 180 mm aufweist und damit für präklinische Messungen an Tieren wie Kaninchen oder Minischweinen geeignet ist. Eine bündige Abhandlung der Ergebnisse, die im Rahmen dieser Doktorarbeit entstanden sind, wurde 2022 im Journal of Magnetics and Magnetic Materials publiziert [8].

## 1.1 Hintergrund

Seit der ersten Veröffentlichung des Konzepts von MPI und der Präsentation entsprechender Messergebnisse, die in den Laboren von Philips entstanden und ein schlagendes Mäuseherz durch MPI visualisieren [9], erfreut sich die MPI-Gemeinschaft weltweit kontinuierlichen Wachstums.

Der Themenkomplex MPI ist weitreichend und stark interdisziplinär. Fachrichtungen wie Elektrotechnik [10], Partikelphysik [11], Mathematik [12], Informatik [13], Chemie [14] und Radiologie [15] finden stets Anwendung in MPI. Konkreter lassen sich die Herausforderungen im Themenfeld von MPI in Instrumentierung[16], Partikelcharakterisierung [17] und -synthese [18], Simulation [19], Rekonstruktion [20] und Anwendung [21] unterteilen. Der Hauptschwerpunkt im Rahmen dieser Doktorarbeit wiederum liegt im Bereich der Instrumentierung.

Die Methoden für die Ortskodierung in MPI lassen sich im Wesentlichen in zwei Hauptkategorien unterteilen: Bei der einen wird ein feldfreier Punkt (FFP) erzeugt, in dessen näherungsweise elliptischen Umgebung das Nutzsignal erzeugt wird [22]. Die ersten Aufbauten bedienen sich dieser Technologie, um Bilder zu erzeugen, so zum Beispiel auch bei der Akquirierung der bewegten Bilder des schlagenden Mäuseherzens. Die

zweite Hauptkategorie wurde 2008 durch Jürgen Weizenecker und andere vorgestellt und verwendet im Gegensatz zu einem FFP eine feldfreie Linie (FFL), in deren Einflussbereich wiederum das Partikelsignal erzeugt wird [23]. Das in dieser Arbeit betrachtete MPI-System hat als Ziel, Bilder mit Hilfe einer FFL zu erzeugen, ist aber ebenso in der Lage, Bilder durch einen FFP zu akquirieren.

## 1.2 Gliederung der Arbeit

Diese Arbeit ist in acht Teile gegliedert: In diesem ersten Kapitel 1, der Einführung, wird das Thema grob umrissen und der zugrundeliegende Hintergrund dargelegt. Kapitel 2 beschäftigt sich mit den physikalischen Grundlagen, auf die MPI zurückgreift. Hierzu zählen grundlegende Gleichungen der Elektrodynamik, die Prinzipien von reaktiven Elementen und elektrischen Schwingkreisen sowie Grundlagen bezüglich Magnetismus. Kapitel 3 der Arbeit beschäftigt sich mit MPI. Die Basis, auf der das Funktionsprinzip von MPI fußt, wird näher erläutert, die oben genannten unterschiedlichen Ortskodierungstechniken werden detaillierter beschrieben, gängige Rekonstruktionsmethoden werden erläutert und der gängige Aufbau der Signalkette eines MPI-Systems wird vorgestellt.

Die folgenden vier Kapitel widmen sich den thematischen Komponenten des konkreten Systems, welches Gegenstand dieser Arbeit ist. Jedes dieser Kapitel ist so strukturiert, dass zunächst der Zweck, das Ziel und die Motivation für die entsprechenden Komponente angerissen wird und das zugrundeliegende Material und die angewandten Methoden und Messprozesse beschrieben werden. In einem weiteren Abschnitt werden die dadurch erlangten Ergebnisse präsentiert. Abschließend werden diese Ergebnisse diskutiert und das Kapitel zusammengefasst.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Untersuchung der Signalkette. Das System und seine Bestandteile werden systemtheoretisch betrachtet und mit Methoden der Netzwerkanalyse untersucht. Das Kapitel 5 befasst sich mit dem Herzstück des Systems: dem Feldgenerator. Die einzelnen Elemente des Generators und die geometrischen wie elektrischen Parameter werden beschrieben. Der Schwerpunkt der Messungen und Ergebnisse befassen sich hier vor allem mit den generierten Magnetfeldern. Zur Aufnahme der durch eine Partikelkonzentration induzierten Spannungsänderung sind ausgeklügelte Empfangsspulen von entscheidender Bedeutung. Hiermit befasst sich Kapitel 6. Kapitel 7 baut auf den vorangegangenen Kapiteln auf und beschreibt, wie aus den gewonnen Erkenntnissen und entwickelten Systemkomponenten Bilder der Verteilungen magnetischer Partikel rekonstruiert werden. Abschließend wird die Arbeit in Kapitel 8 zusammengefasst, ein Fazit formuliert und ein Ausblick gegeben.



# 2

## Grundlagen

### Inhalt

---

<b>2.1</b>	<b>Grundlegende Gleichungen der Elektrodynamik</b>	<b>6</b>
<b>2.2</b>	<b>Der elektrische Widerstand</b>	<b>10</b>
<b>2.3</b>	<b>Magnetismus der Materie</b>	<b>14</b>
<b>2.4</b>	<b>Das Gesetz von Biot-Savart</b>	<b>19</b>
<b>2.5</b>	<b>Passive elektrische Bauteile</b>	<b>20</b>
<b>2.6</b>	<b>Signalübertragung</b>	<b>23</b>

---

In diesem Kapitel sollen die Grundlagen für das Verständnis der Funktionsweise von MPI dargelegt werden. Es beginnt mit Abschnitt 2.1, in dem eine allgemein gefasste Abhandlung über die Maxwell-Gleichungen erweitert durch die Materialgleichungen in elektromagnetischen Medien erfolgt. Mit einer direkten Erläuterung des Bezuges zu MPI wird der Zusammenhang zu dieser Arbeit hergestellt. Da die Erzeugung von magnetischen und elektrischen Feldern stets mit Energieverlusten einhergeht und der Fokus dieser Arbeit auf der Instrumentierung liegt, widmet sich Abschnitt 2.2 dem elektrischen Widerstand und den einhergehenden Wärmeverlusten. Das Konzept von MPI fußt vor allem auf der Wechselwirkung von magnetischen Materialien mit magnetischen Feldern. Dieser Zusammenhang wird in Abschnitt 2.3 ausgeführt. Die Methode zur Berechnung

magnetischer Felder im Rahmen dieser Arbeit macht sich das Gesetz von Biot-Savart zu Nutze, welches in Abschnitt 2.4 dargelegt wird. Abschließend bilden die Abschnitte 2.5 und 2.6 die Grundlage für die Funktionsweise, das Design und die Dimensionierung von elektrischen Netzwerken wie sie in diesem System benötigt werden beziehungsweise verbaut wurden.

## 2.1 Grundlegende Gleichungen der Elektrodynamik

Der folgende Abschnitt behandelt die allgemeinen Grundlagen, in Form der Maxwell-Gleichungen im Unterabschnitt 2.1.1. Dieses mathematische Modell zur Beschreibung elektromagnetischer Phänomene wird in Abschnitt 2.1.2 durch die Materialgleichungen ergänzt. Zudem wird jeweils ein konkreter Bezug zur Thematik dieser Arbeit dargelegt.

### 2.1.1 Die Maxwell-Gleichungen und deren Bezug zu dieser Arbeit

Zur Beschreibung der klassischen Elektrodynamik erarbeitete James Clerk Maxwell im 19. Jahrhundert mathematische Zusammenhänge, die heute als die Maxwell-Gleichungen bekannt sind [24]. Aus diesen geht hervor, in welcher Weise Größen wie die elektrische Feldstärke  $\mathbf{E}$  und die magnetische Flussdichte  $\mathbf{B}$  miteinander verknüpft sind und legen dar, wie diese berechnet werden können. Vorausgesetzt ist, dass deren verursachende Größen, eine elektrische Ladungsdichte  $\rho$  oder eine elektrische Stromdichte  $\mathbf{J}$ , spezifiziert wurden.

Die erste Maxwell-Gleichung beschreibt mathematisch das Phänomen, dass eine Verteilung elektrischer Ladung stets als Quelle elektrischer Felder fungiert. Dieser Zusammenhang, auch als Gaußsches Gesetz bekannt, kann in differenzieller Form durch die Gleichung

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.1)$$

beschrieben werden. Hierbei enthält der Nabla-Operator  $\nabla = (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$  die partiellen Ableitungsoperatoren der Raumkoordinaten. Dabei sei angemerkt, dass das Skalarprodukt von  $\nabla$  mit einem Feldvektor die Divergenz beschreibt und somit eine quantitative Aussage über die Quelle ermöglicht.  $\rho$  ist die elektrische Ladungsdichte und  $\epsilon_0 = 8,854\,187 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$  ist die elektrische Feldkonstante. Für elektrische Netzwerke ergibt sich zudem unmittelbar das 1. Kirchhoffsche Gesetz oder die so genannte Knotenpunktregel: In jedem Punkt innerhalb eines elektrischen Netzwerks ist die Sum-

me der zu- und abfließenden Ströme  $I_k$  äquivalent. Damit ist die Summe der elektrischen Ströme in jedem Punkt null. Folglich gilt

$$\sum_{k=1}^n I_k = 0. \quad (2.2)$$

Ein unmittelbarer Bezug zu dieser Arbeit spiegelt sich in der Wahl der reaktiven elektrischen Bauteile wider, die ihrerseits zu elektromagnetischen Schwingkreisen zusammengefasst werden. Diese sind wiederum entscheidend für die kapazitive Impedanzanpassung und das Design von Frequenzfiltern, auf die in Abschnitt 2.5.3 näher eingegangen werden.

Die zweite Maxwell-Gleichung wird auch als das Gaußsche Gesetz für Magnetfelder bezeichnet. Dies sagt aus, dass magnetische Feldlinien nicht divergieren. Mathematisch ausgedrückt gilt also

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (2.3)$$

Daraus folgt, dass in jedes endliche oder infinitesimal kleine Volumen im Raum exakt der gleiche magnetische Fluss eintritt, der dieses auch verlässt. Anders ausgedrückt sind magnetische Felder generell quellenfrei. Es existieren somit keine magnetischen Monopole. Daraus kann auch geschlossen werden, dass magnetische Feldlinien grundsätzlich geschlossen sind und damit ausschließlich Wirbelfelder bilden. Dadurch ergibt sich im praktischen Kontext allgemein auch, dass Streufelder zu berücksichtigen sind. Für das Design von Frequenzfiltern wird dort, wo elektromagnetische Spulen zum Einsatz kommen, daher auch auf torusförmige Kerne zurückgegriffen, um Streufelder so gering wie möglich zu halten und die Ausbreitung der geschlossenen magnetischen Feldlinien möglichst auf den Kern der Induktivität zu beschränken. In den elektromagnetischen Feldgeneratoren, wo ein toroidförmiges Design nicht anwendbar ist, ist stets zu vermeiden, dass Materialien, die nicht unmittelbar im betrachteten Messfeld (**F**ield of **V**iew, FOV) lokalisiert sind, zu einem Störsignal beitragen.

Die dritte Maxwell-Gleichung führt das Induktionsgesetz aus und wird mathematisch durch

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

ausgedrückt. Das Vektorprodukt von  $\nabla$  mit einem Feldvektor beschreibt die Rotation. Mit dieser mathematischen Operation lässt sich das Wirbelfeld berechnen, welches sich daraus ergibt. Mit anderen Worten erzeugt eine zeitliche Änderung eines magnetischen

Flusses ein elektrisches Wirbelfeld. Das negative Vorzeichen drückt aus, dass das Wirbelfeld seinerseits einen Strom erzeugt, welcher ein Magnetfeld generiert, das dem ursprünglichen entgegenwirkt. Dieses Phänomen wird auch als Lenzsche Regel bezeichnet. Aus dem Induktionsgesetz ergeben sich im Zusammenhang mit dieser Arbeit wichtige Gesetzmäßigkeiten. Ein Prinzip, welches hierauf beruht, ist die Veränderung der magnetischen Flussdichte durch den Einsatz von Spulen, in die das Signal in Form einer Spannung

$$U = \int \mathbf{E} d\mathbf{s} \quad (2.5)$$

mit  $\mathbf{s}$  als Integrationsweg überführt und gemessen wird. Dieser überaus entscheidende Zusammenhang lässt sich durch Kombination der Gleichungen (2.3) und (2.5) verdeutlichen. Aus diesen beiden Gleichungen ergibt sich für die induzierte Spannung

$$U_{\text{ind}} = -\frac{\partial \phi}{\partial t}. \quad (2.6)$$

Dabei beschreibt die an dieser Stelle eingeführte Größe  $\phi$  den magnetischen Fluss und ist mit

$$\phi = \int \mathbf{B} d\mathbf{A} \quad (2.7)$$

die über eine Fläche  $\mathbf{A}$  integrierte magnetische Flussdichte. Anders ausgedrückt induziert der Anteil eines zeitlich veränderlichen magnetischen Flusses, welcher eine Fläche senkrecht durchtritt, die durch eine Leiterschleife aufgespannt wird, die Spannung  $U_{\text{ind}}$  in die Enden dieser Leiterschleife. Ein weiteres Gesetz, das im Allgemeinen für das Design und die Berechnung elektrischer Schaltungen und Netzwerke von großer Bedeutung ist, ist die Maschenregel oder das 2. Kirchhoffsche Gesetz:

$$\sum_{k=1}^n U_k = 0. \quad (2.8)$$

Dies beschreibt, dass die Summe der einzelnen Spannungen  $U_k$  innerhalb eines geschlossenen Umlaufs eines elektrischen Netzwerks null ergibt. Streng genommen hat das zweite Kirchhoffsche Gesetz seine Gültigkeit nur in der Abwesenheit von zeitlich veränderlichen externen magnetischen Flussdichten. Die Präsenz solcher kann anderenfalls in Form zusätzlicher Spannungsquellen berücksichtigt werden. Eine Anwendung in Bezug auf diese Arbeit ergibt sich bei dem Design und der Berechnung des Netzwerks zur Impedanzanpassung (IA) und dem Filterdesign. Im Allgemeinen sind beide Kirchhoffschen Gesetze wichtige Werkzeuge im Umgang mit elektrischen Schaltungen.

Die vierte Maxwell-Gleichung bildet das Ampèresche Durchflutungsgesetz ab und erweitert beziehungsweise verallgemeinert es durch die Einführung von Verschiebungsströmen. Dies besagt, dass elektrische Ströme ein magnetisches Wirbelfeld verursachen und bildet in gewisser Weise eine Analogie zum Induktionsgesetz. Es gilt

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2.9)$$

wobei  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  die magnetische Feldkonstante und  $\mathbf{J}$  die elektrische Stromdichte, genauer die Dichte des Konvektionsstroms, ist. Der Term  $\epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$  repräsentiert wiederum die Dichte des Verschiebungsstroms, welche beispielsweise im Dielektrikum eines Kondensators zum Tragen kommt. Dort fließen im Wesentlichen keine Konvektionsströme, allerdings können dort zeitlich veränderliche elektrische Felder erzeugt werden, die ebenfalls magnetische Wirbelfelder verursachen. Im Hinblick auf diese Arbeit spielt der Durchflutungssatz bei der Berechnung und Simulation von magnetischen Feldern eine wichtige Rolle. Aus diesem geht auch das Gesetz von Biot-Savart hervor, welches in Abschnitt 2.27 näher beschrieben wird.

## 2.1.2 Materialgleichungen der Elektrodynamik und deren Bezug zu dieser Arbeit

Um die Wirkung elektrischer und magnetischer Felder auf Materie zu beschreiben, werden die Maxwell-Gleichungen um die Materialgleichungen der Elektrodynamik ergänzt. Die erste dieser beiden Gleichungen verknüpft im Wesentlichen die elektrische Feldstärke  $\mathbf{E}$  mit der elektrischen Flussdichte  $\mathbf{D}$  durch die Permittivität  $\epsilon$ .

$$\mathbf{D} = \epsilon \cdot \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.10)$$

Mit der Polarisation  $\mathbf{P}$  wird an dieser Stelle eine neue Größe eingeführt. Diese entsteht dadurch, dass sich die elektrischen Dipole in dem vom elektrischen Fluss durchströmten Medium, dem Dielektrikum, durch das elektrische Feld ausrichten. Somit kann eine Verdichtung des elektrischen Flusses beobachtet werden. Die Permittivität  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$  ergibt sich aus dem Produkt der in Abschnitt 2.1.1 eingeführten elektrischen Feldkonstante und der materialspezifischen relativen Permittivität. Angemerkt sei an dieser Stelle, dass diese im Allgemeinen komplex und anisotrop ist, außerdem abhängig von der Temperatur, Frequenz und Feldstärke.

Analog zu (2.10) gilt für magnetische Felder ein ähnlicher Zusammenhang: Hier wird die magnetische Flussdichte  $\mathbf{B}$  mit der magnetischen Feldstärke  $\mathbf{H}$  über die magnetische

Permeabilität  $\mu$  verknüpft.

$$\mathbf{B} = \mu \cdot \mathbf{H} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.11)$$

Der Effekt des extern erzeugten Magnetfeldes auf das durchflossene magnetische Medium findet sich in Form der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  wieder. Hier richten sich die magnetischen Momente im Medium in gewisser Weise (detaillierter in Abschnitt 2.3), verursacht durch das äußere Magnetfeld, aus. Quantitativ spiegelt sich dies in der materialspezifischen relativen Permeabilität  $\mu_r$ , welche multipliziert mit der in Abschnitt 2.1.1 erwähnten magnetischen Feldkonstante die Permeabilität  $\mu$  ergibt. Wie auch für die Permittivität gilt für die Permeabilität, dass sie nur in einer stark vereinfachten Näherung als konstante, skalare Größe betrachtet werden kann. Auch diese ist verallgemeinert ein komplexer Tensor, der von diversen Parametern abhängt. Vor allem die Abhängigkeit von der Feldstärke ist hier von Bedeutung, da sie das Fundament ist, auf dem MPI fußt.

Eine dritte Relation, die ebenfalls oft im Kontext der Materialgleichungen der Elektrodynamik genannt wird, ist im Wesentlichen eine lokale Betrachtung des Ohmschen Gesetzes, welche in Abschnitt 2.2 noch weiter ausgeführt wird. Hier lässt sich der Zusammenhang zwischen der Stromdichte  $\mathbf{J}$  und der elektrischen Feldstärke  $\mathbf{E}$  mit Hilfe der spezifischen Leitfähigkeit  $\sigma$  ausdrücken:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}. \quad (2.12)$$

Hierbei sei angemerkt, dass die Leitfähigkeit  $\sigma$  im Allgemeinen ein Tensor ist und dementsprechend richtungsabhängig sein kann. In einem makroskopischen Zusammenhang mit dieser Arbeit gilt dies beispielsweise für die verwendete Hochfrequenz-Litze (HF-Litze), die aus Einzeldrähten besteht, die untereinander elektrisch isoliert sind. Somit besitzt das Kabel in die vorgesehene Stromrichtung eine hohe Leitfähigkeit, während das Kabel in orthogonale Richtung isoliert und damit eine niedrige Leitfähigkeit besitzt.

## 2.2 Der elektrische Widerstand

Ein elementarer Zusammenhang, der stets in jedem Bereich der Elektrotechnik eine gewisse Rolle spielt, beschreibt das Ohmsche Gesetz durch Gleichung (2.13). Dies legt das Verhältnis eines elektrischen Stroms durch einen Leiter und der dort angelegten Spannung dar. Es gilt

$$I = \frac{U}{R}, \quad (2.13)$$

wobei neben Gleichung (2.5) für die Stromstärke

$$I = \int \mathbf{J} d\mathbf{A} \quad (2.14)$$

gilt. Hierbei ist anzumerken, dass der Widerstand nur in einer stark vereinfachten Betrachtung konstant ist. Der Wert ist von Faktoren wie der Frequenz, der Temperatur und auch der Richtung abhängig.

Ist der Widerstand nicht bekannt, jedoch das leitende Medium beziehungsweise dessen Leitfähigkeit sowie die geometrischen Parameter, so lässt sich hieraus der Widerstand berechnen. Im Falle einfacher Strukturen mit konstantem Querschnitt und einem isotropen homogenen Leiter ergibt sich

$$R = R' \cdot l = \rho \cdot \frac{l}{A}. \quad (2.15)$$

Der hier verwendete Parameter  $R'$  wird als Widerstandsbelag bezeichnet.  $\rho$  ist der so genannte spezifische Widerstand und bildet den Kehrwert der zuvor genannten Leitfähigkeit  $\sigma$ .  $l$  bezeichnet die Länge des Leiters und  $A$  dessen Querschnittsfläche.

Im Zusammenhang mit dem Ohmschen Gesetz und dem elektrischen Widerstand ergeben sich unmittelbar die Leitungsverluste, die durch das Stromwärmegesetz oder auch das erstes Joulesche Gesetz nach Gleichung (2.16) beschrieben werden. Dies besagt, dass ein elektrischer Strom in einem Leiter Wärmeenergie erzeugt, die als Verlustleistung zu betrachten ist.

$$P = U \cdot I = R \cdot I^2 \quad (2.16)$$

### 2.2.1 Der Temperaturkoeffizient in elektrischen Leitern

Ein weiterer bedeutender Effekt im Zusammenhang mit dieser Arbeit ist die Beeinflussung des spezifischen Widerstands durch die Temperatur. Dies ist für die Abschätzung der Leistung wichtig, die für die erforderliche Magnetfeldstärke als Randbedingung benötigt wird. In diesem Fall ist es weitgehend hinreichend, die Änderung des Widerstands proportional zum Temperaturanstieg anzunehmen, demnach gilt

$$R(T) = R(T_0) \cdot (1 + \alpha(T - T_0)). \quad (2.17)$$

Der Widerstand  $R$  lässt sich in dieser Annäherung in Abhängigkeit der Temperatur  $T$  berechnen. Vorausgesetzt wird hierfür lediglich die Kenntnis über den Widerstand bei einer Referenztemperatur  $T_0$  und den Temperaturkoeffizienten  $\alpha$ , welcher im Wesentlichen materialspezifisch ist.

Ein anderes Anwendungsbeispiel im Kontext dieser Arbeit ist das Widerstandsthermometer. In diesem Fall ist eine genauere Betrachtung der Temperaturabhängigkeit des Widerstands nötig, da der Temperaturkoeffizient streng genommen nicht konstant ist. Bei der Verwendung eines Widerstandsthermometers wie dem PT100, welcher nach der DIN EN 60751 genormt ist, werden im Datenblatt Polynome zur Verfügung gestellt, mit denen die Temperatur mit hinreichender Genauigkeit berechnet werden kann [25]. Diese und ähnliche Elemente wurden beim Aufbau und der Inbetriebnahme des Systems im Feldgenerator zur Temperaturüberwachung eingesetzt.

### 2.2.2 Der Skin-Effekt und der Proximity-Effekt

Ein Vorgang, der sich ebenfalls auf die Leitfähigkeit elektrischer Leiter auswirkt ist der Skin-Effekt. Im Gleichstromfall treten keine Wirbelströme auf und im Wesentlichen gilt für den ohmschen Widerstand Gleichung (2.15). Dagegen treten im Wechselstromfall beziehungsweise bei einem zeitlich veränderlichen elektrischen Feld nach den Gleichungen (2.4) und (2.9) Wirbelströme auf. Diese haben eine Stromverdrängung aus dem Inneren des Leiters zur Folge. Dies führt dazu, dass bei ausreichend hoher Frequenz und entsprechendem Leitermaterial die Stromdichte beispielsweise in einem kreisförmigen Leiterquerschnitt von dessen Rand hin zum Zentrum exponentiell abnimmt. Der Abstand vom Leiterrand, welche die Fläche beschreibt, in der  $1/e = 0,3679$  des gesamten Leiterstroms fließt, kann in guter Näherung durch

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \sigma \mu}} \quad (2.18)$$

beschrieben werden. Dieser Parameter wird als Skin-Eindringtiefe oder auch äquivalente Leiterschichtdicke bezeichnet [26]. Gleichung (2.18) kommt zum Tragen und hat eine hinreichend genaue Gültigkeit, sobald der Radius eines zylindrischen Leiters beziehungsweise die geringsten geometrischen Abmessungen eines Leiterquerschnitts größer als die Skin-Eindringtiefe sind.

In Bezug auf diese Arbeit ergeben sich daraus zwei wichtige Konsequenzen. Eine Folge des Skin-Effekts ist die Zunahme des Widerstand innerhalb eines elektrischen Leiters und auch der Feldgeneratoren und jeglicher Zuleitungen. Wie Gleichung (2.18) zeigt, verhält

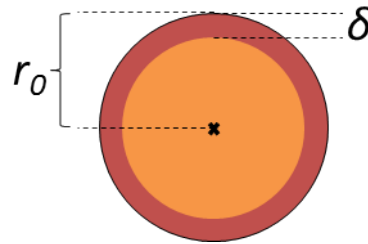


Abbildung 2.1: Die Skin-Eindringtiefe bei einem kreisförmigen Leiterquerschnitt entsprechend Gleichung (2.19)

sich die Skin-Eindringtiefe unter anderem antiproportional zur Wurzel der applizierten Frequenz. In Abhängigkeit der Skin-Eindringtiefe lässt sich für  $r_0 > \delta$  ein effektiver Leiterquerschnitt  $A_{\text{eff}}$  ermitteln, der bei kreisförmigen Querschnittsflächen

$$A_{\text{eff}} = \pi(\delta^2 - 2r_0\delta) \quad (2.19)$$

beträgt, wobei  $r_0$  hier den Radius des Leiterquerschnitts beschreibt. Wie in Gleichung (2.16) bereits zu sehen war, steigt die Verlustleistung linear mit dem Leiterwiderstand an, welcher wiederum nach Gleichung (2.15) antiproportional zu  $A_{\text{eff}} < A$  ist. Dementsprechend muss auf der einen Seite mehr elektrische Leistung zur Verfügung gestellt werden und auf der anderen Seite gegebenenfalls mehr Wärmeleistung abgeführt werden.

Eine zweite Folge des Skin-Effekts bezieht sich auf die Schirmung magnetischer und elektromagnetischer Wellen. Um magnetische Wechselfelder abschirmen zu können, können elektrisch leitfähige Materialien eingesetzt werden, die keine signifikanten magnetischen Eigenschaften haben müssen, da die dort induzierten Wirbelströme ein Magnetfeld bilden, welches dem äußeren Magnetfeld entgegenwirkt. Ist der Aufbau, der von äußeren Störeinflüssen geschützt werden soll, allseitig von Blechen umgeben, welche eine Dicke deutlich größer als  $\delta$  besitzen, werden demnach nichtleitungsgebundene Störeinflüsse hoher Frequenz größtenteils eliminiert.

Ein dem Skin-Effekt ähnlicher Effekt ist der so genannte Proximity-Effekt [27]. Im Gegensatz zum Skin-Effekt tritt dieser bei eng benachbarten einzeln voneinander elektrisch isolierten Drähten auf, die sich gegenseitig elektromagnetisch beeinflussen. In der Folge kann sich dadurch eine inhomogene Stromdichteverteilung einstellen und sich der Widerstand erhöhen. Dieser Effekt sei an dieser Stelle erwähnt und hat bei der Verwendung von HF-Litze durchaus einen erkennbaren Effekt, wird aber im weiteren Verlauf dieser Arbeit nicht weiter quantifiziert.

## 2.3 Magnetismus der Materie

Wie bereits in Abschnitt 2.1 gezeigt, sind die Ursache für magnetische Felder stets bewegte elektrische Ladungen. Materialien jeglicher Art setzen sich unter anderem aus elementaren Ladungsträgern zusammen, wobei hier die Elektronen meist eine übergeordnete Rolle spielen. Diese bewegen sich in Folge ihres Spins auch in nichtleitenden Materialien um deren zugehörigen Atomkern. Daher gilt, dass diese Ladungen zu einem magnetischen Moment beitragen und Materie im Allgemeinen magnetische Eigenschaften besitzt.

Neben dem Einfluss des Drehimpulses der Elektronen trägt auch der Atomkern beziehungsweise dessen Kernspin zu einem magnetischen Moment bei. Dieser Einfluss ist allerdings deutlich kleiner als jener der Elektronen und wird bei der MRT genutzt. Im Zusammenhang mit MPI spielt dieser Anteil allerdings keine wesentliche Rolle. An dieser Stelle sei auch angemerkt, dass zumindest auf einer mikroskopischen Ebene abgesehen vom Vakuum nichts von magnetischen Felder gänzlich unbeeinflusst ist, dennoch wird der Begriff des Amagnetismus gelegentlich verwendet, wenn Materialien keine im entsprechenden Kontext signifikanten magnetischen Eigenschaften besitzen.

Man unterscheidet verschiedene Arten des Magnetismus der Materie. Die geläufigste und oft anschaulichste Art, der Ferromagnetismus, wird in Abschnitt 2.3.1 geschildert. Im Folgenden soll auch kurz und bündig auf andere Arten des Magnetismus der Materie eingegangen werden, um letztendlich in Abschnitt 2.3.3 den für MPI essentiellen Superparamagnetismus zu erläutern. Zur Charakterisierung des magnetischen Verhaltens eines Stoffes stellt die zuvor erwähnte Magnetisierung eine entscheidende Größe dar. Sie gibt mit

$$M = \frac{dm}{dV} \quad (2.20)$$

den magnetischen Zustand eines Materials wieder. Sie ergibt sich aus dem Differentialquotienten des magnetischen Moments  $m$  und dem Volumen  $V$ . In einer makroskopischen Betrachtung addieren sich die magnetischen Momente elementarer Teilchen über ein endlich großes Volumen vektoriell auf. Die Magnetisierung ist wie im Folgenden erläutert eine nichtlineare Funktion des äußeren Magnetfeldes  $H$ .

### 2.3.1 Ferro- und Ferrimagnetismus

Im makroskopisch betrachtet unmagnetisierten Zustand richten sich die elementaren magnetischen Momente innerhalb so genannter Weisscher Bezirke, deren Ausmaße sich

maximal auf wenige Mikrometer beschränken, parallel zueinander aus [28]. Die magnetischen Momente der einzelnen Weisschen Bezirke in dem ferromagnetischen Stoff sind allerdings statistisch verteilt, so dass dieser Stoff nach außen hin zunächst keine Magnetisierung aufweist.

Bei Anwendung eines zunehmenden externen Magnetfeldes werden die magnetischen Momente der einzelnen Bezirke zunehmend gleich ausgerichtet und es kann eine Magnetisierung gemessen werden. Die Zunahme dieser makroskopischen Magnetisierung ist in einem gewissen Wertebereich von  $|H|$  annähernd linear und kann quantitativ durch die magnetische Permeabilitätszahl  $\mu_r = dM/dH$  beschrieben werden. In einem Übergangsbereich zur Sättigung des Magnetismus nimmt  $\mu_r$  mit weiter steigendem  $|H|$  ab bis schlussendlich alle magnetischen Momente parallel zum externen Magnetfeld ausgerichtet sind.

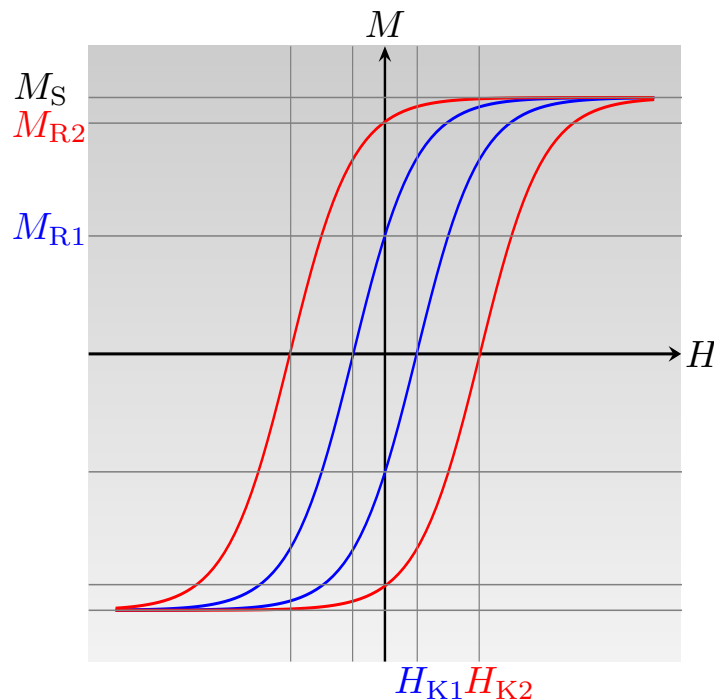


Abbildung 2.2: Die Abhängigkeit der Magnetisierung von der äußeren Magnetfeldstärke nimmt bei Ferromagneten die Form einer Hystereseschleife an. Die blaue Linie repräsentiert einen weichmagnetischen Werkstoff mit  $H_{K1}$  als Koerzitivfeldstärke und  $M_{R1}$  als Remanenz, während die rote Linie einen hartmagnetischen Werkstoff mit  $H_{K2}$  als Koerzitivfeldstärke,  $M_{R1}$  als Remanenz und mit derselben Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  skizziert.

Hilfreiche und anschauliche Parameter bei der Charakterisierung aller Werkstoffe in Bezug auf ihre magnetischen Eigenschaften sind die Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  und be-

sonders bei ferromagnetischen Werkstoffen die Remanenz  $M_R$ , sowie die Koerzitivfeldstärke  $H_K$ , welche in Abbildung 2.2 für zwei verschiedene Werkstoffe prinzipiell veranschaulicht werden. Magnetisiert man einen Ferromagneten und schaltet dann das externe Magnetfeld ab, so verbleibt in dem Material eine Magnetisierung, welche als Remanenz bezeichnet wird. Um den Magneten nun wieder vollständig zu entmagnetisieren ist ein entgegengesetzt ausgerichtetes Magnetfeld nötig, dessen Betrag als Koerzitivfeldstärke bezeichnet wird. Alternativ kann eine Entmagnetisierung des Werkstoffes durch Erhitzen auf die Curie-Temperatur hervorgerufen werden.

Bei Ferromagneten mit einer relativ niedrigen Koerzitivfeldstärke spricht man von Weichmagneten. Diese werden zum Beispiel als Kerne für induktive Bauelemente (siehe Abschnitt 2.5) oder Motoren eingesetzt. Im Gegensatz dazu weisen hartmagnetische Werkstoffe eine hohe Koerzitivfeldstärke auf und lassen sich dementsprechend nur schwer entmagnetisieren. Solche Werkstoffe eignen sich beispielsweise zur Herstellung von Permanentmagneten, die ebenfalls Teil einiger MPI-Feldgeneratoren, jedoch nicht Gegenstand des Systems dieser Arbeit sind.

Vollständigkeitshalber seien an dieser Stelle noch ferrimagnetische Werkstoffe genannt. Das Verhalten von Ferrimagneten ähnelt dem der zuvor beschriebenen Ferromagneten. Die magnetischen Momente sind auch hier innerhalb Weisscher Bezirke gleichgerichtet, allerdings richten sich die magnetischen Momente einzelner Weisscher Bezirke teilweise antiparallel zueinander aus, was für die Magnetisierung im makroskopischen Maßstab zu einer teilweisen Kompensation führt.

### 2.3.2 Para- und Diamagnetismus

Die magnetischen Momente, die in Para- und Diamagneten erzeugt werden können, sind in der Regel um mehrere Größenordnungen niedriger als die in Ferromagneten. Sowohl Dia- als auch Paramagneten verfügen darüber hinaus über kein Hystereseverhalten, was heißt, dass in Abwesenheit eines äußeren Magnetfeldes auch keine makroskopische Magnetisierung beobachtbar ist.

Im Falle des Diamagnetismus richten sich die einzelnen magnetischen Momente entgegengesetzt zum äußerem Magnetfeld aus, so dass das Magnetfeld anders als beim Ferromagneten im Innern des Werkstoffs abgeschwächt wird. Dementsprechend ist die magnetische Flussdichte außerhalb des Werkstoffs beziehungsweise im Vakuum höher und damit gilt für Diamagneten  $\mu_r < 1$ . Ein Beispiel für einen Diamagneten ist Wasser. Ein Spezialfall des Diamagneten, der nur bei extrem niedrigen Temperaturen beobachtbar ist, ist der Supraleiter, in dem  $\mu_r \approx 0$  ist.

Bei Paramagneten richten sich die magnetischen Momente parallel zum äußeren Magnetfeld aus. Die magnetische Flussdichte wird also innerhalb des Materials verstärkt. Im Gegensatz zum Ferromagneten sind die einzelnen elementaren magnetischen Momente eines idealen paramagnetischen Werkstoffs gänzlich unabhängig voneinander und bilden keine Weisschen Bezirke.

### 2.3.3 Superparamagnetismus

Verwendet man einen ferro- oder ferrimagnetischen Werkstoff wie beispielsweise Magnetit und stellt aus diesem Partikel her, deren Größe gering genug ist, dass sich innerhalb eines Partikels nicht mehrere Weissche Bezirke ausbilden können, so erhält man ein magnetisches Verhalten, welches als Superparamagnetismus bezeichnet wird [29]. Anschaulich gesprochen vereint der Superparamagnetismus die Eigenschaft des Ferromagnetismus, ein hohes magnetisches Moment zu besitzen mit dem des Paramagnetismus, kein Hystereseverhalten aufzuweisen ( $M(0 \text{ A/m}) = 0 \text{ T}$ ). Ein großer Teil der weltweiten MPI-Gemeinschaft beschäftigt sich mit der Synthese [11] [14] und der Charakterisierung [30] [31] dieser Substanzen. Neben der Bestrebung, für MPI hochperformante MNPs zu synthetisieren, wird zum Teil auf Partikelsuspensionen zurückgegriffen, die primär als Kontrastmittel für MRT entwickelt wurden [17].

In MPI wird die nichtlineare Magnetisierungskurve solcher Teilchen ausgenutzt, um das für diese Modalität entscheidende Signal zu erzeugen [18]. Diese Nichtlinearität entsteht durch die zuvor in Abschnitt 2.3.1 erwähnte Sättigungsmagnetisierung. Eine gängige Methode, das magnetische Verhalten als Funktion der magnetischen Feldstärke zu modellieren, liefert die Langevin-Theorie des Paramagnetismus [32]. Im Allgemeinen hat die Langevin-Gleichung die Form

$$L(\xi) = \coth(\xi) - \frac{1}{\xi}, \quad (2.21)$$

wobei  $\xi$  als Langevin-Parameter bezeichnet wird. Die Langevin-Funktion berücksichtigt dabei sowohl die Auswirkung der Temperatur auf die magnetischen Momente, welche statistisch verteilt sind, als auch die deterministische Wirkung des externen Magnetfeldes. Der Langevin-Parameter setzt sich im Zusammenhang mit Paramagneten dementsprechend wie folgt zusammen:

$$\xi = \frac{mB}{k_B T}. \quad (2.22)$$

Wie zu sehen ist, ist der Langevin-Parameter  $\xi$  proportional zum magnetischen Moment

der Partikel  $m$  und zur applizierten magnetischen Flussdichte  $B$ , während er sich antiproportional zur thermischen Energie  $k_B T$  verhält. Daraus ergibt sich unter anderem, dass bei höheren Temperaturen höhere Feldstärken erforderlich sind um (Super-) Paramagneten zu magnetisieren. Das magnetische Moment eines Partikels wiederum ist nach der Relation

$$m = \frac{\pi}{6} M_S d^3 \quad (2.23)$$

in dritter Potenz vom Partikeldurchmesser  $d$  abhängig [33]. Dementsprechend ist es erstrebenswert, Partikel mit einem großen Durchmesser zu synthetisieren, während diese aber nicht jene Größe überschreiten dürfen, bei denen sich eine einzige magnetische Domänen ausbildet [21]. Die Magnetisierung von (super-)paramagnetischer Materie ergibt sich nach der Langevin-Theorie aus der Multiplikation von Gleichung (2.21) mit der Sättigungsmagnetisierung, demnach gilt

$$M(H) = M_S \cdot L(\xi). \quad (2.24)$$

Die Magnetisierungskurve nimmt daher die in Abbildung 2.3 dargestellte Form an.

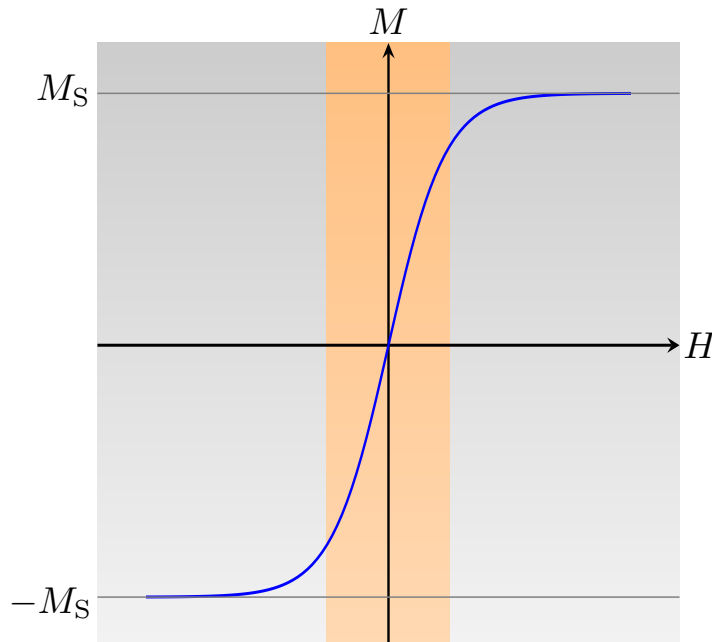


Abbildung 2.3: Die Magnetisierung eines (Super-)Paramagneten in Abhängigkeit der äußeren Magnetfeldstärke nach der Langevin-Theorie. Die Steigung  $\mu_r = \partial M / \partial H$  ist bis zu einer gewissen Feldstärke annähernd konstant (oranger Bereich), bevor die Magnetisierung ein Sättigungsverhalten aufweist.

## 2.4 Das Gesetz von Biot-Savart

Im Jahr 1820 formulierten die französischen Mathematiker Jean-Baptiste Biot und Félix Savart ein Gesetz zur Berechnung magnetischer Felder, hervorgerufen durch stromdurchflossene Leiter [34]. Wie im erweiterten Durchflutungssatz nach Gleichung (2.9) gezeigt, erzeugt bewegte Ladung beziehungsweise eine Stromdichte ein magnetisches Wirbelfeld. Analog zum Coulombschen Gesetz, mit dessen Hilfe eine elektrische Feldverteilung berechnet werden kann, wenn die räumliche Verteilung elektrischer Ladungsdichten bekannt ist, lässt sich also die magnetische Feldverteilung berechnen, wenn die räumliche Verteilung der elektrischen Stromdichten bekannt ist. Generell gilt dann für die magnetische Flussdichte am Ort  $\mathbf{r}$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \mathbf{J}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV. \quad (2.25)$$

Im betrachteten Volumen  $V$  werden also die in allen Raumpunkten  $\mathbf{r}'$  auftretenden Stromdichten vektoriell mit den Differenzvektoren zwischen dem Ort der zu ermittelnden Feldstärke  $\mathbf{r}$  und  $\mathbf{r}'$  multipliziert. Diese Werte werden mit der Inversen der dritten Potenz des Abstandes gewichtet und integriert. Dieser Zusammenhang lässt sich im Spezialfall eines dünnen Leiters, welche den Strom führt, erheblich vereinfachen. Unter der Voraussetzung, dass der Abstand  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  wesentlich größer als die Leiterdicke ist, kann man beispielsweise im Kontext mit elektromagnetischen Feldgeneratoren häufig vernachlässigen, dass der Leiter einen endlichen Querschnitt hat. Darüber hinaus liegt die Annahme oft nah, dass der Strom  $I$  entlang des Leiters örtlich konstant ist. Somit lässt sich Gleichung (2.14) in

$$\mathbf{J}dV = Id\mathbf{l} \quad (2.26)$$

modifizieren. Hierbei ist  $d\mathbf{l}$  ein infinitesimal kleines Leiterstück, welches den Strom  $I$  führt. Für definierte einfache Geometrien lassen sich hiermit magnetische Felder analytisch berechnen. Allgemein gilt, ist der Pfad des Leiters definiert und der applizierte Strom bekannt, so lassen sich die anteiligen Elemente der magnetischen Flussdichte numerisch aufsummieren und sich dadurch die Verteilung des magnetischen Feldes numerisch nach

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \sum_V d\mathbf{s} \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (2.27)$$

berechnen.

## 2.5 Passive elektrische Bauteile

Eine zentrale Rolle in dieser Arbeit spielen passive und reaktive elektrische Bauelemente. Bei letzteren handelt es sich um Spulen beziehungsweise Induktivitäten und um Kondensatoren beziehungsweise Kapazitäten. Die Verwendung solcher Bauteile kann durchaus vielfältig sein: Kondensatoren können zum Beispiel zum Glätten elektrischer Signale, Speichern elektrischer Energie, Frequenzfilterung und zum Blockieren von Störsignalen verwendet werden, während Induktivitäten unter anderem beim Transformieren elektrischer Spannungen, zum Erzeugen magnetischer Felder und ebenfalls zur Frequenzfilterung eingesetzt werden können. Im Folgenden werden diese beiden Elemente einzeln beschrieben und anschließend auf deren Verwendung in dieser Arbeit und der Kombination aus beiden eingegangen.

### 2.5.1 Spulen und Induktivitäten

Induktive Bauelemente nehmen im Rahmen dieser Arbeit eine besondere Rolle ein. Das Herzstück des Systems, der elektromagnetische Feldgenerator, besteht aus einem Arrangement mehrerer Spulen. Auf Schaltungsebene entsprechen diese wiederum induktiven Bauteilen.

Der zentrale Parameter induktiver Bauelemente ist die so genannte Eigeninduktivität  $L$  (im Folgenden nur Induktivität genannt). Aus der vierten Maxwell-Gleichung entsprechend (2.9) geht hervor, dass eine mit Wechselstrom durchflossene Leiterschleife ein magnetisches Feld erzeugt, welches wiederum nach Gleichung (2.4) eine Spannung induziert, welche dem Stromfluss entgegenwirkt. Hierdurch lässt sich analog zum Ohmschen Gesetz entsprechend Gleichung (2.13) eine Relation definieren, die die Spannung und den Strom beziehungsweise dessen zeitliche Änderung durch eine Spule nach

$$U = L \frac{dI}{dt} \quad (2.28)$$

ins Verhältnis setzt [35]. Die dem internationalen Einheitensystem entsprechende Einheit für die Induktivität ist  $1 \text{ H} = 1 \text{ Vs/A}$ . Aus Gleichung (2.28) erschließt sich unmittelbar, dass eine schnellere zeitliche Änderung zu einem höheren Spannungsabfall über die Spule führt. Im Falle eines Wechselstroms  $I(t)$  mit der Frequenz  $f$

$$I(t) = \hat{I} \cdot \sin(2\pi ft) = \hat{I} \cdot \sin(\omega t) \quad (2.29)$$

mit  $\hat{I}$  als Stromamplitude und  $\omega = 2\pi f$  als Kreisfrequenz ergibt sich für die zeitliche

Ableitung des Stroms

$$\frac{dI}{dt} = \omega \hat{I} \cdot \cos(\omega t) \quad (2.30)$$

Damit lässt sich der Zusammenhang

$$\underline{U} = j\omega L \underline{I} = jX_L \cdot \underline{I} = \underline{Z} \cdot \underline{I} \quad (2.31)$$

herstellen, wobei  $j$  die imaginäre Einheit repräsentiert. Die Größe  $X_L$  steht für den so genannten Blindwiderstand einer Induktivität, der durch das Entgegenwirken des Magnetfeldes gegen den eingebrachten Strom entsteht. Im Gegensatz zum reellen Widerstand geht die Energie allerdings nicht vorwiegend in Form von Wärme verloren, sondern wird in einem Magnetfeld gespeichert. Die in Gleichung (2.31) eingeführten unterstrichenen Größen sind komplex.  $\underline{Z}$  wird als Impedanz bezeichnet. Dabei gilt

$$\underline{Z} = Z \cdot e^{j\omega t} = R + jX, \quad (2.32)$$

wobei  $Z$  dem Betrag der Impedanz entspricht. Für die Impedanz gilt darüber hinaus, dass der reale Anteil  $R$  den Ohmschen Widerstand wiedergibt und der imaginäre Anteil  $X$  den Blindwiderstand. Des Weiteren sei erwähnt, dass sich aus Gleichung (2.30) bei einem sinusförmigen Signal eine Phasendifferenz zwischen dem Spulenstrom und der Spulenspannung von  $90^\circ$  ergibt. In einer idealen Induktivität eilt die Spannung dem Strom um eine viertel Periode voraus. In der komplexen Notation ist dies durch die Multiplikation mit  $j$  gegeben.

## 2.5.2 Kondensatoren und Kapazitäten

Die Verwendung von kapazitiven Bauelementen ist in dieser Arbeit vor allem im Zusammenhang mit Frequenzfilterung und Impedanzanpassung relevant, worauf in Abschnitt 4.1 detaillierter eingegangen wird. Kondensatoren werden hauptsächlich durch deren Kapazität  $C$  parametrisiert. Dieser stellt ähnlich wie die Induktivität bei Spulen oder der Widerstand bei rein Ohmschen Elementen einen Zusammenhang zwischen Strom und Spannung her.

$$U = \frac{1}{C} \int I dt \quad (2.33)$$

Die Einheit, in der die elektrische Kapazität angegeben wird, ist  $1 \text{ F} = 1 \text{ As/V}$ . Anschaulich gesprochen, baut sich bei einem Kondensator mit einer Kapazität von  $1 \text{ F}$  eine

Spannung von 1 V auf, wenn dieser für eine Sekunde mit einem konstanten Strom von 1 A geladen wird. Im Gegensatz zu Spulen ist die Impedanz von Kondensatoren nach

$$\underline{U} = \frac{1}{j\omega C} \underline{I} = -jX_C \cdot \underline{I} = \underline{Z} \cdot \underline{I} \quad (2.34)$$

antiproportional zur Frequenz. Die elektrische Leitfähigkeit von Kondensatoren steigt also mit zunehmender Frequenz, während sie bei Spulen sinkt. Das heißt, im idealen Kondensator sinkt der Blindwiderstand  $X_C$ . Wie bei Induktivitäten verursachen Kondensatoren einen Phasenversatz zwischen Strom und Spannung. Das negative Vorzeichen der Blindleistung verdeutlicht in diesem Fall, dass der Strom der Spannung um  $90^\circ$  vorausseilt. Im Allgemeinen gilt für die Impedanz  $Z$ , dass sie in der realen Welt niemals rein imaginär sein kann, es also in jedem Fall sowohl bei Spulen als auch bei Kondensatoren ohmsche Anteile gibt.

### 2.5.3 Elektrische Schwingkreise

Kombiniert man ein induktives mit einem kapazitiven Element entweder in Reihe oder parallel, so entsteht ein schwingungsfähiges System, in dem die Energie zwischen dem elektrischen Feld des Kondensators und dem magnetischen Feld der Induktivität oszilliert. Die Frequenz bei der die Beträge der Blindleistungen der beiden Elemente identisch sind, wird als Resonanzfrequenz  $f_r$  bezeichnet und kann durch

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (2.35)$$

berechnet werden. Im Falle eines Reihenschwingkreises wirkt die Kombination aus Spule und Kondensator bei der Resonanzfrequenz wie ein Kurzschluss.

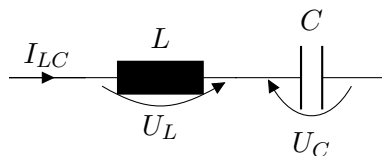


Abbildung 2.4: Idealer Reihenschwingkreis.

Abbildung 2.4 zeigt, dass durch beide Elemente des Reihenschwingkreises derselbe Strom  $I_{LC}$  fließt, während die Spannungen, die über die einzelnen Bauteile abfallen, exakt entgegengesetzt sind, sofern sie ideal sind und ohmsche Anteile vernachlässigt werden. Da die Blindwiderstände bei  $f = f_r$  denselben Betrag haben und  $X_L = -X_C$  gilt,

hebt sich die Gesamtspannung über den Schwingkreis auf und der Strom kann ungehindert passieren.

Sind die beiden Elemente wie in Abbildung 2.5 gezeigt parallel angeordnet, so fungieren diese bei der Resonanzfrequenz als Leerlauf und lassen im Idealfall keinen Strom passieren.

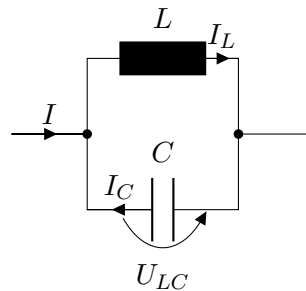


Abbildung 2.5: Idealer Parallelschwingkreis.

Abbildung 2.5 veranschaulicht, dass die Spannung  $U_{LC}$  über beide Bauelemente identisch ist, da sie parallel angeordnet sind. Der Strom hingegen teilt sich auf und passiert bei Resonanzfrequenz die beiden Pfade zu gleichen Teilen, da die Impedanzen in diesem Fall denselben Betrag haben. Da der Strom beim kapazitiven Element der Spannung um  $90^\circ$  vorseilt und beim induktiven um  $90^\circ$  nacheilt, sind die Stromrichtungen bei sinusförmiger Einspeisung zu jedem Zeitpunkt exakt entgegen gesetzt. Der Strom addiert sich somit zu null, was bei einem endlichen Spannungsabfall im idealisierten Fall zu einer unendlich großen Impedanz führt. Diese Zusammenhänge von Reihen- und Parallelschwingkreisen können zum Beispiel verwendet werden, um Frequenzfilter hoher Güte zu konstruieren. In Abbildung 2.6 veranschaulicht Wertepaare für  $L$  und  $C$ , die in einem Schwingkreis ein resonantes Verhalten aufweisen.

## 2.6 Signalübertragung

Die Übertragung von Signalen in MPI stellt einen kritischen Faktor dar. Es gilt bei der Übertragung des Sendesignals von der Signalquelle zum Leistungsverstärker und zum Feldgenerator verschiedene Aspekte zu betrachten. Gleiches gilt bei der Datenakquirierung, wenn es darum geht, das gewünschte Signal zu empfangen und zum Rechner zu transportieren, damit es dort verarbeitet werden kann. In den Abschnitten 2.6.1 und 2.6.2 wird zunächst auf den Unterschied zwischen asymmetrischer und symmetrischer Signalübertragung und deren Nutzen eingegangen. Für die Charakterisierung einzelner Seg-

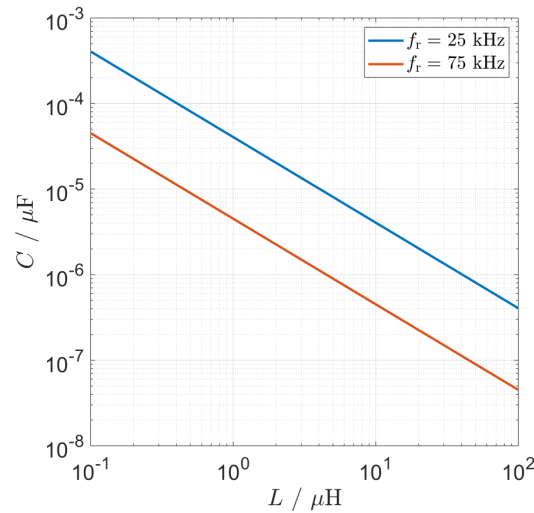


Abbildung 2.6: Wertepaare für resonante Schwingkreise. Je nach dem, welche Resonanzfrequenz erzielt werden soll, wird das Verhältnis zwischen Induktivität und Kapazität gewählt. In einer doppellogarithmischen Darstellung liegen die Wertepaare von  $C$  und  $L$  auf einer Geraden.

mente innerhalb der Signalkette, wie zum Beispiel dem Frequenzfilter (Abschnitt 3.3), wird auf die Übertragungsfunktion beziehungsweise die Frequenzantwort

$$\underline{H}(f) = \frac{\underline{U}_{\text{aus}}(f)}{\underline{U}_{\text{ein}}(f)} \quad (2.36)$$

zurückgegriffen. Diese gibt die komplexwertige Beziehung zwischen der Ausgangs- und der Eingangsgröße im Frequenzbereich wieder. In diesem Fall reduziert sich der Anwendungsbereich auf Spannungsgrößen  $\underline{U}_{\text{ein}}(f)$  für die Eingangsspannung und  $\underline{U}_{\text{aus}}(f)$  für die Ausgangsspannung. Die komplexe Übertragungsfunktion  $\underline{H}(f)$  wird in der Regel in Form des Amplitudengangs  $A(f) = \hat{U}_{\text{aus}}/\hat{U}_{\text{ein}}$  und des Phasengangs, welche die Phasenverschiebung zwischen Aus- und Eingangsgröße in Abhängigkeit von der Frequenz beschreibt, betrachtet.

Für die Erfassung dieser Größe bei symmetrischen Netzwerken muss auf Symmetrierglieder zurückgegriffen werden, welche in Abschnitt 2.6.3 erläutert werden. Die Impedanzanpassung ist bei der Übertragung elektrischer Leistung entscheidend und wird in Abschnitt 2.6.4 erklärt.

### 2.6.1 Asymmetrische Signalübertragung

Im Zusammenhang mit asymmetrischer und symmetrischer Signalübertragung ist die asymmetrische im ersten Moment die intuitive und einfachere Methode. Hierbei wird ein elektrisches Potenzial über einen einzelnen Leiter geführt, dessen Differenz zu einem konstanten Bezugspotenzial dem zu übertragenden Spannungssignal entspricht. Das Bezugspotenzial, die Masse, wird wie bei Koaxialkabeln auch häufig als elektromagnetischer Schirm verwendet. Da das Signal im Wesentlichen nur über einen einzigen Leiter übertragen wird, wird im Englischen der Begriff „single-ended“ verwendet.

Der Vorteil der asymmetrischen Datenübertragung liegt dementsprechend in der Einfachheit der Konstruktion, während die Nachteile in der Störanfälligkeit für elektromagnetische Störeinkopplung und unerwünschte Schwankungen des Massepotenzials liegen.

### 2.6.2 Symmetrische Signalübertragung

Bei der symmetrischen Signalübertragung wird das Signal auf einem Leiterpaar geführt, deren Leiter weitgehend äquivalent sind. Im Vergleich zur asymmetrischen Signalübertragung wird hier das Referenzsignal mitgeführt. Da sich das Signal als Differenz der beiden auf den zwei Leitern geführten Spannungen ergibt, wird auch von differentieller Datenübertragung gesprochen.

Die Idee hinter diesem Prinzip ist, dass äußere Störeinflüsse gleichermaßen in beide Leiter induktiv oder kapazitiv einkoppeln und somit durch die empfängerseitige Differenzbildung eliminiert werden. Für die Gestaltung des Referenzsignals gibt es unterschiedliche Möglichkeiten, wobei häufig das Nutzsignal mit entgegengesetzter Polarität mitgeführt wird, daher wird für diese Methode auch der Begriff symmetrisch verwendet.

### 2.6.3 Symmetrierglieder, Übertrager und Transformatoren

Um ein asymmetrisches Signal in ein differenzielles umzuwandeln oder umgekehrt werden so genannte Symmetrierglieder verwendet. In seiner einfachsten Form entspricht dies einem 1:1 Übertrager, welcher lediglich die Differenzspannung überträgt und zusätzlich als Trenntrafo fungiert, da er eine galvanische Trennung von der Masse bewirkt. Eine weitere Möglichkeit ist die Konstruktion eines Symmetriegliedes auf Basis eines Spartransformators. Eine gängige Methode ist die Verwendung eines ringförmigen weichmagnetischen Kerns, um den eine gerade Anzahl an Windungen  $N$  gewickelt wird. Auf der asymmetrischen Seite wird das Signal zwischen einem Ende der Spule und einer Mittelanzapfung nach  $N/2$  Windungen für das Referenzpotenzial eingespeist beziehungsweise

abgegriffen. Für die symmetrische Schnittstelle werden die beiden Enden der Spule genutzt. Für ideale Transformatoren gilt die Beziehung

$$\frac{N_{\text{pri}}}{N_{\text{sek}}} = \frac{U_{\text{pri}}}{U_{\text{sek}}} = \frac{I_{\text{sek}}}{I_{\text{pri}}}, \quad (2.37)$$

wobei der Index pri die Primärseite und sek die Sekundärseite beschreibt. In diesem Fall liegt primärseitig das asymmetrische Signal an, während sekundärseitig das symmetrische Signal ausgegeben wird. Da hier  $N_{\text{pri}} = 1/2 \cdot N_{\text{sek}}$  gilt, ist der ausgangsseitige Strom halb so groß wie auf der Primärseite und die Spannung doppelt so groß, was nach Gleichung (2.31) zur vierfachen Impedanz führt. Ein Ersatzschaltbild für eine solche Konstruktion ist in Abbildung 2.7 dargestellt.

Eine andere Bezeichnung für solche Bauelemente ist der Balun. Dieser Begriff stellt ein Akronym aus **balanced** und **unbalanced** dar. Ein Balun ist in aller Regel reziprok, kann also dazu verwendet werden, ein symmetrisches Signal in ein asymmetrisches umzuwandeln oder umgekehrt.

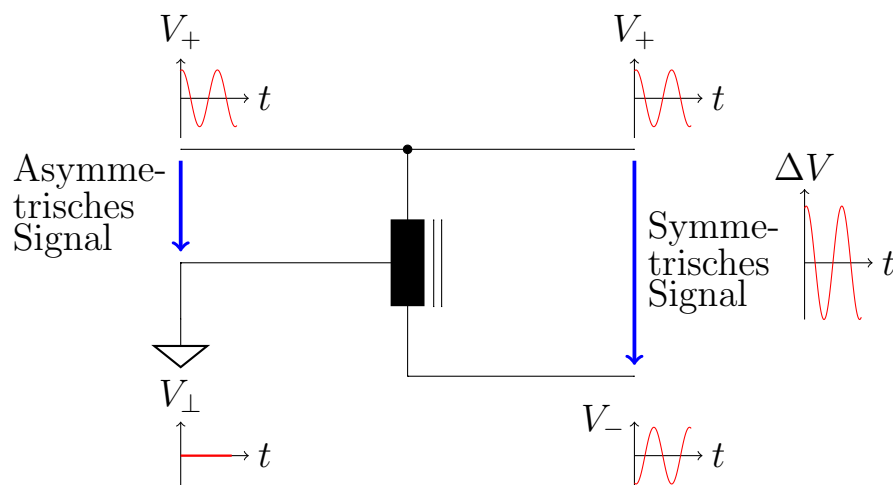


Abbildung 2.7: Eine Balun-Konstruktion aufgebaut mit Hilfe eines Spartransformators. Die asymmetrische Schnittstelle ist an einem Ende mit einer Spule verbunden, während die Masse mit der Mitte dieser Spule verbunden ist. Die symmetrische Schnittstelle ist mit beiden Enden der Spule verbunden und führt auf dem Referenzleiter das negativ gepolte Signal, wodurch die symmetrische Ausgangsspannung dem doppelten der asymmetrischen Eingangsspannung entspricht.

## 2.6.4 Impedanzanpassung

In vielen Anwendungen kann es vorteilhaft oder sogar notwendig sein, dass die elektrische Last in einem bestimmten Wertebereich liegt, damit eine elektrische Leistungsquelle ein Signal möglichst störungsfrei, stabil und mit hohem Wirkungsgrad abgeben kann [10][36]. Dabei entspricht die Impedanz der zu betreibenden Last in der Regel zunächst nicht jener, die aus Sicht der Quelle optimal ist. Um die Lastimpedanz an die bevorzugte Quellimpedanz anzupassen, gibt es unterschiedliche Methoden. Dabei gilt im Rahmen dieser Arbeit, dass die Last im Falle des Feldgenerators bei höheren Frequenzen einen dominanten induktiven Blindwiderstand hat, den es zu kompensieren gilt, da Leistungsquellen in aller Regel auf reelle Lasten ausgelegt sind.

Im Zuge von HF-Anwendungen, bei denen die Wellenlänge des Signals in der Größenordnung der Leitungslängen liegt, können solche Anpassungen über Stichleitungen oder Änderungen der Leitungslängen erfolgen. Im Rahmen dieser Arbeit ist dies jedoch nicht praktikabel. Der relevante Frequenzbereich ist in dieser Arbeit auf wenige Megahertz beschränkt, was einer Wellenlänge von mehreren hundert Metern entspricht. Daher wird die Anpassungen über eine geeignete Verwendung von induktiven und kapazitiven Bauteilen erzielt.

Die Anpassung der Last kann im Wesentlichen in zwei Aspekte unterteilt werden: In die Kompensation der Blindleistung und in die Transformation des Betrags der Impedanz. Im Falle eines Elements des Feldgenerators können die relevanten elektrischen Eigenschaften auf eine Induktivität  $L_S$  und einen seriellen Ersatzwiderstand  $R_S$  reduziert werden. Die Blindleistungskompensation kann über eine serielle Kapazität  $C_S$  erfolgen, die entsprechend Gleichung (2.35) so dimensioniert ist, dass sie mit  $L_S$  einen resonanten Schwingkreis bildet. Somit verbleibt effektiv nur der Ohmsche Widerstand  $R_S$  der Spule. Dieser wiederum kann entsprechend Gleichung (2.38) durch einen Transformator so angepasst werden, dass der für die Leistungsquelle gewünschte Widerstand  $R_{\text{opt}}$  nach

$$\sqrt{\frac{R_{\text{opt}}}{R_S}} = \sqrt{\frac{L_{\text{pri}}}{L_{\text{sek}}}} = \frac{N_1}{N_2} \quad (2.38)$$

erreicht wird. Dabei ist zu berücksichtigen, dass der Anpassungstransformator dahingehend idealisiert betrachtet ist, dass dessen Leistungsverluste vernachlässigt werden und somit

$$P_{\text{pri}} = U_{\text{pri}} \cdot I_{\text{pri}} = U_{\text{sek}} \cdot I_{\text{sek}} = P_{\text{sek}} \quad (2.39)$$

gilt. Diese Art der Impedanzanpassung ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Eine weitere

Möglichkeit, um die vorwiegend induktive Last an die gewünschte Impedanz anzugleichen, bietet die kapazitive Impedanzanpassung, die in Abbildung 2.9 skizziert ist. Hier erfolgt sowohl die Blindleistungskompensation als auch die Anpassung des Betrags der Impedanz über ein einfaches Netzwerk aus einer parallelen Kapazität  $C_P$  und einer in Reihe geschalteten  $C_S$ , wobei die Blindleistungskompensation auch hier im Wesentlichen durch  $C_S$  und die Anpassung des Betrags hauptsächlich durch  $C_P$  definiert wird.

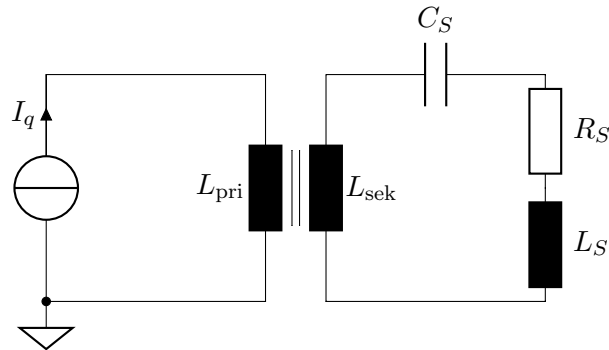


Abbildung 2.8: Induktive Impedanzanpassung.

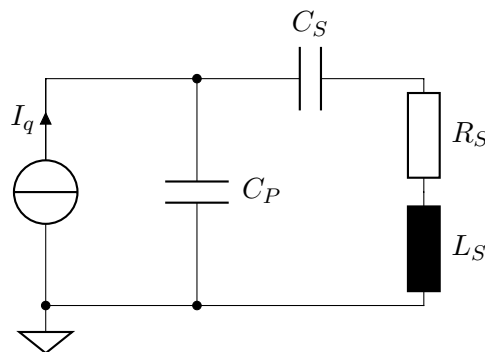


Abbildung 2.9: Kapazitive Impedanzanpassung.

Für die Dimensionierung der einzelnen Bauteile betrachtet man zunächst die Blindwiderstände über die Kondensatoren. Dabei wird angenommen, dass die angewandte Frequenz bereits festgelegt wurde, die induktive Last durch den Feldgenerator gegeben ist und die optimale Last aus Sicht der Signalquelle ebenfalls durch einen Leistungsverstärker oder eine Leistungsquelle gegeben ist. Mit der vereinfachten Annahme von verlustlosen Kondensatoren ergibt sich für den zu erzielenden seriellen Blindwiderstand

$$X_{C_S} = \sqrt{R_S(R_{\text{opt}} - R_S)} - X_L, \quad (2.40)$$

wobei  $X_L$  sich durch Gleichung (2.31) berechnen lässt. Für den parallelen Blindwiderstand gilt

$$X_{C_P} = -\sqrt{\frac{R_S}{R_{\text{opt}} - R_S}} \cdot R_{\text{opt}}. \quad (2.41)$$

Die Werte von  $C_S$  und  $C_P$  lassen sich nun unter Zuhilfenahme von Gleichung (2.34) ermitteln. Eine Einschränkung bei dieser Methode, im Gegensatz zur vorher erwähnten, ist dadurch gegeben, dass sich die optimale Last nicht niedriger wählen lässt als der äquivalente serielle Widerstand der Spule  $R_S$ , da die Blindwiderstände in diesem Fall komplexe Werte annehmen würden. Allerdings ist dies im Regelfall auch nicht erwünscht.



# 3

## Magnetic Particle Imaging

### Inhalt

---

<b>3.1</b>	<b>Das Grundprinzip von MPI</b> . . . . .	<b>32</b>
<b>3.2</b>	<b>Magnet-Partikel-Spektroskopie</b> . . . . .	<b>34</b>
<b>3.3</b>	<b>Der Aufbau der Signalkette eines MPI-Systems</b> . . . . .	<b>37</b>
<b>3.4</b>	<b>Die Ortskodierung und der Selektionsfeldgenerator</b> . . . . .	<b>43</b>
<b>3.5</b>	<b>Empfangsspulentopologien</b> . . . . .	<b>56</b>
<b>3.6</b>	<b>Rekonstruktion</b> . . . . .	<b>59</b>

---

Aufbauend auf den allgemeinen Grundlagen aus Kapitel 2 wird im folgenden Kapitel das fundamentale Prinzip von MPI [37] erläutert. In Abschnitt 3.2 wird zudem auf die MPI ähnliche und ergänzende Methode der Magnet-Partikel-Spektroskopie (MPS) eingegangen [38]. Der Aufbau der Signalkette von der Erzeugung des Anregungssignals bis zur Aufnahme des Partikelspektrums wird in Abschnitt 3.3 veranschaulicht. Anschließend werden in Abschnitt 3.4 die Methoden zur Ortskodierung und zur Erzeugung der entsprechenden Magnetfelder erklärt. Auf einen entscheidenden Teil der Signalkette, auf die Empfangsspulen, wird dann in Abschnitt 3.5 eingegangen. Wie das empfangene Signal verarbeitet wird, um daraus ein Bild zu berechnen wird abschließend in Abschnitt 3.6 aufgezeigt.

### 3.1 Das Grundprinzip von MPI

Ganz allgemein fußt das Grundprinzip von MPI auf der Nichtlinearität der Magnetisierung von MNPs oder superparamagnetischen Substanzen wie den dafür designten Eisenoxidnanopartikeln [39]. Wird ein externes homogenes Magnetfeld appliziert, das sogenannte Anregungsfeld (AF), so werden die magnetischen Momente innerhalb der MNPs je nach Richtung und Betrag des Magnetfeldes ausgerichtet. Diese Ausrichtung folgt dem Magnetfeld bis zu einem bestimmten Betrag linear und kann entsprechend Gleichung (2.4) mit Hilfe von Empfangsspulen in Form einer höheren magnetischen Flussdichte detektiert werden als bei Abwesenheit jeglicher magnetischer Substanzen innerhalb des Messfeldes. Sobald die in dem Magnetfeld befindlichen MNPs beginnen, ein magnetisches Sättigungsverhalten aufzuweisen, ändert sich die Steigung der charakteristischen Magnetisierungskurve. Dies führt zu einer Änderung der Steigung der magnetischen Flussdichte in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Sobald die Magnetisierung der MNP-Suspension innerhalb des Messfeldes gesättigt ist, kann die magnetische Flussdichte bezogen auf den angewandten Feldstärkebetrag nur noch mit der magnetischen Feldkonstante  $\mu_0$  steigen. Gestaltet man den zeitlichen Verlauf des AF rein sinusförmig und wählt man einen ausreichend hohen Betrag, führt die Anwesenheit einer MNP-Konzentration im Messfeld somit zu einer nichtlinearen Verzerrung der magnetischen Flussdichte.

Betrachtet man den Frequenzbereich des in eine Empfangsspule induzierten Signals, so wird man bei Anwesenheit von MNPs neben der ursprünglich generierten Frequenz auch ungerade ganzzahlige Vielfache oder Harmonische dieser Frequenz messen können.

Zur reinen Charakterisierung der Partikelantwort auf ein AF wurde die Methode der magnetischen Partikelspektroskopie entwickelt. Diese benötigt keinerlei Ortskodierung, da dort auf die Akquirierung örtlicher Informationen verzichtet werden kann. Stattdessen liegt der Fokus auf den zeitlichen beziehungsweise spektralen Informationen. Für die Erweiterung zu einer ein- oder mehrdimensionalen Bildgebungsmodalität bedarf es eines Ortskodierungskonzepts, welches in Abschnitt 3.4 erläutert wird. Im Wesentlichen beruht die Ortskodierung bei MPI auf der Verwendung eines weiteren Magnetfeldes, dem so genannten Selektionsfeld (SF). Dies ist inhomogen und zeitlich konstant oder langsam veränderlich. Die zugrunde liegende Idee ist, dass das Signal der Partikel, die außerhalb eines gewissen Bereichs des SF liegen, durch magnetische Sättigung unterdrückt wird. Dieser Bereich wird im Folgenden als Niederfeldbereich bezeichnet. Dadurch haben die Partikel außerhalb des Niederfeldbereichs keinen Einfluss auf die Verzerrung des zu verarbeitenden Signals. Der Niederfeldbereich kann je nach Ortskodierungskonzept verschiedene Formen annehmen. Neben der Generierung beziehungsweise Unterdrückung des Parti-

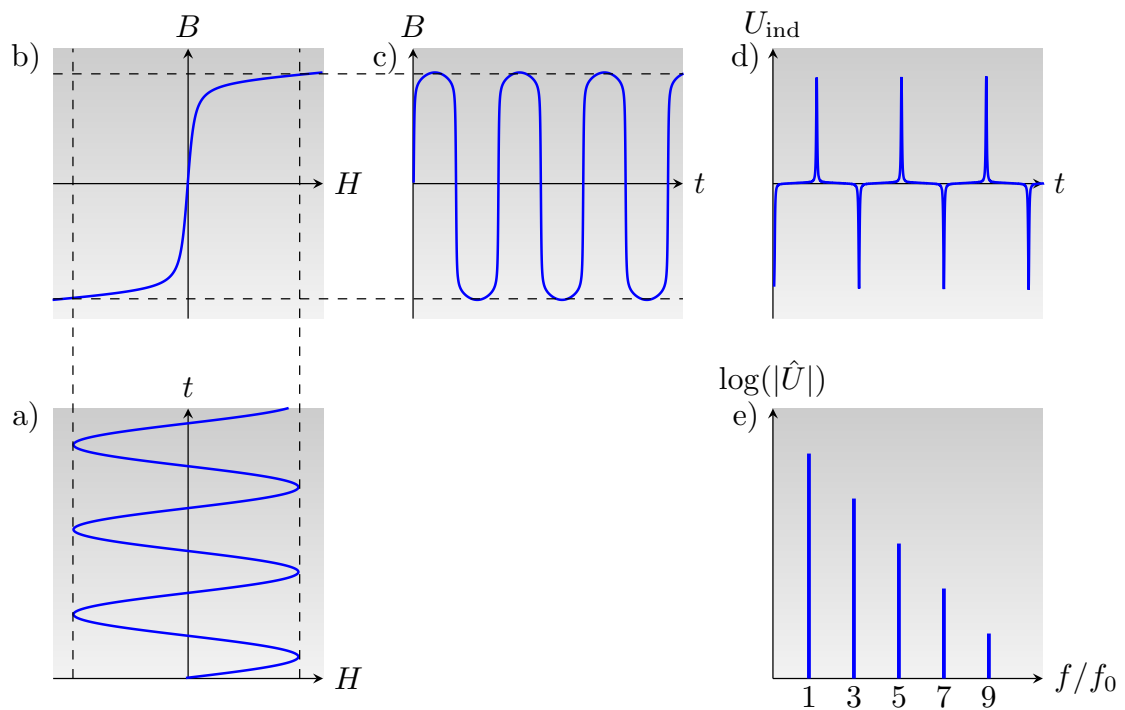


Abbildung 3.1: Die Signalgenerierung in MPI. a) Das rein sinusförmige Anregungsfeld b) Magnetisierungsverhalten der MNP-Suspension c) die verzerrte magnetische Flussdichte d) das nach den Gleichungen (2.6) und (2.7) induzierte Spannungssignal e) Dieses Signal enthält neben der Anregungsfrequenz auch höhere Harmonische.

kelsignals führt die Kombination aus AF und SF außerhalb des Niederfeldbereichs neben ungeraden ebenfalls zur Entstehung gerader Harmonischer. Dies wiederum kann zusätzlich zur Rekonstruktion der Partikelverteilung genutzt werden, was in Abschnitt 3.6 noch näher erläutert wird.

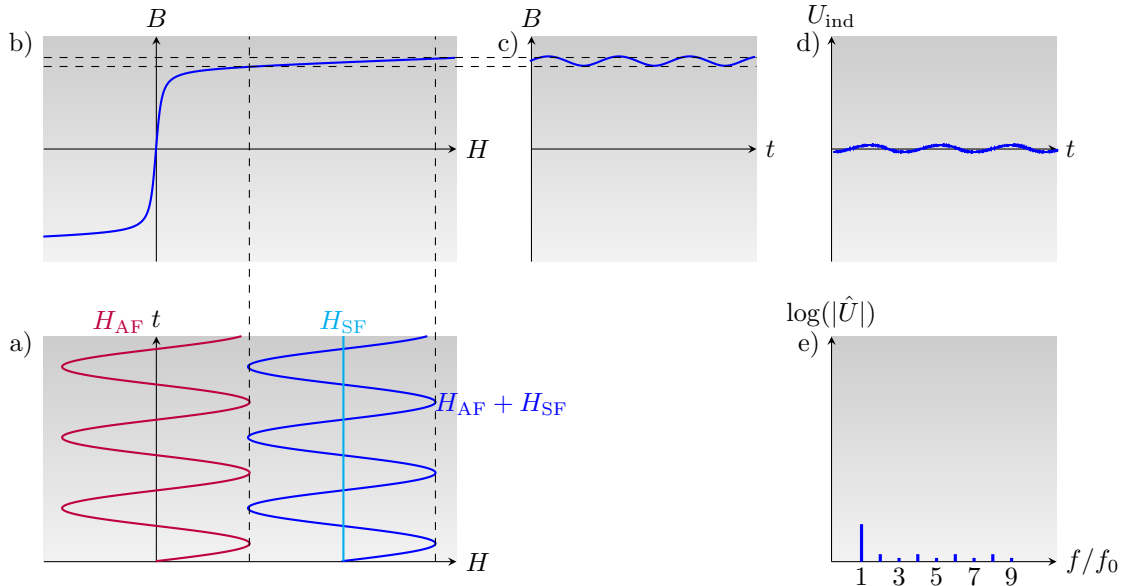


Abbildung 3.2: Signalunterdrückung in MPI. a) Unterdrückung des Partikelsignal durch Überlagerung des AF  $H_{AF}$  mit dem SF  $H_{SF}$ . b) Magnetisierungskurve der MNP-Suspension. c) Die zeitliche Änderung von  $B(t)$  und somit auch das in d) gezeigte Empfangssignal  $U_{ind}(t)$  sind unabhängig von der Partikelkonzentration. e) Bei vollständiger magnetischer Sättigung werden damit theoretisch auch alle höheren Harmonischen der Anregungsfrequenz unterdrückt.

Ein weiteres zeitlich langsam veränderliches Magnetfeld, das so genannte Fokusfeld, kann dazu verwendet werden, die Größe des Messfeldes zu erweitern, und ist Teil einiger MPI-Scannerkonzepte [9]. Die Feldtopologie des Scanners, welcher Gegenstand dieser Arbeit ist, beinhaltet keine Fokusfelder.

## 3.2 Magnet-Partikel-Spektroskopie

Bei der MPS geht es in erster Linie darum, das Signal, das durch bestimmte Materialien oder Suspensionen erzeugt wird, mit dem Verzicht auf jegliche Form der Ortskodierung zu charakterisieren.

Die Anwendungsgebiete sind dabei durchaus vielfältig. Zum Beispiel können diverse

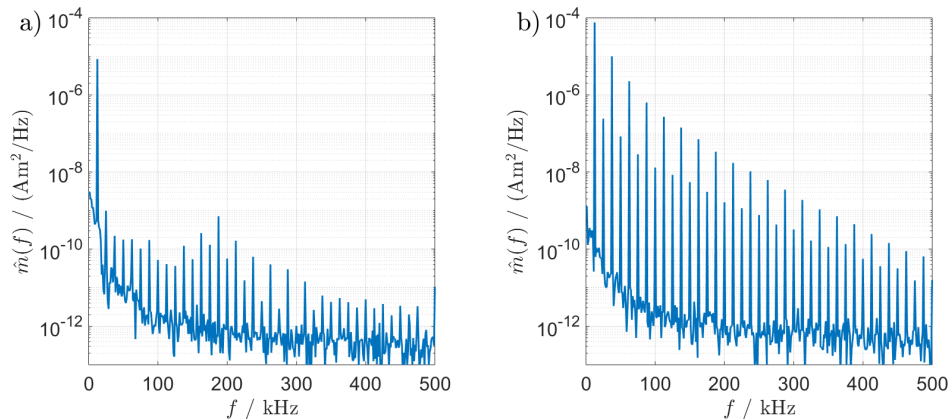


Abbildung 3.3: Mit einem MPS aufgenommene Amplitudenspektren. a) Das Spektrum des magnetischen Moments  $\hat{m}(f)$  einer Leermessung. b) Das Spektrum einer Probe mit 100  $\mu\text{l}$  unverdünntem Resovist<sup>®</sup> [40].

Materialien und Bauteile, die im oder in unmittelbarer Nähe des MPI-Scanners befindlich sind, insbesondere MNPs, auf deren Wechselwirkung mit zeitlich veränderlichen Magnetfeldern getestet werden. Da idealerweise im Rahmen eines MPI-Systems lediglich die MNP-Konzentration innerhalb des Messfeldes das Signal verzerren sollte, ist es von Interesse, sicherzustellen, dass sich alles andere bezüglich magnetischer Anregung neutral verhält. Durch die MPS lassen sich dementsprechend Materialproben auf unerwünschte Signalverzerrung überprüfen.

Die Technologie, die mit MPI einhergeht, hat auch Potenzial, das weit über die reine Bildgebung hinaus geht. Eine Möglichkeit ist, MNP zur Hyperthermie zu verwenden [41] [42], um malignes Gewebe wie bösartige Tumore abzutöten [43]. So lassen sich mittels MPS auch Partikelsuspensionen auf deren Fähigkeit untersuchen, bei Anregung durch magnetische Wechselfelder Wärme zu erzeugen. Eine weitere Anwendung basierend auf dem Spektrum des Partikelsignals ist die Bestimmung von molekularer Bindung im Sinne der pharmazeutischen Funktion [44] und der Messung von Viskosität.

Neben der bloßen Erzeugung von Harmonischen lassen sich dynamische Effekte beobachten. So befassen sich einige Arbeiten auch explizit mit der magnetischen Relaxation von MNPs. Die Abhängigkeit der Brown- und Néel-Relaxation von der Frequenz und der Feldstärke ist Gegenstand solcher Arbeiten [45].

Aus den MPS-Daten lässt sich nicht nur das Frequenzspektrum des Partikelsignals sondern auch die Magnetisierungskurve ermitteln. Zudem können auch Studien mit Verdünnungsreihen durchgeführt werden, um Sensitivitätsgrenzen abzuschätzen oder einen linearen Zusammenhang zwischen der Partikelkonzentration und der Nutzsignalstärke zu

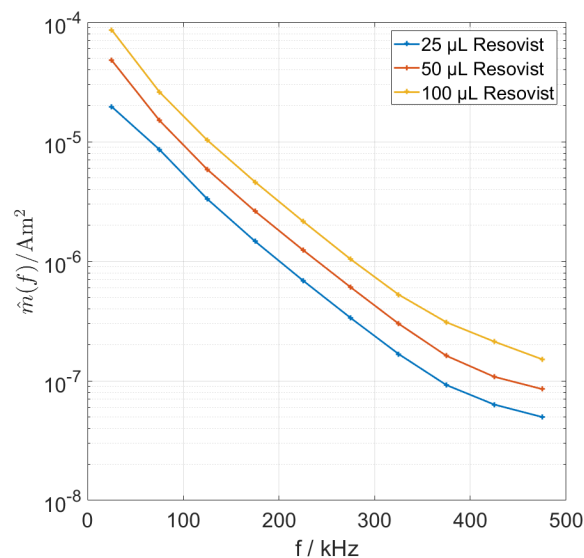


Abbildung 3.4: Die ungeraden Harmonischen bei der spektrometrischen Vermessung identischer Partikel in unterschiedlichen Mengen. Eine Leermessung wurde subtrahiert. Eine ungefähre Verdopplung der Signalstärke bei Verdopplung der Partikelmenge impliziert Quantifizierbarkeit.

bestätigen oder zu widerlegen, also die Quantifizierbarkeit von MNPs (vergleiche Abbildung 3.4) zu überprüfen [46].

Das einfachste Prinzip der MPS ist im Wesentlichen durch Abbildung 3.1 beschrieben: Innerhalb eines kleinen Messvolumens wird ein homogenes Magnetfeld mit einer bestimmten Frequenz erzeugt, welches möglichst rein sinusförmig ist, also keine weiteren Frequenzanteile abseits der Grundfrequenz enthält. In dieses Feld wird das Testobjekt eingeführt und die Änderung des Signals beobachtet. Durch die Überlagerung mit zusätzlichen statischen oder langsam veränderlichen Magnetfeldern kann dieses minimalistische System zu sogenannten mehrdimensionalen MPS-Systemen erweitert werden [47]. Dadurch können weitere Erkenntnisse über die magnetischen Eigenschaften der Partikel erlangt werden wie auch zum Beispiel Informationen zu deren dynamischen Verhalten [48].

Eine weitere Möglichkeit, die mit der Überlagerung statischer Magnetfelder einhergeht, ist das sequentielle Emulieren verschiedener Orte innerhalb eines SF durch ein MPS, was hybride Systemkalibrierung ermöglicht [49].

Darüber hinaus befassen sich einige Forschungsgruppen mit der Methode der multispektralen MPS [50]. Hier ebnet die Akquirierung unterschiedlicher oder gleicher MNP-Suspensionen in verschiedenen Zuständen den Weg für präzisere, dynamische oder er-

weiterte Anwendungen wie die Charakterisierung des Partikelzustands oder auch das sogenannte Multi-Color-MPI [51][52]. Hier können vereinzelte Partikelkonzentrationen innerhalb einer Messung auf Grundlage der Diversität der charakteristischen Partikelspektren in unterschiedlichen Farben dargestellt werden. Da beispielsweise die Temperatur einen Einfluss auf das Partikelspektrum hat, kann diese damit farblich kodiert werden [53].

### 3.3 Der Aufbau der Signalkette eines MPI-Systems

Der Aufbau einer kompletten Signalkette eines MPI-Systems ist komplex und lässt sich in unterschiedliche Bereiche unterteilen. Üblicherweise wird zwischen der Sendekette und der Empfangskette unterschieden. Häufig wird der Feldgenerator selber noch als separater Bestandteil des gesamten Setups betrachtet. Der grundsätzliche Aufbau ist in Abbildung 3.5 skizziert.

Für die einzelnen Bereiche gibt es unterschiedliche Möglichkeiten der Umsetzung und Elemente, die teilweise obligatorisch andere wiederum optional sind. In jedem Fall unverzichtbar ist der Feldgenerator als Herzstück des Systems. Die Beschaffenheit des Feldgenerators variiert je nach Feldtopologie und Dimensionalität des Messfeldes und impliziert auch direkt unterschiedliche Anforderungen an die anderen Bereiche der Signalkette. Die Sendekette fasst diejenigen Elemente zusammen, die zur Erzeugung und Verstärkung des Sendesignals benötigt werden und dessen leitungsgebundene Führung bis hin zum Feldgenerator. Auf diesem Weg durchläuft das verstärkte Signal in den meisten MPI-Systemen analoge Frequenzfilter und ein Netzwerk zur Impedanzanpassung (IA).

Die Empfangskette stellt die Schnittstelle zwischen dem Feldgenerator und den Komponenten dar, die schlussendlich für den Aufnahme, die Speicherung und Auswertung des erzeugten Signals zuständig sind. Das Partikelsignal wird in aller Regel mit Hilfe einer Empfangsspule aufgenommen. Hierbei kommen optional in den meisten MPI-Systemen weitere Frequenzfilter sowie Signalverstärker zum Einsatz.

Prinzipiell lässt sich der AF-Generator auch simultan als Empfangsspulentopologie verwenden. In diesem Fall ist eine strikte Trennung von Sende- und Empfangskette unter Einbeziehung des Feldgenerators nicht möglich. Der Feldgenerator wäre dann als Schnittstelle zwischen Sende- und Empfangskette zu sehen. Dies wiederum ist möglich, geht allerdings mit Auskopplungstechniken wie dem Einsatz eines Saugkreises mit der Anregungsfrequenz als Durchlassbereich, deren Dimensionierung entsprechend hohe Ströme zulässt, einher (Abschnitt 3.3.3).

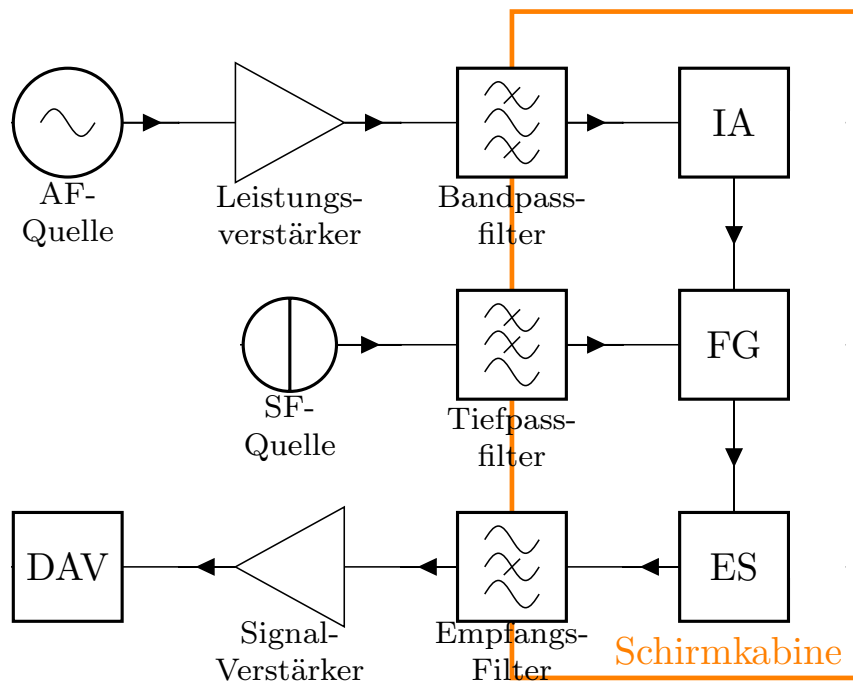


Abbildung 3.5: Exemplarischer Aufbau der Signalkette in MPI. Der obere Bereich des Blockschaltbilds repräsentiert den Anregungspfad mit der Signalquelle, dem Leistungsverstärker, dem als Bandpass implementierten Sendefilter und der IA. Der mittlere Teil zeigt mit der SF-Quelle und dem als Tiefpass implementierten Durchführungsfilter den Selektionspfad und den Feldgenerator (FG). Der untere Teil zeigt die Empfangskette mit der Empfangsspule (ES), dem Empfangsfilter, dem Signalverstärker sowie der Datenaufnahme und -verarbeitung (DAV). Das Diagramm zeigt, dass sich einige Komponenten des Systems partiell oder vollständig in einer Schirmkabine befinden.

### 3.3.1 Die Sendekette

Die Sendekette als Teil der Signalkette lässt sich ihrerseits in verschiedene Bestandteile aufgliedern. Zunächst ist das Generieren eines elektrischen Signals erforderlich. Dies wird entweder durch dedizierte Funktionsgeneratoren oder über einen PC mit entsprechender Hardware ermöglicht. Für die Erzeugung eines Magnetfeldes, das die Magnetisierung einer SPION-Suspension in den Bereich der Sättigung treiben kann, sind entsprechend hohe Ströme erforderlich. Diese sind mit elektrischen Leistungen verknüpft, die sich nur durch geeignete Leistungsverstärker bereitstellen lassen. Da alle Verstärker ein bestimmtes Maß an Nichtlinearität aufweisen, verzerren diese ihrerseits das Sendesignal und belasten die Sendekette mit Rauschteilen und höheren Harmonischen.

Der wichtigste Parameter zur Bestimmung der Partikelkonzentration innerhalb des Messfeldes ist der Betrag der höheren Harmonischen. Zudem ist stets zu berücksichtigen, dass die Verzerrung selbst, auch bei einer verhältnismäßig hohen Partikelkonzentration, mehrere Größenordnungen unter dem initialen Anregungssignal liegt. Daher ist es erstrebenswert das Anregungsfeld ausschließlich mit der Grundfrequenz zu betreiben. Zu diesem Zweck kommen in MPI-Systemen üblicherweise Sendefilter zum Einsatz. Diese können entweder als Tiefpassfilter oder als Bandpassfilter implementiert werden. Somit können höhere Harmonische und andere Signalkomponenten, die außerhalb des Durchlassbereichs des Filters liegen, geblockt werden.

Wie noch detailliert in Abschnitt 3.4 beschrieben wird, muss das AF mit einem weiteren Feld, dem SF, überlagert werden, um eine Ortskodierung zu ermöglichen. Da dieses Selektionsfeld entweder statischer oder niederfrequenter Natur ist, wird hier üblicherweise auf Tiefpassfilter beziehungsweise Durchführungsfilter zurückgegriffen. Diese sorgen dafür, dass Störungen höherfrequenter Natur nicht in den Feldgenerator gelangen können.

### 3.3.2 Die Empfangskette

Der Empfangspfad gängiger MPI-Systeme beginnt analog zum Sendepfad, welcher mit dem Feldgenerator endet, mit einer Empfangseinheit, einer Spulentopologie, welche die zeitliche Änderung des Magnetfeldes nach Gleichung (2.4) in eine elektrische Spannung konvertiert. Eine eingehende Beschreibung möglicher Beschaffenheiten von Empfangsspulen, wie sie in MPI verwendet werden, folgt in Abschnitt 3.5. Die gemessene Spannung stellt somit die relevante Messgröße dar, durch deren adäquate Verarbeitung Bilder rekonstruiert werden können.

Im nächsten Schritt durchläuft das induzierte Spannungssignal einen Frequenzfilter. In diesem Fall besteht das Ziel darin, die Anregungsfrequenz herauszufiltern, da der für die

Signalverarbeitung genutzte Teil in den höheren Harmonischen der Anregungsfrequenz liegt. Dieser Schritt ist wichtig, da der dynamische Bereich von Verstärkern und weiteren Schnittstellen limitiert ist und die Grundfrequenz somit den restlichen Anteil des Frequenzspektrums unvorteilhaft überlagern würde.

Nach dem Dämpfen der ersten Harmonischen kann die Signalamplitude durch einen rauscharmen Verstärker (**Low Noise Amplifier, LNA**) angehoben werden, um das Signal für die Weiterleitung und die Weiterverarbeitung zu stabilisieren. Die Weiterverarbeitung wird durch einen dedizierten Signalanalysator oder einen Messrechner mit geeigneter Hardware bezüglich Schnittstellen und Rechenleistung realisiert.

### **3.3.3 Methoden zur Separation von Sende- und Empfangssignal**

Da der durch die SPIONs hervorgerufene nutzbare Anteil des Signals einen relativ geringen Anteil der gesamten Signalleistung ausmacht, ist das Design der Empfangskette in aller Regel nicht für hohe elektrische Ströme ausgelegt. Um der direkten Einkopplung des Sendesignals in den Empfangspfad entgegenzuwirken, bieten sich unterschiedliche Methoden an. Im Folgenden werden zwei dieser Methoden, die im Rahmen dieser Arbeit getestet wurden, aufgeführt.

Eine Möglichkeit besteht darin, einen Saugkreis direkt zwischen Empfangsspule und Filter zu implementieren. Im einfachsten Fall kann dieser Schwingkreis aus einer Serienschaltung einer Luftkernspule und einem Kondensator bestehen, welche bei der Anregungsfrequenz resonant sind. Auf diese Weise wird die erste Harmonische des Signals, welche den Hauptanteil des Sendesignals ausmacht, direkt aus der Empfangskette entfernt, indem sie auf Masse gezogen wird. Für die Dimensionierung eines solchen Saugkreises ist darauf zu achten, dass die Belastbarkeit im Hinblick auf die Stromstärke und damit der Leiterquerschnitt hinreichend dimensioniert ist und, dass keine magnetischen Elemente verwendet werden, die das Signal verzerren könnten.

Eine weitere Möglichkeit, die insbesondere im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kommt, ist die Verwendung einer AF-kompensierenden Spulenkonfiguration. Das Prinzip ist dem von gradiometrischen Spulen sehr ähnlich [54] [55] [56]. Die magnetische Feldverteilung durch das AF bei einer Leermessung wird durch unterschiedliche Wickelrichtungen der Empfangsspule stark gedämpft beziehungsweise in einer idealisierten Betrachtung ausgelöscht. Somit wird effektiv lediglich die lokale Verzerrung durch magnetische Substanzen innerhalb des Messfeldes gemessen. Nimmt man für die Verteilung des AF ideale Homogenität an, ist die AF-kompensierende Spule äquivalent zu einer Gradiometerspule. In Abschnitt 6.1 wird detaillierter auf diese Methode und deren Umsetzung eingegangen.

### 3.3.4 Störquellen

Nach der Erläuterung des zugrunde liegenden Prinzips von MPI seien hier in Kürze die gängigsten Störquellen aufgelistet und beschrieben. Aus dem Ziel, die verhältnismäßig geringe harmonische Verzerrung durch die magnetischen Eigenschaften des Tracers zu messen, ergibt sich die Anforderung, sämtliche andere Quellen einer möglichen Signalverzerrung zu vermeiden oder zu unterdrücken.

Allen voran ist hier die zuvor erwähnte harmonische Verzerrung durch die Verstärkung des Sendesignals zu nennen, die nötig ist, um magnetische Feldamplituden von mehreren Millitesla zu erzeugen. Da sämtliche in diesem Bereich eingesetzten Verstärker auf die Verwendung von Halbleiterbauelementen zurückgreifen, ist an dieser Stelle eine Nichtlinearität unumgänglich. Das Maß der harmonischen Verzerrung wird daher insbesondere bei Leistungsverstärkern häufig durch die gesamte harmonische Verzerrung (Total Harmonic Distortion, THD) charakterisiert. Die THD kann über Leistungs-, Feld- oder Spannungsgrößen definiert werden. Daher ist eine strikte einheitliche Definition nicht gegeben. In dieser Arbeit wird für diese Größe

$$\text{THD} = \frac{\sqrt{U_2^2 + U_3^2 + \dots + U_m^2}}{U_1} \quad (3.1)$$

verwendet. Hierbei repräsentieren  $U_2$  bis  $U_m$  die höheren Harmonischen des verzerrten Signals, während  $U_1$  die Grundfrequenz wiedergibt. Auch bei der Wahl eines Verstärkers mit relativ niedriger THD muss in der Regel auf Sendefilter zurückgegriffen.

Im weiteren Kontext der Signalkette gilt es stets zu vermeiden, weitere nichtlineare Bauelemente zu verwenden. Dazu gehören beispielsweise magnetische Elemente jeglicher Art (Abschnitt 2.3). Vor allem bei hohen Strömen und damit nach Gleichung (2.9) ist die Vermeidung jeglicher Materialien mit magnetischen Eigenschaften fundamental, da hier das Prinzip der magnetischen Sättigung greifen würde, welches im Idealfall nur durch die SPIONs im Messfeld hervorgerufen wird. In Abbildung 3.6 wird veranschaulicht, dass vor der Verwendung sämtlicher Bauteile eine magnetische Prüfung vorausgeht, die unter anderem auch zeigt, dass kommerziell erhältliche Bayonet-Neill-Concelman-Steckverbinder (BNCs) ferromagnetische Eigenschaften besitzen.

Im Zuge hoher elektrischer Leistungen treten auch an einigen Stellen der Signalkette hohe Spannungen auf. Kritisch können hier Kontaktstellen zwischen Leitern und Bauteilen beziehungsweise die Verbindungen zwischen zwei Elementen sein. Bei nicht ideal leitenden elektrischen Verbindungen können sich mikroskopische Trennfunkstrecken bilden, welche hochgradig nichtlinear sind und somit zu einer starken Verzerrung des Signals beitragen können. Derartige Probleme können etwa bei kalten Lötstellen, lockeren

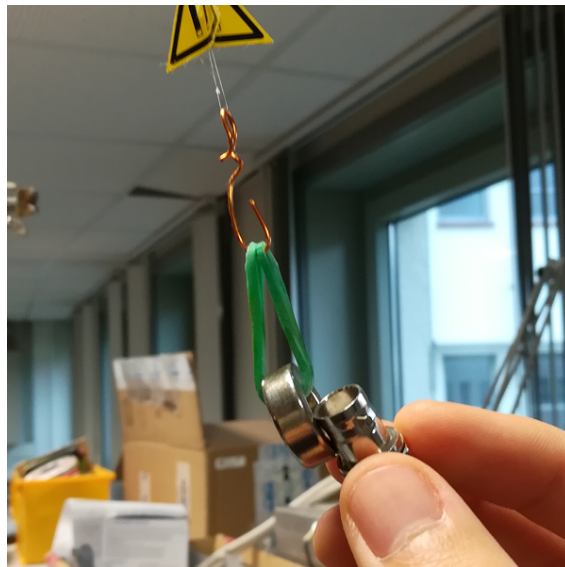


Abbildung 3.6: BNC-Steckverbinder an einem Permanentmagneten, der zum Prüfen magnetostatischer Wechselwirkung an einem Faden aufgehängt ist.

Schraubkontakten und großflächigen oder korrodierten Kontaktflächen auftreten.

Weitere Einflussfaktoren die auftreten können und die es zu vermeiden gilt, sind externe Störeinflüsse jeglicher Art. Diese können leitungsgebundene Störeinkopplungen sein, die es unter anderem über Durchführungs- und Netzfilter einzudämmen gilt. Beispielsweise können Bauteile wie elektronische Frequenzumwandler enorme Störungen verursachen, da sie höhere Harmonische der Netzfrequenz generieren, die groß genug sind, um in den Messbereich des MPI-Systems vorzudringen. Da externe Störungen nicht unbedingt galvanisch einkoppeln müssen, spielt die elektromagnetische Verträglichkeit (EMV) des Systems eine mitentscheidende Rolle. Zur Gewährleistung der EMV ist es daher oft notwendig auf eine geschlossene Schirmkabine zurückzugreifen.

Bei der Wahl und der Verbindung von Massepunkten ist zudem Sorge zu tragen, dass keine Erd- oder Masseschleifen entstehen, die durch induktive Kopplung Störsignale einfangen und somit in das System schleusen können. Ebenso ist auf hinreichende Schirmung einzelner Abschnitte im Signalpfad zu achten.

Neben der nichtlinearen Verzerrung und der leitungsgebundenen, kapazitiven oder induktiven Einkopplung in den Signalpfad, sind auch Störeinflüsse wie thermisches Rauschen zu beachten. Im Zuge dessen ist es entscheidend, Leitungen so zu implementieren, dass sie nicht länger als nötig sind und dem jeweiligen Strom einen hinreichend großen Leiterquerschnitt bieten.

## 3.4 Die Ortskodierung und der Selektionsfeldgenerator

Um nicht nur Information über die absolute Menge der MNPs innerhalb des Messfeldes, sondern auch deren exakten Ort innerhalb des Messfeldes zu bestimmen, wird das homogene AF mit einem statischen oder niederfrequenten SF überlagert.

Die ersten Experimente wurden mit Hilfe eines SF mit einem FFP durchgeführt [9]. Im Jahr 2008 wurde ein alternatives Ortskodierungskonzept vorgestellt, das ein SF mit einer FFL aufweist [23]. Auf die Erzeugung und die Eigenschaften beider Methoden wird im Folgenden detaillierter eingegangen. Die Gleichungen dieses Unterkapitels, deren Herleitung nicht explizit ausgewiesen ist, basieren auf [57].

### 3.4.1 Der feldfreie Punkt

Das grundlegende Konzept, welches sich hinter der Ermöglichung einer Ortskodierung in MPI verbirgt, ist die Erzeugung eines inhomogenen Magnetfeldes, häufig auch als magnetisches Gradientenfeld bezeichnet. Veranschaulicht besteht die Idee darin, den Einfluss des Anregungsfeldes in gewissen Regionen des Messfeldes gemäß Abbildung 3.1 zu unterdrücken, während in einem anderen Bereich innerhalb des Messfeldes, dem Niederfeldbereich, ein Partikelsignal gemäß Abbildung 3.1 erzeugt wird. Dadurch kann auf eine Partikelkonzentration innerhalb dieses Bereiches geschlossen werden.

Da das SF in einigen MPI-Systemen zeitlich konstant ist, kann es sowohl durch Permanentmagneten als auch durch Elektromagneten erzeugt werden, wobei letzteres die Möglichkeit offen hält, den Betrag der Magnetfeldstärke, nicht jedoch die exakte Ausrichtung, zu variieren ohne die Feld-erzeugenden Elemente zu bewegen.

Zur Veranschaulichung der Option ein SF mit einem FFP mit Hilfe von Permanentmagneten zu erzeugen, wird der Einfachheit halber auf magnetische Dipole zurückgegriffen. Die magnetische Flussdichteverteilung  $\mathbf{B}_{\text{Dip}}$  kann durch die Gleichung

$$\mathbf{B}_{\text{Dip}}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi r^2} \cdot \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r}) - \mathbf{m} \cdot r^2}{r^3} \quad (3.2)$$

berechnet werden [58]. Hier beschreibt  $\mathbf{r}$  den Ort für die magnetische Flussdichte  $\mathbf{B}_{\text{Dip}}$ , wobei der Nullvektor den Ort des Dipols wiedergibt und  $r$  somit den Abstand zwischen Ortspunkt und Dipol. Das magnetische Moment des Dipols wird wiederum durch  $\mathbf{m}$  beschrieben. Gleichung (3.2) kann nun so weit vereinfacht werden, dass man das Dipolmoment entlang der  $x$ -Achse ausrichtet und das Feld nur im Zweidimensionalen betrachtet. Für  $\mathbf{m} = (m_x, 0)^T$  ergibt sich somit

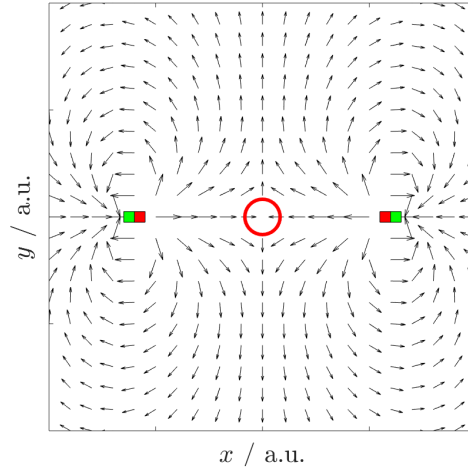


Abbildung 3.7: Zwei entgegengesetzt ausgerichtete magnetische Dipole, hier durch Permanentmagneten dargestellt, erzeugen ein magnetisches Gradientenfeld mit einem FFP (roter Kreis) im Zentrum.

$$\begin{pmatrix} B_{\text{Dip},x} \\ B_{\text{Dip},y} \end{pmatrix} = \frac{3\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{m_x}{r^5} \begin{pmatrix} x^2 - r^2 \\ x \cdot y \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Aufgrund der Rotationssymmetrie gilt darüber hinaus  $B_{\text{Dip},z} = B_{\text{Dip},y}$ . Überlagert man nun die Felder zweier entgegengesetzt ausgerichteter magnetischer Dipole, bildet sich wie Abbildung 3.7 zeigt in der Mitte ein FFP. Bei ausreichender Gradientenstärke wird dann das Partikelsignal aller MNPs, die sich nicht innerhalb oder in unmittelbarer Nähe des FFP befinden, unterdrückt.

Der einfachste Weg, einen FFP elektromagnetisch zu erzeugen, ist die Anordnung zweier kreisförmiger Leiterschleifen oder flacher Zylinderspulen parallel zueinander. Diese werden nun von elektrischen Strömen gleichen Betrags aber entgegengesetzter Richtung durchflossen. Analog zu dem Gradientenfeld durch die beiden Permanentmagnete zeichnen sich auch hier im Wesentlichen zwei entgegengesetzte magnetische Momente ab, die ein Gradientenfeld ausbilden und in deren Mitte ein FFP erzeugt wird. Das magnetische Feld kann in diesem Fall über das Gesetz von Biot-Savart nach Gleichung (2.27) berechnet werden und wird in Abbildung 3.8 dargestellt.

Bei dieser Anordnung von Spulen sei zudem angemerkt, dass der Feldgradient entlang der Rotationsachse  $B/dx$  doppelt so groß wie der in radiale Richtung  $B/dy$  und  $B/dz$  ist. Die Form des Niederfeldbereich lässt sich insofern am besten als Ellipsoid approximieren. In einer guten Näherung lässt sich das Magnetfeld oder genauer gesagt dessen Gradient in der Nähe des Mittelpunktes durch eine Jacobi-Matrix beschreiben. Eine

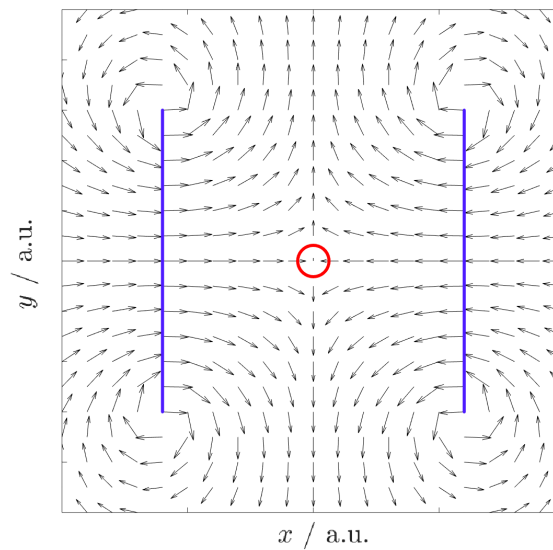


Abbildung 3.8: Zwei flache parallel ausgerichtete Zylinderspulen bilden ein magnetisches Gradientenfeld mit einem FFP (roter Kreis) im Zentrum, wenn sie von entgegengesetzten gleich großen Strömen durchflossen werden.

Jacobi-Matrix stellt sämtliche erste partielle Ableitungen in Form einer Matrix dar. Im Fall von Abbildung 3.8 gilt dann

$$J_{\mathbf{B}}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \frac{\partial B_x}{\partial x} & \frac{\partial B_x}{\partial y} & \frac{\partial B_x}{\partial z} \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} & \frac{\partial B_y}{\partial y} & \frac{\partial B_y}{\partial z} \\ \frac{\partial B_z}{\partial x} & \frac{\partial B_z}{\partial y} & \frac{\partial B_z}{\partial z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} G_x. \quad (3.4)$$

Wie zu sehen ist, enthält die Jacobi-Matrix in Gleichung (3.4) nur Diagonalelemente. Das heißt, dass sich die  $x$ -Komponente des Magnetfeldes nur entlang der  $x$ -Achse ändert, was analog für die  $y$ - und  $z$ -Komponente gilt. Die Summe der einzelnen Elemente muss stets null ergeben, damit das Gaußsche Gesetz nach Gleichung (2.3) nicht verletzt wird.

Durch die Überlagerung des SF mit einem entsprechenden AF lässt sich der FFP nun auch durch das FOV bewegen. Zur Veranschaulichung wird hier auf eine Spulenkonfiguration ähnlich dem zuletzt beschriebenen Spulenpaar zurück gegriffen. In diesem Fall werden zwei parallele flache zylindrische Spulen verwendet, wobei sie nun von gleichgerichteten Strömen desselben Betrags durchflossen werden. Abbildung 3.9 zeigt wie der FFP entlang der  $x$ -Achse bewegt wird.

Ein weiteres Verfahren, die so genannte Travelling-Wave-Methode, sei an dieser Stelle der Vollständigkeit halber erwähnt, die ebenfalls auf die Ortskodierung mit einem FFP

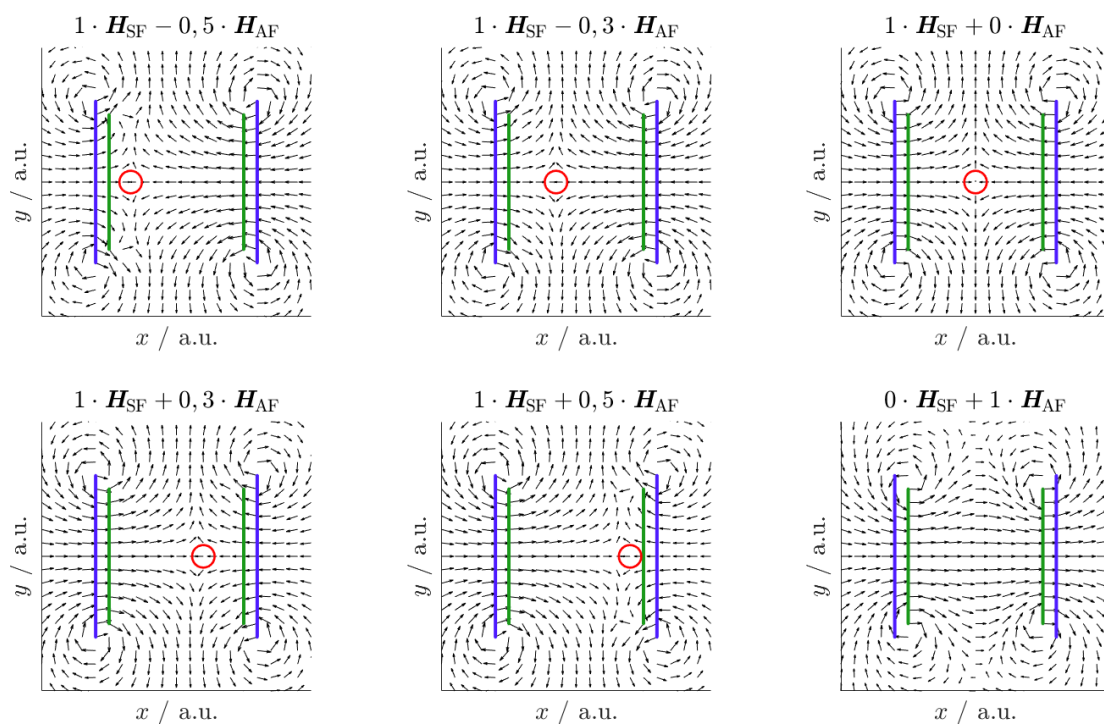


Abbildung 3.9: Eindimensionale Bewegung des FFP durch Überlagerung eines homogenen Magnetfeldes und eines Gradientenfeldes. Das in blau dargestellte Spulenpaar generiert das SF, während das grüne das AF generiert. Bei konstantem SF befindet sich je nach Betrag des AF der FFP an unterschiedlichen Orten. Die rechte Spalte zeigt darüber hinaus das SF beziehungsweise das AF in Abwesenheit des anderen Feldes.

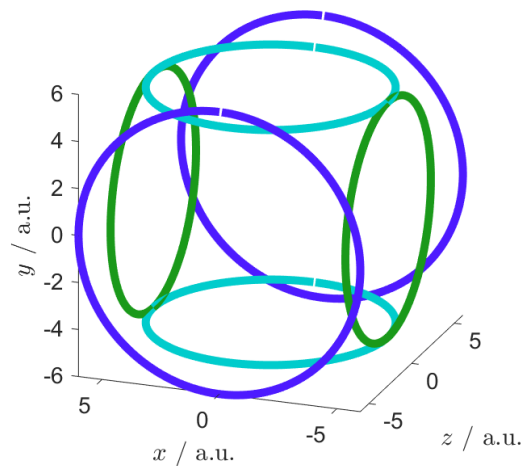


Abbildung 3.10: Spulenkonfiguration für 2D-MPI mit einem FFP. Der SF-Generator (blau) ist als Maxwell-Spulenpaar implementiert und erzeugt den FFP. Der AF-Generator besteht aus zwei Helmholtz-Spulenpaaren für die Felderzeugung in  $x$ -Richtung (grün) und in  $y$ -Richtung (cyan).

zurückgreift. Hier wird der FFP mit Hilfe eines Arrays aus hintereinander angeordneten Spulen entlang einer sinusförmigen Welle geführt, um eine Ortskodierung zu erreichen [59] [60] [61].

Zur Erweiterung des Messbereichs auf mehrere Dimensionen ist es nötig, den FFP zwei beziehungsweise dreidimensional bewegen zu können. Dies kann wiederum durch die Implementierung weiterer Helmholtz-Spulenpaare erreicht werden. Die in Abbildung 3.9 in grün dargestellte Helmholtz-Konfiguration erzeugt ein homogenes Feld in  $x$ -Richtung und kann somit den FFP lediglich entlang der  $x$ -Achse verschieben. Eine identische Spulenordnung entlang der  $y$ -Achse ausgerichtet kann eine Verschiebung des FFP in  $y$ -Richtung bewirken. Wird der SF-Generator nun als Maxwell-Spulenpaar mit der  $z$ -Achse als Rotationsachse implementiert, erzeugt dieser seinen Hauptgradienten in  $z$ -Richtung und in orthogonale Richtung nach Gleichung (3.4) einen Feldgradienten halber Stärke. Abbildung 3.10 stellt diese Konfiguration grafisch dar und Abbildung 3.11 veranschaulicht die Möglichkeit, den FFP dadurch zweidimensional zu bewegen.

Die Erweiterung zu einem dreidimensionalen System wird durch ein zusätzliches Helmholtz-Spulenpaar in  $z$ -Richtung ermöglicht. Alternativ könnten die in Maxwell-Konfiguration implementierten SF-Spulen separat ansteuerbar implementiert werden. Dadurch könnten sie neben der Erzeugung des FFP auch zusätzlich als Teil des AF-Generators fungieren. Es gibt darüber hinaus weitere Spulenkonfigurationen, mit denen FFP-MPI-Bildgebung betrieben werden kann. Dabei nehmen bestimmte asymmetrische Geometri-

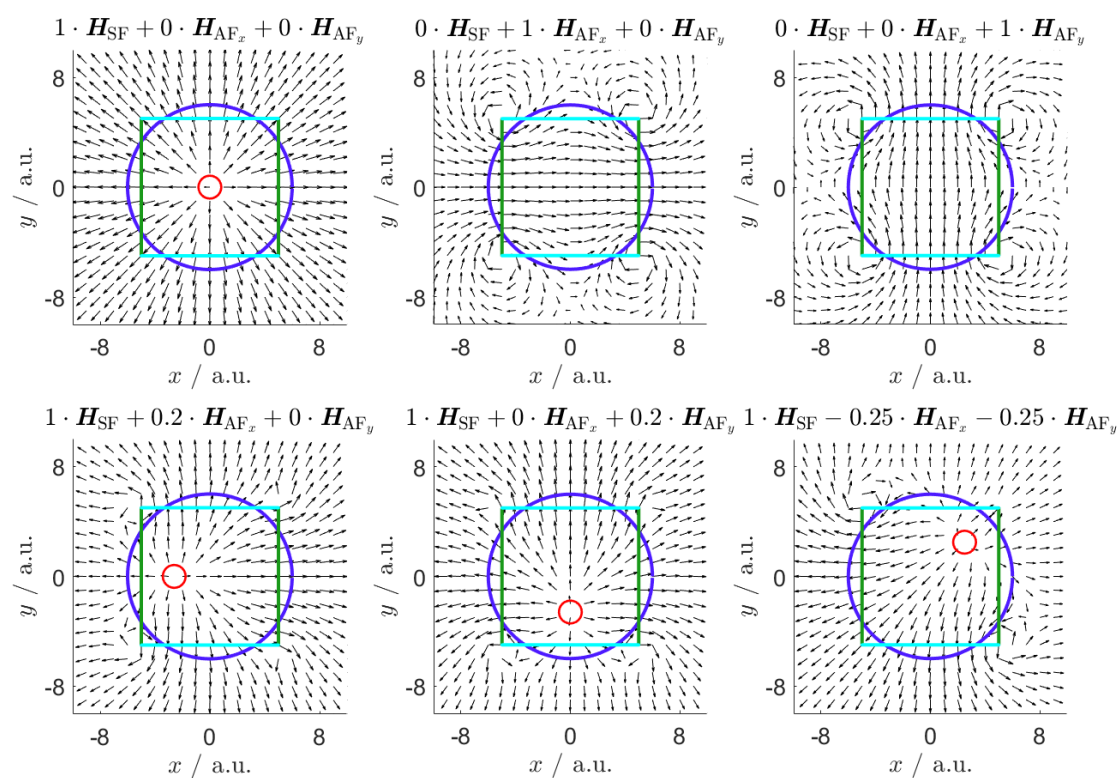


Abbildung 3.11: Zweidimensionale Bewegung des FFP durch Überlagerung zweier homogener Magnetfelder und dem Gradientenfeld. Die obere Zeile zeigt die jeweilige Wirkung eines einzelnen Feldgeneratorelements, während die anderen beiden inaktiv sind. Die untere Zeile zeigt wie der FFP (rot markiert) durch Superposition der Teilfelder innerhalb der  $xy$ -Ebene bewegt werden kann.

en des Feldgenerators, sogenannten Single-Sided-Scanner, eine besondere Rolle ein, da das Messfeld frei zugänglich ist und die Größe des Messobjekts nicht direkt durch die Geometrie des Scanners limitiert ist [62] [63]. Der in dieser Arbeit vorgestellte Scanner ist hingegen zylinderförmig und damit rotationssymmetrisch.

Eine praktikable Bewegung entlang einer definierten Trajektorie wird in Abschnitt 3.6 erläutert.

### 3.4.2 Die feldfreie Linie

Während in Abschnitt 3.4.1 gezeigt wurde, dass für die Erzeugung eines FFP ein Spulenpaar ausreicht, gestaltet sich die Erzeugung und kontrollierte Bewegung einer FFL etwas komplexer. Der entscheidende Vorteil der FFL-Bildgebung gegenüber jener mit einem FFP ist der Zugewinn an Sensivität bei gleicher Gradientenstärke. Diese ergibt sich daraus, dass das Partikelsignal innerhalb eines größeren Niederfeldbereichs erzeugt werden kann. Während der Niederfeldbereich bei einem FFP einem Ellipsoid entspricht, handelt es sich bei der FFL-Bildgebung um eine zylindrische Form [64].

Nach dem derzeitigen Erkenntnisstand werden für die effizienteste Methode bei der elektromagnetischen FFL-Bildgebung zwei magnetische Quadrupole und eine einfache Gradientenspule benötigt [65]. Ein magnetischer Quadrupol wiederum besteht aus zwei Spulenpaaren die gegenläufig von Strom durchflossen werden und orthogonal zueinander angeordnet sind. Das Feld einer solchen Topologie ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Es weist eine FFL auf, deren Ausrichtung senkrecht zu den Hauptgradienten der beiden einzelnen Spulenpaare ist. Betrachtet man die Spulenkongfiguration als Ganze so wird die FFL also entlang der Rotationsachse generiert. Daher finden elektromagnetische Quadrupole unter anderem auch Anwendung in Teilchenbeschleunigern zur Fokussierung eines Teilchenstrahls [66].

Das Erzeugen der FFL entlang der Symmetrieachse dieses Aufbaus eignet sich in dieser Form noch nicht dafür, eine Ortskodierung zu konzeptionieren. Um die FFL rotieren zu können, bedarf es einer weiteren Gradientenspule, die es ermöglicht, die FFL senkrecht zur Rotationsachse des Scanners zu generieren.

Um dies zu erreichen, wird die Spulentopologie um ein weiteres Maxwell-Spulenpaar ergänzt, dessen Hauptgradient in  $z$ -Richtung orientiert ist und somit senkrecht zu den Maxwell-Spulen des elektromagnetischen Quadrupols liegt. Dieses Element des Feldgenerators wird als fortan als  $G_z$ -Spule deklariert. Die Gleichung

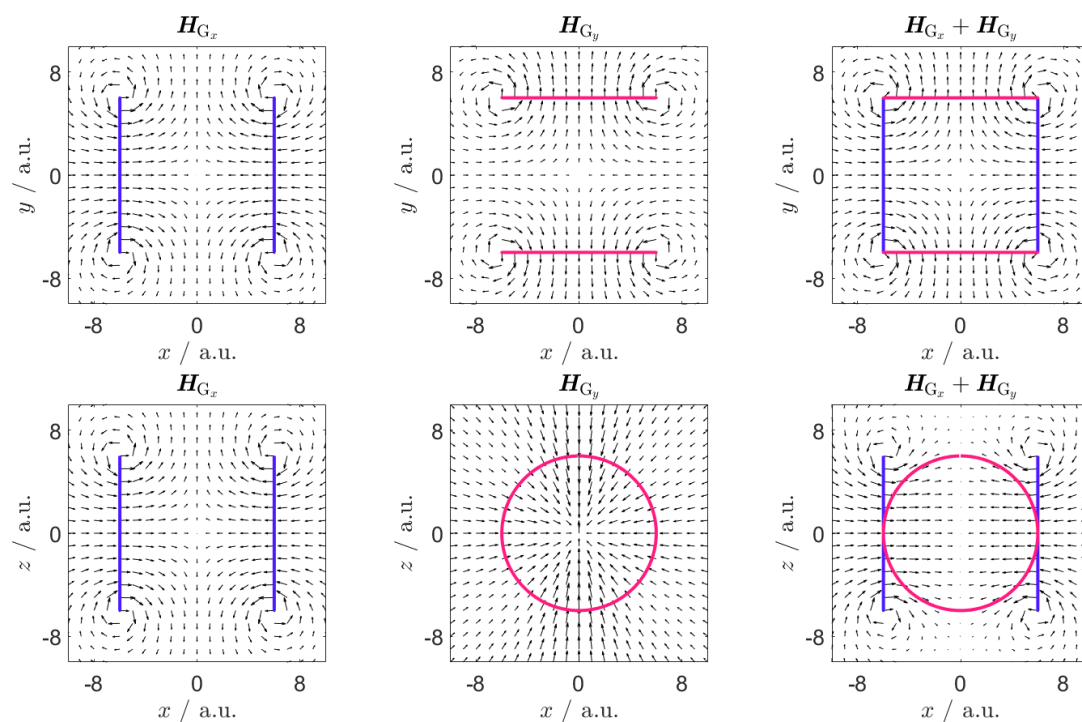


Abbildung 3.12: Elektromagnetischer Quadrupol. Die Ströme durch die Spulen werden so gewählt, dass die Gradientenstärke  $G = G_x + G_y$  für beide Maxwell-Konfigurationen gleich groß ist. Während sich die Feldgradienten in  $x$ - und  $y$ -Richtung aufaddieren, heben sie sich für die  $z$ -Richtung gegenseitig auf.

$$\begin{aligned}
 J_{\mathbf{B}_Q}(\mathbf{r}) = J_{\mathbf{B}_x}(\mathbf{r}) + J_{\mathbf{B}_y}(\mathbf{r}) &= \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} G + \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2} \end{pmatrix} G \\
 &= \begin{pmatrix} -\frac{3}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{3}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} G
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

zeigt, dass die lineare Superposition der Gradientenfelder bei geeigneter Ansteuerung zu einer Auslöschung des Gradienten in  $z$ -Richtung führt. Diese Gleichung beschreibt den Zusammenhang, welcher in Abbildung 3.13 grafisch dargestellt wird. Es entsteht eine FFL, welche entlang der  $x$ -Achse verläuft. Mit dem selben Setup ließe sich zudem eine FFL entlang der  $y$ -Achse generieren, indem man die Stromrichtung des Quadrupols oder der  $G_z$ -Spule umkehren würde.

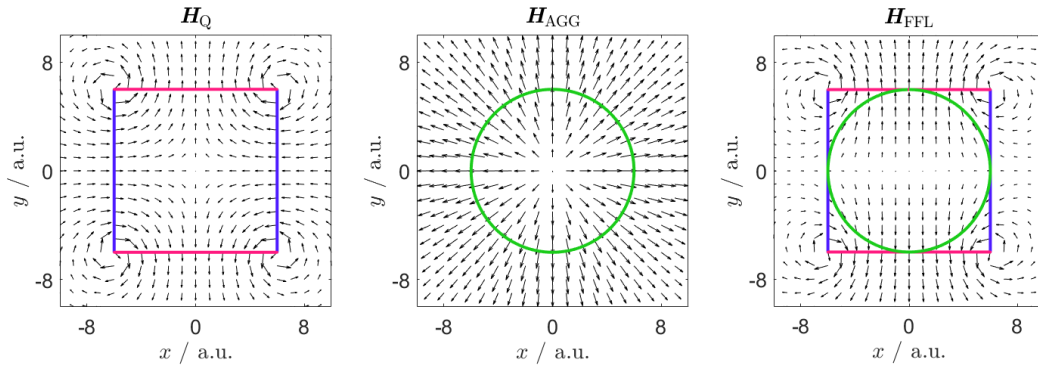


Abbildung 3.13: Feldgenerator für eine statische FFL. Die Ströme werden so dimensioniert, dass sich das Magnetfeld des Quadrupols  $\mathbf{H}_Q$  in  $x$ -Richtung mit dem der  $G_z$ -Spule  $\mathbf{H}_{G_z}$  kompensiert und so ein Magnetfeld  $\mathbf{H}_{\text{FFL}}$  mit einer FFL entlang der  $xy$ -Ebene erzeugt wird.

$$\begin{aligned}
 J_{\mathbf{B}_{\text{FFL}}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{3} \cdot J_{\mathbf{B}_Q}(\mathbf{r}) + J_{\mathbf{B}_z}(\mathbf{r}) &= \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} G + \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} G \\
 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} G
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

Um die FFL zu rotieren, wird ein zusätzlicher elektromagnetischer Quadrupol benötigt, welcher um einen Winkel von  $45^\circ$  zum ersten versetzt ist. In der Theorie lässt sich die zuletzt vorgestellte Spulentopologie also durch einen identischen Quadrupol ergänzen, dessen Leiterpfad und damit auch dessen magnetisches Vektorfeld der Koordinatentransformation

$$\mathbf{r}_{Q_\psi} = \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi & 0 \\ -\sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \mathbf{r}_{Q_{0^\circ}} \quad (3.7)$$

unterzogen wurde, wobei für  $\psi$  in diesem Fall  $45^\circ$  gewählt wird,  $\mathbf{r}_{Q_{0^\circ}}$  die kartesischen Koordinaten des ersten Quadrupols enthält und  $\mathbf{r}_{Q_\psi}$  dann die entsprechenden Koordinaten des zweiten. Abbildung 3.14 veranschaulicht die entsprechende Spulentopologie.

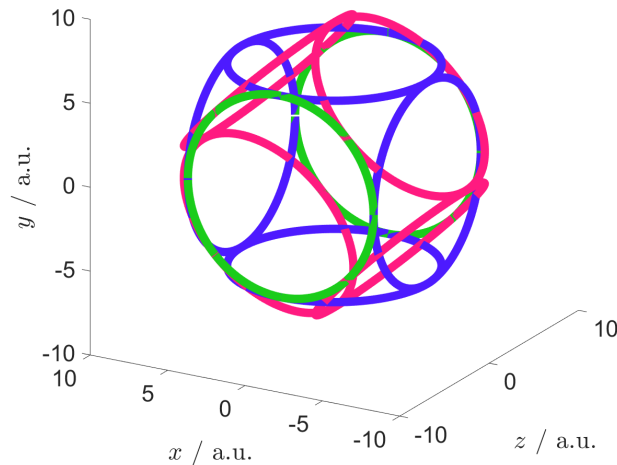


Abbildung 3.14: Feldgenerator für eine elektromagnetisch rotierbare FFL. Die grünen Leiterschleifen repräsentieren die  $G_z$ -Spule. Die violetten und magentafarbenen Leiterschleifen stellen jeweils einen Quadrupol dar.

Speist man nun die beiden Quadrupole jeweils mit sinusförmigen Strömen, deren zeitlicher Verlauf um  $90^\circ$  phasenversetzt ist, wird die Rotation der FFL in der  $xy$ -Ebene erreicht. In Abbildung 3.15 wird dies für verschiedene Winkel  $\phi$  veranschaulicht.

Das SF kann mathematisch für jede beliebige Phase  $\theta$  beziehungsweise jeden Winkel der dynamischen FFL mit der Jakobi-Matrix

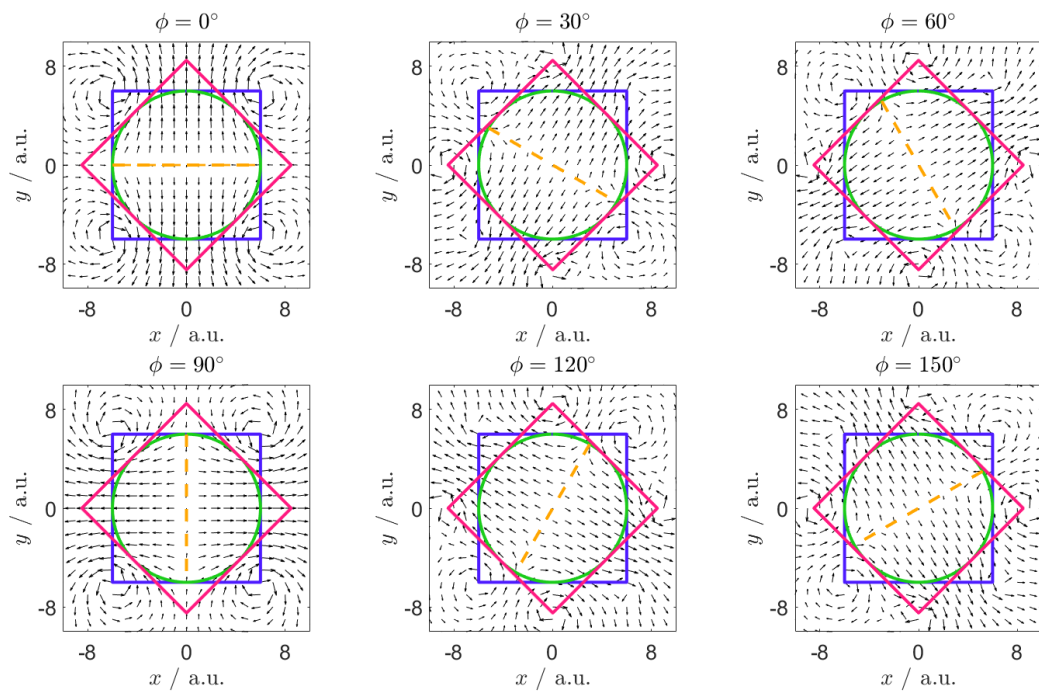


Abbildung 3.15: Simulierte Rotation der FFL bei 6 äquidistanten Phasen, einer halben Rotation und damit eines kompletten Akquisitionszyklus. Die gestrichelte orange Linie markiert die FFL. Die magnetischen Felder der Quadrupole (violett, magenta) oszillieren mit der Frequenz  $2\theta$ . Die Ströme durch die einzelnen Quadrupole sind um  $90^\circ$  phasenversetzt zueinander. Das Feld der  $G_z$ -Spule (grün) ist statisch.

$$J_{\mathbf{B}_{\text{dFFL}}}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} G \quad (3.8)$$

beschrieben werden. Dabei ist eine dynamische Rotations-Transformations-Matrix (3.7) mit dem Phasenwinkel  $2\theta$  zu erkennen. Der zeitliche Verlauf der elektromagnetischen Steuerung einer kontinuierlich rotierenden FFL kann so über die Gleichung

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)_{\text{SF,FFL}} &= A_{\text{Q}_{0^\circ}}(t)\mathbf{B}_{\text{Q}_{0^\circ}}(\mathbf{r}) + A_{\text{AF}_{45^\circ}}(t)\mathbf{B}_{\text{Q}_{45^\circ}}(\mathbf{r}) + \mathbf{B}_{G_z}(\mathbf{r}) \\ &= \cos(4\pi f_{\text{rot}}t)\mathbf{B}_{\text{Q}_{0^\circ}}(\mathbf{r}) + \sin(4\pi f_{\text{rot}}t)\mathbf{B}_{\text{Q}_{45^\circ}}(\mathbf{r}) + \mathbf{B}_{G_z}(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (3.9)$$

beschrieben werden. Dabei beschreiben  $\mathbf{B}_{\text{Q}_{0^\circ}}(\mathbf{r})$  und  $\mathbf{B}_{\text{Q}_{45^\circ}}(\mathbf{r})$  die Feldamplitudenverteilungen der einzelnen Quadrupole.

Das SF wird nun mit einem AF, welches durch den AF-Generator aus Abbildung 3.10 generiert wird, überlagert. Die FFL kann dann für jeden Winkel orthogonal zu ihrer Ausrichtung mit der Anregungsfrequenz vor und zurück translatiert werden. Das Feld des AF-Generator muss dafür stets senkrecht zum Gradientenfeld ausgerichtet sein. Für Steuerung des AF gilt somit

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)_{\text{AF,FFL}} &= A_{\text{AF}_x}(t)\mathbf{B}_{\text{AF}_x}(\mathbf{r}) + A_{\text{AF}_y}(t)\mathbf{B}_{\text{AF}_y}(\mathbf{r}) \\ &= \sin(2\pi f_{\text{rot}}t) \sin(2\pi f_{\text{AF}}t)\mathbf{B}_{\text{AF}_x} \\ &\quad + \cos(2\pi f_{\text{rot}}t) \sin(2\pi f_{\text{AF}}t)\mathbf{B}_{\text{AF}_y}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

$\mathbf{B}_{\text{AF}_x}$  ist die Amplitude der magnetischen Flussdichteverteilung der Helmholtz-Spulenkonfiguration für das AF in  $x$ -Richtung und  $\mathbf{B}_{\text{AF}_y}$  für jenes in  $y$ -Richtung.

Aus der Superposition des in Gleichung (3.9) beschriebenen SF mit dem in Gleichung (3.10) beschriebenen AF ergibt sich mit

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)_{\text{FFL}} = \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)_{\text{SF,FFL}} + \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)_{\text{AF,FFL}} \quad (3.11)$$

die komplette Ansteuerung der FFL. Der zeitliche Verlauf einer FFL-Sequenz ist in Abbildung 3.16 ohne das konstante Feld der  $G_z$ -Spule dargestellt.

Ergänzend zu den beschriebenen idealisierten Systemen sei angemerkt, dass in der Praxis in Hinblick auf Realisierbarkeit, Energieeffizienz, Feldqualität und Raumausnutzung modifizierte Spulengeometrien verwendet werden. Hier kommen unter anderem gekrümmte

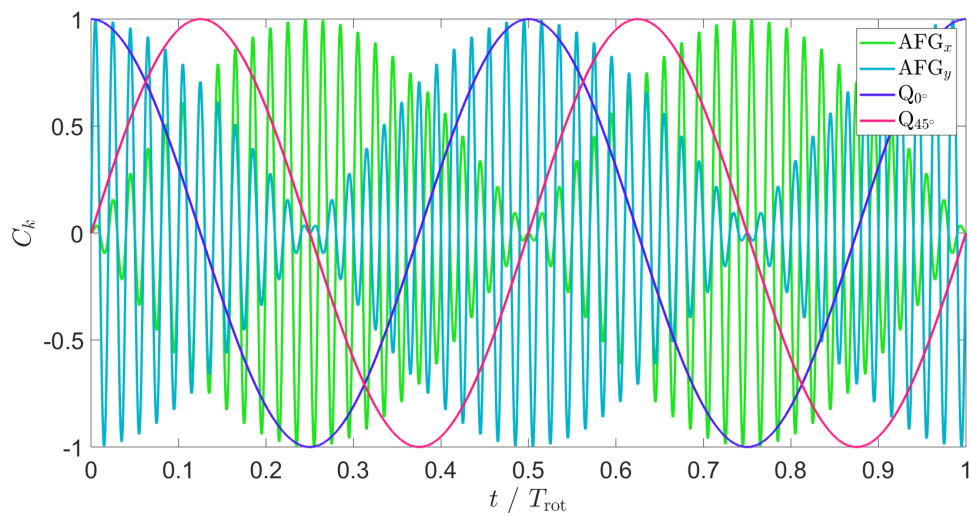


Abbildung 3.16: Ansteuerung der Feldgeneratorelemente für die Erzeugung, Rotation und Translation einer FFL. Der abgebildete Bereich entspricht einem vollen Rotationszyklus.  $C_k$  gibt den normalisierten Koeffizienten für die einzelnen Elemente des Magnetfeldes wieder. Die grüne und cyanfarbene Kurve repräsentieren den AF-Generator. Die Anregungsfrequenz ist hier das 50-fache der Rotationsfrequenz. Analog zur Farbgebung in Abbildung 3.15 zeigen die blaue und die magentafarbene Kurve die Ansteuerung der Quadrupole.

Spulenkonfigurationen und Sattelspulen zum Einsatz [67]. Des Weiteren werden beim Design der Feldgeneratorelemente auch numerische Optimierungsverfahren angewendet [68].

In einigen Konstruktionen wird das konstante Feld der  $G_z$ -Spule durch Permanentmagneten nach dem in Abbildung 3.7 skizzierten Prinzip erzeugt [69] [70]. Andere FFL-MPI-Systeme verwenden wiederum eine Anordnung von Permanentmagneten, ein so genanntes Halbach-Array, zur Erzeugung der FFL, welche dann mechanisch rotiert werden [71] [72]. Außerdem wurden Experimente zu asymmetrischen Spulentopologien zur Erzeugung und Verwendung einer FFL durchgeführt und vorgestellt [73]. Das konkrete Design des in dieser Arbeit betrachteten Systems wird in Kapitel 5 behandelt.

## 3.5 Empfangsspulentopologien

Das Induktionsgesetz aus Gleichung (2.4), welches neben dem Durchflutungssatz in Gleichung (2.9) für die Erzeugung der in dieser Arbeit verwendeten magnetischen Wechselfelder fundamental ist, unterliegt grundsätzlich der Reziprozität (Übertragungssymmetrie) [74]. Das heißt, dass ein elektrisches Wirbelfeld zu einer Änderung der magnetischen Flussdichte führt, somit aber auch, dass ein sich änderndes Magnetfeld ein elektrisches Feld und somit eine Spannung verursacht.

Dies bietet im Wesentlichen zwei Möglichkeiten zur Messung der harmonischen Verzerrung durch eine Partikelverteilung. Der Feldgenerator kann gleichzeitig als Empfangsspule genutzt werden. In diesem Fall kann das Empfangssignal an den Stellen, an denen das Sendesignal eingespeist wird, in einen sekundären Signalpfad, den Empfangspfad, überführt werden. Dort wird es vom initialen Sendesignal separiert. Eine andere Methode, wie sie in den meisten MPI-Systemen, so auch in dem in dieser Arbeit beschriebenen System zum Einsatz kommt, ist die Verwendung einer dedizierten Empfangsspule [75] [76] [77].

### 3.5.1 Gradiometrische Empfangsspulen

Das Ziel gradiometrischer Messinstrumente ist es, die Inhomogenität einer Feldgröße beziehungsweise den Feldstärkegradienten zu ermitteln. Die Messung der Inhomogenität eines Magnetfeldes erfolgt über gradiometrische Empfangsspulen [78]. Eine Gradiometer-Spule besteht aus Spulensegmenten unterschiedlicher Wickelrichtung. In Abbildung 3.17 wird dargestellt, wie diese derartig konzipiert sind, dass ein homogenes alternierendes Magnetfeld Spannungen in entgegengesetzte Richtungen induziert, die sich in der Sum-

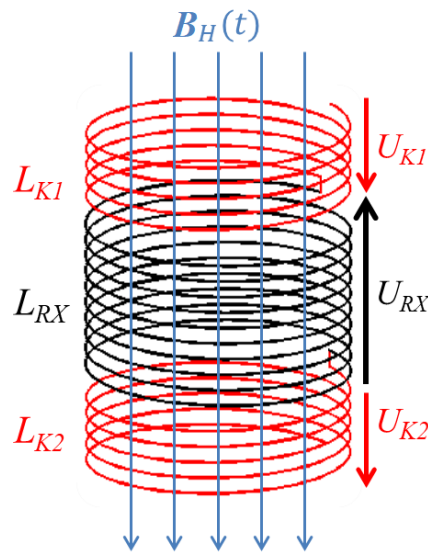


Abbildung 3.17: Prinzipieller Aufbau einer einfachen Gradiometer-Spule zweiten Grades. Die in rot gekennzeichneten Kompensationsspulensegmente unterscheiden sich in ihrer Wickelrichtung vom schwarzen Spulensegment.

me gegenseitig aufheben.

Überträgt man Gleichung (2.6), welche sich im Grunde auf einzelne Leiterschleifen bezieht, auf Spulengeometrien, kann man den magnetischen Fluss  $\phi$  durch die magnetische Durchflutung  $\psi = N\phi$  ersetzen.

Hierbei ist  $N$  die Anzahl der Windungen einer Spule. Somit wird die  $N$ -fache Fläche  $A$  gemäß Gleichung (2.7), die vom selben magnetischen Fluss  $\phi$  durchströmt wird, eingeschlossen. In einem ideal dimensionierten Gradiometer zweiter Ordnung ergibt sich dann

$$U_{\Sigma} = U_{RX} + U_{K1} + U_{K2} = 0. \quad (3.12)$$

Die induzierten Teilspannungen lassen sich mit Kenntnis der homogenen magnetischen Flussdichte  $\mathbf{B}_H(t)$  und den geometrischen Eigenschaften der Spulensegmente nach

$$U_k = -\frac{\partial \psi_k}{\partial t} = -N_k \frac{\partial \phi}{\partial t} = -N_k \frac{\partial \mathbf{B} \cdot \mathbf{A}_k}{\partial t}, \quad (3.13)$$

berechnen.  $k$  repräsentiert hier die Indizes RX, K1 und K2 entsprechend Gleichung (3.12). Beim Vorzeichen von  $\phi_k$  und  $\psi_k$  beziehungsweise der Orientierung von  $\mathbf{A}_k$  ist die Wickelrichtung der Spule berücksichtigt.

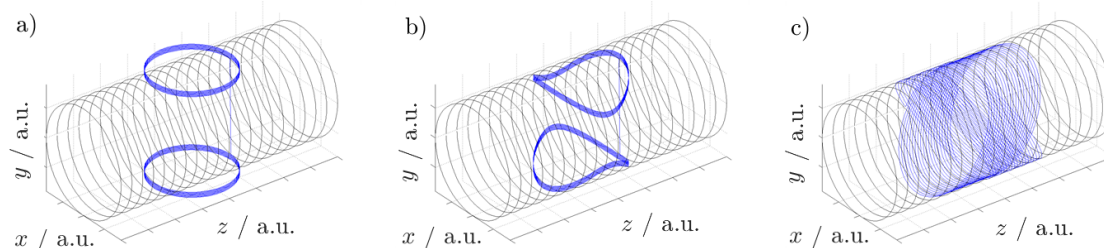


Abbildung 3.18: Mögliche Spulenkonfigurationen mit einer Sensitivität für radiale Felder. a) Einfache Helmholtz-Spulenkonfiguration. b) Gekrümmte Helmholtz-Spulenkonfiguration. c) Gekippte Zylinderspulen

Die Empfangsspule, die in dieser Arbeit zum Einsatz kommt, ist dem Aufbau einer Gradiometerspule sehr ähnlich. Diese AF-kompensierende Spule ist wie bei einer Gradiometerspule so konzipiert, dass durch unterschiedliche Wickelrichtung in der Summe effektiv keine Spannung durch das AF bei einer Leermessung induziert wird (vergleiche Abschnitt 3.3.3).

### 3.5.2 Magnetischer Dipol auf Grundlage von gekippten Zylinderspulen

In den meisten MPI-Systemen wird ein röhrenförmiger Feldgenerator mit einer entsprechenden Empfangseinheit verwendet. Diese Systeme sind für eine radiale Orientierung des Anregungsfeldes ausgelegt. Das Gleiche gilt für die Sensitivität der Empfangsspule. In diesem Kontext sind eine hohe Effizienz, ein geringer Energieverbrauch sowie ein hohes Maß an Homogenität erstrebenswerte Eigenschaften [79]. Insbesondere auf die Homogenität der Sensitivitätsverteilung wird im Folgenden der Schwerpunkt gelegt. Dies gilt sowohl für den Betrag als auch für die Orientierung der Sensitivität. In Abbildung 3.18 sind drei Strukturen exemplarisch skizziert, die die radiale Feldorientierung berücksichtigen.

Das Empfangsspulen-Design, das in diesem System zum Tragen kommt, folgt einem besonderen Konzept. Es greift auf eine elegante Lösung für die Konstruktion magnetischer Dipole zurück, das auf gekippten Zylinderspulen basiert [80].

Dieser Ansatz berücksichtigt, dass ein Magnetfeld erzeugt und gemessen werden soll, welches radial zur Scannerachse ausgerichtet ist. Um dies zu erreichen, sind unterschiedliche Konfigurationen denkbar. Einfache Beispiele sind in Abbildung 3.18 skizziert.

Das Funktionsprinzip der Topologie aus gekippten Zylinderspulen wird in Abbildung

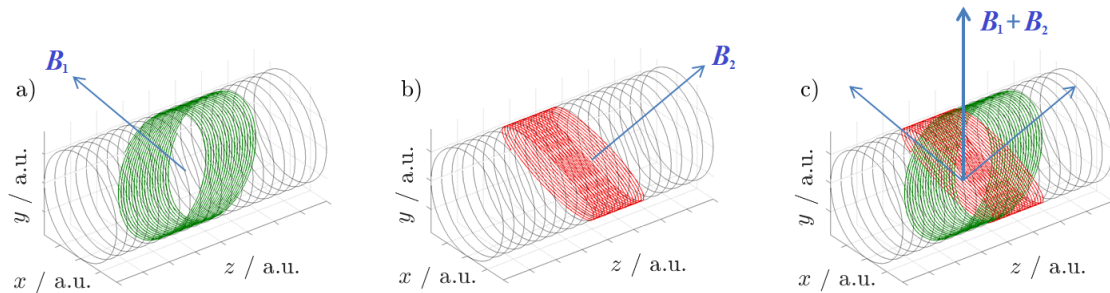


Abbildung 3.19: Das Grundprinzip des Designs eines magnetischen Dipols basierend auf gekippten Zylinderspulen. a) Zur einen Seite gekippte Zylinderspule mit dem resultierenden Magnetfeld  $B_1$ . b) Zur anderen Seite gekippte Zylinderspule mit dem resultierenden Magnetfeld  $B_2$ . c) Superposition beider Spulen und resultierendes Magnetfeld in radiale Richtung.

3.19 veranschaulicht. Der Leiterpfad der Spule befindet sich wie bei einem gewöhnlichen Solenoid auf der Mantelfläche eines Zylinders. Während das erzeugte Feld in einer zylindrischen Spule in axiale Richtung zeigt, ist ein Element in diesem Design jedoch gekippt, wodurch ein Magnetfeld erzeugt wird, welches eine radiale Komponente aufweist, also nicht entlang der Zylinderachse ausgerichtet ist. Durch ein weiteres Element, welches äquivalent konzipiert ist, jedoch um den selben Winkel in die andere Richtung gekippt ist, erzeugt dieses Element bei Stromfluss mit dem gleichen Drehsinn ein Magnetfeld mit derselben radialen Komponente, aber einer axialen Komponente, welche der ersten entgegengesetzt ist. Hierdurch entsteht nach dem Superpositionsprinzip ein hochgradig homogenes Magnetfeld, welches senkrecht zur Zylinderachse ausgerichtet ist und keine axiale Komponente besitzt.

Die resultierende magnetische Flussdichte  $B_\Sigma$  kann näherungsweise mit den Beträgen der Magnetfelder der einzelnen um den Winkel  $\alpha$  gekippten Zylinderspulen  $B_k = B_1 = B_2$  durch

$$B_\Sigma = 2B_k \cdot \sin \alpha \quad (3.14)$$

berechnet werden.

### 3.6 Rekonstruktion

Das Ziel von MPI besteht darin, eine Verteilung magnetischer Partikel auf Basis eines induzierten Spannungssignals zu berechnen. Da die gesuchte Partikelverteilung als Ursache

für das gemessene Spannungssignal gilt, stellt die Berechnung von Bildern im Rahmen von MPI ein inverses mathematisches Problem dar [81] [82]. Für die Rekonstruktion der räumliche Verteilung der MNP lässt sich im Wesentlichen zwischen zwei Methoden unterscheiden. Die erste Methode legt den Fokus auf die Frequenzspektren der empfangenen Signale, während sich die andere Rekonstruktionsmethode die zeitlichen Verläufe der empfangenen Signale zu Nutze macht [12]. Die Rekonstruktion auf Grundlage des Frequenzspektrums wird im folgenden Abschnitt 3.6.1 erläutert und die Methode auf Basis des Zeitbereichs in Abschnitt 3.6.2.

### 3.6.1 Rekonstruktion auf Basis des Frequenzspektrums

Das Grundprinzip der messbasierten Ortskodierung und Rekonstruktion basiert auf der Aufnahme einer Systemmatrix  $\mathcal{S}$ . Die Systemmatrix stellt dabei einen Zusammenhang zwischen der ortsabhängigen Partikelkonzentration  $c$  innerhalb des Messfeldes und dem empfangenen Spannungssignal  $\mathbf{u}$  her. Dadurch ergibt sich ein Gleichungssystem der Form

$$\mathbf{u} = \mathcal{S}c. \quad (3.15)$$

Dabei wird das Signal im Frequenzbereich betrachtet beziehungsweise die Fouriertransformation des Zeitsignals gebildet [83]. In dem betrachteten Messzeitraum gilt die Annahme, dass das System, das Gleichung 3.15 beschreibt, linear und zeitinvariant ist. Bei der Größe  $\mathbf{u}$  handelt es sich um einen Vektor der Länge  $m$ . Dabei ist  $m$  die Anzahl der betrachteten Frequenzkomponenten  $f_k$ . Im Falle einer einzigen Anregungsfrequenz  $f_0$  sind dies in der Regel deren Harmonische. Bei der Wahl der Größe von  $m$  spielt in erster Linie der Signal-Rausch-Abstand (signal-to-noise ratio, SNR) eine vorherrschende Rolle. Dieser kann als Maß genutzt werden, um zu beurteilen, ob eine Frequenzkomponente zur Rekonstruktion mitbenutzt werden kann. Die verfügbare Speicherkapazität und die gewünschte Rekonstruktionsgeschwindigkeit spielen bei der Wahl der Anzahl an verwendeten Frequenzkomponenten ebenfalls eine wichtige Rolle. Der Vektor  $c$  hingegen enthält  $n$  skalare Werte, wobei jeder die Konzentration an einem Ort innerhalb des Messfeldes repräsentiert. Je feiner das Raster an Punkten im Raum ist, desto mehr Einträge enthält der Vektor  $c$ . Dabei ist dieser allgemeine Zusammenhang davon unabhängig, ob die Ortskodierung ein- oder mehrdimensional ist. Die Größe der Systemmatrix ist dementsprechend  $m \times n$ .

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{1,1} & S_{1,2} & \cdots & S_{1,n} \\ S_{2,1} & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & S_{m-1,n} \\ S_{m,1} & \cdots & S_{m,n-1} & S_{m,n} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ \vdots \\ c_n \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

Die einzelnen Zeilen der Systemmatrix ( $S_{k,1} \cdots S_{k,n}$ ) mit  $k = 1, 2, \dots, m$  werden auch als Systemfunktionen bezeichnet. Anschaulich lässt sich eine Systemfunktion als Antwort in Form eines Empfangssignals auf eine Partikelkonzentration an einem definierten Ort  $\mathbf{r}_l$  mit  $l = 1, 2, \dots, n$  interpretieren. Das Prinzip der Systemmatrix-basierten Ortskodierung soll in Abbildung 3.20 grafisch verdeutlicht werden. Fürs einfachere Verständnis wird hier eine eindimensionale Ortskodierung angenommen.

Was zudem in Abbildung 3.20 verdeutlicht wird, ist ein fast identisches Amplitudenspektrum in der zweiten und dritten Zeile. Aus Symmetriegründen ist daher das Phasenspektrum von besonderer Bedeutung. Es ist in der Theorie an der Abszisse gespiegelt, wenn sich die gleiche Partikelkonzentration in der selben Entfernung zum Zentrum auf der  $x$ -Achse befindet. Dies macht die Orte in der zweiten und dritten Zeile der Abbildung erst unterscheidbar. Auf diese Weise enthält jeder Ort innerhalb der Systemmatrix sein charakteristisches Frequenzspektrum [20] [84].

Dieses Konzept lässt sich nun auf die mehrdimensionale Bildgebung erweitern. Die im vorangegangenen Beispiel verwendete Spulenkonfiguration wäre durchaus in der Lage, auch Partikel abseits der  $x$ -Achse zu detektieren, sofern der Niederfeldbereich des FFP auch diese Orte passieren sollte. Um allerdings die Sensitivität und den Messraum in einem adäquaten Maße in eine zweite Dimension zu überführen, bedarf es einer zum bestehenden Helmholtz-Spulenpaar orthogonalen zweiten Anordnung, die den FFP auch in  $y$ -Richtung oszillieren lässt. Verwendet man eine Spulentopologie wie die in Abbildung 3.11 vorgestellte werden gleich große Gradienten in  $x$ - und  $y$ -Richtung erzeugt. Mit äquivalenten Spulenpaaren fürs AF kann somit mit gleichen Feldamplituden ein quadratisches Messfeld abgerastert werden. Mit einer solchen instrumentalen Voraussetzung lässt sich der FFP je nach Ansteuerung des AF-Generator entlang verschiedener Bahnen beziehungsweise Trajektorien bewegen [85] [86].

Bei der Betrachtung unterschiedlicher Trajektorien, die mit diesem Aufbau realisierbar sind, gilt zunächst, dass das SF konstant ist. Das heißt, es wird durch Elektromagneten mit konstanter Stromeinspeisung oder durch Permanentmagneten erzeugt. Die einzelnen Helmholtz-Spulenpaare des AF-Generator müssen zudem unabhängig voneinander angesteuert werden können. Bei der Verwendung der selben Frequenz für die  $x$ - und  $y$ -Komponente des AF-Generator lässt sich der FFP entlang einer elliptischen Bahn be-

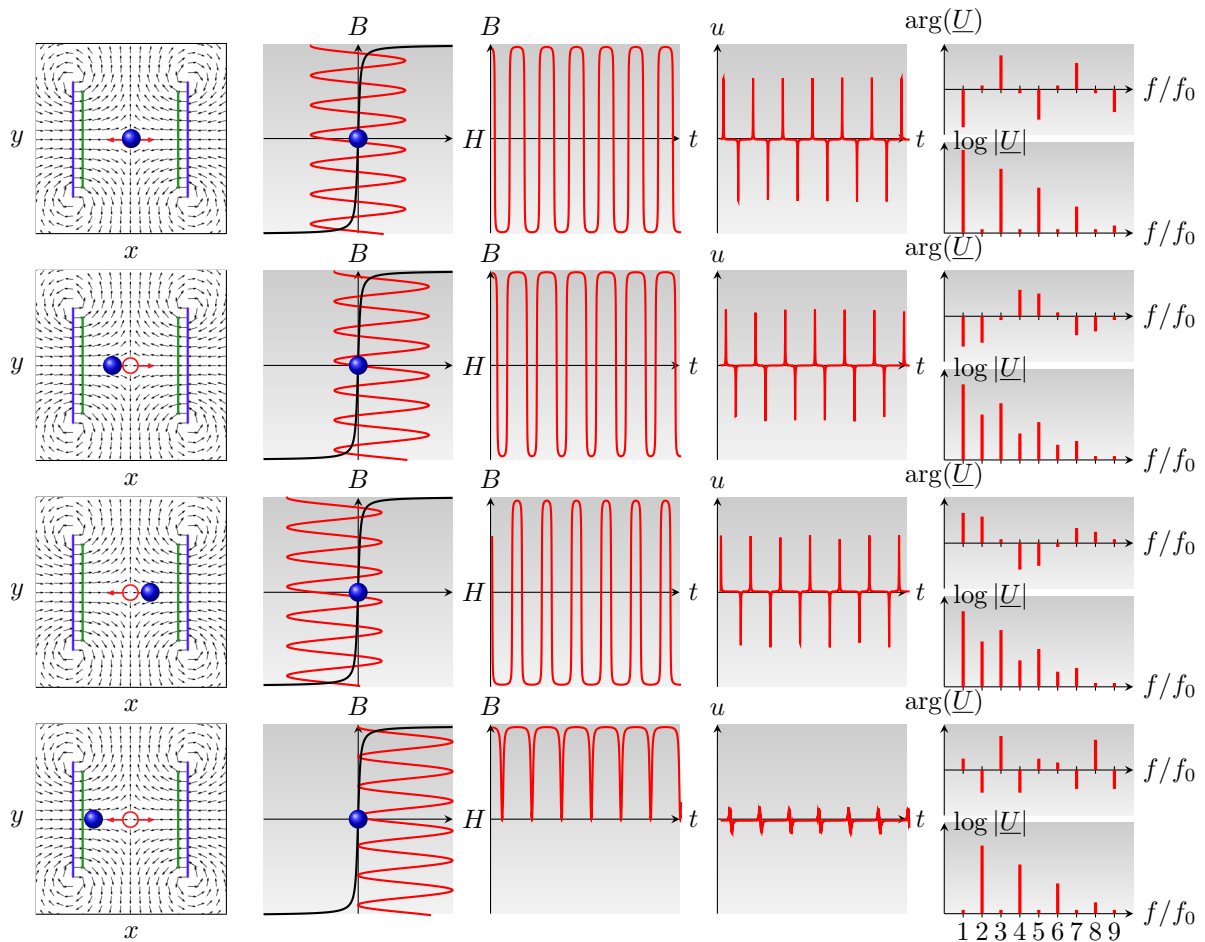


Abbildung 3.20: Systemmatrix-basierte Ortskodierung. Das Diagramm zeigt die Entstehung des Partikelsignals für 4 verschiedene Positionen einer Partikelprobe (blau) in einem Messfeld. Die linke Spalte zeigt die Spulentopologie und das Magnetfeld aus Abbildung 3.9 mit dem in rot gekennzeichneten FFP, welcher in  $x$ -Richtung oszilliert. Die zweite Spalte veranschaulicht den zeitlichen Verlauf des externen Magnetfeldes, welchem die Partikelprobe ausgesetzt ist. Dabei wird die magnetische Flussdichte  $B(t)$  (mittlere Spalte) erzeugt und somit die Spannung  $u$  (4. Spalte) induziert. Die rechte Spalte skizziert das Phasenspektrum  $\arg(\underline{U})$  und das Amplitudenspektrum  $|\underline{U}|$ , welche zur Systemmatrix-basierten Rekonstruktion verwendet werden.

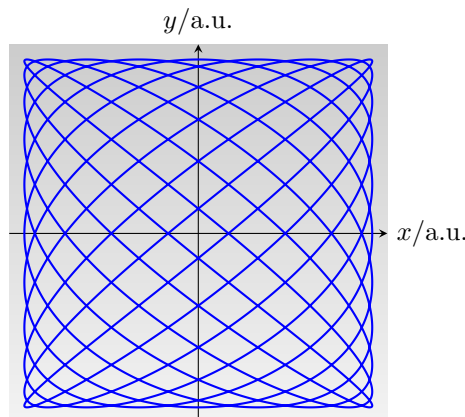


Abbildung 3.21: Lissajous Trajektorie mit den Frequenzteilern  $q_x = 9$  und  $q_y = 11$ . Gleichgroße Amplituden in  $x$ - und  $y$ -Richtung führen zu einer quadratischen Berandung.

wegen, die je nach Phasendifferenz zwischen der Einspeisung für die  $x$ - und  $y$ -Spule auch zu einem Kreis oder einer diagonalen Linie ausarten kann. Verwendet man jedoch unterschiedliche Frequenzen, so lässt sich der Punkt entlang einer Lissajous-Figur bewegen. Die Form der Trajektorie und die Dichte der Schnittpunkte lässt sich an Hand von Frequenzteilern bestimmen. Wählt man eine Grundfrequenz  $f_0$  und teilt diese durch eine natürliche Zahl  $q_x$  für die Anregungsfrequenz  $f_x$  und durch  $q_y$  für die Anregungsfrequenz  $f_y$ , so erhält man eine Lissajous-Figur mit dem kleinsten gemeinsamen Vielfachen von  $q_x$  und  $q_y$  als Anzahl von Schnittpunkten. Die Seitenlänge und das Seitenverhältnis der rechteckigen äußeren Berandung der Figur, wie in [Abbildung 3.21](#) gezeigt, ist durch die jeweiligen Amplituden in  $x$ - und  $y$ -Richtung gegeben. Die gesamte Repeatszeit  $T_R$ , also die Zeit, welche der FFP benötigt, um einmal die geschlossene Trajektorie zu durchlaufen, beträgt

$$T_R = \frac{\text{kgV}(q_x, q_y)}{f_0}. \quad (3.17)$$

Dieser Zusammenhang ist auch auf die dreidimensionale Bildgebung anwendbar, wenn die Spulentopologie durch eine AF-Spule für die  $z$ -Richtung erweitert wird und dieser ein Frequenzteiler  $q_z$  zugeordnet wird.

Ausgehend von unterschiedlichen Anregungsfrequenzen  $f_x$ ,  $f_y$  (und gegebenenfalls  $f_z$ ) enthält das empfangene Nutzsignal neben den Harmonischen dieser Frequenzen darüber hinaus auch Mischfrequenzen, das heißt Linearkombinationen aus ganzzahligen Vielfachen der einzelnen Anregungsfrequenzen. Die Anzahl der für die Rekonstruktion verwendeten Frequenzkomponenten wird dadurch erweitert. Um zu selektieren, wie viele

und welche Frequenzkomponenten im Einzelnen zur Rekonstruktion verwendet werden, hängt auch hier maßgeblich vom SNR ab. Auf Grundlage dieser Größe gibt es Vorgehensweisen auf manueller oder rechnergestützter Basis.

Bis zu diesem Punkt wurden lediglich Grundlagen zur Rekonstruktion der Partikelverteilung auf Basis des Frequenzspektrums erläutert. Weiterführende Verfahren wie die komprimierte Erfassung (Compressed Sensing [13]) und die Rekonstruktion auf Basis einer dünn besetzten Matrix (Sparse Reconstruction [87]) stellen Erweiterungen zu dem Rekonstruktionsverfahren dar, um benötigten Speicher zu minimieren oder auch die Geschwindigkeit der Rekonstruktion zu verbessern. Hybride Ansätze, bei denen Eigenschaften des Partikelsignals a priori gemessen wurden und für die Rekonstruktion verwendet werden, können ebenfalls zur Rekonstruktion von Partikelverteilungen genutzt werden [88].

### 3.6.2 Rekonstruktion auf Basis des Zeitsignals

Eine Alternative zur Rekonstruktion auf Basis der Frequenzspektren der akquirierten Signale bietet die Rekonstruktion auf Basis des Zeitsignals, die sogenannte  $x$ -Space-Rekonstruktion [89]. Die Gleichungen in diesem Abschnitt, deren Herleitung nicht explizit ausgewiesen ist, basieren auf [33].

Zur Veranschaulichung des Grundprinzips betrachte man zunächst den eindimensionalen Fall mit einem konstanten SF  $Gx$  mit einem FFP und einem sinusförmigen AF  $H_{AF}(t)$ . Das resultierende Magnetfeld lässt sich durch

$$H(x, t) = H_{AF}(t) - Gx \quad (3.18)$$

beschreiben. Der FFP wird somit entlang der  $x$ -Achse hin- und herbewegt. An seiner Position gilt stets  $H(x, t) = 0$  und somit gilt nach Gleichung (3.18) für den Ort des FFPs

$$x_{\text{FFP}} = G^{-1}H_{AF}(t). \quad (3.19)$$

Die Feldverteilung lässt sich somit auch durch

$$H(x, t) = G(x_{\text{FFP}}(t) - x) \quad (3.20)$$

beschreiben. Liegt nun innerhalb des beschriebenen Messfeldes eine Verteilung an SPIONs  $\rho(x)$  vor, welche der Langevin-Theorie nach Gleichung (2.24) folgen, lässt sich die magnetische Flussdichte in Abhängigkeit der Zeit  $\phi(t)$  als Faltung der Magnetisie-

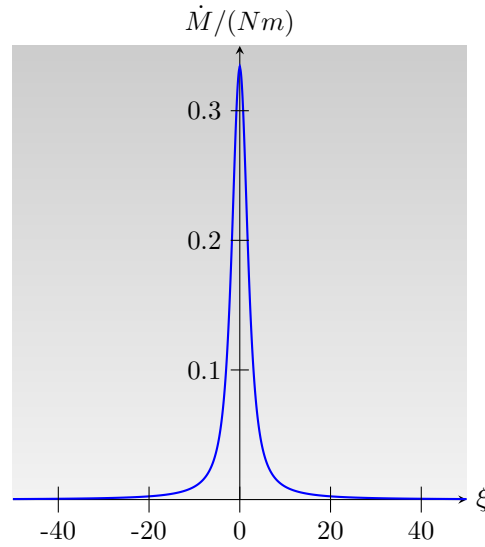


Abbildung 3.22: Idealisierte PSF einer punktförmigen superparamagnetischen Partikelverteilung.

zung der Partikelverteilung und der Langevin-Kurve beschreiben. Somit gilt

$$\phi(t) = -m\rho(x_{\text{FFP}}) * L(kGx_{\text{FFP}}). \quad (3.21)$$

Dabei beschreibt  $k = \mu_0 m / (k_B T)$  die Partikeleigenschaften. Im Wesentlichen entspricht die abzubildende Funktion  $A(x_{\text{FFP}}(t))$  einer Faltung der Partikelverteilung mit einer Punktspreizfunktion (PSF), welche bei Vernachlässigung von Interaktion zwischen den Partikeln der Ableitung der Magnetisierungskurve entspricht. Für die Bildgleichung gilt daher

$$A(x_{\text{FFP}}(t)) = \rho(x_{\text{FFP}}) * \dot{L}(kGx_{\text{FFP}}). \quad (3.22)$$

Die PSF lässt sich für  $N$  Partikel mit dem magnetischen Moment  $m$  durch

$$\dot{M}(H) = Nm\dot{L}(\xi) = Nm \left( \frac{1}{\xi^2} - \frac{1}{\sinh^2 \xi} \right) \quad (3.23)$$

berechnen und ist in [Abbildung 3.22](#) grafisch dargestellt.

Auf Grundlage der eindimensionalen Rekonstruktion lassen sich auch Projektionsbilder durch die Translation einer FFL rekonstruieren. In [\[69\]](#) wird auf dieses Prinzip zurückgegriffen und jeweils für unterschiedliche Winkel angewendet. Darüber hinaus wird eine Leermessung, also eine Messung in Abwesenheit jeglicher magnetischer Substanzen

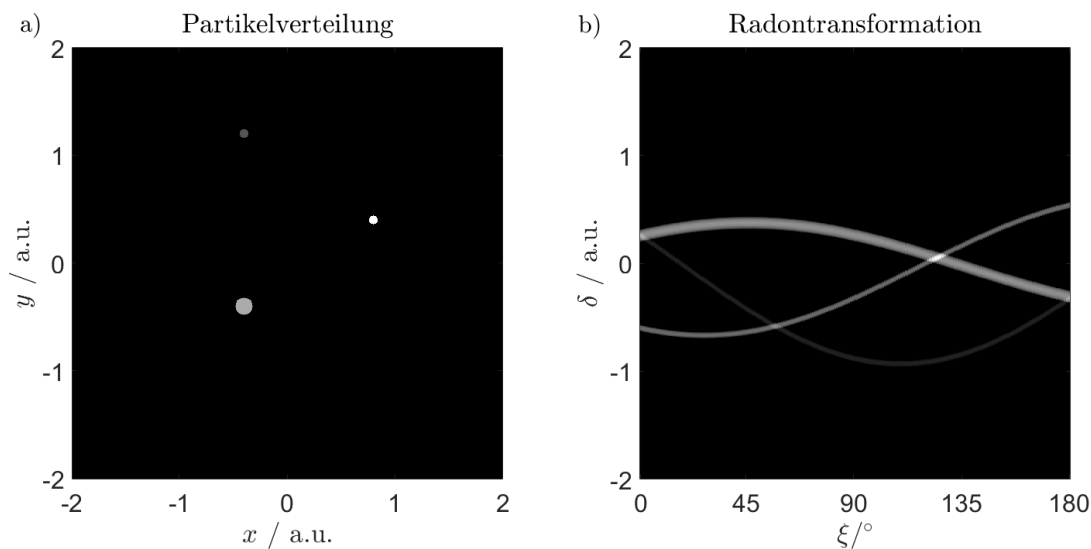


Abbildung 3.23: Veranschaulichung der Radontransformation. a) Eine Partikelverteilung mit unterschiedlichen Konzentrationen an verschiedenen Orten. b) Die Radontransformation in Form eines Sinograms.

innerhalb des Messfeldes, durchgeführt und von der eigentlichen Messung abgezogen. Zudem kann eine zusätzliche Entfaltung des gemessenen Signals durchgeführt werden, um Relaxationseffekte, die hier bislang noch nicht betrachtet wurden, zu kompensieren [90].

Trägt man die einzelnen Projektionen  $c(\delta)$  als Spalten auf den Projektionswinkel  $\xi$  auf, so erhält man die Radon-Transformation der gesuchten Partikelkonzentration (Abbildung 3.23). Da eine punktförmige Partikelkonzentration bei der Radon-Transformation auf eine Sinuskurve abgebildet wird, spricht man von einem Sinogramm. Geeignete Rücktransformationsverfahren sind auch Gegenstand der bereits etablierten bildgebenden Modalität CT. Hierbei kommt üblicherweise die gefilterte Rücktransformation zum Einsatz. Da es sich dabei um ein schlecht gestelltes Problem handelt, wird bei der Lösung auf iterative Verfahren und Regularisierungstechniken zurückgegriffen [91].

Für weiterführende Quellen in der  $x$ -Space-Rekonstruktions-Thematik sei [92], [93], [94], [95] und [96] verwiesen.

# 4

## Die Signalkette

### Inhalt

---

<b>4.1 Der Sendepfad</b> . . . . .	<b>68</b>
<b>4.2 Der Empfangspfad</b> . . . . .	<b>84</b>
<b>4.3 Ergebnisse</b> . . . . .	<b>87</b>
<b>4.4 Diskussion und Zusammenfassung</b> . . . . .	<b>96</b>

---

In diesem Kapitel wird die Signalkette, genauer gesagt die Peripherie des eigentlichen MPI-Scanners, konkret beschrieben, deren Entwicklung veranschaulicht, vermessen und evaluiert. Das Kapitel ist in vier Abschnitte unterteilt. Abschnitt 4.1 beleuchtet den Sendepfad mit der Erzeugung, Verstärkung und Filterung des Sendesignals für die Anregung der Partikel und für die Ortskodierung des Signals. In Abschnitt 4.2 wird der Empfangspfad mit Hauptaugenmerk auf das hier verwendete Bandstoppfilter beschrieben. Der Methoden- und Ergebnisteil im Kontext der Signalkette wird in Abschnitt 4.3 behandelt. Das Kapitel endet mit der Bewertung der Ergebnisse und einer Zusammenfassung in Abschnitt 4.4.

## 4.1 Der Sendepfad

Um magnetische Felder mit ausreichend hohen Feld- und Gradientenstärken generieren zu können, sind hohe elektrische Leistungen erforderlich. Dafür werden bestimmte Leistungsverstärker und Spannungsquellen benötigt, die zum einen die erforderliche Leistung bereitstellen können und zugleich auch die gegebene Lastimpedanz handhaben können. Mit der Erfüllung dieser Anforderungen befasst sich Abschnitt 4.1.1. Mit der Filterung zwischen den Leistungsquellen und dem Feldgenerator beschäftigen sich die Abschnitte 4.1.2 und 4.1.3.

Die IA des Feldgenerators an die verwendeten Stromquellen wird in Abschnitt 4.1.4 ebenfalls im Rahmen dieses Kapitels behandelt, während die Entkopplung der AF-Spule Kapitel 5 vorbehalten ist. Auf das Design beziehungsweise die Wahl der passiven reaktiven Bauelemente wird in den Abschnitten 4.1.6 und 4.1.7 eingegangen.

### 4.1.1 Bereitstellung elektrischer Leistung

Zur Erzeugung des AF werden Leistungsverstärker der Firma AE Techron (Elkhart, IN, USA) verwendet. Dies sind industrielle Verstärker für hohe Ströme beziehungsweise den Betrieb mit niedrigen Lastimpedanzen. Der Gebrauch der Verstärker ist üblicherweise für die Speisung von Gradientenspulen in MRT-Systemen vorgesehen. Das Modell AE Techron 7796 kann im kontinuierlichen Betrieb eine elektrische Leistung von mehr als 5 kW zur Verfügung stellen, wenn es mit einem Lastwiderstand von  $2\ \Omega$  abgeschlossen ist. Beim Schaffen einer für den Verstärker günstigen Last wird auf das Prinzip der kapazitiven IA (Abschnitt 2.6.4) zurückgegriffen. Dies wird konkret in Abschnitt 4.1.4 beschrieben.

Darüber hinaus kann der Verstärker im gepulsten Betrieb mit einer Anstiegsrate von über  $40\ \text{V}/\mu\text{s}$  elektrische Ströme von über 200 A erzeugen und eignet sich für Frequenzen vom Gleichstrombetrieb bis 100 kHz. Für die Speisung des AF-Generators, der mit 25 kHz betrieben werden soll, ist der AE Techron 7796 daher äußerst gut geeignet. Da das Frequenzspektrum des Signals so rein wie möglich sein sollte, ist eine weitere wichtige Anforderung an den Verstärker, dass der Rauschpegel und die Signalverzerrung möglichst gering sein sollten. Dies gilt zusätzlich zu den Anforderungen an das Sendefilter, auf das in Abschnitt 4.1.2 detaillierter eingegangen wird. Mit einer vom Hersteller angegebenen THD nach Gleichung (3.1) von weniger als 0,1 % im betrachteten Frequenzband erfüllt der Verstärker auch dieses Kriterium zufriedenstellend. Außerdem lassen sich mehrere Verstärker parallelisieren oder in Serie schalten, sofern höhere Leistungsbereitstellung

gefordert ist. Im Falle der Speisung der elektromagnetischen Quadrupole müssen aufgrund der hohen Stromanforderung beispielsweise zwei AE Techron 7796 parallelisiert werden.

Da das axiale Gradientenfeld ebenfalls durch einen Elektromagneten generiert wird, ist auch hier der Betrieb durch leistungsstarke Stromquellen erforderlich. Für die Bereitstellung von 751 A durch eine Last von  $22\text{ m}\Omega$  wird auf das Modell SM 15-400 der Firma Delta Electronics (Neihu District, Taipeh, Taiwan) zurückgegriffen. Diese Spannungsquellen können eine Spannung bis 15 V und einen Strom von bis zu 400 A erzeugen. Die optimale Last liegt daher bei  $37,5\text{ m}\Omega$ . Da die Erzeugung eines Gradientenfeldes mit  $0,4\text{ T/m}$  in radiale Richtung einer Leistung von über 12 kW bedarf, wird von insgesamt vier Geräten dieses Typs Gebrauch gemacht. Es werden zur Speisung der  $G_z$ -Spule jeweils zwei Spannungsquellen parallelisiert und diese Kombination dann wiederum in Serie geschaltet, so dass sich sowohl die Ausgangsspannung als auch der Ausgangsstrom der Quellen verdoppeln.

### 4.1.2 Das Sendefilter

Um das Rauschen und die Verzerrung des Sendesignals für das AF so niedrig wie möglich zu halten, werden in diesem System Sendefilter eingesetzt. Das ideale Sendefilter lässt das Nutzsignal, welches sich bei  $f_A = 25\text{ kHz}$  oder in einem schmalbandigen Bereich um  $f_A$  befindet, ungedämpft und ohne Phasenverschiebung passieren, während das komplette restliche Amplitudenspektrum vollständig abgeblockt wird.

Da vor allem die höheren Harmonischen von  $f_A$  die Signalverarbeitung erschweren, ließe sich ein solches Filter als Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz implementieren, welche leicht über  $f_A$  liegt. Eine enorme Flankensteilheit ist ein zusätzliches Kriterium, da Frequenzanteile von  $2f_A$  bereits signifikant unterdrückt werden müssen. Diese wird durch ein gewöhnliches Tiefpassfilter nicht erreicht, da für eine Flankensteilheit von 24 dB/Oktave, also einer Dämpfung von 24 dB bei  $2f_A$ , bereits ein Tiefpass vierter Ordnung nötig wäre [35]. Alternativ lässt sich ein Bandpassfilter mit einem Durchlassbereich um  $f_A$  einsetzen. Dies lässt sich unter Zuhilfenahme von Schwingkreisen aufbauen, welche in Form von Saug- und Sperrkreisen kaskadiert werden.

In diesem System werden die Sendefilter für beide Sendekanäle des Anregungsfeldes als analoge Bandpässe implementiert. Aufgrund der speziellen Anforderungen in MPI, die hohe Signalleistung und ein möglichst reines Sinus-Signal, wird auf digitale und aktive Elemente sowie auf magnetische Kerne in den Induktivitäten verzichtet. Die Filter können entweder asymmetrisch [97] (Abbildung 4.1) oder symmetrisch [98] (Abbildung 4.2)

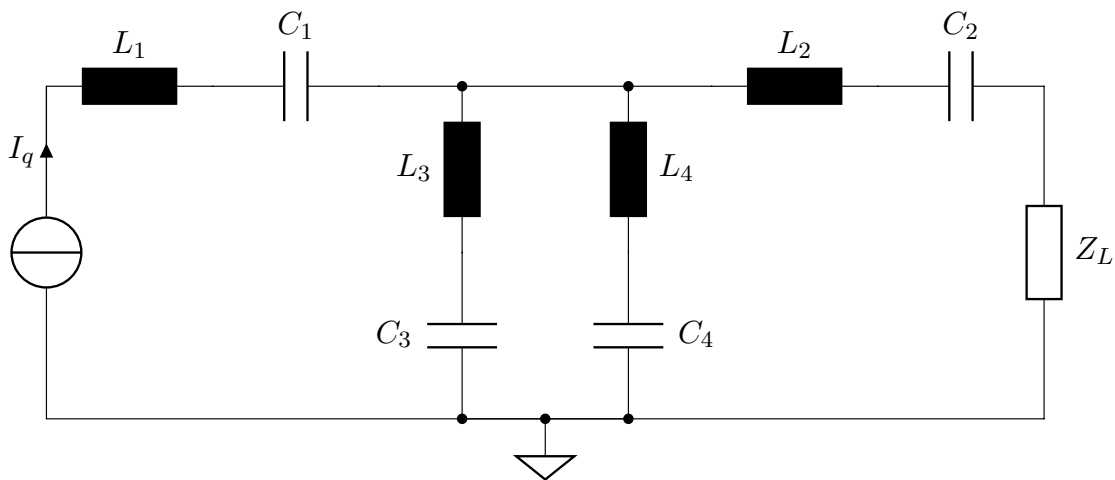


Abbildung 4.1: Ein Kanal des Sendefilters als asymmetrisches Bandpassfilter.  $I_q$  beschreibt den Strom, der durch den Leistungsverstärker erzeugt wird.  $Z_L$  steht für eine der Impedanz-angepassten AF-Spule.  $L_1$  und  $C_1$  sowie  $L_2$  und  $C_2$  fungieren als Saugkreise mit  $f_A$  als Resonanzfrequenz, während  $L_3$  und  $C_3$  die erste ungerade höhere Harmonische von  $f_A$  auf Masse ziehen soll und zusammen mit  $L_4$  und  $C_4$  einen Sperrkreis bei  $f_A$  bilden soll.

realisiert werden.

Die Dimensionierung der einzelnen Bauteile folgt grundsätzlich der Regel, dass Serienschwingkreise entlang des Signalpfades bei der gewünschten Anregungsfrequenz nach Gleichung (2.35) resonant sind und dadurch als Kurzschluss fungieren. In Kombination mit parallel zur Last verschalteten Serienschwingkreisen wird das Signal im Sperrbereich durch Stromteilung von der Last abgedockt.

Die Dimensionierung der Bauteile richtet sich nach dem Ausgangswiderstand der Signalquelle und nach der Lastimpedanz. Zudem können weitere Filterparameter wie die Flankensteilheit und die Welligkeit der Übertragungsfunktion beeinflusst werden. Gebräuchliche Filtertypen sind der Butterworth-Filter, wie er zum Beispiel in [99] zum Einsatz kommt. Er zeichnet sich durch einen flachen Amplitudengang im Durchlassbereich aus. Dagegen verfügt ein Cauer-Filter in der Regel über einen steileren Übergangsbereich aber einen weniger konstanten Durchlassbereich. Im Allgemeinen gilt, dass ein höherer Grad des Filters, das heißt mehrere Stufen, zu einer höheren Steilheit im Übergangsbereich vom Durchlass- zum Sperrbereich führt. Dies jedoch geht mit höheren Energieverlusten und einem größeren Realisierungsaufwand einher [100].

Die in diesem System verwendeten Sendefilter sind so genannte Tschebyscheff-Filter Typ 2. Die Berechnung der passiven Bauteile basiert auf der Approximation der Übertragungsfunktion durch Tschebyscheff-Polynome. Die Übertragungsfunktion zeichnet sich

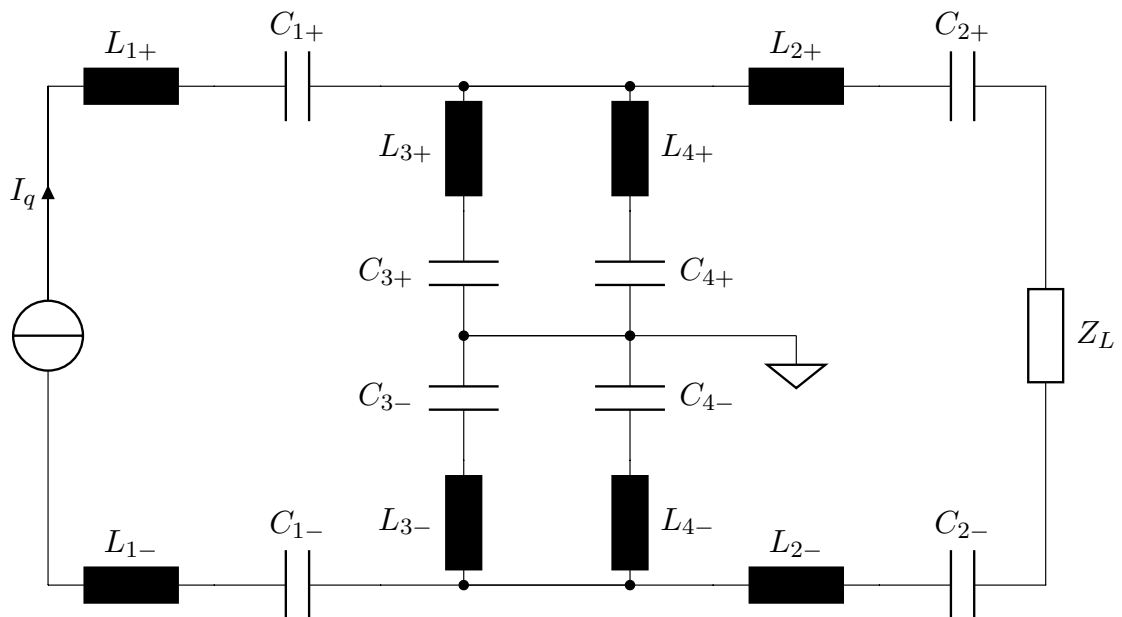


Abbildung 4.2: Ein Kanal des Sendefilters als symmetrisches Bandpassfilter. Die Deklaration der Bauteile entspricht der von Abbildung 4.1. Die Werte der Bauteilpaare  $L_{k+}$  und  $L_{k-}$  beziehungsweise  $C_{k+}$  und  $C_{k-}$  mit  $k = 1, 2, 3, 4$  sind äquivalent.

durch eine hohe Flankensteilheit auf Kosten einer festgelegten Welligkeit vorrangig im Sperrbereich aus. Der Grad der Filter ist dritter Ordnung. Die erste und dritte Stufe sind jeweils Saugkreise mit einem Durchlassbereich der Anregungsfrequenz  $f_A = 25$  kHz. Die zweite Stufe zieht andere Frequenzen auf Masse, fungiert bei  $f_A$  als Parallelschwingkreis (Abbildung 2.5) und wirkt im Resonanzfall als Leerlauf.

Zur Ermittlung der Übertragungsfunktion kommen in dieser Arbeit im Wesentlichen zwei Methoden zum Einsatz. Zum einen wird eine Simulation mit LTspice (Analog Devices, Norwood, USA) durchgeführt, um die theoretische Frequenzantwort nach Gleichung (2.36) des Filters zu überprüfen. Um den tatsächlichen Aufbau validieren zu können, wird zum anderen eine Messung mit einem Netzwerkanalysator durchgeführt. Der hier verwendete Netzwerkanalysator ist das Modell E5061B von Agilent (Santa Clara, USA). Bei der Vermessung symmetrischer Netzwerkkonfigurationen wurde zusätzlich auf Symmetrierglieder (Baluns) zurückgegriffen (Abbildung 4.3).

Während die Messung und die Simulation der Übertragungsfunktion im Allgemeinen ein probates Mittel sind, um das Kleinsignalverhalten von Netzwerken wie in diesem Fall der Filter zu charakterisieren, ist insbesondere im Kontext mit MPI die Untersuchung des Großsignalverhaltens von Interesse. Dadurch kann beleuchtet werden, inwiefern eine Komponente innerhalb der Signalkette unerwünschte Signalverzerrung hervorrufen kann.

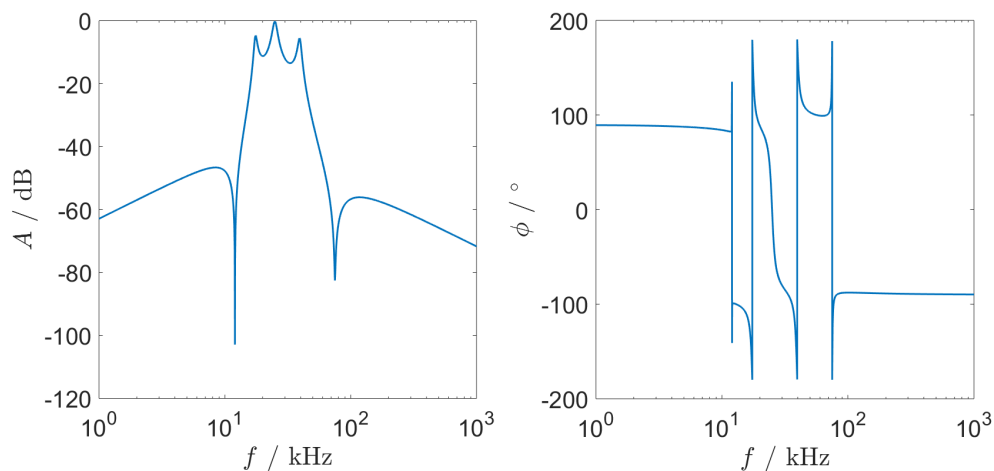


Abbildung 4.3: Die simulierte Übertragungsfunktion eines einzelnen Kanals des in dem System verwendeten Sendefilters. Der Durchlassbereich ist deutlich bei 25 kHz zu erkennen. Außerdem weist der Filter eine besonders starke Dämpfung bei 75 kHz auf.

Der hierfür verwendete Messaufbau wird in Abbildung 4.4 dargestellt.

Der Aufbau unterscheidet sich in zwei Punkten von der üblichen Ermittlung der Übertragungsfunktion. Zum einen wird ein Verstärker eingesetzt, der das Filter mit einer hohen Spannung speisen kann. Zum anderen muss das Filter über einen Leistungswiderstand mit  $2\ \Omega$  abgeschlossen werden, damit ein elektrischer Strom fließen kann, der Aufschluss über das Verhalten im tatsächlichen Betrieb geben kann. Da ein Netzwerkanalysator nicht für die Messung des Großsignalverhaltens ausgelegt ist, muss der verwendete Leistungswiderstand eine hinreichende Strombelastbarkeit beziehungsweise Leistungsaufnahme gewährleisten. Kommerzielle Modelle können diese Eigenschaften zwar erfüllen, sind jedoch so konzipiert, dass sie selber das Signal durch ferromagnetische Elemente verzerren. Daher wurde für diese Messung ein dedizierter Widerstand entworfen [101]. Die elektrischen Parameter des Widerstands wurden anschließend messtechnisch bestimmt und betragen  $R = 1,9986\ \Omega$  für den ohmschen Widerstand bei 25 kHz und  $L = 5,56\ \mu\text{H}$  für die Eigeninduktivität. Damit wurde eine Grenzfrequenz von  $f_g = R/(2\pi L) = 57,23\ \text{kHz}$  gemessen. Bei Variation der Eingangsspannung wird abschließend das Übertragungsverhalten des Filters untersucht.

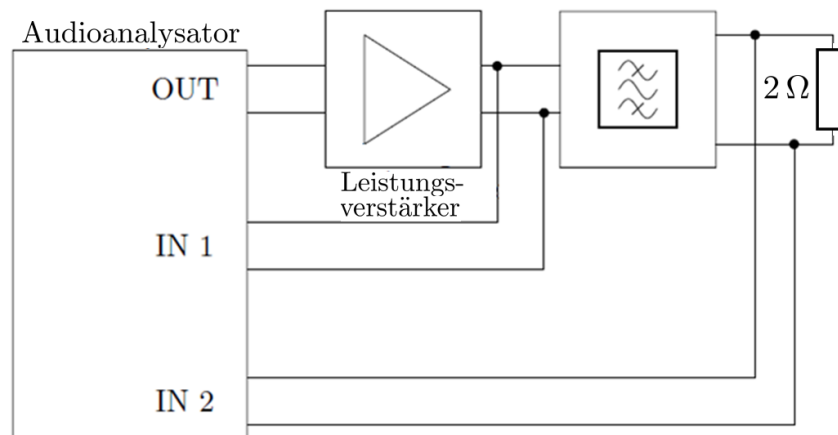


Abbildung 4.4: Aufbau für die Quantifizierung des Großsignalverhaltens. Der Audioanalysator fungiert dabei als Signalquelle und gleichzeitig als Signalanalysator. Das Amplitudenspektrum von Ein- und Ausgang des Sendefilters wird ins Verhältnis gesetzt.

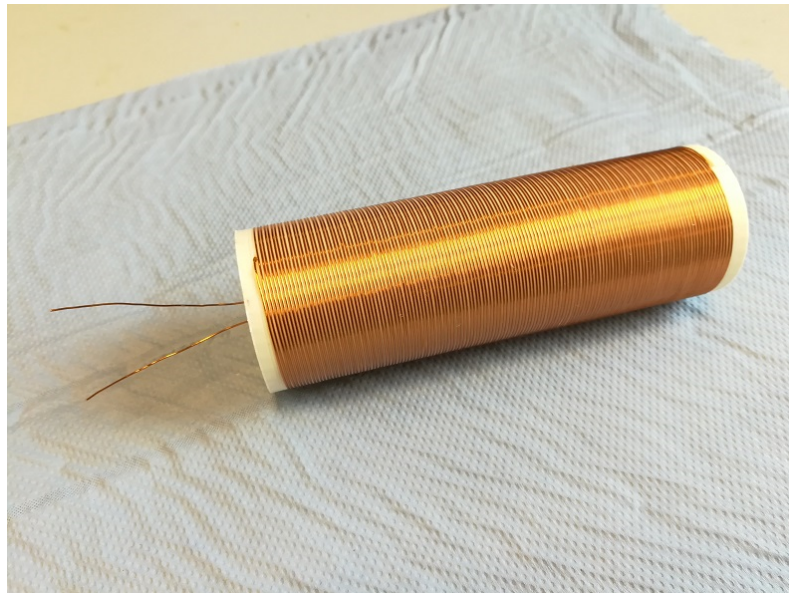


Abbildung 4.5: Für die Messung des Großsignalverhaltens wurde ein dedizierter Leistungswiderstand mit etwa  $2\ \Omega$  entworfen. Dieser hat die Form einer Zylinderspule mit 140 Windungen. Zur Minimierung des Blindwiderstands wurde die Wickelrichtung nach 70 Windungen umgekehrt.

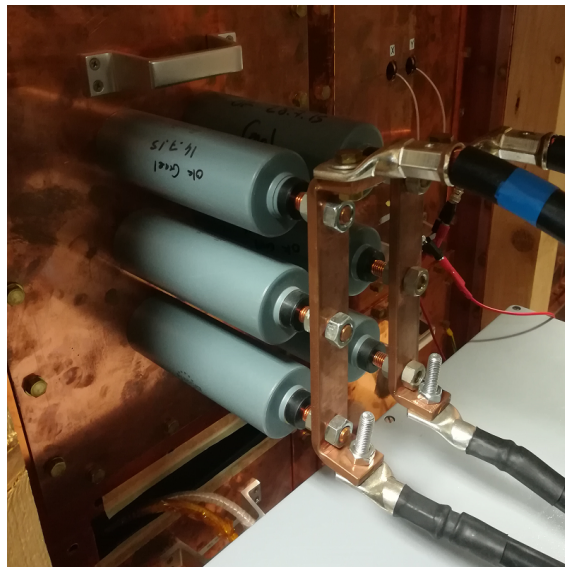


Abbildung 4.6: Die Durchführungsfilter für die  $G_z$ -Spule. Um den Gleichstrom von bis zu 751 A leiten zu können, werden für die Zu- und Rückleitung jeweils drei Filter benötigt.

### 4.1.3 Durchführungsfilter

Um die Stromversorgung des SF-Generators zu gewährleisten, ohne Störsignale in das System einzuspeisen, wurden Durchführungsfilter der Firma Tesch (Usingen, Deutschland) verwendet. Verbaut wurde das Modell A14X30-1.3, welches jeweils für Spannungen von bis zu 1000 V und Strömen bis zu 300 A ausgelegt ist. Bei der Versorgung des G werden beim gewünschten Gradienten 751 A Gleichstrom benötigt. Hierfür mussten dementsprechend für die Zuleitung und für die Rückleitung wie in Abbildung 4.6 gezeigt jeweils drei Durchführungsfilter parallelisiert werden.

Die Filter werden direkt auf die Schirmkabine, deren Potenzial auf Masse liegt, geschraubt. Das Durchführungsfilter ist als Pi-Filter mit zwei Kondensatoren von jeweils 35 nF aufgebaut.

### 4.1.4 Impedanzanpassung der Anregungfeldspulen

Die Leistungsverstärker AE Techron 7796, die Quellen der elektrischen Leistung für das AF, müssen stabil arbeiten und möglichst ihr maximales Potenzial ausschöpfen können. Dafür benötigen sie einen bestimmten Bereich bezüglich der Lastimpedanz. Auch wenn der Verstärker unterhalb seiner maximalen Kapazität an verfügbarer Leistung operiert, ist die Verwendung einer optimalen Lastimpedanz wichtig, um die Entstehung von Signalstörungen bestmöglich zu vermeiden.

Wie in Abschnitt 4.1.1 erwähnt wurde, kann der Verstärker bei einer Last von  $2\ \Omega$  optimal arbeiten. Bei niedrigeren Lastimpedanzen kann ein Verstärker dieses Typs auch etwas mehr Leistung generieren, was jedoch mit einem höheren Leitungsstrom innerhalb des Sendefilters einher. Dies geht nach Gleichung (2.16) mit höheren Energieverlusten und mehr Wärmeentwicklung einher. Somit ist die Wahl eines geeigneten Lastwiderstands ein geeigneter Kompromiss und lässt einen gewissen Handlungsspielraum, während die Abweichung vom empfohlenen Optimum gering gehalten werden sollte. Die in diesem System verwendeten Lastimpedanzen für das AF bewegen sich daher stets im Bereich von  $1\ \Omega$  bis  $2,5\ \Omega$ .

Das verwendete Verstärkermodell ist zwar dazu in der Lage, Lastimpedanzen mit einem reaktiven Anteil zu versorgen, jedoch wird bei der Abstimmung der Last immer auf einen geringen Phasenwinkel geachtet. Im Optimalfall ist die Last rein reell, so dass ein Minimum an Energie zwischen dem Generator und der Quelle oszilliert, um die Leistungsquelle nicht zusätzlich thermisch zu belasten. Das grundlegende Prinzip der kapazitiven IA wurde in Abschnitt 2.6.4 und das Ersatzschaltbild in Abbildung 2.9 gezeigt.

Die Kompensation des dominanten induktiven Anteils des AF-Generators erfolgt durch eine Leistungsfaktorkorrektur. Diese wird in Form einer seriell verschalteten Kapazität  $C_S$  und einer parallel verschalteten Kapazität  $C_P$  realisiert. Aufgrund der hohen Güte der Elemente des IA-Netzwerks ist dessen Impedanz entsprechend schmalbandig und stark frequenzabhängig. Dies ist besonders bei der Dimensionierung von  $C_S$  zur Leistungsfaktorkorrektur essentiell, da eine relativ kleine Abweichung somit zu einer völlig fehlangepassten Last führen können. Dies sollte bei der Konstruktion der IA insofern berücksichtigt werden, dass  $C_S$  die Möglichkeit zur Feinabstimmung bietet. Die Kapazität  $C_P$  hat im Wesentlichen Einfluss auf den Betrag der Impedanz des IA-Netzwerks. Die Berechnung der Werte für  $C_S$  und  $C_P$ , erfolgt über die Gleichungen (2.40) und (2.41).

Tabelle 4.1: Elektrische Bauteilparameter des AF-Generators und der IA

AF-Spule	Bauteilparameter	Wert	Lastimpedanz
AF <sub>x</sub> -Spule	$L_S$	21,96 $\mu\text{H}$	2,29 $\Omega$
	$R_S$	22,6 m $\Omega$	
	$C_S$	1,98 $\mu\text{F}$	
	$C_P$	27,00 $\mu\text{F}$	
AF <sub>y</sub> -Spule	$L_S$	23,15 $\mu\text{H}$	1,32 $\Omega$
	$R_S$	17,0 m $\Omega$	
	$C_S$	1,83 $\mu\text{F}$	
	$C_P$	41,04 $\mu\text{F}$	

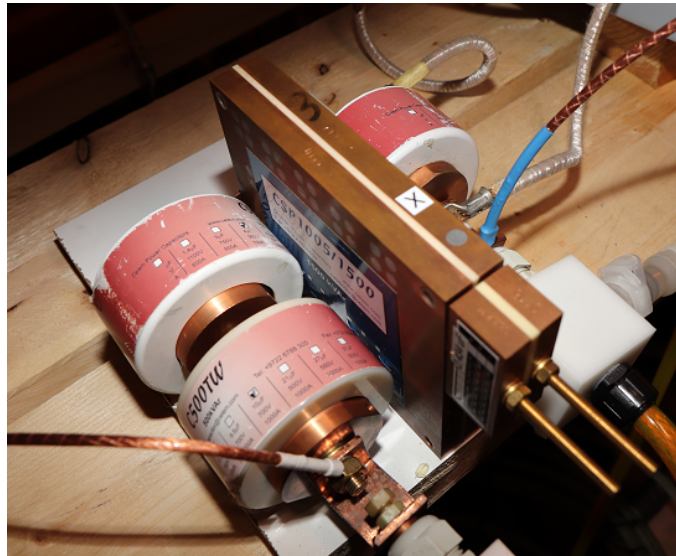


Abbildung 4.7: Das Netzwerk von Kondensatoren zur IA. Die serielle Kapazität besteht aus einem quaderförmigen und zwei in Reihe geschaltete zylindrische Kondensatoren links im Bild. Für die Feinabstimmung können weitere Kondensatoren an den quaderförmigen Kondensator angebracht werden. Die parallele Kapazität besteht aus einem zylindrischen Kondensator, auf dem Foto hinten rechts zu sehen.

Da das System für eine magnetische Flussdichte von mindestens 15 mT ausgelegt ist, müssen sämtliche Bauteile für die benötigten Ströme und Spannungen dimensioniert sein. Im IA-Netzwerk, welcher in diesem Zusammenhang auch als Hochstromkreis bezeichnet wird, fließt der höchste Strom innerhalb des Anregungsfeldpfades. Für die Erzeugung der genannten Feldstärke ist ein Strom von  $575 A_{\text{RMS}}$  nötig. Da die Kühlung der Spule durch eine aktive Flüssigkühlung erfolgt, ist ein kontinuierlicher Betrieb möglich. Die verwendeten Kondensatoren sind ebenfalls für derartige Stromstärken ausgelegt und lassen sich bei Bedarf auch flüssig-kühlen. Der Aufbau der Kapazität  $C_S$  ist in [Abbildung 4.7](#) dargestellt. Auf die im Einzelnen verwendeten Kondensatoren wird in [Abschnitt 4.1.7](#) detaillierter eingegangen.

#### 4.1.5 Kopplung und Entkopplung der Anregungsfeldspulen

Bei der Betrachtung eines idealen Systems, bei dem eine AF-Spule für die dedizierte Anregung in horizontale Richtung und eine weitere AF-Spule für die Anregung ausschließlich in vertikale Richtung vorgesehen ist, kommt es zu keiner direkten Kopplung zwischen diesen beiden Elementen des AF-Generator. Unter der Annahme, dass die erzeugten Felder und die Sensitivitätsprofile der Spulenpaare an jedem Ort orthogonal zu-

einander ausgerichtet sind, ergibt sich für den magnetischen Fluss

$$\Phi = \iint \mathbf{B} d\mathbf{A} = \iint |\mathbf{B}| \cdot |\mathbf{A}| \cdot \cos(90^\circ) = 0. \quad (4.1)$$

Hier ist  $\mathbf{B}$  die magnetische Flussdichte, die eine der AF-Spule erzeugt und die Fläche  $\mathbf{A}$  durchdringt, die die andere AF-Spule umschließt. Bei Betrachtung von Gleichung (2.9) ergibt sich, dass durch die orthogonale Ausrichtung der Spulenpaare kein Spannungsübertrag stattfindet.

In der Realität ist dies allerdings nicht umsetzbar. Es findet dementsprechend immer eine direkte Übertragung von der horizontalen Spule  $AF_x$ -Spule in die vertikale  $AF_y$ -Spule und andersherum statt. Diese Kopplung ist in dem betrachteten System nicht erwünscht und es gilt, diese zu kompensieren.

Eine Konsequenz dieses Sachverhalts wird in Abbildung 4.8 verdeutlicht. Hier wurde eine Impedanzanalyse der einzelnen Impedanz-angepassten AF-Spule durchgeführt, während die jeweils andere AF-Spule entweder mit ihrer IA verbunden war oder die Verbindung offen war. Läge keine elektromagnetische Kopplung vor, würde das Öffnen und Schließen des sekundären IA-Netzwerks die Messung nicht beeinflussen. Im skizzierten Fall liegen die Resonanzfrequenzen der einzelnen IA-Netzwerke zur Verdeutlichung circa 150 Hz auseinander. Wird eine Impedanzanalyse am IA-Netzwerk der einen AF-Spule durchgeführt, so ist die Resonanz des anderen Kanals deutlich zu erkennen, sofern dieser geschlossen ist.

Ein Verlauf wie in den Teilabbildungen 4.8 b) und d) ist wünschenswert, da dieser impliziert, dass kein Übertrag zwischen den AF-Spulen stattfindet. Im Betrieb für die zweidimensionale Bildakquisition müssen jedoch beide IA-Netzwerke geschlossen sein. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, die Spulen und deren IA elektromagnetisch zu entkoppeln. Ein gängiger Wert, durch den die induktive Kopplung quantifiziert werden kann, ist der induktive Kopplungsfaktor

$$K = \frac{\Phi_{21}}{\Phi_{11}}. \quad (4.2)$$

Dieser gibt an, wie groß der Anteil des magnetischen Flusses  $\Phi_{11}$  einer erzeugten Spule ist, der als  $\Phi_{21}$  von einer zweiten Spule erfasst wird. Unter realen Bedingungen ist der Kopplungsfaktor neben geometrischen Gegebenheiten im Allgemeinen frequenzabhängig und liegt in einem Wertebereich von  $0 < K < 1$ . Im Falle eines idealen Transformators oder Übertragers beträgt der Kopplungsfaktor 1 [102], während  $K$  im oben beschriebenen Fall einer Anordnung zweier idealer orthogonal angeordneter Spulen theoretisch 0 betragen würde. Obwohl die induktive Kopplung hier einen äußerst niedrigen Wert ein-

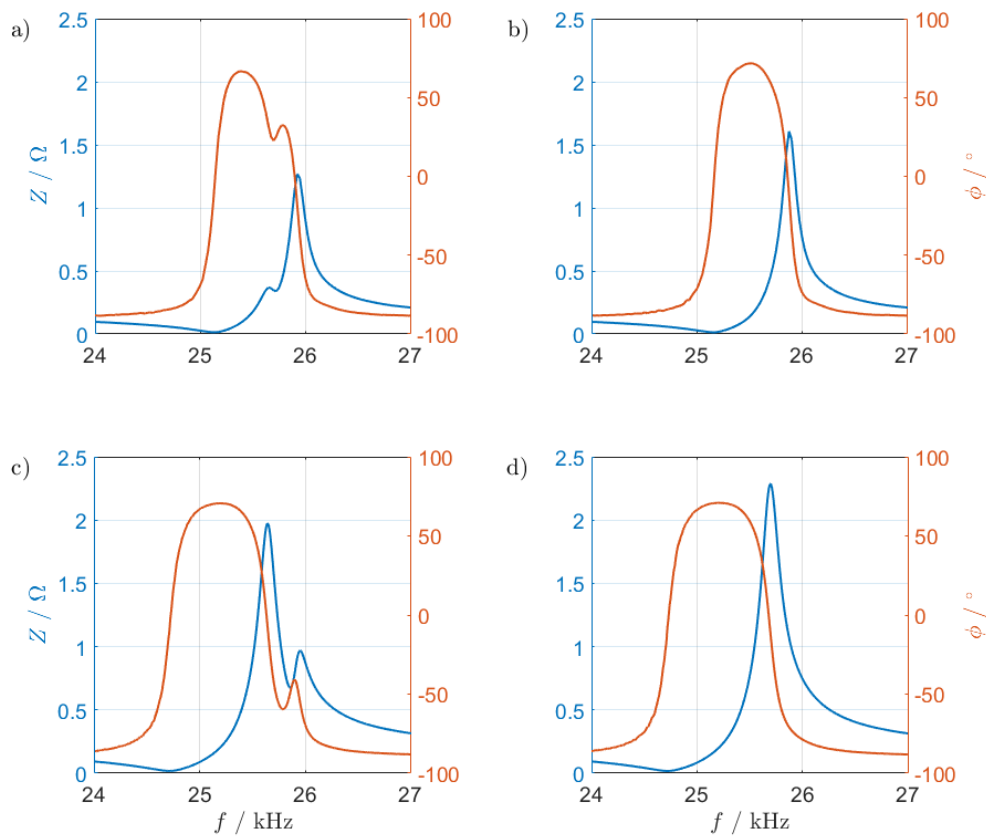


Abbildung 4.8: Veranschaulichung der elektromagnetischen Kopplung zwischen den AF-Spulen. a) IA-Netzwerk der  $AF_y$ -Spule mit geschlossenem IA-Netzwerk der  $AF_x$ -Spule. b) IA-Netzwerk der  $AF_y$ -Spule mit offener  $AF_x$ -Spule. c) IA-Netzwerk der  $AF_x$ -Spule mit geschlossenem IA-Netzwerk der  $AF_y$ -Spule. d) IA-Netzwerk der  $AF_x$ -Spule mit offener  $AF_y$ -Spule.

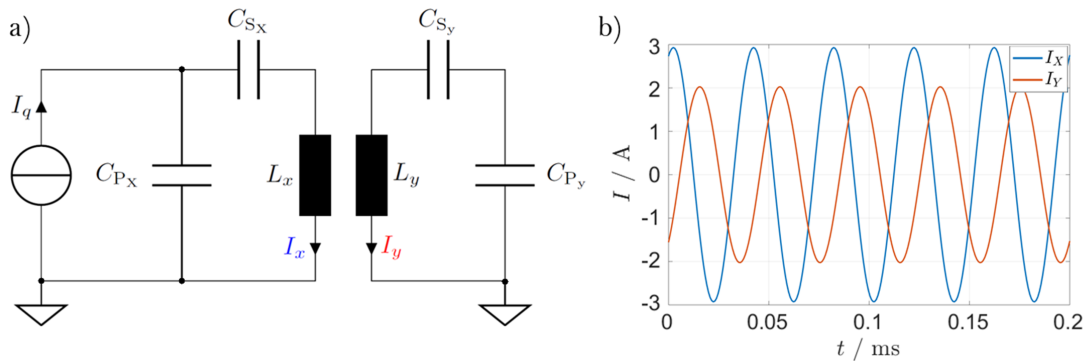


Abbildung 4.9: Simulation in LTspice zur Veranschaulichung des Übertrags im AF-Generator bei einem Kopplungsfaktor von  $K = 0,5\%$ . a) Ersatzschaltbild mit einer Stromamplitude  $\hat{I}_Q$  von 1 A und einer Frequenz von 25 kHz. Beide IA-Netzwerke sind auf diese Frequenz abgestimmt. Die ohmschen Widerstände der Spulen sind entsprechend dem realen Aufbau in  $L_x$  und  $L_y$  mit inbegriffen. b) Die Beträge der Amplituden der dargestellten Spulenströme sind annähernd identisch, der Phasenversatz beträgt etwa  $83^\circ$ .

nimmt, ist deren Effekt durchaus signifikant, da beide AF-Spulen resonant abgestimmt sind und somit bereits ein niedriger Übertrag zu relativ hohen Strömen führt. Eine Simulation in LTspice zeigt dies bei einem Wert von  $0,5\%$  (Abbildung 4.9). Selbst ein Wert, der um eine Größenordnung niedriger ist, führt zu einem messbaren Strom auf der Sekundärseite, während ein höherer Wert dazu führt, dass der sekundärseitige Strom  $I_y$  sogar deutlich größer ist als der primäre  $I_x$ .

Um unerwünschte Kopplungseffekte zu kompensieren, stehen verschiedene Methoden zur Auswahl, unter anderem auch numerische Kompensation oder induktive Entkopplung [103]. Zunächst aber gilt es, den Kopplungsfaktor messtechnisch zu bestimmen. Dies lässt sich am einfachsten durch Messungen der Induktivität der einen AF-Spule realisieren, während die andere AF-Spule in einer ersten Messung geschlossen und in einer zweiten offen ist. Im Folgenden wird der Wert der Induktivität bei geschlossener Sekundärseite als  $L_{\text{kurz}}$  und als  $L_{\text{offen}}$  bei offener Sekundärseite deklariert. Letztere entspricht der Eigeninduktivität der direkt vermessenen Spule, während  $L_{\text{kurz}}$  als Kurzschlussinduktivität bezeichnet wird. Der Kopplungsfaktor kann mit

$$K = \sqrt{1 - \frac{L_{\text{kurz}}}{L_{\text{offen}}}} \quad (4.3)$$

berechnet werden. Die Messung der benötigten Größen wird mit dem Precision LCR-Meter E4980A von Agilent (Agilent, Santa Clara, CA, USA) vorgenommen. Dies kann die passiven Bauteilparameter Induktivität  $L$ , Kapazität  $C$  und den Widerstand  $R$  bei

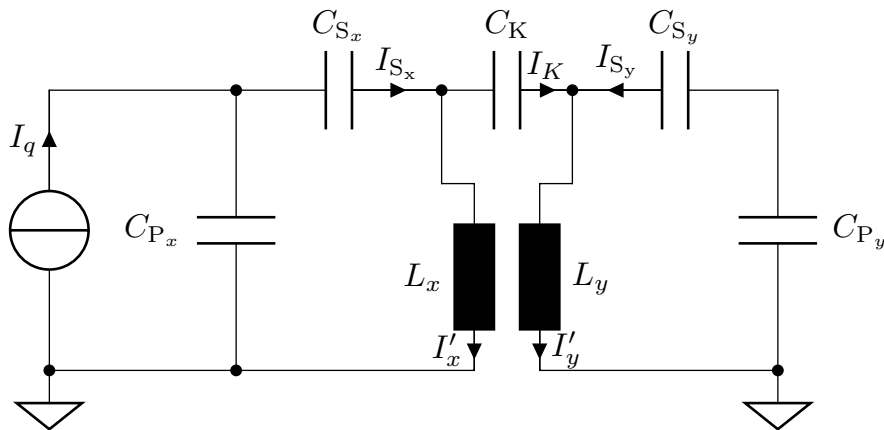


Abbildung 4.10: Die beiden AF-Spulen werden über Kondensatoren geringer Kapazität verbunden und gewähren einen Ausgleichsstrom, der bei korrekter Dimensionierung den sekundären Spulenstrom kompensiert.

einer definierten Frequenz aus den Beträgen und der Phasendifferenz zwischen Strom und Spannung bestimmen. Dementsprechend kann auch Betrag und Phase der Impedanz wiedergegeben werden. In diesem Fall liegt der Fokus explizit auf der Induktivität. Im Allgemeinen wird der Prüfling, hier die zu messende AF-Spule, durch eine so genannte Kelvin-Klemme mittels einer Vier-Leiter-Messung [104] charakterisiert.

Da die Werte für  $L_{\text{kurz}}$  und  $L_{\text{offen}}$  nur marginal voneinander abweichen, wird eine möglichst lange Messzeit verwendet. Darüber hinaus werden 256 Messungen gemittelt. In dieser Arbeit wird dieser sekundärseitige Strom durch einen Ausgleichsstrom  $I_K$  kompensiert, der entsprechend Abbildung 4.10 durch die Verbindung der beiden Spulen über Kondensatoren mit geringer Kapazität  $C_K$  gewährleistet wird.

Sobald der Kopplungsfaktor  $K$  bestimmt wurde, kann die Ermittlung des Wertes für die Kapazität  $C_K$  empirisch mit Hilfe von LTspice erfolgen.

#### 4.1.6 Das Design der Induktivitäten und Variometer

Für die im Sendefilter verbauten Induktivitäten wurden ausschließlich torusförmige Luftkernspulen verwendet. Mit magnetischen Spulenkernen bestünde die Möglichkeit, Induktivitäten wesentlich platz- und materialsparender zu konstruieren. Die Induktivität  $L$  einer Spule lässt sich in guter Näherung um den Faktor  $\mu_r$ , der Permeabilität des Kerns, erhöhen. Magnetische Ferritkerne, wie Mangan-Zinkkerne, sind in diversen Anwendungsgebieten gebräuchlich und verfügen üblicherweise über eine magnetische Permeabilität von  $\mu_r \gg 1000$ . Jedoch können dieselben Kerne bei Frequenzen im Kilohertz-Bereich

zu erheblichen Hystereseverlusten führen und durch magnetische Sättigungseffekte zur Signalverzerrung beitragen [105]. Dies würde die Wirkung des Sendefilters im Kontext mit MPI entkräften. Daher wird im kompletten sendeseitigen Teil der Signalkette generell von der Verwendung ferromagnetischer Elemente abgesehen.

Um Streufelder gering zu halten, wurde eine einfach umsetzbare zylindrische Spulenform, wie sie zunächst in [97] verwendet wurde, durch Toroide ersetzt. Damit wird die EMV der Bauteile erhöht und das System somit in Hinblick auf äußere Störeinflüsse robuster.

Da das Sendefilter elektrische Ströme von bis zu  $30 A_{\text{RMS}}$  innerhalb eines Kanals führen muss, ist auch die Wahl des Leitermaterials relevant. Zum einen sollte hier der Skineneffekt berücksichtigt werden, zum anderen sollte auf einen hinreichend großen Leiterquerschnitt zurückgegriffen werden, um Leistungsverluste zu minimieren. Mit der Verwendung von HF-Litze sind die ohmschen Verluste innerhalb des Sendefilters niedrig genug um eine ausreichende thermische Stabilität durch passive Kühlung zu gewährleisten.

Für das Design des Leiterpfades der torusförmigen Induktivitäten wurde der Querschnitt des Wickelkörpers nach [106] numerisch berechnet. Die Ermittlung eines optimalen Torusquerschnitts im Hinblick auf eine möglichst hohe Induktivität bei möglichst niedrigen ohmschen Verlusten ist dabei nicht trivial. Für eine einzelne Leiterschleife wäre die optimale Wahl der Formgebung ein kreisförmiger Pfad, da hier das Verhältnis der eingeschlossenen Fläche zur Länge der Leiterschleife am günstigsten ist. Bei einem torusförmigen Wickelkörper mit mehreren Windungen wird dabei jedoch nicht berücksichtigt, dass die magnetische Flussdichte zur Symmetrieachse des Torus hin zunimmt, was einen erheblichen Einfluss auf die optimale Formgebung hat, da die Windungen auf der Außenseite des Torus weiter auseinander liegen als im Inneren. Das Problem gewinnt an Komplexität, wenn darüber hinaus in Betracht gezogen wird, dass die Spule Wechselströme führt. Dies führt zu Wirbelströmen, was die Formgebung zusätzlich beeinflusst. All diese Aspekte wurden in der Optimierung der verbauten Induktivitäten berücksichtigt [107]. Um eine nachträgliche Abstimmung einzelner Schwingkreise zu ermöglichen, wurde im Zuge dieser Arbeit ein Konzept entwickelt, welches es ermöglicht, die Induktivität der torusförmigen Luftspulen zu variieren [108]. Das Prinzip eines solchen Variometers besteht darin, dass die Spule auf zwei halbe Tori gewickelt ist, die sich entlang einer Führung präzise auseinander beziehungsweise zusammenschieben lassen. Der Prototyp eines in der Arbeit verwendeten Variometers ist in Abbildung 4.11 dargestellt.

Die Wirkung auf die frequenzabhängige Impedanz  $Z(f)$  und auf die Resonanzfrequenz eines Schwingkreises durch Variation der Induktivität eines Variometers ist in Abbildung 4.12 zu sehen.

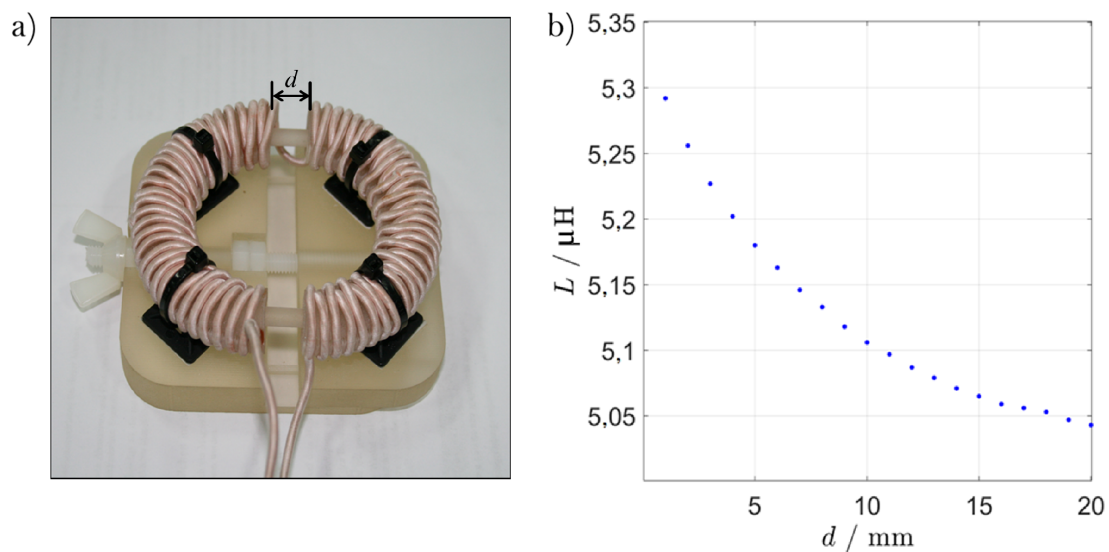


Abbildung 4.11: a) Variometer für den Saugkreis des Sendefilters. b) Die gemessene Induktivität  $L$  des Variometers in Abhängigkeit des Abstands  $d$  der beiden Torushälften.

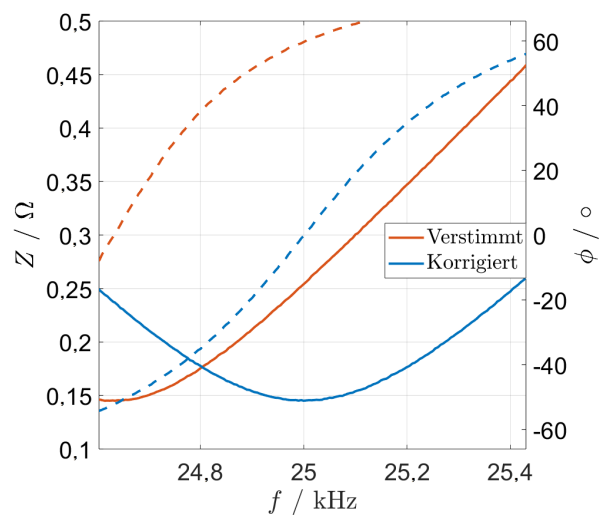


Abbildung 4.12: Die Abstimmung eines Serienschwingkreises durch Dekrementierung der Induktivität des Variometers. Die durchgehenden Linien zeigen den jeweiligen Betrag der Impedanz und die gestrichelten den Phasenwinkel.

### 4.1.7 Wahl der Kondensatoren

Als Anforderungen an die kapazitiven Bauteile innerhalb der Sendekette ist vor allem eine hohe Strombelastbarkeit zu nennen. Die Stromstärke, die durch einige Zweige des Sendefilters geleitet werden muss, liegt, wie zuvor in Abschnitt 4.1.6 erwähnt, bei bis zu  $30 A_{\text{RMS}}$ . Zudem sollten die Kondensatoren einen möglichst geringen Klirrfaktor haben. Die Spannungsbelastbarkeit ist innerhalb des Sendefilters weniger kritisch. Wird in einem Serienschwingkreis beispielsweise eine Spule mit einer Induktivität von  $L_S = 5 \mu\text{H}$  verwendet, so liegt die Kapazität bei einer Resonanzfrequenz von  $f_A = 25 \text{ kHz}$  nach Gleichung (2.35) bei  $C_S = 8,1 \mu\text{F}$ . Bei einer Stromstärke von  $I_{C_S} = 30 A_{\text{RMS}}$  ergibt sich dadurch nach Gleichung (2.34) eine Spannungsamplitude von  $U_{C_S} = 33,3 \text{ V}$ . Dies liegt in einem Wertebereich, dem übliche kommerziell erhältliche bipolare Kondensatoren problemlos standhalten können. Der Wertebereich der benötigten Kapazitäten im Sendefilter liegt bei wenigen Mikrofarad. Zusätzlich werden für die Feinabstimmung Kondensatoren mit einigen Nanofarad benötigt.

Im Falle des IA-Netzwerks aus Abschnitt 4.1.4 wurden verschiedene Modelle von Kondensatoren des Herstellers Celem (Jerusalem, Israel) verbaut. Es stellen sich in diesem Teil der Signalkette Spannungen über  $C_S$  von etwa 2 kV ein. Dieser Wert übersteigt die Spezifikation der im Sendefilter verwendeten Kondensatormodelle und könnte somit zu einer Beschädigung in Form eines Durchschlags im Dielektrikum eines Kondensators und damit auch zu einer Beschädigung des Gesamtsystems führen. Daher werden hier drei Kondensatoren in Reihe verschaltet, so dass sich die Spannung auf diese drei Elemente verteilen kann und somit innerhalb der Spezifikationen liegt. Verwendet werden für die Reihenschaltung das Modell CSP 1005/1500 und zwei zylindrische Kondensatoren der Modellreihe C500TW. Der quaderförmige CSP 1005/1500 ist zudem durch die kleineren quaderförmigen Kondensatoren CSM 150 erweiterbar, wodurch eine Feinabstimmung ermöglicht wird.

Für die Kapazität  $C_P$  wird ebenfalls ein C500TW-Kondensator verwendet. Da der exakte Abgleich dieses Parameters im Vergleich zu  $C_S$  unkritisch ist, wird hier auf weitere Möglichkeiten zur Feinabstimmung verzichtet. Der Strom durch  $C_P$  liegt im Bereich der Stromstärke der AF-Spulen und damit innerhalb der Spezifikationen des Kondensatormodells. Zudem ist der Spannungsabfall deutlich geringer als jener über  $C_S$ , wodurch hier auf eine Reihenschaltung verzichtet werden kann.

Alle in diesem System verwendeten Kondensatoren besitzen als Dielektrikum Polypropylen und erfüllen letztendlich alle zuvor genannten Anforderungen. Die Verwendung von Celem-Kondensatoren hat sich auch in anderen MPI-Systemen etabliert [109].



Abbildung 4.13: Die verbauten Kondensatoren wurden entsprechend ihrer Strombelastbarkeit und aufgrund des niedrigen Klirrfaktors gewählt. Zudem ermöglichen sie einen modularen Zusammenbau. Teile der Schraubverbindungen wurden durch nichtmagnetische Werkstoffe ersetzt.

## 4.2 Der Empfangspfad

Eine kritische Bedeutung in MPI kommt dem Dynamikbereich der Messgeräte beziehungsweise deren Schnittstellen zu, da die Stärke des eigentlichen Partikelsignals um circa sechs Größenordnungen unter der des Anregungssignals liegt [76][110]. Ein Baustein zur Erfüllung dieser Anforderung ist die Verwendung eines Empfangsfilter, das in Abschnitt 4.2.1 beschrieben wird. Ergänzend behandelt Abschnitt 4.2.2 die Signalverstärkung am Ende der Signalkette, während der Umsetzung der Empfangsspule ein eigenes Kapitel im späteren Verlauf dieser Arbeit gewidmet wurde.

### 4.2.1 Das Empfangsfilter

Das Empfangsfilter besitzt zwei äquivalente Kanäle, einen für die horizontale Komponente des Magnetfeldes und einen für die vertikale. Jeder der beiden Kanäle ist vierstufig aufgebaut, wobei jede Stufe als Schwingkreis implementiert ist. Ein Bild des Empfangsfilters ist in Abbildung 4.14 zu sehen. Das Ersatzschaltbild wird in Abbildung 4.15 gezeigt.

Die Resonanzfrequenz aller einzelnen Schwingkreise in dem Filter liegt bei der Anregungsfrequenz  $f_A = 25 \text{ kHz}$ . Entlang der Signalleitung sind die erste und dritte Filterstufe als Parallelschwingkreise angeordnet. Diese fungieren als Sperrkreise mit  $L_1 = L_3 = 40 \mu\text{H}$  und  $C_1 = C_3 = (2\pi f_A)^{-2} L^{-1} = 1,013 \mu\text{F}$ . Die ohmschen Widerstände der Induktivitäten liegen bei  $R_S = 17 \text{ m}\Omega$ . Die zweite und vierte Stufe sind als



Abbildung 4.14: Das Empfangsfilter des Kleintier-FFL-Scanner-Systems.

Saugkreis gegen Masse beziehungsweise das Gehäuse mit Bezugspotenzial geschaltet. Die Werte dieser Spulen betragen  $L_2 = L_4 = 12 \mu\text{H}$  und  $R_S = 4 \text{ m}\Omega$ . Für die entsprechenden Kondensatorschaltungen beträgt die Kapazität  $C_2 = C_4 = 3,377 \mu\text{F}$ .

Während im Bereich der Resonanzfrequenz die Sperrkreise näherungsweise als Leerlauf und die Saugkreise als Kurzschluss wirken, können die Kapazitäten im höheren Frequenzbereich als Kurzschluss betrachtet werden. Die Impedanz der induktiven Bauelemente sind hingegen vereinfacht betrachtet proportional zur Frequenz und zur Eigeninduktivität. Die Sperrkreise werden somit durchlässig, da der Strom bei hohen Frequenzen nach Gleichung (4.4) über die Kondensatoren fließen kann und gegen Masse durch den Blindwiderstand der Spulen der Saugkreise blockiert wird. Die Dimensionierung der Bauteilparameter sollte so erfolgen, dass vor allem geringe Vielfache von  $f_A$  das Filter möglichst ungedämpft passieren können. Für ein ideales Durchlassverhalten sind niedrige Impedanzen auf der Signalleitung und hohe Impedanzen gegen die Masse beziehungsweise parallel zur Last erwünscht. Beispielsweise ergeben sich bei  $f = 2f_A = 50 \text{ kHz}$  für einen Kanal des Filters die in Abbildung 4.16 aufgezeigten Werte. Das Durchlassverhalten wird entsprechend

$$\underline{Z}_C = \frac{1}{j2\pi f C} \xrightarrow{f \rightarrow \infty} 0 \quad (4.4)$$

zu höheren Frequenzen hin besser.

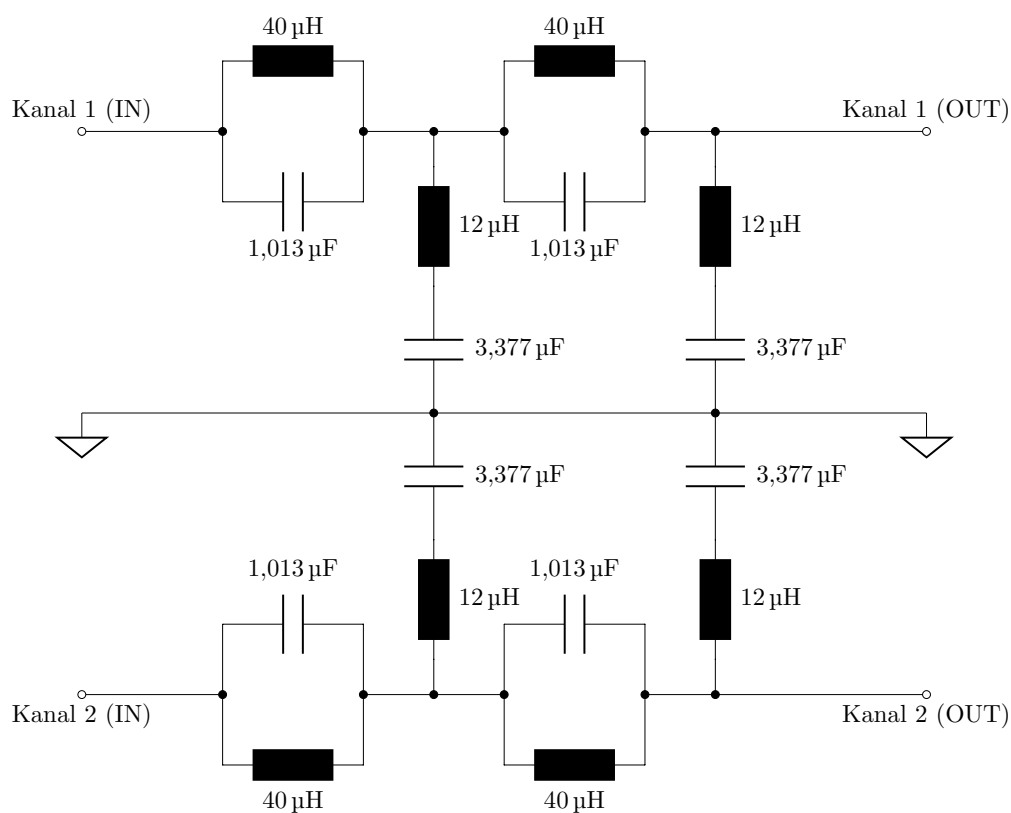


Abbildung 4.15: Das Ersatzschaltbild des Empfangsfilter. Das Filter besteht aus zwei vierstufigen Filterkanälen mit einer Resonanzfrequenz von 25 kHz.

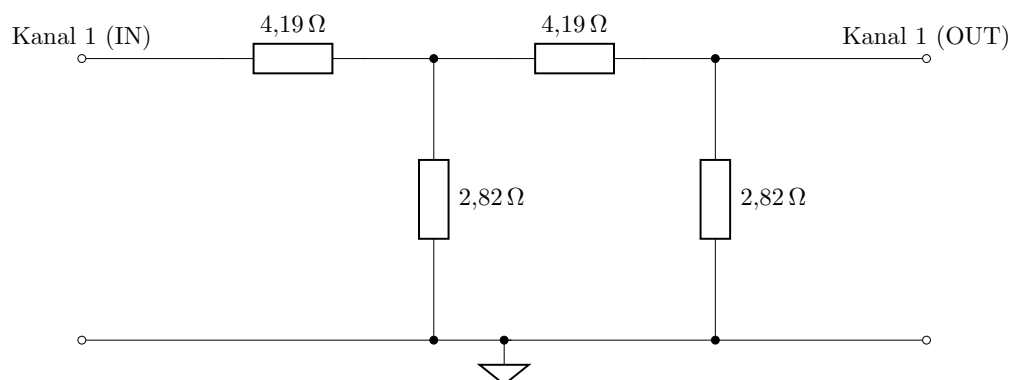


Abbildung 4.16: Vereinfachtes Ersatzschaltbild für die Beträge der Impedanzen eines Empfangsfilter-Kanals bei 50 kHz.

### 4.2.2 Signalverstärker und Schnittstelle zur Datenverarbeitung

Um das Empfangssignal im Bereich zwischen der Empfangseinheit und dem Messrechner robuster gegen externe Störeinkopplungen zu machen, können LNAs eine sinnvolle Ergänzung innerhalb der Signalkette sein. Für das untersuchte System wird der LNA SR560 von Stanford Research Systems (Sunnyvale, CA, USA) verwendet. Dieser wird mit einem asymmetrischen Eingangssignal gespeist, bietet aber auch die Möglichkeit eines differentiellen Eingangs. Der Verstärker kann auch im Akku-Betrieb und damit ohne Schutzkontakt operieren. Die Verstärkung kann bis zu 50 000-fach gesetzt werden und das Rauschen liegt nominell bei weniger als  $4 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Darüber hinaus sind am Eingang des Geräts stufenweise verstellbare Filter implementiert.

Für die finale Signalerzeugung und Aufnahme der Messdaten wurden I/O-Karten der Firma Innovative Integration (Camarillo, CA, USA) verwendet, deren Spezifikation die gewünschten Anforderungen bestmöglich erfüllen. Zur hinreichenden Erfüllung des Nyquist-Theorems bei hohen Frequenzen im Megahertz-Bereich ist eine entsprechende Abtastrate erforderlich. Zudem müssen beide Kanäle simultan gemessen werden können. Für die Aufnahme wurde auf das Modell X3-10M zurückgegriffen. Es verfügt über acht Kanäle mit einer Auflösung von 16 Bit für die Eingangsspannung und ADCs (Analog-Digital-Umsetzer) mit 25 MSPS (Megasamples per second) für die zeitliche Auflösung. Die X3-10M wird über die Timing-Karte X3-Timing mit der Karte zur Signalerzeugung synchronisiert. Für die Signalerzeugung wird die Karte X3-A4D4 verwendet. Diese verfügt über vier 16-Bit-Eingangskanäle und vier DACs (Digital-Analog-Umsetzer) mit geringer Latenz und einer zeitlichen Auflösung von 2 MSPS. Dies entspricht in etwa dem 800-fachen der Anregungsfrequenz.

## 4.3 Ergebnisse

Der folgende Abschnitt beinhaltet alle Messergebnisse, die mit der Akquirierung von elektrischen Parametern und Netzwerkparametern in Zusammenhang stehen. In Abschnitt 4.3.1 werden Amplituden- und Phasengänge des Sendefilters vorgestellt, um dessen Übertragungsverhalten im Kleinsignalbereich abzubilden. Da dem Großsignalverhalten des Sendefilters in MPI eine besondere Bedeutung zukommt und er möglichst linear operieren soll, evaluieren die Ergebnisse in Abschnitt 4.3.2 diese Eigenschaft. Das Empfangsfilter wird lediglich mit Signalen geringer Leistungsstärke belastet. Daher beziehen sich die Ergebnisse in Abschnitt 4.3.3 ausschließlich auf dessen Kleinsignalverhalten.

Mit den Messergebnissen zur Integration des Feldgenerators in die Signalkette befassen sich die letzten beiden Abschnitte. In Abschnitt 4.3.4 wird das Resultat der IA und das der Entkopplung der AF-Spulen präsentiert. Im verbleibenden Abschnitt 4.3.5 geht es um das Ergebnis der Vermessung des SF-Generators.

### 4.3.1 Kleinsignalverhalten des Sendefilters

Für die Messungen am Sendepfad wurden die Übertragungsfunktionen des Sendefilters mit dem Netzwerkanalysator E5061B von Agilent aufgenommen und mit den in LT-Spice simulierten Daten verglichen. Dabei wird die harmonische Verzerrung, wie sie in der Praxis bei höheren Signalpegeln vorkommen kann, zunächst nicht berücksichtigt. In der Abbildung 4.17 wird das Ergebnis für das Kleinsignalverhalten des  $x$ -Kanals vorgestellt und in Abbildung 4.18 das des  $y$ -Kanals. Dabei zeigen die Teilabbildungen a) und b) den gemessenen Amplitudengang  $A_x$  und den gemessenen Phasengang  $\phi_x$ , während die Teilabbildungen c) und d) die simulierten Daten wiedergeben. Im Bereich von  $f_A = 25$  kHz ist der Durchlassbereich erkennbar, in dem auch eine Phase von  $0^\circ$  passiert wird. Ober- und unterhalb des Durchlassbereichs ist zunächst ein Überschwingen beobachtbar bevor das Dämpfungsmaß zunimmt. Der qualitative Vergleich zwischen den gemessenen und den simulierten Daten sowie deren Bewertung erfolgt in Abschnitt 4.4.

### 4.3.2 Großsignalverhalten des Sendefilters

Mit der Untersuchung des Großsignalverhaltens des Sendefilters beschäftigen sich die Ergebnisse, die in den Abbildungen 4.19 und 4.20 aufgeführt werden. Für die quantitative Beurteilung des Großsignalverhaltens beschränken sich die vorgestellten Messungen auf einen einzigen Kanal des Sendefilters. Zunächst wurde der Messaufbau selbst untersucht, allem voran der Einfluss eines kommerziell erhältlichen Lastwiderstands im Vergleich zum individuell angepassten Widerstand (Abbildung 4.5). Damit konnte am Ende der Grad der Verzerrung durch die Elemente extrahiert werden, die für den Betrieb des Systems essentiell sind.

Abbildung 4.19 veranschaulicht, dass der individuell angepasste Widerstand eine signifikant niedrigere Verzerrung hervorruft. Abbildung 4.20 zeigt das frequenzdiskrete Übertragungsverhalten des Sendefilters bei unterschiedlichen Eingangsspannungen. Dabei ist bis zu einer Eingangsspannung von  $U_{\text{Ein}} = 10$  VRMS ein Verhalten zu beobachten, das dem des Kleinsignals zunächst äquivalent ist. Beim Übersteigen dieses Wertes deutet sich eine zusätzliche Verzerrung bereits in der dritten Harmonischen an. Diesbezüglich sei angemerkt, dass in einer vorangegangenen Iteration ein BNC zum Abgreifen der Emp-

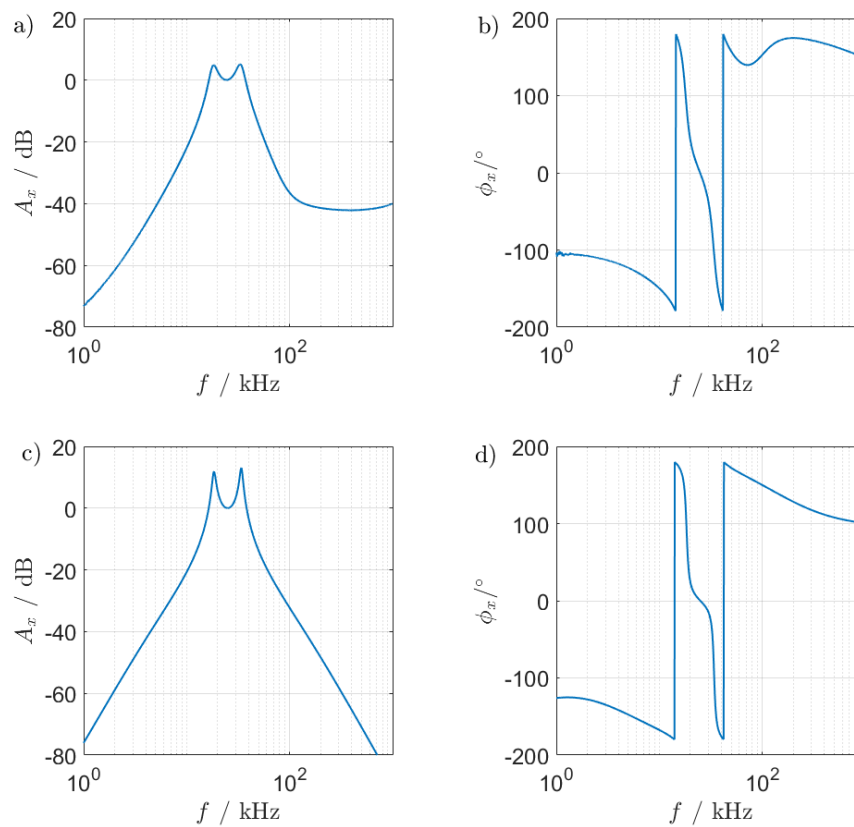


Abbildung 4.17: Gegenüberstellung der gemessenen und simulierten Übertragungsfunktion des  $x$ -Kanals des Sendefilters. a) Gemessener Amplitudengang. b) gemessener Phasengang. c) simulierter Amplitudengang. d) simulierter Phasengang.

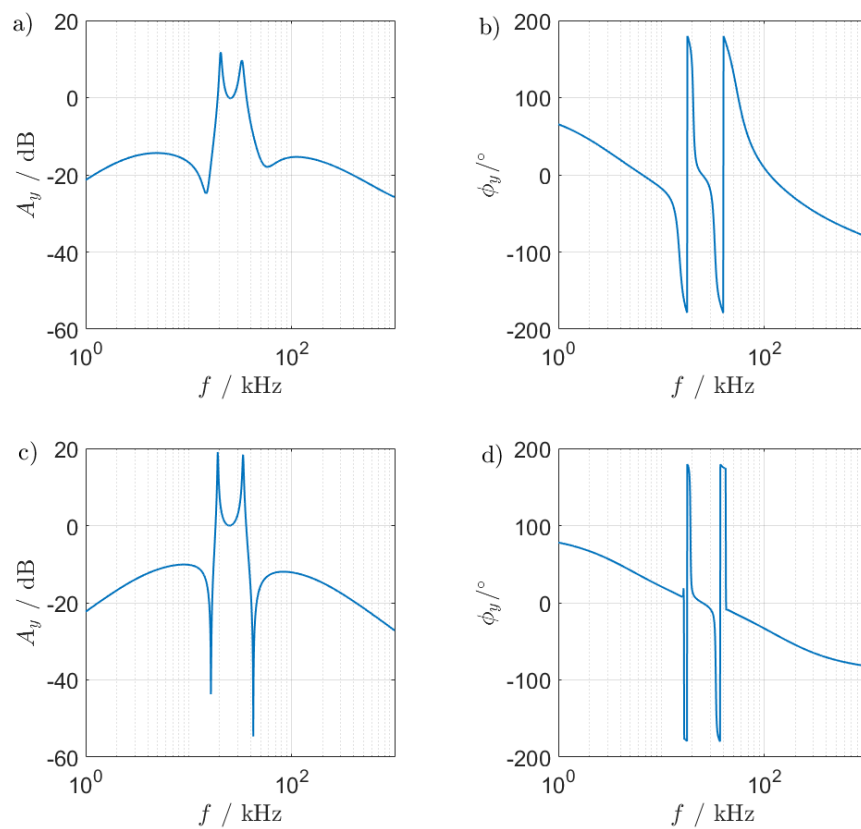


Abbildung 4.18: Gegenüberstellung der gemessenen und simulierten Übertragungsfunktion des  $y$ -Kanals des Sendefilters. a) Gemessener Amplitudengang. b) gemessener Phasengang. c) simulierter Amplitudengang. d) simulierter Phasengang.

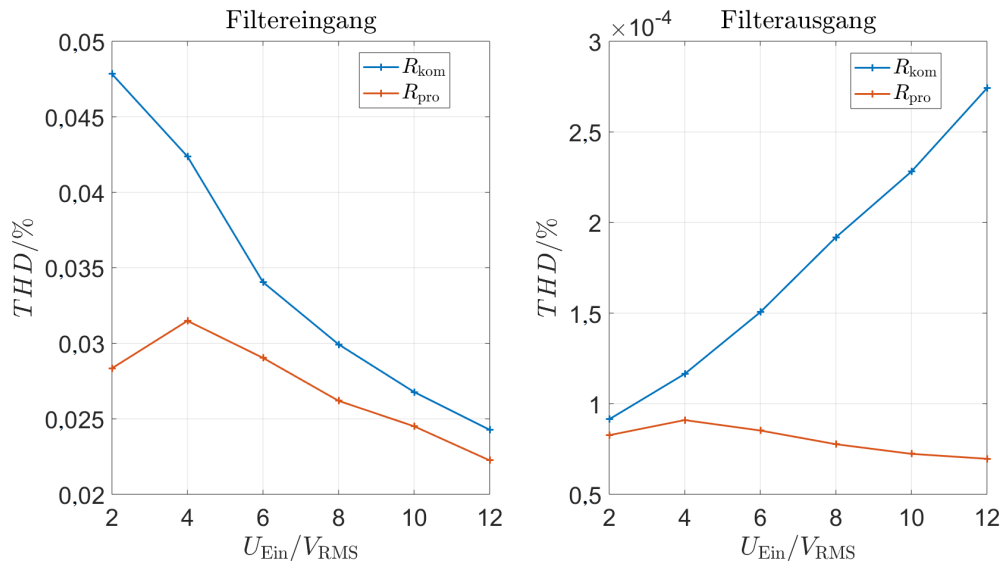


Abbildung 4.19: Vergleichsmessung zwischen der Harmonischen Verzerrung unter Verwendung eines kommerziell erhältlichen Lastwiderstands  $R_{\text{kom}}$  und dem Prototypen in Abbildung 4.5  $R_{\text{pro}}$ . Dargestellt wird die THD nach Gleichung (3.1) am Eingang und am Ausgang des Sendefilters in Abhängigkeit von der eingespeisten Spannung  $U_{\text{Ein}}$ .

fangsspannung verwendet wurde, der seinerseits bereits bei niedrigeren Spannungspegeln Verzerrungen eingeführt hat. Daher wurde das Signal anschließend direkt über Lötkontakte abgegriffen.

### 4.3.3 Kleinsignalverhalten des Empfangsfilter

Analog zum Sendefilter in Abschnitt 4.3.1 wurde auch das Übertragungsverhalten beider Kanäle des Empfangsfilters mit Hilfe eines Netzwerkanalysators vermessen. Darüber hinaus werden die Messungen mit dem in LTSpice simulierten Übertragungsverhältnis gegenübergestellt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.21 dargestellt. Da beide Kanäle in der Theorie identisch sind, wurde lediglich die Transferfunktion eines Kanals des Filters simuliert.

### 4.3.4 Impedanzanpassung und Entkopplung der Anregungsfeldspulen

Um eine effiziente Stromversorgung des AF-Generators zu gewährleisten, wurde eine Überprüfung der Impedanz des jeweiligen IA-Netzwerks für beide AF-Kanäle vorgenommen. Das Ziel der IA ist, jeweils eine Last im Bereich von  $2\ \Omega$  und einen Phasenwinkel

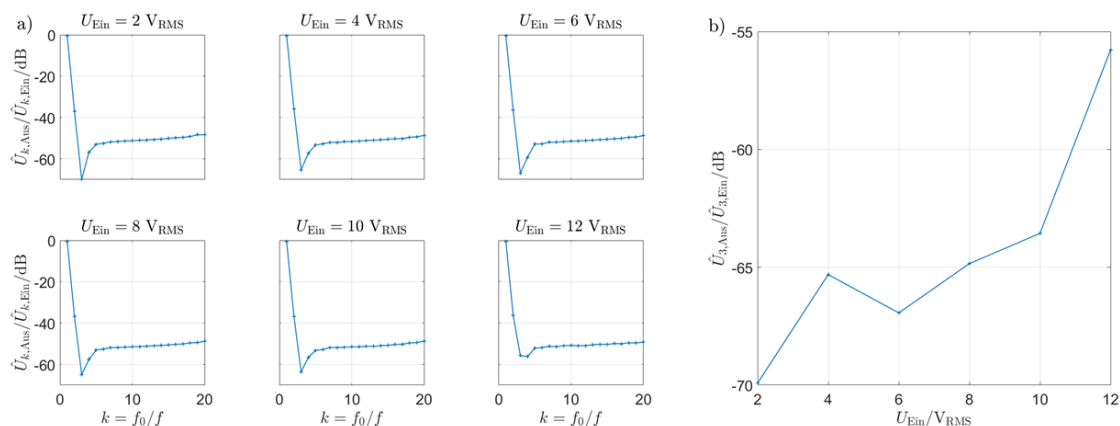


Abbildung 4.20: Großsignalübertragungsverhalten des Sendefilters unter Verwendung des dedizierten Leistungswiderstands. a) Die diskrete Übertragungsfunktion setzt die harmonischen Komponenten des Amplitudenspektrums am Filteraus- und -eingang für verschiedene Eingangsspannungen ins Verhältnis. b) Die Dämpfung der dritten Harmonischen in Abhängigkeit der Eingangsspannung. Ab  $U_{\text{Ein}} = 12 \text{ V}_{\text{RMS}}$  setzt eine signifikante Signalverzerrung ein.

von  $\phi \approx 0^\circ$  zu erhalten.

Die Ermittlung des Kopplungsfaktors zwischen den AF-Spulen wurde wie in Abschnitt 4.1.5 beschrieben mit Hilfe des LCR-Meters ermittelt. Diese Messungen ergaben die Werte  $L_{\text{kurz}} = 26,654\,51 \mu\text{H} \pm 0,13 \text{ nH}$  und  $L_{\text{offen}} = 26,655\,71 \mu\text{H} \pm 0,07 \text{ nH}$ . Der Kopplungsfaktor beträgt somit im Mittel nach Gleichung (4.3)  $K = 0,6723\%$ . Mit diesem Wissen konnte der optimale Wert für  $C_K$  mit Hilfe von LTSpice ermittelt werden. In Abbildung 4.22 wird die Stromstärke in Abhängigkeit der Frequenz für unterschiedliche Kapazitäten demonstriert. Das beste Ergebnis wird für  $C_K = 12 \text{ nF}$  erzielt.

Die Umsetzung der Kapazität zur Entkopplung ist in Abbildung 4.23 dargestellt.

Für die anschließende Messung und Feinabstimmung der Resonanzfrequenz des IMN wurde der Impedanzanalysator Agilent E4980A verwendet. Dieser gibt die Impedanz und damit zusammenhängende passive Bauteilparameter über einen definierten Frequenzbereich an. Wie beim LCR-Meter wird das Messobjekt auch hier über vier Zuleitungen über eine Kelvin-Klemme gemessen. Die Ergebnisse für die abgestimmten und entkoppelten IMNs sind in den Abbildungen 4.24 und 4.25 dargestellt.

### 4.3.5 Impedanzanalyse am Selektionsfeldgenerator

Für die Charakterisierung der einzelnen Komponenten des SF-Generators wurden ebenfalls Messungen mit dem Impedanzanalysator durchgeführt. Um einen besseren Eindruck

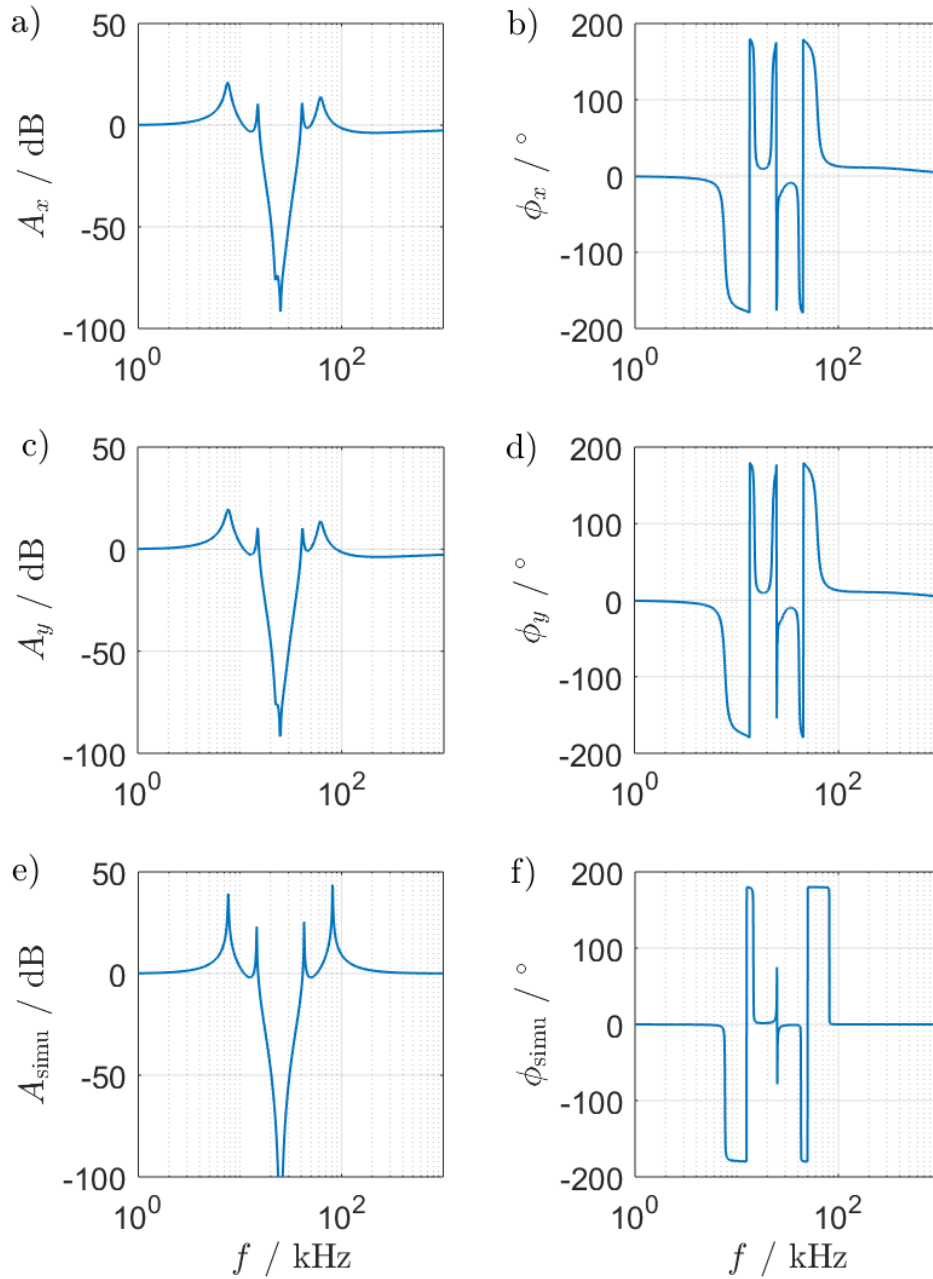


Abbildung 4.21: Frequenzantwort beider Kanäle des Empfangsfilters. a) Amplitudengang des  $x$ -Kanals. b) Phasengang des  $x$ -Kanals. c) Amplitudengang des  $y$ -Kanals. d) Phasengang des  $y$ -Kanals. e) Simulierter Amplitudengang beider Kanäle. f) Simulierter Phasengang beider Kanäle.

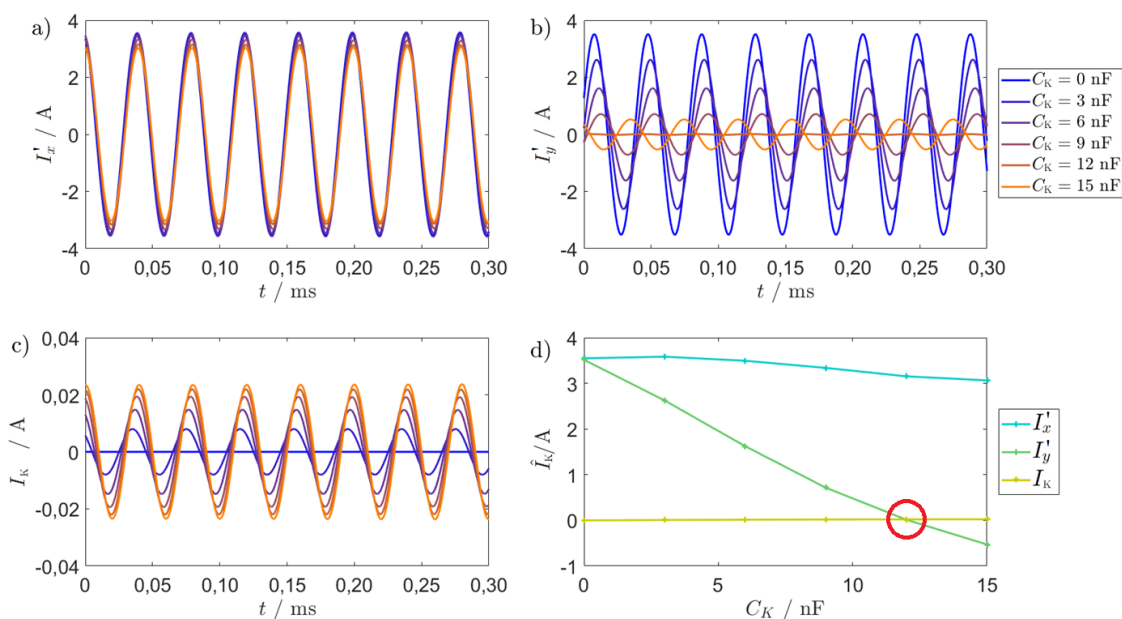


Abbildung 4.22: Simulation der Ströme  $I'_x$ ,  $I'_y$  und  $I_K$  bei unterschiedlichen Werten für die Kapazität  $C_K$  gemäß dem Ersatzschaltbild 4.10. a)  $C_K$  hat einen relativ geringen Einfluss auf den Strom in der Primärspule  $L_x$ . b) Der Einfluss auf den Strom  $I'_y$  ist signifikant und erreicht in diesem Fall ein Minimum bei circa  $12 \text{ nF}$ . Oberhalb dieser Kapazität kehrt sich die Phase um und die Amplitude steigt. c) Die Amplitude des Ausgleichstroms ist gering und beträgt bei  $C_K = 12 \text{ nF}$  etwa  $22 \text{ mA}$ . d) Abhängigkeit des Stroms von  $C_K$  mit dem markierten gewünschten Wert.

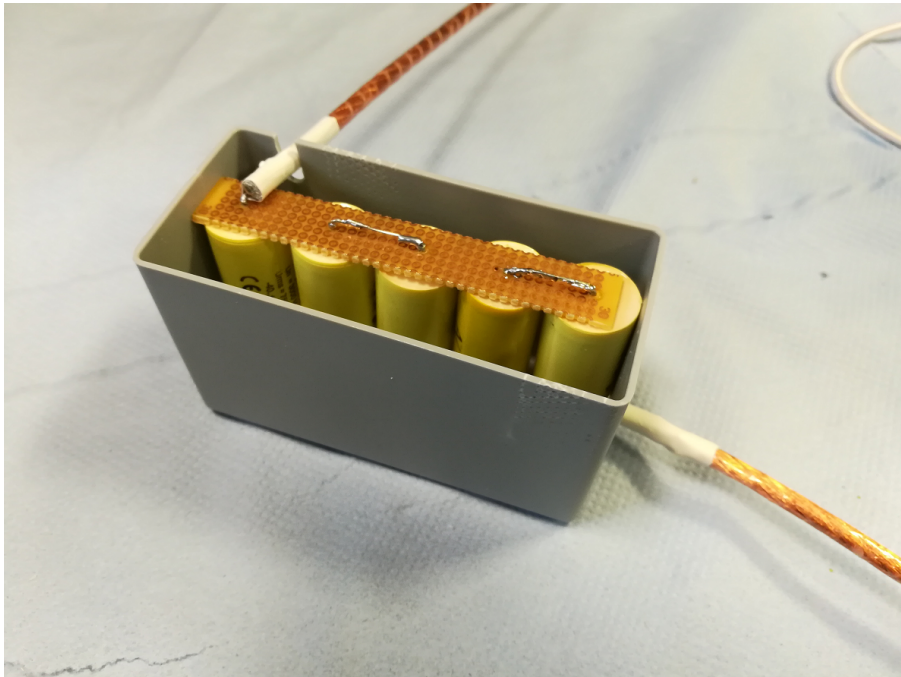


Abbildung 4.23: Kondensatoren zur Kompensation der elektromagnetischen Kopplung zwischen den Anregungsfeldspulen. Die Kondensatorbank bildet die Kapazität  $C_K$  aus dem Ersatzschaltbild 4.10 und Abbildung 4.22. Sie besteht aus fünf seriell verschalteten Polypropylen-Kondensatoren mit einer Kapazität von jeweils 68 nF.

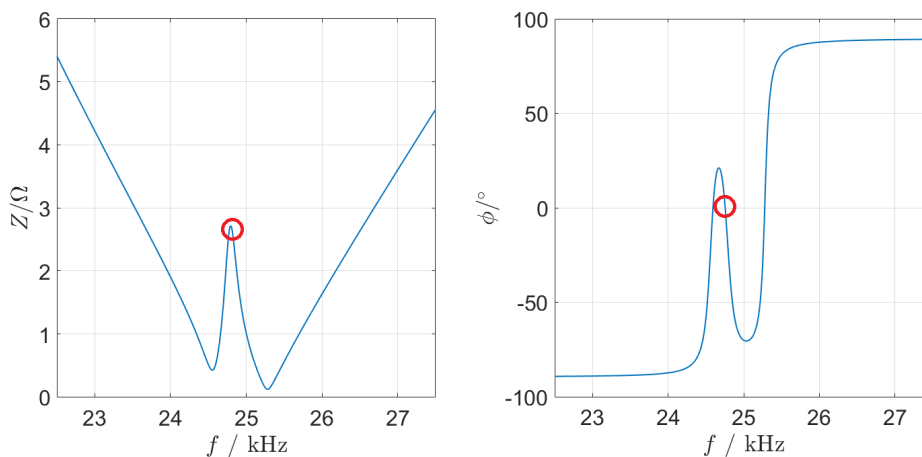


Abbildung 4.24: Gesamlast des  $x$ -Kanals im Zuge der zweidimensionalen FFP-Messung. Die Markierungen kennzeichnen die Werte bei der Frequenz  $f_x = 24,7525$  kHz, auf die das Filter und die IA abgestimmt sind. Die entsprechende Phase beträgt zum Messzeitpunkt  $\phi_x = 0,8^\circ$  und der Betrag der Lastimpedanz  $Z_x = 2,37 \Omega$ .

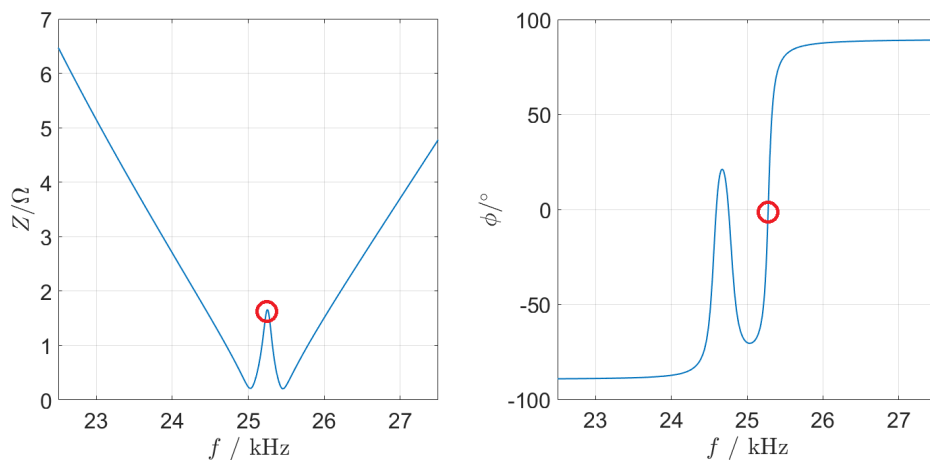


Abbildung 4.25: Gesamtlast des  $y$ -Kanals im Zuge der zweidimensionalen FFP-Messung. Die Markierungen kennzeichnen die Werte bei der Frequenz  $f_y = 25,2525$  kHz, auf die das Filter und die IA abgestimmt sind. Die entsprechende Phase beträgt zum Messzeitpunkt  $\phi_y = -1,7^\circ$  und der angepasste Betrag der Lastimpedanz  $Z_y = 1,66 \Omega$ .

zu erhalten, wurde die Messung auch hier nicht auf eine einzige Frequenz limitiert. Die niedrigste Messfrequenz, die das verwendete Messgerät abbilden kann, beträgt 20 Hz. Da der SF-Generator für den niederfrequenten Einsatz vorgesehen ist, wurde dieser Wert für alle Elemente als untere Grenze verwendet. Die Vermessung der  $G_z$ -Spule erfolgte bis 100 Hz und ist in Abbildung 4.26 dargestellt. Die Vermessung der Quadrupole erfolgte über zwei Dekaden und wird in Abbildung 4.27 gezeigt.

Der gemessene äquivalente serielle Widerstand beträgt laut der Impedanzanalyse weniger als  $0,3 \Omega$  bei einer Messfrequenz von 500 Hz. Die Messkurve in 4.26 c) impliziert, dass die Impedanz und der Widerstand mit sinkender Frequenz weiter abfällt. Für eine Messfrequenz von 1 kHz beträgt die Induktivität der  $G_z$ -Spule  $57,9 \mu\text{H}$ . Für die Quadrupole liegen die elektrischen Parameter bei einer Messfrequenz von 20 Hz bei  $L_{Q_I} = 362,8 \mu\text{H}$  und  $R_{Q_I} = 58,3 \text{ m}\Omega$  für den  $Q_I$  und bei  $L_{Q_A} = 436,2 \mu\text{H}$  und  $R_{Q_A} = 70,2 \text{ m}\Omega$  für den  $Q_A$ . Mit steigender Messfrequenz nimmt die Induktivität ab und der ohmsche Widerstand zu.

## 4.4 Diskussion und Zusammenfassung

In Kapitel 4 dieser Arbeit wurde die gesamte Peripherie rund um den Feldgenerator und die Empfangsspule untersucht. Außerdem wurde die Integration des Feldgenerators in

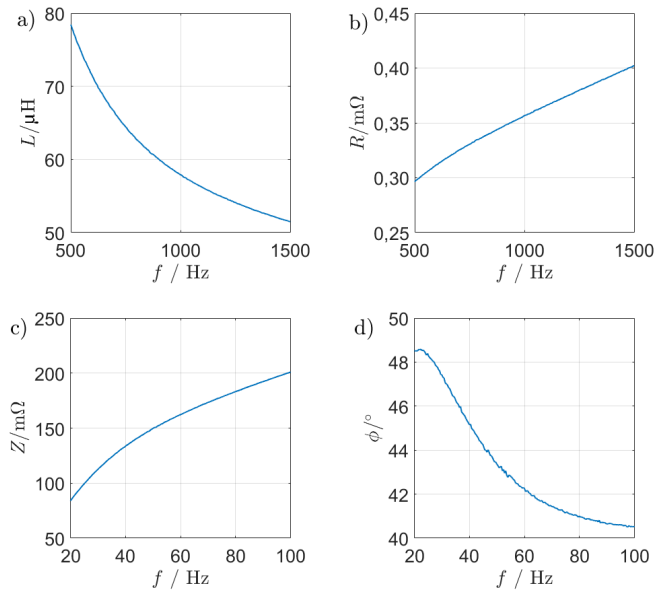


Abbildung 4.26: Impedanzanalyse des Axialen-Gradienten-Generators mitsamt der Zu-  
leitung und den Durchführungsfiltern zur Quantifizierung der elektrischen Last. a) Induk-  
tivität. b) Äquivalenter serieller Widerstand. c) Betrag der Impedanz. d) Phasenwinkel der  
Impedanz.

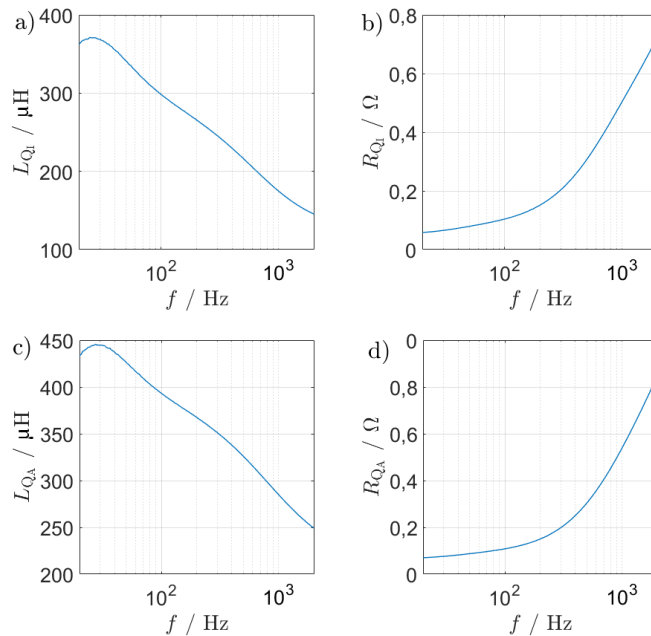


Abbildung 4.27: Impedanzanalyse der elektromagnetischen Quadrupole im Frequenzbe-  
reich von 20 Hz bis 2 kHz. a) Eigeninduktivität des inneren Quadrupols. b) Widerstand  
des inneren Quadrupols. c) Eigeninduktivität des äußeren Quadrupols. d) Widerstand des  
äußeren Quadrupols.

die Signalkette geschildert.

Jede Komponente der Signalkette wurde im Einzelnen betrachtet und charakterisiert. Von der Signalerzeugung über die Verstärkung, die Filterung und die Signalleitung zum Feldgenerator und über die Empfangsfilter bis hin zu den Schnittstellen der Signalverarbeitung wurden alle relevanten Teile der Signalkette abgesehen vom Feldgenerator beleuchtet. Die Anforderungen an jedes Element der Kette wurde in den ersten beiden Abschnitten qualitativ und quantitativ beschrieben. Ein weiterer Bestandteil dieser Passagen waren die Methoden, die zur Evaluierung herangezogen wurden und damit zu den präsentierten Ergebnissen führten.

Durch den Einsatz von resonanten Bandpassfiltern konnte das erwünschte Übertragungsverhalten des Sendefilters erreicht werden. Die Anregungsfrequenz wird nahezu ungehindert durch das Filter transportiert. Das heißt, dass in den Abbildungen 4.17 und 4.18 für die Anregungsfrequenz eine Dämpfung von 0 dB und eine Phase von  $0^\circ$  nachgewiesen wurde. Höhere Frequenzanteile werden effektiv abgeblockt, so wird beispielsweise die dritte Harmonische in beiden Kanälen mit etwa 20 dB gedämpft. In den wesentlichen Punkten gab es eine hinreichende Übereinstimmung zwischen den simulierten und den gemessenen Werten. Unterschiede zeigten sich teilweise lokal in der Flankensteilheit und im höherfrequenten Messbereich. Dies kann auf parasitäre Effekte und Parameter, wie beispielsweise kapazitive Kopplung innerhalb des Filters oder auf frequenzabhängige Widerstände der Leitungen zurückzuführen sein, die nicht in der Simulation erfasst wurden. Letzten Endes ist bei Betrachtung des Kleinsignalverhaltens von einer hinreichenden Dämpfung unerwünschter Signalanteile auszugehen.

Inwieweit diese Beobachtung auch auf Signale mit höherer Leistung übertragbar ist, wurde anschließend dargelegt. So ist bei der Vermessung beispielsweise auf die Verwendung von BNCs zu verzichten und die Instrumentierung auf Linearität zu optimieren, um die zu messende Nichtlinearität des Filters nicht zu überlagern. Bis zu einer Eingangsspannung von mindestens 10 V und einem Abschlusswiderstand von  $2\ \Omega$  konnte in Abbildung 4.20 nachgewiesen werden, dass das Filter keine messbare Verzerrung verursachte, was unter anderem auf den Verzicht von Eisenkernspulen zurückzuführen ist.

Für das Empfangsfilter, welches als vierstufiges Bandstopfilter implementiert wurde, konnte in Abbildung 4.21 ein Übertragungsverhalten mit einer Dämpfung der Anregungsfrequenz von etwa 100 dB nachgewiesen werden. Das gemessene Übertragungsverhalten stimmt zudem mit dem simulierten weitgehend überein. Geringfügige Unterschieden beschränken sich hier auf die Flankensteilheit des Amplituden- und Phasengangs sowie die Dämpfung der Anregungsfrequenz. Wie beim Sendefilter kann dies auf nicht erfasste interne elektromagnetische Kopplung und parasitäre Parameter der realen

Bauteile zurückzuführen sein. Die geringere gemessene Dämpfung kann darüber hinaus auch durch Limitierung der Messgenauigkeit zurückgeführt werden, da eine Dämpfung von 100 dB beziehungsweise Faktor  $10^5$  schwer erfassbar ist.

Nachdem die Notwendigkeit der Entkopplung zwischen den AF-Spulen erläutert und die Methode zu dieser anschaulich beschrieben wurde, zeigte die Umsetzung in den Abbildungen 4.24 und 4.25 den gewünschten Effekt. Letztendlich konnte in einer Impedanzanalyse das gewünschte Ergebnis offengelegt werden. Mit dem Vorab festgelegten Wertebereich für die Lastimpedanz zwischen  $1 \Omega$  und  $2,5 \Omega$  und einem Phasenwinkel von weniger als  $1^\circ$  wurden auch diese Anforderungen erfüllt.

Dadurch ist der Weg für den Betrieb des Feldgenerators, der Verwendung der Empfangsspule und der Rekonstruktion von Partikelverteilungen, die in den nächsten drei Kapiteln behandelt werden, geebnet.



# 5

## Der Feldgenerator

### Inhalt

---

<b>5.1 Konzept des untersuchten Feldgenerators</b> . . . . .	<b>103</b>
<b>5.2 Kühlung und Temperaturüberwachung</b> . . . . .	<b>108</b>
<b>5.3 Feldvermessung</b> . . . . .	<b>112</b>
<b>5.4 Ergebnisse</b> . . . . .	<b>117</b>
<b>5.5 Diskussion und Zusammenfassung</b> . . . . .	<b>127</b>

---

Hauptgegenstand dieser Arbeit ist der Kleintier-FFL-MPI-Scanner. Er wurde konzipiert, um einen konzeptionellen Beweis für die Möglichkeit zu liefern, Organe, beispielsweise das Herz oder die Leber, von kleinen Tieren, wie etwa ein Neuseeländer Kaninchen oder ein Minischwein, abzubilden.

Das dem zu Grunde liegende Projekt entstand im Rahmen einer Kooperation mit unterschiedlichen deutschen Forschungseinrichtungen und Industriepartnern, die vom Bundesministerium für Bildung und Forschung und dem Europäischen Fonds für regionale Entwicklung gefördert wurde. Das vornehmliche Teilvorhaben des Instituts für Medizintechnik an der Universität zu Lübeck lag darin, ein komplettes MPI-System zu entwickeln und aufzubauen, das in oben genannten Anforderungen erfüllt.

Die Entwicklung des Systems ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Das initiale Design sah ei-

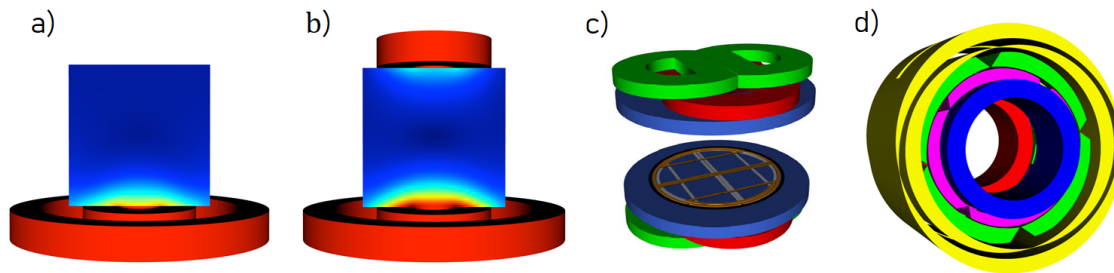


Abbildung 5.1: Entwicklungshistorie des Kleintier-MPI-Scanners. a) Asymmetrisches Spulenkonzent. b) Asymmetrisches Spulenkonzent mit Hilfsspule. c) „Double-Single-Sided“-Spulenkonzent. d) Zylindrischer Kleintier-FFL-MPI-Scanner

ne Realisierung als Untertischaufbau vor, der wie beim asymmetrischen Konzept in [111] einen FFP zur Bildgebung nutzen sollte. Der Messbereich sollte währenddessen lateral und von oben zugänglich bleiben. Damit hätte der Scanner einen signifikanten Vorteil gegenüber einer zylindrischen Struktur. Als Größe des Messfeldes wurde dabei 6 cm bis 8 cm in alle Raumrichtungen anvisiert. Im weiteren Verlauf der Entwicklung wurde das Design um eine weitere Spulenkonzentration erweitert, um die Homogenität des AF und den Gradienten des SF zu inkrementieren. Anschließende Simulationsstudien hatten als nächsten Schritt die Weiterentwicklung zu einer „Double-Single-Sided“-Spulentopologie zur Folge [112]. Diese ermöglichte immer noch den lateralen Zugang zum Messfeld, verbesserte aber weiter die Gradientenstärke sowie die Feldstärke und Homogenität des AF und damit die realisierbare Bildqualität.

Zur Steigerung der elektrischen Effizienz und zur Verbesserung der Sensitivität wurde das System im weiteren Entwicklungsverlauf letzten Endes als zylindrische Spulentopologie implementiert. Neben der Erzeugung und der Ortskodierung durch einen FFP wurde dem System nun auch ermöglicht, als FFL-Scanner betrieben zu werden.

Auf den Aufbau und das finale Konzept des Feldgenerators wird in Abschnitt 5.1 eingegangen. Wie die Thematik der Temperaturstabilität und Temperaturüberwachung gelöst wurde, wird in Abschnitt 5.2 erläutert. Die Beschreibung der Messung der erzeugten Magnetfelder und der dafür erforderlichen Instrumentierung erfolgt in Abschnitt 5.3. Die Ergebnisse werden in Abschnitt 5.4 präsentiert, bevor sie in Abschnitt 5.5 diskutiert werden und das Kapitel zusammengefasst wird.

## 5.1 Konzept des untersuchten Feldgenerators

In diesem Abschnitt wird der untersuchte Feldgenerator detailliert beschrieben. Der Struktur des Feldgenerators wird in diesem Abschnitt jeweils ein Unterabschnitt für den AF-Generator (Abschnitt 5.1.1) und den SF-Generator (Abschnitt 5.1.2) gewidmet. Der eigentliche Entwurf und die Konstruktion des behandelten Systems ist hauptsächlich im Rahmen der Doktorarbeit von Gaël Bringout entstanden und dementsprechend detailliert in [113] ausgeführt. Dabei wurden auch limitierende Faktoren biologischer Natur wie die periphere Nervenstimulation oder die spezifische Absorptionsrate biologischer Strukturen [114] [115] [116] berücksichtigt. Im Folgenden sind die wichtigsten Parameter aufgelistet.

Maßgebend für die Dimensionierung des Scanners ist zunächst, der innere Durchmesser des zylindrischen Feldgenerators. Mit dem Ziel, Kleintiere unterzubringen, wurde dieses Maß auf 180 mm festgelegt [117]. Zur Magnetisierung der superparamagnetischen Suspension soll ein magnetisches Wechselfeld mit einer Amplitude von 15 mT realisierbar sein, um die in MPI verwendeten MNPs [118] in ausreichendem Maß in Sättigung zu bringen.

Die Wahl der Gradientenstärke des SF  $G$  ist stets ein Kompromiss aus Verfügbarkeit elektrischer Leistung, abführbarer Wärmeenergie, Größe des Messfeldes und räumlicher Auflösung. Um eine räumliche Auflösung im Subzentimeterbereich zu ermöglichen, wurde der Feldgenerator und die entsprechenden Elemente der Signalkette so dimensioniert, dass ein Gradient in radiale Richtung von 0,8 T/m ermöglicht werden kann. Für die einzelnen Feldgeneratorelemente, wie sie in Abschnitt 3.4.2 beschrieben wurden, bedeutet das für die  $G_z$ -Spule, dass dieser einen Feldgradienten in axiale Richtung von 0,8 T/m erzeugen muss, um einen radialen Gradienten von 0,4 T/m zu generieren. Zudem werden niederfrequente Wechselfelder durch Quadrupole benötigt, die beim Erreichen ihrer Feldamplitude ebenfalls jeweils einen radialen Feldgradienten von 0,4 T/m erzeugen.

Das Messfeld sollte dabei groß genug sein, um wichtige Organe von Kleintieren in einem einzelnen Akquisitionsprozess abbilden zu können. Aus dem Verhältnis

$$d = 2 \frac{\hat{B}_{AF}}{G_{SF}} \quad (5.1)$$

mit  $\hat{B}_{AF}$  als Feldamplitude und  $G_{SF}$  als Magnetfeldgradient in der Bildgebungsebene ergibt sich für  $d$  ein Wert von 37,5 mm. Im FFL-Betrieb ist  $d$  der Durchmesser eines kreisförmigen Messfeldes, im FFP-Betrieb ist  $d$  als Kantenlänge eines quadratischen FOV zu interpretieren. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 5.2 die geometrische Bemaßung

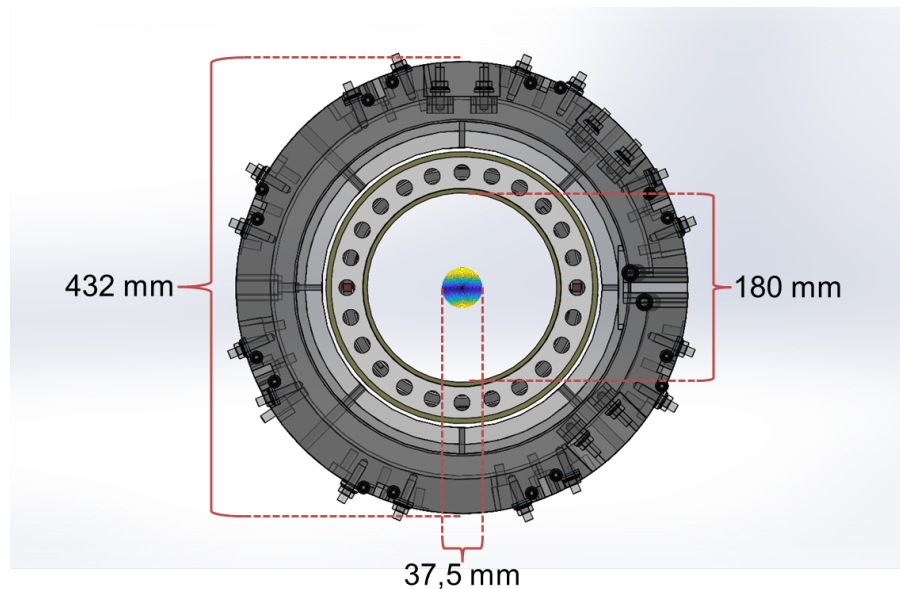


Abbildung 5.2: Kleintier-FFL-Scanner in der Frontansicht mit den wichtigsten Bemaßungen. Der äußere Durchmesser, der Bohrungsdurchmesser sowie der nominelle Durchmesser des Messfeldes. Zudem besitzt das Gantry eine Gesamtlänge von 800 mm.

des Feldgenerators im Querschnitt dargestellt. Die Gesamtlänge des Feldgenerators misst 80 cm. Der äußere Durchmesser beträgt 43,2 cm.

### 5.1.1 Der Aufbau des Anregungsfeldgenerators

Die Aufgabe des AF-Generators besteht darin, die Partikel innerhalb des FOV einem magnetischen Wechselfeld auszusetzen, das zur Erzeugung des Partikelsignals verwendet wird. Der AF-Generator selber besteht aus zwei Paaren von Sattelspulen  $AF_x$ -Spule und  $AF_y$ -Spule, die wie in Abbildung 5.3 zylindrisch coaxial übereinander angeordnet sind. Zudem ist die eine AF-Spule um  $90^\circ$  um die Zylinderachse zur anderen rotiert, so dass eine der AF-Spule das AF in  $x$ - und die andere das Feld in  $y$ -Richtung erzeugt. Der gesamte AF-Generator ist darüber hinaus von einem Kupferrohr umgeben, dessen Aufgabe es ist, den SF-Generator weitgehend vom AF abzuschirmen.

Das von dem Sattelspulenpaar erzeugte Feld ist auf Energieeffizienz und Homogenität numerisch optimiert worden [68]. Darüber hinaus wurden mit Hilfe der Randlelemente-Methode [119] sowie der Methode der finiten Elemente [120] die Wirbelströme, die in die Schirmung induziert werden, numerisch evaluiert [121]. Die Wahl der Anregungsfrequenz beträgt je nach Betriebsmodus  $f_0 = 25$  kHz oder eine geringfügig abweichende Frequenz [122].

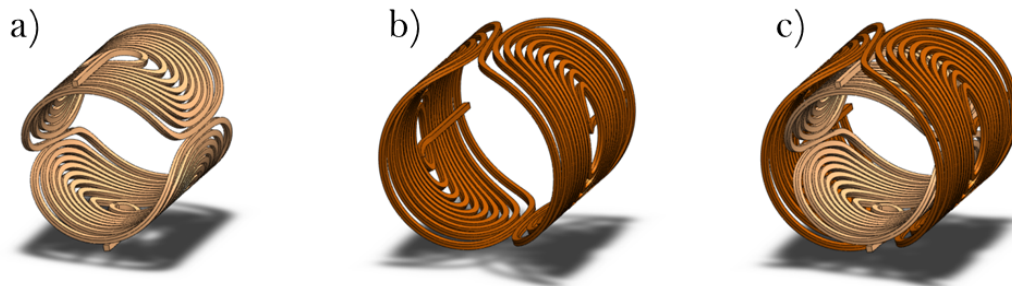


Abbildung 5.3: a) Innere Anregungsspule fürs Anregungsfeld in  $x$ -Richtung. b) Äußere Anregungsspule fürs Anregungsfeld in  $y$ -Richtung. c) Gesamter Anregungsfeldgenerator.

Maßgeblich für die aufzubringende und abzuführende Leistung ist der elektrische Widerstand nach Gleichung (2.16). Nach den in [113] durchgeführten Simulationen gelten für beide Spulenpaare des AF-Generators die Effizienzwerte  $\nu_{AF_x} = 30,0 \mu\text{T}/\text{A}$  und  $\nu_{AF_y} = 43,8 \mu\text{T}/\text{A}$ , wobei hier und im folgenden die Effizienz als erzeugte magnetische Flussdichte im Zentrum des Scanners im Verhältnis zur applizierten Stromstärke definiert ist. Für  $15 \text{ mT}$  mit  $AF_x$ -Spule ist damit ein elektrischer Strom von  $575 \text{ A}$  erforderlich, während es bei  $AF_y$ -Spule  $363 \text{ A}$  sind. Der Unterschied ist in erster Linie dadurch begründbar, dass  $AF_x$ -Spule einen insgesamt höheren magnetischen Fluss  $\phi$  erzeugen muss, um dieselbe magnetische Flussdichte  $B$  im Zentrum des Gantrys hervorzurufen, da sie in der äußeren Schale des AF-Generators liegt. Über den Blindwiderstand der AF-Spulen, welcher aufgrund der hohen Güte der Spulen für die gesamte Impedanz entscheidend ist, lässt sich eine hinreichend präzise Aussage über die anliegende Spannung treffen. Die Eigeninduktivität des inneren Spulenpaars  $AF_x$ -Spule liegt bei  $L_y = 27 \mu\text{H}$  und bei  $L_x = 29 \mu\text{H}$  für die Induktivität des äußeren Spulenpaars  $AF_x$ -Spule. Über den Zusammenhang von Gleichung (2.31) ergibt sich bei  $f_A = 25 \text{ kHz}$  eine Spannung von  $U_{AF_y} = 1,47 \text{ kV}_{\text{peak}}$  und  $U_{AF_x} = 2,62 \text{ kV}_{\text{peak}}$  für die beiden Elemente des AF-Generator. Einen entscheidenden Einfluss auf die Beschaffenheit und die Dimensionierung des Leiters hat im Zusammenhang mit der aufzubringen Frequenz der Skineneffekt (Abschnitt 2.2.2). Da ein Vollkupferleiter bei dieser Frequenz nach Gleichung (2.19) durch den Effekt der internen magnetischen Felder und der damit einhergehenden Stromverdrängung einen immens erhöhten Widerstandsbelag aufweist, wird HF-Litze verwendet. Der Radius der einzelnen Drähte, die elektrisch voneinander isoliert sind, sollte dabei die Skin-Eindringtiefe nicht überschreiten. Als Leitermaterial wurde Kupfer gewählt.

Die spezifische Leitfähigkeit von Leitungskupfer liegt bei etwa  $56 \text{ Sm/mm}^2$  [123]. Da Kupfer als diamagnetischer Werkstoff eine magnetische Permeabilität  $\mu_{\text{rCu}}$  aufweist, die unwesentlich kleiner als 1 ist, gilt im Folgenden die Näherung  $\mu_{\text{Cu}} = \mu_0$ . Für die Skin-Eindringtiefe ergibt sich somit nach Gleichung (2.18)

$$\delta_{\text{Cu}, 25 \text{ kHz}} = \sqrt{\frac{1}{\pi \cdot 25 \text{ kHz} \cdot 56 \frac{\text{Sm}}{\text{mm}^2} \mu_0}} = 0,425 \text{ mm}. \quad (5.2)$$

Dieses Kriterium wurde in diesem System erfüllt, indem eine HF-Litze mit 10 000 Einzeldrähten mit einem Durchmesser von jeweils  $63 \mu\text{m}$  für den AF-Generator verwendet wurde (Abbildung 5.4). Der Widerstandsbelag der Litze bei der Anregungsfrequenz weicht dementsprechend nicht signifikant von dem bei Gleichstrombetrieb ab und beträgt in etwa

$$R'_{\text{Litze}} = \frac{1}{\sigma_{\text{Cu}} A_{\text{Litze}}} = \left( 56 \frac{\text{Sm}}{\text{mm}^2} \cdot 10000 \pi \left( \frac{63 \mu\text{m}}{2} \right)^2 \right)^{-1} = 0,57 \frac{\text{m}\Omega}{\text{m}}. \quad (5.3)$$

In dem System des Kleintierscanners hat die  $\text{AF}_y$ -Spule einen Widerstand von etwa  $13 \text{ m}\Omega$  und die  $\text{AF}_x$ -Spule von  $14 \text{ m}\Omega$ . Ausgehend von einer Feldsequenz entsprechend Abbildung 3.16 ergibt sich für die innere Spule unter Vernachlässigung von Wirbelstromverlusten

eine aufzubringende Wirkleistung von  $P_{\text{AF}_y} = 380 W_{\text{RMS}}$  und für die äußere  $P_{\text{AF}_x} = 1157 W_{\text{RMS}}$ . Um die dabei entstehende Hitze abzuführen, wurde ein Flüssigkühlsystem installiert. Als Kühlflüssigkeit wurde beim AF-Generator Öl (Shell Diala S2 ZU-I) verwendet, um bei der Erzeugung starker Wechselfelder elektrische Isolation garantieren zu können.

## 5.1.2 Der Aufbau des Selektionsfeldgenerators

Ergänzend zum AF-Generator wird der gesamte Feldgenerator durch den SF-Generator komplettiert. Dieser besteht im Wesentlichen aus drei Elementen, welche die Ortskodierung der gesuchten Partikelverteilung ermöglichen: Der  $G_z$ -Spule, einem inneren Quadrupol und einem bezüglich dem inneren Quadrupol ( $Q_I$ ) um  $45^\circ$  um die Zylinderachse rotierten äußeren Quadrupol ( $Q_A$ ). Entgegen einer Vielzahl anderer MPI-Systeme ist dieses durch seine modulare Möglichkeit der Ansteuerung in der Lage, beide SF-Typen, FFP und FFL, umzusetzen. Dadurch, dass die drei Elemente des SF-Generators unabhängig voneinander bestromt werden können, lässt sich auch die Gradientenstärke des SF variieren.



Abbildung 5.4: Die unter anderem für den AF-Generator verwendete HF-Litze mit 10000  $63\text{-}\mu\text{m}$ -Einzeldrähten.

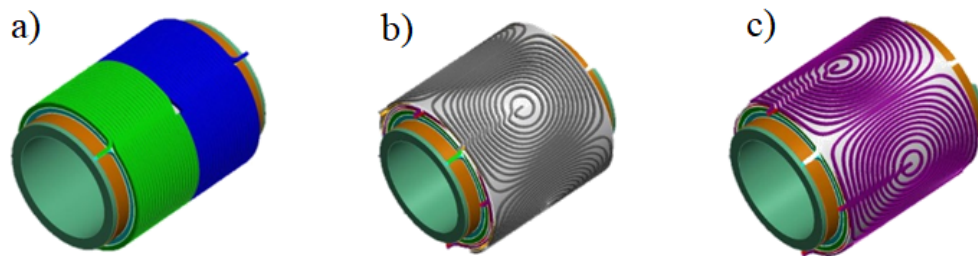


Abbildung 5.5: Der Selektionsfeldgenerator des Systems. Die Komponenten des Generators sind konzentrisch aufgebaut. Von innen nach außen: a) Axialer-Gradienten-Generator, b) innerer Quadrupol, c) äußerer Quadrupol.

Die magnetischen Quadrupole bilden die äußeren Schichten des Feldgenerators. Der innere Quadrupol ist im Mittel 195 mm von der Mittelachse der Gantry entfernt, der äußere Quadrupol 209 mm. Mit einer Effizienz von  $\eta_{Q_I} = 0,661 \text{ mT}/(\text{m} \cdot \text{A})$  in radiale Richtung benötigt der innere Quadrupol 606 A für die Erzeugung eines Magnetfeldgradienten von  $0,4 \text{ T}/\text{m}$ . Der äußere Quadrupol benötigt wiederum mit einer Effizienz von  $\eta_{Q_A} = 0,590 \text{ mT}/(\text{m} \cdot \text{A})$  eine Stromamplitude von 678 A. Daraus ergibt sich eine aufzubringende Leistung von  $7,3 \text{ kW}_{\text{RMS}}$  für den inneren Quadrupol, der einen ohmschen Widerstand von  $40 \text{ m}\Omega$  besitzt. Der äußere Quadrupol benötigt mit seinem Widerstand von  $43 \text{ m}\Omega$  für denselben Gradienten  $9,9 \text{ kW}_{\text{RMS}}$ . Der spiralförmige Leiterpfad der Quadrupole ähnelt dem der Spulen des AF-Generators, jedoch verläuft jede Spule beider Quadrupole in zwei Ebenen, um mit dem limitierten Bauraum und ausreichendem Querschnitt eine hohe Effizienz zu erzielen. Genau wie die  $G_z$ -Spule sind die Leiter beider Quadrupole als Hohlleiter implementiert und werden vom Kühlmedium durchströmt, um die Wärmeenergie abführen zu können, die beim Betrieb entsteht.

Die Eigeninduktivitäten der Quadrupole betragen  $L_{Q_I} = 476 \mu\text{H}$  für den inneren Quadrupol und  $L_{Q_A} = 539 \mu\text{H}$  für den äußeren. Aufgrund der niedrigen Frequenz ist die Möglichkeit der kapazitiven IA nicht praktikabel. Bei einer Rotationsfrequenz der FFL von  $f_{\text{rot}} = 10 \text{ Hz}$  beträgt der Blindwiderstand des inneren Quadrupols lediglich  $X_{Q_I} = \omega L_{Q_I} = 30 \text{ m}\Omega$ . Zur Leistungsfaktorkorrektur wäre damit eine Kapazität von  $C_{Q_I} = 52,9 \text{ F}$  nötig, wobei die notwendige Strombelastbarkeit schwer zu gewährleisten und das System in der Wahl der Rotationsfrequenz auf einen Wert beschränkt wäre. Eine höhere Rotationsfrequenz wiederum führt zu starken Wirbelstromverlusten und aufgrund ihrer Schmalbandigkeit zu Problemen bei der IA des AF-Generators. Daher wird beim SF-Generator auf eine dedizierte IA verzichtet.

## 5.2 Kühlung und Temperaturüberwachung

Thermische Bedingungen und Begebenheiten stellen gewisse Anforderungen an das betrachtete System. Aufgrund seines relativ hohen Energieverbrauchs ist es nötig, die Wärmeenergie direkt am Feldgenerator aktiv abzuführen. Damit befasst sich Abschnitt 5.2.1. In diesem Zusammenhang steht auch die Messung beziehungsweise Überwachung der Temperatur. Dies wird in Abschnitt 5.2.2 beleuchtet.

### 5.2.1 Kühlungssystem

Um den Anteil an Leistung, der in Wärme übergeht, abzuführen, gilt es abzuwägen, ob eine passive Kühlung ausreicht oder eine Form aktiver Kühlung durch einen Luftstrom oder ein flüssiges Kühlmedium benötigt wird [112].

In MPI-Systemen stellt sich diese Frage im Allgemeinen nur auf der Sendeseite der Signalkette. Empfangsseitig wird mit der Auskopplung des Sendesignals die Signalleistung um mehrere Größenordnungen gesenkt und elektrische Ströme auf wenige Milliampère limitiert.

Auch der Sendepfad lässt sich grob in den Pfad für das AF und den für das SF unterteilen. Der Anregungspfad wiederum ist im Hinblick auf die Wärmedissipation in zwei Teile zu gliedern: Dem Abschnitt zwischen dem Leistungsverstärker bis zum IA-Netzwerk und dem Hochstromkreis, der aus dem IA-Netzwerk inklusive dem AF-Generator besteht. Der Abschnitt des Anregungspfades außerhalb des Hochstromkreises transportiert elektrische Ströme von maximal  $30 A_{\text{RMS}}$ . Mit der dort verwendeten HF-Litze, die in Abbildung 5.4 zu sehen ist, liegt eine Stromdichte von maximal

$$|\mathbf{j}| = \frac{I}{A_{\text{Litze}}} = \frac{30 A_{\text{RMS}}}{31,17 \text{ mm}^2} = 0,9624 \frac{A_{\text{RMS}}}{\text{mm}^2} \quad (5.4)$$

vor. Damit beträgt die Stromdichte überall außerhalb des Hochstromkreises im Rahmen des Anregungspfades weniger als  $1 \text{ A/mm}^2$ . Mit dem in Gleichung (5.3) kalkulierten Widerstandsbelag liegen die Leistungsverluste somit maximal bei  $P' = 0,513 \text{ W/m}$ . Mit den Strukturen in diesem Bereich ist eine passive Kühlung ausreichend. Anders verhält es sich im Hochstromkreis, in dem Ströme mit bis zu  $287,5 A_{\text{RMS}}$  für die Felderzeugung fließen. Da hier eine Stromdichte vorliegt, die näherungsweise um den Faktor 10 über der zuvor genannten liegt, ergeben sich bei Verwendung der gleichen Leitung Leistungsverluste, die um den Faktor 100 größer sind. Zum anderen befindet sich der Feldgenerator in einem geschlossenen Gehäuse, wodurch der Wärmeaustausch mit der Umgebung eingeschränkt ist. Daher wird hier auf eine aktive Kühlung durch eine Flüssigkeit gesetzt. Um die elektrische Isolation sicherzustellen, wird das Transformatoröl Diala D (Shell Oil Company, USA) als Kühlungsmedium verwendet.

Der Druck der Kühlflüssigkeit wird mit einer Rohrfeder gemessen. Mit Hilfe einer Wasserpumpe (Neptun NGP 100i, Bauhaus, Deutschland) wird ein Eingangsdruck von 1,4 bar sowie eine Druckdifferenz von 1 bar ausgeübt. Der Ölfluss beträgt, gemessen durch das Flussmessgerät EZ-View flow meter (Badger Meter, USA), 40 l/min. Bei dem gegebenen Querschnitt führt dies zu einer mittleren Flussgeschwindigkeit von 0,16 m/s. In [124] wurden Messungen mit einem stabilen thermischen Verhalten über circa eine

Stunde durchgeführt, bei denen die innere AFS mit  $700 A_{PP}$  gespeist wurde. Einige Minuten wurden dabei Messungen mit  $1 kA_{PP}$  durchgeführt.

Für den Selektionspfad fließen direkt vom Ausgang der Leistungsquellen die Ströme, die auch für die Felderzeugung benötigt werden und somit auch in den Leitungen des Feldgenerators fließen. Als Zuleitung für den SF-Generator werden Kupferleitungen mit einem Kabelquerschnitt von  $150 \text{ mm}^2$  verwendet. Die Durchführung durch die Schirmkabinenwand erfolgt, wie in Abschnitt 4.1.3 beschrieben, über mehrere parallel verschaltete Pi-Filter. Bei Strömen bis zu  $751 \text{ A}$  werden für die Zuleitung zur  $G_z$ -Spule je zwei dieser Kabel für die Hin- und Rückleitung verwendet. Dadurch wird die Stromdichte auf  $J_{Zuleitung} = 2,5 \text{ A/mm}^2$  limitiert, was ein mögliches Überhitzen der Kabel verhindert.

Im SF-Generator selber ist der Leitungsquerschnitt aus Gründen des begrenzten Bau-raums und des Feld-Designs deutlich geringer. Um die hier verwendeten Leitungen mit einem Querschnitt von  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  und einem Hohlraum von  $3,5 \text{ mm}$  Durchmesser thermisch stabil zu halten, werden diese durch den Hohlraum aktiv mit Wasser gekühlt. Mit einem Druckunterschied von  $8 \text{ bar}$  wird eine Flussrate von etwa  $50 \text{ l/min}$  erzeugt. Hierdurch kann die thermische Energie, die durch die in Abschnitt 5.1.2 aufgezeigte Leistung verursacht wird, abgeführt werden. Abbildung 5.6 zeigt Wärmebilder des SF-Generators, der Zuleitung und der Anschlüsse, die mit der Wärmebildkamera Testo 875 (Testo, Titisee-Neustadt, Deutschland) aufgenommen wurden.

## 5.2.2 Temperatursensoren

Um die Temperatur abbilden zu können, sind am Scanner verschiedene Temperatursensoren installiert. Beim AF-Generator kommt für beide Spulenpaare jeweils ein PT-100-Sensor zum Einsatz. Beim SF-Generator wird für jeden der beiden Quadrupole und für die  $G_z$ -Spule jeweils ein PT-2000-Widerstandsthermometer verwendet. Das Funktionsprinzip dieser Bauteile beruht auf der Grundlage von Abschnitt 2.2.1. Die Deklaration dieser Elemente bezieht sich auf das verwendete Material Platin gefolgt vom Widerstand in  $\Omega$  bei Raumtemperatur.

Da der lineare Zusammenhang aus Formel (2.17) nur näherungsweise gültig ist, geben einige Hersteller Polynome zweiten oder dritten Grades für eine präzisere Approximation der Temperatur an. Es besteht auch die Möglichkeit, Abweichfunktionen auf Grundlage von Kalibrierungsdaten zu ermitteln [125]. Für den Temperaturbereich, der in diesem System erwartet wird, ist für den Anspruch an die Genauigkeit eine lineare Approximation allerdings hinreichend. Die Modellkurve für den Widerstand  $R_{\text{Modell}}$  in Abhängigkeit der

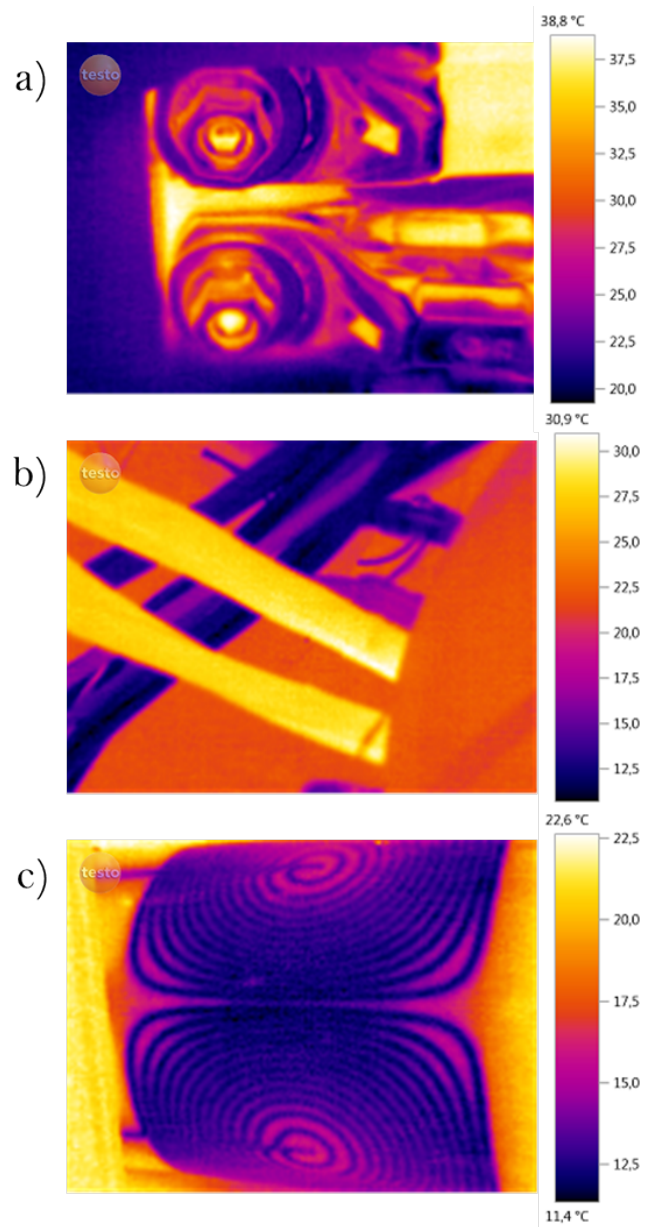


Abbildung 5.6: Wärmebilder des SF-Generators. a) Der Anschluss der Zuleitungen an den AF-Generator. b) Vier Strom-führende Kabel, die zum AF-Generator führen, mit einer Temperatur von etwa 30° C. c) Der äußere Quadrupol Q<sub>A</sub>, während er von innen durch Wasser gekühlt wird.

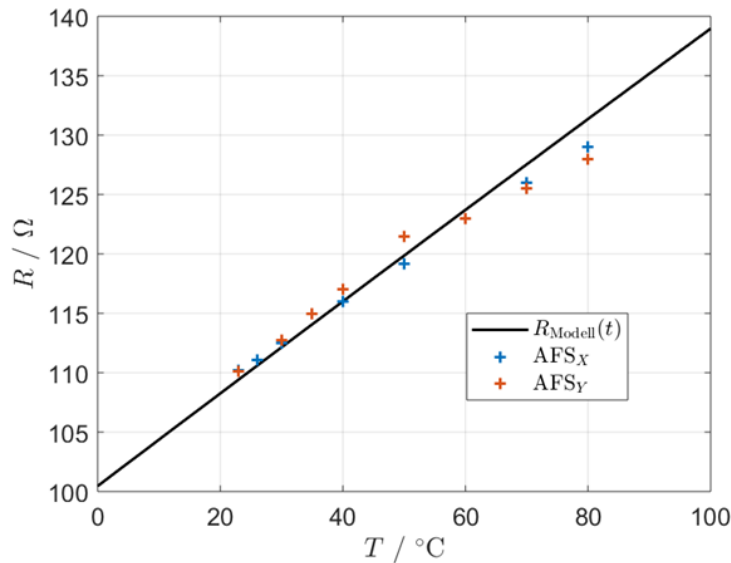


Abbildung 5.7: Messdaten und Modellkurve der Testmessung der Widerstandsänderung mit einem PT-100-Widerstandsthermometer.

Temperatur  $T$  in Abbildung 5.7 folgt dem Zusammenhang

$$R_{\text{Modell}}(T) = 100 \cdot (1 + 3,9083 \cdot 10^{-3}T - 5,775 \cdot 10^{-7}T.^2) + C_{\text{Offset}}. \quad (5.5)$$

Die Koeffizienten waren dem Datenblatt des PT-100-Sensors zu entnehmen [25]. Die Konstante  $C_{\text{Offset}} = \rho_{\text{Cu}}l/A$  repräsentiert den Versatz durch die Zuleitung, wobei  $\rho_{\text{Cu}}$  die spezifische Leitfähigkeiten von Kupfer repräsentiert und  $l$  und  $A$  die Länge und die Querschnittsfläche der Zuleitung ist.

### 5.3 Feldvermessung

Im Folgenden wird die Instrumentierung für die Vermessung der magnetischen Felder, die von den einzelnen Komponenten des Feldgenerators erzeugt werden, beschrieben. Aufgrund der unterschiedlichen Frequenzbereiche unterscheidet sich diese für den AF- und den SF-Generator. In Abschnitt 5.3.1 werden das Material und die Methoden zur Vermessung des AF erläutert. Abschnitt 5.3.2 behandelt dementsprechend das SF.

### 5.3.1 Vermessung des Anregungsfeldes

Die Anforderungen an die Instrumentierung für eine adäquate AF-Vermessung sind vor allem durch die angewandte Frequenz und die erwartete Feldstärke vorgegeben. Aufgrund der starken Homogenität ist eine örtliche Auflösung des gemessenen Feldes von einigen Zentimetern hinreichend. Darüber hinaus soll das Magnetfeld simultan für alle drei Raumdimensionen gemessen werden können.

Zu diesem Zweck wurde eine Messspulentopologie konstruiert, die diesen Anforderungen gerecht wird [19]. Sie besteht aus drei orthogonalen flachen Zylinderspulen, die jeweils für die Messung des Magnetfeldes in einer expliziten Raumrichtung vorgesehen sind.

Ausgehend von einem magnetischen Wechselfeld mit  $f_A = 25$  kHz wurde eine entsprechende Messspule so dimensioniert, dass sie eine magnetische Flussdichte  $B = 1$  mT in eine Spannung  $U = 1$  V konvertiert.

Hierfür wurde ein dünner Kupferlackdraht zu einer Spule mit 10 Windungen gewickelt. Die folgende Beziehung wird dadurch vereinfacht, dass die Flussdichte  $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ , die durch die Spule eingeschlossene Fläche  $A$  in jedem Punkt senkrecht durchtritt und homogen ist. Nach den Gleichungen (2.6) und (2.7) kann somit

$$A = \frac{U}{N \cdot 2\pi f \cdot B} \quad (5.6)$$

eine eingeschlossene Fläche von  $A = 6,4$  cm<sup>2</sup> und damit ein Wicklungsradius von  $r = \sqrt{A/\pi} = 14,3$  mm ermittelt werden. Die grundlegende Konstruktion hat die in Abbildung 5.8 dargestellte Form.

Die Induktivität einer einzelnen Spule dieser Topologie lässt sich in guter Näherung durch

$$L = \frac{\mu_0 N^2 A}{h + 0,9r} \quad (5.7)$$

mit  $h$  als die Höhe und  $r$  als Radius der Zylinderspule berechnen [126]. In diesem Fall beträgt die Induktivität einer Spule jeweils  $4,7$  μH. Der Fertigungsprozess der 3D-Messspulentopologie ist in Abbildung 5.9 skizziert.

Um den Magnetfeldsensor präzise in einem vorgegebenen Volumen oder einer festgelegten Fläche entlang eines definierten Rasters zu bewegen, wird ein Positionsroboter (isel Germany AG, Eiterfeld) eingesetzt. Dieser wird vom Messrechner aus über einen dedizierten Controller mit einer geeigneten Software angesteuert. Der Roboter verfügt über drei Servomotoren, mit denen er jeweils 50 cm in jede Raumrichtung fahren kann.

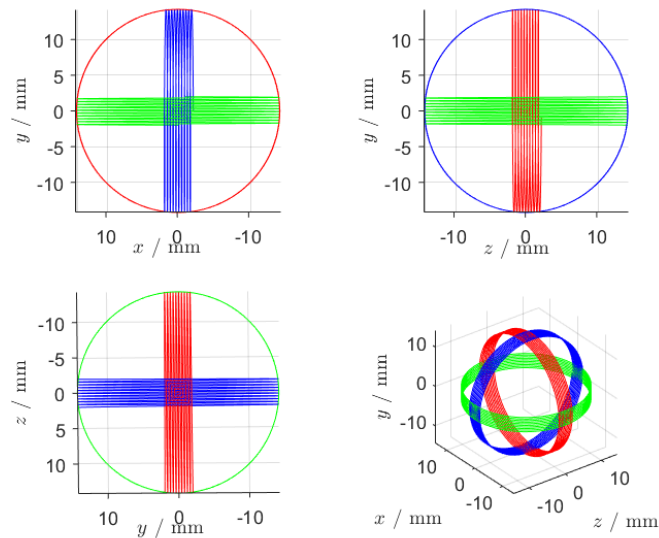


Abbildung 5.8: Die 3D-Messspulentopologie aus unterschiedlichen Perspektiven. Die blaue Spule nimmt die horizontale Magnetfeldkomponente  $B_x$  auf, die grüne Spule die vertikale Komponente  $B_y$  und die rote die signifikant kleinere axiale Komponente  $B_z$ .

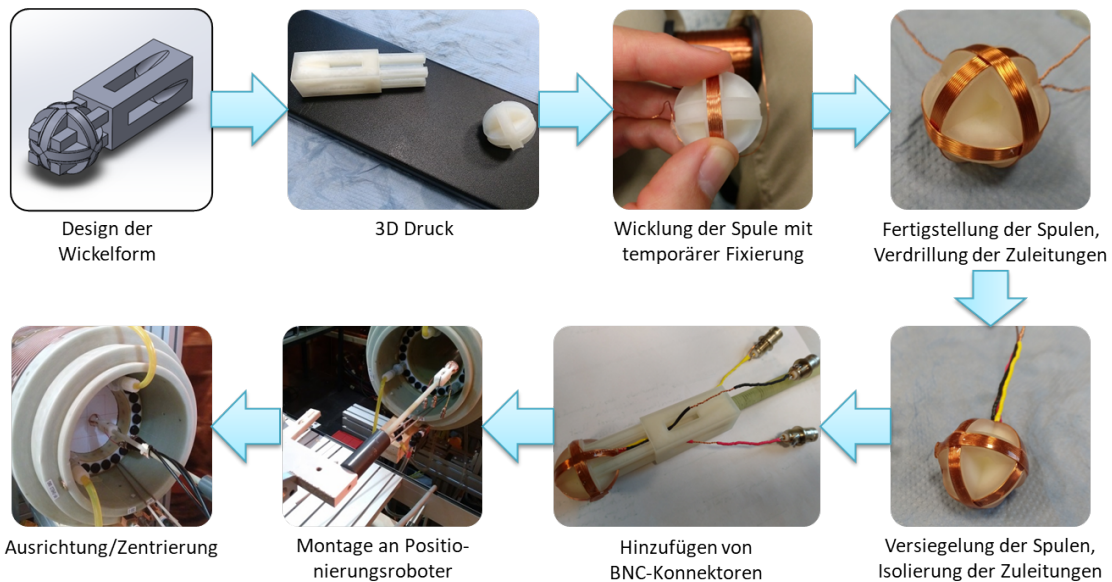


Abbildung 5.9: Der Fertigungsprozess der 3D-Messspulentopologie zur Vermessung des magnetischen Wechselfeldes des AF-Generators.

Die Messspule wird über die BNC-Konnektoren an das Mixed-Signal-Oszilloskop DPO3034 (Tektronix, Beaverton, OR, USA) angeschlossen, um die Spannung zu messen, welche abschließend unmittelbar unter Kenntnis der Frequenz nach Gleichung (5.6) Rückschlüsse auf die Magnetfeldstärke zulässt.

Die Vermessung des AF erfolgte bei einer Anregungsfrequenz von  $f_A = 25$  kHz. Gemessen wurde zunächst an 17 Punkten, indem die Messspulenanordnung, mit dem verwendeten Positionsroboter an die entsprechenden Stellen gefahren wurden, während der Strom mit Hilfe einer Strommesszange kontinuierlich überwacht wurde. Alle Messpunkte befinden sich in der Bildgebungsebene, also der axialen Mitte des Scanners. Ein Messpunkt befindet sich in dessen Zentrum, die anderen Messpunkte befinden sich in einem Abstand von 30 mm beziehungsweise 60 mm vom Zentrum entfernt. Auf den zwei konzentrischen Kreisen befinden sich somit jeweils 8 Messpunkte in gleichen Winkelabständen.

Die Vermessung der zwei einzelnen Elemente des AF-Generators wurde separat durchgeführt. Für die Messungen der äußeren AF-Spule, also für die Magnetfeldausrichtung in  $x$ -Richtung, wurde ein Strom von  $I_x = 100$  A<sub>PP</sub> appliziert. Für die Vermessung der inneren AF-Spule, welche für die Erzeugung des Magnetfeldes in  $y$ -Richtung zuständig ist, wurde die Spule wiederum mit einem Strom von  $I_y = 50$  A<sub>PP</sub> gespeist. Die induzierten Spannungen  $U_x$ ,  $U_y$  und  $U_z$  wurden in Echtzeit an einem Oszilloskop dargestellt.

### 5.3.2 Vermessung des Selektionsfeldes

Zur Vermessung von magnetischen Gleichfeldern wird im Rahmen dieser Arbeit die 3-Achsen-Hallsonde MMZ-25XX-UH, die in Abbildung 5.10 zu sehen ist, in Kombination mit dem Gaussmeter 460 von Lake Shore Cyrotronics, Inc. (Carson, CA, USA) verwendet. Darüber hinaus werden durch eine Kalibrierung mit der Null-Gauss-Kammer Lake Shore 4060 das Erdmagnetfeld sowie weitere stationäre Störeinflüsse kompensiert. Die Sonde ist in der Lage, mit Hilfe des Hall-Effekts [127] die magnetische Flussdichte simultan in drei Raumrichtungen aufzunehmen. Diese werden im 3-Kanal-Gaussmeter erfasst. Dies wird wiederum über eine serielle Schnittstelle mit einem Messrechner verbunden, wodurch eine automatisierte Speicherung gewährleistet wird.

Bei der Vermessung der einzelnen Komponenten des SF-Generators, der  $G_z$ -Spule,  $Q_I$  und  $Q_A$ , wurde ein Spulenstrom von 20 A appliziert. Damit konnte eine für die Messung ausreichend hohe Magnetfeldstärke erzeugt und auf eine aktive Kühlung während der Feldvermessung verzichtet werden.

Zunächst wurde die Vermessung des SF-Generators sequentiell, das heißt für jedes Element des SF-Generators separat, mit der 3-Achsen-Hallsonde Lake Shore MMZ-25XX-UH

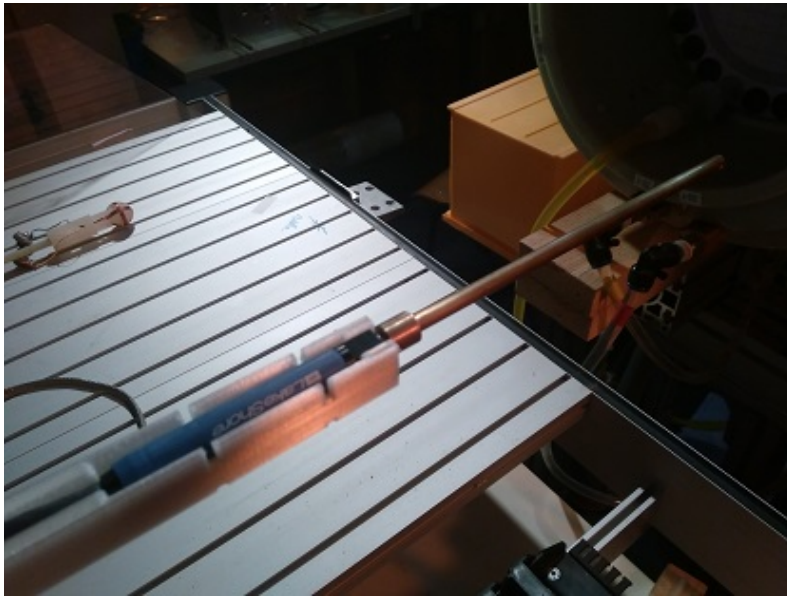


Abbildung 5.10: Die 3-Achsen-Hallsonde MMZ-25XX-UH, die in dieser Arbeit zur Vermessung von konstanten Magnetfeldern verwendet wurde.

durchgeführt. Hierfür wurde jeweils ein SF-Generatorelement von einer Gleichstromquelle mit 20 A gespeist, während die Hallsonde durch einen Positionsroboter in gleicher Weise durch das Messfeld geführt wurde wie in Abschnitt 5.3.1. Die kommerzielle Magnetfeldsonde erfährt eine Messspannung durch den Hall-Effekt und zeigt den dadurch ermittelten dreidimensionalen Magnetfeldvektor an jedem Messpunkt direkt an. Dadurch entfällt im Gegensatz zur Vermessung des AF die manuelle Umwandlung von der Induktionsspannung in die Magnetfeldgröße.

Um eine FFL mit radialer Orientierung zu erzeugen, ist es nötig, einen elektrischen Strom in mindestens einen der magnetischen Quadrupole und gleichzeitig in die axiale Gradientenspule einzuspeisen. Die erforderliche Relation der Feldgradienten basiert auf dem Zusammenhang in Gleichung 3.6. Dementsprechend betragen die eingespeisten Stromstärken bei der Messung  $I_{G_z} = 98,0$  A und  $I_{Q_I} = 79,1$  A.

Das Messfeld in der Mittelebene des Scanners konnte hier in einem dichten Raster mit 2,5 mm Voxelbreite und einer Gesamthöhe sowie Gesamtbreite von je 10 cm vermessen werden. Somit wurde die magnetische Flussdichte für die beschriebene Feldtopologie an  $41 \times 41$  Messpunkten gemessen.

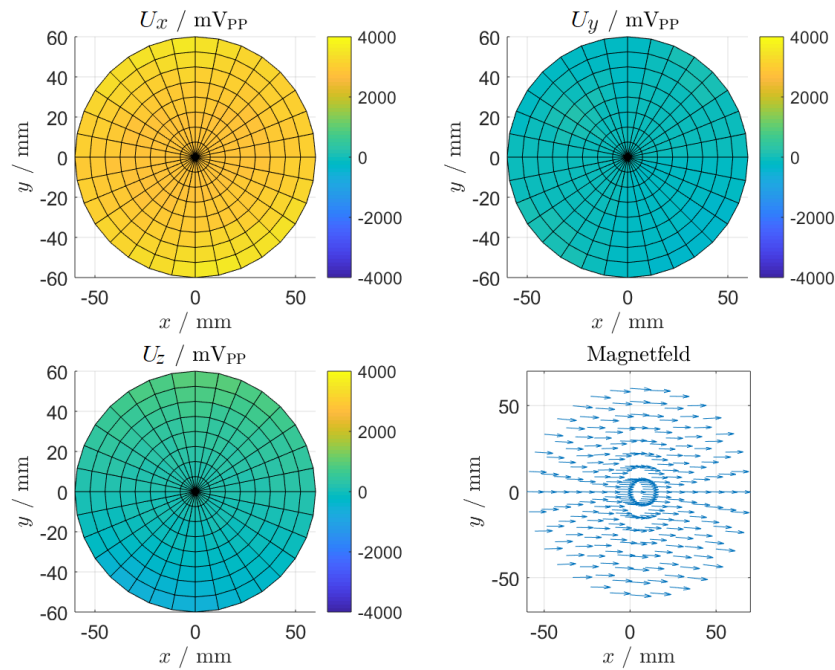


Abbildung 5.11: Magnetfeld der äußeren AF-Spule. Die Messspannungen der Messspule wurden für alle drei Raumrichtungen simultan aufgenommen, während die AF-Spule mit einem Strom von  $100 A_{PP}$  gespeist wurde.  $1 \text{ mV}$  entspricht  $1 \mu\text{T}$ .

## 5.4 Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Magnetfeldmessungen am Feldgenerator präsentiert. Der Abschnitt ist untergliedert in einen Teil 5.4.1, in dem die Felder des AF-Generators präsentiert werden und einem weiteren Teil 5.4.2, in dem die einzelnen Elemente des SF-Generators vermessen wurden. Weiterhin werden die Felder in Abschnitt 5.4.3 überlagert, um die Möglichkeit der Rotation und Translation einer FFL aufzuzeigen [19].

### 5.4.1 Anregungsfeld

Die Ergebnisse der in Abschnitt 5.3.1 beschriebenen Messung sind in den Abbildungen 5.11 und 5.12 aufgeführt. Die gemessenen Spannungen  $U_x$ ,  $U_y$  und  $U_z$  lassen mit einem Verhältnis von  $1 \text{ V/mT}$  direkt auf die magnetische Flussdichte  $\mathbf{B}$  und somit auf die Feldstärke  $\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0$  rückschließen.

Dementsprechend repräsentiert Abbildung 5.11 die Magnetfeldverteilung der  $AF_x$ -Spule, während sie mit einem Strom von  $100 A_{PP}$  gespeist wurde. Abbildung 5.12 hingegen ent-

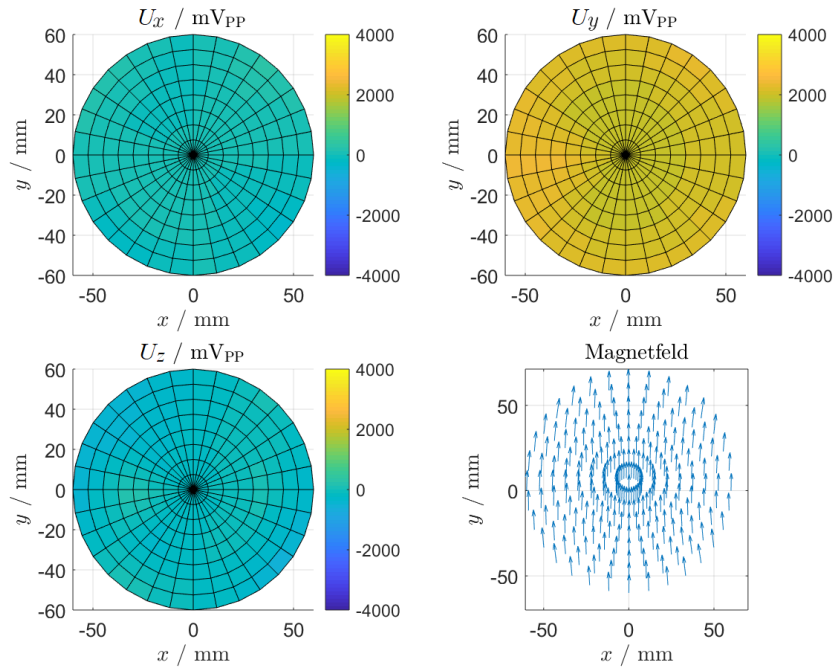


Abbildung 5.12: Magnetfeld der inneren AF-Spule. Die Messspannungen der Messspule wurden für alle drei Raumrichtungen simultan aufgenommen, während die AF-Spule mit einem Strom von  $50 A_{PP}$  gespeist wurde.  $1 \text{ mV}$  entspricht  $1 \mu\text{T}$ .

spricht der Magnetfeldverteilung der  $AF_y$ -Spule bei einer Stromspeisung von  $50 A_{PP}$ . Die jeweiligen Teilabbildungen stehen für die einzelnen Magnetfeldkomponenten in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung. Zudem wird das Magnetfeld durch Pfeile dargestellt. Zur besseren Veranschaulichung wurde eine Interpolation der Messwerte durchgeführt. Durch die einheitliche Farbskalierung der Magnetfeldkomponenten wird die Hauptrichtung des Magnetfelds direkt ersichtlich. Es gilt laut der Messung für die  $AF_x$ -Spule eine Effizienz von  $\eta_{AF_x} = 27,6 \mu\text{T}/\text{A}$  und  $\eta_{AF_y} = 38,0 \mu\text{T}/\text{A}$  für die  $AF_y$ -Spule.

## 5.4.2 Selektionsfeld

Die Ergebnisse der in Abschnitt 5.3.2 dargelegten Messung sind für die  $G_z$ -Spule sowie die beiden Quadrupole  $Q_I$  und  $Q_A$  in den Abbildungen 5.13, 5.14 und 5.15 dargestellt.

Im Zusammenhang mit den einzelnen Komponenten des SF-Generators spielen unter anderem der Feldgradient  $G_{SE}$  und dessen Relation zum eingespeisten Strom beziehungsweise der Wirkungsgrad  $\eta_{SE} = G_{SE}/I_{SE}$  eine maßgebende Rolle. Zur Extraktion des Gradienten aus den Messergebnissen kann entsprechend der Gleichung

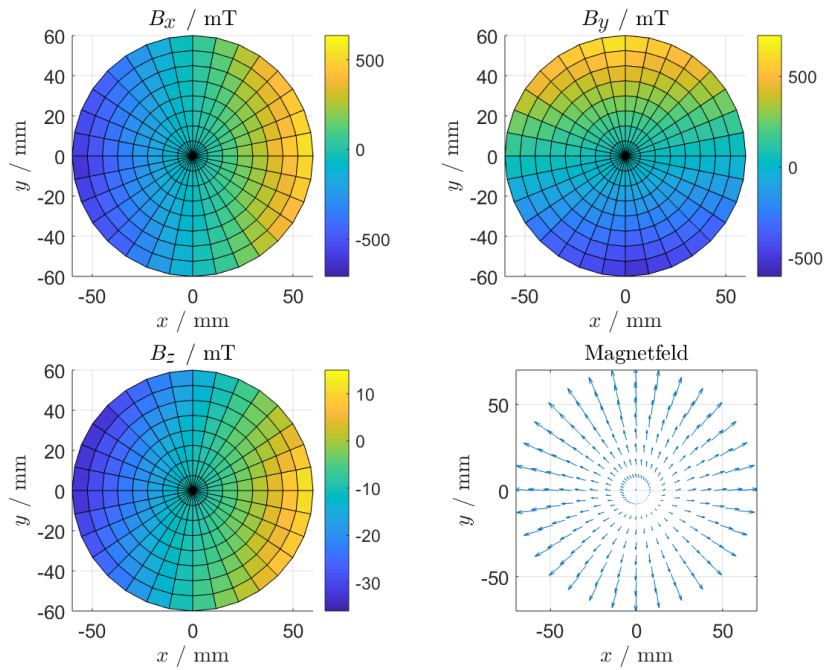


Abbildung 5.13: Magnetfeld des axialen Gradienten-Generators bei einer Gleichstrom-einspeisung von 20 A.

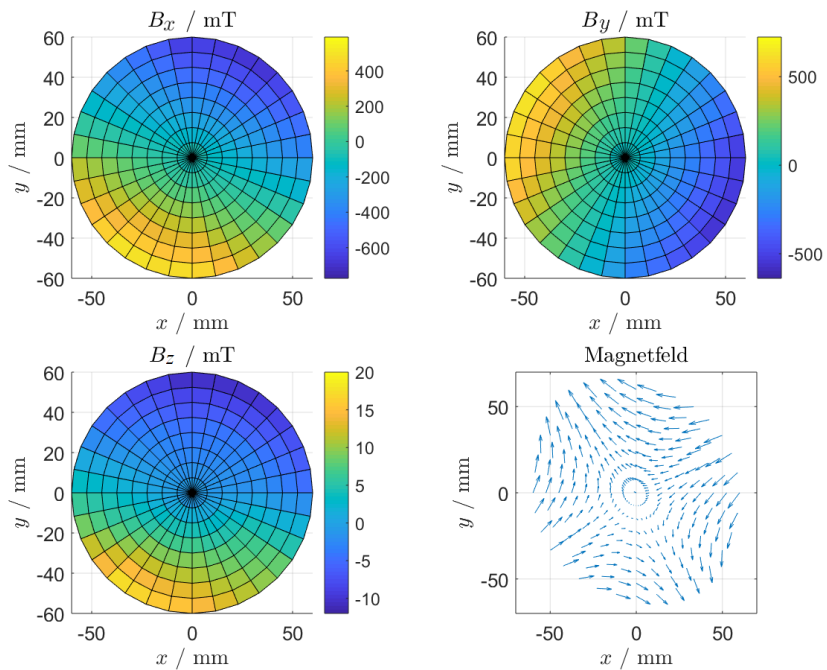


Abbildung 5.14: Magnetfeld des inneren Quadrupols bei einer Gleichstrom-einspeisung von 20 A.

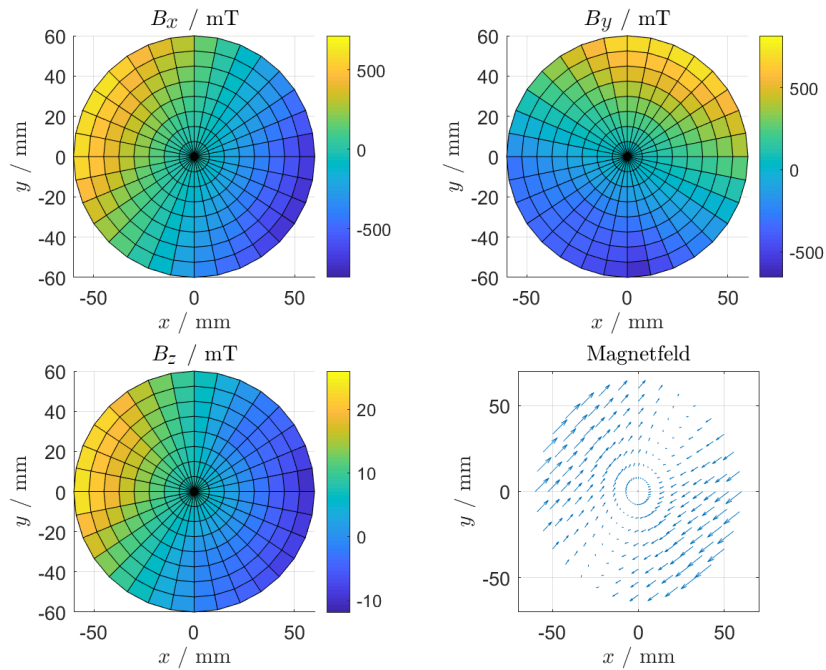


Abbildung 5.15: Magnetfeld des äußeren Quadrupols bei einer Gleichstromspeisung von 20 A

$$G_{SE} = \frac{B_{SE}(\mathbf{r}_1) - B_{SE}(\mathbf{r}_2)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \quad (5.8)$$

vorgegangen werden.  $\mathbf{r}_1$  und  $\mathbf{r}_2$  beschreiben hier zwei Messpunkte innerhalb des FOV, die sich gegenüberliegen. Je nach Wahl dieser Punkte kann es zu einer Fluktuation des Ergebnisses führen. Aus Symmetriegründen ist diese aber weitgehend vernachlässigbar. Die entsprechenden radialen Feldgradienten belaufen sich auf  $G_z = 11,0 \text{ mT/m}$ ,  $G_{Q_1} = 12,2 \text{ mT/m}$  und  $G_{Q_A} = 11,2 \text{ mT/m}$ . Für die Effizienzwerte der einzelnen Komponenten ergeben sich  $\eta_{G_z} = 0,55 \text{ mT/(Am)}$ ,  $\eta_{Q_1} = 0,61 \text{ mT/(Am)}$  und  $\eta_{Q_A} = 0,56 \text{ mT/(Am)}$ .

Anschließend wurde eine FFL generiert. Dafür wurden  $Q_1$  und die  $G_z$ -Spule simultan von Labornetzteilen gespeist (Abschnitt 5.3.2). Das entsprechende Ergebnis ist in Abbildung 5.16 zu sehen.

Der Winkel der erzeugten FFL lässt sich anhand der gemessenen Daten ermitteln. Der minimale Betrag der magnetischen Flussdichte am linken Rand des Messfeldes bei  $x_1 = -5 \text{ cm}$  liegt bei  $y_1 = -0,75 \text{ cm}$ . Am rechten Rand, bei  $x_2 = 5 \text{ cm}$ , liegt der minimale Wert bei  $y_2 = 1,75 \text{ cm}$ . Mit einer horizontalen Ausrichtung als Referenz ergibt sich für den Winkel

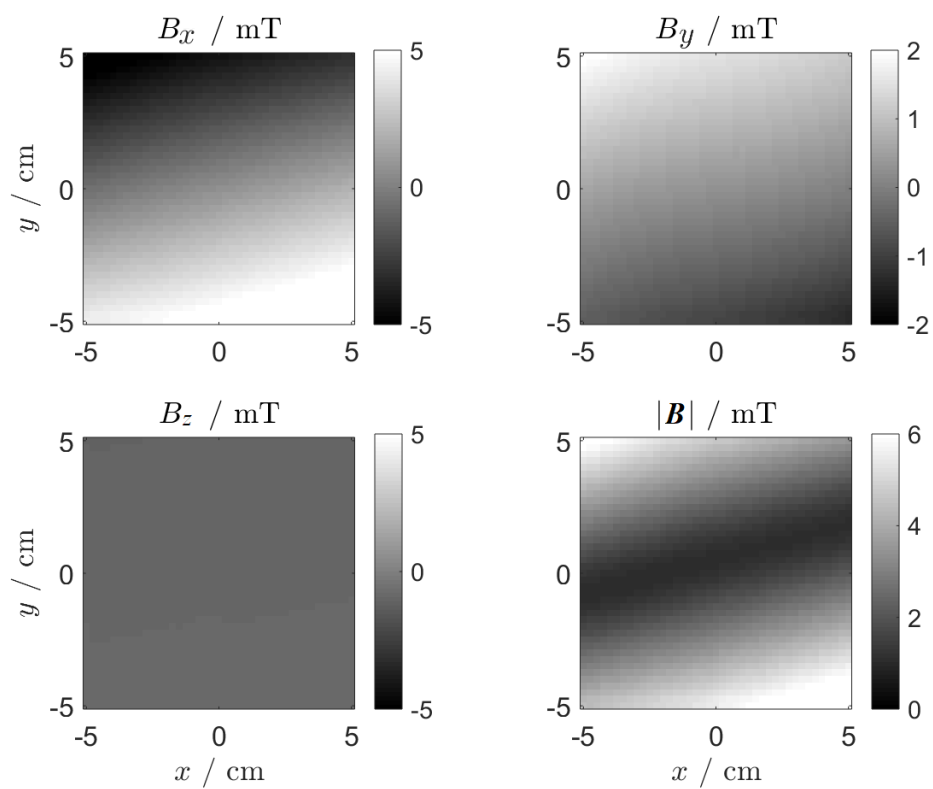


Abbildung 5.16: Vermessung einer statischen FFL, die ausschließlich durch die  $G_z$ -Spule und  $Q_I$  generiert wurde.

$$\alpha_{FFL,Q_i} = \arcsin\left(\frac{\Delta y}{\Delta x}\right) = \arcsin\left(\frac{25 \text{ mm}}{100 \text{ mm}}\right) = 14,48^\circ. \quad (5.9)$$

Mit den verwendeten Spulengeometrien und deren Effizienzwerten liegt der theoretische Feldgradient senkrecht zur FFL bei  $G = 104,4 \text{ mT/m}$ . Mit Kenntnis des Winkels  $\alpha_{FFL}$  lassen sich nun zwei Messpunkte auswählen, um den Feldgradienten messtechnisch zu quantifizieren und damit zu validieren. Der Betrag der magnetischen Flussdichte bei  $\mathbf{r} = (x, y) = (-5 \text{ cm}, -1,75 \text{ cm})$  liegt bei  $5,130 \text{ mT}$  und an der Stelle  $(5 \text{ cm}, 0,75 \text{ cm})$  bei  $5,787 \text{ mT}$ . Die Gradientenstärke beträgt somit

$$G_{FFL,Q_1} = \frac{\Delta B}{\Delta s} = 105,9 \text{ mT/m}. \quad (5.10)$$

### 5.4.3 Superposition der Felder

Durch lineare Überlagerung der magnetischen Felder, die von den einzelnen Komponenten des Feldgenerators erzeugt werden, kann das komplette Potenzial des Feldgenerators simuliert und somit veranschaulicht werden.

In Abbildung 5.17 wird zunächst die Bewegung des FFP innerhalb des FOV veranschaulicht und dessen Ort zu unterschiedlichen Zeitpunkten simuliert. Dazu wird die Feldverteilung  $\mathbf{B}_{G_z}(\mathbf{r})$  aus Abbildung 5.13 mit Linearkombinationen der Feldverteilung  $\hat{\mathbf{B}}_{AF_x}(\mathbf{r})$  aus Abbildung 5.11 und  $\hat{\mathbf{B}}_{AF_y}(\mathbf{r})$  aus Abbildung 5.12 berechnet. Für die Simulation wurde als Basisfrequenz  $f_0 = 2,5 \text{ MHz}$  und für die Frequenzteiler  $q_x = 9$  und  $q_y = 11$  gewählt. Daraus ergibt sich eine Repetitionszeit nach Gleichung (3.17) von  $t_R = 39,6 \mu\text{s}$ . Die Veranschaulichung der FFP-Bewegung im FOV erfolgt nach der Gleichung

$$\mathbf{B}_{FFP}(\mathbf{r}, t) = c_{AF_x} \cdot \mathbf{B}_{AF_x}(\mathbf{r}, t) + c_{AF_y} \cdot \mathbf{B}_{AF_y}(\mathbf{r}, t) - \mathbf{B}_{G_z}(\mathbf{r}) \quad (5.11)$$

mit

$$\mathbf{B}_{AF_x}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{B}}_{AF_x}(\mathbf{r}) \cdot \sin(2\pi f_x t) \quad (5.12)$$

und

$$\mathbf{B}_{AF_y}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{B}}_{AF_y}(\mathbf{r}) \cdot \cos(2\pi f_y t). \quad (5.13)$$

Die Koeffizienten  $c_{AF_x}$  und  $c_{AF_y}$  wurden so gewählt, dass der FFP auf einer durch ein Quadrat eingegrenzten Trajektorie bewegt werden konnte, die das dargestellte FOV abdeckt. Es wurde für beide jeweils 3 gewählt.

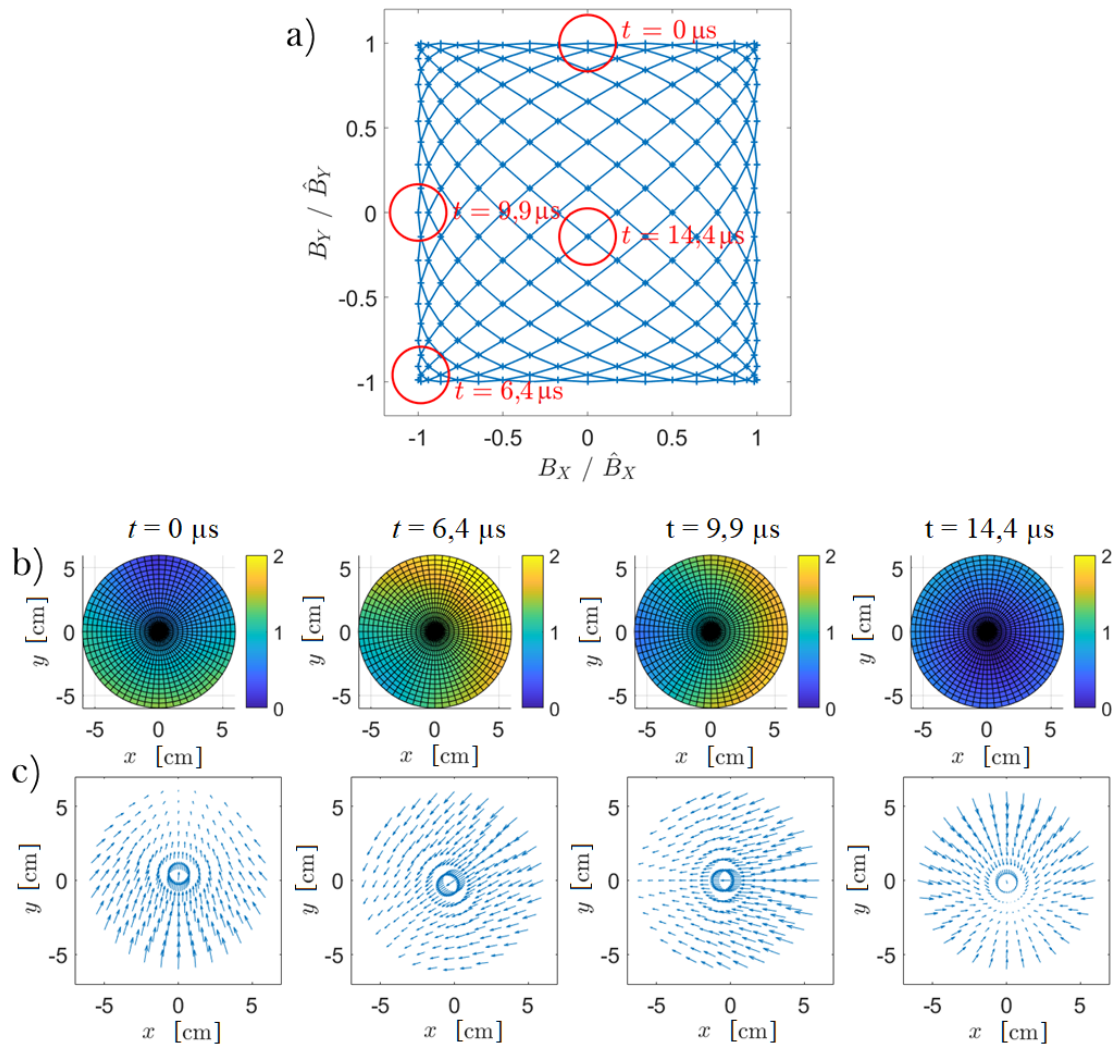


Abbildung 5.17: Darstellung der Erzeugung und Bewegung des FFP durch Simulation der Feldverteilung zu verschiedenen Zeitpunkten in einem Repetitionszyklus. a) Die Trajektorie, auf der sich der FFP bewegt. b) Der Betrag der Magnetfeldverteilung zum jeweiligen Zeitpunkt in mT. c) Die Orientierung der Magnetfeldverteilung zum jeweiligen Zeitpunkt.

In Abbildung 5.18 wird die Generation sowie die Rotation der FFL dargestellt. Die Felder aller SF-Generatorkomponenten wurden so aufeinander abgestimmt und die Quadrupole mit einem Sinus beziehungsweise Kosinus moduliert, dass die FFL in unterschiedlichen Winkel zu verschiedenen Zeitpunkten gezeigt werden kann. Für die Simulation wurden die Magnetfelder konkret durch

$$\mathbf{B}_{\text{FFL}}(\mathbf{r}, \theta) = c_{\text{Q}_I} \cdot \mathbf{B}_{\text{Q}_I}(\mathbf{r}, \theta) + c_{\text{Q}_A} \cdot \mathbf{B}_{\text{Q}_A}(\mathbf{r}, \theta) + \mathbf{B}_{G_z}(\mathbf{r}) \quad (5.14)$$

mit

$$\mathbf{B}_{\text{Q}_I}(\mathbf{r}, \theta) = \hat{\mathbf{B}}_{\text{Q}_I}(\mathbf{r}) \cdot \cos(\tilde{\theta} + \Delta\theta) \quad (5.15)$$

und

$$\mathbf{B}_{\text{Q}_A}(\mathbf{r}, \theta) = \hat{\mathbf{B}}_{\text{Q}_A}(\mathbf{r}) \cdot \sin(\tilde{\theta} + \Delta\theta) \quad (5.16)$$

berechnet. Dabei beschreibt  $\hat{\mathbf{B}}_{\text{Q}_I}(\mathbf{r})$  das Messergebnis, welches in Abbildung 5.14 vorgestellt wurde und  $\hat{\mathbf{B}}_{\text{Q}_A}(\mathbf{r})$  analog dazu das Ergebnis aus Abbildung 5.15. Die Gleichungen (5.15) und (5.16) repräsentieren die Modulation dieser Signale, die zur Rotation mit der Kreisfrequenz  $\theta/t$  führt. Zur Anpassung an das bestehende kartesische Koordinatensystem wurde als Anfangsphase  $\Delta\theta = 22,5^\circ$  gewählt, so dass sich die FFL bei  $\theta = 0^\circ$  in einer Ausgangslage befindet, die entlang der  $x$ -Achse ausgerichtet ist. Für die Superposition in Abschnitt 5.18 wurden die Koeffizienten  $c_{\text{Q}_I}$  und  $c_{\text{Q}_A}$  so gewählt, dass die Gradienten der Quadrupole gleich stark waren und die Voraussetzung für die FFL-Rotation nach Gleichung (3.8) geschaffen wurde. Für  $\text{Q}_I$  ergab sich der Koeffizient 0,85 und für  $\text{Q}_A$  0,95.

Abschließend zeigt Abbildung 5.19 zusätzlich die Translation der FFL durch das AF. Die hierfür verwendete Sequenz, die in Abbildung 3.16 dargestellt wurde, folgt der Formel

$$\mathbf{B}_{\text{FFL}'}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_{\text{FFL}}(\mathbf{r}, \theta) + c_{\text{AF}_x} \mathbf{B}_{\text{AF}_x}(\mathbf{r}, t) \sin\left(\frac{\tilde{\theta}}{2}\right) - c_{\text{AF}_y} \mathbf{B}_{\text{AF}_y}(\mathbf{r}, t) \cos\left(\frac{\tilde{\theta}}{2}\right) \quad (5.17)$$

mit  $\mathbf{B}_{\text{FFL}}(\mathbf{r}, \theta)$  entsprechend Gleichung (5.14), wobei  $\theta = 2\pi f_{\text{rot}} t$  die Rotationsfrequenz  $f_{\text{rot}}$  enthält, für die in dieser Simulation 250 Hz gewählt wurde. Die Größen  $\mathbf{B}_{\text{AF}_x}(\mathbf{r}, t)$  und  $\mathbf{B}_{\text{AF}_y}(\mathbf{r}, t)$  sowie deren Koeffizienten sind weitgehend äquivalent zur Simulation des sich bewegenden FFP, wobei hier für die Anregungsfrequenz  $f_A = f_x = f_y = 25$  kHz gewählt wurde.

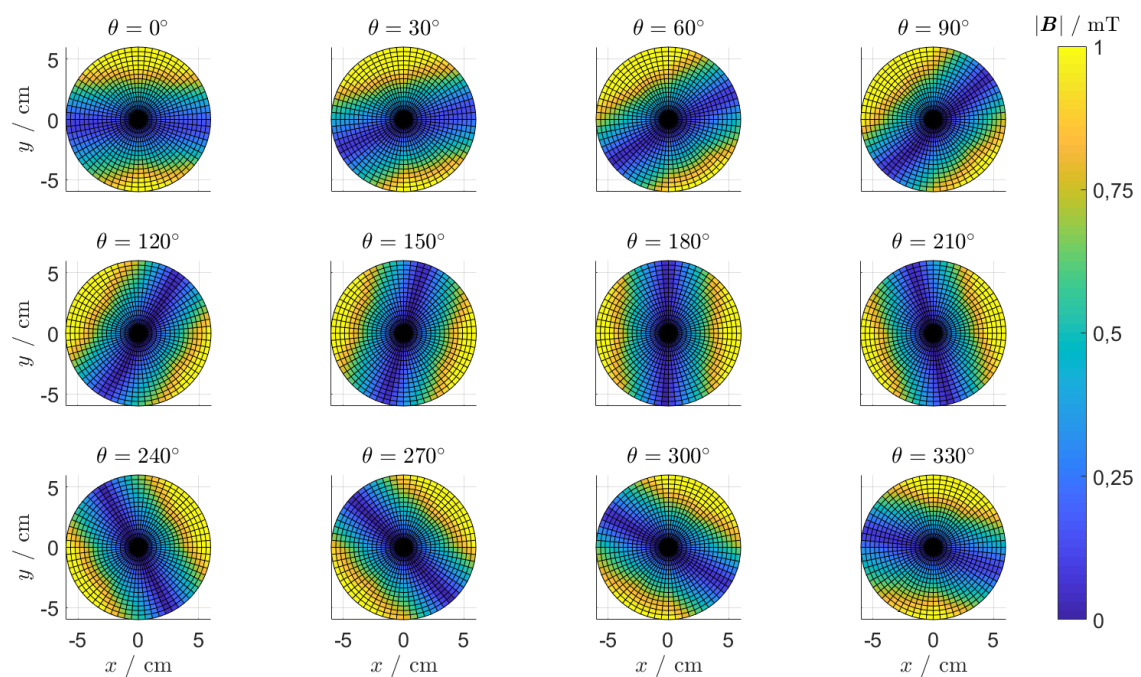


Abbildung 5.18: Die Darstellung der FFL durch lineare Superposition der Felder der  $G_z$ -Spule und beider Quadrupole zu verschiedenen Zeitpunkten zur Darstellung einer halben Rotation der FFL. Bei einer sinusförmigen Speisung der Quadrupole mit  $45^\circ$  Phasenversatz entspricht der dargestellte Zeitraum einer kompletten Periode.

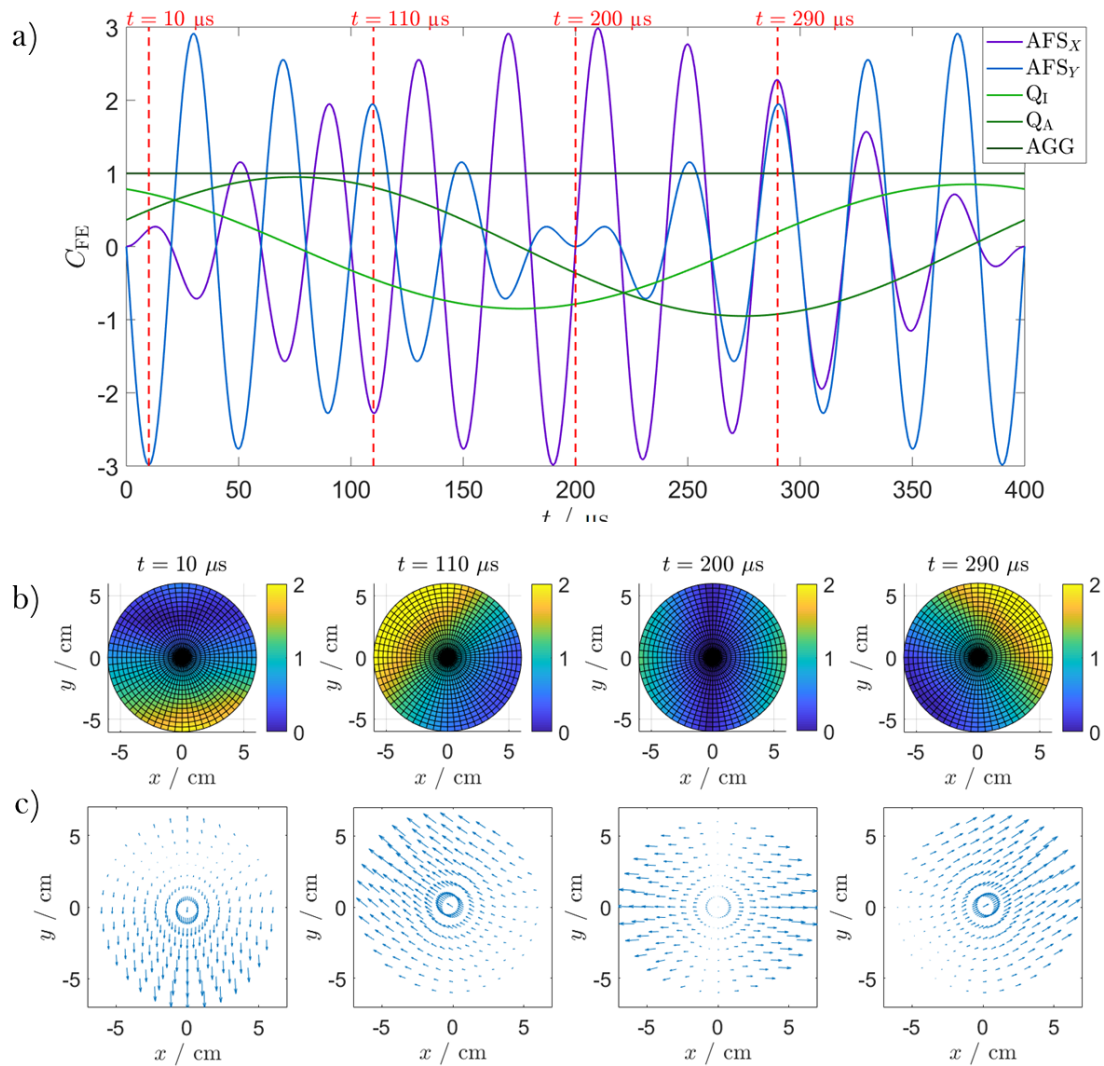


Abbildung 5.19: Veranschaulichung des vollen Potentials des Feldgenerators anhand der Simulation der Rotation mit gleichzeitiger Translation der FFL basierend auf sequentiell akquirierten Magnetfeldmessungen. a) Die verwendete Sequenz, die für die Simulation verwendet wurde.  $C_{FE}$  beschreibt den zeitabhängigen Vorfaktor der zugehörigen Magnetfeldverteilung des entsprechenden Feldgeneratorelements. b) Der Betrag der Magnetfeldverteilung zum jeweiligen Zeitpunkt in mT. c) Die Orientierung der Magnetfeldverteilung zum jeweiligen Zeitpunkt.

## 5.5 Diskussion und Zusammenfassung

In Kapitel 5 wurde das Konzept des Feldgenerators konkret anhand des untersuchten Systems ausgearbeitet. Der Feldgenerator wurde dafür thematisch in seine beiden Hauptkomponenten, den AF- und den SF-Generator, unterteilt. Es wurde zudem Stellung zu der Erforderlichkeit zur thermischen Regulierung und Überwachung bezogen und aufgezeigt, wie diese umgesetzt wurden. Für den AF-Generator wurde eine Messspule entwickelt, die es ermöglichte, die Magnetfeldverteilung im angestrebten Frequenzbereich dreidimensional zu akquirieren. Des Weiteren wurde die Instrumentierung zur Messung des SF-Generators, seinerseits bestehend aus der  $G_z$ -Spule, dem  $Q_I$  sowie dem  $Q_A$ , vorgestellt und beschrieben. Mit der schließlich vorhandenen Ausrüstung konnten die Magnetfelder einzeln vermessen werden und somit schließlich das Konzept des Feldgenerators validiert werden.

Während aller Messungen, die in dieser Arbeit durchgeführt wurden, gab es im Regelfall keinen Anlass zur Vermutung, dass die vorhandene Kühlkapazität überlastet wäre oder eine Gefahr durch die Überhitzung des Feldgenerators oder der unmittelbaren Peripherie bestehe. Die Messergebnisse der AF-Spulen in den Abbildungen 5.11 und 5.12 offenbarten im Bereich des FOV eine hohe Homogenität und zeigten eine Effizienz, die mit  $\eta_{AF_x} = 27,6 \mu\text{T}/\text{A}$  und  $\eta_{AF_y} = 38,0 \mu\text{T}/\text{A}$  unwesentlich von den in [117] prognostizierten Werten abweichen. Wie den Darstellungen der Feldvermessung entnommen werden kann, weisen beide Spulen auch die erwartete Direktivität auf. Durch die Einspeisung des Stroms, der für die unterschiedlichen Messungen benötigt wurde, konnte zudem das Funktionieren des Sendepfads validiert werden.

Mit den Ergebnissen der Vermessung der einzelnen Komponenten des SF-Generators in den Abbildungen 5.13, 5.14 und 5.15 konnte ebenfalls dessen Konzept sowie die Funktionalität und somit auch die des kompletten Feldgenerators überprüft werden. Auch die Komponenten des SF-Generators wiesen die erwarteten und erwünschten Eigenschaften auf. Die wichtigsten Eigenschaften konnten musterhaft gezeigt werden: Die Ausrichtung der Magnetfeldverteilung der beiden Quadrupole ist stets wie gefordert um  $45^\circ$  zueinander rotiert und ermöglicht somit bei entsprechender Ansteuerung die elektronische Rotation einer FFL. Mit einer Effizienz von  $\eta_{Q_I} = 0,61 \text{ mT}/(\text{Am})$  beziehungsweise  $\eta_{Q_A} = 0,56 \text{ mT}/(\text{Am})$  liegen auch hier die Werte im Bereich der prognostizierten und sind im Hinblick auf die verfügbare Leistung hinreichend. Selbiges gilt für die Komponente, deren Hauptgradient axial ausgerichtet ist. Diese verfügt nachweislich über eine Effizienz von  $\eta_{G_z} = 0,55 \text{ mT}/(\text{Am})$  in radiale Richtung. Zusätzlich zu dieser Vermessung wurde in Abbildung 5.16 mit der Erzeugung und Vermessung einer statischen FFL

demonstriert, dass die Überlagerung mehrerer Felder in dem Feldgenerator auch tatsächlich möglich ist. Mit einem Gradienten von  $G_{\text{FFL}} = 105,9 \text{ mT}$  weist das vermessene System eine Abweichung vom theoretischen Wert  $G_{\text{FFL,theoretisch}} = 104,4 \text{ mT}$  von gerade einmal 1,44 % auf.

Im abschließenden Teil wurden die Möglichkeiten, die der Feldgenerator in seiner Gesamtheit bietet, anschaulich durch die Abbildungen [5.17](#), [5.18](#) und [5.19](#) demonstriert. Dieser Abschnitt offenbart einen Ausblick und zeigt das Potenzial auf, welches dieses System besitzt.

# 6

## Die Empfangsspulentopologie

### Inhalt

---

<b>6.1 Die Entwicklung der verwendeten Empfangsspulentopologie . . .</b>	<b>130</b>
<b>6.2 Messung . . . . .</b>	<b>137</b>
<b>6.3 Ergebnisse . . . . .</b>	<b>139</b>
<b>6.4 Diskussion und Zusammenfassung . . . . .</b>	<b>143</b>

---

Nach den Arbeiten an der Signalkette in Kapitel 4 und der Untersuchung des Feldgenerators in Kapitel 5 ist der dritte entscheidende Baustein auf dem Weg zur Bildakquisition mit dem betrachteten System der Einsatz einer dedizierten Empfangsspulentopologie. In Abschnitt 6.1 wird der Entwicklungsprozess zu einer Konstruktion, die speziell auf das betrachtete System zugeschnitten wurde, ausgeführt. Die Vermessung der Empfangsspulen der verschiedenen Entwicklungsabschnitte erfolgt dann in Abschnitt 6.2. Die resultierenden Ergebnisse werden in Abschnitt 6.3 präsentiert. Am Ende werden diese in Abschnitt 6.4 evaluiert, Erkenntnisse abgeleitet und das Kapitel zusammengefasst.

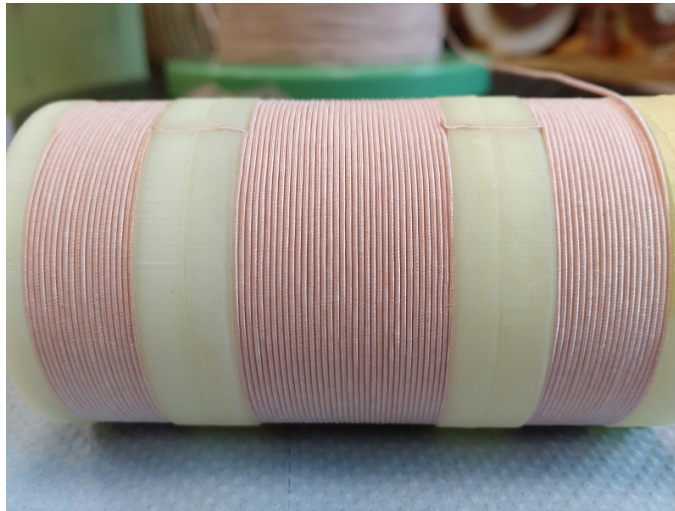


Abbildung 6.1: Einfacher gradiometrischer Prototyp zur Validierung des Konzepts. Die Wickelrichtung der Spulen links und rechts im Bild sind entgegengesetzt zur Wickelrichtung der mittleren Spule.

## 6.1 Die Entwicklung der verwendeten Empfangsspulentopologie

Das Design der Empfangsspulentopologie, das in dieser Arbeit für die Aufnahme von Messdaten zur Bildrekonstruktion verwendet wurde, vereint das Konzept der passiven AF-Kompensation mit dem des magnetischen Dipols auf Grundlage gekippter Zylinderspulen. Im Folgenden wird in Abschnitt 6.1.1 zunächst das Konzept der AF-kompensierenden Spule behandelt, anschließend behandelt Abschnitt 6.1.2 das Prinzip der gekippten Spulen. Der abschließende Abschnitt 6.1.3 widmet sich der speziell für dieses System konstruierten Spulentopologie.

### 6.1.1 Anregungsfeld-kompensierende Empfangsspule

Zunächst wurde ein initialer Test mit dem einfachen Prototypen aus Abbildung 6.1 durchgeführt [128] [129]. Die Konstruktion beinhaltet drei Spulensegmente und stellt somit eine AF-kompensierende Spule zweiter Ordnung dar. Die mittlere Empfangsspule ist eine einfache Zylinderspule, die ergänzt durch zwei konzentrische Spulen entgegengesetzter Wicklungsrichtung die Kompensation des AF herbeiführt. Die Spulenparameter sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.

Während in einem absolut homogenen Magnetfeld die Anzahl der Windungen der mittlere-

Tabelle 6.1: Geometrische Parameter des Prototypen der AF-kompensierenden Spule

Parameter	Wert
Spulendurchmesser	44 mm
Leitermaterial	HF-Litze (200 × 50 μm)
Wicklungen innere Spule	36
Wicklungen Kompensationsspulen	2 × 19
Abstand zwischen den Spulensegmenten	9 mm

ren Spule zur Anzahl der Kompensationswindungen identisch wäre, werden hier für die Kompensation zwei Windungen mehr verwendet, da die Magnetfeldamplitude mit zunehmenden Abstand zur Scannerachse leicht abnimmt. Unter der Berücksichtigung des Feldstärkeprofils in radialer Richtung kann eine Feinabstimmung des Designs über den Abstand der Kompensationsspulensegmente zur mittleren Spule vorgenommen werden. Diese Justierung wurde im Vorfeld durch eine Magnetfeldmessung und anschließende Simulation vorbereitet. Die Herstellung der Wickelform erfolgte mit dem 3D-Drucker ProJet 3510 HD Plus (3D Systems, Rock Hill, SC, USA). Durch seine Photopolymerationstechnologie ist dieser Drucker gut für Prototypen geeignet, bei denen es auf ein hohes Maß an Präzision ankommt [130]. Das verwendete Polymer VisiJet X Plastic Material wird vom selben Hersteller vertrieben.

### 6.1.2 Magnetischer Dipol auf Grundlage gekippter Zylinderspulen

Für das Konzept des elektromagnetischen Dipols auf Grundlage von gekippten Zylinderspulen wurde ebenfalls ein Prototyp zur Validierung konstruiert. Die Parameter dieser Spulentopologie sind in Tabelle 6.2 aufgelistet.

Tabelle 6.2: Geometrische Parameter des Prototypen des magnetischen Dipols basierend auf zwei gekippten Zylinderspulen

Geometrischer Parameter	Wert
Innendurchmesser (Bohrung)	50 mm
Durchmesser der inneren Spule	54 mm
Durchmesser der äußeren Spule	58 mm
Wicklungen je Spule	10
Ganghöhe	5 mm
Neigungswinkel	30°

Der Leiterpfad wurde zunächst mit MATLAB (MathWorks, Natick, MA, USA) berech-

net und simuliert. Begründet durch die in Abschnitt 3.5 erwähnte Reziprozität kann das Sensitivitätsprofil einer für den Empfang vorgesehenen Spulentopologie durch deren Erzeugung eines Magnetfeldes abgebildet werden. Mit Hilfe des Gesetzes von Biot-Savart kann das erzeugte Feld für einen gegebenen Leiterpfad mit einem konstanten Strom berechnet werden. Für die numerische Kalkulation in MATLAB ist eine Diskretisierung des Leiterpfades nötig. Somit wird auf die diskrete Gleichung (2.27) zurückgegriffen. Das Konzept der gekippten Zylinderspulen kann damit anhand dieses konkreten Leiterpfades in Abbildung 6.2 demonstriert werden.

Im nächsten Schritt wurde ein Computer-aided-design-Modell (CAD-Modell) für die Wickelform konzipiert, welches im Wesentlichen zwei Zylinder mit Vertiefungen für den Leiterpfad aufzeigt. Die Zylinder sind so dimensioniert und mit Führungen versehen, dass sie präzise ausgerichtet ineinander gesteckt werden können. Die Fertigung dieses Modells erfolgt durch den 3D-Filament-Drucker Ultimaker 2 (Ultimaker B. V., Utrecht, Niederlande). Im Anschluss wird ein dünner Kupferlackdraht mit einer Dicke von 0,4 mm in die Vertiefungen der Wickelform gelegt und mit Epoxidharz versiegelt. Die beiden Formen werden abschließend ineinander gesteckt und die Leiterenden mit einem BNC-Steckverbinder versehen. Der Fertigungsprozess ist in Abbildung 6.3 bildlich dargestellt.

### 6.1.3 Kombination der Empfangsspulenkonzepte

Die Entwicklung der dedizierten Empfangsspulentopologie für das untersuchte System vereint die beiden in den Abschnitten 3.5.1 und 3.5.2 genannten Konzepte miteinander [131]. Abbildung 6.4 a) und b) zeigen die Konstruktion, die wie der zuerst vorgestellte gradiometrische Aufbau aus drei Segmenten besteht. Eine triviale Alternative wäre die Implementierung als gradiometrische Konfiguration ersten Grades, in dem das Zentrum der Empfangsspule am Zentrum des AF-Generators und damit des AF ausgerichtet ist. In diesem Fall wäre ein Partikelsignal, welches durch eine MNP-Probe im exakten Zentrum des Messfeldes hervorgerufen würde, allerdings nicht messbar, da auch diese der Symmetrie unterliegen würde, die zur Auslöschung der Spannung führt. Da in der Mitte des Messfeldes aber eine hohe Sensitivität ermöglicht werden soll, wurde eine Konfiguration zweiten Grades gewählt. Die Wickelrichtung der inneren Segmente ist hierbei der Wickelrichtung der äußeren entgegengesetzt. Die Anzahl und der Abstand wurden dabei durch numerische Simulation so ermittelt, dass das AF in diesem konkreten Aufbau effektiv kein Spannungssignal induziert.

Wie beim Prototypen für die Konfiguration in Abschnitt 6.1.2 wurde auch hier die Wickelform mit demselben 3D-Filament-Drucker umgesetzt (Abbildung 6.4).

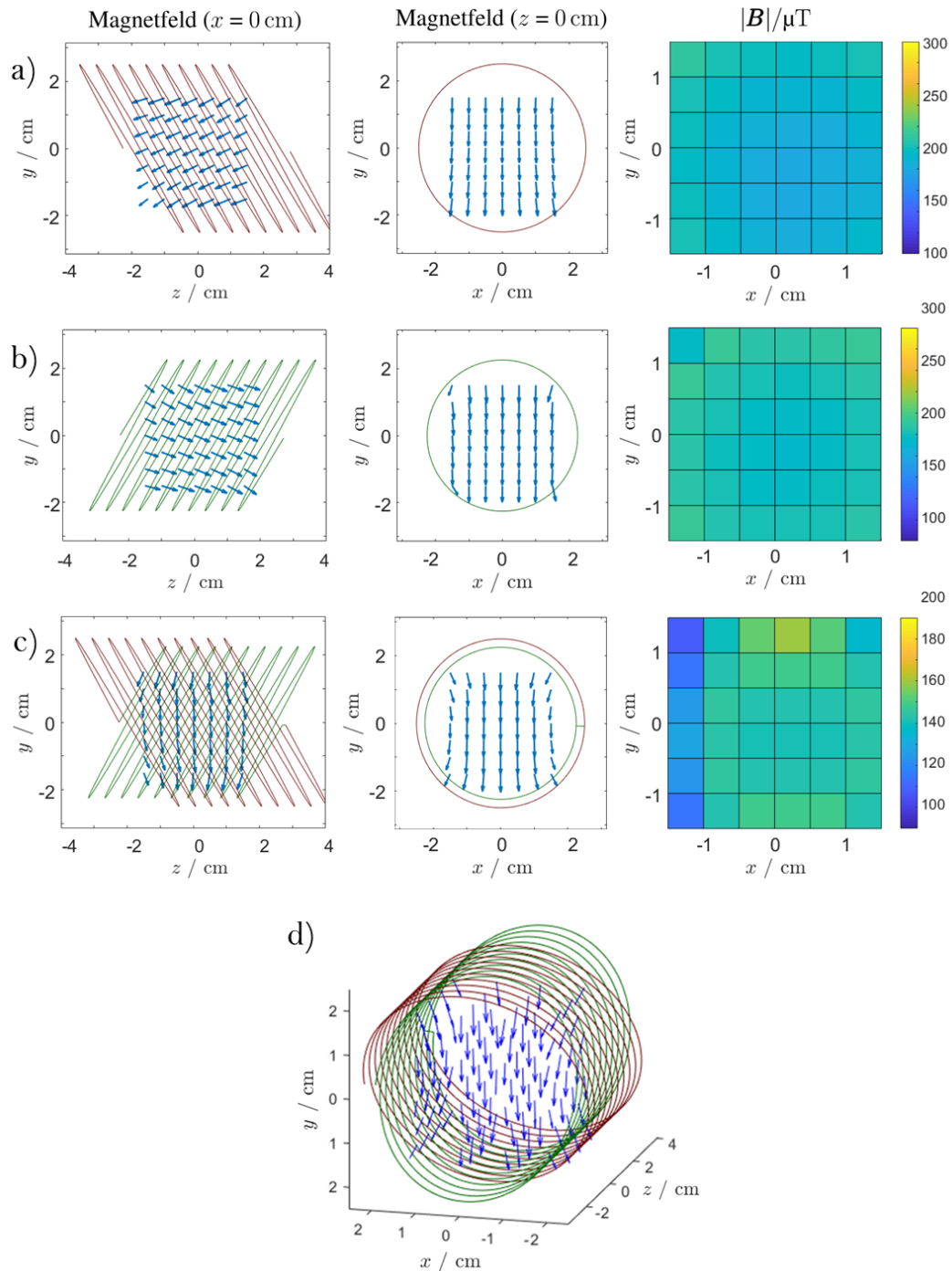


Abbildung 6.2: Simulierte Feldverteilung des Prototypen für einen elektromagnetischen Dipol auf Grundlage gekippter Zylinderspulen mit 1-A-Stromeinspeisung. In den Teilabbildungen a) bis c) werden jeweils die Leiterpfade in aus verschiedenen Perspektiven und der Betrag der magnetischen Flussdichte in der  $xy$ -Ebene gezeigt. a) Der äußere Teil der Spulentopologie. b) Der innere Teil der Spulentopologie. c) Die Kombination beider Elemente. d) Simuliertes superponiertes Magnetfeld in der dreidimensionalen Ansicht.

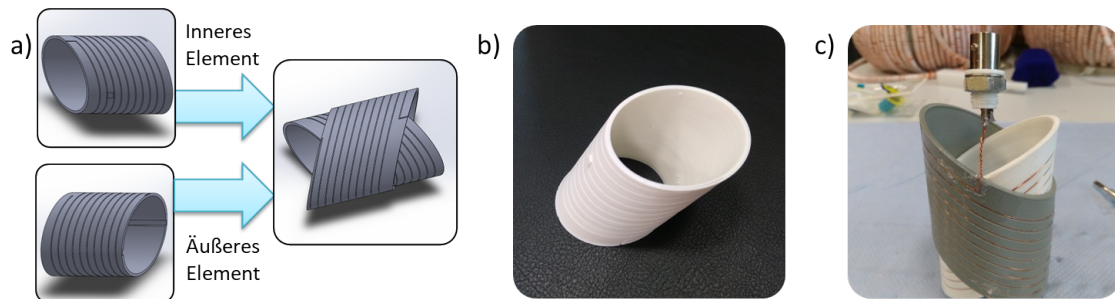


Abbildung 6.3: Konstruktion des Prototypen eines Dipols bestehend aus zwei gekippten Zylinderspulen. a) Zweiteiliges CAD-Modell des Prototypen. b) Wickelform des inneren Teils des Prototypen. c) Fertiger Prototyp mit BNC.

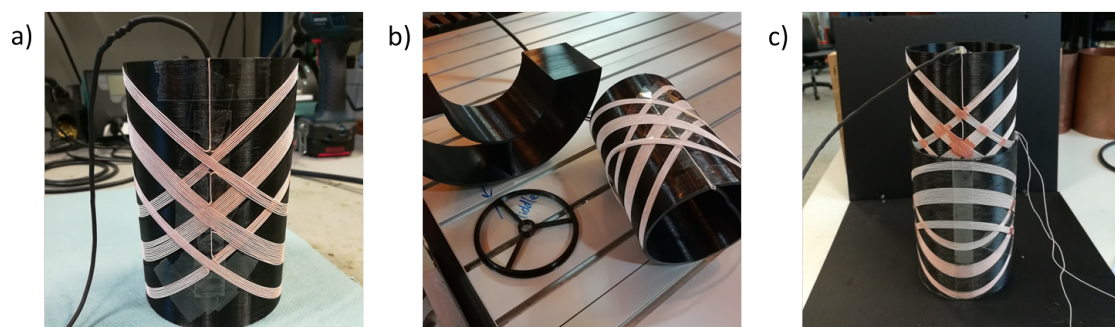


Abbildung 6.4: Dipol auf Basis von gekippten Zylinderspulen mit Kompensationsspulen. a) Innere Spulentopologie zur Aufnahme der horizontalen Feldkomponente. b) Innere Spulentopologie mit Stativ und Aufsatz zur Ausrichtung. c) Innere und äußere Spulentopologie zur Ermöglichung zweidimensionaler Messung zur Hälfte ineinander gesteckt.

Im Gegensatz zum ersten Prototypen wurde hier HF-Litze verwendet. Die mechanischen Eigenschaften der Litze ermöglichen eine einfachere Fertigung. Zudem senkt sie durch die Unterdrückung des Skineffekts den Widerstand bei höheren Frequenzkomponenten, was andernfalls ein limitierender Faktor im Hinblick auf den SNR sein kann. Zudem wurde für die Spulenelemente beider Neigungswinkel lediglich eine gemeinsame Wickelform verwendet und die Leiter direkt übereinander gewickelt.

Die Erweiterung zu einer zweidimensionalen Spulentopologie erfolgte über eine zweite Wickelform, die im Durchmesser 2 mm größer als die erste ist und um 90° um die Längsachse rotiert auf die Spulenkonstruktion der ersten Spule gesteckt werden kann. Dies ist in Abbildung 6.4 c) zu sehen. Somit wird eine zweidimensionale Messung ermöglicht.

Zur Ermittlung von geeigneten Parametern wurde eine numerische Simulation durchgeführt. Das Ziel dieser Simulation ist die Bestimmung einer Kombination von Werten, bei denen die induzierte Gesamtspannung  $U_{\Sigma}$  gemäß Gleichung (3.12) einen minimalen Wert einnimmt. Hierfür wurde das Feld des Leiterpfades des AF-Generators auf Grundlage von Gleichung (2.27) berechnet. Für das Signal, das durch das reine AF induziert wird, wurde die Fläche, die durch die Empfangsspulenkonfiguration aufgespannt wird, berechnet und diskretisiert. Basierend auf den Zusammenhängen aus den Gleichungen (2.6) und (2.7) kann das Induktionsgesetz in diskretisierter Form durch

$$U_{\text{ind}} = 2\pi f \sum_A |\mathbf{B}(\mathbf{r}) \times d\mathbf{A}| \quad (6.1)$$

formuliert werden. Dabei werden die Teilspannungen für unterschiedliche Wickelrichtungen mit unterschiedlichen Vorzeichen gewichtet. Somit lässt sich der Durchmesser, die Ganghöhe, die Windungszahlen und der Neigungswinkel in einer Simulation variieren und die numerisch berechnete Spannung minimieren (siehe Abbildung 6.5).

Wie beim ersten Prototypen der AF-kompensierenden Spule wird berücksichtigt, dass wegen der nach außen hin abnehmenden Feldstärke bei gleichbleibenden Radius und Neigungswinkel mehr Kompensationswicklungen als Hauptwindungen benötigt werden. Eine Feinjustierung bezüglich der induzierten Gesamtspannung erfolgt letztlich über den Abstand zwischen der Mittel- und der Kompensationsspule. Die resultierenden geometrischen Parameter sind in der Tabelle 6.3 zusammengefasst. Der Simulation zu Folge ergibt sich mit diesen Werten eine induzierte Gesamtspannung von weniger als 10 mV<sub>RMS</sub> bei einer Anregungsfrequenz  $f_A = 25$  kHz und einer Feldamplitude von 15 mT. Die Eigeninduktivität der gesamten Spulenkonfiguration beträgt 68,53 μH und der ohmsche Widerstand liegt bei 1,986 Ω.

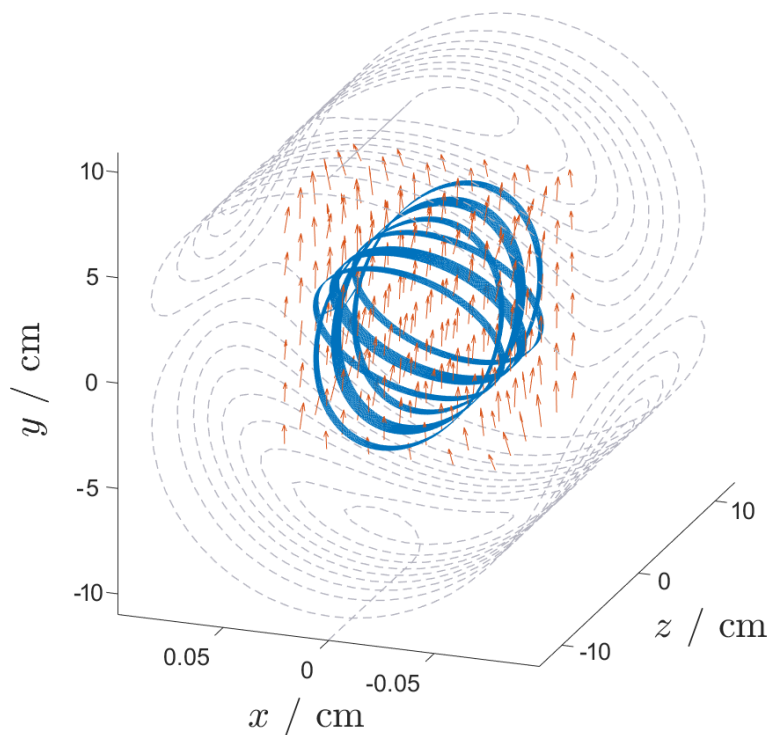


Abbildung 6.5: Simulationsmodell der AF-kompensierenden Spule mit gekippten Zylinderspulen. Die grau gestrichelte Linie stellt den Leiterpfad der inneren AF-Spule dar, die das Magnetfeld erzeugt, welches durch die orangefarbenen Pfeile repräsentiert wird. In blau abgebildet ist die zu untersuchende Empfangsspulentopologie.

Tabelle 6.3: Geometrische Parameter der Anregungsfeld-kompensierenden 2D-Empfangsspulenkonfiguration

Geometrischer Parameter	Wert
Innendurchmesser (Bohrung)	80,0 mm
Durchmesser der inneren Spule	84,0 mm
Durchmesser der äußeren Spule	85,0 mm
Länge	130,0 mm
Ganghöhe	1,0 mm
Abstand zwischen den Spulensegmenten	15,1 mm
Neigungswinkel	40°
Hauptwindungen je Dimension	2 × 13
Kompensationswicklungen je Dimension	2 × 2 × 7

## 6.2 Messung

In diesem Abschnitt werden die drei aufgeführten Konzepte anhand der zuvor entwickelten Spulendesigns durch unterschiedliche Messmethoden validiert. Die Messungen der AF-kompensierenden Spule und des elektromagnetischen Dipols aus Abschnitt 6.1.2 werden prägnant in den Abschnitten 6.2.1 und 6.2.2 beschrieben. Der Schwerpunkt dieses Unterkapitels liegt wie im vorherigen und in der nachfolgenden Präsentation der Ergebnisse auf dem letztendlich verwendeten Design, welches die oben genannten Konzepte vereint. Der Messaufbau wird dahingehend in Abschnitt 6.2.3 dargelegt.

### 6.2.1 Anregungsfeld-kompensierende Empfangsspule

Bei der Vermessung der AF-kompensierenden Spule kann die mittlere Spule als einfache Empfangsspule betrachtet werden und soll in der Messung zur Überprüfung des Konzepts als Referenz dienen. Hierfür wurde eine äquivalente Spule direkt auf die mittlere Spule gewickelt und die induzierte Spannung gemessen. Diese Konstruktion ist darüber hinaus auf dem Positionsroboter (vergleiche Abschnitt 5.3.1) montiert, um sie präzise durch den Scanner bewegen zu können. Die Verschaltung im Rahmen der Messung ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Durch den maximalen Betrag der induzierten Spannung in die Referenzspule lässt sich die genaue Mitte des Scanners ausfindig machen und das ortsabhängige elektromagnetische Induktion durch die Spule beurteilen.

### 6.2.2 Magnetischer Dipol auf Grundlage gekippter Zylinderspulen

Zur Vermessung des Magnetfelds und damit auch implizit der Sensitivität des elektromagnetischen Dipols auf Basis gekippter Solenoide wurde die Spulentopologie von einer Gleichspannungsquelle (SM 7.5-80, Delta Electronics Inc., Neihu District, Taiwan) mit einem Gleichstrom von 0 A, 1 A und 2 A gespeist. Die Messung in Abwesenheit eines intendierten Stroms lässt qualitative Aussagen zu externen Störeinflüssen und der EMV des Messaufbaus treffen. Zudem ermöglicht diese initiale Messung durch Subtraktion von den anderen beiden Messungen den Störeinfluss zu kompensieren. Die Messung bei unterschiedlichen Stromstärken wiederum gestattet eine Überprüfung der Linearität im Vorhinein. Mit dem Positionsroboter wurde dann die Drei-Achsen-Hallsonde auf dem in Abbildung 6.7 dargestellten Raster bewegt.

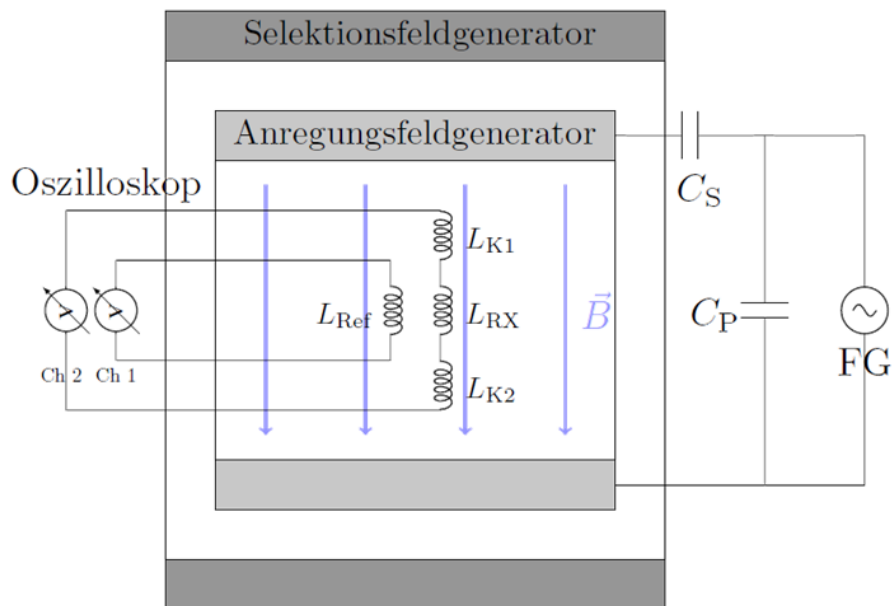


Abbildung 6.6: Messung mit dem gradiometrischen Prototypen. Beim Messaufbau erfolgt die Speisung des kapazitiv angepassten AF-Generators durch einen einfachen Funktionsgenerator (FG). Als Referenzmessung wird gleichzeitig die Spannung mit einer zu  $L_{RX}$  äquivalenten Zylinderspule  $L_{Ref}$  abgegriffen.

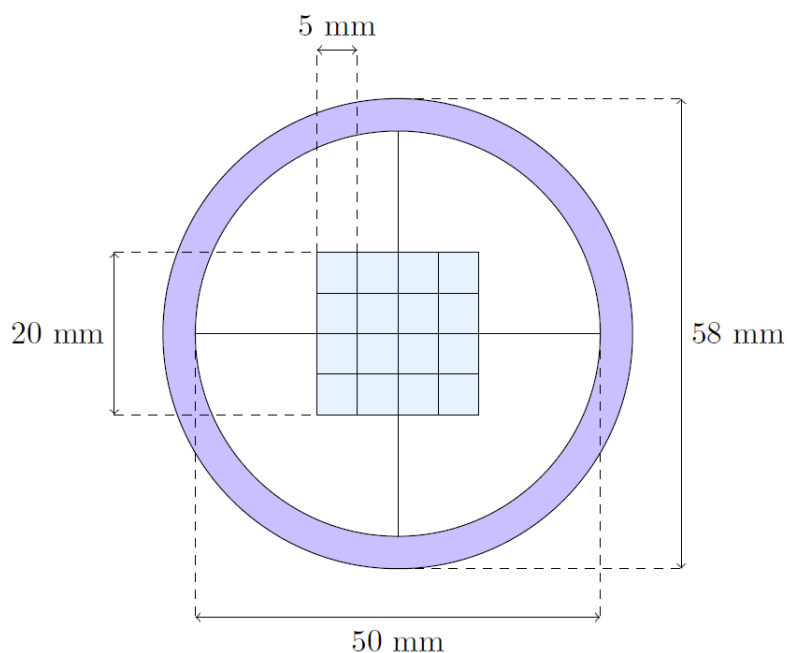


Abbildung 6.7: Messraster für die Validierung des elektromagnetischen Dipols auf Grundlage gekippter Zylinderspulen.

### 6.2.3 Kombination der Empfangsspulenkonzeppte

Im Folgenden wurde zunächst das Sensitivitätsprofil vermessen. Anschließend wurde das Vermögen, das reine AF bei einer Leermessung zu kompensieren, überprüft. Zuletzt wurde diese Messung mit einer superparamagnetischen Partikelprobe innerhalb des Messfeldes wiederholt und mit der Leermessung verglichen.

Für die Messung des Sensitivitätsprofils wurde einzig das Empfangsspulenelement für die Messung der vertikalen Magnetfeldkomponente verwendet. Das äußere Element, welches für Messung der horizontalen Magnetfeldkomponente vorgesehen ist, ist bis auf einen um 2 mm größeren Durchmesser identisch, da ein analoger Zusammenhang zwischen den AF-Spulen besteht. Für die Messung wird das Empfangsspulenelement auf einem Stativ platziert, so dass es sich exakt in der Mitte der Bohrung beziehungsweise des AF-Generators befindet. Um die Hallsonde präzise auszurichten, wurde zudem ein Aufsatz konstruiert, der in den Abbildungen 6.4 und 6.8 zu sehen ist. Das Sensitivitätsprofil, welches vorher ebenfalls simuliert wurde, wird hier durch eine Magnetfeldmessung auf einem kubischen Raster mit  $5 \times 5 \times 5$  Messpunkten in einem Abstand von 100 mm voneinander ermittelt. Diese Messung wird einmal durchgeführt, während die Empfangsspule mit  $2 A_{DC}$  gespeist wird, und einmal ohne Stromspeisung, um durch Differenzbildung systematische Fehler durch statische externe Störungen zu korrigieren.

Für die Validierung der AF-Kompensation wurde eine Partikelprobe mit  $80 \mu\text{l}$  unverdünntem Resovist an den Positionsroboter angebracht und das Amplitudenspektrum aufgenommen, das in die Empfangsspule induziert wurde. Hierfür wurde die AF-Spule entsprechend der Orientierung der Empfangsspule mit einem Strom von  $237,7 A_{RMS}$  gespeist und somit ein Feld von  $15 \text{ mT}_{\text{peak}}$  erzeugt. Zudem wurde die Spule mit Öl gekühlt, um thermische Stabilität zu gewährleisten. Für die Erzeugung des Sendesignals und die Messung des Empfangsspektrum wurde der Audioanalysator APx525 (Audio Precision, Beaverton, OR, USA) verwendet. Dieses Messinstrument vereint einen Funktionsgenerator und einen Signalanalysator in einem Gerät und wird mit einer dedizierten Software ausgeliefert. Der Strom in der AF-Spule wurde währenddessen mit der Strommesszange MA200 (Chauvin Arnoux Metrix, Frankreich) überwacht.

## 6.3 Ergebnisse

Der folgende Abschnitt widmet sich der Präsentation der Messergebnisse der Prototypen für die verschiedenen Empfangsspulenkonzeppte, die in dieser Arbeit entwickelt wurden. Dafür werden zunächst in einer kurzen Ausführung die ermittelten Charakteristika der



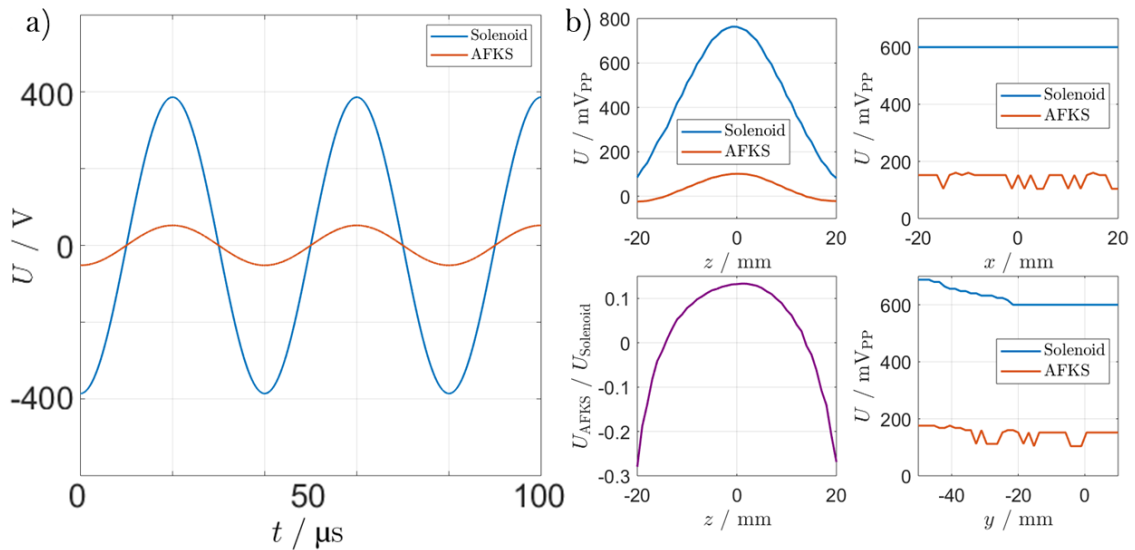


Abbildung 6.9: Ergebnisse der Validierung des AF-kompensierenden Effekts. a) Die Messung mit dem Oszilloskop wurde simultan für eine Referenzspule und die AF-kompensierende Spule (AFKS) durchgeführt. b) Die induzierte Spannung der AF-kompensierenden Spule, der Referenzspule und deren Verhältnis in Abhängigkeit der Position im AF.

### 6.3.2 Magnetischer Dipol auf Grundlage gekippter Zylinderspulen

Die Ergebnisse der Vermessung des magnetischen Dipols zur Erzeugung eines magnetischen Wechselfeldes in radiale Richtung sind in Abbildung 6.10 gemäß dem in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen Messaufbau abgebildet. Die Abbildung zeigt sowohl die Magnetfeldverteilung der initialen Messung, die zur Korrektur stationärer Störeinflüsse durchgeführt wurde als auch das Überlagerung dieser Feldverteilung mit dem durch die Spulentopologie erzeugten Feld. Mit der Differenzbildung und der Division durch die applizierte Stromstärke entspricht Teilabbildung 6.10 c) der Sensitivitätsverteilung der untersuchten Konstruktion.

Zur Einordnung der Richtcharakteristik wurde der Quotient  $B_y/|B|$  bestimmt. Um die Homogenität zu quantifizieren, wurde an dieser Stelle der Variationskoeffizient gewählt, welcher durch

$$c_{V,B_y} = \frac{\sigma_{B_y}}{\mu_{B_y}} \quad (6.2)$$

definiert ist.  $\sigma_{B_y}$  steht für die Standardabweichung der Magnetfeldkomponente  $B_y$  und  $\mu_{B_y}$  für deren Mittelwert. Die resultierenden Werte werden im abschließenden

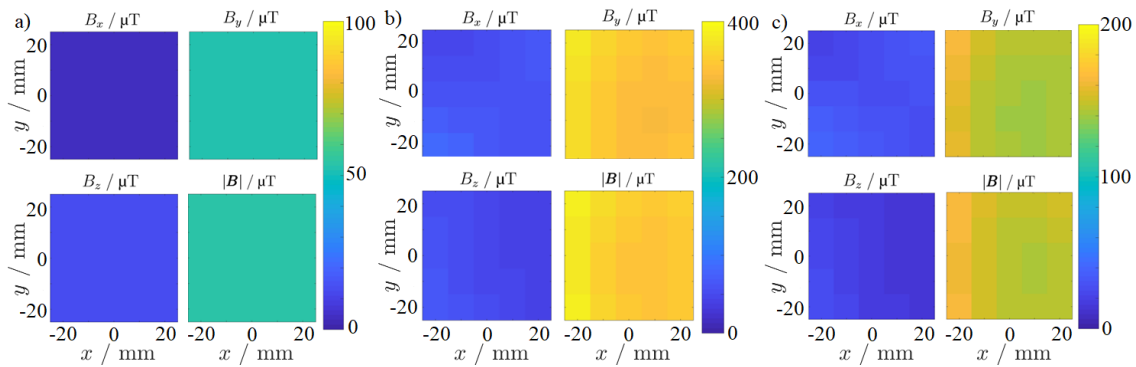


Abbildung 6.10: Messergebnisse des magnetischen Dipols auf Grundlage gekippter Zylinderspulen. In Hinblick auf die Reziprozität kann durch Messung des erzeugten Magnetfelds bei einem definierten eingespeisten Strom auf das Sensitivitätsprofil rückgeschlossen werden. a) Messung ohne eingespeisten Strom zur Kompensation der Hintergrundstörung. b) Messung bei einem eingespeisten Strom von 2 A. c) Differenz der ersten beiden Messung normiert auf 1 A.

Abschnitt 6.4 des Kapitels diskutiert.

### 6.3.3 Kombination der Empfangsspulenkonzepte

Im Folgenden werden die Ergebnisse der impliziten Vermessung des Sensitivitätsprofils zusammen mit dessen Simulation in Abbildung 6.11 dargestellt beziehungsweise verglichen. Wie zuvor wurde die Messung bei einer Gleichstromeinspeisung von 2 A und mit einer 3-Achsen-Hallsonde durchgeführt. Die Simulation basiert auf dem Gesetz von Biot-Savart.

Um die Abweichung zwischen den gemessenen und den simulierten Werten zu quantifizieren, wurde die mittlere relative Abweichung  $D(B_{r_i})$  für jede der Magnetfeldkomponenten berechnet. In der entsprechenden Gleichung

$$D(B_{r_i}) = \frac{1}{j|B_{\text{sim}}|} \sum_V |B_{r_i,\text{sim}}(\mathbf{r}) - B_{r_i,\text{mess}}(\mathbf{r})| \quad (6.3)$$

gilt  $r_i = x, y, z$  und  $j$  repräsentiert die Anzahl der Messpunkte, in diesem Fall  $5 \times 5 \times 5 = 125$ .  $B_{r_i,\text{sim}}$  und  $B_{r_i,\text{mess}}$  sind die simulierten beziehungsweise gemessenen Magnetfeldkomponenten. Bei einer Messung in einem AF von  $B = 15 \text{ mT}_{\text{peak}}$  wurde eine Spannung von  $420 \text{ mV}_{\text{RMS}}$  induziert, was in etwa  $1/500$  der induzierten Spannung in eine äquivalente Spule ohne Kompensationswicklungen entspricht.

In Abbildung 6.12 werden die gemessenen und berechneten Werte für die Magnetfeldver-

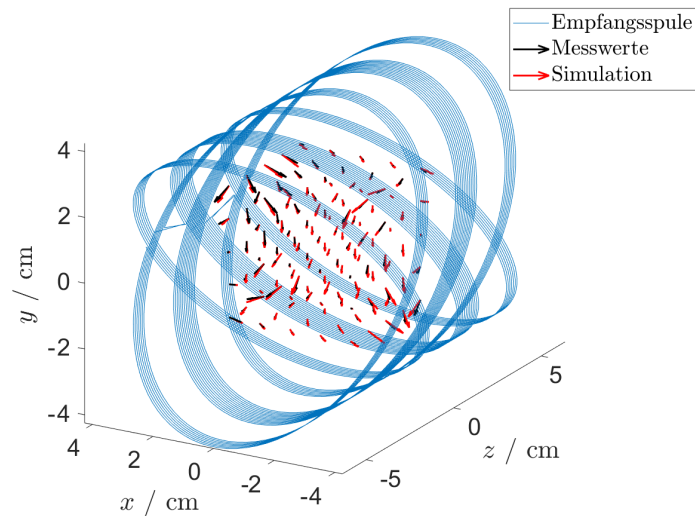


Abbildung 6.11: Vergleich des gemessenen Sensitivitätsprofils mit dem simulierten als 3D-Vektorplot.

teilung innerhalb der Koordinatenebenen gegenübergestellt. Zur besseren Veranschaulichung sind die Koordinatenebenen zudem zusammen mit der Spulentopologie dargestellt. Aufgrund der Struktur der Spulentopologie lässt sich erwartungsgemäß eine Punktsymmetrie für alle Magnetfeldkomponenten in allen Ebenen erkennen. Die Abbildung indiziert zudem ein gleichbleibendes Vorzeichen der vertikalen Magnetfeldkomponente  $B_y$  im kompletten Messbereich, während die Spulentopologie nur in den Randbereichen der  $xy$ -Ebene eine signifikante Sensitivität in  $x$ -Richtung aufweist. In axiale Richtung zeigt die Empfangsspule lediglich am Rand des dargestellten Bereichs der  $yz$ -Ebene eine signifikante Sensitivität. Mit zunehmender Entfernung vom axialen Zentrum erhöht sich außerdem  $B_y$ , was mit dem AF-kompensierenden Konzept einhergeht, dass sich auf die  $xy$ -Ebene konzentriert.

## 6.4 Diskussion und Zusammenfassung

In Kapitel 6 wurde die Entwicklung einer Empfangsspulentopologie, die speziell auf das untersuchte System zugeschnitten wurde, schrittweise dargestellt. Für die beiden unterliegenden Hauptprinzipien, die passive Kompensation des AF und die Überlagerung der Sensitivitätsprofile von gekippten Zylinderspulen zu einem dipolartigen Arrangement, wurden dedizierte Konstruktion konstruiert und untersucht.

Bei den Messergebnissen der gradiometrischen Spulenkonfiguration sei angemerkt, dass

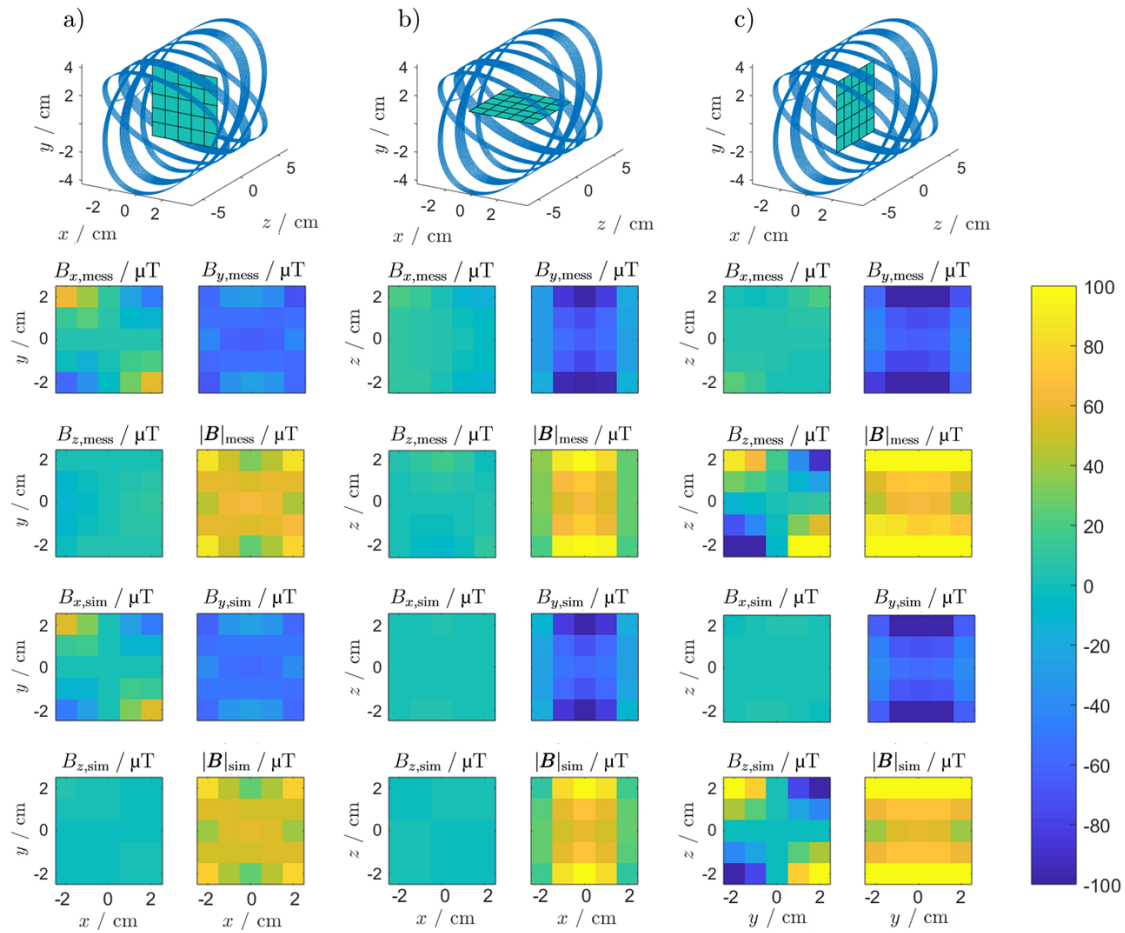


Abbildung 6.12: Gegenüberstellung der gemessenen und der simulierten Magnetfelder Magnetfelder innerhalb der Koordinatenebenen. Die oberen Zeilen der Magnetfeld-Plots zeigen die Messwerte und die unteren Zeilen die numerisch berechneten Werte. Die Zuordnung der Spalten wird oben in der Abbildung veranschaulicht. a) Die ersten beiden Spalten spiegeln das Magnetfeld innerhalb der Bildgebungsebene wieder. b) Die dritte und vierte Spalte repräsentiert die  $xz$ -Ebene. c) Die fünfte und sechste Spalte zeigt die Magnetfeldverteilung in der  $yz$ -Ebene.

der verfügbare Messraum nicht symmetrisch zum Zentrum der Bildgebungsebene war. Die Bewegung in  $y$ -Richtung war durch den Messaufbau auf den in Abbildung 6.9 dargestellten Bereich beschränkt. Was sich dennoch in allen Messdarstellungen deutlich erkennen lässt, ist die Kompensationswirkung durch die äußeren Spulen. Die Messkurven der AF-kompensierenden Spule liegt stets signifikant über der der Referenzspule. Im Zentrum des FOV stellt sich eine Dämpfung des AF um den Faktor 7,56 ein.

Bei der Betrachtung der Ergebnisse der gekippten Zylinderspulen ist in 6.10 wie erwartet eine starke Richtwirkung mit  $y$ -Orientierung zu sehen. Diese deterministische Richtwirkung ist allerdings auch in Abwesenheit eines intendierten Stroms zu beobachten, was in erster Linie mit dem Erdmagnetfeld korreliert und als systematischer Messfehler behandelt werden kann. Dieser wurde subtrahiert und somit lässt sich das erzeugte Magnetfeld der Spulenkonfiguration gesondert betrachten. Die Richtwirkung  $B_y/|B|$  liegt bei der kompensierten und normierten Messung bei 97,58 %. Damit ist die Sensitivität für eine explizite Raumkoordinate gegeben.

Der Variationskoeffizient  $c_{V,B_y}$  liegt für dieselbe Messung bei 4,65 %. Zum Vergleich liegt der Wert, welcher aus der Simulation hervorgeht, die in Abbildung 6.2 dargestellt wurde, bei  $c_{V,B_y,sim} = 3,29\%$  und stimmt damit weitgehend mit der Messung überein.

Bezüglich der finalen Spulenkonstruktion wurde eine Dämpfung des AF von einem Faktor von etwa 500 erreicht. Als Referenz diente die simulierte induzierte Spannung in die mittleren Spulen. Dieses Dämpfungsmaß ist als ausreichend einzuschätzen, um den Empfangspfad, der für Spannungen und Ströme im mV- und mA-Bereich ausgelegt ist, vor hohen Signalpegeln zu schützen. Hinsichtlich der relativen Abweichung der Messung von der Simulation wurden die Werte  $D(B_x) = 10,5\%$ ,  $D(B_y) = 14,4\%$  und  $D(B_z) = 8,0\%$  berechnet. Die Messung und die Simulation stimmen demnach weitgehend überein. Mögliche Ursachen für die Abweichungen können durch nicht-statische externe Störeinflüsse oder eine nicht-ideale Ausrichtung der einzelnen Komponenten des Messaufbaus entstanden sein. Des Weiteren ist auch zu berücksichtigen, dass bei der Berechnung nach Biot-Savart eine Idealisierung in Form eines infinitesimalen Leiterquerschnitts angenommen wird.

Im nächsten Kapitel wird implizit untersucht, inwieweit sich diese Spulenkonfiguration für bildgebende Anwendungen eignet.



# 7

## Bildrekonstruktion

### Inhalt

---

<b>7.1 Messung</b> . . . . .	<b>148</b>
<b>7.2 Ergebnisse</b> . . . . .	<b>160</b>
<b>7.3 Diskussion und Zusammenfassung</b> . . . . .	<b>169</b>

---

Die Voraussetzung für das Generieren und Rekonstruieren von Bilddaten wurde mit der vorangegangenen Entwicklung und den damit verbundenen Simulationen in den letzten Kapiteln erläutert. Aufbauend auf der Ermittlung elektrischer Bauteil- und Netzwerkparametern in Kapitel 4 sowie den Magnetfeldmessungen in den Kapiteln 5 und 6 wird im folgenden Kapitel das Thema der Bildakquisition behandelt.

In Abschnitt 7.1 werden die Methoden zum konkreten Messvorgang beschrieben. Dabei wird systematisch auf die null-, ein-, zweidimensionale Messung und auf die dazugehörigen Rekonstruktionen eingegangen. Die erlangten Ergebnisse werden in Abschnitt 7.2 präsentiert, bevor sie zuletzt in Abschnitt 7.3 diskutiert werden und das Kapitel resümiert wird.

## 7.1 Messung

Zunächst wird das System als MPS (vergleiche Abschnitt 3.2), also in Abstinenz eines SF, betrieben und damit sowohl Leerspektren als auch Partikelspektren aufgenommen. Dieser Vorgang wird in Abschnitt 7.1.1 beschrieben. Entsprechend der messbasierten Rekonstruktionsmethode gemäß Abschnitt 3.6.1 wird im darauf folgenden Abschnitt 7.1.2 eine eindimensionale Systemmatrix aufgenommen. Daraufhin beschreibt Abschnitt 7.1.3 die Aufnahme einer zweidimensionalen Matrix. Abschließend wird in Abschnitt 7.1.4 erklärt, wie aus den aufgenommenen Werten eine Partikelverteilung rekonstruiert wird.

Sowohl beim Generieren des Sendesignals als auch bei der Aufnahme des Empfangssignals kommen verschiedene Laborinstrumente zum Einsatz. In initialen Experimenten wurden der Funktionsgenerator DG1022 von RIGOL (Suzhou, China) zur Signalerzeugung und der Signalanalysator N9010A EXA von Keysight (Santa Rosa, CA, USA) verwendet. In weiterführenden Experimenten wurde der Audioanalysator APx525, welcher bereits in Abschnitt 6.2 zum Einsatz kam, benutzt. Beide Geräte sind relativ einfach zu handhaben und schnell einsetzbar, hegen aber den Nachteil der eingeschränkten individuellen Anpassbarkeit und der ausschließlichen Aufnahme des Amplitudenspektrums. Eine Erfassung des Phasenspektrums ist demnach mit diesen Geräten nicht möglich, womit ein entscheidender Teil der spektralen Informationen verloren geht. Für die finalen Experimente wurde daher eine Rahmenstruktur implementiert, welche die Steuerung einer Messung automatisiert und individuelle Anpassbarkeit gewährleistet. Beim abschließenden Aufbau wird ein Messrechner mit geeigneter Hardware verwendet, die in Abschnitt 4.2.2 beschrieben wurde.

### 7.1.1 Aufnahme eines Leer- und Partikelspektrums

Ein Vorteil dieses MPI-Systems ist die Möglichkeit, das SF in Beschaffenheit und Gradientenstärke zu variieren, da auf die Verwendung von Permanentmagneten verzichtet wurde. So besteht ebenfalls die Option, das SF inaktiv zu belassen und das System somit als MPS zu betreiben.

Die ersten spektroskopischen Messungen mit dem untersuchten System wurden ohne dedizierte Empfangsspule aufgenommen. Dieser Aufbau ist in Abbildung 7.2 skizziert. Hier wurde das Empfangssignal zunächst an denselben Klemmen abgegriffen, an denen auch der Feldgenerator mit dem Sendesignal gespeist wird. Im Empfangspfad wird jedoch zunächst die Anregungsfrequenz, welche hier bei exakt  $f_A = 25$  kHz liegt, durch einen Auskopplungskreis herausgefiltert. Dieser hat die Form eines Serienschwingkreises, wel-



Abbildung 7.1: Luftkernspule des Auskopplungskreises zur Vermessung des Partikelsignals ohne dedizierte Empfangsspule. Zur Reduktion des ohmschen Widerstands wurden je drei Windungen parallel gewickelt.

cher bei  $f_A$  resonant wirkt. Er besteht aus parallelisierten stromfesten Kondensatoren und einer torusförmigen Luftkernspule, welche mit  $3,7\text{ m}\Omega$  äquivalentem Serienwiderstand und einer Eigeninduktivität von  $12\text{ }\mu\text{H}$  über eine Güte von  $\omega L/R = 509$  verfügt. Die Spule ist in Abbildung 7.1 zu sehen. Der verbleibende Signalanteil, welcher sich im Wesentlichen aus Harmonischen von  $f_A$  zusammensetzt, wird im Anschluss gefiltert, um die Anregungsfrequenz weiter zu dämpfen. Danach wird ein LNA eingesetzt und das Empfangssignal gemessen.

Die Messung wurde einkanalig mit der  $\text{AF}_y$ -Spule durchgeführt. Der Spulenstrom betrug  $\hat{I}_{\text{AF}_y} = 349\text{ A}$  beziehungsweise  $I_{\text{AF}_y} = 247\text{ A}_{\text{RMS}}$ . Somit wurde ein Magnetfeld mit einer Amplitude von  $\hat{B} = 15\text{ mT}$  erzeugt. Währenddessen wurde die AF-Spule aktiv mit Öl gekühlt. Die Spule wurde für das Experiment auf einen Lastwiderstand von  $1,6\text{ }\Omega$  abgestimmt, wodurch eine Spannungsamplitude von  $80\text{ V}$  am Ausgang des Verstärkers benötigt wurde. Die Prozessanalytik fand online statt, das heißt, dass die Darstellung der Messung unmittelbar angezeigt werden konnte. Während der Messung wurden verschiedene Partikelproben in das Messfeld gehalten und wieder entfernt. Jede der dargestellten Messpunkte ergibt sich aus einer Mittelung von 500 Einzelmessungen.

Für die nachfolgenden Messung wurde die dedizierte Empfangsspulentopologie aus Abschnitt 6.1.3 verwendet. Als nächstes wurden zwei-kanalige Messungen ohne Ortskodierung zwei-kanalig aufgenommen. Dieses Experiment galt als Vorbereitung für die zwei-dimensionale Messung mit Ortskodierung und ist daher nahe an dieser konzeptioniert.

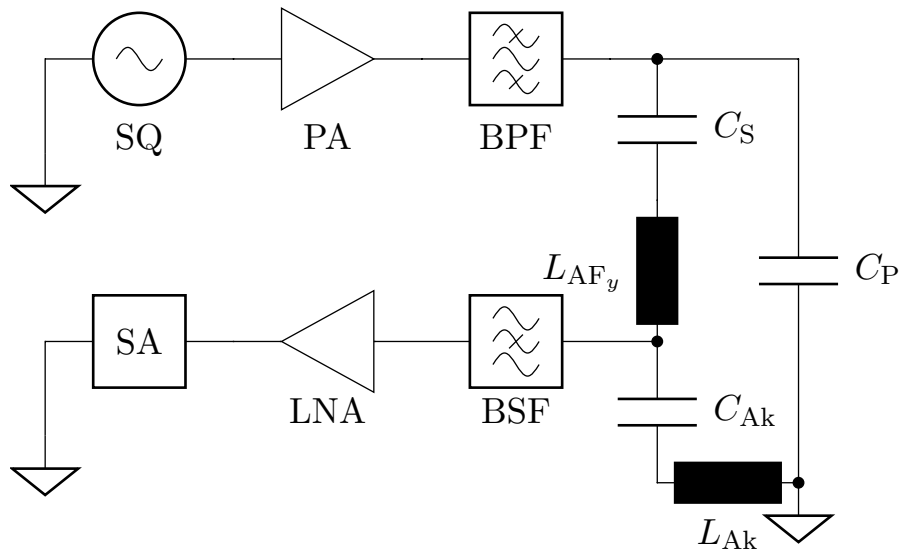


Abbildung 7.2: Der Aufbau für die Aufnahme des ersten Signalspektrums durch den präklinischen Kleintier-Scanner. Der obere Teil repräsentiert mit der Signalquelle (SQ), dem Leistungsverstärker (PA) und dem Bandpassfilter (BPF) den Sendepfad mit der  $AF_y$ -Spule, die durch die Kapazitäten  $C_S$  und  $C_P$  angepasst ist. Der untere Teil skizziert den Empfangspfad mit dem Auskopplungskreis ( $C_{Ak}$  und  $L_{Ak}$ ), dem Bandstopffilter (BSF), dem LNA und dem Signalanalysator (SA).

Zur Erzeugung einer Lissajous-Trajektorie wie in Abbildung 3.21 benötigt man neben einem SF mit einem FFP auch zwei unterschiedliche Anregungsfrequenz für die  $x$ - und die  $y$ -Komponente des AF. Gemäß der Nomenklatur in Abschnitt 3.6.1 wurde als Basisfrequenz  $f_0 = 2,5$  MHz gewählt. Die Frequenzteiler betragen  $q_x = 99$  und  $q_y = 101$ . Damit hat das Signal auf dem ersten Kanal eine Frequenz von  $f_x = f_0/q_x = 25,25$  kHz und auf dem zweiten  $f_y = f_0/q_y = 24,75$  kHz. Die Gesamtdauer eines Zyklus beträgt nach Gleichung (3.17)  $T_R = 40$  ms. Zur Verringerung von stationären Störeinflüssen, wird neben der Partikelmessung stets eine Leermessung durchgeführt [132] [133]. Diese Messung verwendet äquivalente Messparameter und einen identischen Messaufbau in Abwesenheit einer Partikelprobe. Darüber hinaus wurden Referenzmessungen mit dem in [38] und [134] aufgeführten Spektrometer und unterschiedlichen MNP-Proben durchgeführt.

Bei der Abstimmung der beiden Kanäle auf eine Resonanz bei  $f_x$  beziehungsweise  $f_y$  sei angemerkt, dass eine Justierung der Sendefilter nicht nötig ist, da diese in ihrer Bandbreite ausreichend sind, um eine Abweichung von einigen hundert Hertz abzudecken. Eine Feinjustierung ist hingegen beim IMN erforderlich, bei dem sich aufgrund der exzeptionellen Güte eine geringfügige Änderung der Zuleitung der AF-Spule bereits im

Frequenzverlauf der Impedanz signifikant auswirkt. So wird dort zunächst eine Verschiebung des Frequenzgangs durch Hinzufügen oder Entfernen von Kondensatoren mit geringer Kapazität erzielt (vergleiche Abbildung 2.6). Eine finale Feinabstimmung erfolgt über die exakte Verlegung der Zuleitungen und deren abschließende Fixierung. Die Entkopplung der beiden AF-Spulen wurde gemäß Abschnitt 4.1.5 durchgeführt.

### 7.1.2 Eindimensionale Systemmatrixaufnahme

Für eine Messung mit einer eindimensionalen Ortskodierung wurde der Feldgenerator im FFP-Modus betrieben. Hierfür wurde das SF ausschließlich durch die  $G_z$ -Spule erzeugt, welcher von vier Gleichstromquellen mit insgesamt 751 A gespeist wurde. Dadurch wurde ein SF mit einem radialen Gradienten von 0,4 T/m und einem axialen Gradienten von 0,8 T/m generiert. Zur Erzeugung des eindimensionalen AF wurde die  $AF_y$ -Spule angesteuert. Diese wurde von einem AE Techron 7796 mit 171 A<sub>RMS</sub> gespeist. Das damit erzeugte magnetische Wechselfeld ist vertikal ausgerichtet und hat eine Feldstärkeamplitude von 10 mT. Die Frequenz liegt bei  $f_A = 25$  kHz.

Da die Präzision der Mittelpunktbestimmung des Scanners hier im Vergleich zur in Abschnitt 7.1.1 beschriebenen spektrometrischen Messung sehr wichtig ist, wird hier auf verschiedene Weisen vorgegangen. Somit kann eine akkurate Positionierung validiert werden. Die erste Möglichkeit ist eine bloße geometrische Ausrichtung mit Hilfe von Längenmesswerkzeugen und Ausrichtungshilfen, wie sie in Abbildung 6.4 b) zu sehen sind.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die 3-Achsen-Hallsonde mit Hilfe des Positionsroboters bei einem inaktiven AF ins Zentrum zu bewegen. Nach einer groben Ausrichtung wird die magnetische Flussdichte in allen Raumdimensionen auf dem Gaussmeter abgelesen. Die Korrektur der axialen Position erfolgt über die  $z$ -Komponente der magnetischen Flussdichte. Analog dazu wird die Position in  $x$ - sowie in  $y$ -Richtung justiert bis alle Komponenten der magnetischen Flussdichte ihr Minimum erreicht haben.

Für die Systemmatrixaufnahme kann die Hall-Sonde gegen die Deltaprobe ausgetauscht und die Position des Roboters direkt übernommen werden. Zu berücksichtigen ist jedoch, dass damit eine Ummontage verbunden ist, die eine neue Ungenauigkeit erzeugen kann. Daher bietet sich hier eine dritte Methode an, die über das Spektrum unter Zuhilfenahme einer Partikelprobe, des SF mit einem FFP und des AF erfolgt. Das Spektrum des empfangenen Rohsignals wird während der Ausrichtung mit einem Signalanalysator betrachtet. Entsprechend dem Amplitudenspektrum, wie es in Abbildung 3.20 dargestellt ist, ist lokal die geringste Amplitudendichte bei den geraden Harmonischen zu beobach-

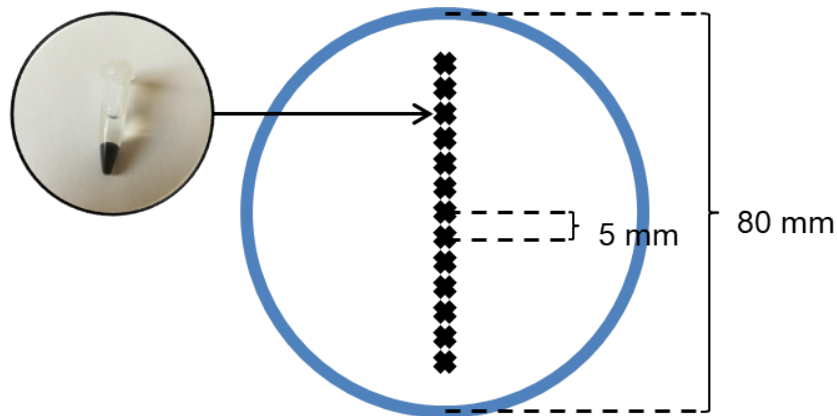


Abbildung 7.3: Messrastrer bei der Aufnahme der eindimensionalen Systemmatrix. Als Deltaprobe fungiert eine Partikelsuspension von 80  $\mu\text{l}$  unverdünntem Resovist<sup>®</sup>

ten, wenn sich die Deltaprobe exakt im Zentrum des SF und somit auch im Zentrum des Scanners befindet. Je näher die Partikelprobe am Zentrum des SF ist, desto höher sind die Amplituden der ungeraden Harmonischen.

Für die Aufnahme der eindimensionalen Systemmatrix wird eine Deltaprobe verwendet, die sich in einem Reaktionsgefäß (Eppendorfgefäß) befindet und aus 80  $\mu\text{l}$  unverdünntem Resovist<sup>®</sup> besteht. Die einzelnen Ortspunkte befinden sich in einem Abstand von 5 mm zueinander und werden nacheinander mit dem Positionsroboter angesteuert. Während des kompletten Messprozesses ist das SF kontinuierlich aktiv, wohingegen das AF nur während der tatsächlichen Messung generiert wird und während der Verschiebung der Deltaprobe zu einem neuen Punkt pausiert. Das Messrastrer besteht aus 13 Punkten und erstreckt sich somit über 60 mm entlang einer vertikalen Linie.

Nach der Vermessung der Rohdaten der Systemmatrix wird abschließend das Partikelsignal an jedem der 13 Ortspunkte erneut aufgenommen, um das Messprinzip durch eine jeweilige Rekonstruktion der korrekten Positionen zu validieren. Das Messrastrer ist in Abbildung 7.3 skizziert.

### 7.1.3 Zweidimensionale Systemmatrixaufnahme

Für die zweidimensionale Systemmatrixaufnahme wurde das AF identisch zum Messaufbau mit zwei Kanälen aus Abschnitt 7.1.1 konfiguriert. Die Konfiguration des SF entspricht hingegen derer aus Abschnitt 7.1.2. Das dadurch erzeugte Feld beinhaltet einen FFP, der auf einer Lissajous-Bahnkurve bewegt wird. Die Magnetfeldparameter sind in Tabelle 7.1 aufgelistet.

Tabelle 7.1: Magnetfeldparameter für die Aufnahme einer 2D-Systemmatrix

SF-Typ		FFP
Basisfrequenz	$f_0$	2,5 MHz
Frequenzteiler	$q_x$	99
Frequenzteiler	$q_y$	101
Gradientenstärke	$G_\delta$	0,4 T/m
AF-Amplitude	$B_x$	8 mT
AF-Amplitude	$B_y$	8 mT

Für die Aufnahme der Systemmatrix wurde eine Deltaprobe, bestehend aus 100  $\mu\text{l}$  unterverdünntem Resovist<sup>®</sup> in einem Reaktionsgefäß, auf einem quadratischen Messraster bewegt. Dieses Messraster beinhaltet  $21 \times 21$  Messpunkte und deckt ein FOV von  $40 \times 40 \text{ mm}^2$  ab. Der Abstand zwischen zwei Messpunkten beträgt somit 2 mm und wurde als ein Kompromiss aus der örtlichen Auflösung und der Aufnahmedauer der Systemmatrix gewählt. Die Ebene, in der sich das Messfeld befindet, ist exakt orthogonal zur Scannerachse und mittig ausgerichtet.

Beide Komponenten des AF-Generators wurden jeweils mit einem AE Techron 7796 gespeist. Die Ströme in den Spulen für die erforderlichen Magnetfeldparameter betragen  $I_x = 141,5 \text{ A}_{\text{RMS}}$  für die äußere Spule des AF-Generators (AF<sub>x</sub>-Spule) und  $I_y = 109,9 \text{ A}_{\text{RMS}}$  für die innere Spule (AF<sub>y</sub>-Spule). Diese Ströme wurden während der Messung über Strommesszangen mit einem Oszilloskop überwacht. Für die radiale Komponente des Gradientenfeldes  $G_\delta$  wird, wie zuvor erwähnt, ein Strom von  $I_{G_z} = 751 \text{ A}_{\text{DC}}$  benötigt. Dies resultiert in einer Trajektorie, die näherungsweise eine quadratische Fläche mit der Kantenlänge von  $2\hat{B}/G = 40 \text{ mm}$  abdeckt und somit eine bestmögliche Schnittmenge mit dem FOV gewährleistet. Mit den gewählten Frequenzteilern ergibt sich die in Abbildung 7.4 dargestellte äußerst dichte Trajektorie.

Neben der Messung einzelner Punktproben durch erneuten Einsatz der Deltaprobe an verschiedenen Punkten wurde eine Struktur konstruiert, welche in Form eines (Mehr-)Punktphantoms mit Reaktionsgefäßen variabel bestückt werden kann. Die zylinderförmige Konstruktion beinhaltet 37 Öffnungen, die rasterförmig in einem Abstand von jeweils 10 mm (Mitte zu Mitte) angeordnet sind. Das Raster ist durch die kreisförmige Querschnittsfläche des zylindrischen Körpers begrenzt. Jede der Öffnungen ist ein nach vorne hin offener Hohlzylinder, der mit einem 1,5-ml-Reaktionsgefäß passgenau bestückt werden kann. Das Reaktionsgefäß kann dann mit einer beliebigen Suspension von MNPs befüllt werden. Die Halterung wiederum wird auf eine Gewindestange geschraubt und am Positionsroboter montiert (siehe Abbildung 7.5). Dieser modulare Aufbau wird anschlie-

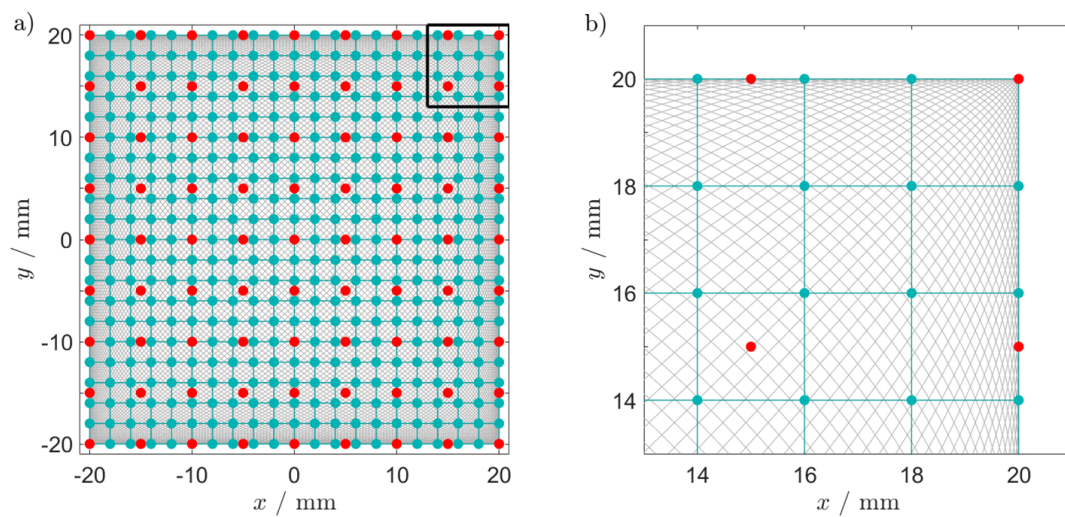


Abbildung 7.4: Trajektorie (grau) und Messpunkte (cyan) der 2D-Systemmatrix. Die roten Punkte markieren eine zusätzliche Messreihe, deren Rekonstruktionen zur Validierung dienen sollen. a) Das komplette Messfeld. b) Eine Vergrößerung des markierten Bereichs.

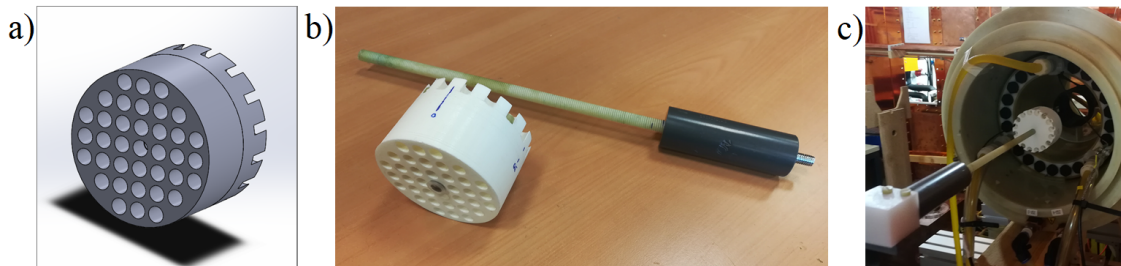


Abbildung 7.5: Variables Punktphantom für die Evaluierung der initialen zweidimensionalen Messung. a) CAD Modell des Gefäßhalters. b) 3D-gedruckter Halter mit Montagezubehör. c) Punktphantom bei der Vermessung im Kleintierscanner.

ßend ins Zentrum des Feldgenerators bewegt, um eine Phantommessung durchzuführen. Wie in den zuvor beschriebenen Messungen wird das MRT-Kontrastmittel Resovist<sup>®</sup> verwendet.

#### 7.1.4 Rekonstruktion

Nach der Akquisition der Rohdaten erfolgt die Verarbeitung der Spektren und die abschließende Rekonstruktion der Partikelverteilung. Im Sinne der Digitalisierung durch ADCs und durch die zeitliche Abtastung des Signals erfolgt bereits eine erste Datenverarbeitung auf der I/O-Karte X3-10M. Die vorverarbeiteten Daten werden zusammen mit voreingestellten Parametern gespeichert. Diese umfassen Informationen über das SF, die Frequenzparameter des AF, die Anzahl an Mittelungen und weitere optionale Parameter wie zum Beispiel Informationen über die Probe. Die Daten werden in einer Datei mit dem für MPI-Daten dedizierten MPI Data Format (MDF) abgelegt. Das MDF hat unter anderem das Ziel, einen möglichst einfachen Austausch von MPI- und MPS-Daten auf globaler Ebene [135] zu ermöglichen.

Da im Falle der in Abschnitt 7.1.3 vorgestellten Experimente zwei Anregungsfrequenzen  $f_x$  und  $f_y$  verwendet werden, sind zunächst die Harmonischen beider Frequenzen von primärem Interesse. In einem idealisierten System sind die  $AF_x$ - und die  $AF_y$ -Spule beziehungsweise deren Felder und Sensitivitätsverteilung exakt und global orthogonal zueinander ausgerichtet. Weiterhin gilt unter idealen Bedingungen, dass die Empfangsspulen perfekt in Bezug auf diese Felder ausgerichtet sind. Aus diesem Grund wären in einer theoretischen Betrachtung ausschließlich die Frequenzkomponenten  $k_x \cdot f_x$  im Empfangssignal des  $x$ -Kanals enthalten, während im  $y$ -Kanal ausschließlich Frequenzkomponenten des Typs  $k_y \cdot f_y$  vorzufinden wären. Aufgrund natürlicher Imperfektionen und realer Randbedingungen ist es allerdings praktisch nicht möglich, eine Umgebung

zu schaffen, die solche Vereinfachungen zulässt. Daher entstehen in beiden Kanälen die zuvor in Abschnitt 3.6.1 erwähnten Mischfrequenzen, die ebenfalls zur Rekonstruktion genutzt werden. Die Menge dieser Frequenzen  $f_k$  lässt sich durch

$$f_k = k_x \cdot f_x + k_y \cdot f_y \quad \text{mit} \quad k_x, k_y \in \mathbb{N}_0 \quad (7.1)$$

beschreiben. In Abbildung 7.6 wird das Auftreten der Mischfrequenzen veranschaulicht. Die weitere Datenverarbeitung bis hin zur Ausgabe der Partikelverteilung wurde in MATLAB R2017a implementiert. Ausgehend von der Menge an möglichen nutzbaren Frequenzkomponenten  $f_k$  wurden als nächstes manuell bestimmte Frequenzkomponenten aussortiert. Es wurden jene Frequenzen extrahiert, welche sich signifikant vom Hintergrundrauschen abheben. Dafür wird zunächst die Differenz zwischen den einzelnen Systemfunktionen und einer Leermessung gebildet. Neben der absoluten Signalstärke wird noch betrachtet, wie stark sich die Amplitude der begutachteten Frequenzkomponenten verändert. Je stärker die Positionsabhängigkeit ausgeprägt ist, desto besser eignen sich die Frequenzkomponenten zu Rekonstruktionszwecken.

Bei der abschließenden Rekonstruktion besteht das abstrahierte Problem darin, ein lineares Gleichungssystem entsprechend Gleichung (3.15) zu lösen. Die Größe dieses Gleichungssystems beziehungsweise der Systemmatrix  $\mathbf{S}$  ist durch die Anzahl der ausgewählten Frequenzkomponenten  $m \leq m_x \times m_y$  und durch die Anzahl der Messpunkte  $n = 21 \times 21 = 441$  vorgegeben. Dabei werden die Frequenzkomponenten in unterschiedlichen Kanälen ( $x$ - und  $y$ -Kanal) als separate Frequenzkomponenten gewertet.

Bei der Wahl der Frequenzkomponenten wurde für dieses System zunächst der mittlere Rauschpegel des Empfangssignals im  $x$ -Kanal und im  $y$ -Kanal für zwei Messpunkte der Systemmatrix-Messung berechnet. Der eine Messpunkt befand sich im Zentrum des Scanners ( $l = 221$ ) und ein weiterer am letzten gemessenen Punkt des  $21 \times 21$ -Messrasters ( $l = 441$ ), um sowohl gerade als auch ungerade Harmonische für beide Kanäle bestmöglich zu berücksichtigen. Für die Berechnung des Rauschpegels wurde jeweils der Mittelwert des Signalspektrums von 0 kHz bis 250 kHz abzüglich aller Frequenzkomponenten berechnet, die Gleichung (7.1) erfüllen. Dieser Wert wurde mit einem ganzzahligen Faktor multipliziert, der hier als SNR definiert ist, um einen Schwellenwert zu erhalten. Die Frequenzkomponenten, die Gleichung (7.1) erfüllen und über diesem Schwellenwert liegen, werden für die Rekonstruktion verwendet. Dieses Vorgehen wird in Abbildung 7.7 veranschaulicht.

Die Vereinigungsmenge der ausgewählten Frequenzkomponenten beider Messpunkte eines Kanals ergibt die jeweilige Menge für den  $x$ -Kanal und den  $y$ -Kanal. Abbildung 7.8 zeigt die Abhängigkeit der Anzahl verwendeter Frequenzkomponenten  $m$  in Abhängig-

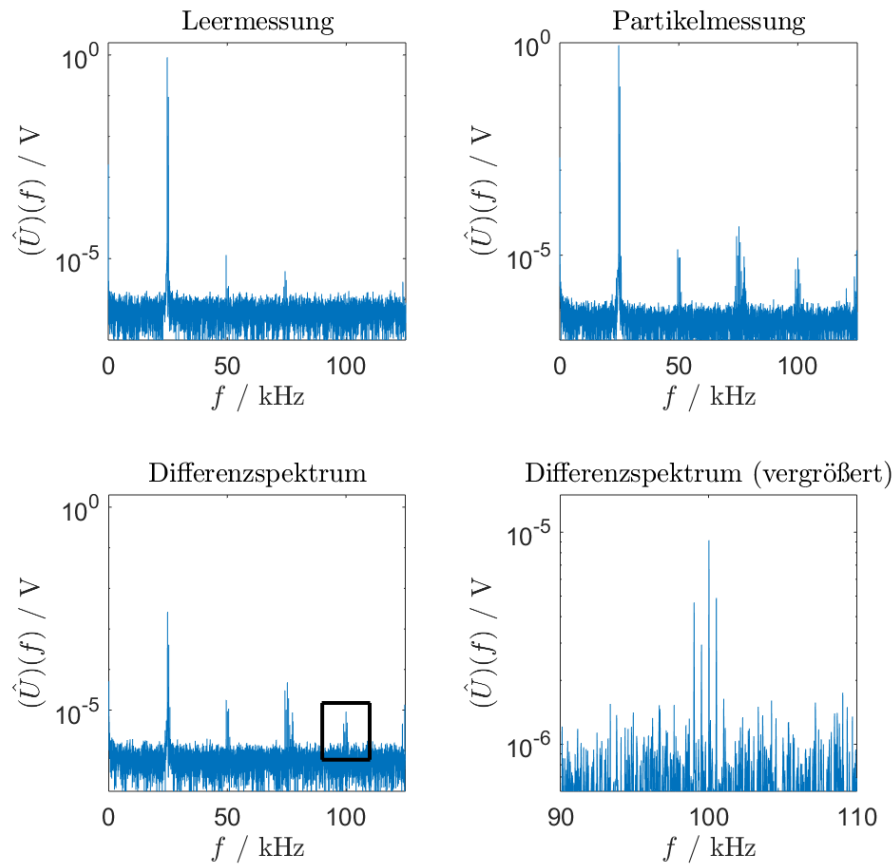


Abbildung 7.6: Amplitudenspektren der zweidimensionalen MPI-Messung im  $y$ -Kanal. Die Anregungsfrequenz in  $y$ -Richtung liegt bei  $f_y = 24,753$  kHz. Das vergrößerte Differenzspektrum verdeutlicht das Auftreten von Mischfrequenzen als Addition von Vielfachen von  $f_x$  und  $f_y$ .

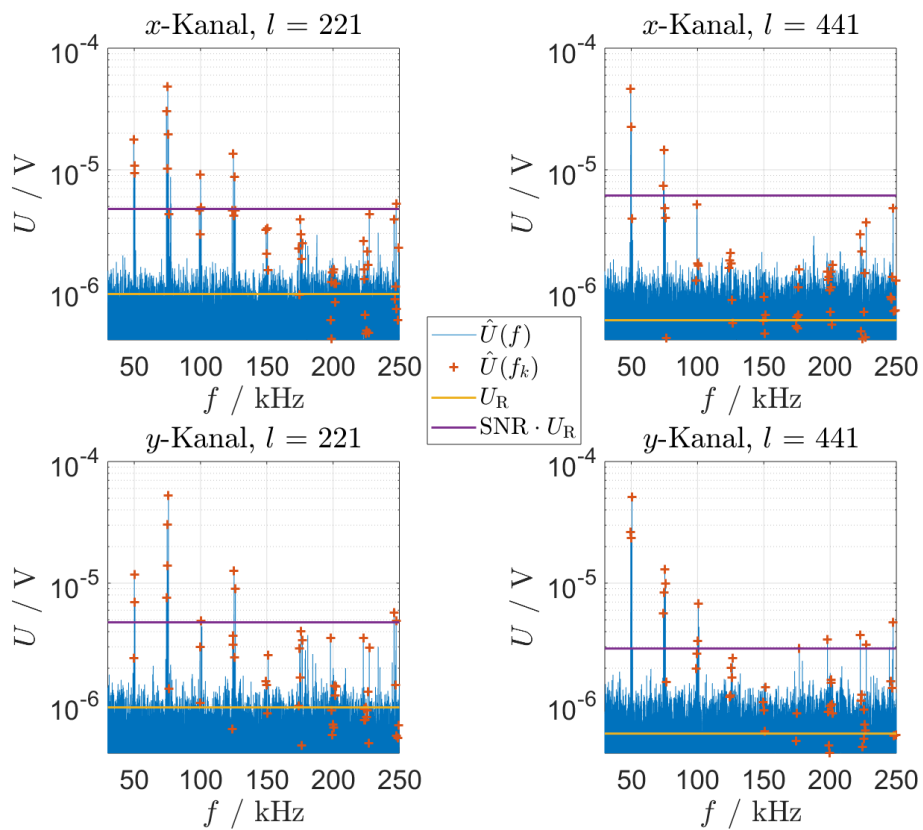


Abbildung 7.7: Die Auswahl der Frequenzkomponenten basiert auf der Berechnung des Rauschpegels  $U_R$  und der Festlegung eines Schwellenwerts  $\text{SNR} \cdot U_R$ . Für die Rekonstruktion werden die Frequenzkomponenten  $U(f_k)$  genutzt, die über dem Schwellenwert liegen.

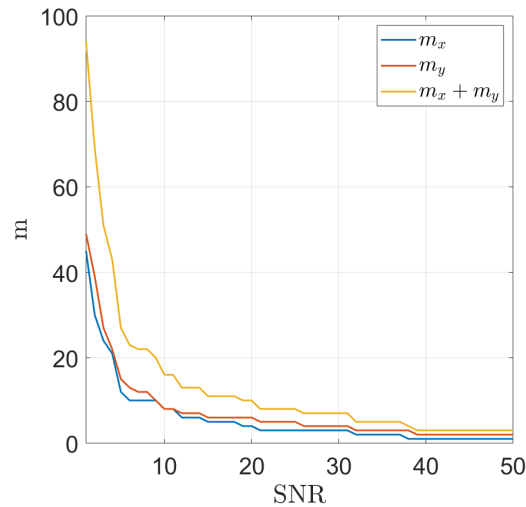


Abbildung 7.8: Abhängigkeit der Anzahl genutzter Frequenzkomponenten  $m$  von dem festgelegten Schwellenwertfaktor SNR für das untersuchte System. Die blaue und die rote Kurve zeigen die Zuordnung zum entsprechenden Kanal.

keit des SNR. Wie sich zeigt, nimmt die Anzahl der Frequenzkomponenten, die sich um den Faktor des SNR vom mittleren Rauschpegel abheben, näherungsweise exponentiell mit dem SNR ab. Während ein niedriger Schwellenwert eine verhältnismäßig hohe Anzahl an Frequenzkomponenten liefert, die zur Abbildung der Partikelverteilung beitragen können, kann dies auch die Lösbarkeit des inversen Problems negativ beeinflussen.

Auf Grundlage eines subjektiven Abgleichs zwischen tatsächlichen Partikelverteilungen und deren Rekonstruktionen wurde als Faktor für den Schwellenwert  $\text{SNR} = 10$  gewählt. Darüber hinaus hat sich die Verwendung der Anregungsfrequenzen  $f_x$  und  $f_y$  negativ auf die rekonstruierten Verteilungen ausgewirkt, daher wurde auf diese Frequenzkomponenten verzichtet.

Das inverse Problem ist im mathematischen Sinne ein schlecht gestelltes, da die Messung der Systemmatrix sowie die Aufnahme eines Partikelsignals durch Rauschen überlagert wird und die Lösung des Problems dadurch instabil ist. Daher wird zur Verbesserung der Lösbarkeit eine Gewichtungsmatrix  $\mathbf{W}$  eingeführt und ein Regularisierungsparameter  $\lambda$  verwendet [136]. Es gilt dann das Gleichungssystem

$$(\hat{\mathbf{S}}^* \mathbf{W} \hat{\mathbf{S}} + \lambda \mathbf{I}) \mathbf{c} = \hat{\mathbf{S}}^* \mathbf{W} \mathbf{u}. \quad (7.2)$$

Dabei ist  $\hat{\mathbf{S}}^*$  die transponierte-konjugierte [137] der Systemmatrix und  $\mathbf{I}$  die Einheitsmatrix. Mit der Wahl des Parameters  $\lambda$  kann das Problem in regularisierter Form über unter-

schiedliche Verfahren gelöst werden. Ein für MPI etabliertes Verfahren ist die Tikhonov-Regularisierung[138][139].  $\mathbf{W}$  wiederum ist eine Diagonalmatrix und enthält die über sämtliche Messpunkte  $r_l$  normierten jeweiligen Frequenzkomponenten  $f_k$ . Dementsprechend gilt

$$\mathbf{W} = \text{diag}\left(\frac{1}{w_{k,k}^2}\right). \quad (7.3)$$

Die Werte  $w_{k,k}$  geben die Energie der entsprechenden Frequenzkomponente  $f_k$  wieder und werden nach

$$w_{k,k} = \|s_{k,l}\|_2 = \sqrt{\sum_{l=1}^n s_{k,l}^2} \quad (7.4)$$

berechnet, wobei  $s_{k,l}$  den jeweiligen Wert in der Systemmatrix  $\mathbf{S}$  repräsentiert, der den linearen Zusammenhang zwischen einer MNP-Konzentration am Ort  $r_l$  und der Amplitude der Frequenzkomponente  $f_k$  beschreibt. Gleichung (7.2) kann dann mit Hilfe der aus der CT bekannten algebraischen Rekonstruktionstechnik (ART), auch Kaczmarz-Methode genannt [140] [141], berechnet werden [142]. Bei dieser Methode handelt es sich um einen iterativen Algorithmus mit  $k$  Iterationen. Die Näherungslösung für die Partikelverteilung  $c_l$  wird durch die Gleichung

$$c_l = c_{l-1} + \frac{b_k - \mathbf{A}_k \cdot c_{l-1}}{\|\mathbf{A}_k\|^2} \mathbf{A}_k^T \quad (7.5)$$

beschrieben.  $\mathbf{A}_k$  repräsentiert die  $k$ -te Messung der regularisierten Systemmatrix  $\hat{\mathbf{S}}^* \mathbf{W} \hat{\mathbf{W}} + \lambda \mathbf{I}$  und  $b_k$  das regularisierte Partikelsignal  $\hat{\mathbf{S}}^* \mathbf{W} \mathbf{u}$ .  $\|\mathbf{A}_k\|^2$  ist die quadratische euklidische Norm der  $k$ -ten Messung der Systemmatrix.

## 7.2 Ergebnisse

Im letzten Ergebnisteil dieser Arbeit werden die Resultate der in Abschnitt 7.1 beschriebenen Messungen und deren Weiterverarbeitung präsentiert. Die Ergebnisse sind in ähnlicher Weise strukturiert wie die Methoden im vorangegangenen Abschnitt: Zunächst werden die nulldimensionalen Messergebnisse in Form von Amplitudenspektren in Abschnitt 7.2.1 dargelegt. Darüber hinaus werden Rohdaten gezeigt, die in Anwesenheit eines SF aufgenommen wurden. In Abschnitt 7.2.2 wird das Messergebnis einer Systemmatrix mit einer Raumdimension vorgestellt und validiert. Der finale Abschnitt 7.2.3 zeigt ausführ-

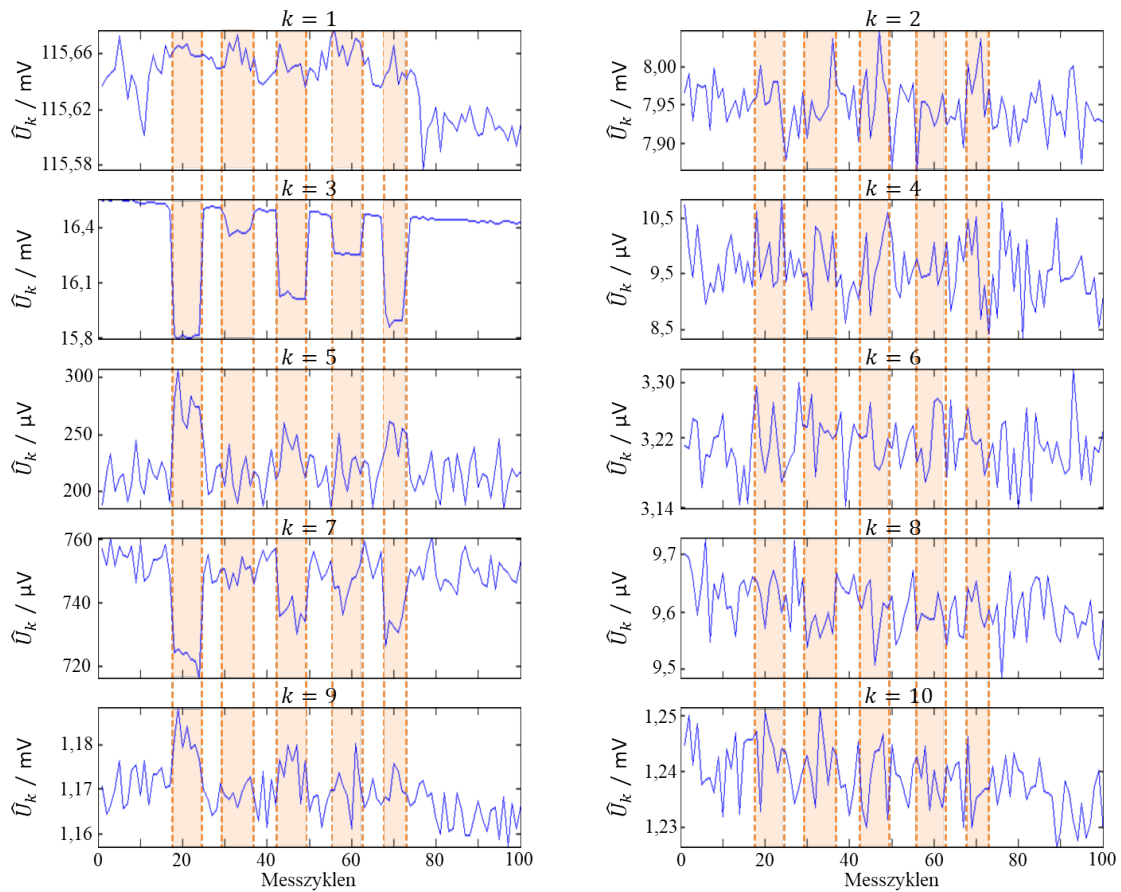


Abbildung 7.9: Erste Spektrale Messung mit dem präklinischen Kleintier-Scanner. Nach 18, 29, 42, 55 und 67 Messzyklen wurden unterschiedliche Mengen in der Größenordnung von 0,1 ml an MNP-Suspension in das Messfeld gegeben und nach jeweils 5 Messzyklen entfernt.

lich die gemessenen komplexen zweidimensionalen Systemmatrizen und nutzt diese für die finale Rekonstruktion einer Partikelverteilung, die auch im Rahmen der Arbeit [143] publiziert wurde.

### 7.2.1 Signalspektren

Nachfolgende Ergebnisse beziehen sich auf die gewonnenen Messdaten, bevor sie im Sinne der Bildgebung weiterverarbeitet wurden. Es werden unterschiedliche Leer- und Partikelspektren gezeigt. Die mit dem Kleintier-MPI-Scanner gewonnen wurden. Das Ergebnis der ersten validen Messung eines Partikelspektrums mit dem konstruierten System ist in Abbildung 7.9 dargestellt.

Als nächstes wurde die Sensitivität des Systems untersucht, indem zwei Vermessungen unterschiedlicher MNP-Proben spektral betrachtet wurden. Die prinzipielle Detektierbarkeit wird mit dem Ergebnis einer Messung von Resovist<sup>®</sup> und einer Partikelsuspension aus der Sektion für Experimentelle Onkologie und Nanomedizin (SEON) des Universitätsklinikum Erlangen [144] durch das in [38] entwickelte MPS aufgezeigt. Was in Abbildung 7.10 a) vor allem beobachtbar ist, ist die Diversität der Signalstärke je nach verwendeter Suspension. Die Sensitivität eines MPS ist stark genug, um verhältnismäßig schwach ausgeprägte magnetische Eigenschaften zu charakterisieren, während der Aufbau räumlich stark eingrenzend ist und über keinerlei Ortskodierung verfügt. Abbildung 7.10 c) impliziert, dass das primär untersuchte System bei der Partikelsuspension aus der SEON an die Grenzen seiner Sensitivität stößt, wohingegen die andere Resovist<sup>®</sup>-Probe für eine signifikante und für die Bildgebung geeignete Signalstärke hervorrufft.

Abbildung 7.11 demonstriert die geringfügige Variation des Empfangssignals durch eine 100  $\mu\text{l}$ -Resovist<sup>®</sup>-Probe, die in den Abschnitten 7.2.2 und 7.2.3 für die Rekonstruktion der Partikelkonzentration und der Ortsverteilung genutzt wird. Die Abbildung zeigt das komplexe Frequenzspektrum aufgeteilt in Real- und Imaginärteil. Eine Aufteilung in Amplituden- und Phasenspektrum wäre auch möglich, jedoch nicht sinnvoll, da das kontinuierliche Phasenspektrum keine anschaulichen Informationen liefert. Es werden in der Abbildung ein Leerspektrum, eine Partikelmessung und zwei Differenzspektren mit Partikelkonzentrationen an unterschiedlichen Orten aufgezeigt.

## 7.2.2 Eindimensionale Systemmatrix und Rekonstruktion

Die folgenden Abschnitte befassen sich mit der Weiterverarbeitung und Visualisierung der Daten, die zuvor in Abschnitt 7.2.1 präsentiert wurden. Da die Messwerte stets komplexwertig sind, werden diese zu Darstellungs- und Verarbeitungszwecken aufgeteilt. Während sich bei den kontinuierlichen Spektren in Abschnitt 7.2.1 die Aufteilung in Real- und Imaginärteil anbot, wird bei den diskreten Spektren in Abbildung 7.12, das heißt bei der Präsentation ausgewählter Frequenzkomponenten, auf die Darstellung der Amplituden  $|S_{i,j}|$  und Phasen  $\arg(S_{i,j})$  zurückgegriffen. Da im eindimensionalen Fall nur eine Anregungsfrequenz verwendet wurde, handelt es sich bei den Frequenzkomponenten ausschließlich um Harmonische der Anregungsfrequenz. In der Darstellung werden die Amplituden und die Phasen jeder Harmonischen in einer eigenen Spalte dargestellt. Gemäß ihrer Position im FOV sind die entsprechenden Werte zeilenweise angeordnet. Wie Abbildung 3.20 impliziert, führt die Symmetrie der Bewegung des FFP zur  $x$ -Achse zu einem achsensymmetrischen Muster der dargestellten Amplituden und zu einem antisymmetrischen Muster der dargestellten Phasen.

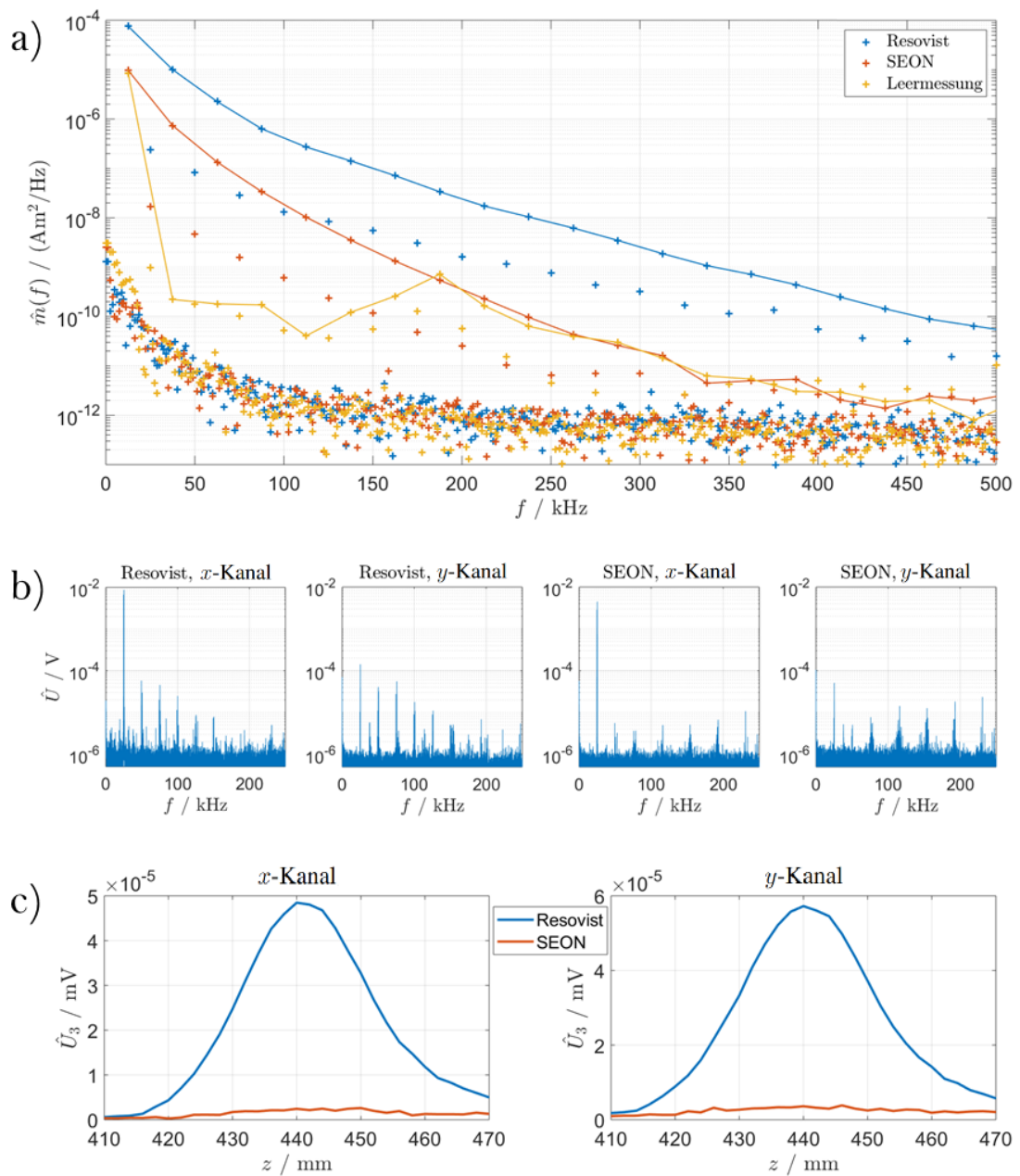


Abbildung 7.10: Spektrale Messungen mit unterschiedlichen MNP-Proben. a) Spektrale Messung der magnetischen Momente durch ein eindimensionales MPS. b) Amplitudenspektrum des induzierten Signals mit der jeweiligen Partikelprobe in der Mitte des Scanners. Die Leermessung wurde subtrahiert. c) Amplitudendifferenz zur Leermessung der dritten Harmonischen in Abhängigkeit der Position der Partikelprobe innerhalb des Scanners entlang der Rotationsachse. Für die Messung wurde im Zentrum zusätzlich zum AF ein FFP mit einem Gradienten von  $0,4 \text{ T/m}$  erzeugt. Das Zentrum befindet sich bei  $z = 440 \text{ mm}$ .

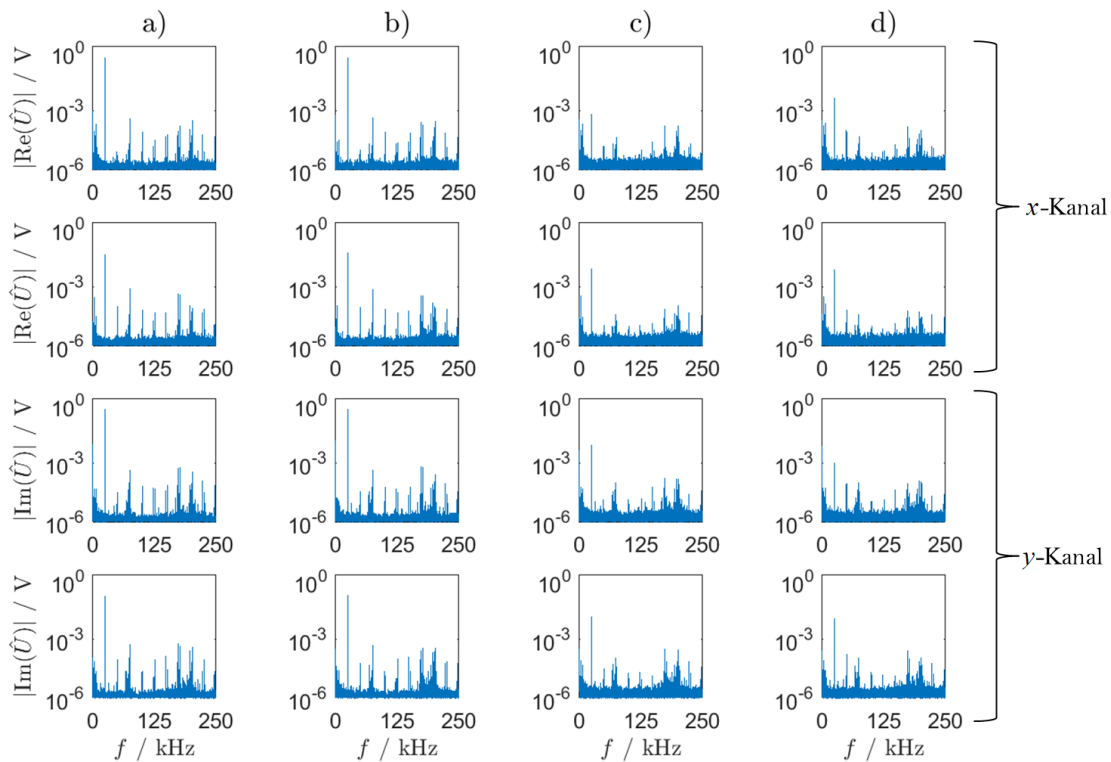


Abbildung 7.11: Gemessene Frequenzspektren bei einem FFP-SF-Gradienten von 0,4 T/m und einem zweidimensionalen AF von 8 mT mit einer MNP-Probe von 100  $\mu\text{l}$  Resovist<sup>®</sup>. a) Das Leerspektrum. b) Das Frequenzspektrum mit einer Partikelkonzentration im Zentrum des FOV. c) Das Differenzspektrum mit einer Partikelkonzentration im Zentrum des FOV. d) Das Differenzspektrum mit einer Partikelkonzentration am Rand des FOV.

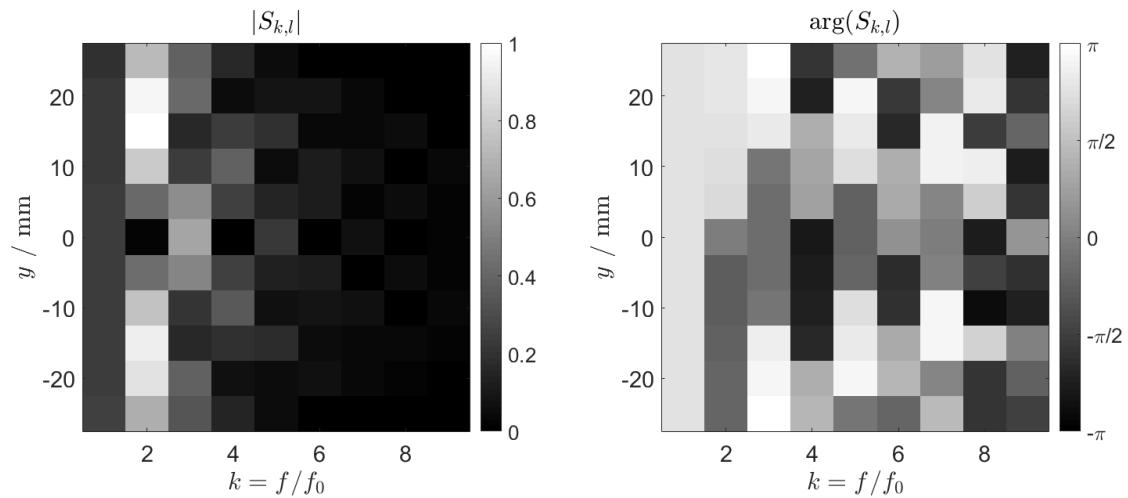


Abbildung 7.12: Darstellung der eindimensionalen Systemmatrix mit 11 äquidistanten Punkten entlang der  $y$ -Achse. Dabei bildet jede Zeile das diskrete Spektrum für eine Partikelkonzentration an einem Ort  $y$  ab. Eine Zeile entspricht jeweils einer Systemfunktion. Jede Spalte steht für eine Frequenzkomponente. Die linke Grafik bildet das Amplitudenspektrum und die rechte Grafik das Phasenspektrum ab. Die Grauwerte des Amplitudenspektrums sind auf den größten gemessenen Wert normiert.

Um zu überprüfen, ob die Positionen der Partikelkonzentrationen reproduzierbar sind, wurde das Signal zu einem anderen Zeitpunkt mit einer äquivalenten Partikelprobe am selben Orten aufgenommen. Das Ergebnis ist in [Abbildung 7.13](#) illustriert. Hier geben die Grauwerte die berechnete Partikelverteilung wieder. In dieser Darstellung wurde jede der eindimensionalen Rekonstruktionen der einzelnen Messung in einer eigenen Spalte dargestellt. Die linke Spalte zeigt die Rekonstruktion der Messung, bei der die Partikelprobe am oberen Rand des FOV lokalisiert war. Die nächste Spalte repräsentiert jeweils die Rekonstruktion einer Messung, bei der sich die Partikelprobe 5 mm weiter unten befindet als bei der Messung der vorherigen Spalte.

### 7.2.3 Zweidimensionale Systemmatrix und Rekonstruktion

Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen zweidimensionalen Bilder von MNP-Verteilungen werden nachfolgend vorgestellt. Zunächst wurde eine Systemmatrix mit der in [Abschnitt 7.1.3](#) beschriebenen Messung aufgenommen. Die Messparameter wurden in [Tabelle 7.1](#) aufgelistet. Für die Systemmatrix wurde von den aufgenommenen Frequenzspektren eine Leermessung zur Kompensation von stationären Störungen subtrahiert. [Abbildung 7.14](#) zeigt die spektral zerlegten Amplituden und Phasen der im  $x$ -Kanal re-

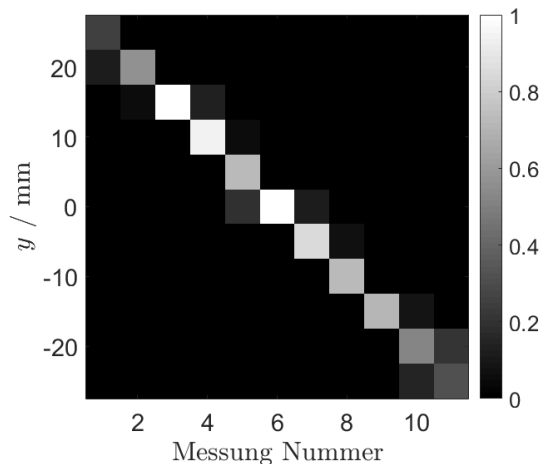


Abbildung 7.13: Rekonstruktionsreihe zur Validierung der Systemmatrix. Jede Spalte steht für eine Messung. Die erste Messung wurde mit einer MNP-Probe an der obersten Position aufgenommen, die nach jedem Messvorgang um  $\Delta y = 5 \text{ mm}$  nach unten bewegt wurde. Die Grauwerte sind auf den größten gemessenen Wert, mit der Partikelkonzentration im Zentrum, normiert.

gistrierten Signale. Diese beschreiben die Spannungen, die in die horizontal orientierte Empfangsspule induziert wurden. Entsprechend ihrer Position im FOV sind die jeweiligen spektralen Anteile in Form von Grauwerten in den Teilabbildungen gesetzt. Dabei sind die Grauwerte jeweils auf den größten Messwert, der in der jeweiligen Teilabbildung dargestellt ist, normiert. Jede Teilabbildung steht für eine der ausgewählten Frequenzkomponenten  $f_{k_x}$ . Diese Frequenzkomponenten sind zum einen Teil Harmonische der Anregungsfrequenz  $f_x$  und zum anderen Teil Mischfrequenzen. Analog dazu bildet Abbildung 7.15 die Messdaten des  $y$ -Kanals ab. Die im  $y$ -Kanal verwendeten Frequenzkomponenten sind äquivalent zu denen im  $x$ -Kanal.

Die abgebildeten Systemmatrizen veranschaulichen wie sich das Muster des Amplitudenspektrums mit dem Muster der Phasenspektren gegenseitig ergänzt. Aufgrund der vorherrschenden Symmetrie der räumlich aufgelösten Amplitudenspektren allein wären Spiegelartefakte kaum zu vermeiden. Die vervollständigende Antisymmetrie des Phasenspektrums ermöglicht erst eine eindeutige Zuordnung zu einer bestimmten Partikelverteilung. Zusätzlich erweist sich beim schlecht gestellten Problem der Rekonstruktion die Kombination der Informationen aus den beiden Kanälen als äußerst hilfreich. Vergleicht man zum Beispiel die dritte Frequenzkomponente ( $k = 3$ ) der beiden Kanäle miteinander, zeigt sich wie erwartet eine Drehung um  $90^\circ$ .

Mit Hilfe der gewonnenen Daten werden im Folgenden drei Messreihen präsentiert. Als

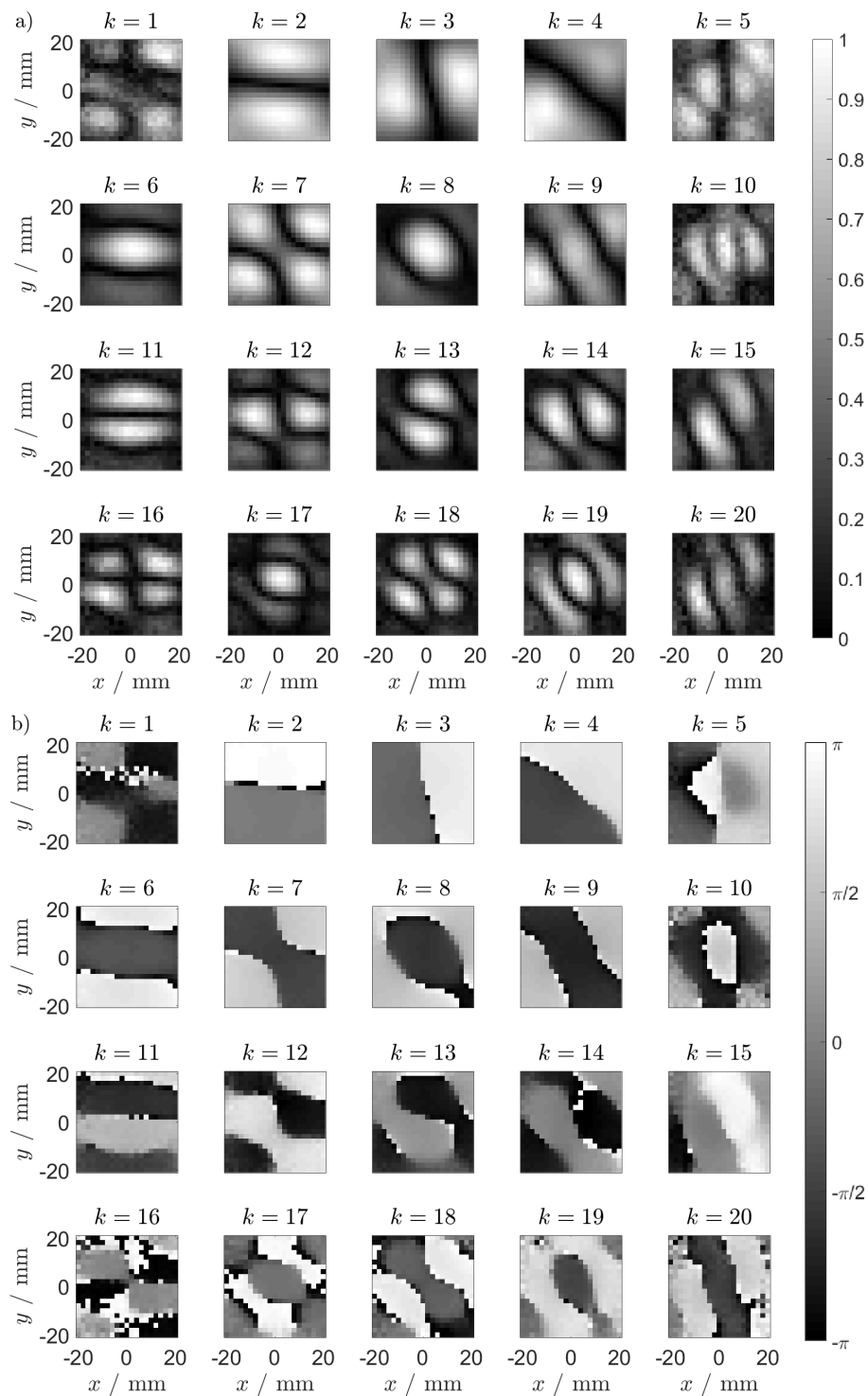


Abbildung 7.14: Darstellung der zweidimensionalen Systemmatrix im  $x$ -Kanal. Die Position in jeder Teilabbildung entspricht der Position im FOV. a) Betrag der Frequenzkomponenten (Amplitudenspektrum). Die Grauwerte sind auf die jeweiligen Maxima der einzelnen Bilder normiert. b) Phase der Frequenzkomponenten (Phasenspektrum).

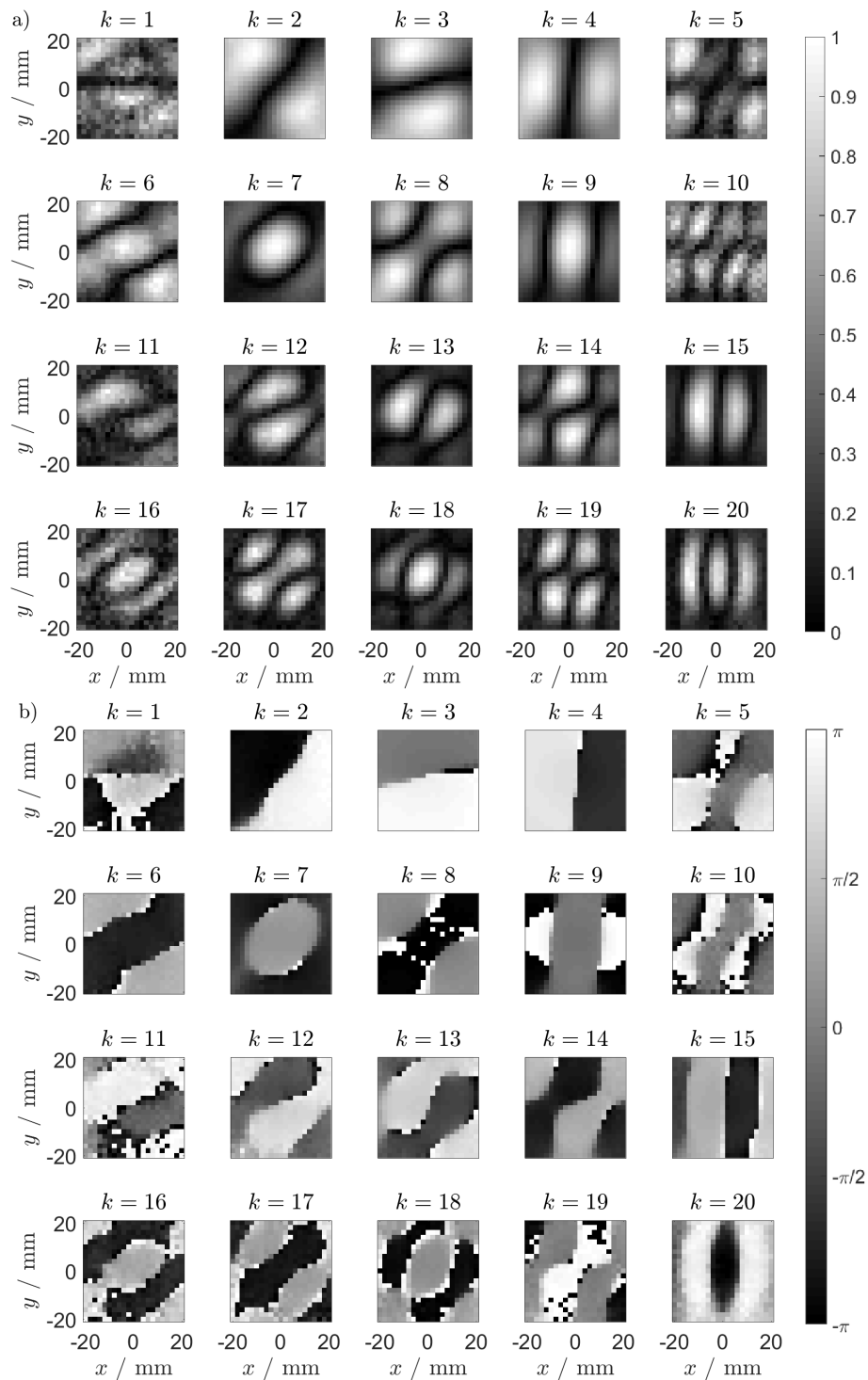


Abbildung 7.15: Darstellung der zweidimensionalen Systemmatrix im  $y$ -Kanal. Die Position in jeder Teilabbildung entspricht der Position im FOV. a) Betrag der Frequenzkomponenten (Amplitudenspektrum). Die Grauwerte sind auf die jeweiligen Maxima der einzelnen Bilder normiert. b) Phase der Frequenzkomponenten (Phasenspektrum).

Regularisierungsparameter wurde stets  $\lambda = 1$  gewählt. Dieser Wert wurde empirisch ermittelt und lieferte die nach subjektiver Beurteilung besten Ergebnisse. Darüber hinaus wurden, wie bei der Systemmatrix, stationäre Störungen in Form einer Leermessung abgezogen. Zunächst wird eine Messreihe aufgezeigt, bei der eine Punktprobe an verschiedenen Orten innerhalb des FOV positioniert wird. Dadurch wird überprüft, ob diese Orte deutlich voneinander unterscheidbar sind und auch der Ort als solcher gut identifiziert werden kann. Hierfür wurde ein mit 100  $\mu\text{l}$  befülltes Gefäß nacheinander an  $9 \times 9$  äquidistanten Orten im FOV positioniert. Der Messprozess glich dabei der Aufnahme einer Systemmatrix mit einer örtlich schlechteren Auflösung. Die Messung diente hier jedoch nicht zur Systemkalibrierung sondern zur Validierung der vorangegangenen Systemmatrixaufnahme mit  $21 \times 21$  Messpunkten. Das Messraster wurde in [Abbildung 7.4](#) skizziert. Die Ergebnisse sind in [Abbildung 7.16](#) dargestellt. Dort ist die Rekonstruktion der Partikelverteilung für jede der 81 Positionen der Partikelprobe abgebildet.

Die nächste Messreihe fungiert als Sensitivitätsstudie. Es wurden MNP-Proben mit absteigender Menge an Partikelsuspension im Zentrum des Scanners platziert und das rekonstruierte Bild betrachtet und ausgewertet. Die rekonstruierten Partikelverteilungen sind in [Abbildung 7.17](#) dargestellt.

Abschließend wurden Messungen mit Hilfe des Mehr-Punkt-Phantom-Halters, der in [Abbildung 7.5](#) zu sehen ist, durchgeführt. Der Phantom-Halter wurde mit unterschiedlichen Mengen an Partikelsuspension und unterschiedlichen definierten Orten bestückt und vermessen. Die Rekonstruktion der Partikelverteilungen mit den dazu gehörigen Phantom-Parametern wird in [Abbildung 7.18](#) präsentiert.

Zusätzlich zur Detektion von Resovist<sup>®</sup> wurde trotz der signifikant niedrigeren Signalstärke eine Partikelverteilung einer Probe mit einer Partikelsuspension der SEON abgebildet. Für die Rekonstruktion wurde dieselbe Systemmatrix wie in den vorangegangenen Rekonstruktionen verwendet, bei der eine Resovist<sup>®</sup>-Deltaprobe genutzt wurde. Das Ergebnis ist in [Abbildung 7.19](#).

### 7.3 Diskussion und Zusammenfassung

In Kapitel 7 wurde die Akquisition und Verarbeitung von Daten für die Darstellung der Verteilung von MNPs dargelegt. Die Ergebnisse zeigen neben den aufgenommenen Rohdaten die Endergebnisse dieser Arbeit in Form von Abbildungen der Partikelverteilungen. Die Differenz zwischen einer Leermessung und dem Partikelsignal ist relativ gering. Wie [Abbildung 7.9](#) zeigt, lässt sich eine Variation der spektralen Anteile lediglich in der dritten und siebten Harmonischen detektieren. Die relative Änderung durch ein Reaktionsge-

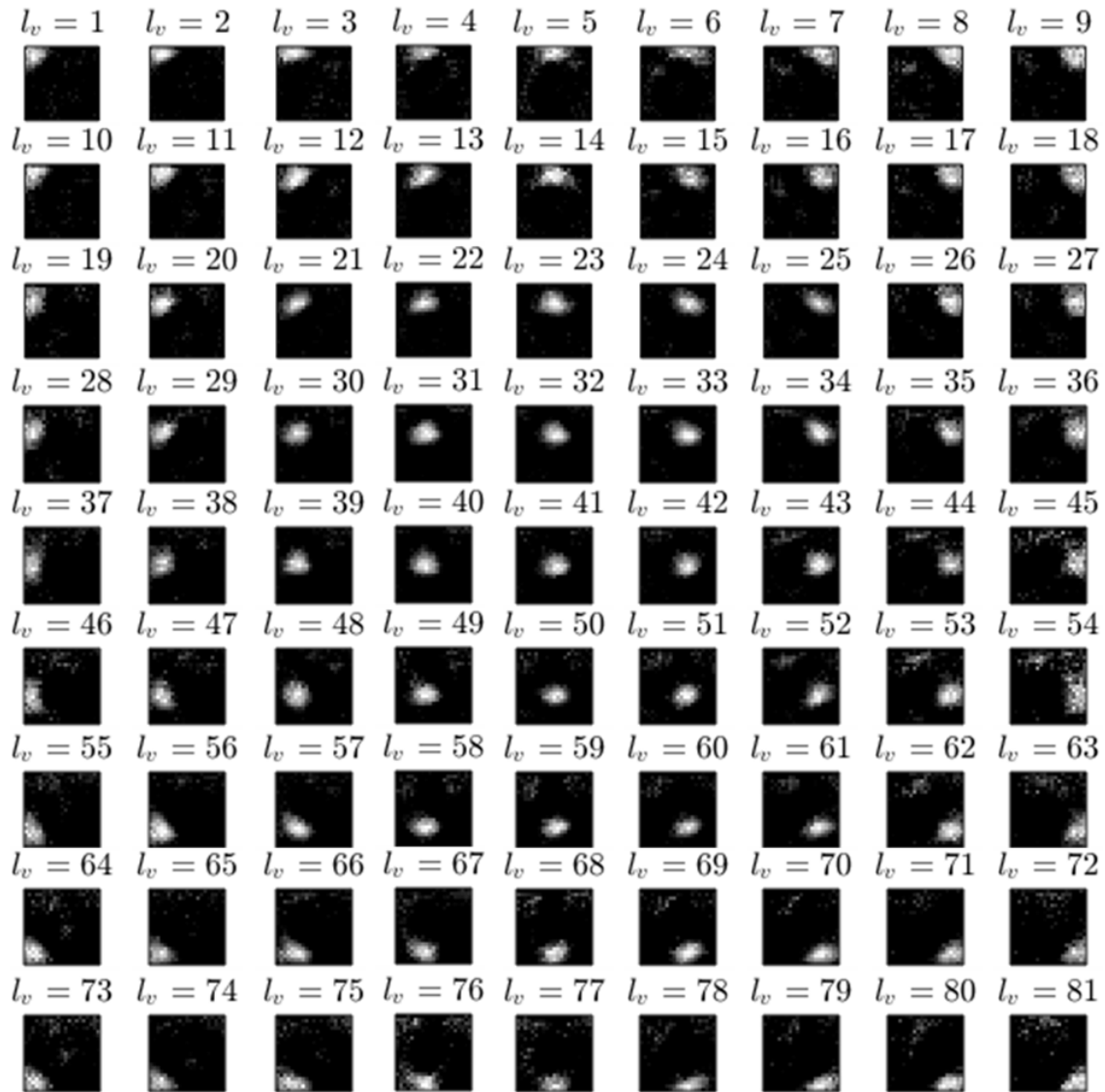


Abbildung 7.16: Validierung der zweidimensionalen Messung durch örtliche Zuordnung einer Partikelprobe mit 100  $\mu\text{l}$  Resovist<sup>®</sup>, die sich entlang eines quadratische  $9 \times 9$ -Rasters bewegt. Die Probe wurde an jedem Ort  $r_{l_v}$  gemessen und rekonstruiert. Die Grauwerte sind auf die jeweiligen Maxima der einzelnen Bilder normiert.

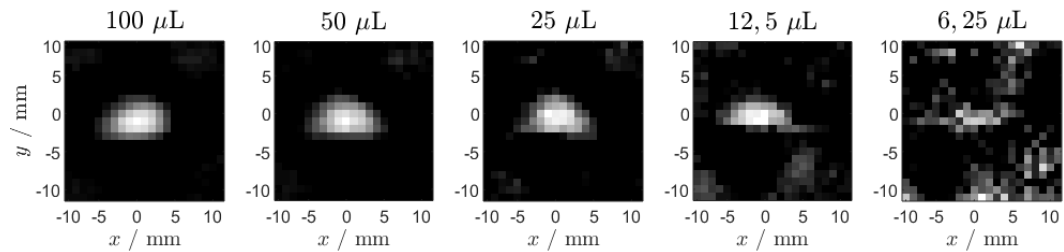


Abbildung 7.17: Sensitivitätsstudie mit exponentiell absteigenden Mengen an Partikelsuspensionen (unverdünntes Resovist<sup>®</sup>). Die Grauwerte sind auf den größten gemessenen Wert, mit der Partikelkonzentration im Zentrum, normiert.

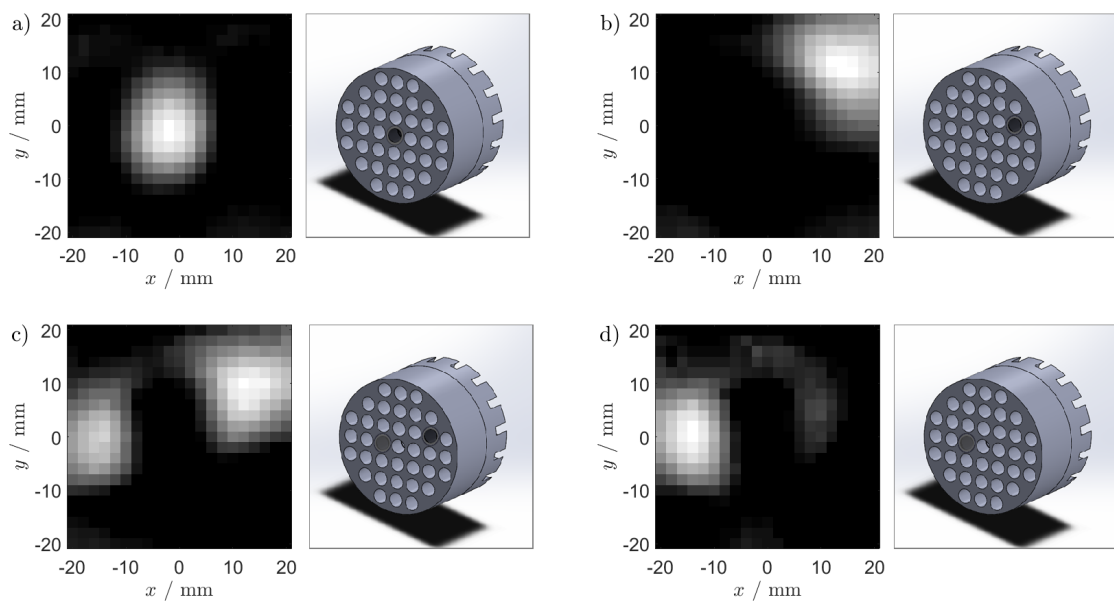


Abbildung 7.18: Zweidimensionale Bildrekonstruktionen mit unverdünntem Resovist<sup>®</sup> und  $\lambda = 1$  mit der zugehörigen Veranschaulichung der Bestückung des Phantom-Halters. a)  $100 \mu\text{L}$ -Probe in der Mitte des FOV. b)  $100 \mu\text{L}$ -Probe bei  $x = 2 \text{ cm}$ ,  $y = 1 \text{ cm}$ . c)  $50 \mu\text{L}$ -Probe bei  $x = -1 \text{ cm}$ ,  $y = 0 \text{ cm}$  und  $100 \mu\text{L}$ -Probe bei  $x = 2 \text{ cm}$ ,  $y = 1 \text{ cm}$ . d)  $50 \mu\text{L}$ -Probe bei  $x = -1 \text{ cm}$ ,  $y = 0 \text{ cm}$ . Die Grauwerte sind auf den größten gemessenen Wert, mit der Partikelkonzentration im Zentrum, normiert.

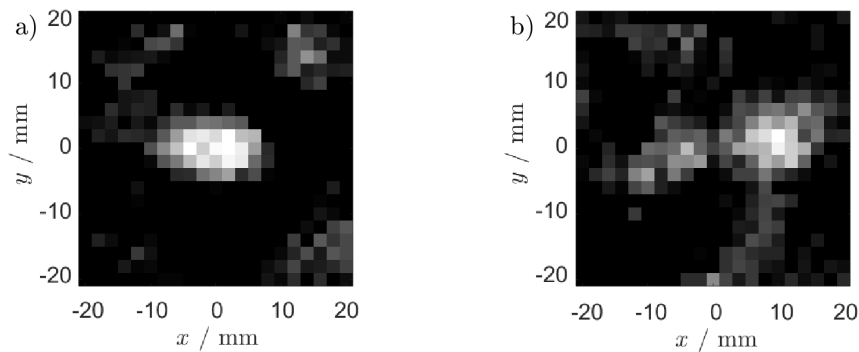


Abbildung 7.19: Rekonstruktion einer Verteilung einer Partikelsuspension der SEON. a) Eine Konzentration von  $100\ \mu\text{l}$  Partikelsuspension. b) Eine Partikelverteilung mit  $50\ \mu\text{l}$ , die sich  $10\ \text{mm}$  links vom Zentrum des FOV befindet, und eine weitere mit  $100\ \mu\text{l}$   $10\ \text{mm}$  rechts vom Zentrum. Die Grauwerte sind auf den größten gemessenen Wert, mit der Partikelkonzentration im Zentrum, normiert.

fäß mit einer unverdünnten Partikelsuspension lag hier lediglich im Bereich von  $4\%$ . Der konstante Verlauf der geraden Harmonischen entspricht aufgrund der Abstinenz eines SF den Erwartungen (vergleiche Abbildung 3.20). Obwohl die Messung das allgemeine Konzept validiert, impliziert es auch eine relativ geringe Sensitivität. Da diese als insufficient für deren Verwendung zur Bildgebung zu bewerten ist, wird im Folgenden auf die dedizierte Empfangsspulenkonfiguration aus Abschnitt 6.1.3 zurückgegriffen.

Aus den Messergebnissen der spektralen Rohdaten in Abbildung 7.10 lässt sich schließen, dass das untersuchte System prinzipiell dazu in der Lage ist, eine Partikelsuspension wie Resovist<sup>®</sup> zu detektieren. Es wurde dabei zu Gunsten der Signalstärke eine verhältnismäßig große Menge von  $100\ \mu\text{l}$  verwendet. Um dies zu evaluieren, sei angemerkt, dass die Eisenkonzentration von Resovist<sup>®</sup>  $0,5\ \text{mmol/l}$  beträgt. In der klinischen Anwendung ist für Resovist<sup>®</sup> in der MRT für Patienten mit einem Körpergewicht bis  $60\ \text{kg}$  eine Dosierung von  $0,9\ \text{ml}$  zugelassen, für erwachsene Patienten mit einem Körpergewicht von  $60\ \text{kg}$  oder mehr  $1,4\ \text{ml}$  [145]. Letzteres entspricht der 14-fachen Menge der zunächst untersuchten Partikelmenge, wobei diese auf ein kleines Volumen konzentriert war. Eine Partikelprobe mit der gleichen Lösungsmenge der SEON lieferte zum Zeitpunkt der Messung im betrachteten System eine signifikant niedrigere Signalstärke. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass die hier verwendete Eisenkonzentration in etwa ein Siebtel von der von Resovist<sup>®</sup> betrug. Aufgrund der geringeren Eisenkonzentration und der MPS-Messung entspricht dieses Ergebnis den Erwartungen. Eine gewisse Vergleichbarkeit lässt sich beim Vergleich zwischen den Abbildungen 7.17 und 7.19 herstellen. Mit  $12,5\ \mu\text{l}$  Resovist<sup>®</sup> konnten ähnliche Ergebnisse erzielt werden wie mit  $100\ \mu\text{l}$  der Parti-

kelsuspension der SEON, was in etwa der gleichen Menge an Eisen entspricht.

In der Betrachtung der spektralen Rohdaten in Abbildung 7.11 ließen sich bereits geringfügige Unterschiede zwischen dem Leerspektrum und dem Partikelspektrum erkennen, die bei der Bildung des Differenzspektrums hervorstachen. Auch Unterschiede zwischen Partikelsignalen von Konzentrationen an verschiedenen Orten ließen sich deutlich erkennen. Dass dies für die Rekonstruktion der ortsabhängigen Partikelkonzentration hinreichend war, wurde daraufhin durch die Abbildungen in den Abschnitten 7.2.2 und 7.2.3 veranschaulicht.

Die eindimensionalen Systemmatrix in Abbildung 7.12 weist ein deterministisches Schema auf. Wie erwartet zeigte die örtliche Verteilung der diskreten Amplitudenspektren ein zum Zentrum des FOV symmetrisches Muster, welches sich perfekt mit der passenden Asymmetrie der Phasenspektren deckt. Im Zentrum des FOV zeigten sich die ungeraden Harmonischen dominant, während die geraden Harmonischen eine geringe Signalstärke aufwiesen. Die Zuordnung des Abstands vom Zentrum ließ sich vor allem in der zweiten und dritten Harmonischen des Amplitudenspektrums erkennen, während das Phasenspektrum den Winkel innerhalb der Bildgebungsebene abgebildet hat. Die Rekonstruktion einzelner Orte im FOV, die in Abbildung 7.13 gezeigt wurde, hat die eindimensionale Systemmatrix im untersuchten System validiert. Die einzelnen Orte waren problemlos unterscheidbar und konnten offensichtlich zugeordnet werden. Die Sensitivität nahm dabei zu den Grenzen des FOV ab. 15 mm oberhalb und unterhalb betrug die Signalstärke 99,7 % beziehungsweise 71,2 %. An den Grenzen des betrachteten Bereichs, 25 mm vom Zentrum entfernt waren es 26,2 % oberhalb der Mitte beziehungsweise 31,5 % unterhalb. Analog zur eindimensionalen Systemmatrix zeigte auch die zweidimensionale in den Abbildungen 7.14 und 7.15 das erwartete Verhalten. Je nach Orientierung des Feldes in  $x$ - oder  $y$ -Richtung wiesen die Beträge der Systemmatrix-Komponenten eine gewisse Achsensymmetrie auf, die sich zwischen den Kanälen gut ergänzt. Zusammen mit den Phasenspektren der Systemmatrix-Komponenten konnten abschließend unterschiedliche Partikelverteilungen rekonstruiert werden.

Wie im eindimensionalen Fall konnte auch die zweidimensionale Bildrekonstruktion durch die Aufnahme einer Punktprobe in Abbildung 7.16 an unterschiedlichen Orten im FOV validiert werden. Die einzelnen Orte, die jeweils 5 mm auseinander lagen, waren alle gut unterscheidbar und ließen sich anhand der Rekonstruktion den tatsächlichen Orten zuordnen. Eine Sensitivitätsstudie zeigte in Abbildung 7.17, dass eine Partikelsuspension von 12,5  $\mu\text{l}$  detektierbar ist, während eine mit 6,25  $\mu\text{l}$  nur noch schwer vom Hintergrund unterscheidbar ist.

Mit den abschließenden Experimenten konnte mit Abbildung 7.5 gezeigt werden, dass

auch die Rekonstruktion von Mehrpunktphantomen zu validen Ergebnissen führte. Für eine einfache Verteilung der Partikelsuspension der SEON konnte, wie Abbildung 7.19 veranschaulicht, ein verwertbares Ergebnis erzielt werden. Mit der validen zweidimensionalen Abbildung von Verteilungen magnetischer Partikel wurde das grundlegende Ziel dieser Arbeit erreicht.

# 8

## Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die Aufbau und die Inbetriebnahme eines MPI-Systems dargelegt, dessen zentrales Element ein Feldgenerator mit einem Innendurchmesser von 180 mm ist. Der Feldgenerator bietet durch seine strukturellen Eigenschaften die Möglichkeit, sowohl als FFP-Scanner als auch als FFL-Scanner betrieben zu werden. Das Ziel der Arbeit war die Rekonstruktion einer Verteilung magnetischer Partikel.

Nach einem einleitenden 1. Kapitel wurden in Kapitel 2 die physikalischen Grundlagen erarbeitet, die für das allgemeine Verständnis von MPI und den weiterführenden Themenbereichen in dieser Arbeit erforderlich sind. Dazu zählen die Grundgleichungen der Elektrodynamik mit den dazugehörigen Materialgleichungen. Das Zusammenspiel der elektromagnetischen Feldgrößen wurde beleuchtet und anhand konkreter Beispiele der Zusammenhang mit der vorliegenden Arbeit dargelegt. Der Magnetismus der Materie mit dem Schwerpunkt auf den für diese Arbeit relevanten Superparamagnetismus wurde in einem eigenen Abschnitt behandelt. Ebenso befasste sich das zweite Kapitel mit dem Gesetz von Biot-Savart, das ein wichtiges Werkzeug zur Simulation magnetischer Felder ist. Außerdem wurden elektrische Bauteilparameter zur Dimensionierung und Charakterisierung einzelner Komponenten des Systems und Grundlagen der Signalübertragung vorgestellt. In Kapitel 3 wurde aufbauend auf dem vorangegangenen Kapitel das Grundprinzip von MPI erklärt. Weiterführende Themenbereiche wie die MPS, die Peripherie des eigentlichen Scanners, die Methoden der Ortskodierung und der Rekonstruktion sowie die

Prinzipien einer dedizierten Empfangsspulentopologie wurden in einzelnen Abschnitten abgehandelt.

Im weiteren Verlauf der Arbeit wurde das konkrete System beschrieben und untersucht. In Kapitel 4 lag das Hauptaugenmerk auf der umgebenden Infrastruktur des Scanners. Es wurden entscheidende Elemente des Sendepfads und des Empfangspfads vorgestellt, simuliert, konstruiert und vermessen beziehungsweise validiert. Die Arbeiten an der Peripherie des Scanners legten den Grundstein für eine adäquate Ansteuerung des Feldgenerators, welcher in Kapitel 5 behandelt wurde. Hier wurde dieser zunächst ausführlich beschrieben. Sowohl die elektrischen, magnetischen und geometrischen Parameter als auch das Konzept des Scanners wurden anhand einer Unterteilung in dessen einzelne Elemente anschaulich dargelegt. Daraufhin folgte eine Vermessung der erzeugten elementaren Felder. Mit den gewonnenen Messdaten konnte das Potenzial des Feldgenerators durch eine Simulationsreihe veranschaulicht und Magnetfelder mit einem FFP oder einer FFL in verschiedenen Phasen dargestellt werden. In Kapitel 6 wurde die Thematik der Empfangsspulentopologien behandelt. Es wurden zunächst unterschiedliche Konzepte vorgestellt, die bei der Konstruktion einer für das untersuchte System dedizierten Messspule umgesetzt werden sollten. Auf die Entwicklung und Fertigung verschiedener Spulengeometrien erfolgte die Vermessung und Beurteilung.

Mit der Ausarbeitung der vorangegangenen Themen konnten in Kapitel 7 die angestrebten Messungen durchgeführt und spektrale Daten akquiriert werden. Durch die Rekonstruktion mit Hilfe von Systemmatrizen konnten sowohl eindimensionale als auch zweidimensionale Partikelverteilungen präsentiert werden. Somit wurde das Hauptziel dieser Arbeit erreicht. Bei den abschließenden Messungen wurde ein FFP erzeugt, der auf einer Lissajous-Trajektorie durch ein quadratisches  $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$  großes Messfeld bewegt wurde. Das SF hatte in der geschaffenen Messumgebung eine Gradientenstärke von  $0,4\text{ T/m}$ . Es konnten verschiedene Tracer mit unterschiedlicher Eisenkonzentration in variierenden Mengen mit dem untersuchten MPI-System abgebildet werden. Es konnte gezeigt werden, dass Zwei-Punkt-Phantome örtlich getrennter Partikelkonzentrationen mit einem Abstand von etwas mehr als einem Zentimeter erkennbar und gut unterscheidbar dargestellt werden konnten. Die Abbildung einer Suspensionsmenge von  $12,5\text{ }\mu\text{l}$  Resovist<sup>®</sup> wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermöglicht.

Um einen Ausblick auf weiterführende Arbeiten zu geben, sei allem voran angemerkt, dass das Potenzial des Systems mit den Messergebnissen aus dem siebten Kapitel nicht annähernd ausgeschöpft ist. Dass das System die Realisierung eines FFL-Scanners gewährleisten kann, wurde bereits im sechsten Kapitel aufgezeigt. Mit dem vorhandenen System ist nach dem derzeitigen Kenntnisstand unter der Berücksichtigung von Sicher-

heitsaspekten, wie dem Abführen von Wärmeleistung, eine volldynamisch rotierbare und translationsfähige FFL mit einer Gradientenstärke von  $0,8 \text{ T/m}$  möglich. Die Erzeugung und Rotation der FFL setzt eine simultane Aussteuerung aller Elemente des SF-Generators voraus. Da es im Hinblick auf die Rotationsfrequenz zunächst weitere Untersuchungen von Wirbelströmen und Kopplungseffekten bedarf, wurde dies bislang nicht durchgeführt. Zudem müsste das System für die gleichzeitige Translation der FFL dahingehend verändert werden, dass der AF-Generator mit einem Signal gespeist werden kann, das mit dem doppelten der Rotationsfrequenz moduliert ist.

Eine Realisierung der beschriebenen FFL verspricht großes Potenzial im Hinblick auf die Steigerung der Sensitivität des Scanners. Ein weiterer Ausblick ist die Optimierung der Sensitivität auf anderen Wegen. Eine bessere Schirmung der Zuleitungen kann das System robuster gegen äußere Störeinflüsse machen. Weitere Optimierungsmaßnahmen an Elementen der Signalkette wie der Empfangsspule bieten ebenfalls die Möglichkeit der Sensitivitätssteigerung. Ein weiterer einflussreicher Aspekt, der zwar nicht im Rahmen dieser Arbeit behandelt wurde, an der aber in diversen Gruppen innerhalb der MPI-Gemeinschaft geforscht wird, ist die Verbesserung der magnetischen Eigenschaften und der Syntheseverfahren der magnetischen Tracersubstanzen.

Ein abschließender Punkt, der in dieser Arbeit als Ausblick gegeben werden soll, ist die Realisierung von Versuchen an biologischem Material. Der Feldgenerator bietet durch seinen ausgedehnten Innendurchmesser die Möglichkeit, Kleintiere zu untersuchen. Eine Vergrößerung des Durchmessers der Empfangsspule wäre daher auch ein erstrebenswertes weiterführendes Projekt.



# Literaturverzeichnis

- [1] B. Gleich and J. Weizenecker, “Tomographic imaging using the nonlinear response of magnetic particles,” *Nature*, vol. 435, no. 7046, pp. 1214–1217, 2005. DOI:10.1038/nature03808
- [2] P. Vogel, S. Lothar, M. A. Rückert, W. H. Kullmann, P. M. Jakob, F. Fidler, and V. C. Behr, “MRI meets MPI: A bimodal MPI-MRI tomograph,” *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 33, no. 10, pp. 1954–1959, 2014. DOI:10.1109/TMI.2014.2327515
- [3] P. Klauer, P. Vogel, M. A. Rückert, W. H. Kullmann, P. M. Jakob, and V. C. Behr, “Bimodal TWMPI-MRI Hybrid Scanner—Coil Setup and Electronics,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 51, no. 2, pp. 1–4, 2015. DOI:10.1109/TMAG.2014.2324180
- [4] Z. W. Tay, P. Chandrasekharan, A. Chiu-Lam, D. W. Hensley, R. Dhavalikar, X. Y. Zhou, E. Y. Yu, P. W. Goodwill, B. Zheng, C. Rinaldi, and S. M. Conolly, “Magnetic Particle Imaging-Guided Heating in Vivo Using Gradient Fields for Arbitrary Localization of Magnetic Hyperthermia Therapy,” *Journal of American Chemical Society Nano*, vol. 12, no. 4, pp. 3699–3713, 2018. DOI:10.1021/acsnano.8b00893
- [5] B. Zheng, T. Vazin, W. Yang, P. W. Goodwill, E. U. Saritas, L. R. Croft, D. V. Schaffer, and S. M. Conolly, “Quantitative stem cell imaging with magnetic particle imaging,” in *International Workshop on Magnetic Particle Imaging (IWMPI)*. Berkeley, CA, USA: IEEE, 2013. DOI:10.1109/IWMPI.2013.6528323
- [6] A. M. Rauwerdink and J. B. Weaver, “Viscous effects on nanoparticle magnetization harmonics,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 322, no. 6, pp. 609–613, 2010. DOI:10.1016/j.jmmm.2009.10.024

- [7] A. Mahmood, M. Dadkhah, M. O. Kim, and J. Yoon, “A Novel Design of an MPI-Based Guidance System for Simultaneous Actuation and Monitoring of Magnetic Nanoparticles,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 51, no. 2, 2015. DOI:10.1109/TMAG.2014.2358252
- [8] J. Stelzner, A. C. Bakenecker, A. Behrends, G. Bringout, X. Chen, A. von Gladiss, K. Gräfe, J. Schumacher, and T. M. Buzug, “Implementation and imaging with a versatile 180 mm magnetic-particle-imaging field-generator,” *Journal of Magnetics and Magnetic Materials*, vol. 559, 2022. DOI:10.1016/j.jmmm.2022.169509
- [9] J. Borgert, B. Gleich, J. Rahmer, H. Dahnke, and J. Weizenecker, “Three-dimensional real-time in vivo magnetic particle imaging,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 54, no. 5, pp. 1–10, 2009. DOI:10.1088/0031-9155/54/5/L01
- [10] T. M. Buzug, G. Bringout, M. Erbe, K. Gräfe, M. Graeser, M. Grüttner, A. Halkola, T. F. Sattel, W. Tenner, H. Wojtczyk, J. Haegele, F. M. Vogt, J. Barkhausen, and K. Lüdtke-Buzug, “Magnetic Particle Imaging : Introduction to Imaging and Hardware Realization,” *Zeitschrift für Medizinische Physik*, vol. 22, pp. 323–334, 2012. DOI:10.1016/j.zemedi.2012.07.004
- [11] R. M. Ferguson, A. P. Khandhar, S. J. Kemp, H. Arami, E. U. Saritas, L. R. Croft, J. Konkle, P. W. Goodwill, A. Halkola, J. Rahmer, J. Borgert, S. M. Conolly, and K. M. Krishnan, “Magnetic particle imaging with tailored iron oxide nanoparticle tracers,” *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 34, no. 5, pp. 1077–1084, 2015. DOI:10.1109/TMI.2014.2375065
- [12] M. Grüttner, T. Knopp, J. Franke, M. Heidenreich, J. Rahmer, A. Halkola, C. Kaethner, J. Borgert, and T. M. Buzug, “On the formulation of the image reconstruction problem in magnetic particle imaging,” *Biomedizinische Technik*, vol. 58, no. 6, pp. 583–591, 2013. DOI:10.1515/bmt-2012-0063
- [13] A. von Gladiss, M. Ahlborg, T. Knopp, and T. M. Buzug, “Compressed Sensing of the System Matrix in Magnetic Particle Imaging,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 51, no. 2, p. 6501304, 2015.
- [14] H. Kratz, M. Taupitz, A. A. de Schellenberger, O. Kosch, D. Eberbeck, S. Wagner, L. Trahms, B. Hamm, and J. Schnorr, “Novel magnetic multicore nanoparticles designed for MPI and other biomedical applications: From synthesis to first in vivo studies,” *PLoS ONE*, vol. 13, no. 1, pp. 1–22, 2018. DOI:10.1371/journal.pone.0190214

- [15] J. Haegele, J. Rahmer, B. Gleich, J. Borgert, H. Wojtczyk, N. Panagiotopoulos, T. M. Buzug, J. Barkhausen, and F. M. Vogt, “Magnetic particle imaging: Visualization of instruments for cardiovascular intervention,” *Radiology*, vol. 265, no. 3, pp. 933–938, 2012. DOI:10.1148/radiol.12120424
- [16] I. Schmale, B. Gleich, J. Kanzenbach, J. Rahmer, J. Schmidt, J. Weizenecker, and J. Borgert, “An introduction to the hardware of magnetic particle imaging,” *IFMBE Proceedings*, vol. 25, no. 2, pp. 450–453, 2009. DOI:10.1007/978-3-642-03879-2-127
- [17] K. Lüdtke-Buzug, J. Haegele, S. Biederer, T. F. Sattel, M. Erbe, R. L. Duschka, J. Barkhausen, and F. M. Vogt, “Comparison of commercial iron oxide-based MRI contrast agents with synthesized high-performance MPI tracers,” *Biomedizinische Technik*, vol. 58, no. 6, pp. 527–533, 2013. DOI:10.1515/bmt-2012-0059
- [18] K. Lüdtke-Buzug, “Magnetische Nanopartikel: Von der Synthese zur klinischen Anwendung,” *Chemie in Unserer Zeit*, vol. 46, no. 1, pp. 32–39, 2012. DOI:10.1002/ciuz.201200558
- [19] J. Stelzner and T. M. Buzug, “Magnetic-field measurement and simulation of a field-free line magnetic-particle scanner,” *Current Directions in Biomedical Engineering*, vol. 3, no. 2, pp. 837–840, 2017. DOI:10.1515/cdbme-2017-0191
- [20] J. Rahmer, J. Weizenecker, B. Gleich, and J. Borgert, “Signal encoding in magnetic particle imaging: Properties of the system function,” *BioMed Central Medical Imaging*, vol. 9, pp. 1–21, 2009. DOI:10.1186/1471-2342-9-4
- [21] Q. A. Pankhurst, J. Connolly, S. K. Jones, and J. Dobson, “Applications of magnetic nanoparticles in biomedicine,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 36, pp. 167–181, 2003.
- [22] B. Gleich, J. Borgert, and J. Weizenecker, “Magnetic Particle Imaging (MPI),” *Medicamundi*, vol. 50, no. 1, pp. 66–71, 2006.
- [23] J. Weizenecker, B. Gleich, and J. Borgert, “Magnetic particle imaging using a field free line,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 41, no. 10, pp. 2–4, 2008. DOI:10.1088/0022-3727/41/10/105009
- [24] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, 4th ed. New York: de Gruyter, 2006. ISBN 978-3-11-020003-4. DOI:10.1515/9783110334470

- [25] Reissmann Sensortechnik, “Datenblatt Pt100, Pt500, Pt1000.” [http://www.reissmann.com/fileadmin/templates/\\_media/produkte/pdf/st\\_pt\\_100\\_de.pdf](http://www.reissmann.com/fileadmin/templates/_media/produkte/pdf/st_pt_100_de.pdf) (letzter Zugriff: 11.05.2020).
- [26] H. Kaden, *Wirbelströme und Schirmung in der Nachrichtentechnik*, 2nd ed. Berlin Heidelberg: Springer, 2006. ISBN 978-3-540-32570-3. DOI:10.1007/978-3-540-32570-3
- [27] S. Hiruma and H. Igarashi, “Fast Three-Dimensional Analysis of Eddy Current in Litz Wire,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 53, no. 6, pp. 1–4, 2017. DOI:10.1109/TMAG.2017.2658679
- [28] H. Fischer, *Werkstoffe in der Elektrotechnik*, 2nd ed. München: Carl Hanser Verlag, 1982. ISBN 3-446-13553-7
- [29] C. P. Bean and J. D. Livingston, “Superparamagnetism,” *Journal of Applied Physics*, vol. 30, no. 4, pp. S120–S129, 1959. DOI:10.1063/1.2185850
- [30] Z. W. Tay, P. W. Goodwill, D. W. Hensley, L. A. Taylor, B. Zheng, and S. M. Conolly, “A High-Throughput, Arbitrary-Waveform, MPI Spectrometer and Relaxometer for Comprehensive Magnetic Particle Optimization and Characterization,” *Scientific Reports*, vol. 6, 2016. DOI:10.1038/srep34180
- [31] S. Biederer, T. Knopp, T. F. Sattel, K. Lüdtke-Buzug, B. Gleich, J. Weizencker, J. Borgert, and T. M. Buzug, “Magnetization response spectroscopy of superparamagnetic nanoparticles for magnetic particle imaging,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 42, no. 20, pp. 1–7, 2009. DOI:10.1088/0022-3727/42/20/205007
- [32] S. Brandt, *Elektrodynamik*, 4th ed. Berlin: Springer, 2005. ISBN 3-540-21458-5. DOI:10.1007/b138039
- [33] P. W. Goodwill and S. M. Conolly, “The X-space formulation of the magnetic particle imaging process: 1-D signal, resolution, bandwidth, SNR, SAR, and magnetostimulation,” *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 29, no. 11, pp. 1851–1859, 2010. DOI:10.1109/TMI.2010.2052284
- [34] K. Kupfmüller and G. Kohn, *Theoretische Elektrotechnik und Elektronik*. Springer, 1932. ISBN 978-3-662-10425-5
- [35] R. Kories and H. Schmidt-Walter, *Taschenbuch der Elektrotechnik*, 7th ed. Harri Deutsch, 2006. ISBN 978-3-8171-1793-2

- [36] A. Behrends, M. Graeser, J. Stelzner, and T. M. Buzug, “Signal chain optimization in magnetic particle imaging,” *Biomedizinische Technik*, vol. 59, 2014. DOI:10.1515/bmt-2014-5008
- [37] T. Knopp, N. Gdaniec, and M. Möddel, “Magnetic particle imaging: from proof of principle to preclinical applications,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 62, no. 14, 2017. DOI:10.1088/1361-6560/aa6c99
- [38] S. Biederer, *Entwicklung eines Spektrometers zur Analyse superparamagnetischer Eisenoxid-Nanopartikel für Magnetic-Particle-Imaging*. Lübeck: Springer Vieweg, 2012. ISBN 978-3-8348-2406-6. DOI:10.1007/978-3-8348-2407-3
- [39] S. Zanganeh, M. Areneravaie, M. Erfanzadeh, J. Ho, and R. Spitler, “Magnetic Particle Imaging (MPI),” in *Iron Oxide Nanoparticles for Biomedical Applications*, 1st ed., M. Mahmoudi and S. Laurent, Eds. Elsevier, 2018, pp. 115–132. ISBN 978-0-08-101925-2. DOI:10.1016/b978-0-08-101925-2.00004-8
- [40] T. Yoshida, K. Enpuku, F. Ludwig, J. Dieckhoff, T. Wawrzik, A. Lak, and M. Schilling, “Characterization of Resovist® nanoparticles for magnetic particle imaging,” in *Springer Proceedings in Physics - Magnetic Particle Imaging*, 1st ed., J. B. Thorsten M. Buzug, Ed. Springer Berlin Heidelberg, 2012, vol. 140, no. 1, pp. 3–7. ISBN 9783642241321. DOI:10.1007/978-3-642-24133-8\_1
- [41] E. A. Périgo, G. Hemery, O. Sandre, D. Ortega, E. Garaio, F. Plazaola, and F. J. Teran, “Fundamentals and advances in magnetic hyperthermia,” *Applied Physics Reviews*, vol. 2, no. 4, 2015. DOI:10.1063/1.4935688
- [42] S. Draack, T. Viereck, F. Nording, K. J. Janssen, M. Schilling, and F. Ludwig, “Determination of dominating relaxation mechanisms from temperature-dependent Magnetic Particle Spectroscopy measurements,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 474, pp. 570–573, 2019. DOI:10.1016/j.jmmm.2018.11.023
- [43] A. Lindemann, K. Lüdtke-Buzug, B. M. Fräderich, K. Gräfe, R. Pries, and B. Wollenberg, “Biological impact of superparamagnetic iron oxide nanoparticles for magnetic particle imaging of head and neck cancer cells,” *International Journal of Nanomedicine*, vol. 9, no. 1, pp. 5025–5040, 2014. DOI:10.2147/IJN.S63873
- [44] A. M. Rauwerdink and J. B. Weaver, “Measurement of molecular binding using the Brownian motion of magnetic nanoparticle probes,” *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 3, pp. 10–13, 2010. DOI:10.1063/1.3291063

- [45] J. Dieckhoff, D. Eberbeck, M. Schilling, and F. Ludwig, “Magnetic-field dependence of Brownian and Néel relaxation times,” *Journal of Applied Physics*, vol. 119, no. 4, 2016. DOI:10.1063/1.4940724
- [46] M. Graeser, P. Szwargulski, T. Friedrich, A. von Gladiss, M. Kaul, K. M. Krishnan, H. Ittrich, G. Adam, T. M. Buzug, and T. Knopp, “On the Determination of the Sensitivity in Magnetic Particle Imaging,” in *International Workshop on Magnetic Particle Imaging (IWMPI)*, pp. 69–70, 2018.
- [47] M. Graeser, A. von Gladiss, M. Weber, and T. M. Buzug, “Two Dimensional Magnetic Particle Spectrometry,” *Physics in Medicine & Biology*, 2016. DOI:10.1088/1361-6560/aa5bcd
- [48] M. Graeser, *Mehrdimensionale Magnet-Partikel-Spektroskopie und -Bildgebung*. Lübeck: Springer Vieweg, 2016. ISBN 978-3-658-17645-7. DOI:10.1007/978-3-658-17645-7
- [49] A. von Gladiss, M. Graeser, P. Szwargulski, T. Knopp, and T. M. Buzug, “Hybrid System Calibration for Multidimensional Magnetic Particle Imaging,” *Physics in Medicine & Biology*, 2016.
- [50] T. Viereck, S. Draack, M. Schilling, and F. Ludwig, “Multi-spectral Magnetic Particle Spectroscopy for the investigation of particle mixtures,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 475, pp. 647–651, 2019. DOI:10.1016/j.jmmm.2018.11.021
- [51] J. Rahmer, A. Halkola, B. Gleich, I. Schmale, and J. Borgert, “First experimental evidence of the feasibility of multi-color magnetic particle imaging,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 60, no. 5, pp. 1775–1791, 2015. DOI:10.1088/0031-9155/60/5/1775
- [52] Y. Muslu, M. Utkur, O. B. Demirel, and E. U. Saritas, “Calibration-Free relaxation-based multi-color magnetic particle imaging,” *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 37, no. 8, pp. 1920–1931, 2018. DOI:10.1109/TMI.2018.2818261
- [53] C. Stehning, B. Gleich, and J. Rahmer, “Simultaneous magnetic particle imaging (MPI) and temperature mapping using multi-color MPI,” *International Journal on Magnetic Particle Imaging*, vol. 2, no. 2, pp. 1–6, 2016. DOI:10.18416/ijmpi.2016.1612001

- [54] K. Murase, S. Hiratsuka, R. Song, and Y. Takeuchi, “Development of a system for magnetic particle imaging using neodymium magnets and gradiometer,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 53, no. 6, p. 067003, 2015.
- [55] M. Butta and M. Janosek, “Orthogonal fluxgate gradiometer with multiple coil pairs,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 54, no. 1, 2018. DOI:10.1109/TMAG.2017.2758680
- [56] S. Tumanski, “Induction coil sensors—a review,” *Measurement Science and Technology*, vol. 18, no. 3, pp. R31–R46, 2007. DOI:10.1088/0957-0233/18/3/R01
- [57] T. Knopp and T. M. Buzug, *Magnetic Particle Imaging - An Introduction to Imaging Principles and Scanner Instrumentation*, 1st ed. Springer Berlin Heidelberg, 2012. ISBN 978-3-642-04199-0. DOI:10.1007/978-3-642-04199-0
- [58] H. Stöcker, *Taschenbuch der Physik*, 4th ed. Frankfurt am Main: Harry Deutsch, 2000. ISBN 3-8171-1628-4
- [59] P. Vogel, M. A. Rückert, P. Klauer, W. H. Kullmann, P. M. Jakob, and V. C. Behr, “3D Magnetic Particle Imaging with a Traveling Wave,” in *European Society of Magnetic Resonance in Medicine and Biology*, vol. 5, p. 3783, Leipzig, 2012.
- [60] P. Vogel, M. A. Rückert, P. Klauer, W. Kullmann, P. Jakob, and V. Behr, “Traveling Wave Magnetic Particle Imaging,” *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 33, no. 2, pp. 400–407, 2013. DOI:10.1109/TMI.2013.2285472
- [61] P. Vogel, M. A. Rückert, S. J. Kemp, A. P. Khandhar, R. M. Ferguson, S. Herz, A. Vilter, P. Klauer, T. A. Bley, K. M. Krishnan, and V. C. Behr, “Micro-Traveling Wave Magnetic Particle Imaging—Sub-Millimeter Resolution With Optimized Tracer LS-008,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 55, no. 10, pp. 1–7, 2019. DOI:10.1109/tmag.2019.2924198
- [62] T. F. Sattel, *Scannertopologien und Optimierung von Feldsequenzen für Magnetic-Particle-Imaging*. Lübeck: Infinite Science Publishing, 2017. ISBN 9783945954492
- [63] K. Gräfe, A. von Gladiss, G. Bringout, M. Ahlborg, and T. M. Buzug, “2D Images Recorded With a Single-Sided Magnetic Particle Imaging Scanner,” *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 35, no. 4, pp. 1056–1065, 2016. DOI:10.1109/TMI.2015.2507187

- [64] M. Erbe, *Field Free Line Magnetic Particle Imaging*. Lübeck: Springer Vieweg, 2014. ISBN 978-3-658-05336-9. DOI:10.1007/978-3-658-05337-6
- [65] T. Knopp, M. Erbe, S. Biederer, T. F. Sattel, and T. M. Buzug, “Efficient generation of a magnetic field-free line,” *Medical Physics*, vol. 37, no. 7, pp. 3538–3540, 2010. DOI:10.1118/1.3447726
- [66] S. A. Gourlay, G. Ambrosio, N. Andreev, M. Anerella, E. Barzi, R. Bossert, S. Caspi, D. R. Dietderich, P. Ferracin, R. Gupta, A. Ghosh, A. R. Haffalia, C. R. Hannaford, M. Harrison, V. S. Kashikhin, V. V. Kashikhin, A. F. Lietzke, S. Mattafirri, A. D. McInturff, F. Nobrega, I. Novitsky, G. L. Sabbi, J. Schmazle, R. Stanek, D. Turrioni, P. Wanderer, R. Yamada, and A. V. Zlobin, “Magnet R&D for the US LHC accelerator research program (LARP),” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 16, no. 2, pp. 324–327, 2006. DOI:10.1109/TASC.2006.870786
- [67] M. Erbe, T. F. Sattel, and T. M. Buzug, “Improved field free line magnetic particle imaging using saddle coils,” *Biomedizinische Technik*, vol. 58, no. 6, pp. 577–582, 2013. DOI:10.1515/bmt-2013-0030
- [68] G. Bringout and T. M. Buzug, “Coil Design for Magnetic Particle Imaging: Application for a Preclinical Scanner,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 51, no. 2, p. 5100808, 2015. DOI:10.1109/TMAG.2014.2344917
- [69] K. Bente, M. Weber, M. Graeser, T. F. Sattel, M. Erbe, and T. M. Buzug, “Electronic field free line rotation and relaxation deconvolution in magnetic particle imaging,” *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 34, no. 2, pp. 644–651, 2015. DOI:10.1109/TMI.2014.2364891
- [70] M. Erbe, T. Knopp, T. F. Sattel, S. Biederer, and T. M. Buzug, “Experimental generation of an arbitrarily rotated field-free line for the use in magnetic particle imaging,” *Medical Physics*, vol. 38, no. 9, p. 5200, 2011. DOI:10.1118/1.3626481
- [71] M. Weber, J. Beuke, A. von Gladiss, K. Gräfe, P. Vogel, V. C. Behr, and T. M. Buzug, “Novel Field Geometry Using Two Halbach Cylinders for FFL-MPI,” *International Journal on Magnetic Particle Imaging*, vol. 4, no. 1, 2018. DOI:10.18416/IJMPI.2018.1811004
- [72] A. C. Bakenecker, J. Beuke, P. Blümler, A. von Gladiss, T. Friedrich, and T. M. Buzug, “A Concept for a Magnetic Particle Imaging Scanner with Halbach-

- Arrays,” in *Frühjahrstagung Deutsche Physikalische Gesellschaft Regensburg*, 2019.
- [73] A. Tonyushkin, “Single-Sided Field-Free Line Generator Magnet for Multi-Dimensional Magnetic Particle Imaging,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 53, no. 9, 2017. DOI:10.1109/TMAG.2017.2718485
- [74] K. W. Kark, *Antennen und Strahlungsfelder: Elektromagnetische Wellen auf Leitungen, im Freiraum und ihre Abstrahlung*, 5th ed. Springer Vieweg, 2014. ISBN 978-3-658-03615-7. DOI:10.1007/978-3-658-03616-4
- [75] T. Knopp, T. F. Sattel, S. Biederer, T. M. Buzug, and B. Gleich, “Receive Coil Array for Magnetic Particle Imaging,” in *2011 IEEE International Symposium on Biomedical Imaging: From Nano to Macro*, no. 2, pp. 1666–1669. Chicago: IEEE, 2011. DOI:10.1109/ISBI.2011.5872724
- [76] M. Graeser, T. Knopp, M. Grüttner, T. F. Sattel, and T. M. Buzug, “Analog receive signal processing for magnetic particle imaging.” *Medical Physics*, vol. 40, no. 4, p. 042303, 2013. DOI:10.1118/1.4794482
- [77] J. Krooß, “Validierung verschiedener Empfangsspulengeometrien für Magnetic Particle Imaging,” Bachelorarbeit, Institut für Medizintechnik, Universität zu Lübeck, 2013.
- [78] H. Paysen, J. Wells, O. Kosch, U. Steinhoff, J. Franke, L. Trahms, T. Schaeffter, and F. Wiekhorst, “Improved sensitivity and limit-of-detection using a receive-only coil in magnetic particle imaging,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 63, no. 13, 2018. DOI:10.1088/1361-6560/aacb87
- [79] M. Weber, K. Bente, M. Graeser, T. F. Sattel, and T. M. Buzug, “Implementation of a High-Precision 2-D Receiving Coil Set for Magnetic Particle Imaging,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 51, no. 2, pp. 3–6, 2015. DOI:10.1109/TMAG.2014.2331987
- [80] S. Caspi, D. R. Dietderich, P. Ferracin, N. R. Finney, M. J. Fuery, S. A. Gourlay, and A. R. Hafalia, “Design, Fabrication, and Test of a Superconducting Dipole Magnet Based on Tilted Solenoids,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 17, no. 2, pp. 2266–2269, 2007. DOI:10.1109/TASC.2007.899243
- [81] A. Tarantola, *Inverse Problem Theory and Methods for Model Parameter Estimation*. Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics, 2005. ISBN 0898715725. DOI:10.1137/1.9780898717921

- [82] T. Kluth, “Mathematical models for magnetic particle imaging,” *Inverse Problems*, vol. 34, no. 8, 2018. DOI:10.1088/1361-6420/aac535
- [83] R. N. Bracewell, *The Fourier Transform and its Applications*, 3rd ed. McGraw-Hill, 2000. ISBN 0-07-303938-1
- [84] T. Knopp, *Effiziente Rekonstruktion und alternative Spulentopologien für Magnetic-Particle-Imaging*. Lübeck: Springer Vieweg, 2011. ISBN 978-3-8348-1552-1. DOI:10.1007/978-3-8348-8129-8
- [85] T. Knopp, S. Biederer, T. F. Sattel, J. Weizenecker, B. Gleich, J. Borgert, and T. M. Buzug, “Trajectory analysis for magnetic particle imaging,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 54, no. 2, pp. 385–397, 2009. DOI:10.1088/0031-9155/54/2/014
- [86] C. B. Top, A. Güngör, S. Ilbey, and H. E. Güven, “Trajectory analysis for field free line magnetic particle imaging,” *Medical Physics*, vol. 46, no. 4, pp. 1592–1607, 2019. DOI:10.1002/mp.13411
- [87] T. Knopp and A. Weber, “Sparse Reconstruction of the Magnetic Particle Imaging System Matrix,” *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 32, no. 8, pp. 1473–1480, 2013.
- [88] M. Grüttner, M. Graeser, S. Biederer, T. F. Sattel, H. Wojtczyk, W. Tenner, T. Knopp, B. Gleich, J. Borgert, and T. M. Buzug, “1D-image reconstruction for magnetic particle imaging using a hybrid system function,” *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 2545–2548, 2011. DOI:10.1109/NSSMIC.2011.6152687
- [89] P. Goodwill, L. R. Croft, J. J. Konkle, B. Zheng, K. Lu, E. U. Saritas, and S. Conolly, “Theory and Hardware of X-Space Magnetic Particle Imaging,” *Proceedings of WMIC*, pp. 2011–2012, 2011.
- [90] L. R. Croft, P. W. Goodwill, and S. M. Conolly, “Relaxation in X-space magnetic particle imaging,” *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 31, no. 12, pp. 2335–2342, 2012. DOI:10.1109/TMI.2012.2217979
- [91] T. M. Buzug, *Einführung in die Computertomographie: Mathematisch-physikalische Grundlagen der Bildrekonstruktion*. Springer Berlin Heidelberg, 2004. ISBN 978-3-642-18593-9. DOI:10.1007/978-3-642-18593-9

- [92] P. W. Goodwill, K. Lu, B. Zheng, and S. M. Conolly, “An x-space magnetic particle imaging scanner,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 83, no. 3, 2012. DOI:10.1063/1.3694534
- [93] P. Goodwill and S. Conolly, “Multi-Dimensional X-Space Magnetic Particle Imaging,” *Medical Imaging, IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 30, no. 9, 2011. DOI:10.1109/TMI.2011.2125982
- [94] P. W. Goodwill, J. J. Konkle, B. Zheng, E. U. Saritas, and S. M. Conolly, “Projection X-space magnetic particle imaging,” *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 31, no. 5, pp. 1076–1085, 2012. DOI:10.1109/TMI.2012.2185247
- [95] A. Tateo, A. Iurino, G. Settanni, A. Andrisani, P. F. Stifanelli, P. Larizza, F. Mazza, R. M. Mininni, S. Tangaro, and R. Bellotti, “Hybrid x-space: a new approach for MPI reconstruction,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 61, pp. 4061–1077, 2016. DOI:10.1088/0031-9155/61/11/4061
- [96] P. W. Goodwill and S. M. Conolly, “Experimental Demonstration of X-Space Magnetic Particle Imaging,” *SPIE Proceedings in Medical Imaging*, vol. 7965, no. 0308, pp. 79 650U–79 650U–6, 2011. DOI:10.1117/12.878659
- [97] S. K. Lüth, “Entwicklung und Implementierung eines MPI-Sendefilters für einen FFL-Hasenscanner,” Bachelorarbeit, Institut für Medizintechnik, Universität zu Lübeck, 2013.
- [98] H. Wei, “Design, Simulation and Construction of a Symmetrical Transmission Filter for Magnetic Particle Imaging,” Masterarbeit, Institut für Medizintechnik, Universität zu Lübeck, 2017.
- [99] K. Bente, *Echtzeitbildgebung mittels Magnetic Particle Imaging*. Lübeck: Infinite Science Publishing, 2016. ISBN 9783945954355
- [100] M. Meyer, *Signalverarbeitung*, 7th ed. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2011. ISBN 978-3-8348-8138-0. DOI:10.1007/978-3-658-02612-7
- [101] J. Stelzner, J. Beuke, H. Wei, and T. M. Buzug, “A Customized Highly Linear Power Resistor For Distortion Measurements in a Magnetic Particle Imaging Signal Chain,” in *52th Annual Conference of the German Society for Biomedical Engineering*, Aachen, 2018.
- [102] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*, 5th ed. Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1931. ISBN 978-3-540-68219-6

- [103] V. Schulz, M. Straub, M. Mahlke, S. Hubertus, T. Lammers, and F. Kiessling, “A Field Cancellation Signal Extraction Method for Magnetic Particle Imaging.” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 51, no. 2, pp. 1–12, 2015. DOI:10.1109/TMAG.2014.2325852
- [104] E. Böhmer, D. Ehrhardt, and W. Oberschelp, *Elemente der angewandten Elektronik: Kompendium für Ausbildung und Beruf*, 16th ed. Springer Vieweg, 2018. ISBN 3834814962. DOI:10.1007/978-3-8348-9336-9
- [105] Y. Sakaki and T. Matsuoka, “Hysteresis losses in mn-zn ferrite cores,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 22, no. 5, pp. 623–625, 1986. DOI:10.1109/TMAG.1986.1064503
- [106] P. N. Murgatroyd, “Some optimum shapes for toroidal inductors,” *IEE Proceedings B-Electric Power Applications*, vol. 129, no. 3, pp. 168–176, 1982. DOI:10.1049/ip-epa:20000001
- [107] J. Stelzner, M. Graeser, and T. Buzug, “Design and construction of a toroidal filter coil for a magnetic particle imaging device,” *Biomedizinische Technik*, vol. 59, 2014. DOI:10.1515/bmt-2014-5009
- [108] J. Stelzner, G. Bringout, M. Graeser, and T. M. Buzug, “Toroidal variometer for a magnetic particle imaging device,” in *International Workshop on Magnetic Particle Imaging (IWMPi)*, Istanbul, 2015. DOI:10.1109/iwmpi.2015.7107074
- [109] S. Anand, C. Z. Cooley, and L. Wald, “Drive field filter design for magnetic particle imaging (MPI) apparatus,” *2016 IEEE Massachusetts Institute of Technology Undergraduate Research Technology Conference, URTC 2016*, pp. 1–3, 2016. DOI:10.1109/URTC.2016.8284082
- [110] B. Bence Harsanyi, M. Straub, and V. Schulz, “An optimized receive-chain for MPI,” in *International Workshop on Magnetic Particle Imaging (IWMPi)*, vol. 30, no. 9, Istanbul, 2015. DOI:10.1109/iwmpi.2015.7107076
- [111] K. Gräfe, *Bildgebungskonzepte für Magnetic Particle Imaging: Magnetic Particle Imaging mit einer asymmetrischen Spulentopologie*. Lübeck: Infinite Science Publishing, 2016. ISBN 978-3945954270
- [112] G. Bringout, H. Wojtczyk, W. Tenner, M. Graeser, M. Grüttner, J. Haegele, R. Duschka, N. Panagiotopoulos, F. M. Vogt, J. Barkhausen, and T. M. Buzug,

- “A high power driving and selection field coil for an open MPI scanner,” in *International Workshop on Magnetic Particle Imaging (IWMPI)*, Berkeley, 2013. DOI:10.1109/IWMPI.2013.6528332
- [113] G. Bringout, “Field Free Line Magnetic Particle Imaging Characterisation and imaging device up-scaling,” Dissertation, Universität zu Lübeck, 2016.
- [114] G. Bringout and T. M. Buzug, “Induced electrical fields on a human body by various magnetic field topologies in the light of peripheral nerve stimulation thresholds,” in *International Workshop on Magnetic Particle Imaging (IWMPI)*, p. 95, Istanbul, 2015. DOI:10.1109/iwmpi.2015.7107077
- [115] E. U. Saritas, P. W. Goodwill, G. Z. Zhang, and S. M. Conolly, “Magnetostimulation limits in magnetic particle imaging,” *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 32, no. 9, pp. 1600–1610, 2013. DOI:10.1109/TMI.2013.2260764
- [116] A. Ahlbom, U. Bergqvist, J. H. Bernhardt, J. P. Cesarini, L. A. Court, M. Grandolfo, M. Hietanen, A. F. McKinlay, M. H. Repacholi, D. H. Sliney, J. A. J. Stolk, M. L. Swicord, L. D. Szabo, M. Taki, T. S. Tenforde, H. P. Jammet, and R. Matthes, “Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz),” *Health Physics*, vol. 74, no. 4, pp. 494–521, 1998.
- [117] G. Bringout, J. Stelzner, M. Ahlborg, A. Behrends, K. Bente, C. Debbeler, A. von Gladiss, K. Gräfe, M. Graeser, C. Kaethner, S. Kaufmann, K. Lütke-Buzug, H. Medimagh, W. Tenner, M. Weber, and T. M. Buzug, “Concept of a Rabbit-Sized FFL-Scanner,” in *International Workshop on Magnetic Particle Imaging (IWMPI)*, p. 49, Istanbul, 2015. DOI:10.1109/IWMPI.2015.7107032
- [118] L. M. Bauer, S. F. Situ, M. A. Griswold, and A. C. S. Samia, “Magnetic Particle Imaging Tracers: State-of-the-Art and Future Directions,” *Journal of Physical Chemistry Letters*, vol. 6, no. 13, pp. 2509–2517, 2015. DOI:10.1021/acs.jpcllett.5b00610
- [119] L. C. Wrobel and M. H. Aliabadi, *The Boundary Element Method*, 1st ed. Springer Netherlands, 2002. ISBN 0-470-84139-7. DOI:10.1007/978-94-011-2902-2
- [120] K. Knote and H. Wessels, *Finite Elemente: Eine Einführung für Ingenieure*, 5th ed. Springer Vieweg, 2017. ISBN 3662493519. DOI:10.1007/978-3-662-49352-6

- [121] G. Bringout, K. Gräfe, and T. M. Buzug, "Performance of shielded electromagnet - evaluation under low frequency excitation," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 51, no. 2, pp. 1–4, 2015. DOI:10.1109/TMAG.2014.2329396
- [122] C. Kuhlmann, A. P. Khandhar, R. M. Ferguson, S. Kemp, T. Wawrzik, M. Schilling, K. M. Krishnan, and F. Ludwig, "Drive-Field Frequency Dependent MPI Performance of Single-Core Magnetite Nanoparticle Tracers," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 51, no. 2, pp. 3–6, 2015. DOI:10.1109/TMAG.2014.2329772
- [123] H. Lindner, G. Koksche, and G. Simon, *Physik für Ingenieure*, 12th ed. Braunschweig/Wiesbaden: Friedrich Vieweg & Sohn, 1991. ISBN 3-528-64047-2
- [124] J. Stelzner, G. Bringout, A. von Gladiss, H. Medimagh, M. Ahlborg, T. F. Sattel, and T. M. Buzug, "First Spectrum Measurements with a Rabbit-Sized FFL-Scanner," in *International Journal on Magnetic Particle Imaging (IWMPI)*, p. 138, Lübeck, 2016.
- [125] F. Bernhard, *Handbuch der Technischen Temperaturmessung*, 2nd ed. Springer Vieweg, 2014. ISBN 978-3-642-24505-3. DOI:10.1007/978-3-642-24506-0
- [126] H. A. Wheeler, "Simple inductance formulas for radio coils," *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 16, no. 10, pp. 1398–1400, 1928. DOI:10.1109/JRPROC.1928.221309
- [127] C. Liu, "Einführung in die Hall-Sensorik," Hauptseminar, Lehrstuhl für Messsystem- und Sensortechnik, Technische Universität München, 2013. DOI:10.13140/RG.2.1.2311.5762
- [128] M. Graeser, T. Knopp, P. Szwargulski, T. Friedrich, A. von Gladiss, M. Kaul, K. M. Krishnan, H. Ittrich, G. Adam, and T. M. Buzug, "Towards Picogram Detection of Superparamagnetic Iron-Oxide Particles Using a Gradiometric Receive Coil," *Scientific Reports*, vol. 7, no. 1, pp. 1–13, 2017. DOI:10.1038/s41598-017-06992-5
- [129] J. Stelzner, M. Graeser, A. Bakenecker, A. von Gladiss, G. Bringout, and T. M. Buzug, "Measurements Inside a Rabbit Sized FFL-MPI Device Using a Gradiometric Receive Coil," *International Journal on Magnetic Particle Imaging*, vol. 3, no. 1, 2017. DOI:10.18416/IJMPI.2017.1703012
- [130] J. Stelzner, V. M. Gerant, S. Schonebeck, M. Stender, and T. M. Buzug, "Construction and evaluation of 3D printed objects regarding form stability," in *Ad-*

- ditive Manufacturing Meets Medicine*, T. M. Buzug and H. Seitz, Eds., p. 93. Lübeck: Infinite Science Publishing, 2019.
- [131] J. Stelzner, M. Weber, and T. M. Buzug, “A Receive Coil Topology Based on Oppositely Tilted Solenoids for a Predefined Drive Field,” in *International Workshop on Magnetic Particle Imaging - Book of Abstracts*. Hamburg: Infinite Science Publishing, 2018, pp. 81–82. ISBN 978-3-945954-48-5
- [132] K. Them, M. G. Kaul, C. Jung, M. Hofmann, T. Mummert, F. Werner, and T. Knopp, “Sensitivity Enhancement in Magnetic Particle Imaging by Background Subtraction,” *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 35, no. 3, pp. 893–900, 2016. DOI:10.1109/TMI.2015.2501462
- [133] J. Wells, H. Paysen, O. Kosch, N. Löwa, F. Schmitzberger, M. Makowski, J. Franke, L. Trahms, and F. Wiekhorst, “Characterizing a Preclinical Magnetic Particle Imaging System With Separate Pickup Coil,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 53, no. 11, 2017. DOI:10.1109/TMAG.2017.2708419
- [134] S. Biederer, T. F. Sattel, T. Knopp, K. Lüdtke-Buzug, B. Gleich, J. Weizenecker, J. Borgert, and T. M. Buzug, “Spectrometer for Magnetic Particle Imaging,” in *4th European Congress for Medical and Biomedical Engineering*, J. Vander Sloten, P. Verdonck, M. Nyssen, and J. Haueisen, Eds., pp. 2313–2316. Antwerpen: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008. DOI:10.1007/978-3-540-89208-3
- [135] T. Knopp, T. Viereck, G. Bringout, M. Ahlborg, A. von Gladiss, C. Kaethner, A. Neumann, P. Vogel, J. Rahmer, and M. Möddel, “MDF: Magnetic Particle Imaging Data Format,” 2016. ArXiv ID 1602.06072
- [136] T. Knopp, J. Rahmer, T. F. Sattel, S. Biederer, J. Weizenecker, B. Gleich, J. Borgert, and T. M. Buzug, “Weighted iterative reconstruction for magnetic particle imaging,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 55, no. 6, pp. 1577–1589, 2010. DOI:10.1088/0031-9155/55/6/003
- [137] S. Bosch, *Lineare Algebra*, 5th ed. Springer Spektrum, 2014. ISBN 978-3642552595. DOI:10.1007/978-3-642-55260-1
- [138] X. Chen, Z. Jiang, X. Han, X. Wang, and X. Tang, “The reconstruction of magnetic particle imaging: Current approaches based on the system matrix,” *Diagnostics*, vol. 11, no. 5, 2021. DOI:10.3390/diagnostics11050773

- [139] A. N. Tikhonov, "Solution of incorrectly formulated problems and the regularization method," *Doklodi Akademii Nauk SSSR*, 1963.
- [140] R. Gordon, R. Bender, and G. T. Herman, "Algebraic Reconstruction Techniques (ART) for three-dimensional electron microscopy and X-ray photography," *Journal of Theoretical Biology*, vol. 29, no. 3, pp. 471–481, 1970. DOI:10.1016/0022-5193(70)90109-8
- [141] S. Kaczmarz, "Angenäherte Auflösung von Systemen linearer Gleichungen," *Bulletin International de l'Académie Polonaise des Sciences et des Lettres*, pp. 355–357, 1937.
- [142] J. Lampe, C. Basso, J. Rahmer, J. Weizenecker, H. Voss, B. Gleich, and J. Borgert, "Fast reconstruction in magnetic particle imaging," *Physics in Medicine & Biology*, vol. 57, no. 4, pp. 1113–1134, 2012. DOI:10.1088/0031-9155/57/4/1113
- [143] J. Stelzner, K. Gräfe, and T. M. Buzug, "First images obtained with a rabbit-sized Magnetic Particle Imaging scanner," *International Journal on Magnetic Particle Imaging*, vol. 6, no. 2, pp. 24–26, 2020. DOI:<https://doi.org/10.18416/IJMPI.2020.2009033>
- [144] I. Cicha, J. Matuszak, A. Sekita, T. Bäuerle, L. Dézsi, L. Szebeni, S. Lyer, C. Alexiou, and H. Unterwiesing, "Novel dextran-coated ultrasmall superparamagnetic iron oxide nanoparticles (USPIOs): A safe contrast agent for magnetic resonance imaging of atherosclerosis," in *European Society of Cardiology Congress*, vol. 39, no. 1, p. 1375, München, 2018. DOI:10.1093/eurheartj/ehy566.P6481
- [145] Y.-X. J. Wang, "Superparamagnetic iron oxide based MRI contrast agents: Current status of clinical application." *Quantitative imaging in medicine and surgery*, vol. 1, no. 1, pp. 35–40, 2011. DOI:10.3978/j.issn.2223-4292.2011.08.03

# Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
ADC	<b>A</b> nalog-to- <b>d</b> igital <b>c</b> onverter (Analog-Digital-Umsetzer)
AF	<b>A</b> nregungsfeld
ART	<b>A</b> lgebraische <b>R</b> ekonstruktionstechnik
Balun	<b>B</b> alanced- <b>u</b> nbalanced (Symmetrierglied)
BNC	<b>B</b> ayonet <b>N</b> eill <b>C</b> oncelman (-Steckverbinder)
CAD	<b>C</b> omputer <b>a</b> ided <b>d</b> esign (rechnergestütztes Konstruieren)
CT	<b>C</b> omputertomografie
DAC	<b>D</b> igital-to- <b>a</b> nalog <b>c</b> onverter (Digital-Analog-Umsetzer)
DC	<b>D</b> irect <b>c</b> urrent (Gleichstrom (-betrieb))
EMV	<b>E</b> lektrom <b>m</b> agnetische <b>V</b> erträglichkeit
FFL	<b>F</b> eldfreie <b>L</b> inie
FFP	<b>F</b> eldfreier <b>P</b> unkt
FOV	<b>F</b> ield <b>o</b> f <b>V</b> iew (betrachtetes Messfeld)
HF	<b>H</b> ochfrequenz
IA	<b>I</b> mpedanz <b>a</b> npassung
LNA	<b>L</b> ow <b>N</b> oise <b>A</b> mplifier (rauscharmer Verstärker)
MDF	<b>M</b> PI <b>D</b> ata <b>F</b> ormat

**Abkürzung**   **Bedeutung**

---

MNP	<b>M</b> agnetische <b>N</b> anopartikel
MPI	<b>M</b> agnetic <b>P</b> article <b>I</b> maging (Magnet-Partikel-Bildgebung)
MPS	<b>M</b> agnet- <b>P</b> artikel- <b>S</b> pektroskopie
MRT	<b>M</b> agnetresonanztomografie
PP	<b>P</b> ea <b>k</b> to <b>p</b> ea <b>k</b> value (Spitze-Spitze-Wert einer Messgröße)
PSF	<b>P</b> unktspreizfunktion
Q <sub>A</sub>	Äußerer <b>Q</b> uadrupol
Q <sub>I</sub>	Innerer <b>Q</b> uadrupol
RMS	<b>R</b> oot <b>m</b> ean <b>s</b> quare value (Effektivwert)
SF	<b>S</b> elektionsfeld
SNR	<b>S</b> ignal-to- <b>n</b> oise <b>r</b> atio (Signal-Rausch-Abstand) (Superparamagnetisches Eisenoxid-Nanopartikel)
THD	<b>T</b> otal <b>H</b> armonic <b>D</b> istortion (Gesamte harmonische Verzerrung)

# Jan Stelzner

## Curriculum Vitae

Zum Wasserturm 4  
14473 Potsdam  
☎ 0173 63 76 111  
✉ jan.seiichi@gmail.com



### Persönliche Daten

Name Jan Seiichi Stelzner  
Geburtsdatum 29.08.1986  
Geburtsort Lübeck  
Familienstand ledig

### Bildung

- 11/2013 – 10/2020 **Wissenschaftlicher Mitarbeiter**, Universität zu Lübeck  
am Institut für Medizintechnik
- Forschung im Bereich medizinischer Bildgebung
  - Entwicklung und Inbetriebnahme eines Systems zur Magnetpartikelbildgebung
- 10/2006 – 07/2013 **Studium der Elektrotechnik**, Technische Universität Hamburg-Harburg
- Vertiefungsrichtung Mess-, Steuerungs- und Regelungstechnik
  - Studienarbeit mit dem Thema „Vermessung elektrischer Parameter von kohlenstofffaserverstärkten Kunststoffen in Hinblick auf deren elektromagnetische Schirmwirkung“ (Note: 1,3)
  - Diplomarbeit mit dem Thema „Entwicklung und Aufbau einer Phased-Array-Antenne im 2,4 GHz-Band“ (Note: 1,0)
- 08/1992 – 06/2005 **Schulische Ausbildung**
- Abitur am Katharineum zu Lübeck
  - Grundschule Marli, Lübeck

### Lehre und Sonstiges

- 11/2020 – heute **Akademischer Mitarbeiter und Dozent**, Health and Medical University, Potsdam
- 11/2013 – 10/2020 **Betreuung des Physik-Laborpraktikums**, Universität zu Lübeck
- 10/2014 **3. Platz beim Studentenwettbewerb**, im Rahmen der 48. DGBMT Jahrestagung, Hannover