

Untersuchungen zur elektromagnetischen Verträglichkeit von Radiofrequenz-Ionentriebwerken am Beispiel eines RIT4

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

DR. RER. NAT.

am I. Physikalischen Institut des Fachbereichs 07
der Justus-Liebig-Universität Gießen

vorgelegt von

Timo Baruth

aus Uelzen

Gießen, 17. Februar 2017

Dekan:	Prof. Dr. Bernhard Mühlherr
Erstgutachter:	Prof. Dr. Peter J. Klar
Zweitgutachter:	Prof. Dr. Rainer Thüringer

Tag der Disputation: 10. Februar 2017

Für meine Familie.

*»Nicht am Ziel wird der Mensch groß,
sondern auf dem Weg dorthin.«*

Ralph Waldo Emerson

Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit werden Untersuchungen zur elektromagnetischen Verträglichkeit (EMV) von Radiofrequenz-Ionenantrieben vorgestellt. Ein solches Antriebssystem besteht aus mehreren elektronischen Komponenten die zum Betrieb des eigentlichen Triebwerks notwendig sind. Aus Sicht der EMV stellen diese Komponenten Störquellen dar, die an ihren Ausgängen Signale mit hochfrequenten Oberwellen erzeugen, welche die Elektronik anderer Teilsysteme des Antriebssystems beeinflussen können. Da das Triebwerk im Fokus der Untersuchungen steht, werden die direkt daran angeschlossenen elektronischen Komponenten "Radiofrequenz-generator" (RFG) und "Hochspannungsnetzteile" als Störquellen charakterisiert. Anhand vorgenommener Messungen zeigt sich, dass vor allem der RFG ein signifikantes Störpotenzial aufweist.

Das Triebwerk stellt in diesem Zusammenhang einen kapazitiven Koppelpfad für die systeminterne Störausbreitung dar. Um diesen Koppelpfad zu charakterisieren wurden 3D-Feldsimulationen eines RIT4-Triebwerks durchgeführt, welche die Betrachtung der internen EM-Feldverteilungen zulassen und somit Aufschluss über die Kopplungs-Vorgänge im Triebwerk geben. Anhand einer Kopplung der 3D-Feldsimulation des Triebwerks mit einer Schaltungssimulation der Peripheriekomponenten kann zudem gezeigt werden, dass die Höhe der auftretenden Störstromamplituden, die vom RFG auf die Hochspannungsnetzteile einkoppeln, durch Resonanzen dominiert werden, die sich aus dem schaltungstechnischen Aufbau der Peripheriekomponenten ergeben.

Neben der Störwirkung der beschriebenen Oberwellen innerhalb des Antriebssystems können diese auch über antennenähnliche Strukturen in den Raum abgestrahlt werden (feldgebundene Emission) und somit weitere Satellitensysteme beeinflussen. Solche Antennenstrukturen können die Verbindungskabel zwischen dem Triebwerk und den Peripheriekomponenten oder auch das Triebwerk an sich bilden. Durch entsprechende Messungen unter Verwendung einer GTEM-Zelle und einer Feldsonde zeigt sich, dass sowohl in dem Teilsystem "Radiofrequenzgenerierung", als auch im Teilsystem "Hochspannungsgenerierung" Gleichtaktströme auftreten, welche die Ursache für die feldgebundenen Emission der Kabel darstellen. Das Triebwerk wird mithilfe des 3D-Simulationsmodells im Hinblick auf dessen Abstrahlungsverhalten charakterisiert. Hierbei wird deutlich, dass das Gittersystem eine resonante Struktur darstellt, die bei Anregung durch die Oberwellen im System zu erhöhter Emission führt.

Ausgehend von den gewonnenen Erkenntnissen werden Maßnahmen zur Reduktion der internen Störkopplung und der Kabel-Emission vorgeschlagen.

Inhalt

Kurzzusammenfassung	i
1 Einleitung und Aufbau der Arbeit	1
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 Elektromagnetische Verträglichkeit	5
2.1.1 Gegentakt- und Gleichtaktströme	7
2.1.2 Frequenzspektren digitaler Signalformen	9
2.1.3 EMV-Messmittel	12
2.2 Induktiv gekoppelte Plasmen	16
2.2.1 Elektrische Leitfähigkeit	18
2.2.2 Elektrotechnisches Ersatzschaltbild	19
2.3 Simulationen	22
2.3.1 Finite-Integrale-Theorie	22
2.3.2 Streuparameter	25
3 Systembeschreibung	27
3.1 Das Radiofrequenz-Ionentriebwerk (RIT)	27
3.2 Peripheriesysteme	30
3.2.1 Neutralisator	32
3.2.2 Radiofrequenzgenerator (RFG)	33
3.2.3 Flow Control Unit (FCU)	36
3.2.4 Power Supply and Control Unit (PSCU)	36
3.3 EMV des Systems	37
4 Simulationsmodelle	41
4.1 Übersicht	41
4.2 3D-Simulationsmodell des Triebwerks	42
4.2.1 RIT4-Modell	43
4.2.2 Simulationmethode	44
4.2.3 Modellierung des Plasmas	45
4.2.4 Ermittlung der Eingangsimpedanzen des Triebwerks	49
4.2.5 Überführung in ein Schaltungsmodell	52
4.2.6 Ermittlung der Emissionscharakteristik	55
4.3 Modelle in der Schaltungssimulation	56
4.3.1 Radiofrequenzgenerator	57
4.3.2 Verbindungskabel	62
4.3.3 RF-Messbox	65
4.3.4 HF-Filter und Hochspannungsnetzteile	65

5	Hochfrequenz-Eigenschaften des Systems	67
5.1	Messaufbau- und Equipment	67
5.1.1	Teststand	67
5.1.2	Messung der Ströme im Lastkreis des Radiofrequenzgenerators	69
5.1.3	Messung der Ströme im Lastkreis der Hochspannungsnetzteile	74
5.1.4	Betriebsparameter	76
5.2	HF-Eigenschaften des RF-Lastkreises	78
5.2.1	Analyse anhand der Simulationsmodelle	79
5.3	Kopplung im Triebwerk	84
5.3.1	Analyse anhand der Simulationsmodelle	88
5.4	HF-Eigenschaften des HV-Lastkreises	95
5.5	Zusammenfassung	99
6	Feldgebundene Emission	101
6.1	Emission des Triebwerks	101
6.1.1	Emissionscharakteristik	101
6.1.2	Emission mit Anregung durch das Schaltungsmodell	106
6.2	Emission des Teilsystems Radiofrequenzgenerierung	108
6.2.1	Messungen mit der GTEM-Zelle	108
6.2.2	Analyse der Emission des RF-Kabels	113
6.3	Emission des Teilsystems Hochspannungsgeneration	116
6.4	Zusammenfassung	117
7	Zusammenfassung und Diskussion	119
	Literatur	121
	Abbildungsverzeichnis	125
	Danksagung	130
	Eidesstattliche Erklärung	131
A	Anhang	I
A.1	Kopplung im Triebwerk	II
A.2	Normprüfungen nach MIL-STD-461F	VI
A.3	Korrelationsalgorithmus GTEM-Zelle	VII

1

Einleitung und Aufbau der Arbeit

Nachdem am 04. Oktober 1957 der erste Satellit "Sputnik 1" gestartet wurde, hat sich die Anzahl der Satelliten in der Erdumlaufbahn drastisch erhöht. Satelliten erfüllen mittlerweile eine Vielzahl von Aufgaben im Bereich der Forschung, der Kommunikation, der Navigation, etc. die aus dem alltäglichen Leben nicht mehr wegzudenken sind. Eine wichtige Komponente zur Erfüllung dieser Aufgaben stellt das Antriebssystem des Satelliten dar. Je nach Missionsziel wird dieses entsprechend den Anforderungen ausgelegt. Für Missionen, bei denen der Satellit in einer geostationären Umlaufbahn gehalten werden soll, müssen Umgebungseinflüsse ausgeglichen werden, welche eine Verschiebung der Umlaufbahn zur Folge haben. Zu nennen sind hier bspw. der gravitative Einfluss der Erde und anderer Himmelskörper wie Erdmond und Sonne, Partikelströme (Sonnenwind) oder in niedrigeren Orbits auch die Abbremsung des Satelliten durch die Reibung mit der Restatmosphäre. Beim sog. Orbital-station-keeping wird dieser Einfluss durch entsprechendes Gegensteuern ausgeglichen, wozu nur ein geringer Vorschub notwendig ist. Für diese Anwendung sind elektrische Raumfahrtantriebe bestens geeignet, da sie relativ kleine Schübe sehr effizient und gut dosierbar erzeugen können. Dies geschieht im Vergleich mit chemischen Antrieben unter Einsatzes von vergleichbar wenig Treibstoff, was sich positiv auf die Kostenbilanz einer Mission auswirkt.

Es existieren eine Reihe verschiedener Antriebskonzepte, die sich grundsätzlich in vier Kategorien einteilen lassen [5]. Unterschieden wird zwischen den elektrothermischen Triebwerken wie bspw. dem Resisto-Jet, den elektrostatischen Triebwerken wie bspw. einem Radiofrequenz-Ionentriebwerk (RIT) oder einem Kaufmann-Triebwerk, den Hall-Triebwerken wie bspw. den Stationary Plasma Thruster (SPT) und den elektromagnetischen Antrieben. Die genannten Triebwerke unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Kenndaten, so dass sie für verschiedene Einsatzzwecke verwendbar sind.

An der Justus-Liebig-Universität in Gießen werden die Radiofrequenz-Ionenantriebe seit 1962 erforscht. Zu der Physik der Triebwerke und deren Peripheriesystemen gibt es eine Vielzahl an Veröffentlichungen, die sich mit dem Design oder der Optimierung funktionaler Gesichtspunkte beschäftigen. Eine Übersicht der Aktivitäten zu den RIT-Triebwerken ist in Ref. 32 zu finden.

Um ein flugfähiges System zu konstruieren, spielen jedoch nicht nur rein funktionale Aspekte eine Rolle. Das System muss hierfür eine Reihe von Prüfprozeduren absolvieren, die die Funktionsfähigkeit unter Einsatzbedingungen sicherstellen. Hierzu gehören bspw. Tests zur Vibrationsbeständigkeit und zu thermalen Aspekten sowie zur elektromagnetischen

Verträglichkeit [46].

Um die elektromagnetische Verträglichkeit sicherzustellen, werden durch Normen verschiedenste Prüfungen und Messverfahren definiert, die auf eine Einhaltung von Grenzwerten zur Emission und Immission des gesamten Systems abzielen. Wird eine Prüfung nicht bestanden, ist u.U. ein Redesign des Systems oder einer Komponente erforderlich. Dazu muss jedoch die Ursache des Problems zunächst lokalisiert und anschließend geeignete Maßnahmen ergriffen werden. Ohne genaue Kenntnisse der EMV-spezifischen Aspekte des Systems kann dies ein schwieriges und langwieriges Unterfangen darstellen, da man womöglich nicht die Ursachen des Problems beseitigt, sondern lediglich Symptome bekämpft. Da EMV-Tests typischerweise zu einem fortgeschrittenen Zeitpunkt innerhalb des Projektablaufs durchgeführt werden, kann sich ein notwendiges Redesign zudem stark auf die anfallenden Kosten und die gesetzten Termine auswirken. Um die Möglichkeit einer nicht bestandenen EMV-Prüfung zu minimieren und damit die genannten Auswirkungen auf den Projektablauf zu umgehen, sollte das System – bei entsprechenden Kenntnissen der EMV-spezifischen Aspekte – bereits in der Konstruktionsphase EMV-gerecht ausgelegt werden.

Dem Autor sind keine Veröffentlichungen bekannt, die eine Analyse der Ursachen von EMV-Problemen bei RIT-Antriebssystemen beinhalten. In dieser Arbeit werden daher folgende **Ziele** verfolgt:

1. Es soll ein Verständnis der EMV-Zusammenhänge in einem RIT-System geschaffen werden. Der Fokus liegt dabei auf dem Triebwerk und den direkt verbundenen Peripheriekomponenten.
2. Um eine Abschätzung des EMV-Verhaltens bereits in der Konstruktionsphase vornehmen zu können, soll der Einsatz von Simulationswerkzeugen evaluiert werden.

Der **Aufbau dieser Arbeit** gliedert sich wie folgt. Im Kapitel 2 wird zunächst eine Einführung in das Thema “Elektromagnetische Verträglichkeit” gegeben, die für auftretende Problemstellungen sensibilisieren soll. Das Kapitel beinhaltet ebenfalls die physikalischen Grundlagen zur Funktionsweise der verwendeten Messmittel und der induktiv gekoppelten Plasmen.

Für die Analyse des Systems aus Sicht der EMV reicht die Betrachtung des Triebwerks allein nicht aus. Spannungen und Ströme im System – als Ursache potentieller EMV-Probleme – sind abhängig vom Zusammenschluss mehrerer Systemkomponenten. Im Kapitel 3 erfolgt daher eine Beschreibung eines typischen RIT-Systems mit den Erläuterungen zur Funktion der einzelnen Systemkomponenten. In Kombination mit den Beschreibungen zur EMV können dann potentiell auftretende EMV-Problemstellungen extrahiert werden. Diese Arbeit beschäftigt sich mit EMV-Aspekten, die speziell bei der Verwendung mit den RIT-Triebwerken auftreten können. Aus den extrahierten Themenstellungen werden daher nur diejenigen untersucht, die in direktem Zusammenhang mit dem Triebwerk stehen. Eine Übersicht der Themen ist ebenfalls in Kapitel 3 aufgeführt.

Um die Themenstellungen mit Hilfe von Simulationswerkzeugen untersuchen zu können, muss das System als Simulationsmodell abgebildet werden. Es werden sowohl Schaltungsmodelle, als auch 3D-Modelle verwendet, deren Aufbau in Kapitel 4 beschrieben ist. Die Modelle bieten zudem die Möglichkeit, einen “Blick in das System” zu werfen und so zum Verständnis der Vorgänge beizutragen.

Die Hochfrequenz(HF) - Eigenschaften des RIT-Systems werden in Kapitel 5 anhand von Messungen untersucht. Dazu werden ein Vakuum-Teststand und Strom-Sensoren verwendet, die ebenfalls im Rahmen von Kapitel 5 beschrieben werden. Mithilfe der Simulationsmodelle werden die Ursachen auftretender Resonanzen untersucht. Im Weiteren wird dann eine Analyse der Kopplungsvorgänge innerhalb des Triebwerks durchgeführt. Es wird ein Ersatzschaltbild präsentiert, welches die Kopplungsvorgänge anschaulich beschreibt.

Mit der Kenntnis der HF-Ströme im System kann deren Auswirkung auf die feldgebundene Emission (Abstrahlung) untersucht werden. Dazu werden in Kapitel 6 sowohl Messungen als auch Simulationen verwendet. Mithilfe der Simulationsmodelle können bspw. die charakteristischen Eigenschaften des Triebwerks bezogen auf die feldgebundene Emission extrahiert werden. Kapitel 7 fasst die Ergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf zukünftige Arbeiten.

2

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die notwendigen Grundlagen zum Verständnis dieser Arbeit. Es wird dabei nicht der Anspruch erhoben, die jeweiligen Themen vollständig zu beschreiben. Vielmehr soll ein Grundverständnis geschaffen werden. Zur Vertiefung der einzelnen Themengebiete kann auf entsprechende Fachliteratur zurückgegriffen werden.

2.1 Elektromagnetische Verträglichkeit

Elektrische bzw. elektronische Geräte und Systeme haben mittlerweile in beinahe jedem Bereich des täglichen Lebens Einzug gehalten. Sie erfüllen eine Vielzahl von Aufgaben und besitzen dabei immer mehr Funktionalität bei kompakterer Bauform. Die Funktion eines Gerätes muss auch, innerhalb gesetzter Grenzen, bei verschiedensten Umgebungsbedingungen gewährleistet sein. Gerade bei einer hohen Dichte elektronischer Geräte spielt die elektromagnetische Verträglichkeit dabei eine entscheidende Rolle. Zum Begriff der elektromagnetischen Verträglichkeit liefert bspw. die Norm VDE 0870 folgende Definition:

“Fähigkeit einer elektrischen Einrichtung, in ihrer elektromagnetischen Umgebung zufrieden stellend zu funktionieren, ohne diese Umgebung, zu der auch andere Einrichtungen gehören, unzulässig zu beeinflussen“.

Um einen störungsfreien Betrieb der Geräte im Zusammenspiel mit anderen Systemen zu gewährleisten, muss eine Prüfung in Bezug auf die elektromagnetische Verträglichkeit erfolgen. Die Prüfungen werden sowohl auf Systemebene als auch auf Komponentenebene nach standardisierten Prüfverfahren durchgeführt. Diese Prüfverfahren sind in Normen spezifiziert und enthalten Prüfverfahren, Prüfaufbauten und Grenzwerte.

Für die Prüfung elektrischer Antriebssysteme für die Raumfahrt wird bspw. die amerikanische Norm MIL-STD-461F [14] des amerikanischen Verteidigungsministeriums¹ herangezogen. Als europäisches Pendant existiert zudem die Norm ECSS-E-ST-20-07C (*Electromagnetic compatibility*), welche von der *European Cooperation for Space Standardization (ECSS)*[4] herausgegeben wird. Zusätzlich können missionsspezifische Anforderungen bestehen, die bspw. veränderte Grenzwerte für bestimmte Frequenzbereiche – z.B. für Kommunikationsbänder –

¹Department of Defense

beinhalten [33].

Zweckmäßigerweise wird die Art der Emissionsmessungen bzw. Störfestigkeitsprüfungen in vier Kategorien eingeteilt:

- Leitungsgebundene Störfestigkeit (**CS** - Conducted Susceptibility)
- Gestrahlte Störfestigkeit (**RS** - Radiated Susceptibility)
- Leitungsgeführte Störaussendung (**CE** - Conducted Emission)
- Gestrahlte Störaussendung (**RE** - Radiated Emission)

Diese Einteilung macht deutlich, dass zum einen unterschieden werden kann, anhand welcher Mechanismen sich Störungen im System ausbreiten können; nämlich als Spannungen und Ströme auf Leitungen oder als elektrische, magnetische oder elektromagnetische Felder im Raum. Des Weiteren wird klar, dass ein System (oder eine Komponente) zum einen als Quelle der Störung und zum anderen als Empfänger der Störungen betrachtet werden kann und auch in Bezug auf diese Eigenschaft getestet werden muss.

Die Kompatibilität einzelner Komponenten eines Systems zueinander wird als **Intrasystem-EMV** bezeichnet. Die Kompatibilität zweier Systeme wiederum wird als **Intersystem-EMV** bezeichnet [8]. In Abb. 2.1 sind die Zusammenhänge grafisch verdeutlicht.

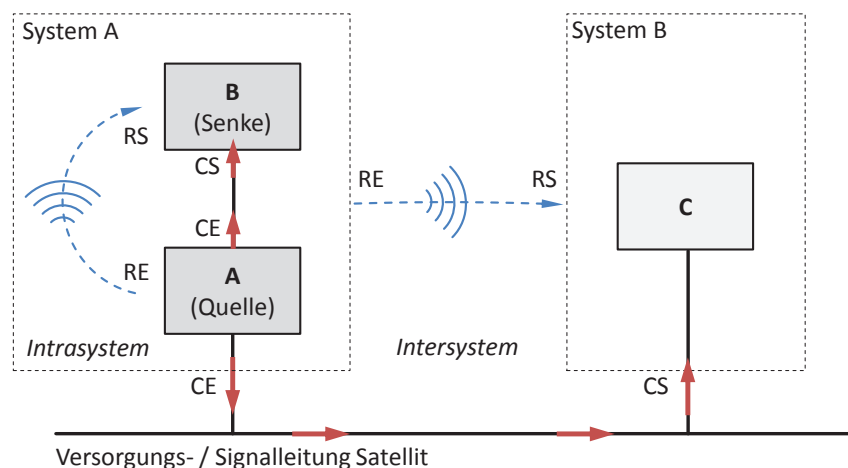


Abbildung 2.1: Darstellung der prinzipiellen EMV-Zusammenhänge.

Die aufgelisteten Kategorien (RE, RS, CE, CS) stellen eine prinzipielle Einteilung typischerweise auftretender EMV-Phänomene dar. Die einzelnen Phänomene können wiederum verschiedenste physikalische Ursachen haben, sodass die Normprüfungen auf einen Test (möglichst) aller EMV-Mechanismen ausgelegt sind. Bspw. werden für die gestrahlte Störaussendung (RE) verschiedene Prüfungen beschrieben, die sowohl die Stärke des emittierten elektrischen Feldes, als auch die Stärke des emittierten magnetischen Feldes prüfen. Eine Übersicht der Prüfungen aus der MIL-STD-641F ist im Anhang (A.2) zu finden.

Erwähnenswert ist in diesem Zusammenhang, dass bei Prüfungen der Störfestigkeit Störsignale durch die Prüfeinrichtungen erzeugt werden, die das System bis zu einem festgesetzten Grenzwert tolerieren muss. Die Messungen zur Störemission beruhen hingegen auf den im Betrieb des Systems generierten (Nutz-) Signalen.

Weitere Informationen zur EMV sind bspw. in den Referenzen 8, 17, 35 und 41 zu finden.

2.1.1 Gegentakt- und Gleichtaktströme

Ein grundlegendes Konzept in der EMV besteht in der Einteilung der im System vorhandenen Ströme in sog. Gegentaktströme und Gleichtaktströme. Entscheidend für die Separation ist dabei der Weg der Ströme durch das System. Gegentaktströme können auch als “Nutzströme” bezeichnet werden und fließen dementsprechend in einem “Nutzstromkreis” – also einem Stromkreis, der für die Funktion des Systems notwendig ist. Ein Beispiel für einen typischen (Signal-)Nutzstromkreis ist die Verbindung zweier IC's² auf einer Leiterplatte mittels Leiterbahnen. Charakteristisch für Gegentaktströme ist die Tatsache, dass die Stromrichtungen der Ströme von der Quelle zur Senke $I_{DM,H}$ und von der Senke zur Quelle $I_{DM,R}$ entgegengerichtet sind.

Anders verhält es sich bei den Gleichtaktströmen. Diese fließen sowohl in dem Hinleiter als auch in dem Rückstromleiter des Nutzstromkreises ($I_{CM,H}$) in dieselbe Richtung (bspw. von der Quelle U_{DM} zur Senke Z_L). Auch im Fall eines Gleichtaktstromes muss ein geschlossener Stromkreis vorhanden sein. Als Rückstrompfad ($I_{CM,R}$) dient hier jedoch nicht der Rückleiter des Nutzstromkreises, sondern ein parasitärer Strompfad im System. Ein solcher parasitärer Strompfad kann bspw. durch ein metallisches Gehäuse in Verbindung mit parasitären Kapazitäten $C_{par,1}$, $C_{par,2}$ und $C_{par,3}$ entstehen. In Abb. 2.2 sind die Zusammenhänge dargestellt.

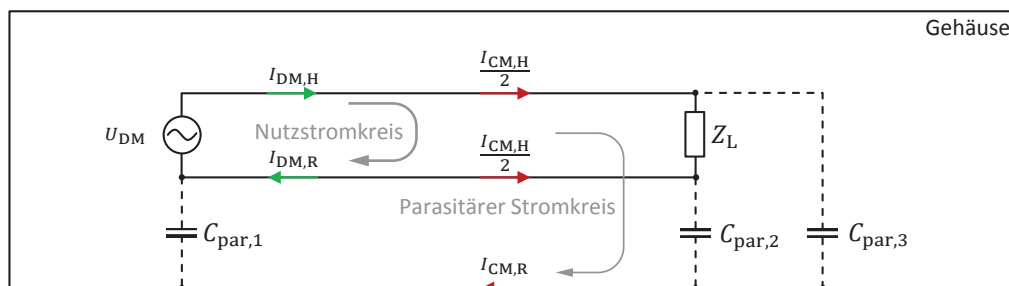


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Stromkreise für Gegentaktströme ($I_{DM,x}$) und Gleichtaktströme ($I_{CM,x}$).

Die Erzeugung von Gleichtaktströmen geschieht meist nicht gewollt, kann aber nie gänzlich verhindert werden. Die Ursachen für deren Generierung sind nach Ref. 8 in kapazitiver Kopplung, Potenzialanhebungen von Masse oder Erdungspunkten oder in Potenzialdifferenzen räumlich auseinander liegender Masse- und Erdanbindungen zu suchen. Welcher der beschriebenen Mechanismen bei einem realen Gerät oder System nun tatsächlich vorhanden ist, lässt sich nur schwer feststellen, da die Erzeugung der Gleichtaktströme in komplexer Weise von Schaltung, Geometrie und Umgebungsbedingungen abhängen. Hinzu kommt, dass die Mechanismen meist gekoppelt auftreten.

Im Zusammenhang mit der feldgebundenen Emission (auch Abstrahlung) eines RIT-Systems spielen die Gleichtaktströme eine besondere Rolle, da bereits geringe Amplituden zu hohen Emissionswerten führen können. Dies kann anhand eines Rechenbeispiels verdeutlicht werden (s. dazu Abb. 2.3).

Dazu nutzt man zwei kurze Leitungsstücke, die in einem Abstand d parallel zueinander verlaufen. Kurz bedeutet in diesem Fall, dass ein durch die Leitungsstücke fließender Strom als quasistationär angenommen werden kann, seine Wellenlänge als groß gegenüber der Länge des Leitungsstücks ist ($\lambda > 20l$). Ein solches Leitungsstück entspricht in seiner Wirkung einem Hertzschen Dipol und erzeugt in seiner Umgebung elektrische und magnetische Felder, die sich in die Komponenten E_r , E_θ und H_ϕ zerlegen lassen. Deren genaue analytische

²engl.: Integrated Circuits

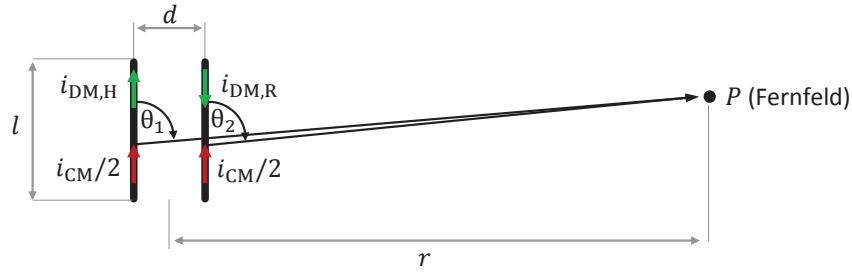


Abbildung 2.3: Anordnung zweier parallel verlaufender Leiter zum Vergleich der Emission von Gegentakt- und Gleichtaktströmen.

Beschreibung ist bspw. in Ref. 8 zu finden. Für dieses Beispiel reicht die Betrachtung der elektrischen Feldstärke E_θ im Fernfeld. Der Begriff des Fernfeldes definiert dabei einen Bereich, in dem die erzeugten elektrischen und magnetischen Felder miteinander gekoppelt sind, also elektromagnetische Wellen vorhanden sind. Der Bereich des Fernfeldes ist abhängig von der jeweils zu betrachtenden Wellenlänge und beginnt typischerweise ab einem Abstand von $r \gg \lambda/2\pi$. E_θ kann im Fernfeld vereinfacht durch folgenden Ausdruck angegeben werden [42]:

$$E_\theta = jZ_0 \frac{i \cdot l}{2\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \theta. \quad (2.1)$$

Hierin ist l die Länge der Leitungsstücke, i die Stromstärke, Z_0 der Wellenwiderstand im Fernfeld, j die imaginäre Einheit und $k = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl. Die Gleichung 2.1 kann nun genutzt werden, um die Feldstärke der parallel verlaufenden Leitungsstücke für die Fälle "Gegentaktstrom" und "Gleichtaktstrom" zu ermitteln. Für die Emission im Punkt P , bedingt durch den Gegentaktstrom gilt dann:

$$E_{DM} = jZ_0 \frac{i_{DM} \cdot l}{2\lambda} \left[\frac{e^{-jk(r-0,5d)}}{r-0,5d} \sin \theta_2 - \frac{e^{-jk(r+0,5d)}}{r+0,5d} \sin \theta_1 \right]. \quad (2.2)$$

Für die Emission bedingt durch den Gleichtaktstrom gilt analog:

$$E_{CM} = jZ_0 \frac{i_{CM}}{2} \cdot l \left[\frac{e^{-jk(r-0,5d)}}{r-0,5d} \sin \theta_2 + \frac{e^{-jk(r+0,5d)}}{r+0,5d} \sin \theta_1 \right]. \quad (2.3)$$

Nutzt man die Annahmen $r \gg d$ und $\theta = 90^\circ$, können die Gleichungen durch Ausklammern von e^{-jkr} und unter Zuhilfenahme der Eulerschen Formel in der Form

$$e^{jk(\frac{d}{2})} + e^{-jk(\frac{d}{2})} = 2 \cos\left(\frac{kd}{2}\right) \quad \text{und} \quad e^{jk(\frac{d}{2})} - e^{-jk(\frac{d}{2})} = 2j \sin\left(\frac{kd}{2}\right) \quad (2.4)$$

wie folgt umgeschrieben werden:

$$E_{DM} = jZ_0 \frac{i_{DM} \cdot l}{2\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} \left[2j \sin\left(\frac{kd}{2}\right) \right] \quad (2.5)$$

$$E_{CM} = jZ_0 \frac{i_{CM}}{2} \cdot l \frac{e^{-jkr}}{r} \left[2 \cos\left(\frac{kd}{2}\right) \right]. \quad (2.6)$$

Für kleine d gilt dann wegen $\sin\left(\frac{kd}{2}\right) \approx \frac{kd}{2}$ und $\cos\left(\frac{kd}{2}\right) \approx 1$:

$$|E_{DM}| = Z_0 \frac{\pi i_{DM} l d}{\lambda^2} \frac{1}{r} \quad (2.7)$$

$$|E_{CM}| = Z_0 \frac{i_{CM} l}{2\lambda} \frac{1}{r}. \quad (2.8)$$

Mithilfe der Gleichungen 2.7 und 2.8 kann nun ermittelt werden, welche Stromstärken jeweils notwendig sind, um bei einem Abstand der Leitungen von bspw. $d = 1 \text{ mm}$ und einer Frequenz von 100 MHz eine Feldstärke von $E = 24 \text{ dB}\mu\text{V/m}$ im Punkt P zu erzeugen. Der gewählte Wert für die Feldstärke ist als Grenzwert in der Norm "MIL-STD-461F" definiert. Im Falle des Gegentaktstromes sind es $1,2 \text{ A}$, bei einem Gleichtaktstrom nur $2,52 \text{ mA}$.

Dies ergibt sich aus der Tatsache, dass sich die von den Teilströmen erzeugten elektrischen und magnetischen Felder im Fall der Gleichtaktströme nicht auslöschen, wie es bei Gegentaktströmen (nahezu) der Fall ist. Die Berechnung vernachlässigt den Rückstrompfad des Gleichtaktstromes. Da zwischen Hin- & Rückstrompfad des Gleichtaktstromes jedoch meist ein viel größerer Abstand anzunehmen ist als im Falle des Gegentaktstromes, spiegelt die Berechnung die Verhältnisse trotzdem recht gut wieder.

2.1.2 Frequenzspektren digitaler Signalformen

Digitale Signalformen sind in beinahe jedem elektronischen Gerät anzutreffen. Dies gilt insbesondere für Einrichtungen der Datenverarbeitung und der Leistungselektronik. Bei der Datenverarbeitung werden bspw. Informationen innerhalb eines Systems zwischen verschiedenen IC's oder Komponenten ausgetauscht, wobei die Informationen durch die digitalen Zustände "0" und "1" repräsentiert werden. Diese Zustände lassen sich bspw. durch zwei verschiedene Spannungspegel darstellen. In der Leistungselektronik werden oft Gleichspannungen "zerhackt" (d.h. in Schaltimpulse umgewandelt), um diese energieeffizient an die Bedürfnisse des jeweiligen Verbrauchers anpassen zu können. In beiden Fällen muss also zwischen zwei Spannungspegeln hin- und hergeschaltet werden. Diese Schaltaktionen erzeugen Oberwellen, die weit über dem Frequenzbereich des eigentlichen Nutzsignales liegen und Quellen für EMV-Störungen sein können. In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, welche Oberwellen von typ. anzutreffenden Signalformen zu erwarten sind.

Grundlage der Betrachtung ist die sog. Fourier-Analyse. Die "Idee" dahinter ist die Darstellung eines Zeitbereichssignales im Frequenzbereich durch die Überlagerung einer Grundschwingung (f_1) mit unendlich vielen Oberwellen ($n \cdot f_1$ mit $n = 2, 3, 4, 5, \dots$). Analytisch lässt sich dieses Vorgehen durch eine Fourier-Reihe in der Form

$$u(t) = U_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cos(n\omega_1 t) + B_n \sin(n\omega_1 t)) \quad (2.9)$$

beschreiben [8]. Die Zeitbereichsfunktion $u(t)$ wird also durch die Überlagerung eines arithmetischen Mittelwertes U_0 mit den Amplituden der Teilschwingungen, welche durch die Koeffizienten A_n und B_n repräsentiert werden, ausgedrückt. Diese Beschreibung wird als sog. Normal-Form bezeichnet. Die Koeffizienten werden wie folgt berechnet [34]:

$$U_0 = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) dt, \quad (2.10)$$

$$A_n = \frac{2}{T} \int_0^T u(t) \cos(n\omega t) dt, \quad (2.11)$$

$$B_n = \frac{2}{T} \int_0^T u(t) \sin(n\omega t) dt. \quad (2.12)$$

Statt der Normal-Form bei der $u(t)$ als Überlagerung von Sinus- und Cosinus-Schwingung dargestellt wird, kann auch die Betrags/Phasen-Form verwendet werden [8]:

$$u(t) = U_0 + \sum_{n=1}^{\infty} U_n \cos(n\omega_1 t + \varphi_n). \quad (2.13)$$

Hierin ist $U_n = \sqrt{A_n^2 + B_n^2}$ und $\varphi_n = -\arctan \frac{B_n}{A_n}$. In der EMV-Messtechnik interessieren vor allem die Amplituden der jeweiligen Oberwellen U_n . Die Phaseninformation spielt nur in Ausnahmefällen eine Rolle.

In dieser Arbeit werden die Grundlagen bezogen auf rechteckförmige oder trapezförmige Pulsformen benötigt, weswegen diese Pulsformen im Weiteren diskutiert werden.

Nutzt man die Normal-Form, um bspw. ein periodisches Rechtecksignal mit variabler Pulsweite t_w und der Amplitude U_s als Fourier-Reihe darzustellen, ergeben sich folgende Fourier-Koeffizienten:

$$U_0 = U_s \frac{t_w}{T} \quad (2.14)$$

$$A_n = \frac{U_s}{n\pi} \sin(n \cdot 2\pi \frac{t_w}{T}) \quad (2.15)$$

$$B_n = \frac{U_s}{n\pi} \left[1 - \cos(n \cdot 2\pi \frac{t_w}{T}) \right] \quad (2.16)$$

Für den Fall, dass die Zeitdauer t_w gerade $\frac{T}{2}$ ist, wird A_n wegen $\sin(n \cdot \pi) = 0$ für alle n zu Null. B_n wird für alle geraden n ebenfalls Null, da $\cos(n \cdot \pi) = +1$ ist. Für ungerade n gilt $B_n = 2 \frac{U_s}{n\pi}$ wegen $\cos(n \cdot \pi) = -1$.

Ein Rechtecksignal mit einem Tastgrad D von 1:2 enthält also neben der Grundschwingung nur ungerade Vielfache dieser Grundschwingung. Bei den geraden Vielfachen sind jeweils Nullstellen im Spektrum vorhanden. Die Amplituden der ungeraden Vielfachen (die Oberwellen) nehmen proportional zur reziproken Frequenz ab. Dies ist auch in Abb. 2.4 dargestellt.

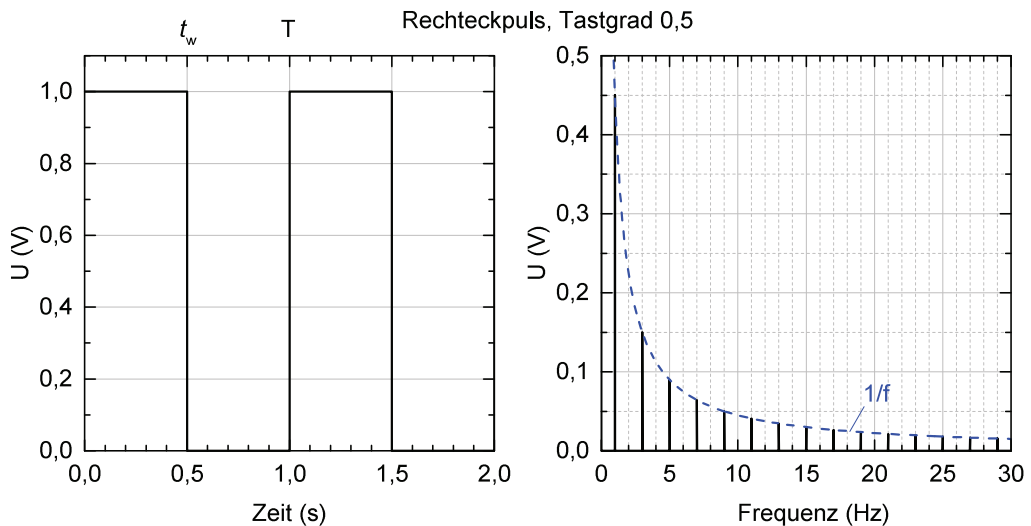


Abbildung 2.4: Darstellung eines Rechteckpulses mit einem Tastgrad von $D = 0,5$ im Zeit- und Frequenzbereich.

Verringert man den Tastgrad weiter, so stellt man fest, dass sich die Nullstellen verschieben. Diese treten nun in einem Abstand $1/t_w$ auf. Bei $t_w = 0,2T$ also bspw. bei jedem 5. Vielfachen (s. Abb. 2.5).

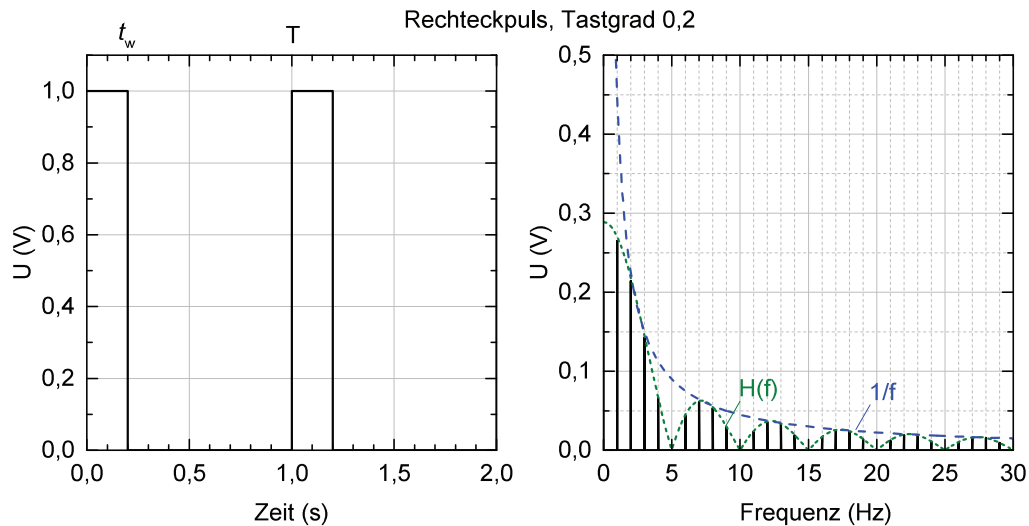


Abbildung 2.5: Darstellung eines Rechteckpulses mit einem Tastgrad von $D = 0,2$ im Zeit- und Frequenzbereich.

Die Amplituden des Frequenzspektrums können mithilfe einer Einhüllenden $H(f)$ beschrieben werden, die sich mit einer $\sin x/x$ -Funktion beschreiben lässt [35]

$$H(f) = U_s \frac{t_w}{T} \left| \frac{\sin(\pi t_w f)}{\pi t_w f} \right|. \quad (2.17)$$

Für den praxisnahen Fall eines trapezförmigen Signalverlaufes mit der Anstiegszeit t_r und der Abfallzeit t_f , muss die Hüllkurve nach Ref. 42 um einen zusätzlichen Term erweitert werden, der die endliche Flankensteilheit des Signalanstieges (bzw. dessen Abfall) berücksichtigt:

$$H(f) = \underbrace{U_s \frac{t_w}{T}}_A \cdot \underbrace{\left| \frac{\sin(\pi t_w f)}{\pi t_w f} \right|}_B \cdot \underbrace{\left| \frac{\sin(\pi t_r f)}{\pi t_r f} \right|}_C \quad (2.18)$$

Dies gilt so jedoch nur für den symmetrischen Fall mit $t_r = t_f$.

Gleichung 2.18 besteht aus den drei Termen A,B,C, wobei die Terme B und C abhängig von der Frequenz f einen mehr oder weniger starken Einfluss auf den Verlauf der Hüllkurve ausüben. Für Frequenzen unterhalb der ersten Grenzfrequenz $f_{g1} \approx 1/\pi t_w$ nehmen die Terme B und C ungefähr den Wert 1 an, sodass der Verlauf der Hüllkurve nur durch Term A bestimmt wird. Für Frequenzen zwischen der ersten und der zweiten Grenzfrequenz $f_{g2} \approx 1/\pi t_r$ ist Term B proportional zu $1/f$. Bei Frequenzen oberhalb der zweiten Grenzfrequenz ist auch Term C umgekehrt proportional zur Frequenz, sodass insgesamt ein Abfall der Hüllkurve mit $1/f^2$ zu beobachten ist (s. Abb. 2.6).

In der EMV eignet sich die Verwendung der Hüllkurve, um eine Worst-Case-Abschätzung der auftretenden Amplituden eines Signales vornehmen zu können, da alle Amplituden unterhalb der Einhüllenden liegen müssen.

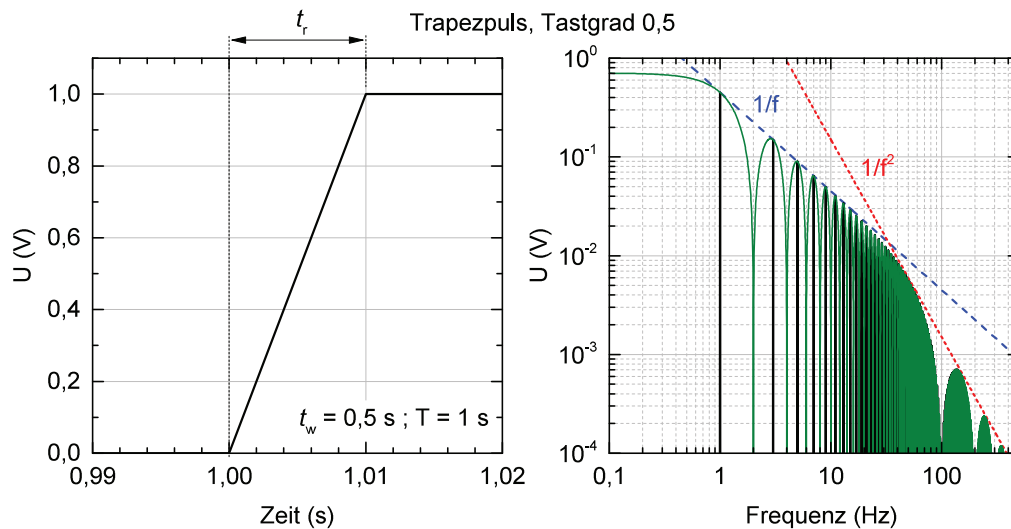


Abbildung 2.6: Darstellung eines Trapezpulses mit einem Tastgrad von $D = 0,5$ und einer Anstiegszeit t_r bzw. Abfallzeit t_f von 10 ms im Zeit- und Frequenzbereich.

2.1.3 EMV-Messmittel

2.1.3.1 Gigahertz Transversal Electromagnetic Cell (GTEM-Zelle)

Bei einer Gigahertz Transversal Electromagnetic Cell³ handelt es sich um eine Einrichtung zur Messung von Störaussendungen oder Prüfung der Störfestigkeit elektronischer Geräte. Die GTEM-Zelle stellt dazu eine definierte Umgebung dar, die das zu prüfende Gerät von seiner elektromagnetischen Umwelt entkoppelt.

Die GTEM-Zelle ist im Prinzip eine, sich aus einem koaxialen Einspeisepunkt (A in Abb. 2.7) pyramidenförmig aufweitende, koaxiale Leitung mit dem Dielektrikum Luft und der Impedanz $Z = 50 \Omega$. Die Impedanz ergibt sich durch das geometrische Verhältnis des Septums (C) (die Verlängerung des Innenleiters der Leitung) zur Zellenwand (B) (entspricht dem Außenleiter der Leitung) und dem Dielektrikum. Sie ist an einem Ende impedanzgerecht durch eine Kombination von Abschlusswiderständen (D) und HF-Absorbern (E) abgeschlossen. Die Abschlusswiderstände ergeben parallelgeschaltet die gewünschte Impedanz. Durch die geometrische Ausdehnung ist diese nur in einem begrenzten Frequenzbereich wirksam. Oberhalb dieser Frequenz übernehmen die HF-Absorber den reflexionsarmen Abschluss.

Aus historischer Sicht wurde die GTEM-Zelle für die Störfestigkeitsprüfung entwickelt, da bei Einspeisung in die Zelle eine genau definierte Verteilung des magnetischen Feldes \mathbf{H} und des elektrischen Feldes \mathbf{E} entsteht (s. Teilabbildung (b) in Abb. 2.7).

Durch einfache Umkehrung des Verwendungsprinzips (Reziprozitätsprinzip), also der Vertauschung von Quelle und Senke, können auch Objekte auf ihr Abstrahlverhalten hin untersucht werden. Dazu werden am Einspeisepunkt der GTEM-Zelle die vom Prüfling (EUT) erzeugten Felder in Form einer Spannung im gewünschten Frequenzbereich gemessen. Der Prüfling wird dabei in drei zueinander orthogonalen Anordnungen vermessen und die sich ergebenden Spannungswerte mit Hilfe eines numerischen Verfahrens in einen Feldstärkewert umgerechnet (Korrelation). Die Berechnung der Feldstärkewerte wird in der Art durchgeführt, dass die Werte denen einer Freifeld-Normmessung entsprechen. Die errechneten Feldstärkewerte können daher mit der Grenzwertkurve der normgerechten Freifeldmessung verglichen werden.

³Abk. deutsch: GTEM-Zelle

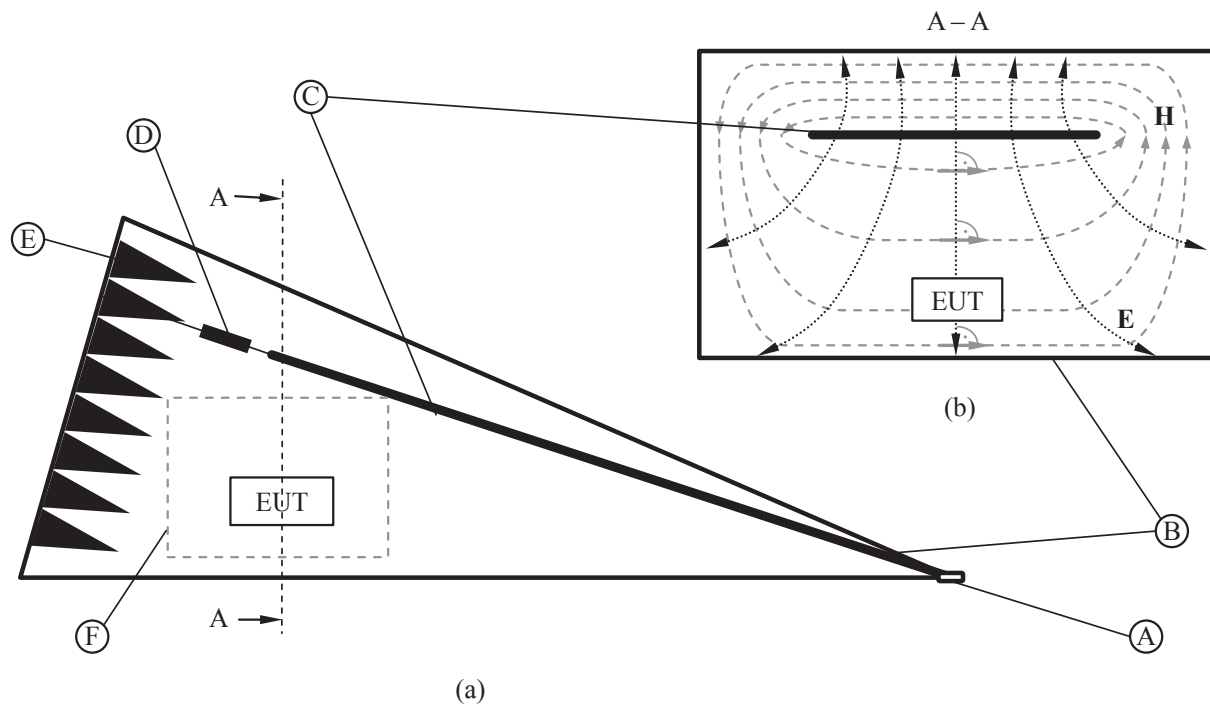


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der GTEM-Zelle. Teilabbildung (a) zeigt den Längsschnitt, Teilabbildung (b) den Querschnitt der Zelle. A = Einspeisepunkt, B = Zellenwand, C = Septum, D = Abschlusswiderstände, E = HF-Absorber, F = Tür.

Für die Korrelation muss die Emissionsmessung nach einem festen Verfahren erfolgen. Dabei wird davon ausgegangen, dass sich im Normalfall jeder Prüfling bezüglich seines Emissionsverhaltens durch eine Anordnung von drei orthogonalen Dipolen darstellen lässt (s. Abb. 2.8). Daraus abgeleitet muss der Prüfling für jede Messung so im Prüfraum gedreht werden, dass jeder Dipol nur einmal in der Hauptabstrahlrichtung steht. Drehpunkt ist dabei der Prüfraummittelpunkt. Für die Korrelation muss der Prüfling also in insgesamt drei Positionen vermessen werden.

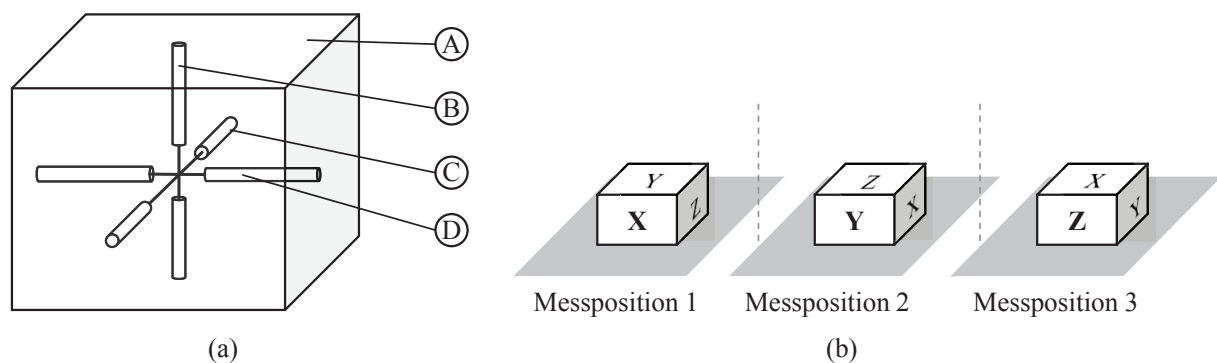


Abbildung 2.8: Teilabb. (a) zeigt die, der Korrelation zugrundeliegende Dipolanordnung (B = X-Dipol, C = Y-Dipol, D = Z-Dipol) im Prüfling (A). Teilabbildung (b) zeigt die drei benötigten Messpositionen um alle Dipole vermessen zu können.

Eine detailliertere Beschreibung der verwendeten Korrelationsalgorithmus ist im Anhang A.3 zu finden.

2.1.3.2 Stromwandler

Im Verlauf dieser Arbeit müssen bspw. die Oberwellen einiger Signale im System gemessen werden. Aufgrund der in Kapitel 3 erläuterten Systemarchitektur muss diese Messung galvanisch getrennt erfolgen. Zudem ist eine hohe Bandbreite gefordert, um alle hochfrequenten Anteile des Stromes zu erfassen. Da der Sensor möglichst nahe am Triebwerk verbaut werden soll, wäre eine kompakte Bauform zudem wünschenswert. In Ref. 49 werden in Frage kommende Stromsensoren miteinander verglichen. Für die Anwendung bis in den Megahertz-Bereich eignen sich die Sensortypen:

- Stromwandler
- Rogowskispule

Die genannten Sensortypen arbeiten beide prinzipiell nach dem Transformatorprinzip. Eine Sekundärspule wird vom magnetischen Feld einer Primärwindung durchsetzt und liefert am Ausgang ein entsprechendes Messsignal. Beide Typen unterscheiden sich in dem verwendeten Kernmaterial. Während ein Stromwandler einen hochpermeablen Kern nutzt, um die magnetischen Feldlinien zu bündeln, wird bei der Rogowskispule ein paramagnetisches Kernmaterial verwendet.

Im Folgenden soll das Funktionsprinzip der Rogowskispule mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen beschrieben werden. Dazu wird der in Abbildung 2.9 skizzierte Aufbau herangezogen.

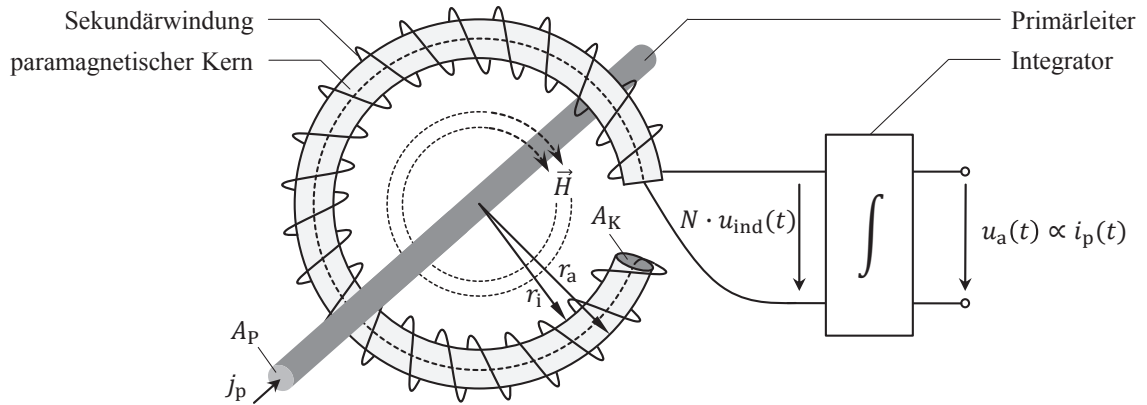


Abbildung 2.9: Schematischer Aufbau einer Rogowskispule.

Ausgehend vom Durchflutungsgesetz erzeugt die Primärstromdichte j_p innerhalb und außerhalb des Leiters ein magnetisches Feld \vec{H} :

$$\oint_s \vec{H} d\vec{s} = \iint_{A_p} j_p d\vec{A}_p. \quad (2.19)$$

Da hier nur das Feld außerhalb des Leiters von Interesse ist, kann die Stromdichte j_p durch den Strom i_p ersetzt werden. Wird die Integration der magnetischen Feldstärke auf konstantem Radius r um den Leiter und senkrecht zur Stromflussrichtung durchgeführt, vereinfacht sich die Berechnung zu:

$$\vec{H} = \frac{i_p}{2\pi r}. \quad (2.20)$$

Nimmt man das durch die Fläche A_K verlaufende Feld als homogen an (z.B. weil der Abstand vom Primärleiter zur Sekundärwicklung wesentlich größer ist als der Umfang einer Windung der Sekundärwicklung), ergibt sich der magnetische Fluss durch eine Windung zu:

$$\phi = \int_{A_K} \vec{B} d\vec{A}_K = \frac{\mu_0 i_p}{2\pi r} \cdot A_K. \quad (2.21)$$

Anhand des Induktionsgesetzes lässt sich die in den Sekundärwindungen induzierte Spannung aufgrund eines zeitlich veränderlichen Flusses angeben als:

$$u_{\text{ind}} = -N \cdot \frac{d\phi}{dt} = -N \cdot \frac{\mu_0}{2\pi r} \cdot A_K \cdot \frac{di_p}{dt}. \quad (2.22)$$

Hierbei wurde der Faktor N für die Anzahl der Wicklungen der Sekundärspule hinzugefügt. Zudem ergibt sich die Flussänderung aus der zeitlichen Änderung des Primärstromes, was durch den Term di_p/dt verdeutlicht ist.

Da die induzierte Spannung die Ableitung des Primärstromes darstellt, ist nun noch eine Integration notwendig, damit die Ausgangsspannung der Rogowskispule u_a ein proportionales Abbild des Primärstromes abbildet. Der Integrator ist eingangsseitig meist hochohmig, sodass kein Strom im Sekundärkreis fließt. Die Ausgangsspannung kann durch Erhöhung der Windungszahl vergrößert werden.

Die Rogowskispule bietet Vorteile, wenn relativ hohe Ströme gemessen werden sollen, da aufgrund des nicht-permeablen Kernmaterials keine Sättigung eintritt. Sollen jedoch hochfrequente Ströme mit relativ kleiner Amplitude gemessen werden, muss die Messempfindlichkeit des Wandlers erhöht werden. Dies ist bspw. durch die Verwendung eines permeablen Kerns zu erreichen.

Die mit Hilfe von Gleichung 2.22 berechenbare Induktionsspannung in der Sekundärwindung kann um den Wert für die relative Permeabilität μ_r erweitert werden. Dies führt zu einer Erhöhung des magnetischen Flusses ϕ bzw. dessen Ableitung $d\phi/dt$ und damit zu einer höheren induzierten Spannung im Sekundärkreis. Um die Limitierung der Bandbreite des Integrators zu umgehen, wird der Sekundärkreis stattdessen mit einem Bürdenwiderstand R_B belastet. Über diesen stellt sich ein entsprechender Strom i_s ein. Abbildung 2.10 zeigt den Stromwandler schematisch.

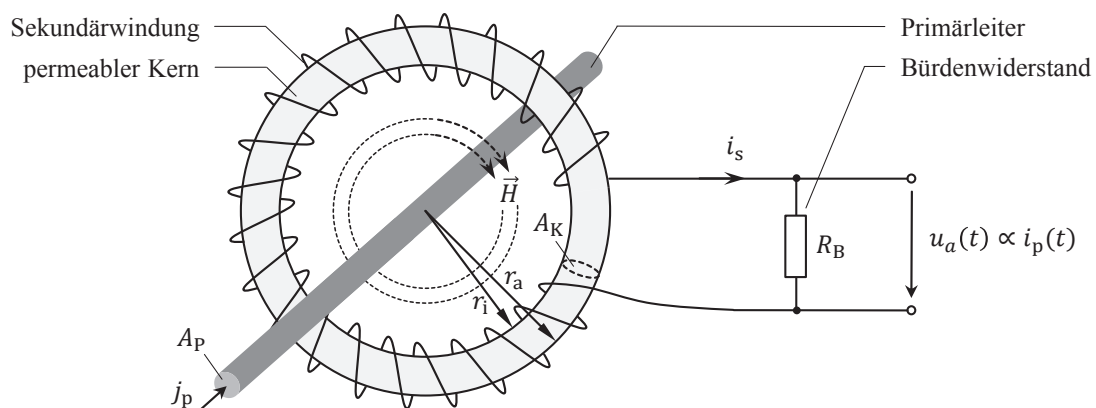


Abbildung 2.10: Schematischer Aufbau eines Stromwandlers.

Der nun sekundärseitig fließende Strom i_s führt zu einem magnetischem Fluss, der dem durch den Primärstrom verursachten Fluss entgegenwirkt. Diese Rückwirkung führt wiederum zu

einer Belastung des Primärstromkreises.

Die im Sekundärkreis induzierte Spannung ist nach Glg. 2.22 vom magnetischen Fluss im Kern abhängig. Bei Verwendung eines permeablen Kerns und dem durch i_s verursachten Fluss kann die Glg. 2.22 wie folgt modifiziert werden [49]:

$$u_{\text{ind}} = -N \cdot \frac{d\phi}{dt} = -N \cdot A_K \frac{\mu_0 \mu_r}{2\pi r} \frac{d}{dt} (i_p - N i_s). \quad (2.23)$$

Diese Umformung basiert auf der Annahme, dass für einen idealen Transformator das Verhältnis von Primärstrom zu Sekundärstrom reziprok zu der Anzahl der Wicklungen ist ($I_p/I_s = N_s/N_p$). Umgestellt nach i_s führt dies zu

$$i_s = \frac{i_p}{N} - \frac{2\pi r}{N^2 A_K \mu_0 \mu_r} \int_t u_{\text{ind}} dt. \quad (2.24)$$

Der zweite Term der Gleichung kann auch als Kehrwert einer Induktivität interpretiert werden und stellt die Selbstinduktivität des Sekundärkreises L_s dar:

$$i_s = \frac{i_p}{N} - \frac{1}{L_s} \int_t u_{\text{ind}} dt \quad (2.25)$$

Für den Betrieb als Stromwandler ist nun eine möglichst proportionale Abbildung des Primärstromes nach $i_s = i_p/N$ gewünscht. Dies bedeutet, dass der zweite Term der Gleichung (2.25) klein gehalten werden muss. Mit $u_{\text{ind}} = R_B i_s$ ist dies bei einer niederohmigen Auslegung von R_B gegeben. Der Stromwandler liefert dann an R_B eine Ausgangsspannung, die direkt proportional zum Primärstrom i_p ist. Dies ist technisch umsetzbar, ohne einen zusätzlichen Funktionsblock (z.B. einen Integrator) verwenden zu müssen.

2.2 Induktiv gekoppelte Plasmen

Wie im Abschnitt 3.1 noch genauer beschrieben wird, nutzen Radiofrequenz-Ionentriebwerke ein Plasma als Reservoir für die Extraktion von Ladungsträgern (Ionen), durch die der Vor-schub erzeugt wird. Bei einem Plasma handelt es sich um ein ionisiertes Gas, welches Neutralgasatome, Elektronen und Ionen enthält. In Radiofrequenz-Ionentriebwerken kommen sog. schwach ionisierte induktiv-gekoppelte Niedertemperaturplasmen zum Einsatz. Die induktive Kopplung auf das Plasma entsteht durch die Wirkung des Stromflusses durch eine um das Entladungsgefäß gewickelte Induktionsspule.

Um ein solches Plasma beschreiben zu können, kann man die kinetische Gastheorie verwenden. Diese beschreibt bspw. den Aufenthaltsort x und die Geschwindigkeit v eines Partikels anhand von Verteilungsfunktionen. Durch die Mittelung der Verteilungsfunktionen können makroskopische Größen ermittelt werden, die zur Beschreibung des Plasmas verwendet werden [31]. Wichtige Größen sind u.a. die Teilchendichten von Elektronen n_e , Ionen n_i und Neutralgas n_n sowie die Temperaturen der Partikel T . Anders als bei den Teilchendichten gilt für die Temperaturen von Ionen und Elektronen $T_i < T_e$. Die Temperaturen von Neutralgasteilchen und Ionen ist wiederum annähernd gleich ($T_i \approx T_n$). Als Verteilungsfunktion wird meist eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung angenommen. Diese ordnet der gemittelten Teilchengeschwindigkeit, bspw. für Elektronen \bar{v}_e , eine Temperatur gemäß

$$\frac{1}{2} m_e \bar{v}_e^2 = \frac{3}{2} k_B T_e \quad (2.26)$$

zu. Dabei ist m_e die Masse eines Elektron ($9,109\,382\,91 \cdot 10^{-31}$ kg) und k_B die Boltzmann-Konstante ($1,380\,648\,8 \cdot 10^{-23}$ J/K). In der Plasma- (und Teilchen-) Physik wird als Energieeinheit meist das Elektronenvolt eV verwendet. Die Umrechnung erfolgt unter Verwendung der Elementarladung e ($1,602\,176\,565 \cdot 10^{-19}$ C) nach

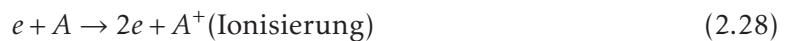
$$T = \frac{k_B T}{e}. \quad (2.27)$$

In Niedertemperaturplasmen beträgt die Elektronentemperatur typischerweise 1 eV bis 10 eV [31]. Nach der Maxwell-Boltzmann-Verteilungsfunktion besitzen nur relativ wenige Elektronen eine Energie >10 eV. In Radiofrequenz-Ionenantrieben werden meist die atomaren Stützgase Xenon (Xe) und Argon (Ar) verwendet. Deren erste Ionisierungsenergien liegen bei 12 eV für Xenon und bei 16 eV für Argon. Somit ist ersichtlich, dass nur wenige Elektronen zur Ionisation beitragen, weswegen das Plasma nur schwach ionisiert ist.

Wie bereits angedeutet, liegt die Temperatur der Ionen unterhalb der Elektronentemperatur. Dies ist auf die Massenträgheit zurückzuführen. Durch das elektrische Wechselfeld werden die leichteren Elektronen stärker beschleunigt, besitzen also eine höhere Temperatur. Die Bewegung der Ionen kann als statisch angesehen werden [31]. Die bewegten Elektronen treffen somit auch auf die Wand des Ionisationsgefäßes und laden diese auf ein Potenzial Φ_w auf, welches negativer als das quasineutrale Plasma, mit dem Potenzial Φ_0 , ist. Hat sich das Potenzial Φ_w eingestellt, müssen Elektronen diese Potenzialbarriere⁴ $\Delta\Phi = \Phi_w - \Phi_0$ überwinden. Dies gelingt nur Elektronen mit einer Geschwindigkeit $v_e > \sqrt{2e\Delta\Phi/m_e}$. Elektronen mit einer geringeren Geschwindigkeit werden zurück in das Plasma reflektiert. Hierdurch stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein.

Das nun nicht alle Ionen im Plasma von der Randschicht angezogen werden, liegt in der Abschirmung des Plasmas begründet. Die positiv geladenen Ionen akkumulieren tendentiell negativ geladene Elektronen. Die Folge ist, dass die Elektronen die Ionen nach außen hin abschirmen. Dies bedeutet, dass das Potenzial dieser Anordnung für größere Entfernungen immer weiter abnimmt. Eine charakteristische Länge ist dabei die sog. Debye-Länge, bei der das Potenzial auf den $1/e$ -fachen Wert abgenommen hat. Die Ionen erfahren also nur bis zu einer bestimmten Entfernung eine elektrische Anziehung des negativen Wandpotenzials. Die Plasmarandschicht besitzt daher auch eine Ausdehnung von einigen Debye-Längen.

Die Grundlage des Ionisationsprozesses ist die Kollision der Teilchen. Die Elektronen werden durch das elektrische Wechselfeld beschleunigt und kollidieren mit anderen Teilchen. Dies können andere Elektronen, Ionen oder Atome sein. Die Kollision mit Ionen oder Atomen wird dabei häufiger auftreten, als die Kollision mit anderen Elektronen. Die Stöße zwischen Elektronen und Atomen können entweder elastisch oder inelastisch sein. Bei elastischen Stößen erfolgt ein Impulsübertrag, bei inelastischen Stößen werden die Atome auf höhere Energieniveaus angeregt oder ionisiert:



Das charakteristische Leuchten eines Plasmas entsteht, wenn ein angeregtes Atom in den Grundzustand zurückkehrt und dabei ein Photon emittiert wird.

Für die Beschreibung des Plasmas ist es wichtig zu wissen, wie häufig die beschriebenen Stoßprozesse auftreten. Hierzu nutzt man den Stoßquerschnitt σ , der die Wahrscheinlichkeit einer Kollision beschreibt. Die Stoßquerschnitte lassen sich durch Messungen bestimmen

⁴Die sog. Plasmagrenzschicht.

und sind in Datenbanken (z.B. [23]) abgelegt. Mit Hilfe von σ und der Neutralteilchendichte n_n lässt sich die mittlere freie Weglänge λ zwischen zwei Kollisionen beschreiben:

$$\lambda = \frac{1}{n_n \sigma}. \quad (2.30)$$

Die Zeit zwischen zwei Kollisionen ergibt sich durch Verknüpfung von λ mit der Geschwindigkeit eines auf das Neutralteilchen treffenden Elektrons v_e nach:

$$\tau = \frac{\lambda}{v_e} \quad (2.31)$$

Der Kehrwert dieser Zeit ist die sog. Kollisionsfrequenz ν :

$$\nu = \frac{1}{\tau} = n_n \sigma v_e \quad (2.32)$$

Da Stöße zwischen mehreren Spezies auftreten können, lässt sich eine effektive Kollisionsfrequenz angeben:

$$\nu_{m,\text{eff}} = \nu_m + \nu_{ei} + \nu_{\text{stoc}}. \quad (2.33)$$

Darin bezeichnet ν_m die Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Atomen, ν_{ei} die Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Ionen und ν_{stoc} stochastische Stöße, welche die Reflexion der Elektronen von der Plasmarandschicht berücksichtigen [44].

2.2.1 Elektrische Leitfähigkeit

Um das Plasma aus elektrotechnischer Sicht zu betrachten, kann man dessen dielektrische Eigenschaften ermitteln. Dazu kann das sog. "Drude-Modell"⁵ verwendet werden [31] [12]. Dieses beschreibt die Bewegung von Elektronen in einem Festkörper (oder Plasma). Grundlage des Modells ist die Annahme, dass sich die Elektronen in einem Material frei bewegen können und verantwortlich für die Leitung des elektrischen Stromes sind [16]. Die Ionen sind als statisch anzunehmen.

Die komplexe Leitfähigkeit eines Plasmas lässt sich demnach durch folgenden Ausdruck angeben [31]

$$\kappa_p = i\omega\epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - i\nu_{m,\text{eff}})} \right) \quad (2.34)$$

Hier wird der griechische Buchstabe κ für die elektrische Leitfähigkeit verwendet, um eine Verwechslung mit den Stoßquerschnitten σ zu vermeiden. In Glg. 2.34 ist die Elektronenplasmafrequenz ω_{pe} enthalten, die die charakteristische Schwingfrequenz der Plasmaelektronen beschreibt. Werden Elektronen in einem Elektronengas lokal bewegt, so wirkt zwischen ihnen die Coulombkraft, welche versucht, eine homogene Ladungsverteilung wiederherzustellen. Die Coulombkraft beschleunigt ein Elektron in Richtung einer neutralen Gleichgewichtslage. Das Elektron wird jedoch aufgrund seiner Trägheit über diesen Punkt hinaus bewegt und erzeugt einen weiteren Ladungsüberschuss. Es kommt zu einer periodischen Schwingung, der sog. Elektronenplasmafrequenz.

Diese lässt sich in Abhängigkeit der Elektronendichte n_e mit

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.35)$$

angeben.

⁵Benannt nach Paul Drude.

Der Term in den Klammern von Gleichung 2.34 entspricht somit einer komplexen relativen Permittivität $\epsilon_p = \epsilon'_p + i\epsilon''_p$. Diese kann wie folgt in Real- und Imaginärteil separiert werden:

$$\epsilon'_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_{m,eff}^2} \quad (2.36)$$

$$\epsilon''_p = \frac{\omega_{pe}^2 \nu_{m,eff}}{\omega(\omega^2 + \nu_{m,eff}^2)} \quad (2.37)$$

Die vollständige Herleitung der Leitfähigkeit kann bspw. Ref. 31 entnommen werden.

2.2.2 Elektrotechnisches Ersatzschaltbild

Für die Betrachtung des Plasmas bei der Anregefrequenz verwendet man aus elektrotechnischer Sicht im Allgemeinen ein Reihen-Ersatzschaltbild aus ohmschen Widerstand und Induktivität. Grundlage dieser Betrachtung ist die Beschreibung mit Hilfe eines Transformatormodells [37].

Der Transformator besteht aus einer primärseitigen Spule L_C mit dem dazugehörigen ohmschen Widerstand R_C und einer sekundärseitigen Spule $L_{Pl,s}$ (mit der Windungszahl $N = 1$), die über die Gegeninduktivität⁶ M verkoppelt sind. Der Sekundärkreis wird mit der Induktivität $L_{Pl,e}$, die wegen der komplexen Natur der Plasmaleitfähigkeit durch die Trägheit⁷ der Elektronen im Plasma gegeben ist und dem Plasmawiderstand R_{Pl} belastet. Die beschriebene Darstellung ist auf der linken Seite der Abbildung 2.11 gezeigt.

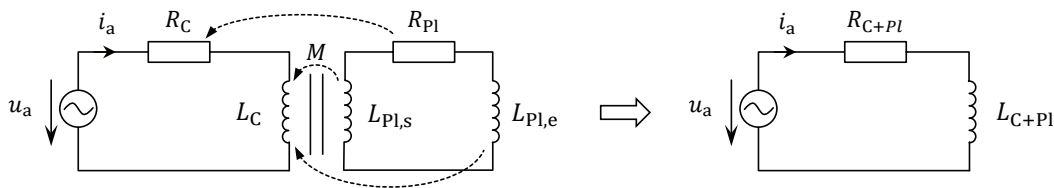


Abbildung 2.11: Ersatzschaltbild der Transformation von Plasmawiderstand und Plasmainduktivität.

Für eine vereinfachte Darstellung können die sekundärseitigen Elemente auf die Primärseite transformiert werden. Die gestrichelten Pfeile deuten dies in Abb. 2.11 an. Es entsteht das vereinfachte Ersatzschaltbild, welches auf der rechten Seite gezeigt ist. Die Transformation kann über die folgenden Berechnungsvorschriften vorgenommen werden [21]:

$$R_{C+Pl} = R_C + \omega^2 M^2 \frac{\text{Re } Z_{Pl}}{|Z_{Pl}|^2} = R_C + \omega^2 M^2 \frac{R_{Pl}}{R_{Pl}^2 + (\omega L_{Pl,s} + \omega L_{Pl,e})^2} \quad (2.38)$$

$$L_{C+Pl} = L_C - \omega^2 M^2 \frac{\text{Im } Z_{Pl}}{|Z_{Pl}|^2} = L_C - \omega^2 M^2 \frac{\omega L_{Pl,s} + \omega L_{Pl,e}}{R_{Pl}^2 + (\omega L_{Pl,s} + \omega L_{Pl,e})^2}. \quad (2.39)$$

Die Elemente L_C , $L_{Pl,s}$ und M können anhand der geometrischen Daten und der Annahme, dass es sich um einen Luftkern handelt, berechnet werden [21]. Für eine Spule um ein zylinderförmiges Entladungsgefäß⁸ lauten die entsprechenden Gleichungen:

$$L_C = \mu_0 \frac{\pi r_C^2 N^2}{l_C} \quad (2.40)$$

⁶engl.: mutual

⁷engl.: inertia

⁸engl.: vessel

$$L_{Pl,s} = \mu_0 \frac{\pi r_V^2}{l_V} \quad (2.41)$$

$$M = \mu_0 \frac{\pi r_V^2 \cdot N}{l_V} \quad (2.42)$$

Darin ist r_C der Radius der Induktionsspule, l_C die Länge der Spule, l_V die axiale Länge des Entladungsgefäßes und r_V der Radius des Plasmazyinders. Als Anzahl der Windungen auf der Sekundärseite wird hierbei von $N = 1$ ausgegangen. Für die Berechnung des ohmschen Widerstandes der Induktionsspule R_C muss ggf. der Skin-Effekt berücksichtigt werden.

Nach Ref. 21 können $L_{Pl,e}$ und R_{Pl} über die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas κ_P berechnet werden (s. Glg. 2.34).

Plasmainduktivität und Plasmawiderstand errechnen sich dann mit dem Umfang des Plasmaringes U_{Pl} und dessen Fläche A_{Pl} zu:

$$R_{Pl} = \text{Re} \left[\frac{1}{\kappa_{Pl}} \right] \cdot \frac{U_{Pl}}{A_{Pl}} \quad (2.43)$$

und

$$L_{Pl,e} = \text{Im}[\kappa_{Pl}]. \quad (2.44)$$

Die Plasmaleitfähigkeit ist stark nichtlinear von verschiedenen Parametern, wie bspw. Massenfluss, Spulenstrom und Extraktionsstrom, abhängig. Für die Berechnung entsprechender Werte müssen numerische Verfahren herangezogen werden. In Ref. 43 ist ein solches Modell beschrieben, welches speziell für die Berechnung der Plasmaparameter in Radiofrequenz-Ionenantrieben entwickelt wurde.

In Abb. 2.12 sind die Simulationsergebnisse für den Widerstand R_{C+Pl} und die Induktivität L_{C+Pl} , für einen Strahlstrom von 5 mA und den Gitterspannungen V_{SCR} (1000 V) und V_{ACC} (−150 V) über dem Massenfluss, im Betrieb mit und ohne Plasma, dargestellt. Zu erwähnen ist an dieser Stelle, dass das verwendete Modell die Berechnungen im 2D-Bereich durchführt. Die Spule ist hierbei nicht als Spirale im dreidimensionalen Raum angelegt, sondern wird mittels parallel zueinander stehender Einzelringe modelliert. Durch die exakt rechtwinklige Ausrichtung der Ringe zur Spulenachse fällt die axiale Komponente der Durchflutung höher aus, als es in der realen Spule der Fall ist. Der errechnete Induktivitätswert muss daher um einen Offset verringert werden. Dieser Offset beträgt für den vorliegenden Fall ca. 10%.

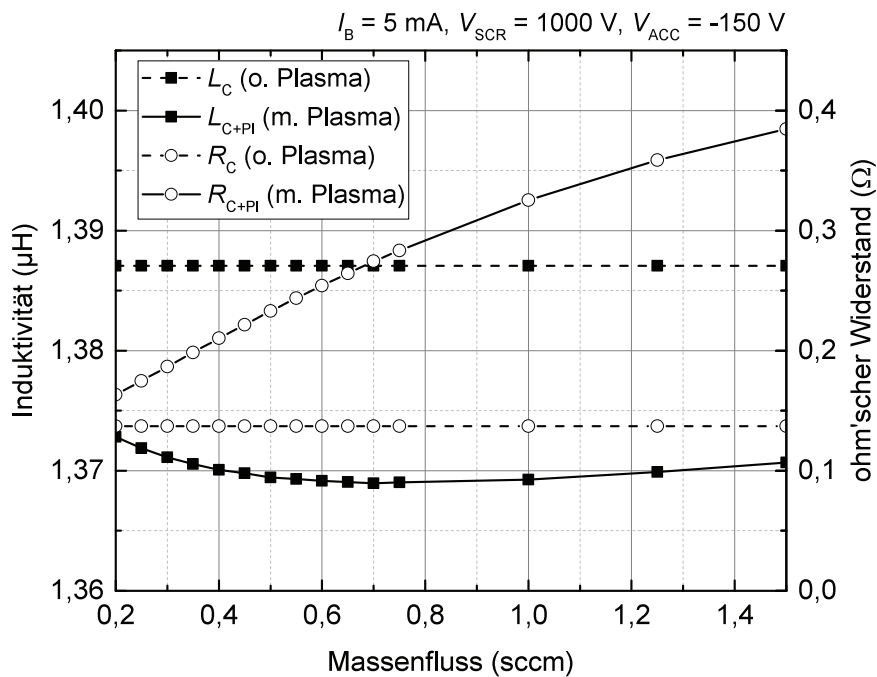


Abbildung 2.12: Ohmscher Widerstand und Induktivität eines RIM4, numerisch ermittelt mit dem Modell aus Ref. 43 für einen Strahlstrom von 5 mA und den Gitterspannungen V_{SCR} (1000 V) und V_{ACC} (−150 V). Wegen des Fehler in der Induktivitätsberechnung, bedingt durch die 2-dimensionale Realisierung des Modells, müssen die Werte für die Induktivität um 10% verringert werden.

Es ist zu erkennen, dass sich die Induktivität mit gezündetem Plasma - im Vergleich zum ungezündeten Fall - nur um ca. 20 nH ändert. Bei der Betrachtung der Widerstandswerte kann ein deutlich größerer Unterschied zwischen gezündetem und ungezündetem Zustand erkannt werden. Mit dem Massenfluss steigt der Plasmawiderstand um ca. 270 % von 140 mΩ auf 380 mΩ. In der Praxis wird man das Triebwerk bei geringen Massenflüssen betreiben, so dass der Unterschied nicht ganz so gravierend ausfällt. Wichtig ist an dieser Stelle vor allem die Erkenntnis, dass das RIT4-Triebwerk als ohmsch-induktive Last – im Betrieb mit gezündetem Plasma – Werte im Bereich um 1,25 μH und 200 mΩ annimmt.

2.3 Simulationen

2.3.1 Finite-Integrale-Theorie

Das verwendete Simulationsprogramm CST Studio Suite basiert auf der sog. Finite-Integrale-Theorie (FIT, engl. *Finite Integration Theory*) ist eine numerische Methode zur Berechnung von elektromagnetischen Feldern in einem diskretisierten Simulationsbereich. Sie wurde in den 1970'er Jahren von T. Weiland vorgestellt [45] und beruht auf der Lösung der Maxwell-Gleichungen in ihrer integralen Form 2.45 – 2.48

$$\oiint_{\partial V} \vec{D} \cdot d\vec{A} = \iiint_V \rho \cdot dV \quad (2.45)$$

$$\oiint_{\partial V} \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (2.46)$$

$$\oint_{\partial A} \vec{E} \cdot d\vec{s} = - \iint_A \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{A} \quad (2.47)$$

$$\oint_{\partial A} \vec{H} \cdot d\vec{s} = \iint_A \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{A} \quad (2.48)$$

unter Berücksichtigung der Materialgleichungen der Elektrodynamik mit den Materialgrößen ϵ (Permittivität), μ (Permeabilität) und σ (elektrische Leitfähigkeit)

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2.49)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.50)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} + \vec{J}_S \quad (2.51)$$

Die Verwendung der integralen Form der Maxwell-Gleichungen unterscheidet sie von anderen Methoden, die sich meist der differentiellen Form der Maxwell-Gleichungen bedienen.

Die folgenden Erläuterungen sind sinngemäß den Referenzen 1 und 29 entnommen.

Grundlage der Methode ist die Diskretisierung des Simulationsbereiches in kleine Volumenelemente, die sog. Gitter- o. Meshzellen, auf deren Rändern und Randflächen die Maxwell – Gleichungen gelöst werden. Zur Veranschaulichung des Verfahrens soll hier die Lösung des Induktionsgesetzes 2.47 auf einer Gitterzelle skizziert werden.

Hierzu genügt es, sich den Simulationsbereich in eine quadratische Gitterstruktur aufgeteilt vorzustellen (s. Abb 2.13). Aus der Menge der Meshzellen werden hier nur zwei benachbarte Zellen betrachtet (s. Teilabbildung (a)). Diese befinden sich in der bereits angesprochenen Gitterstruktur mit der Bezeichnung G .

Die linke Seite des Induktionsgesetzes ist definiert als das Umlaufintegral der elektrischen Feldstärke \vec{E} auf einer geschlossenen Kontur ∂A der Fläche A . Übertragen auf die betrachteten Gitterzellen kann das Integral durch eine Summation der Feldstärkekomponenten auf den Kanten approximiert werden. Multipliziert mit der jeweiligen Kantenlänge h ergeben sich so die äquivalenten elektrischen Spannungen e_i , e_j , e_k und e_l :

$$\oint_{\partial A} \vec{E} \cdot d\vec{s} = h(E_i + E_j - E_k - E_l) = e_i + e_j - e_k - e_l \quad (2.52)$$

Die rechte Seite des Induktionsgesetzes kann in ähnlicher Weise approximiert werden, wenn man von einer konstanten Induktion in der Gitterfläche A ausgeht:

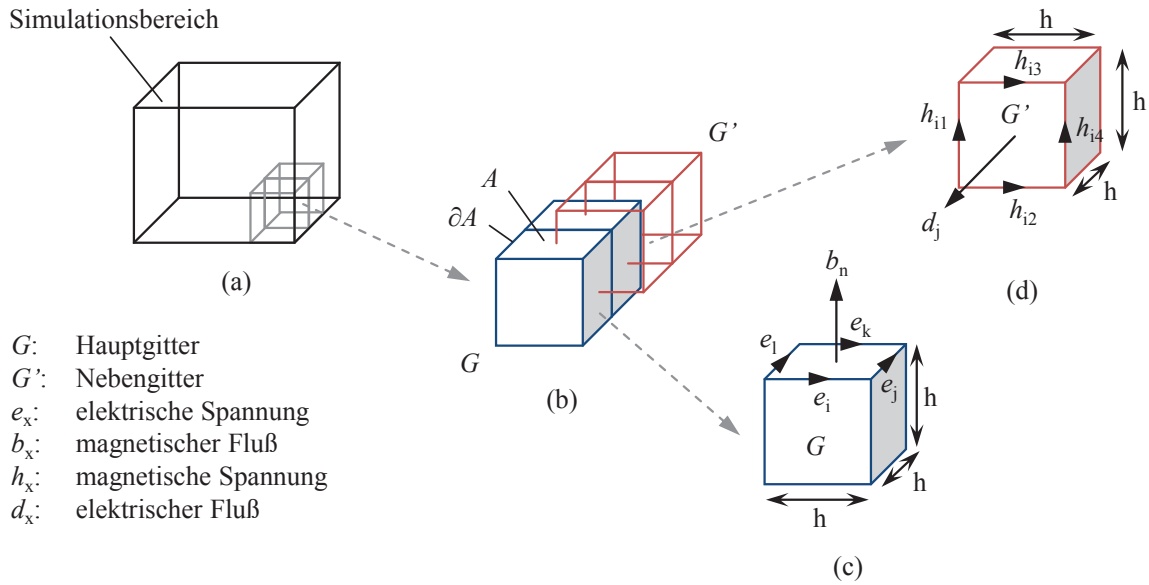


Abbildung 2.13: Veranschaulichung der Berechnungsgitter im Simulationsbereich mit der Finiten-Integrale-Theorie.

$$-\iint_{A_s} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{A} = -\frac{\partial}{\partial t} b_n \quad (2.53)$$

Das Induktionsgesetz lässt sich somit als algebraische Gleichung in der Form

$$e_i + e_j - e_k - e_l = -\frac{\partial}{\partial t} b_n \quad (2.54)$$

ausdrücken.

Wird dieses Vorgehen nun mit allen Kanten und Flächen der Gitterzelle sowie allen Gitterzellen im Simulationsbereich durchgeführt, ergibt sich ein Gleichungssystem, welches in Matrixschreibweise folgende Form besitzt:

$$\mathbf{C}\mathbf{e} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{b} \quad (2.55)$$

$$\begin{pmatrix} \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 1 & \dots & 1 & \dots & -1 & \dots & -1 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_i \\ \vdots \\ e_j \\ \vdots \\ e_k \\ \vdots \\ e_l \end{pmatrix} = -\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \vdots \\ b_n \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

Die Matrix \mathbf{C} repräsentiert dabei den analytischen Rotations-Operator mit den möglichen Werten -1, 0, 1 für jedes Element. Dieses Gleichungssystem kann nun auf numerischem Wege gelöst werden.

In Abb. 2.13 sind neben den Gitterzellen auf dem Hauptgitternetz G noch zwei weitere, in jede Raumachse um die Hälfte der Kantenlänge versetzte Gitterzellen auf dem Gitternetz

G' dargestellt. Hierbei handelt es sich um ein sog. duales Gitternetz. Dieses wird benötigt, um bspw. das Durchflutungsgesetz (Glg. 2.48) lösen zu können. Dafür werden die zuvor berechneten magnetischen Flüsse b_n z.B. nach

$$h_{i1} = - \int_h \frac{1}{\mu} \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (2.57)$$

in magnetische Spannungen umgerechnet. Die Summation von vier magnetischen Spannungen, z.B. h_{i1} , h_{i2} , h_{i3} und h_{i4} , repräsentieren das Umlaufintegral der magnetischen Feldstärke auf dem Rand von A' und somit die linke Seite des Durchflutungsgesetzes. Hieraus lässt sich nun wiederum der elektrische Fluss d_j bestimmen.

In ähnlicher Weise können auch die anderen Maxwellschen Gleichungen beschrieben werden, sodass sich auf diese Art ein vollständiges, diskretes Analogon der Maxwell-Gleichungen ergibt:

$$\tilde{S} \mathbf{d} = \mathbf{q} \quad (2.58)$$

$$\mathbf{S} \mathbf{b} = \mathbf{0} \quad (2.59)$$

$$\mathbf{C} \mathbf{e} = - \frac{d}{dt} \mathbf{b} \quad (2.60)$$

$$\tilde{\mathbf{C}} \mathbf{h} = \frac{d}{dt} \mathbf{d} + \mathbf{j}. \quad (2.61)$$

Die Matrix \mathbf{S} repräsentiert dabei den analytischen Divergenz-Operator. Die mit einer Tilde gekennzeichneten Matrizen beziehen sich auf das duale Gittersystem. Die Materialgleichungen werden dann ebenfalls in Matrizenform verwendet:

$$\mathbf{d} = \mathbf{M}_\epsilon \mathbf{e} \quad (2.62)$$

$$\mathbf{b} = \mathbf{M}_\mu \mathbf{h} \quad (2.63)$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{M}_\sigma \mathbf{e} + \mathbf{j}_s \quad (2.64)$$

Eine detailliertere Beschreibung ist z.B. Ref. 13 zu entnehmen.

Die Methode ähnelt – bis auf die Verwendung der integralen Form der Maxwell-Gleichungen – der **FDTD** (Finite Differences Time Domain). Nach Ref. 24 liegen die Vorteile hierbei in der einfachen Implementierung von Anregungsproblemen und inhomogenen Materialverteilungen. Ebenso ist der Speicherbedarf relativ gering und eine Fehlerabschätzung ist leicht vorzunehmen.

2.3.2 Streuparameter

Die elektrischen Eigenschaften eines linearen elektrischen Netzwerkes können anhand einer frequenzabhängigen Impedanz an den Anschlüssen des Netzwerkes beschrieben werden. Die Impedanz stellt das Verhältnis der am jeweiligen Anschluss anliegenden Spannung zu dem fließenden Strom dar. In Abb. 2.14 ist ein solches System beispielhaft als Vierpol mit den Spannungen u_1 und u_2 sowie den Strömen i_1 und i_2 dargestellt. Wegen der einfachen Beschreibung wird hier ein Vielpol-System verwendet. Prinzipiell ist die Anzahl der Anschlüsse jedoch nicht beschränkt.

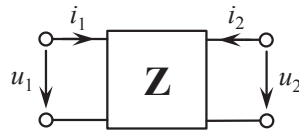


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung eines Vierpols mit der Impedanzmatrix \mathbf{Z} .

Im Falle des Vierpols sind vier Impedanzwerte notwendig, um die Verknüpfung zwischen allen Spannungen und Strömen herzustellen. Die Impedanzwerte können in Form einer Matrix \mathbf{Z} geschrieben werden.

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} \quad (2.65)$$

Das Element Z_{11} beschreibt beispielsweise die Abhängigkeit der Eingangsspannung u_1 von dem Eingangsstrom i_1 . Um Z_{11} messtechnisch korrekt zu ermitteln, ist es notwendig, einen Stromfluss i_2 zu unterbinden. Das System muss also im Leerlauf vermessen werden. Die Realisierung ist in der Praxis jedoch nur in einem niedrigen Frequenzbereich ($f < 1$ MHz) möglich, da bei höheren Frequenzen bspw. Abstrahlung an den offenen Anschlüssen auftritt, die das Messergebnis verfälscht.

Um auch bei höheren Frequenzen die Eigenschaften des Netzwerkes korrekt vermessen zu können, haben sich in der Praxis die Streuparameter (oder S-Parameter) durchgesetzt. Anstatt Spannungen und Ströme zu verwenden, erfolgt die Charakterisierung des Systems durch in das System einlaufende und reflektierte Wellen a_x und b_x (s. Abb. 2.15). Das "x" im Index steht als Variable zur Nummerierung der einzelnen Anschlussstore.

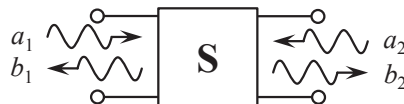


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung eines Zweitores mit Streumatrix \mathbf{S} .

Analog zur Definition der Impedanzmatrix kann nun auch eine Streumatrix \mathbf{S} zur Verknüpfung der einlaufenden und reflektierten Wellen verwendet werden:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (2.66)$$

Die messtechnische Ermittlung der Elemente der Streumatrix erfolgt durch den impedanzgerechten Abschluss der Anschlussstore. Dies ist gerade im höherfrequenten Bereich leichter zu realisieren als bspw. ein breitbandiger Leerlauf.

Die Verknüpfung der Beschreibung eines Systems mit Spannungen und Strömen und der Beschreibung mit Wellen erfolgt über die Heaviside-Transformation in der Form [25]:

$$a_x = \frac{u_x + Z_0 i_x}{2\sqrt{\operatorname{Re}\{Z_0\}}} \quad (2.67)$$

$$b_x = \frac{u_x - Z_0 i_x}{2\sqrt{\operatorname{Re}\{Z_0\}}} \quad (2.68)$$

bzw.

$$u_x = \sqrt{Z_0}(a_x + b_x) \quad (2.69)$$

$$i_x = \frac{1}{\sqrt{Z_0}}(a_x - b_x). \quad (2.70)$$

unter Verwendung der Impedanz des angeschlossenen (Mess-)Systems.

Die Elemente in der Streumatrix sind dimensionslose Größen, die für sich allein stehend nur eine Aussage über das Reflexions- bzw. Übertragungsverhalten des Systems liefern. Die absolute Größe der Spannungen und Ströme ergibt sich erst in Verbindung mit der Impedanz des angeschlossenen (Mess-)Systems. Für den Fall des vorliegenden Vierpols haben die Elemente der Streumatrix folgende Bedeutung:

$$\begin{aligned} S_{11} &= \frac{b_1}{a_1} && \text{Eingangsreflexionsfaktor} \\ S_{12} &= \frac{b_1}{a_2} && \text{Rückwärtstransmissionsfaktor} \\ S_{21} &= \frac{b_2}{a_1} && \text{Vorwärtstransmissionsfaktor} \\ S_{22} &= \frac{b_2}{a_2} && \text{Ausgangsreflexionsfaktor} \end{aligned}$$

3

Systembeschreibung

In diesem Kapitel wird zunächst auf die Funktion eines RIT-Triebwerks eingegangen und dessen Aufbau anhand des verwendeten RIT4 gezeigt. Es folgt eine Beschreibung der benötigten Peripheriekomponenten, die zum Betrieb des Triebwerks notwendig sind. Ausgehend von diesem Gesamtsystem kann eine Aufstellung der auftretenden EMV-Phänomene vorgenommen werden. Hieraus werden dann die Themenstellungen, die in direkter Verbindung mit dem Triebwerk stehen, extrahiert und erläutert.

3.1 Das Radiofrequenz-Ionentriebwerk (RIT)

Das Ziel von Radiofrequenz-Ionentrieben ist es – wie auch bei chemischen Antrieben – einen Vorschub (engl.: thrust) F für ein Raumfahrzeug zu erzeugen, indem Treibstoff (engl.: propellant) der Masse m_p mit der effektiven Geschwindigkeit \vec{v}_p ausgestoßen wird. Mit dem einfachen Zusammenhang $F = -\dot{m}_p \vec{v}_p$ wird klar, dass durch eine Erhöhung der Austrittsgeschwindigkeit des Treibstoffes, der zur Verfügung stehende Treibstoff effizienter ausgenutzt werden kann. Bei chemischen Antrieben ist die Strahlgeschwindigkeit auf ca. 4300 m/s begrenzt [46], so dass eine Steigerung des Vorschubes nur durch einen erhöhten Treibstoffdurchsatz zu erreichen ist. Ionentriebe mit Gittersystem – zu denen auch die an der Universität in Gießen entwickelten RIT's zählen [5][32] – nutzen das Prinzip der elektrostatischen Beschleunigung von elektrisch geladenen Partikeln bzw. Atomen, durch das höhere Strahlgeschwindigkeiten (>30 000 m/s) erreicht werden. Der erreichbare Schub ist im Vergleich zu chemischen Antrieben klein, da der Massenfluss des verwendeten Treibstoffes entsprechend klein ist. Der massenspezifische Impuls¹ ist jedoch weitaus höher. Der vorhandene Treibstoff wird also effizienter eingesetzt.

Eine Limitierung des zu erreichenden Schubes ergibt sich aus der Tatsache, dass die für den Betrieb benötigte Leistung begrenzt ist. Diese wird in Raumfahrtanwendungen z.B. aus Solarmodulen gewonnen. Zusätzlich spielen thermische Aspekte eine Rolle.

Zum Aufgabengebiet der Ionentriebe zählen dementsprechend Anwendungen, bei denen relativ kleine Schübe über einen langen Zeitraum benötigt werden. Dies sind bspw. die Lageregelung von Satelliten, aber auch das Aufspiralen von Satelliten in die geostationäre

¹Der massenspezifische Impuls (abgekürzt: I_{sp}) eines Antriebssystems ist die Änderung des Impulses pro Masseneinheit des Treibstoffes. Er stellt die effektive Austrittsgeschwindigkeit des Treibstoffes dar und ist ein Maß für die Effizienz eines Antriebs.

Umlaufbahn.

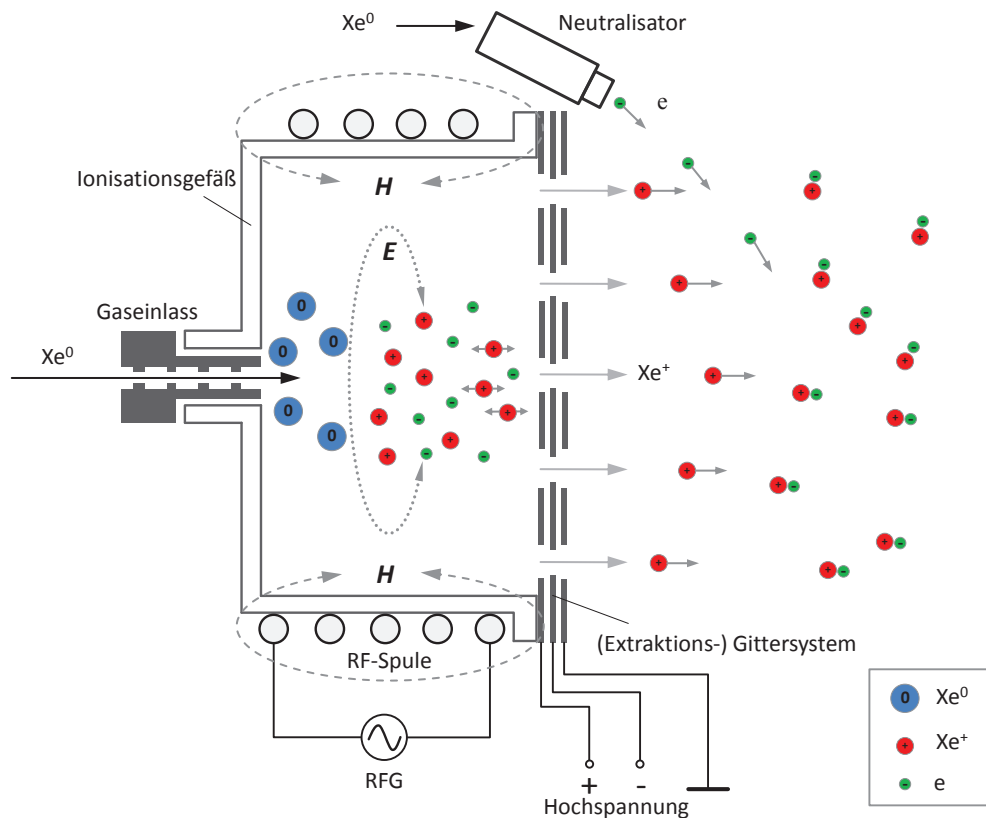


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines RIT im Schnittbild. Das durch den Gaseinlass zugeführte Xenon wird durch Stoßionisation mit den – sich im Ionisationsgefäß befindenden – Elektronen zu einem Plasma ionisiert. Die Elektronen werden dabei von einem elektrischen Feld beschleunigt, dessen Ursache in dem magnetischen Feld liegt, welches von einer Spule herrührt, in die ein RF-Strom eingepreßt wird. Anschließend werden die Ionen mittels eines Gittersystems elektrostatisch beschleunigt, um einen Schub zu generieren. Zur Neutralisation der extrahierten Ionen werden Elektronen über einen Neutralisator emittiert.

Um das Funktionsprinzip eines RIT's genauer beschreiben zu können, bietet es sich an das Triebwerk schematisch darzustellen (s. Abb.3.1). Die Abbildung zeigt ein Triebwerk mit axialsymmetrischen Ionisierungsgefäß im Längsschnitt. Das Ionisierungsgefäß ist von einer Spule umgeben, durch die ein hochfrequenter Strom fließt, welcher durch einen sog. Radiofrequenzgenerator (RFG) erzeugt wird. Dieser Strom bewirkt ein magnetisches Wechselfeld H innerhalb des Ionisierungsgefäßes, welches wiederum ein azimuthales elektrisches Feld E erzeugt. Die in dem Ionisierungsgefäß vorhandenen freien Elektronen e werden durch das elektrische Feld beschleunigt und ionisieren das durch den Gaseinlass zugeführte Gas² (Xe^0). Es entsteht ein Plasma, welches als Ionenreservoir für deren anschließende elektrostatische Beschleunigung dient.

Die Beschleunigung der Ladungsträger wird über ein (Extraktions-) Gittersystem vorgenommen. Das Gittersystem besteht aus zwei oder drei Gittern aus elektrisch leitfähigem Material,

²Meist ein Edelgas. Hier bspw. Xenon.

die in einem definierten Abstand zueinander montiert sind. In diesen Gittern befinden sich Löcher, aus denen die Ionen extrahiert werden können. Die Gesamtheit aller durch ein Loch extrahierten Ionen wird auch als Beamlet bezeichnet. Die Summe aller Beamlets bildet den Triebwerksstrahl. Um den Vorgang der Extraktion genauer beschreiben zu können, ist ein Beamlet in Abb. 3.2 schematisch dargestellt.

Um Ionen extrahieren zu können, wird das dem Plasma zugewandte Gitter (Plasmagrenzanker oder Abschirmgitter) auf ein – relativ zum Raumfahrzeug – positives Potential U_{SCR} gelegt. Es folgt das Beschleunigungsgitter, welches auf ein negatives Potential U_{DEC} gelegt wird. Es entsteht ein elektrostatisches Feld zwischen diesen Gittern. Das Feld reicht im Bereich der Extraktionslöcher bis in den Raum des Ionisationsgefäßes hinein, so dass sich dort ein sog. Plasmameniskus ausbildet. Gelangen nun die im Ionisationsgefäß vorhandenen Ionen von dem Plasma über die Randschicht in dieses Feld (A), werden diese in Richtung Auslass beschleunigt (B). Die Elektronen hingegen verbleiben im System. Das dritte Gitter (Bremsgitter) wird verwendet um das Triebwerk nach außen elektrisch neutral zu halten.

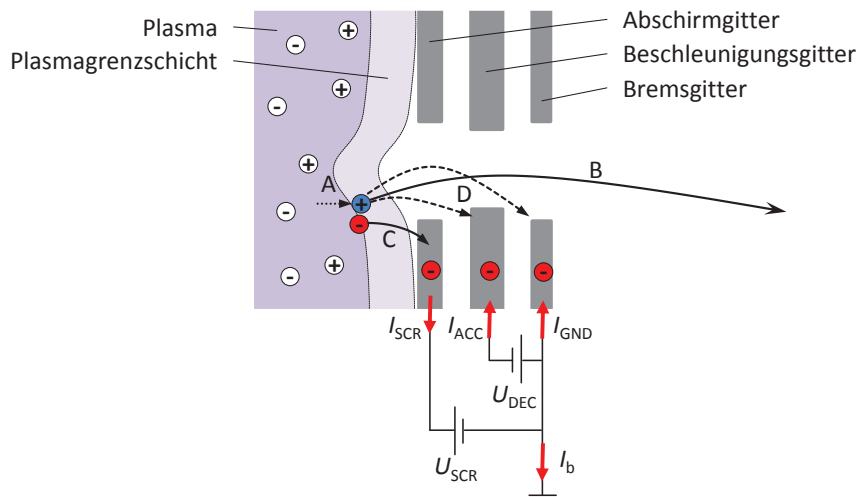


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Gittersystems eines RIT.

Wie bereits angedeutet, kann der vom Triebwerk generierte Schub mit Hilfe des Massendurchsatzes des Treibstoffes³ \dot{m}_P und der Austrittsgeschwindigkeit v_P der extrahierten Teilchen berechnet werden. Streng genommen verlassen nicht nur Ionen das Triebwerk. Auch Neutralgasatome werden infolge des Druckes im Gefäß durch die Öffnungen im Gittersystem extrahiert. Das Verhältnis von extrahierten Ionen \dot{m}_i zum gesamten ausgestoßenen Treibstoff gibt der Massenwirkungsgrad η_m an:

$$\eta_m = \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_P} \quad , \quad \eta_m < 1. \quad (3.1)$$

Da sowohl der Massendurchsatz der Neutralgasteilchen als auch deren Geschwindigkeit klein sind im Vergleich zu den entsprechenden Größen der extrahierten Ionen, können die Neutralgasteilchen für die Berechnung des Schubs vernachlässigt werden [44]. Der vom Triebwerk generierte Schub lässt sich somit in guter Näherung angeben als:

$$F = \dot{m}_i \cdot v_i \quad (3.2)$$

³engl.: propellant

Die Ionen werden beim Durchlaufen der elektrischen Felder zwischen den Gittern elektrostatisch beschleunigt. Um die Austrittsgeschwindigkeit der Ionen berechnen zu können, nutzt man die kinetische Energie E_{kin} , die das Ion auf dem Weg durch die Extraktionsgitter aufnimmt. E_{kin} ist abhängig von der Ladung des Ions und der durchlaufenen Potentialdifferenz zwischen den Gittern. Geht man von einfach ionisierten Atomen aus, kann die Elementarladung $e \approx 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ angesetzt werden. Als Potentialdifferenz kann die Spannung am Abschirmgitter (U_{SCR}) verwendet werden, da bei einem 3-Gittersystem zwar zunächst eine größere Differenz zwischen Abschirmgitter und negativ vorgespanntem Beschleunigungsgitter besteht, welche jedoch durch das umgekehrt polarisierte Feld zwischen Beschleunigungsgitter und Bremsgitter (verursacht durch U_{DEC}) wieder aufgehoben wird.

$$E_{\text{kin}} = e \cdot U_{\text{SCR}} = \frac{1}{2} m_i v_i^2 \quad \Rightarrow \quad v_i = \sqrt{\frac{2eU_{\text{SCR}}}{m_i}} \quad (3.3)$$

Um den Massendurchsatz des Treibstoffes bestimmen zu können, kann man sich eines einfachen physikalischen Zusammenhanges an dem Gittersystem bedienen. Für jedes extrahierte Ion befindet sich ein Elektron im System, welches über das Abschirmgitter aus dem Plasma gezogen wird (Markierung C in Abb. 3.2). Es entsteht ein elektrischer Stromfluss I_{SCR} , der proportional zu dem der aus dem Plasma extrahierten Ionen ist. Es gilt somit:

$$\dot{m}_i = \frac{I_{\text{SCR}} m_i}{e} \quad (3.4)$$

Wie in Abb. 3.2 an der Markierung D angedeutet, können einige Ionen auf das Beschleunigungsgitter oder das Bremsgitter treffen, anstatt vollständig extrahiert zu werden. Um die positive Aufladung der Gitter zu verhindern, stellt sich ein Elektronenstrom in Richtung der Gitter (I_{ACC} und I_{GND}) ein. Diese Ströme müssen von I_{SCR} subtrahiert werden, wodurch sich ein Strom I_b ergibt, der nun proportional zu der Rate der das Triebwerk verlassenden Ionen – und damit zum Schub – ist:

$$I_b = I_{\text{SCR}} - I_{\text{ACC}} - I_{\text{GND}} \quad (3.5)$$

Das “b” steht hierbei für die englische Bezeichnung “Beam” und beschreibt den Triebwerksstrahl.

Der Strahlstrom ist von verschiedenen Faktoren, wie bspw. der eingekoppelten Leistung in das Plasma, der Spannung an den Gittern oder dem Massenfluss abhängig. Als analytischer Zusammenhang für den Schub lässt sich somit schlussendlich folgende Gleichung angeben:

$$F = I_b(\dot{m}, U_{\text{SCR}}, P_{\text{RFG}}) \sqrt{\frac{2m_i U_{\text{SCR}}}{e}} \quad (3.6)$$

3.2 Peripheriesysteme

Für den Betrieb des Triebwerks werden weitere Peripheriesysteme benötigt, die für die Generation des hochfrequenten Spulenstromes, der Hochspannungen für die Extraktion, der Zuführung des Gasflusses und zur Strahlneutralisation benötigt werden. Diese Peripheriesysteme müssen mit entsprechenden Betriebsspannungen versorgt werden, was weitere Netzteile notwendig macht. Darüber hinaus muss ein System vorhanden sein, welches für die Kommunikation mit dem Satellitenbus zuständig ist und zudem eine Regelung des Triebwerks auf den gewünschten Betriebspunkt (bspw. ein definierter Schub) übernimmt. Die Architektur eines Systems, welche alle geforderten funktionellen Anforderungen erfüllt, kann sehr unterschiedlich ausfallen. Aus der Literatur (bspw. Referenzen 15, 30 und 38) lässt sich jedoch eine grundlegende Struktur des Systems extrahieren, die für die Beschreibung der Peripheriesysteme – und später für die Betrachtung der EMV – verwendet werden kann.

Prinzipiell lässt sich das System “Radiofrequenz-Ionenantrieb” in folgende Teilsysteme unterteilen:

- **Triebwerk**
- **Neutralisator** zur elektrischen Neutralisierung des Triebwerkstrahls.
- **Radiofrequenzgenerator (RFG)** zur Generation des hochfrequenten Spulenstromes.
- **Flow Control Unit (FCU)** zur Regelung des Massenflusses zwischen Treibstofftank und Triebwerk.
- **Power Supply and Control Unit (PSCU)** zur Bereitstellung der benötigten Betriebsspannungen für den Radiofrequenzgenerator (PWR & AUX), der FCU (FCUS) und des Neutralisators (NEUS). Diese enthält die eigentliche Control Unit zur Kommunikation mit dem Satellitenbus und zur Einstellung der Betriebsparameter (bspw. des gewünschten Strahlstromes). Die Regelung des Strahlstromes geschieht mittels des sog. Beam Current Controller (BCC). In der PSCU werden zudem die Hochspannungsnetzteile für das Gittersystem integriert.

In der Abbildung 3.3 ist der Aufbau des Systems schematisch dargestellt.

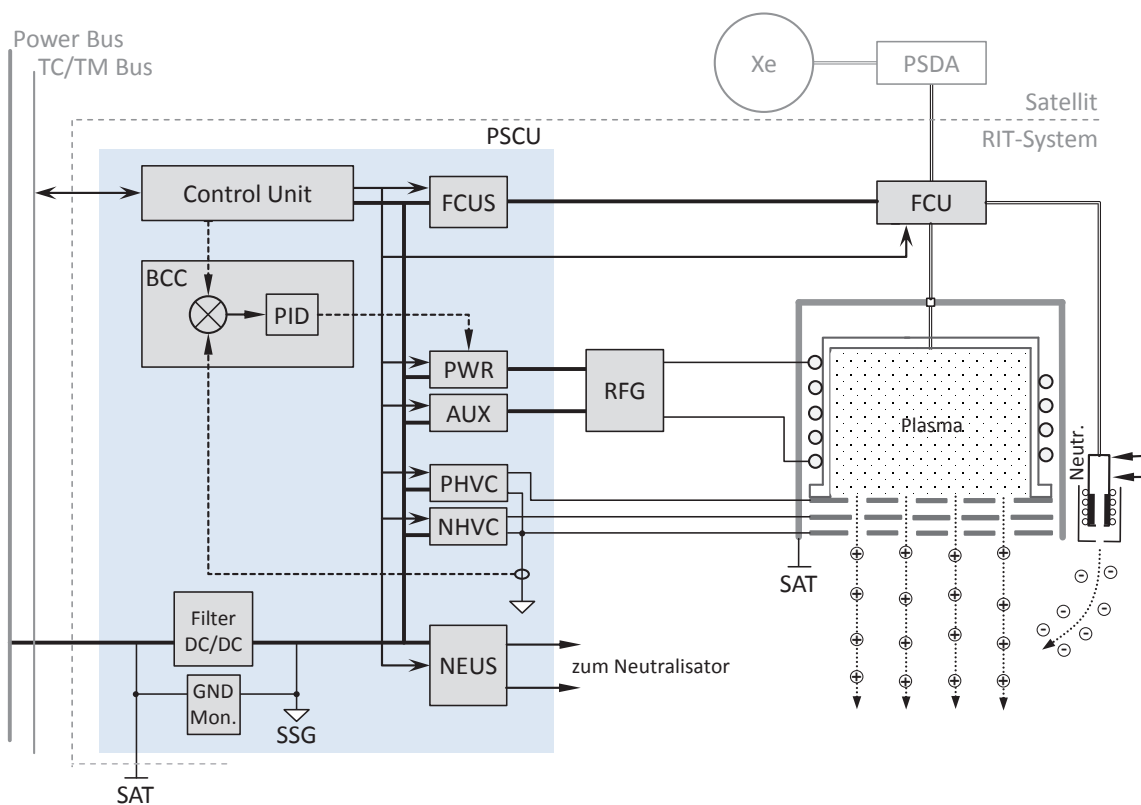


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Systems “Radiofrequenz-Ionenantrieb”.

Im Folgenden werden die einzelnen Peripheriesysteme detaillierter beschrieben.

3.2.1 Neutralisator

Neben dem Triebwerk ist auch der Neutralisator eine wesentliche Komponente elektrischer Raumfahrtantriebe. Er dient der Strahlneutralisation und verhindert, dass sich der Satellit negativ auflädt, was bei einem ausschließlichen Ausstoß von positiv geladenen Ionen der Fall wäre. Eine Aufladung würde wiederum zu einer elektrostatischen Anziehung zwischen Satellit und Ionenwolke führen und letztendlich den erzeugten Schub kompensieren und zudem zu einer Schädigung des Satelliten durch auftreffende Ionen führen. Ein Neutralisator ist bspw. als Hohlkathode aufgebaut. Dieser benötigt im Vergleich zu der einfachsten Variante eines Neutralisators (einem Glühdraht) weitaus weniger Leistung. Im Abb. 3.4 ist der schematische Aufbau einer Hohlkathoden-Neutralisators nach Ref. 18 gezeigt.

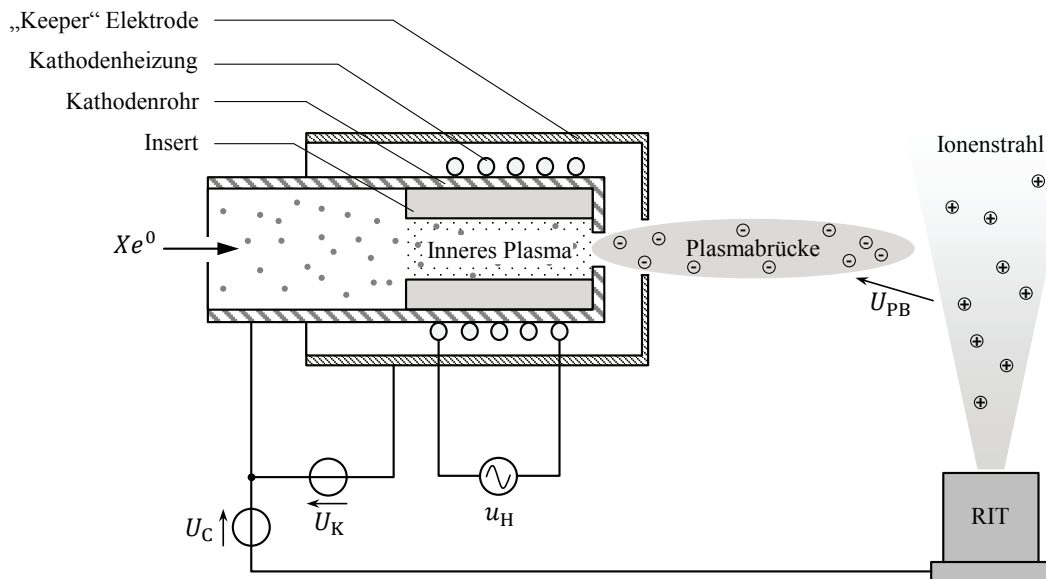


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau einer Hohlkathode.

In einem Kathodenrohr ist ein Feststoff eingebracht, welches durch die Kathodenheizung stark erhitzt wird ($\sim 1200\text{ K}$). Das Insert emittiert nun thermisch Elektronen, welche das eingeleitete Xenon bereits in geringem Maße ionisieren. Wird nun noch eine Gleichspannung zwischen Kathode und Keeper (die sog. Keeperspannung U_K) angelegt, zündet bei ausreichendem Druck eine Niedervolt-Bogenentladung. In Verbindung mit dem positiv geladenen Ionenstrahl werden nun Elektronen in Richtung des Strahles emittiert. Es entsteht eine sog. Plasmabrücke. In der praktischen Anwendung wird die Hohlkathode gegenüber dem Triebwerk negativ vorgespannt (U_C) um die Keeperspannung auszugleichen [20]. Die Spannungen liegen bei ca. 15 V für U_K und ca. 20 V für U_C [28]. Durch die Raumladung des Ionenstrahls werden dann immer so viele Elektronen abgezogen, wie zur Strahlneutralisation benötigt werden. Dies ist in der Abbildung durch U_{PB} symbolisiert. Es entsteht also ein selbstregelndes System.

3.2.2 Radiofrequenzgenerator (RFG)

Für die Stoßionisation des Plasmas im RIT-Triebwerk wird ein, die Ionisationsspule durchfließender, RF-Strom benötigt. Diesen Strom zu generieren ist die Aufgabe des sog. Radiofrequenzgenerators. Die Untersuchungen in dieser Arbeit wurden mit einem kommerziell erhältlichen Gerät vom Typ "RFG-60" der Fa. Apcon GmbH [6] durchgeführt. Abb. 3.5 zeigt den schematischen Aufbau des Generators. Es handelt sich hierbei um einen Serienschwingkreis-Wechselrichter in unipolarer Halbbrückenkonfiguration. Die Halbbrücke, bestehend aus den zwei n-Kanal MOSFETs T_1 und T_2 sowie deren internen Inversdioden D_1 und D_2 , ist das zentrale Element des Generators. Die Ansteuerung findet über eine Treiberschaltung mit vorgeschalteter PLL⁴ statt. Die PLL synchronisiert die Schaltzeitpunkte der MOSFETs mit den Stromnulldurchgängen des ausgangseitigen Schwingkreises. Die Versorgungsspannung der Halbbrücke wird über ein externes Gleichstromnetzteil (PWR in Abb. 3.3) bereitgestellt. Diese Spannung ist in der Abbildung als Zwischenkreisspannung U_{ZK} über einem Stützkondensator eingezeichnet. Als Betriebsspannung für die PLL und die Treiberschaltung benötigt der RFG zusätzlich eine feste Betriebsspannung, die als Auxillary-Spannung U_{AUX} (AUX in Abb. 3.3) bezeichnet wird, in der folgenden Abbildung jedoch nicht eingezeichnet ist.

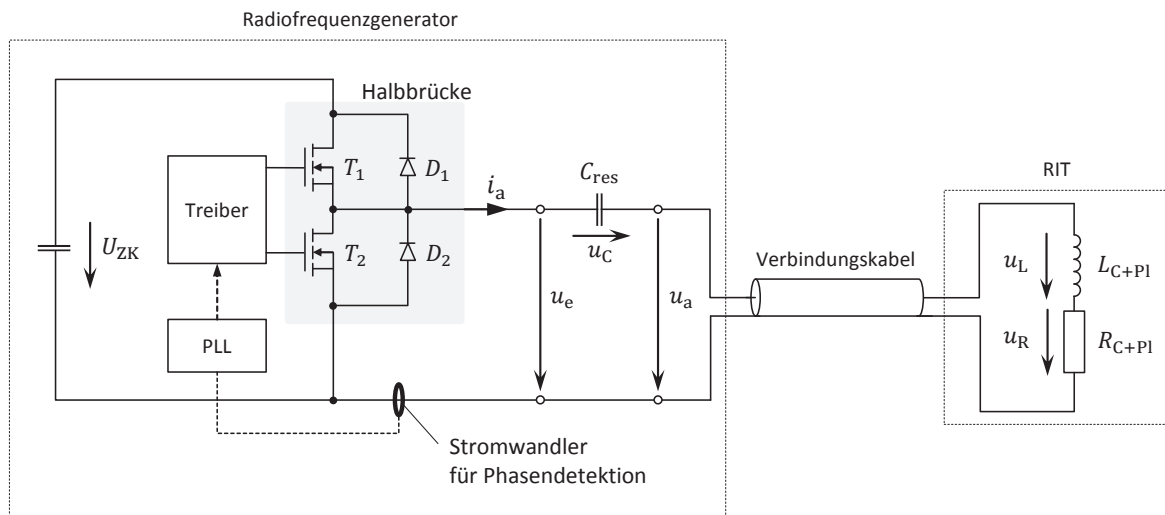


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des Radiofrequenzgenerators (RFG) als Schwingkreis-Wechselrichter in Unipolarer Halbbrückenkonfiguration.

Das Triebwerk wird über ein Verbindungskabel mit dem Generator verbunden und stellt für diesen in erster Näherung eine ohmsch-induktive Last dar⁵, welche in Abbildung 3.5 durch die Komponenten R_{C+PI} und L_{C+PI} symbolisiert sind. Die Bezeichnung "C+PI" verdeutlicht dabei, dass es sich um zusammengesetzte Größen handelt. Im Falle von R_{C+PI} handelt es sich um den ohmschen Widerstand der Induktionsspule, der mit dem transformierten Wirkwiderstand des Plasmas zusammengefasst wurde. Analog dazu beschreibt L_{C+PI} die Induktivität der Induktionsspule inklusive der transformierten Gegeninduktivität des Plasmas. Dieser vereinfachten Darstellung liegt die Beschreibung des induktiv gekoppelten Plasmas als Ersatzschaltbild aus Induktivität und Wirkwiderstand zugrunde. Im Abschnitt 2.2.1 wurde hierauf genauer eingegangen.

⁴Phasenregelschleife, engl.: Phase Lock Loop

⁵Später wird deutlich, dass diese Annahme für Frequenzanteile, die oberhalb der Betriebsfrequenz liegen, nicht ausreichend ist.

Fügt man den Kondensator C_{res} in Reihe zur Triebwerksimpedanz ein, ergibt sich ein Serienschwingkreis mit der Resonanzfrequenz

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{C+Pl}C_{\text{res}}}}. \quad (3.7)$$

Der Schwingkreis bildet eine frequenzabhängige Impedanz, die sich aus den Reaktanzen des Kondensators X_C und der Induktivität X_L , sowie des Wirkwiderstandes R_{C+Pl} zusammensetzt. Unterhalb von f_0 dominiert X_C den Impedanzverlauf, oberhalb der Resonanzfrequenz X_L . Wird der Schwingkreis mit der Resonanzfrequenz angeregt, heben sich die Blindwiderstände von C_{res} und L_{C+Pl} auf. Der Strom i_a erreicht seinen maximalen Wert, welcher nun nur noch vom Widerstand R_{C+Pl} und der Spannung u_e am Anregepunkt des Schwingkreises abhängig ist. Die beschriebenen Sachverhalte sind in Abbildung 3.6 grafisch dargestellt. Zur besseren Übersicht wurden die Ordinaten auf die minimale Impedanz bzw. den maximalen Strom normiert. Für die Abszisse wurde eine Normierung auf die Resonanzfrequenz gewählt.

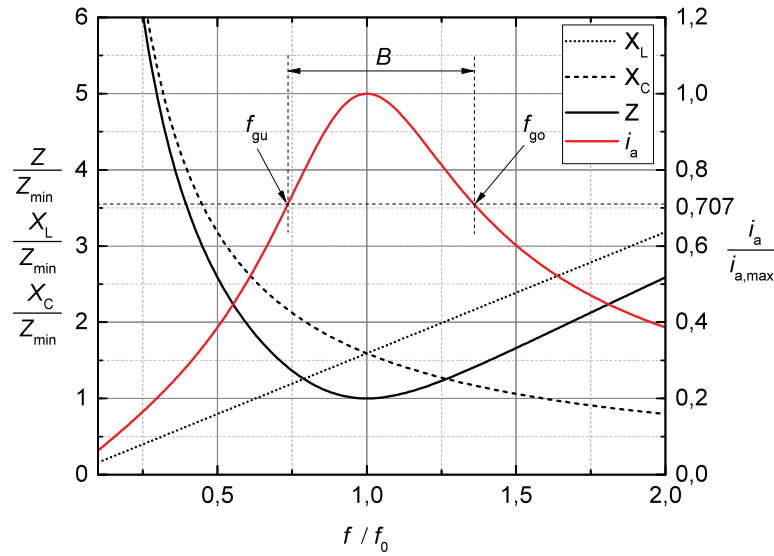


Abbildung 3.6: Verläufe der Reaktanzen, der Impedanz und des Stromes in einem Serienschwingkreis.

Zur Charakterisierung des Schwingkreises kann man die Bandbreite B heranziehen.

$$B = f_{\text{go}} - f_{\text{gu}} = \frac{f_0}{Q}. \quad (3.8)$$

Diese ist definiert als der Abstand der unteren Grenzfrequenz f_{gu} zur oberen Grenzfrequenz f_{go} . An diesen Frequenzpunkten beträgt die Amplitude 70,7 % ($1/\sqrt{2}$) des Maximalwertes. Je schmaler die Bandbreite wird, desto größer wird die Güte Q des Schwingkreises.

Im vorliegenden Fall des Serienschwingkreises ergibt sich die Güte abhängig von den verwendeten Bauteilwerten:

$$Q = \frac{1}{R_{C+Pl}} \sqrt{\frac{L_{C+Pl}}{C_{\text{res}}}}. \quad (3.9)$$

Ziel des Radiofrequenzgenerators ist es, einen möglichst maximalen Strom durch die Ionisationsspule zu treiben. Hierzu muss dieser in der Lage sein, die Resonanzfrequenz möglichst genau zu treffen. Abhängig von der Güte des Systems kann eine Abweichung von der Resonanzfrequenz die erzeugte Stromamplitude drastisch reduzieren. Die gewünschte Resonanzfrequenz wird mittels C_{res} eingestellt. Für die Wahl der optimalen Betriebsfrequenz kann an dieser Stelle kein analytischer Zusammenhang angegeben werden, da sowohl der

geometrische Aufbau von Spule und Entladungsgefäß als auch die Plasmaparameter im jeweiligen Arbeitspunkt eine große Rolle spielen [40]. Die Betriebsfrequenzen für gängige RIT's liegen im Bereich mehrerer 100 Kilohertz bis zu wenigen Megahertz.

Beim Betrieb des Radiofrequenzgenerators muss zudem die Spannungsfestigkeit aller beteiligten Komponenten gewährleistet sein, denn wie bereits beschrieben, heben sich die Reaktanzen bei der Resonanzfrequenz aufgrund ihres unterschiedlichen Vorzeichens auf. Da Induktivität und Kapazität jedoch vom Schwingkreisstrom durchflossen werden, entsteht an ihnen ein entsprechender Spannungsabfall. Die Spannungen u_C und u_L weisen ebenfalls unterschiedliche Vorzeichen auf, so dass sie sich vom Eingang des Schwingkreises aus betrachtet scheinbar aufheben und daher keine Auswirkungen auf die Halbbrücke haben. In Abhängigkeit des fließenden Stromes i_a , sind u_C und u_L höher als die Eingangsspannung u_e . Es kommt zu einer Spannungsüberhöhung, die abhängig von der Güte ist. Die Spannungsüberhöhung tritt jedoch nur bei Güten im Bereich $Q > 1/\sqrt{2}$ auf [9]. Im Bereich $1/\sqrt{2} < Q < 4$ sind die Maxima der überhöhten Spannungen zur Resonanzfrequenz verschoben. Dies ist in Abbildung 3.7 mit $Q = 1$ zu erkennen. Für Güten $Q > 4$ fallen die Maxima praktisch mit der Resonanzfrequenz zusammen [9], so dass dann gilt:

$$u_C = u_L = u_e \cdot \frac{1}{R_{C+Pl}} \sqrt{\frac{L_{C+Pl}}{C_{res}}} = u_{a0,HB} \cdot Q \quad (3.10)$$

Die Erweiterung im Index der Ausgangsspannung der Halbbrücke um eine 0 bezeichnet die Grundschwingung. Abbildung 3.7 zeigt die Abhängigkeit der Spannungen im Schwingkreis anhand einer Gegenüberstellung des Schwingkreises anhand der Güten $Q = 1$ und $Q = 10$. Hierzu wurde der ohmsche Anteil entsprechend verringert. Dieselben Spannungsverläufe stellen sich jedoch auch ein, wenn anstatt des ohmschen Anteils der Induktivitätswert verändert wird. In diesem Fall muss jedoch auch der Wert des Kondensators entsprechend angepasst werden, um dieselbe Resonanzfrequenz zu erhalten.

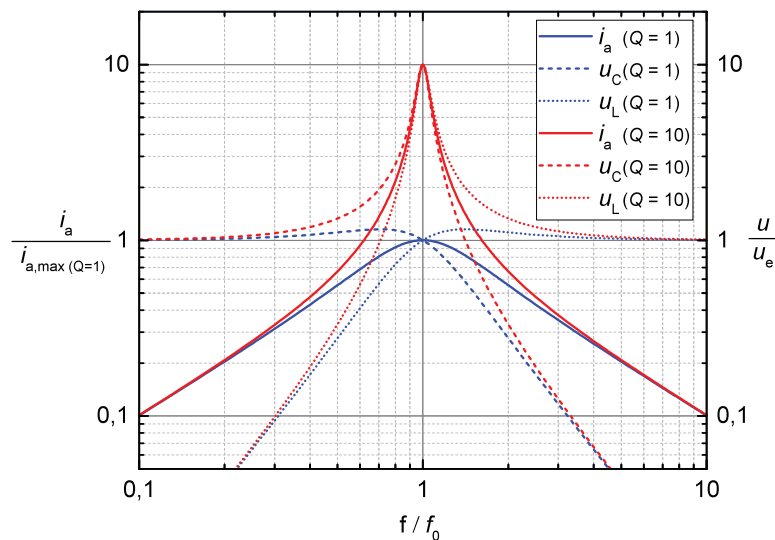


Abbildung 3.7: Darstellung der Güte in einem Serienschwingkreis. Die Güte wurde durch eine Verringerung des ohmschen Anteils von $Q = 1$ auf $Q = 10$ geändert.

Bei entsprechendem Aufbau und Betrieb des Resonanzkreises stellt sich also bei der Resonanzfrequenz der größtmögliche Strom in Kombination mit einer hohen Spannung über der Induktionsspule ein. Die maximal in das Triebwerk eingekoppelte Leistung ergibt sich dann zu:

$$P_{C+Pl} = R_{C+Pl} \cdot i_{a0}^2 = \frac{u_{a0}^2}{R_{C+Pl}} \quad (3.11)$$

3.2.3 Flow Control Unit (FCU)

Sowohl das Triebwerk, als auch der Neutralisator benötigen für den Betrieb einen kontinuierlichen Zufluss an Treibstoff. Um das benötigte Edelgas platzsparend unterzubringen, wird dieses in einem Behälter unter hohem Druck gelagert. Dieses Behältnis kann nicht direkt mit Triebwerk bzw. Neutralisator verbunden werden, sondern wird bspw. mit Hilfe des "Propellant Supply and Distribution Assembly (PSDA)" und der "Flow Control Unit (FCU)" an die Anforderungen an den Massenfluss und den Vordruck angepasst. Hierfür kommen Druckminderer und Ventile zum Einsatz. Die Ventile können bspw. von einer zentralen Steuerung (z.B. die Power Supply and Control Unit (PSCU)) angesteuert werden.

3.2.4 Power Supply and Control Unit (PSCU)

Die Power Supply and Control Unit stellt ein weiteres elementares System dar. Die PSCU beinhaltet zum einen die Netzteile zur Erzeugung der benötigten Versorgungsspannungen für den Radiofrequenzgenerator (Betriebsspannung "AUX" und Versorgungsspannung der Halbbrücke "PWR"), des Neutralisators ("NEUS" = NEUtralisator Supply, mit Keeperspannung U_K und Kathodenspannung U_C , vgl. Abb. 3.4) und der Flow Control Unit ("FCUS" = Flow Control Unit Supply).

Des Weiteren sind hier auch die Netzteile zur Generation der Hochspannungen des Gittersystems untergebracht. Die positive Hochspannung am Abschirmgitter wird allgemein als PHV (Positive High Voltage) und analog dazu die negative Spannung am Beschleunigungsgitter als NHV (Negative High Voltage) bezeichnet. Die Netzteile werden dementsprechend als PHVC und NHVC (Positive- bzw. Negative High Voltage Converter) bezeichnet [10].

In der PSCU ist außerdem das System zur Regelung des Strahlstromes (engl.: Beam Current Controller, Abk.: BCC) untergebracht. Im einfachsten Fall wird der Strahlstrom I_b (vgl. Abschnitt 3.1) gemessen und mit einem Sollwert verglichen. Bei einer Abweichung von Soll- zu Ist-Wert ändert ein nachgeschalteter (PID-) Regler die Versorgungsspannung der RFG-Halbbrücke. Da der vom RFG erzeugte Strom in der Triebwerksspule direkt abhängig von der Versorgungsspannung der Halbbrücke ist (U_{ZK} in Abb. 3.5), ändert sich damit die eingekoppelte Leistung in das Plasma. Da der Strahlstrom wiederum von der eingekoppelten Leistung in das Plasma abhängig ist, kann so eine Regelung realisiert werden. Abbildung 3.8 zeigt die regelungstechnischen Zusammenhänge.

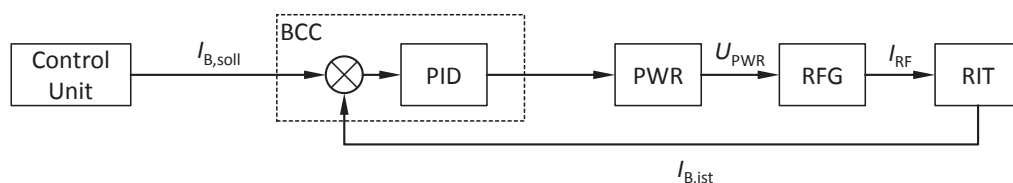


Abbildung 3.8: Darstellung der Regelschleife des Strahlstromes.

Zur Kommunikation mit dem Hauptrechner des Satellitensystems steht eine Steuereinheit (Control Unit) zur Verfügung, über die Kommandos zur Einstellung des entsprechenden Betriebsmodus (wie bspw. "Triebwerk EIN/AUS"), an das Triebwerkssystem übergeben werden können. Die Kommunikation erfolgt bspw. über einen seriellen Datenbus nach dem MIL-1553 Standard. Über die Control Unit können dann die Vorgaben aus den empfangenen Kommandos, bspw. zum gewünschten Schub, in einen entsprechenden Vorgabewert des Strahlstromes ($I_{B,soll}$) für den Beam Current Controller umgewandelt werden. Zudem können die benötigten Netzteile und die Flow Control Unit gesteuert werden.

Ein weiteres System innerhalb der PSCU stellt der sog. GND-Monitor dar. Dieser überwacht mögliche Potentialdifferenzen zwischen dem Bezugspunkt des Satelliten (Satelliten-Masse, "SAT") und dem des Antriebssystems (Secondary Star Ground, "SSG"). Durch die Verwendung zweier Bezugspotentiale besteht zunächst die Möglichkeit einer Überwachung der ordnungsgemäßen Funktion des Antriebssystems. Fällt bspw. der Neutralisator während der Extraktion von Ionen aus, führt dies zu einer Herabsetzung des Potentials am SSG, die dem Potential der extrahierten Ionen entspricht (typ. 1 kV bis 2 kV) [19]. Dies führt wiederum zur Kompensation des erzeugten Vorschubes und zu einem Rückfluss der Ionen auf die Oberfläche des Satelliten, der hierdurch beschädigt wird. Detektiert der GND-Monitor einen solchen Potentialunterschied, kann das Antriebssystem abgeschaltet werden.

Der GND-Monitor kann jedoch auch als aktives Element genutzt werden um das Potential des Antriebssystems künstlich anzuheben. Dies verhindert die elektrostatische Anziehung der Neutralisator-Elektronen von denen, auf Potential des Power Busses liegenden Solarpanels (typ. 28 V bis 100 V).

Um die Potentialtrennung zwischen Satelliten und Antriebssystem gewährleisten zu können, müssen alle Komponenten der PSCU elektrisch isoliert aufgebaut werden. Dies kann entweder für jede Komponente separat oder zentral am Einspeisepunkt von Power Bus und Signal Bus in die PSCU durchgeführt werden.

3.3 EMV des Systems

Führt man nun das in Abb. 3.3 dargestellte System mit den Anforderungen an die EMV aus Abb. 2.1 zusammen, lässt sich daraus eine Übersicht der EMV-relevanten Themen ableiten. In Abb. 3.9 ist die Verknüpfung der Abbildungen gezeigt. Auf der linken Seite befindet sich das RIT-System, welches über die Versorgungs- und Signalleitungen elektrisch mit weiteren Satellitensystemen verbunden ist. Mit der Unterteilung in Intersystem- und Intrasystem-EMV sowie leitungsführte und feldgebundene Ausbreitungswegen lässt sich das RIT-System aus Sicht der EMV in vier Teil-Problemstellungen (Markierungen A-D in Abb. 3.9) einteilen.

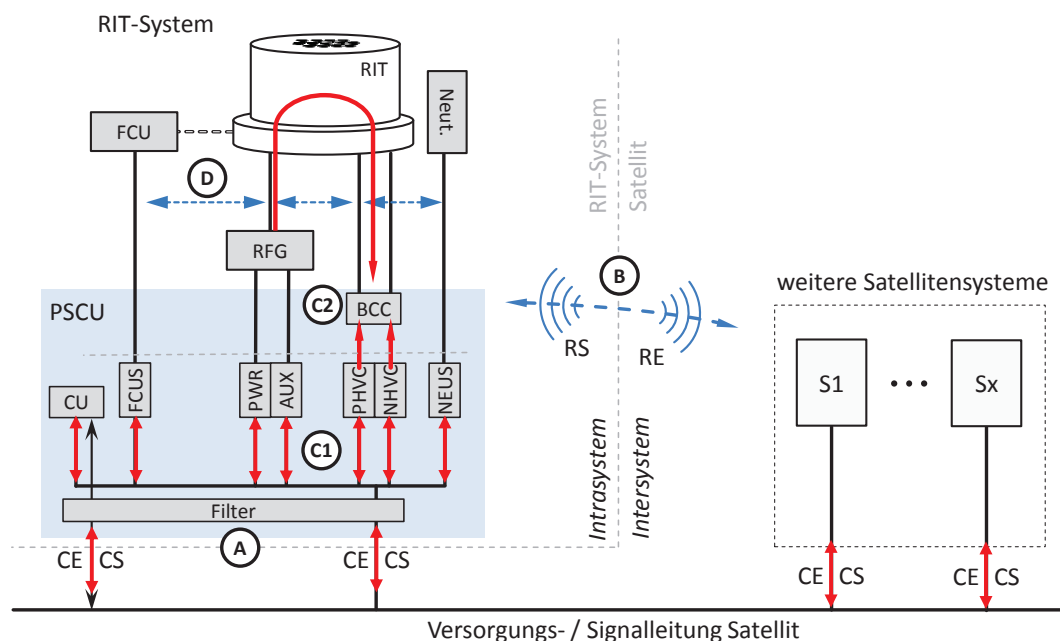


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der EMV-relevanten Themenstellungen im Bezug auf das RIT-System.

A – Intersystem-EMV, leitungsgebundene Störungen:

Aus Sicht der Intersystem-EMV interessieren die Eigenschaften des gesamten RIT-Systems mit Bezug auf die übrigen elektrischen Systeme des Satelliten. Die elektrische Anbindung des Antriebssystems an den Satellitenbus wird an der PSCU realisiert. Bezogen auf die leitungsgeführten Störungen muss hier dafür gesorgt werden, dass sowohl die Störemission als auch die Störeinkopplung in einem tolerierbaren Rahmen – also innerhalb der Spezifikation der entsprechenden Norm – bleiben. Für beide Aspekte bietet sich die Verwendung von Leitungsfiltren an. Für eine Untersuchung dieser Themenstellung ist das Triebwerk nur indirekt von Bedeutung, da dieses zwar als Last für die Hochspannungsnetzteile vorhanden ist und somit Einfluss auf die elektrische Auslegung der Netzteile hat, bei der Auslegung der entsprechenden Filter in Richtung des Satellitenbusses jedoch nicht berücksichtigt werden muss.

B – Intersystem-EMV, feldgebundene Störungen:

Bzgl. der feldgebundenen Störaussendung besteht kein definierter Anschlusspunkt wie bei den leitungsgeführten Störungen. Alle Komponenten des Systems können potentiell elektromagnetische Felder in den Raum emittieren.

Ein typisches EMV-System kann in die Elemente Störquelle, Koppelpfad und Störsenke eingeteilt werden. Als Störsenke ist hierbei entweder ein System auf dem Satelliten oder – bei einer Normprüfung – eine Messantenne anzunehmen. Der Koppelpfad ist in diesem Fall der Raum zwischen RIT-System und Messantenne. Die Definition der Störquelle gestaltet sich schwieriger, da zwar die elektrischen Signale des RIT-Systems prinzipiell die Ursache der Störungen darstellen, jedoch die eigentliche Emission – der Übergang von Störquelle zu Koppelpfad – abhängig von der gesamten Systemarchitektur sein kann. Bezogen auf das in Abb. 3.3 gezeigte System stellen sowohl die Kombinationen von Radiofrequenzgenerator, RF-Kabel und Triebwerk sowie die Kombination von Hochspannungsnetzteilen, HV-Zuleitungskabel und Triebwerk mögliche Systemteile dar, die zur gestrahlten Emission beitragen. Dies gilt sinngemäß auch für das Thema Störfestigkeit.

C – Intrasystem-EMV, leitungsgebundene Störungen:

Betrachtet man die Intrasystem-EMV, so muss hier vor allem die Funktionsfähigkeit des Systems gewährleistet sein. Ein RIT-System besteht vor allem aus Netzteilen zur Generation der verschiedenen benötigten Versorgungsspannungen (FCUS, PWR, AUX, PHVC, NHVC und NEUS, vgl. Abschnitt 3.2). Wie schon bei der Thematik der Intersystem-EMV können Netzteile eingangsseitig Störungen erzeugen (sog. Netzurückwirkungen), die auch andere RIT-Systemkomponenten beeinflussen können (**Markierung C1**). Diese Problemstellung lässt sich ebenfalls anhand von Leitungsfiltren entschärfen.

Ausgangsseitig sind die genannten Netzteile und der Radiofrequenzgenerator über Kabel mit weiteren Systemkomponenten wie FCU, RIT oder Neutralisator verbunden. Generiert ein Gerät hochfrequente Störungen, können diese leitungsgebunden in die Ausgangskreise der anderen Komponenten einkoppeln. Die Störungen können dann bspw. die Regelkreise der Geräte beeinflussen. Ein weiterer beeinflussbarer Regelkreis ist der in 3.2.4 beschriebene Regelkreis zur Einstellung des Strahlstromes. Dieser beruht auf einer Messung der Gitterströme. Beeinflussen Störungen die Strahlstrommessung, arbeitet dieser Regelkreis nicht optimal (**Markierung C2**).

D – Intrasystem-EMV, feldgebundene Störungen:

Die bereits o.g. Aspekte in Bezug auf die feldgebundenen Störungen aus Sicht der Intersystem-EMV können auch hier aufgeführt werden. Die von einem Teilsystem emittierten Felder können bspw. in die Kabel der anderen Teilsysteme einkoppeln. Aufgrund des geringen Abstandes der Strukturen voneinander, wird hierbei vorwiegend Nahfeldkopplung auftreten.

Wie in Kap. 1 beschrieben, ist das Ziel dieser Arbeit die Analyse der EMV-Eigenschaften des Triebwerks sowie der direkt verbundenen Peripheriegeräte. Da eine direkte elektrische Verbindung zum Triebwerk durch den Radiofrequenzgenerator und die Hochspannungsnetzteile erfolgt, sind diese in die Untersuchungen mit einzubeziehen. Aus Sicht der leitungsgebundenen Störungen müssen daher die Störpotentiale von RFG und Hochspannungsnetzteilen auf die Strommessung untersucht werden. Dies macht auch eine Analyse des Kopplungsverhaltens des Triebwerks notwendig, da der RFG nur indirekt über das Triebwerk auf die Strommessung wirken kann.

Radiofrequenzgenerator-Lastkreis (RFG, Kabel, Triebwerk) und Hochspannungsnetzteil-Lastkreis (HVS, Kabel, Triebwerk) stellen mögliche Quellen feldgebundener Emission dar. Die Emission ist bedingt durch die Ströme in den Lastkreisen und deren Aufbau. Beides gilt es qualitativ zu untersuchen. Neben den Lastkreisen muss zudem das Triebwerk als Emissionsquelle in Betracht gezogen werden.

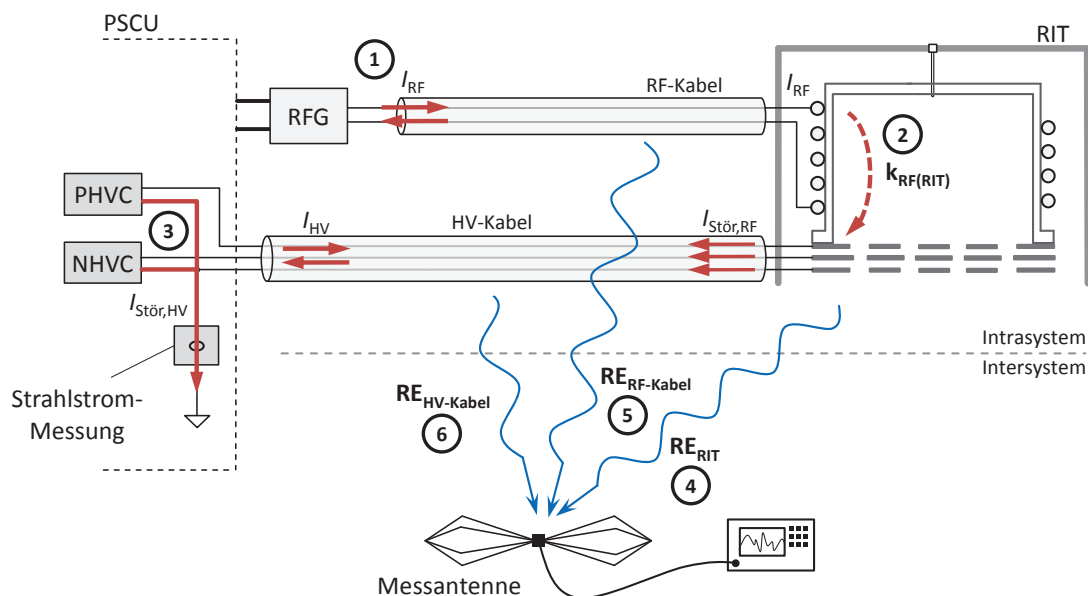


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der Themenstellungen. Dargestellt sind die relevanten Komponenten des RIT-Systems. Die Markierungen deuten auf die einzelnen Themenstellungen hin.

Für die Arbeit bietet es sich demnach an, zunächst die Ströme (Frequenzspektrum und Amplituden) in den Lastkreisen zu bestimmen und in einem nächsten Schritt die Emission zu untersuchen. Aus den angestellten Überlegungen können nun die – für diese Arbeit relevanten – Themenstellungen, mit dem Triebwerk im Fokus, noch einmal aufgelistet werden:

1. Charakterisierung der HF-Ströme im Lastkreis des Radiofrequenzgenerators
2. Analyse des Kopplungsverhaltens im Triebwerk
3. Charakterisierung der HF-Ströme im Lastkreis der Hochspannungsnetzteile
4. Untersuchung des Emissionsverhaltens des Triebwerkes
5. Untersuchung des Emissionsverhaltens des RFG-Lastkreises
6. Untersuchung des Emissionsverhaltens des Hochspannungs-Lastkreises

In Abb. 3.10 sind die extrahierten Themenstellungen schematisch dargestellt. Dabei sind nur die relevanten Komponenten eingezeichnet.

4

Simulationsmodelle

Um die erläuterten Themenstellungen zu bearbeiten, werden in dieser Arbeit, neben messtechnischen Mitteln, auch Simulationsmodelle verwendet. Dies hat zum einen den Vorteil, dass Simulationsmodelle einen “Blick in das System“ ermöglichen. Bspw. können Spannungen und Ströme oder Verteilungen von elektrischen und magnetischen Feldern an Orten im System betrachtet werden, die mit messtechnischen Methoden nur schwer zugänglich sind. Zudem birgt das Einbringen einer Messeinrichtung die Gefahr das System zu beeinflussen oder ist aus Platzgründen, nicht möglich. Zum anderen können Simulationsmodelle verwendet werden, um die EMV-Eigenschaften des Systems bereits in der Konzeptionsphase zu untersuchen, ohne das System selbst oder entsprechende Messaufbauten erstellen zu müssen. Das Kapitel beschreibt den Aufbau und das Zusammenspiel der einzelnen Modelle.

4.1 Übersicht

Das EMV-relevante Verhalten eines Systems stellt sich erst im Zusammenspiel aller Teilsysteme ein. Um das in Kapitel 3 beschriebene System auf Basis einer Simulation nachbilden und analysieren zu können, müssen die parasitären Elemente des Systems berücksichtigt werden, da eine rein funktionale Simulation oberhalb von 1 MHz ihre Gültigkeit verliert [22]. Bei einfachen geometrischen Strukturen kann die Modellierung der parasitären Elemente bspw. durch Verwendung diskreter elektrischer Bauteile (R , L und C) erfolgen. Bei komplexen geometrischen Strukturen führt jedoch nur eine 3D-Simulation mit entsprechender Auflösung der Geometrie zum Erfolg.

Die Verbindungskabel des RIT-Systems können den einfachen Geometrien zugeordnet werden. Eine ausreichend genaue Nachbildung realer Verhältnisse lässt sich unter Beachtung einiger Bedingungen (wie bspw. Einhaltung des quasistationären Zustandes) in einem Schaltungssimulator erreichen. Im Falle des Triebwerks handelt es sich um keine einfache Struktur, so dass nur eine 3D-Simulation ein ausreichend genaues Ergebnis liefern kann. Da sich die zu untersuchenden (Hochfrequenz-) Eigenschaften des Systems erst im Zusammenschluss aller Komponenten ergeben, müssen auch alle Komponenten in der Simulation berücksichtigt werden.

Die verschiedenen Komponenten des RIT-Systems besitzen unterschiedliche Abmessungen, die sich stark unterscheiden. Während sich die Abstände auf den Leiterplatten der Elektronikbauteile oder des Triebwerks im Bereich von Millimetern bewegen, besitzen die

Verbindungsleitungen Längen im Bereich mehrerer Meter. Eine 3D-Simulation des RIT-Systems als Ganzes wäre nicht zielführend, da die Diskretisierung – und damit die Anzahl der Gitterzellen – von der kleinsten Struktur bestimmt würde. Durch die Ausdehnung des Gesamtsystems, bedingt durch die Kabel, ergäbe sich eine Anzahl von Gitterzellen, mit denen eine Simulation auf herkömmlichen Rechnern nicht durchzuführen wäre.

In dieser Arbeit wird die Simulation des Systems daher durch die Kombination von Schaltungssimulation und 3D-Simulation durchgeführt. Das Vorgehen, bzw. die Partitionierung der einzelnen Modelle ist in Abb. 4.1 dargestellt.

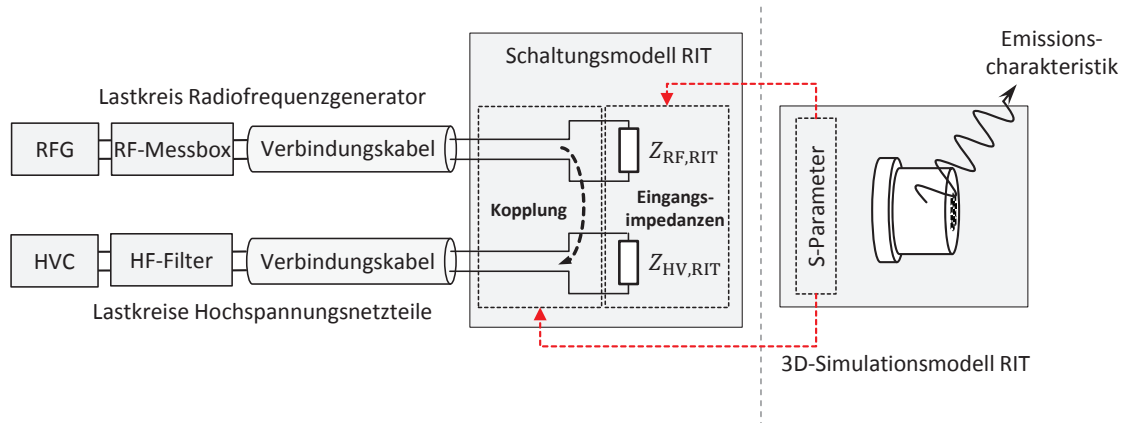


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der einzelnen Simulationsmodelle und deren Verkopplung. Die 3D-Simulation des Triebwerks (rechte Seite der Abbildung) liefert "Blackbox-Modelle" des Triebwerks, welche dessen Verhalten an den Anschlüssen beschreiben. Diese können als "Impedanzmodell" und "Kopplungsmodell" in die Schaltungssimulation (linke Seite der Abbildung) integriert werden.

Um die hochfrequenten Spannungen und Ströme im RFG-Lastkreis und im Lastkreis der Hochspannungsnetzteile nachbilden zu können, werden Radiofrequenzgenerator (RFG) und Hochspannungsnetzteil (High Voltage Converter, HVC) unter Berücksichtigung von parasitären Elementen im Schaltungssimulator modelliert. Die Verbindungskabel werden dort mit Hilfe von Transmission Lines abgebildet. Um das elektrische Verhalten des Triebwerks im Schaltungssimulator mit berücksichtigen zu können, wird ein Schaltungsmodell des Triebwerks aus einer 3D-Simulation extrahiert. Dieses bildet zum einen das Verhalten des Triebwerks an seinen Anschlüssen ab ("Eingangsimpedanzen"). Zum anderen lässt sich mit dem Modell auch die Verkopplung der Lastkreise simulieren ("Kopplung").

Des Weiteren wird das 3D-Modell dazu verwendet, die Emissionscharakteristik des RIT zu analysieren. Der Aufbau und ggf. die Funktion der in der Abbildung aufgelisteten Komponenten werden im Verlauf dieses Kapitels erläutert.

4.2 3D-Simulationsmodell des Triebwerks

Die Analyse der EMV-Eigenschaften des RIT-Systems erfolgt in einem Frequenzbereich, in dem aufgrund der Wellenlängen der höherfrequenten Signalanteile, die Vorgänge (Spannungen und Ströme) im System nicht mehr als quasistationär betrachtet werden können. Hier beeinflussen die geometrischen Strukturen des Triebwerks die Signalverläufe durch deren parasitären Eigenschaften. Um eine zielführende Simulation durchzuführen, können keine Vereinfachungen der Geometrie vorgenommen werden, weshalb 3D-Simulationsprogramme eingesetzt werden müssen. Für die Simulation des in dieser Arbeit untersuchten Radiofrequenz-Ionentriebwerks wurde das Programm *Microwave Studio* der Firma CST (Computer Simulation Technology)[2] ausgewählt, welches die in Kap. 2.3.1 beschriebene Finite-Integrale-Theorie

verwendet. Im Folgenden wird das Modell, sowie die Simulationmethode und die damit zu erreichenden Ergebnisse beschrieben.

4.2.1 RIT4-Modell

Für die Untersuchungen in dieser Ausarbeitung wurde ein Triebwerk vom Typ “RIM4” verwendet. Die Verwendung des Buchstaben “M” anstatt des “T” rührt von einem leicht veränderten Design des Triebwerkes her und symbolisiert hierbei die Optimierung für die Materialbearbeitung. Der prinzipielle Aufbau unterscheidet sich aber gegenüber einem normalen Triebwerk nur marginal, so dass diese Ionenquelle sich ebenso gut für die durchgeführten Messungen und Analysen eignete. Der Aufbau der Quelle ist anhand der CAD-Daten in Abb. 4.2 gezeigt.

Die Hauptkomponente des Triebwerks stellt das auf einer Seite offene Entladungsgefäß (C) mit der umwickelten Spule (B) dar. Das Gefäß ist im Bereich des Gefäßmantels gewindeförmig ausgeschnitten, um einen sicheren Halt der Spule zu gewährleisten.

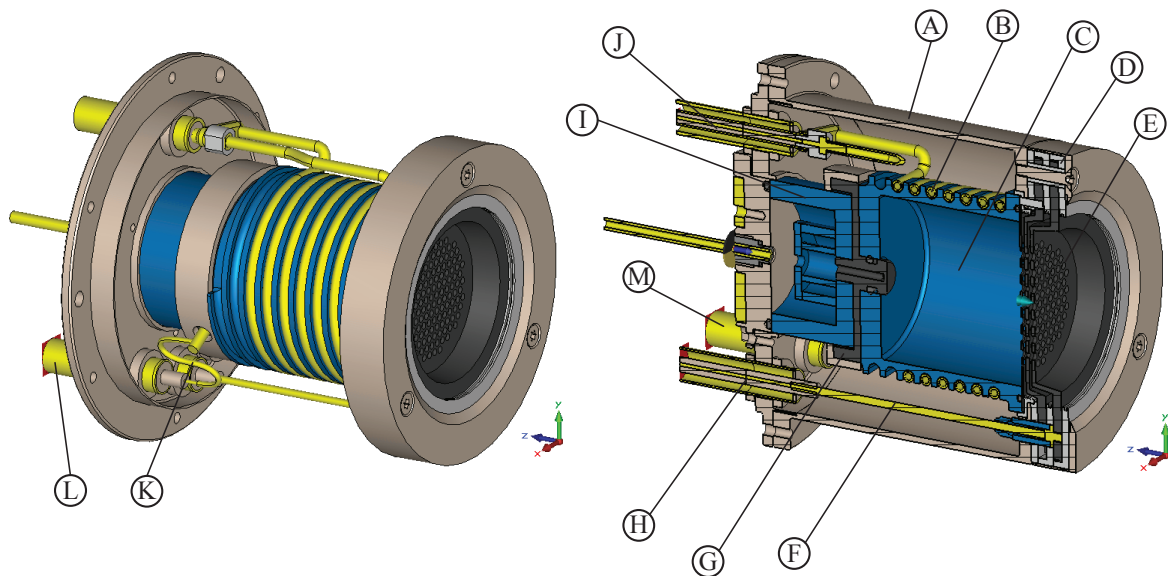


Abbildung 4.2: Modell des verwendeten Triebwerks vom Typ RIM4.

Vor der offenen Seite ist das Gittersystem (E) montiert. Es besteht aus 3 Gittern, die im mittleren Bereich mit Löchern versehen sind, um die Extraktion der Ionen zu ermöglichen. Die Gitter sind untereinander durch Macor¹-Elemente (D) elektrisch isoliert eingebaut. Die elektrische Anbindung des GND- & NHV-Gitters an die Anschlüsse auf der Rückseite des Triebwerks erfolgt über Kupferstäbe (F). Das PHV - Gitter (Plasmagrenzanker) ist elektrisch schwebend eingebaut und wird bei vorhandenem Plasma annähernd auf dessen Potenzial gezogen. Die Beaufschlagung des Plasmas mit der Hochspannung geschieht, indem die Ionenfängerkontaktierung (G) über einen gebogenen Kupferdraht (K) mit dem Hochspannungsanschluss auf der Rückseite des Triebwerks verbunden wird. Der Ionenfängerkontaktierung ist der Gaseinlass vorgeschaltet, welcher aus einer porösen Keramik (I) besteht und dafür sorgt, dass das zugeführte Gas gefiltert und homogenisiert wird. Alle Komponenten sind in einem Aluminiumgehäuse (A) untergebracht. Auf der Rückseite befinden sich die Anschlüsse für den Radiofrequenzgenerator (J), die negative Hochspannung (M), den Bezugspunkt (H) und die positive Hochspannung (L).

¹ Keramikmaterial mit guten thermischen Eigenschaften

4.2.2 Simulationemethode

Da man in der EMV an dem Verhalten eines Systems in einem definierten Frequenzbereich (Festlegung bspw. durch Norm) interessiert ist, muss die Simulation ebenfalls für diesen Frequenzbereich ausgelegt werden. Um das geforderte Frequenzspektrum abzudecken, könnten nun mehrere Simulationen an diskreten Frequenzpunkten, mit anschließender Interpolation, durchgeführt werden. Um alle (unbekannten) Resonanzfrequenzen “entdecken” zu können, müsste die Schrittweite zwischen den einzelnen Frequenzpunkten entsprechend klein sein. Dies verlängert wiederum die gesamte Simulationsdauer.

In dieser Arbeit wird die Simulation stattdessen im Zeitbereich durchgeführt. Dazu wird nacheinander an dem jeweils zu speisenden Anschluss (Anschluss für die Induktionsspule, Anschlüsse für die Hochspannungen) ein pulsförmiges Signal eingespeist. Die Wirkung auf die übrigen Anschlüsse wird dabei ebenfalls im Zeitbereich aufgenommen. Für eine Überführung der Ergebnisse in den Frequenzbereich wird von Ein- und Ausgangssignalen anschließend eine FFT² durchgeführt. Das Ergebnis sind Übertragungsfunktionen, die das elektrische Verhalten des Triebwerks als “Blackbox” beschreiben. Dies entspricht genau den in Abschnitt 2.3.2 erläuterten Streuparametern, aus denen bspw. die Impedanzwerte des Systems berechnet werden können. Das Vorgehen ist schematisch in Abb. 4.3 dargestellt.

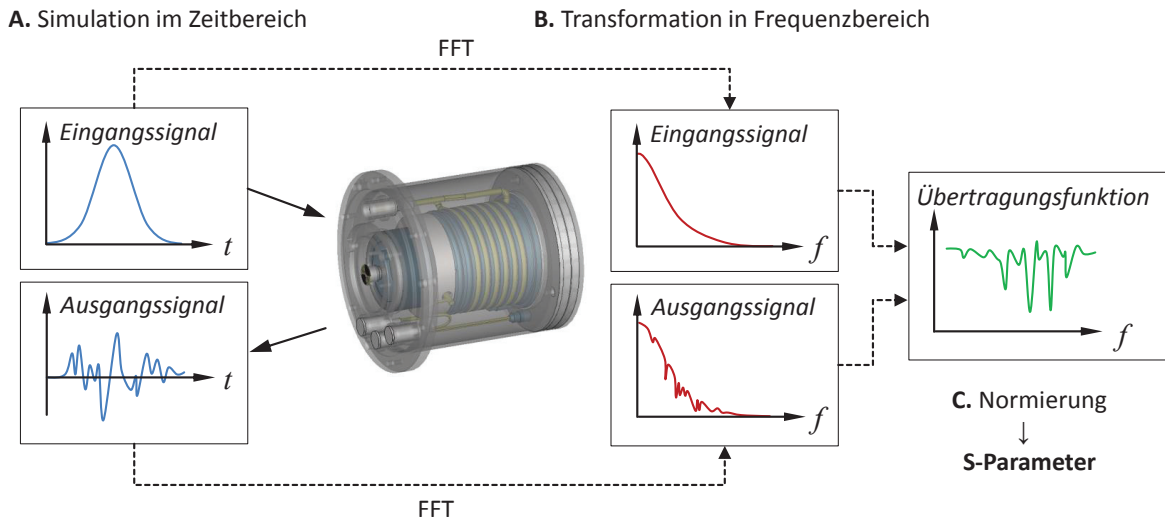


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Simulationemethode im 3D-Simulationsmodell.

Das beschriebene Vorgehen birgt einige Vorteile. Bspw. lässt sich die Simulationsdauer verkürzen, da pro Anschluss nur eine Simulation durchgeführt werden muss, um das gesamte Frequenzspektrum zu erhalten. Bei geeigneter Wahl des Eingangspulses wird der gesamte Frequenzbereich lückenlos abgedeckt. So vermeidet man bspw. die Gefahr, dass Resonanzen unentdeckt bleiben.

Der gewählte Eingangsimpuls muss einigen Anforderungen genügen. Zu nennen sind hier, aus o.g. Gründen, insbesondere die Breitbandigkeit, zudem dürfen keine Nullstellen im Spektrum auftreten. Diese Eigenschaften werden durch einen sog. “Gaußimpuls” abgedeckt. Dieser wird im Zeitbereich durch

$$x(t) = A \cdot e^{-\pi(t/\Delta t)^2} \quad (4.1)$$

mit der Amplitude A und der äquivalenten Impulsdauer Δt beschrieben [27]. Die äquivalente Impulsdauer ist dabei definiert über die Dauer eines Rechteckimpulses mit derselben

²Fast Fourier Transformation

Amplitude und Fläche wie der Gaußimpuls. Die relevante Eigenschaft bei der Wahl des Gaußimpulses für die Simulation liegt darin, dass das zugehörige Spektrum $X(f)$ sinngemäß dieselben Eigenschaften wie $x(t)$ aufweist. Es lässt sich schreiben als

$$X(f) = A \cdot \Delta t \cdot e^{-\pi(f\Delta t)^2}. \quad (4.2)$$

Die äquivalente Bandbreite (mit analogen Definition zur äquivalenten Impulsdauer im Frequenzbereich) Δf ist durch das Reziprozitätsgesetz

$$\Delta t \cdot \Delta f = 1 \quad (4.3)$$

mit dem Zeitbereichssignal verknüpft. In Abbildung 4.4 ist die Beschreibung illustriert.

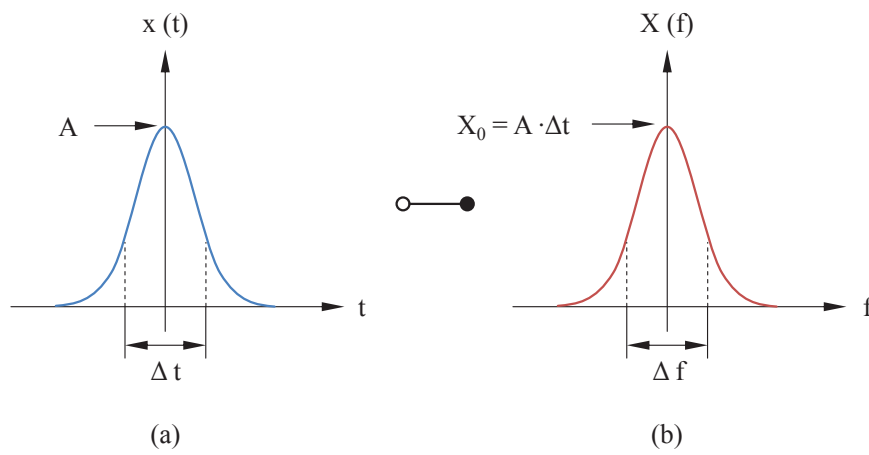


Abbildung 4.4: Gegenüberstellung des Gaußimpulses im Zeitbereich (a) und im Frequenzbereich (b).

Bei der Wahl des Eingangspulses mit bspw. $\Delta t = 1 \text{ ns}$ ergibt sich Δf zu 1 GHz. Der Gaußimpuls besitzt zudem die Eigenschaft, dass er für $t \rightarrow -\infty$ bis ∞ existent und positiv ist. Die Signalamplitude fällt allerdings zu großen $|t|$ recht schnell ab, so dass sie bspw. bei $t = \pm 2 \cdot \Delta t$ nur noch einen Wert von $3,5 \cdot 10^{-6} \cdot A$ aufweist. Aus Sicht der Numerik konvergiert der Gaußimpuls aufgrund der begrenzten numerischen Genauigkeit also gegen Null und kann für die Simulation daher als endlich angesehen werden.

4.2.3 Modellierung des Plasmas

Um die elektrischen Eigenschaften des Plasmas im Triebwerk berücksichtigen zu können, bietet sich die Verwendung der Plasmaleitfähigkeit aus Abschnitt 2.2.1 an. Im 3D-Simulationmodell kann ein Material mit den entsprechenden dielektrischen Eigenschaften erstellt und im Innenraum des Ionisationsgefäßes platziert werden. Die Plasmaleitfähigkeit ist abhängig von den Parametern:

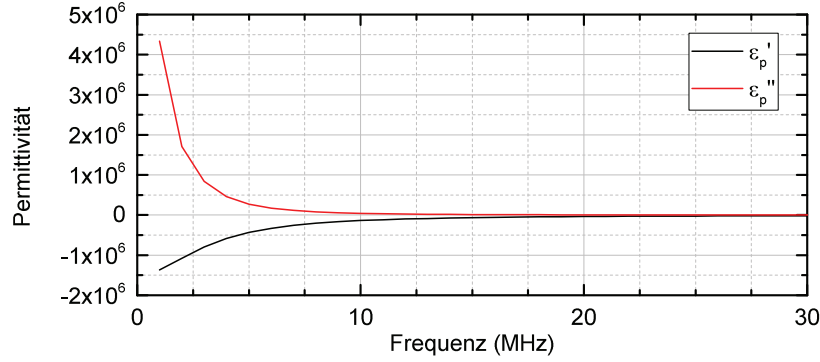
1. Elektronenplasmafrequenz ω_{pe} (mit der Elektronendichte n_e)
2. Effektive Stoßfrequenz $\nu_{m,eff}$
3. Anregefrequenz ω

Diese Parameter können mithilfe einer Simulation ermittelt werden. Dafür bedarf es jedoch selbst-konsistenter Modelle, die speziell auf Niedertemperatur-Plasmen zugeschnitten werden müssen. Die in dieser Arbeit verwendeten Werte zur Definition der Plasmapermittivität wurden mithilfe des in Ref. 44 beschriebenen Modells für einen Spulenstrom von 4 A und einen Massenfluss von 0,3 sccm ermittelt. Die Werte sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

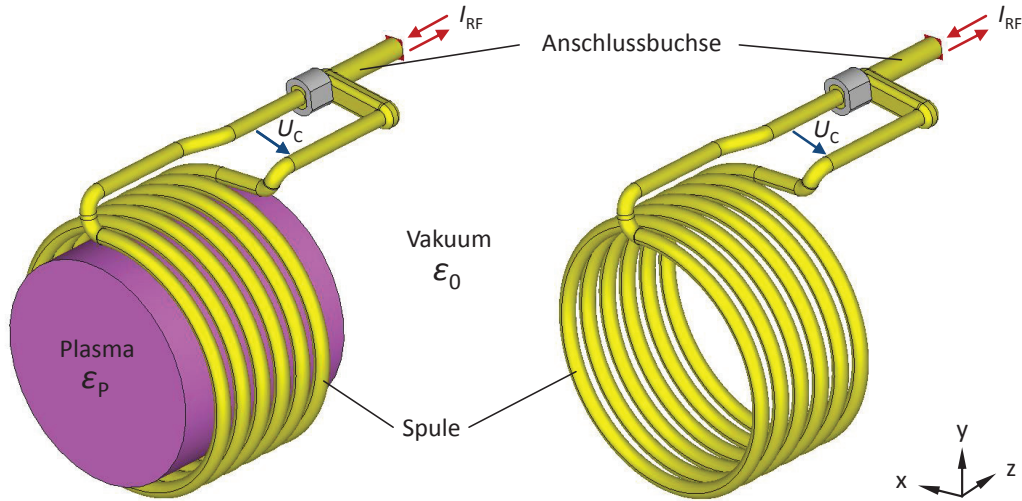
Tabelle 4.1: Parameter für Plasmaleitfähigkeits-Modell.

\dot{m}	I_{RF}	n_e	ω_{pe}	$\nu_{\text{m,eff}}$
0,3 sccm	4 A	$1,8744 \cdot 10^{17} \text{ 1/m}^3$	$24,4 \cdot 10^9 \text{ Hz}$	$1,99 \cdot 10^7 \text{ Hz}$

Setzt man diese Werte in die Gleichungen 2.36 und 2.37 ein, erhält man die in Abb. 4.5 gezeigten Verläufe der komplexen Plasmapermittivität ϵ_p .

**Abbildung 4.5:** Verlauf der komplexen Plasmapermittivität über der Frequenz für die in Tab. 4.1 angegebenen Werte.

Das 3D-Plasmodell wurde anhand der ermittelten Permittivitätswerte erstellt. Um dessen qualitative Gültigkeit zu zeigen, wird im Folgenden nur das Plasma und die Triebwerksspule betrachtet. So kann ein Einfluss aller anderen Elemente des Triebwerks ausgeschlossen werden, wodurch die Ergebnisse der Simulation qualitativ mit denen in Ref. 44 vergleichbar werden. Zudem reduziert dies die notwendige Simulationsdauer. Abb. 4.6 zeigt das Modell.

**Abbildung 4.6:** Modell des Plasmas als Materialzylinder mit definierter Permittivität ϵ_p mit der es umgebenden Induktionsspule des RIM4. Die Spannung an der Anschlussbuchse der Spule ist mit U_C bezeichnet, der durch die Spule fließende Strom mit I_{RF} .

Um den Einfluss des Plasmas ersichtlich zu machen, werden im Folgenden die Verläufe von elektrischem Feld und magnetischem Feld im Modell mit Plasma und ohne Plasma gezeigt. Die Darstellung erfolgt als Schnittbild in der xy-Ebene. Die Schnittebene ist auf der z-Achse so verschoben, dass sie genau in der Mitte des Plasmas positioniert ist. Die Simulation wurde

mit einem Spulenstrom I_{RF} von 4 A bei einer Frequenz von 2,7 MHz durchgeführt.

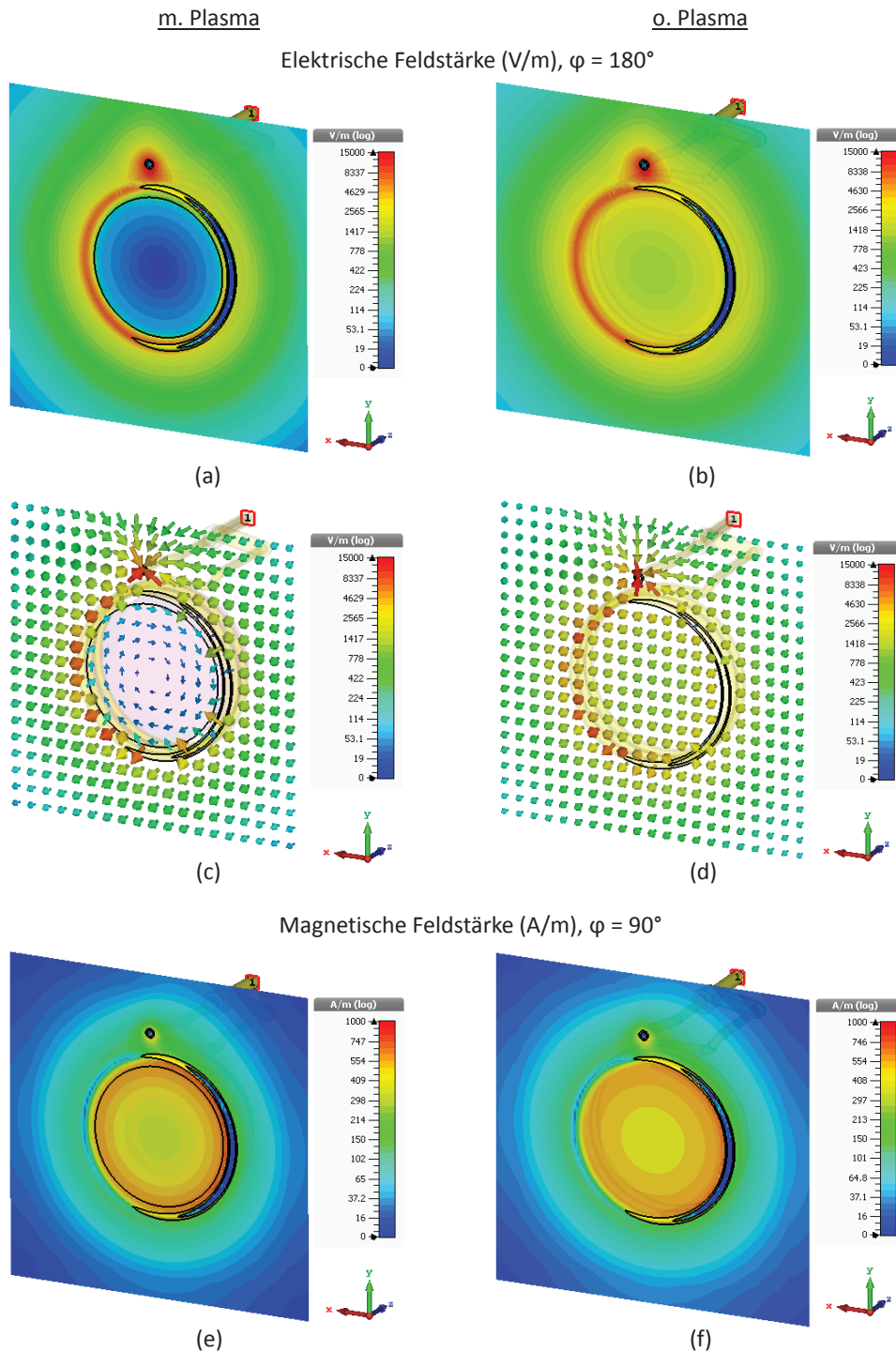


Abbildung 4.7: Verläufe der elektrischen und magnetischen Feldstärke im 3D-Simulationsmodell in der xy-Ebene und in der Mitte des Plasmamaterials. Auf der linken Seite sind die Verläufe mit Plasma dargestellt, auf der rechten Seite die ohne Plasma. Die Teilbilder (a) bis (d) zeigen die Verläufe der elektrischen Feldstärke in skalarer und vektorieller Darstellung jeweils bei einem Phasenwinkel von 180° bezogen auf den anregenden Strom. Die Teilabbildungen (e) und (f) zeigen die magnetische Feldstärke bei einem Phasenwinkel von 90° bezogen auf den anregenden Strom.

Vergleicht man die Simulationen der elektrischen Feldstärke mit Plasma (Teilabbildungen (a) und (c)) und ohne Plasma (Teilabbildungen (b) und (d)), fällt zunächst auf, dass sich die Verläufe im Bereich des Plasmas stark unterscheiden. Im Fall ohne Plasma haben die Feldlinien einen Verlauf in Richtung der negativen z-Achse. Für die Darstellung der Felder wurde ein Phasenwinkel von 180° bezogen auf den Strom gewählt. In der Simulation erreicht der Strom durch die Spule sein Maximum bei einem Phasenwinkel von 90° . Beachtet man die Phasenverschiebung von 90° zwischen Spannung und Strom an einer Induktivität, wobei die Spannung vorausseilt, ist die Spannung in diesem Phasenwinkel gerade 0 V. Wählt man den Phasenwinkel zur Darstellung der elektrischen Feldstärke nun zu 180° (bezogen auf den Strom), ergibt sich eine negative Spannung U_C (s. Abb. 4.6) am Anschluss der Spule und damit die Richtung der Feldlinien wie in der Abbildung 4.7.

Für den Fall mit Plasma zeigen die Feldlinien außerhalb der Spule qualitativ denselben Verlauf wie im Fall ohne Plasma. Im Bereich des Plasmas stellen sich jedoch völlig andere Verhältnisse ein. Die Feldlinien des elektrischen Feldes bilden konzentrische Kreise um die Mittelachse des Plasmas. Dieses Verhalten ist durch die Induktionswirkung des sich ändernden magnetischen Feldes zu erklären, die bei dem angegebenen Phasenwinkel von 180° (bezogen auf den Strom) am stärksten auftritt. Diese Feldkomponente ist auch in dem Fall ohne Plasma vorhanden, wird dort aber von den normal zur Darstellungsebene verlaufenden Feldanteilen überdeckt, die sich aus der Potenzialdifferenz U_C ergeben. Diese Feldanteile sind mit Plasma nicht vorhanden, da sich dort aufgrund der elektrischen Leitfähigkeit ein Potenzial einstellt, welches ungefähr $U_C/2$ entspricht. Dies ändert die Feldverläufe grundlegend, wie in Abb. 4.8 gezeigt ist.

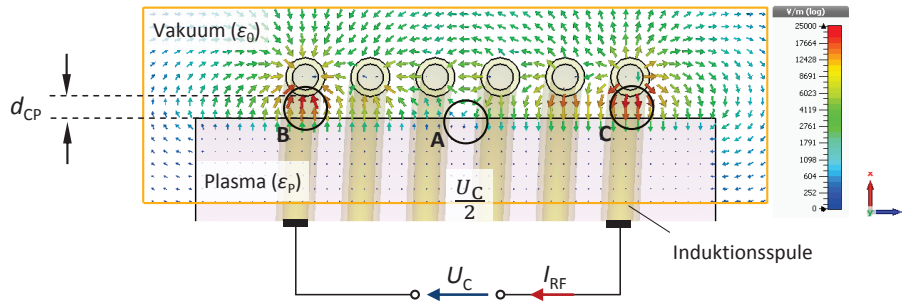


Abbildung 4.8: Verlauf der elektrischen Feldstärke im Bereich der Induktionsspule in der xz-Ebene. Im Plasma stellt sich ein Potenzial ein, welches ungefähr $U_C/2$ entspricht. Die maximale Feldstärke zwischen Plasma und Spule kann in den Bereichen B und C festgestellt werden. Im Bereich A tritt die geringste Feldstärke auf.

Die über der Spule anliegende Spannung U_C teilt sich zu gleichen Teilen über die Windungen der Spule auf. Die Potenzialdifferenz beträgt dort also $U_C/6$. Das Potenzial zwischen der 3. und 4. Windung muss demnach genau $U_C/2$ entsprechen. Das Plasma nimmt dasselbe Potenzial an, was an der verschwindend geringen Feldstärke im Bereich der Markierung A zu erkennen ist. In den Bereichen B und C ist der Potenzialunterschied am größten. Dort beträgt die Feldstärke

$$E|_B = E|_C = \frac{U_C/2}{d_{CP}}. \quad (4.4)$$

Für den vorliegenden Fall mit einer Spannung von $U_C = 88,75 \text{ V}$ und einem Abstand $d_{CP} = 1,8 \text{ mm}$ beträgt die Feldstärke $E|_B = E|_C \approx 24,6 \cdot 10^3 \text{ V/m}$.

Die magnetische Feldstärke aus Abb. 4.7 ändert sich nur geringfügig. Durch den induzierten Plasmastrom entsteht wiederum ein Magnetfeld im Plasma, welches dem erregenden Feld

entgegenwirkt (Lenzsche Regel³). Dieser Vorgang wird auch als Skin-Effekt bezeichnet. Für die Darstellung der Leistungs-Einkopplung in das Plasma kann die Leistungsdichte herangezogen werden. Für den vorliegenden Fall ist sie in Abb. 4.9 gezeigt.

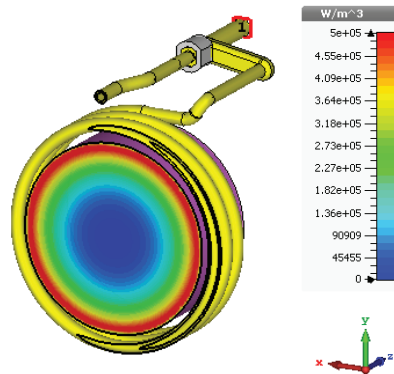


Abbildung 4.9: Darstellung der Leistungsdichte in dem verwendeten Plasmamodell als Schnittbild in der xy-Ebene.

Man erkennt deutlich, dass die größte Leistungsdichte im Randbereich des Plasmas auftritt, das Plasma also nur dort effizient geheizt wird.

Die gezeigten Verläufe wurden mit denen des Modells aus Ref. 44 verglichen und stimmen mit diesen gut überein.

4.2.4 Ermittlung der Eingangsimpedanzen des Triebwerks

Die Eingangsimpedanzen stellen ein wichtiges Merkmal des Triebwerks dar. Die Schaltungsmodelle müssen die Eingangsimpedanzen des Triebwerks bis zu Frequenzen mehrerer hundert Megahertz abbilden können, da dies den relevanten Frequenzbereich aus Sicht der EMV darstellt.

Um die Schaltungsmodelle verifizieren zu können, muss die Triebwerksimpedanz zunächst ermittelt werden. Dazu bieten sich prinzipiell zwei Methoden an. Die Impedanz kann zum einen messtechnisch bestimmt werden oder auch mit Hilfe eines geeigneten Simulationsmodells. In dieser Arbeit wurden beide Herangehensweisen verwendet. Der Grund liegt in der Begrenzung der oberen Frequenz, bei der die Messung durchgeführt werden kann. Um dennoch Impedanzwerte für höhere Frequenzen zu erhalten, wurde das 3D-Simulationsmodell verwendet und mit Hilfe der Messungen – zumindest im unteren Frequenzbereich – verifiziert. Die aus der 3D-Simulation stammenden Werte für den Frequenzbereich oberhalb der messtechnischen Möglichkeiten müssen bei diesem Vorgehen als richtig angenommen werden. Eine Übersicht der zu ermittelnden Impedanzen ist in Abb. 4.10 gezeigt.

Die eingezeichneten Impedanzen $Z_{RF,DM}$, $Z_{RF,CM}$, $Z_{SCR,RIT}$, $Z_{ACC,RIT}$, $Z_{GND,RIT}$ stellen die Impedanzen direkt an den Anschlüssen des Triebwerks dar. Die drei letztgenannten sind die Impedanzen der Anschlüsse an die jeweiligen Gitter mit Bezug zum Triebwerksgehäuse. Diese ergeben sich, weil für den Anschluss der Hochspannungen geschirmte Kabel verwendet werden, deren Schirmung auf dem Triebwerksgehäuse aufgelegt ist. Dies gilt in gleicher Weise für die Impedanz $Z_{RF,CM}$, die sich zwischen Spulenanschluss und Gehäuse einstellt. Diese ist im Index mit “CM” bezeichnet, da sie die Gleichtakt⁴-Impedanz des RF-Anschlusses darstellt. Die Ausgänge der Hochspannungsnetzteile sind jeweils an den Mittelleitern der geschirmten Kabel angeschlossen, die ihrerseits mit den Gittern verbunden sind. Die Hochspannungsnetzteile “sehen” also die Impedanz zwischen den Mittelleitern der

³nach Emil Lenz

⁴Common Mode, CM

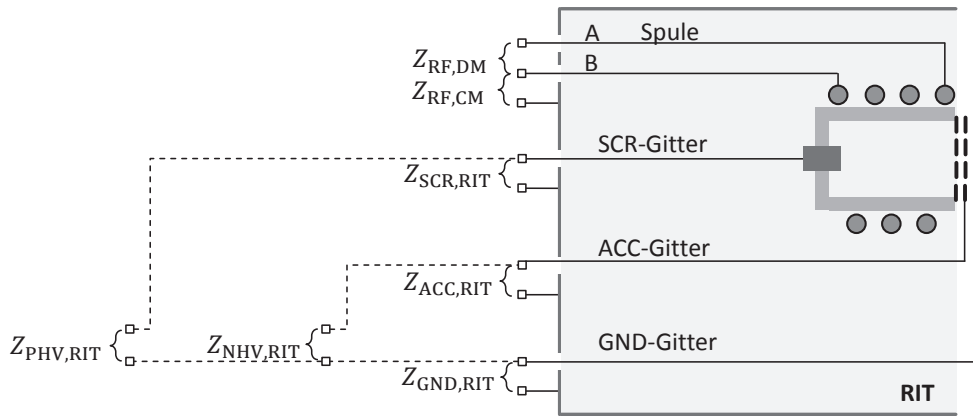
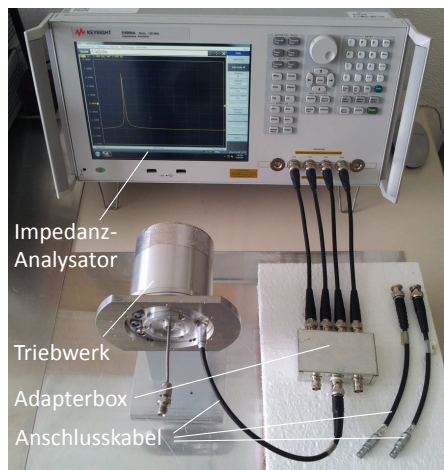


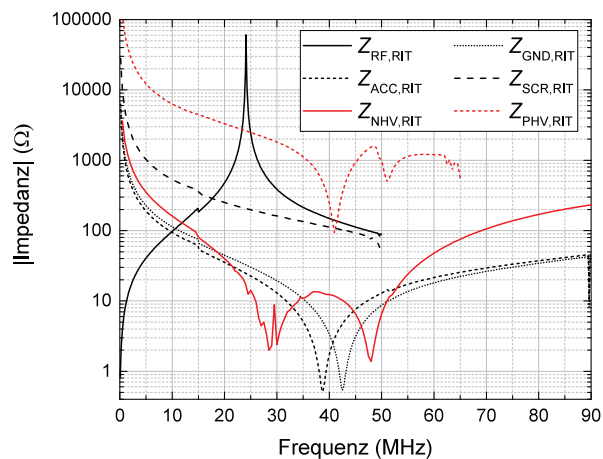
Abbildung 4.10: Bezeichnung der Triebwerksimpedanzen.

Gitteranschlüsse. Diese sind mit $Z_{PHV,RIT}$ und $Z_{NHV,RIT}$ bezeichnet.

Für die Bestimmung der Impedanzen wird ein Impedanzanalysator der Firma Keysight vom Typ E4990A verwendet. Dieser arbeitet im Frequenzbereich von 20 Hz bis 120 MHz, mit einer Genauigkeit von bis zu $\pm 0,08\%$. Der Messbereich erstreckt sich von 25 m Ω bis 40 M Ω . Für den Vermessung des Triebwerks musste ein Testadapter angefertigt werden, der den Anschluss der Messbuchsen des E4990A an das RIT4 erlaubt. Dieser besteht aus einer metallischen Box, in der die geschirmten Messanschlüsse L_{CUR} , L_{POT} , H_{CUR} und L_{POT} auf Anschlussbuchsen geführt werden. An diesen Buchsen können Adapterkabel für die Verbindung zum Triebwerk angeschlossen werden. Über die mittlere Ausgangsbuchse der Box kann ein Messkabel zur Bestimmung von $Z_{RF,DM}$, $Z_{SCR,RIT}$, $Z_{ACC,RIT}$, $Z_{GND,RIT}$ angeschlossen werden. Für die Messung von $Z_{PHV,RIT}$ und $Z_{NHV,RIT}$ werden zwei Kabel benötigt. Diese werden an den beiden äußeren Buchsen der Box angeschlossen. Den Messaufbau zur Bestimmung von $Z_{RF,RIT}$ zeigt Abb. 4.11(a).



(a)



(b)

Abbildung 4.11: (a) Messaufbau zur Impedanzmessung am RIM4. (b) Messergebnisse der Kombination aus Triebwerksimpedanzen und Kabelimpedanzen.

Durch die Verwendung der notwendigen Adapterbox und der Anschlusskabel konnte der Frequenzbereich nicht voll ausgeschöpft werden. Für die Messung von $Z_{RF,RIT}$ und $Z_{SCR,RIT}$ lag die maximal zu erreichende Frequenz bei 50 MHz, für $Z_{PHV,RIT}$ bei 65 MHz und für

$Z_{\text{GND,RIT}}$, $Z_{\text{ACC,RIT}}$ und $Z_{\text{NHV,RIT}}$ bei jeweils 90 MHz. Die Messergebnisse zeigt Abb. 4.11(b).

An dieser Stelle sei noch erwähnt, dass die Messergebnisse durch die unvermeidlichen Adapterkabel beeinflusst werden. Es handelt sich also an dieser Stelle (noch) nicht um die reinen Triebwerksimpedanzen, sondern um die Kombination aus Triebwerksimpedanz und Kabelimpedanz. In den folgenden Abschnitten wird der Einfluss der Kabel noch ersichtlich.

Wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben, lassen sich die Z-Parameter, also die Impedanzen, aus den S-Parametern berechnen, welche wiederum als Ergebnis der Simulation des Triebwerks vorliegen. Da für einen direkten Vergleich von Simulation und Messung der Einfluss der Kabel auch in der Simulation berücksichtigt werden muss, wurden die verwendeten Koaxialkabel auch in das Simulationsmodell integriert. Dazu wurde dem S-Parameter-Block des Triebwerks (Ergebnis der 3D-Simulation) an jedem Anschluss ein Modell der verwendeten Koaxialkabel vom Typ RG58 in entsprechender Länge vorgeschaltet und eine weitere Simulation im Schaltungssimulator durchgeführt. Aus den resultierenden S-Parametern können dann wiederum die Z-Parameter berechnet und mit den Messergebnissen verglichen werden. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.12 dargestellt.

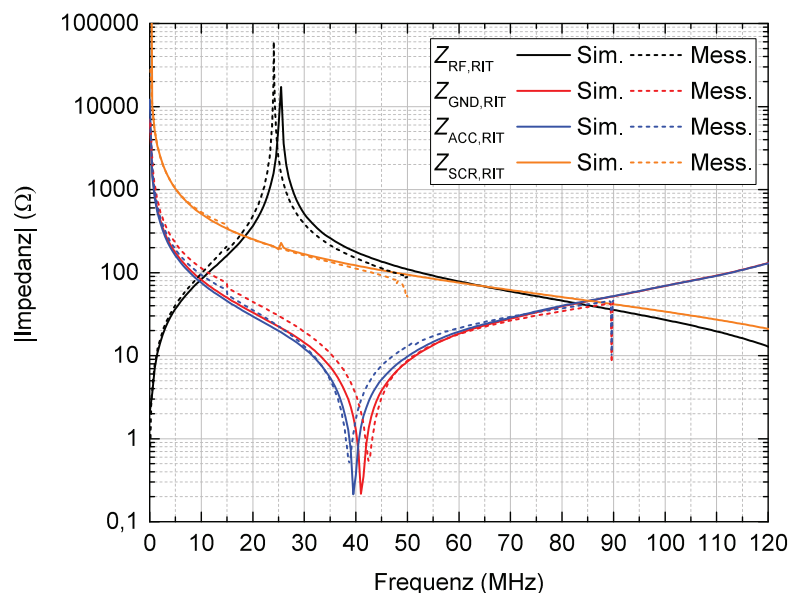


Abbildung 4.12: Vergleich von Messung und Simulation der Eingangsimpedanzen des RIM4.

Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung von Messung und Simulation. In der Abbildung sind die Impedanzen $Z_{\text{RF,CM}}$, $Z_{\text{PHV,RIT}}$ und $Z_{\text{NHV,RIT}}$ nicht aufgeführt. Dies liegt darin begründet, dass Simulation und Messung unterschiedliche Ergebnisse zeigen. In den Messungen zeigen sich in den Kurven jeweils zusätzliche Resonanzstellen im Vergleich zur Simulation. Es wird davon ausgegangen, dass diese Resonanzen durch den Einfluss des Messaufbaues verursacht werden und somit die Simulationsergebnisse als korrekt angesehen werden können. Der Verlauf dieser Impedanzen wird in Abb. 4.15 dargestellt.

4.2.5 Überführung in ein Schaltungsmodell

Wie in Abbildung 4.1 gezeigt, muss das 3D-Modell des Triebwerks in eine für den Schaltungssimulator handhabbare Form überführt werden. Das elektrische Verhalten an den Anschlüssen des Schaltungsmodells muss dabei weiterhin dem des 3D-Modells entsprechen. Bildlich gesprochen, muss das Modell also dieselben Eingangsimpedanzen wie das originale Triebwerk und dieselben Kopplungseigenschaften zwischen den Anschlüssen aufweisen. Hierfür bieten sich zwei Möglichkeiten an. Zum einen kann das elektrische Verhalten durch entsprechende Verschaltung von diskreten elektrischen Bauteilen nachempfunden werden. Zum anderen kann ein Schaltungsmodell mithilfe der sog. "Model Order Reduction" aus dem Simulationsprogramm exportiert werden. Beide Verfahren werden im Folgenden diskutiert.

4.2.5.1 Modellierung anhand diskreter Bauelemente

Die Z-Parameter beschreiben das Verhalten des Triebwerks an dessen Anschlüssen mithilfe einer frequenzabhängigen, komplexen Impedanz. Da es sich bei dem Triebwerk um ein elektrisch passives Element handelt, können die Impedanzen auch über die Kombination der diskreten Schaltungselemente R , L und C nachgebildet werden. Die Darstellung des Triebwerks als Ersatzschaltbild erlaubt es, das Triebwerk in einem Schaltungsmodell zu nutzen. Bei dem Vergleich von Messung und Simulation aus dem vorhergehenden Abschnitt wurden die Koaxialkabel mit berücksichtigt. Diese dürfen für die Ableitung des Ersatzschaltbildes für das Triebwerk natürlich nicht berücksichtigt werden.

Wie aus Abbildung 4.15 hervorgeht, zeigen die Impedanzen aus der Simulation Verläufe, die das typische Verhalten von Serien- & Parallelresonanzen widerspiegeln. Die erstellten Ersatzschaltbilder bestehen daher aus einer Kombination von Induktivitäten und Kapazitäten, die selbst Schwingkreise mit entsprechenden Resonanzfrequenzen bilden. Die Schwierigkeit bei der Erstellung der Modelle liegt in der gegenseitigen Abhängigkeit der Schwingkreise voneinander. Dieses Problem steigt mit der Ordnung des Systems.

Abb. 4.13 zeigt die für das RIT4 erstellten Ersatzschaltbilder.

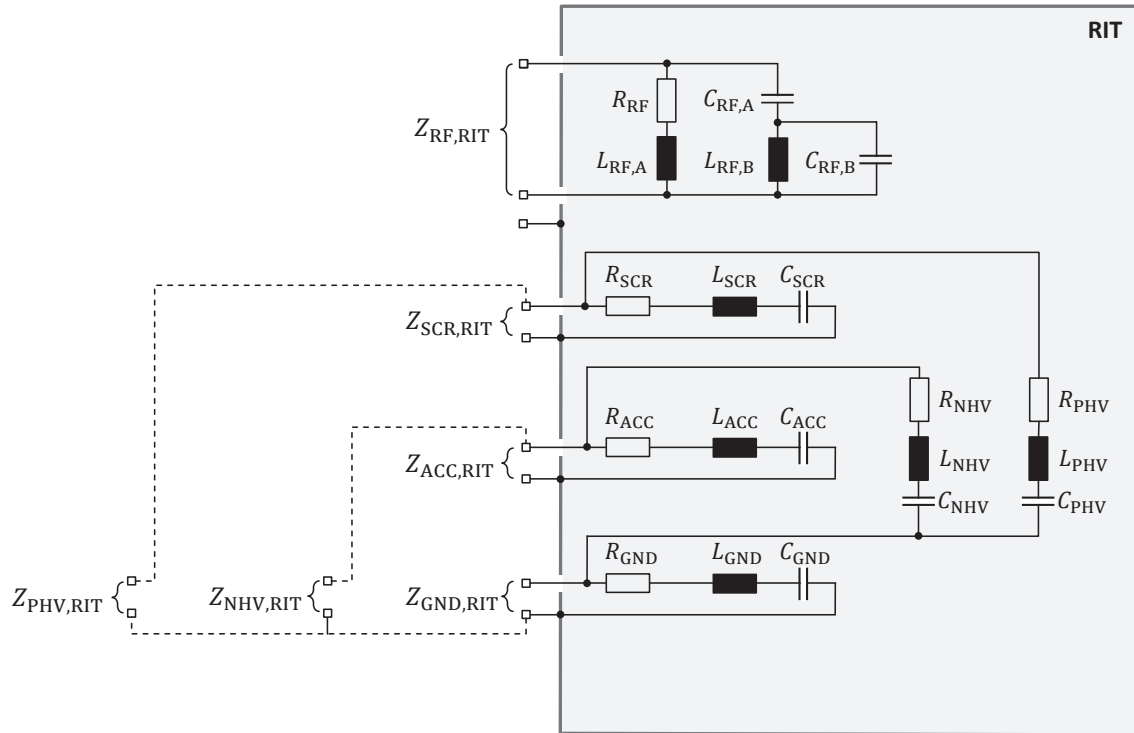


Abbildung 4.13: Ersatzschaltbilder der Eingangsimpedanzen des RIM4.

Die Tabellen 4.2 und 4.3 zeigen die Werte zu den einzelnen Elementen. Zur besseren Übersicht wurde in Tabelle 4.3 und der Abbildung jeweils die Endung “RIT” in den Indizes weggelassen.

Tabelle 4.2: Werte der Elemente für das RF-Ersatzschaltbild des Triebwerks.

R_{RF}	$L_{RF,A}$	$L_{RF,B}$	$C_{RF,A}$	$C_{RF,B}$
0,13 Ω	1,25 μH	10 nH	7 pF	45 pF

Tabelle 4.3: Werte der Elemente der Eingangsimpedanz-Ersatzschaltbilder der HV-Anschlüsse.

	$Z_{PHV,RIT}$	$Z_{NHV,RIT}$	$Z_{SCR,RIT}$	$Z_{ACC,RIT}$	$Z_{GND,RIT}$
R	0,1 Ω	0,1 Ω	0,1 Ω	0,1 Ω	0,1 Ω
L	100 nH	100 nH	31 nH	43 nH	44 nH
C	7,8 pF	140 pF	8 pF	155 pF	155 pF

4.2.5.2 Modellierung mithilfe “Model Order Reduction”

Anstatt das Verhalten anhand von diskreten Bauteilen zu modellieren, kann auch die sog. “Model Order Reduction”(MOR)-Technik eingesetzt werden. Diese überführt das elektrische Verhalten des Simulationsmodells an seinen Anschlüssen in ein Spice-Schaltungsmodell. Hierbei werden dann keine diskreten Bauteile verwendet, sondern das Verhalten über gesteuerte (Spannungs- und Strom-)Quellen in Verbindung mit passiven Elementen (Induktivitäten, Kapazitäten und Widerständen) nachgebildet.

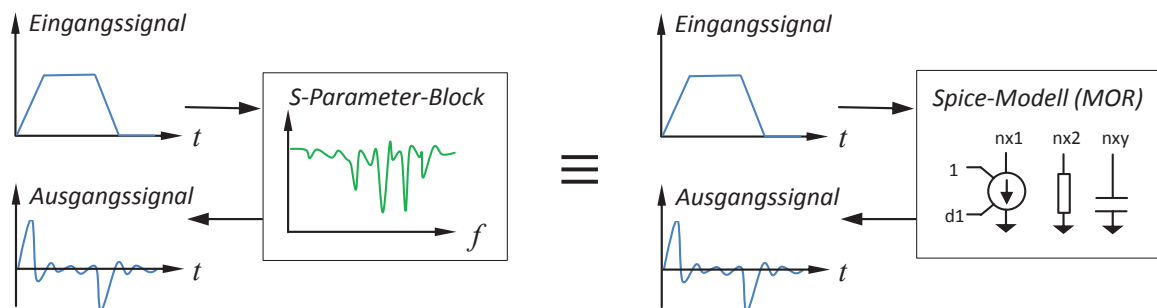


Abbildung 4.14: Darstellung der “Model Order Reduction” (MOR).

Des “Innenleben” des entstehenden Spice-Modells hat also keine physikalische Bedeutung. Eine Übersicht zum mathematischen Hintergrund der Methode ist bspw. in Ref. 11 zu finden. “Model Order Reduction” ist im verwendeten Simulationsprogramm (CST Studio Suite) implementiert und kann darüber genutzt werden. Abb. 4.14 zeigt das Verfahren schematisch.

4.2.5.3 Vergleich der Verfahren

Um einen Vergleich der Verfahren durchführen zu können, werden die ermittelten Verläufe der Triebwerksimpedanzen in Abb. 4.15 dargestellt.

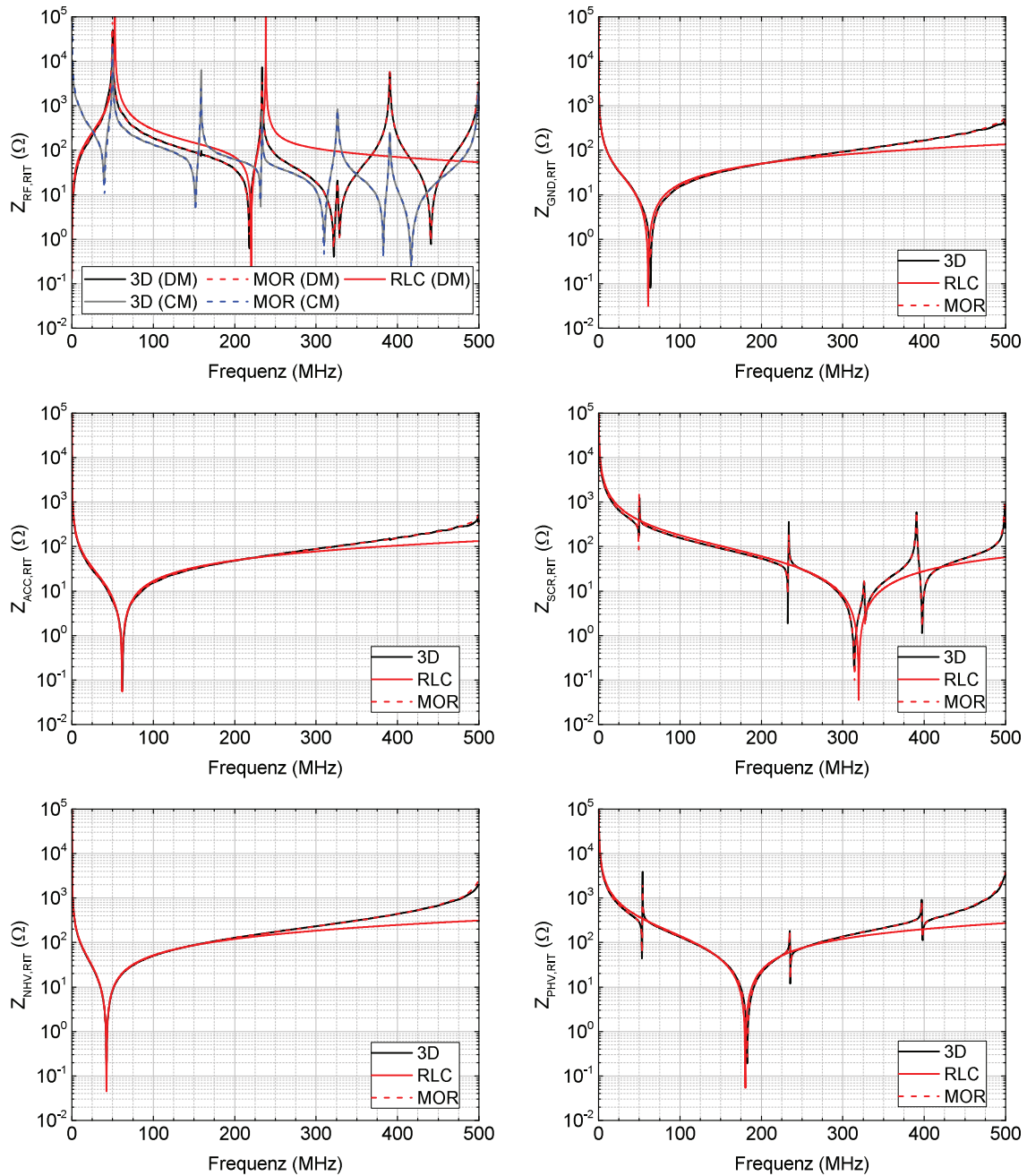


Abbildung 4.15: Vergleich der Impedanzen von 3D-Simulationsblock und Ersatzschaltbildern.

Es ist zu erkennen, dass die Verläufe aus dem MOR-Verfahren beinahe deckungsgleich mit denen der 3D-Simulation sind. Über den gesamten Frequenzbereich werden auch die Resonanzstellen gut abgebildet. Dies kann das Ersatzschaltbild aus diskreten Elementen nicht leisten.

Das Ersatzschaltbild der RF-Eingangsimpedanz besteht aus einem System 4. Ordnung. Damit lassen sich die ersten drei Resonanzstellen im Impedanzverlauf (Abb. 4.15), bis zu einer Frequenz von ca. 250 MHz nachbilden. Die Simulation zeigt noch weitere Resonanzen im

höheren Frequenzbereich. Um diese auch im Ersatzschaltbild abbilden zu können, müsste dies um weitere Reaktanzen erweitert werden, also die Ordnung des Systems erhöht werden, was wiederum zu Verschiebung der anderen Resonanzstellen führt. In dieser Arbeit wird das gezeigte Ersatzschaltbild als **Hochfrequenz-Ersatzschaltbild (HF-ESB)** bezeichnet. Beschränkt man sich auf die Elemente R_{RF} und $L_{RF,A}$ erhält man das gängige **Niederfrequenz-Ersatzschaltbild (NF-ESB)** des Triebwerks.

Für die übrigen Impedanzen an den Hochspannungseingängen kann ein System 2. Ordnung gewählt werden. $Z_{NHV,RIT}$, $Z_{GND,RIT}$ und $Z_{ACC,RIT}$ lassen sich dadurch auch bis zur Frequenz 300 MHz gut abbilden. Ignoriert man die "kleineren" Resonanzstellen in den Verläufen von $Z_{SCR,RIT}$ und $Z_{PHV,RIT}$ können diese ebenfalls bis ca. 300 MHz abgebildet werden. Des Weiteren muss beachtet werden, dass die Kopplung im Triebwerk mithilfe der RLC-Kombinationen sehr aufwändig zu beschreiben ist. Es muss ein sehr komplexes Ersatzschaltbild konstruiert werden, da sich alle verwendeten Bauteile gegenseitig beeinflussen. Dieses Vorgehen ist somit nicht zielführend. Allerdings bietet die Verwendung der einfachen Ersatzschaltbilder auch Vorteile. Durch die Modellierung mit wenigen Elementen ist die notwendige Rechenleistung (bzw. Simulationsdauer) geringer als unter Verwendung der MOR-Modelle, die typischerweise einige hundert Elemente besitzen.

4.2.6 Ermittlung der Emissionscharakteristik

Die 3D-Simulation basiert auf der Finite-Integrale-Theorie (FIT). Dies bedeutet, dass das Simulationsvolumen in kleine Elemente diskretisiert werden muss. Die Simulation wird nur in dem diskretisierten Raum durchgeführt. Um richtige Ergebnisse zu erhalten, muss die Diskretisierung mit einer – der Geometrie entsprechenden – feinen Auflösung vorgenommen werden. Eine feinere Auflösung führt bei vorgegebener Rechenleistung zu einer Vergrößerung der Simulationsdauer oder kann nicht mehr durchgeführt werden. Umgekehrt ist bei vorgegebener Rechenleistung und tolerierbaren Simulationsdauer die Größe des Simulationsraumes begrenzt. Für die Simulation des Triebwerks wurde ein Volumen von ca. 5 cm um das Triebwerk herum in die Simulation miteinbezogen. Dies ergibt bei adäquater Diskretisierung etwa 3 Millionen Gitterzellen und führt zu einer Simulationsdauer von etwa 3 Stunden.

Die Emission eines Gerätes wird zumeist in einer Entfernung von 3 m bis 10 m durch Messung der Feldstärke bestimmt. Ein so großer Bereich lässt sich unter Vorgabe der benötigten Diskretisierungsdichte nicht simulieren. Die Ermittlung von Emissionswerten in bspw. 10 m Entfernung muss daher auf analytischem Wege erfolgen. Grundlage dieses Verfahrens ist die Verwendung von äquivalenten Quellen.

Die Grundlage zur Bildung dieser äquivalenten Quellen bildet das Huygens'sche Prinzip, welches besagt, dass jeder Punkt einer Wellenfront als Ausgangspunkt einer neuen Welle betrachtet werden kann. Die Superposition der neuen Wellen ergibt wiederum eine neue Wellenfront. Wird dieses Prinzip auf eine – sich im freien Raum ausbreitende – Welle angewendet, ergibt sich die neue Wellenfront in derselben Gestalt wie die Ursprungs-Wellenfront. Das Prinzip ist in Abb. 4.16 (a) schematisch gezeigt. Darin werden beispielhaft vier Punkte auf einer Wellenfront herausgegriffen, von denen sich jeweils neue (Halbkugel-)Wellen ausbreiten. Die Superposition der Elementarwellen bildet eine neue Wellenfront.

Das Prinzip kann ebenfalls angewendet werden, um die eigentliche Emissionsquelle (hier das Triebwerk) durch eine Ersatzquelle zu beschreiben. In der 3D-Simulation werden dazu zunächst die Verteilungen des elektrischen Feldes \vec{E}_1 und des magnetischen Feldes \vec{H}_1 , ausgehend von einer Quelle Q (bspw. dem Triebwerk), innerhalb des Simulationsbereiches V_1 berechnet. Wäre der Simulationsbereich nicht durch einen Rand ∂V begrenzt, würden sich im Bereich V_2 die Feldverteilungen \vec{E}_2 und \vec{H}_2 einstellen (s. Abb. 4.16 (b)). Nach Ref. 26 stellt sich im Volumen V_2 nun dieselbe Feldverteilung ein, wenn anstatt der Originalquelle

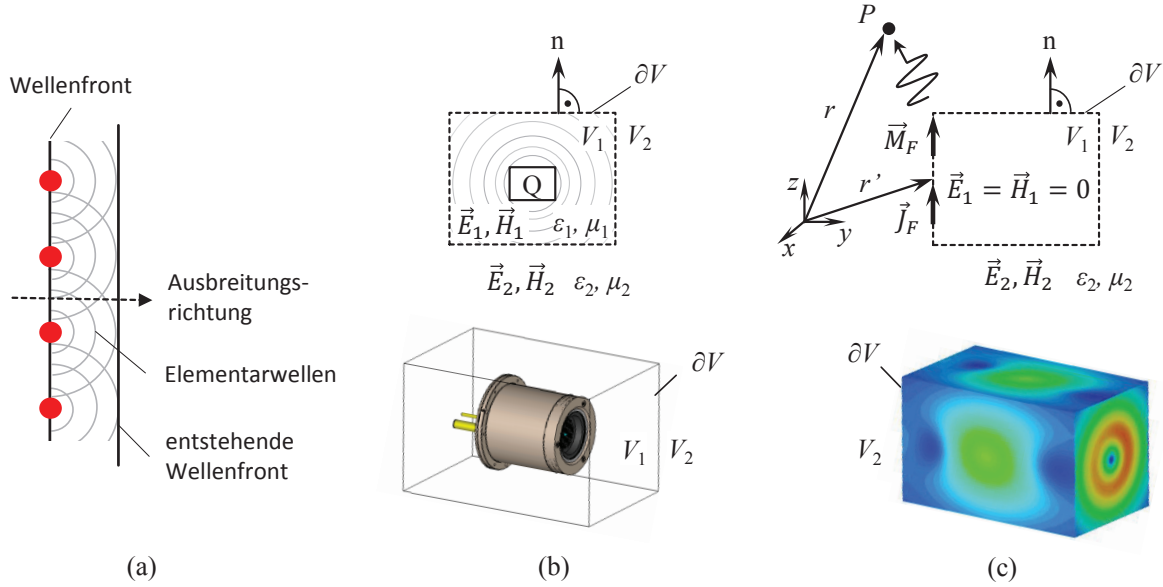


Abbildung 4.16: Visualisierung des Prinzips der Fernfeldberechnung durch die Verwendung äquivalenter Quellen.

nur die elektrischen und magnetischen Flächenströme⁵ \vec{J}_F und \vec{M}_F auf ∂V vorhanden sind (s. Abb. 4.16 (c)). Da diese aus den Feldern der ersten Simulation nach

$$\vec{J}_F = n \times \vec{H}_1|_{\partial V} \quad \text{und} \quad \vec{M}_F = \vec{E}_1|_{\partial V} \times n \quad (4.5)$$

berechnet werden können, sind diese auch als äquivalente Ersatzquelle für eine Simulation der Feldverteilungen in V_2 verwendbar.

Die Emission wird in der EMV-Messtechnik jedoch durch eine Messantenne bestimmt – also einem (mehr oder weniger) definierten Punkt im Raum. Zweckmäßigerweise wird man daher keine weitere Simulation durchführen, um die Feldverteilung im gesamten Volumen V_2 zu ermitteln, sondern die Feldstärken in dem Punkt (in V_2) analytisch berechnen, an dem sich die Messantenne befinden würde. Eine Beschreibung der Berechnungsvorschriften ist ebenfalls in Ref. 26 zu finden.

4.3 Modelle in der Schaltungssimulation

Die Schaltungsmodelle dienen in erster Linie dazu, die entstehenden Spannungen und Ströme im System nachzubilden. Die Schaltungsmodelle für die beiden Systemzweige “RFG-Lastkreis” und “HV-Lastkreis” bestehen jeweils aus den drei Hauptkomponenten Quelle, Verbindungsleitung und Senke. Die Senke stellt in beiden Fällen das Triebwerk mit den im vorherigen Abschnitt ermittelten Eingangsimpedanzen dar. Als Quellen sind einmal der Radiofrequenzgenerator und einmal ein Hochspannungsnetzteil zu modellieren. Als Verbindung zwischen Quelle und Senke werden Koaxialkabel und sog. Doppelleitungen modelliert. Um mit den Messungen vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, müssen auch die Messmittel modelliert werden, was in diesem Abschnitt ebenfalls beschrieben wird.

⁵Es handelt sich hierbei nur um fiktive äquivalente Quellen, nicht um bewegte Ladungsträger.

4.3.1 Radiofrequenzgenerator

Die prinzipielle Funktion des Radiofrequenzgenerators wurde bereits in Abschnitt 3.2.2 erläutert. Betrachtet man die Halbbrücke des RFG als Blackbox, generiert diese eine Ausgangsspannung u_e (vgl. Abb. 3.5). Angeregt durch diese Spannung stellt sich über dem Schwingkreiskondensator sowie den Impedanzen der Kabel und des Triebwerks ein Strom ein, welcher wiederum zu Emission bzw. zur Störung der Strommessung führen kann. Aus Sicht der EMV interessiert daher vor allem, welches Frequenzspektrum der RFG-Ausgangsspannung zu erwarten ist.

Das wesentliche Element des RFG stellt die Halbbrücke dar. In einem realen Aufbau besteht diese aus nichtidealen Schaltern (hier: MOSFETs) sowie den Parasitäten, die sich durch den Aufbau des Gerätes bspw. durch die Leiterplatte ergeben. Das nicht ideale Verhalten der Bauteile und der Parasitäten beeinflusst das Ausgangssignal des Radiofrequenzgenerators im hochfrequenten Bereich. Um den Einfluss untersuchen zu können, wurde ein entsprechendes Simulationsmodell mit Hilfe der Software LTSpice aufgebaut. Durch die Verwendung eines einfachen Spice-Simulationsmodells ergibt sich die Einschränkung, dass die parasitären Elemente nur näherungsweise beschrieben werden können. Die Ergebnisse der Simulationen sind daher qualitativer Natur und erlauben das Nachstellen von Effekten, nicht aber exakter Ergebnisse. Das verwendete Modell orientiert sich an dem in Ref. 48 angegebenen Aufbau eines Kommutierkreises und ist in Abb. 4.17 gezeigt.

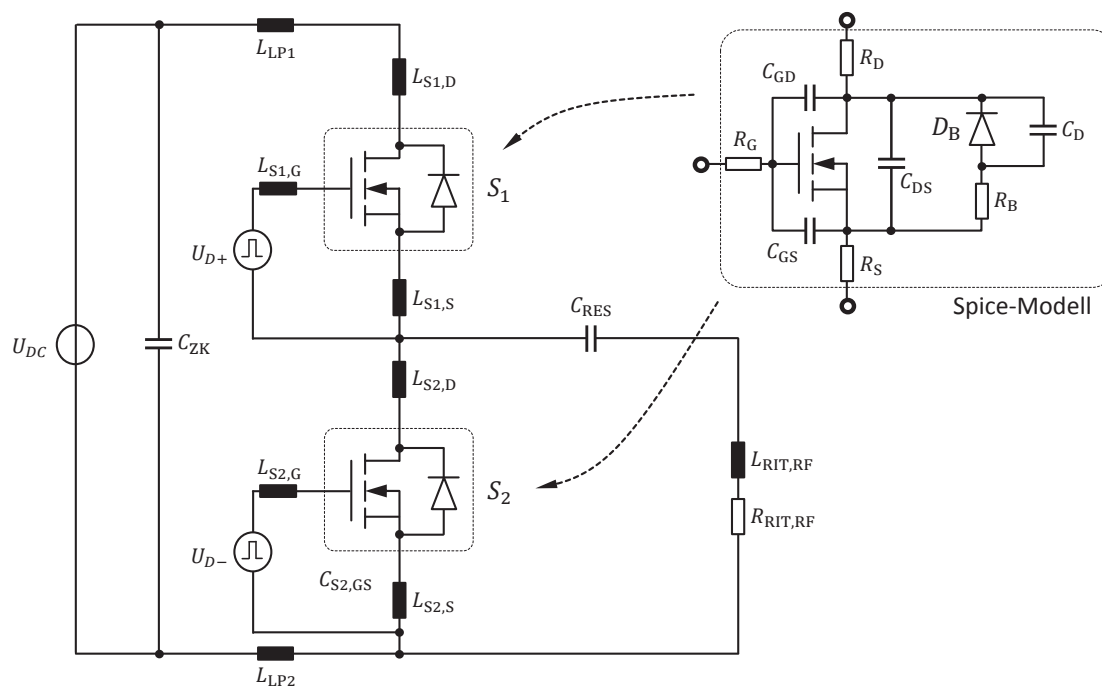


Abbildung 4.17: Verwendetes Ersatzschaltbild des Radiofrequenzgenerators.

Gespeist wird die Halbbrücke über die Gleichspannung U_{DC} und den Zwischenkreiskondensator C_{ZK} . Zur Simulation der Schalter können entweder ideale Schalter oder Spice-Modelle von MOSFETs (oder Schaltmodulen) verwendet werden. Die Darstellung einer möglichen Modellierung eines MOSFET-Modells ist ebenfalls in Abb. 4.17 gezeigt. Dieses beinhaltet die Kapazitäten zwischen dessen Anschlüssen $C_{Sx,GD}$, $C_{Sx,GS}$ und $C_{Sx,DS}$, sowie der Anschlusswiderstände R_D , R_G und R_S . Zudem ist die interne Inversdiode (auch Body-Diode) D_B inklusive Anschlusswiderstand R_B und parasitäre Kapazität C_D modelliert. Die parasitären Kapazitäten verhalten sich teilweise nichtlinear und frequenzabhängig. Dieses Verhalten kann

durch entsprechenden Modellierungsaufwand nachgebildet werden [7], wird in den hier verwendeten Modellen jedoch nicht berücksichtigt.

Für die, durch die Leiterplatte bedingten, parasitären Elemente wurden beispielhaft die Zuleitungsinduktivitäten L_{LP1} und L_{LP2} der Versorgungsspannung und die Anschlussinduktivitäten $L_{Sx,D}$, $L_{Sx,G}$ und $L_{Sx,S}$ der Schalter-Anschlüsse eingefügt.

Als Last für den RFG wurde das “Niederfrequenz-Ersatzschaltbild” des Triebwerks aus Abschnitt 4.2.5.1 verwendet, um den Einfluss des RFG-Modells nicht zu überdecken.

Bei idealer Betrachtung würde der Laststrom abwechselnd durch die Schalter S1 und S2 fließen, wobei die Umschaltung zwischen beiden Schaltern exakt zum Zeitpunkt des Stromnulldurchganges erfolgt. In den Schaltern würden dann keine Schaltverluste auftreten. Hierzu müssten beide Schalter jedoch exakt gleichzeitig ihren Zustand ändern. Zusätzlich müsste der Schaltvorgang instantan erfolgen. Dies ist in der Praxis nicht zu realisieren, da zum Umschalten realer MOSFETs eine gewisse Zeitdauer notwendig ist. Dies führt dazu, dass beide Schalter nicht zeitgleich geschaltet werden können, da sonst beide MOSFETs gleichzeitig leitfähig sind. Es würde ein Kurzschlussstrom über die Halbbrücke fließen, der die Halbleiter belastet. Es muss also dafür gesorgt werden, dass dieser Zustand nicht eintritt, was z.B. durch das Einhalten einer gewissen Sperrzeit T_{LOCK} zwischen den Schaltvorgängen erreicht werden kann. Da der Strom durch die Last auch während dieser Zeitdauer fließen muss, ergeben sich neben dem Stromflussweg durch die MOSFETs, zwei weitere Leitzustände. Während dieser Leitzustände fließt der Strom jeweils über die Inversdioden der MOSFETs. Insgesamt ergeben sich vier Leitzustände (Abk. “LZ”), die in Abbildung 4.18 dargestellt sind.

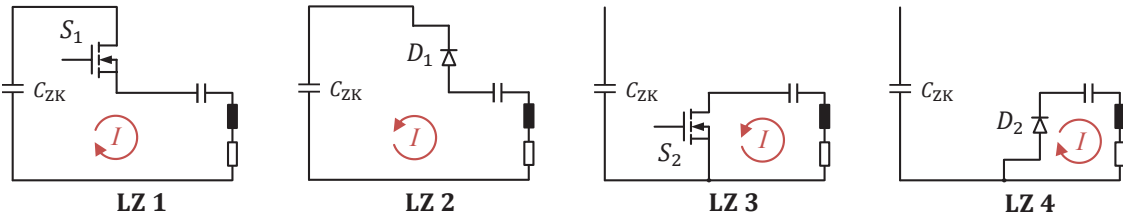


Abbildung 4.18: Darstellung der Leitzustände in der RFG-Halbbrücke.

Beim Kommutieren des Stromes zwischen den Leitzuständen kann es zur Anregung der parasitären Schwingkreise kommen, was zu einer Beeinflussung der Ausgangsspannung führt.

Aus schaltungstechnischer Sicht wird man bemüht sein, die Verluste der Schaltung möglichst gering zu halten, was durch verlustfreies Ausschalten (engl.: Zero Current Switching (ZCS)) oder verlustfreies Einschalten (engl.: Zero Voltage Switching (ZVS)) zu erreichen ist. Um ZCS zu gewährleisten, muss die Schaltung unterhalb der Resonanzfrequenz des Schwingkreises betrieben werden; der Laststrom ändert seine Richtung also vor dem Umschaltzeitpunkt. Man spricht vom “unterresonanten Betrieb”. Um ZVS zu garantieren, betreibt man die Schaltung im sog. “überresonanten Betrieb”, die Schaltfrequenz der Halbbrücke ist also größer als die Resonanzfrequenz des Lastschwingkreises; der Laststrom hat seine Flussrichtung zum Schaltzeitpunkt dementsprechend noch nicht geändert.

Im unterresonanten Betrieb ergibt sich folgende Reihenfolge der Leitzustände:

$$LZ1 \Rightarrow LZ2 \Rightarrow LZ3 \Rightarrow LZ4$$

Und im überresonanten Betrieb folgende Reihenfolge der Leitzustände:

$$LZ1 \Rightarrow LZ4 \Rightarrow LZ3 \Rightarrow LZ2$$

Der Vorteil des überresonanten Betriebs gegenüber dem unterresonanten Betrieb ist die Tatsache, dass hierbei keine Rückstromspitzen an den Inversdioden, bedingt durch die

erzwungene Änderung der Stromrichtung, auftreten. Dies verringert zum einen die entstehenden Verluste und ist aus Sicht der EMV zu bevorzugen, da unnötige Schaltvorgänge (zu denen die Rückstromspitze hinzugezählt wird) generell zu vermeiden sind. Die folgenden Simulationen sind daher immer im überresonanten Betrieb durchgeführt worden. Für die Ansteuerung der Halbbrücken-MOSFETs wurden eine Sperrzeit (T_{LOCK}) von ca. 10 ns gewählt.

Der Einfluss der nicht ideal schaltenden MOSFETs, sowie der parasitären Elemente der Leiterplatte auf das Ausgangsspektrum, wird an dieser Stelle anhand von drei Beispielen demonstriert. Als Referenz werden ideale Schalter verwendet. Die parasitären Elemente werden aus der Schaltung entfernt. In der zweiten Simulation werden die idealen Schalter durch MOSFET-Modelle des Typs "IRFP240" ersetzt. In der dritten Simulation werden die parasitären Elemente mit einbezogen. Diese sind in Tabelle 4.4 aufgelistet.

Tabelle 4.4: Parameter des verwendeten MOSFET-Modells "IRFP240".

R_G	R_D	R_S	R_B	$C_{GD,\text{max}}$	$C_{GD,\text{min}}$	C_{GS}	C_D	R_{on}
3 Ω	72 m Ω	18 m Ω	36 m Ω	1,34 nF	0,1 nF	1,25 nF	1,25 nF	180 m Ω

Es ergeben sich die in Abb. 4.19 gezeigten Verläufe.

Im Vergleich zu dem idealen Modell wird hier der Einfluss der nicht instantan erfolgenden Schaltvorgänge deutlich, welche sich im Verlauf der Ströme durch die Schalter ($I_{\text{HB}+}$ und $I_{\text{HB}-}$) zeigen. Diese Vorgänge werden ebenfalls in der Ausgangsspannung u_e ersichtlich. Durch die gewählten Größen der parasitären Elemente der Leiterplatte kommt es zu einer zusätzlichen Schwingung im Stromverlauf der Halbbrücken und im Verlauf der Ausgangsspannung. Um diese Effekte genauer analysieren zu können, wird die Ausgangsspannung der vorgenommenen Simulationen in Abb. 4.20 im Frequenzbereich betrachtet.

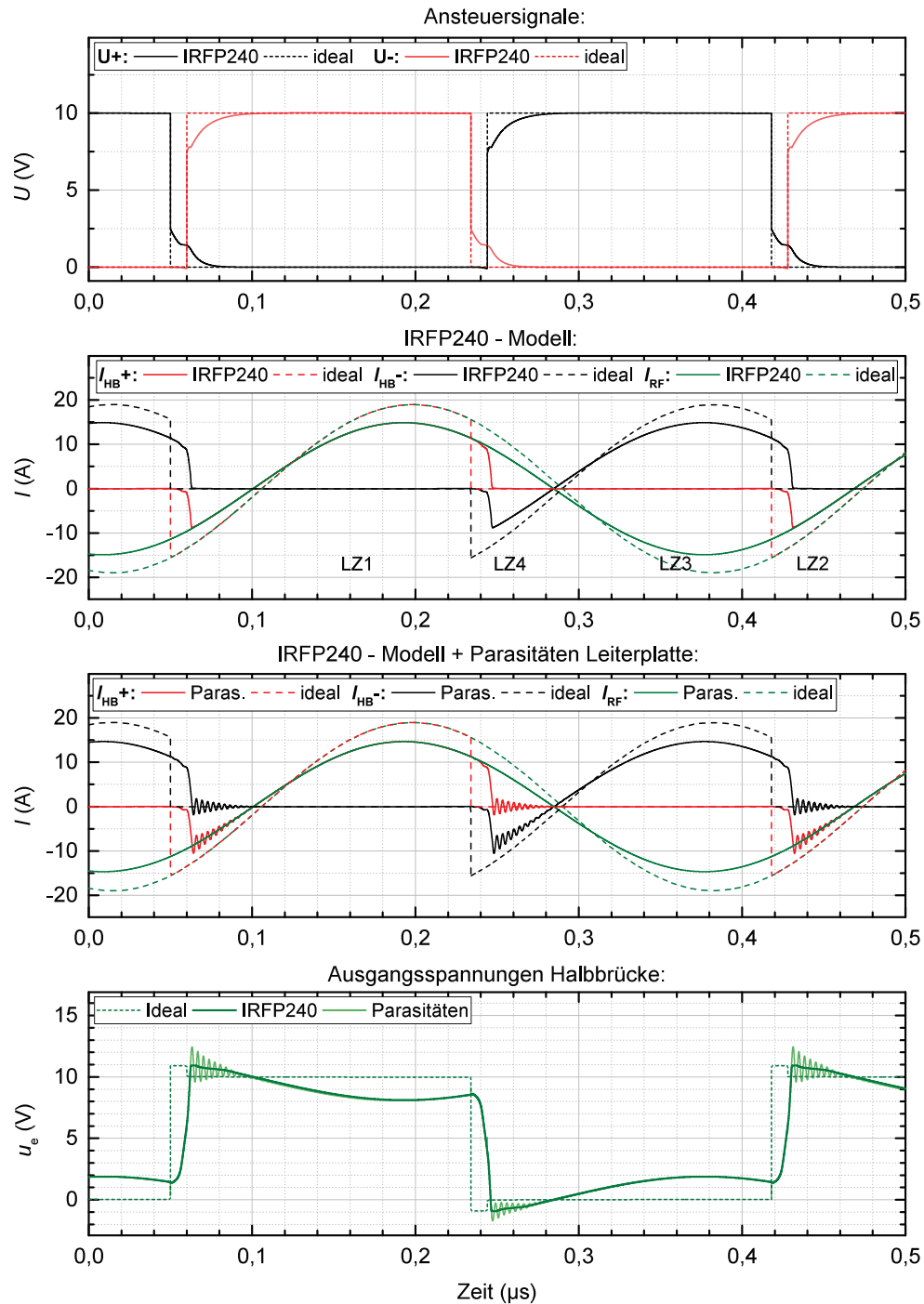


Abbildung 4.19: Verläufe der RFG-Simulation im Zeitbereich.

Im Falle der idealen Halbbrücke nimmt die Ausgangsspannung einen nahezu rechteckförmigen Verlauf an. Dies ist auch im entsprechenden Frequenzspektrum zu erkennen. Die Spannung nimmt in ihrer Amplitude proportional zur Frequenz ab. Werden die idealen Schalter nun durch MOSFET-Modelle ersetzt, spiegelt sich dies auch im Frequenzspektrum wieder. Bis zu einer Frequenz von ca. 45 MHz nehmen die Amplituden wieder proportional zur Frequenz ab. Für höhere Frequenzen ist die Abnahme hingegen proportional zum Quadrat der Frequenz. Dies ergibt sich aus der Tatsache, dass die Ausgangsspannung nun einen trapezförmigen Verlauf annimmt, der durch die Schaltvorgänge der MOSFETs bestimmt

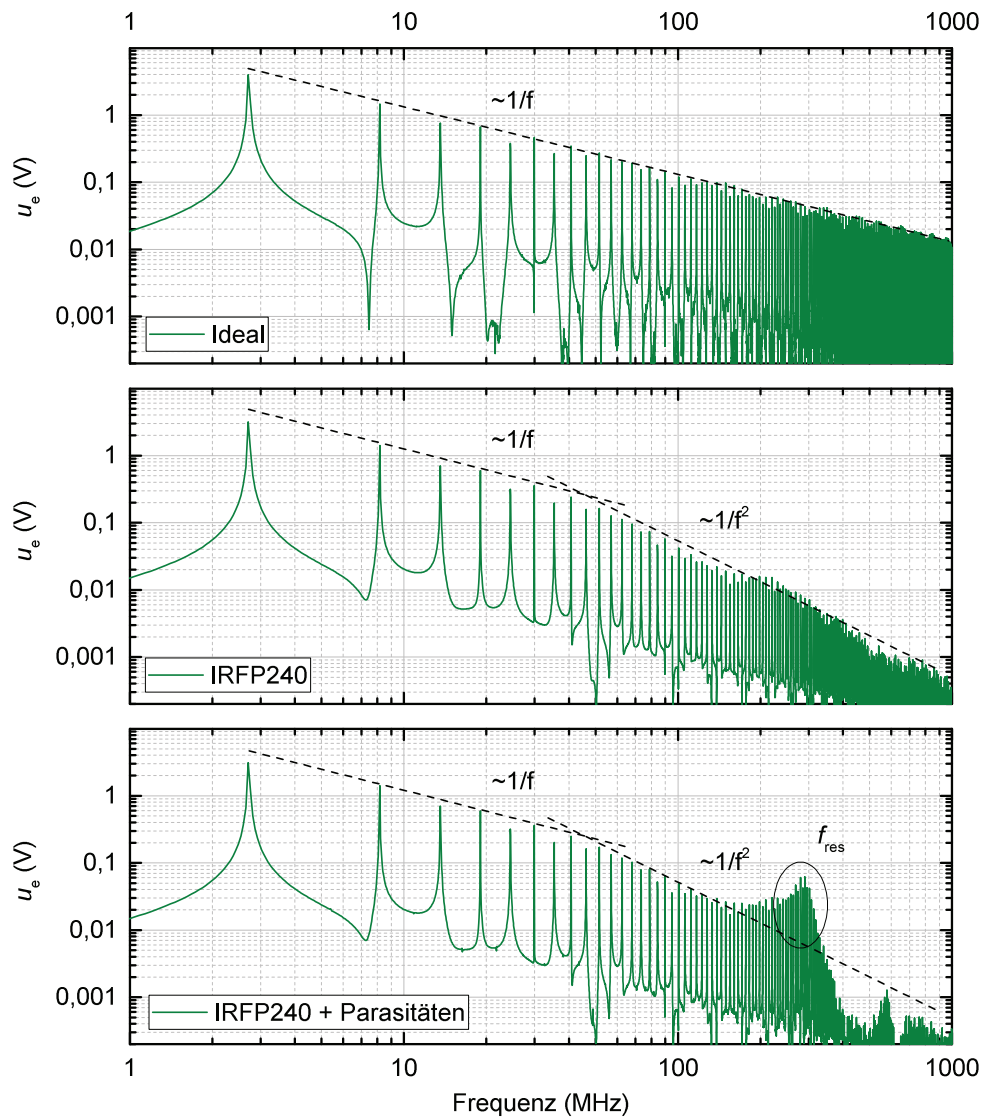


Abbildung 4.20: Verläufe RFG-Simulation im Frequenzbereich.

wird. Die Schaltflanken (u_e (IRFP240)) aus Abb. 4.19) haben eine Anstiegs- bzw. Abfallzeit von ca. 6,8 ns, was nach den in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Berechnungsvorschriften zu einer 2. Grenzfrequenz von 46,8 MHz führt.

Die Auswirkungen eines nicht optimalen Designs der Leiterplatte ist im unteren Diagramm von Abb. 4.20 beispielhaft gezeigt. Hier ergibt sich eine Resonanz im Bereich 300 MHz, die zu einer Überhöhung der Amplituden führt. Wie aus den Verläufen der Spannung im Zeitbereich (Abb. 4.19) ersichtlich ist, tritt diese Schwingung in den Leitzuständen LZ2 und LZ4 auf – also dann, wenn die MOSFETs aktiv ausgeschaltet werden und der Strom auf die Dioden kommutiert.

Bei der Verwendung des RFG-Simulationsmodells im Zusammenspiel mit Verbindungskabel und Triebwerk besteht nun die Schwierigkeit, dass der genaue Aufbau der Halbbrücke nicht bekannt ist, da es sich um ein kommerzielles Gerät handelt. Dies betrifft sowohl die verwendeten Bauteile, als auch den Aufbau der Leiterplatte, deren Parasitäten die Ausgangssignale im hochfrequenten Bereich mit beeinflussen. Im Verlauf dieser Arbeit wird das Modell mit den IRFP240-MOSFETs verwendet, da es die realen Verhältnisse recht gut beschreibt.

4.3.2 Verbindungskabel

Für die Verbindung von elektrischen Peripheriegeräten (RFG und Hochspannungsnetzteilen) und Triebwerk bedarf es Verbindungskabel. Diese wirken sich elektrisch gesehen, abhängig von den typabhängigen Leitungsbelägen des Kabels und dessen Länge, mehr oder weniger auf den Verlauf von Spannungen und Strömen im System aus. Aus Sicht der Quellen muss dies der Triebwerkslast hinzugerechnet werden. Das schaltungstechnische Verhalten eines Kabels kann über dessen Leitungsbeläge, bestehend aus Widerstandsbelag R' , Induktivitätsbelag L' , Kapazitätsbelag C' und Leitwertsbelag G' , für ein kurzes Kabelstück Δl beschrieben werden (s. Abb. 4.21). Die einzelnen Beläge sind vom verwendeten Kabeltyp abhängig und ergeben, multipliziert mit der Länge des Kabels, einen Belagswert für das gesamte Kabel.

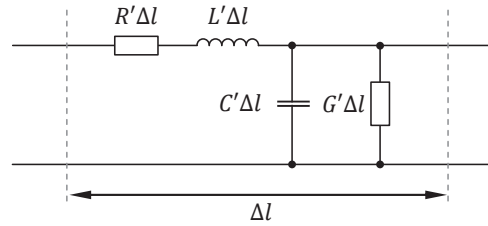


Abbildung 4.21: Ersatzschaltbild eines Leitungsstückes Δl mit dessen Leitungsbelägen.

Für die Verbindung zwischen den Quellen und Triebwerk kommen prinzipiell eine Vielzahl von Kabeltypen in Betracht. Aus funktionaler Sicht müssen diese den Anforderungen an bspw. die Stromtragfähigkeit, die Spannungsfestigkeit, den Isolationswert, die Temperaturbeständigkeit usw. genügen. Für die Modellierung an dieser Stelle spielen jedoch die bereits genannten Leitungsbeläge die zentrale Rolle, so dass die anderen Eigenschaften vernachlässigt werden können.

Prinzipiell lassen sich viele der verfügbaren Kabeltypen im Wesentlichen auf die beiden Grundtypen *Koaxialkabel* und *Doppelleitung* zurückführen. Für die Berechnung der Leitungsbeläge können nach Ref. 36 die in Tabelle 4.5 angegebenen Berechnungsvorschriften angewendet werden.

Tabelle 4.5: Berechnungsvorschriften für die Leitungsbeläge von Koaxialleitung und Doppelleitung.

	L'	C'	R'	G'
Koaxialkabel	$\frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right)$	$\frac{2\pi\epsilon'}{\ln(b/a)}$	$\frac{R_s}{2\pi} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right)$	$\frac{2\pi\omega\epsilon''}{\ln(b/a)}$
Doppelleitung	$\frac{\mu}{\pi} \cosh^{-1}\left(\frac{D}{2a}\right)$	$\frac{\pi\epsilon'}{\cosh^{-1}(D/2a)}$	$\frac{R_s}{\pi a}$	$\frac{\pi\omega\epsilon''}{\cosh^{-1}(D/2a)}$

Der Radius des bzw. der Innenleiter(s) trägt hier die Bezeichnung a , der Radius des Außenleiters (bei koaxialem Kabeltyp) den Buchstaben b und der Abstand der Leiter bei der Doppelleitung wird mit D bezeichnet (s. Abb. 4.22).

Die Impedanz des Kabels ist durch folgenden Ausdruck beschreibbar:

$$Z = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}} \quad (4.6)$$

Induktivitätsbelag und Kapazitätsbelag sind nur von den geometrischen Verhältnissen des Kabels abhängig. Widerstandsbelag und Leitwertbelag sind im Gegensatz zu L' und C' über R_s mit der Frequenz verkoppelt. R_s stellt den sich ergebenden Oberflächenwiderstandswert

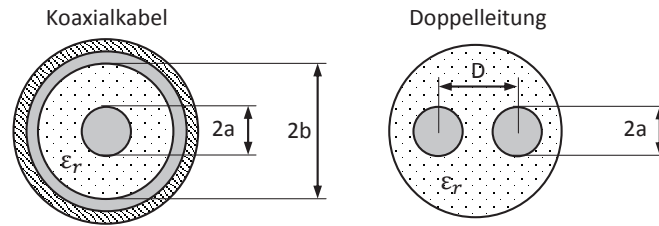


Abbildung 4.22: Geometrie der verwendeten Kabeltypen.

aufgrund des Skin-Effektes dar. Dieser errechnet sich mit der spezifischen Leitfähigkeit des Leitermaterials σ und äquivalenten Leitschichtdicke δ_s zu:

$$R_s = \frac{1}{\sigma \delta_s} = \frac{1}{\sigma \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu}}} \quad (4.7)$$

Um einen Vergleich der Widerstandbeläge von Koaxialkabel und Doppelleitung durchführen zu können, wird für die verwendeten Kabel ein Radius des Innenleiters von 0,9 mm gewählt. Für die Impedanz werden die am Markt gängigen Werte $Z = 50 \Omega$ und $Z = 75 \Omega$ für die Koaxialkabel und $Z = 120 \Omega$ für die Doppelleitung verwendet. Als Dielektrikum wurde in allen Fällen Polyethylen (PE) mit einer relativen Permittivität ϵ_r von 2,2 gewählt. Für die Leitungsbeläge ergeben sich die in Tabelle 4.6 angegebenen Werte.

Tabelle 4.6: Errechnete Leitungsbeläge für Koaxialkabel und Doppelleitung.

	L'	C'	R'	$G' (2 \text{ MHz})$
Koaxialkabel (50Ω)	247,4 nH/m	98,9 pF/m	s. Abb. 4.23	678,3 nS/m
Koaxialkabel (75Ω)	371,3 nH/m	65,9 pF/m	s. Abb. 4.23	451,9 nS/m
Doppelleitung (120Ω)	594,2 nH/m	41,2 pF/m	s. Abb. 4.23	282,3 nS/m

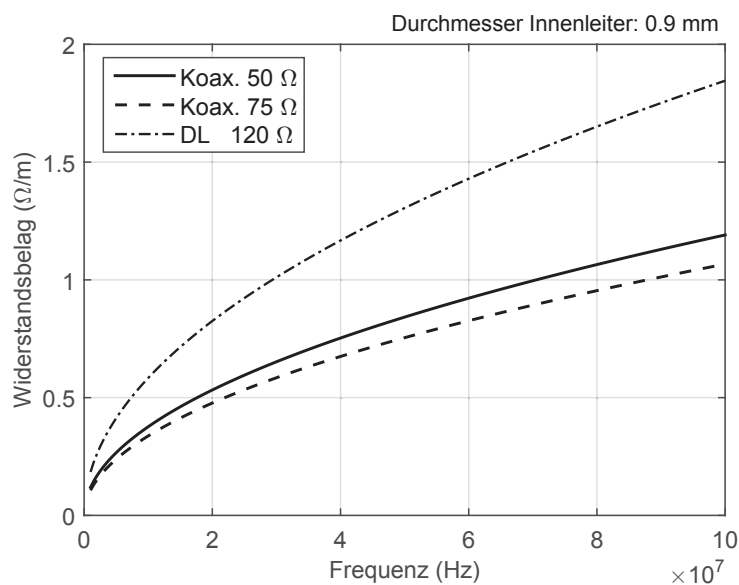


Abbildung 4.23: Verlauf des Widerstandsbelages verschiedener Kabeltypen in Abhängigkeit der Frequenz.

Betrachtet man die Verluste im Kabel, erkennt man anhand der Werte in Tab. 4.6 und Abb.

4.23, dass die durch R' verursachten Verluste gegenüber denen von G' dominieren. Bei der Modellierung kann G' somit vernachlässigt werden.

Für ein Kabel, welches für die Verbindung von RFG und Triebwerk verwendet wird, bedeutet dies, dass der RF-Strom Verluste im Kabel erzeugt. Für eine Betriebsfrequenz von 2 MHz liegt der Widerstandswert für ein 1 m langes Kabel schon im Bereich des Plasmawiderstandes des RIT4 (vgl. Abb. 2.12). Bei der Wahl des Kabels muss also ein besonderes Augenmerk auf einen kleinen Widerstandsbelag gelegt werden. Hieraus lässt sich auch die Forderung ableiten, das Kabel möglichst kurz auszuführen.

Vergleicht man die Widerstandsbeläge von koaxialem Kabeltyp und Doppelleitungstyp, wird ersichtlich, dass die koaxialen Kabel einen geringeren Wert aufweisen. Dies liegt darin begründet, dass der Rückleiter aufgrund seines größeren Radius, bei hochfrequenten Strömen die dem Skin-Effekt unterliegen, einen geringeren Widerstandswert aufweist als der Hinleiter. Ein koaxialer Kabeltyp ist (bei gleichwertigen Abmessungen), aus Sicht der Verluste, einer Doppelleitung vorzuziehen. Betrachtet man nun noch die Unterschiede zwischen den Koaxialkabeln wird ersichtlich, dass das 75 Ω -Kabel aufgrund des größeren Abstandes von Außenleiter zum Innenleiter und dem dadurch weiter vergrößerten Radius, einen weiter verringerten Widerstand aufweist. Die koaxialen Kabeltypen besitzen, bedingt durch deren Aufbau, bereits eine Schirmwirkung und sind aus EMV-Sicht ebenfalls vorteilhaft.

Für die Modellierung der Verbindungskabel wird von 50 Ohm Typen ausgegangen, da diese auch in den messtechnischen Untersuchungen eingesetzt werden. Dazu werden die bereits in Tabelle 4.6 ermittelten Leitungsbeläge verwendet.

Bei Frequenzen, deren Wellenlänge im Bereich der Kabellänge liegt, kann man nicht mehr von quasistationären Zuständen ausgehen. Spannungen und Ströme sind dann von ihrer Position entlang des Kabels abhängig. Um diesem Umstand Rechnung zu tragen, muss das Kabel durch mehrere Leitungsstücke zusammengesetzt werden. Als Faustregel gilt hier: Die elektrische Länge der Leitungsstücke darf $\frac{1}{20}$ der Wellenlänge nicht überschreiten. Zur Auslegung der Simulationsmodelle kann daher folgende Berechnungsvorschrift verwendet werden. Die Anzahl der notwendigen Teilstücke K ergibt sich mit der mechanischen Länge des Kabels l_{Kabel} , der Lichtgeschwindigkeit c und der maximal zu berücksichtigten Frequenz f_{gr} zu:

$$K = l_{\text{Kabel}} \left(\frac{c}{20 \cdot f_{\text{gr}} \cdot \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \right)^{-1}. \quad (4.8)$$

Eine Verkürzung der Wellenlänge durch die Materialeigenschaften werden durch die Faktoren $\sqrt{\epsilon_r}$ bzw. $\sqrt{\mu_r}$ berücksichtigt. Der Induktivitätswert bzw. Kapazitätswert eines Teilstücks beträgt dann:

$$L'_K = \frac{L' \cdot l_{\text{Kabel}}}{K} \quad ; \quad C'_K = \frac{C' \cdot l_{\text{Kabel}}}{K}. \quad (4.9)$$

Dies bedeutet beispielhaft, dass ein 1 m langes 50 Ω -Kabel mit einer Permittivität von $\epsilon_r = 2,2$ für die Betrachtung bis zu einer Frequenz von 100 MHz in 9,89 (=10) Teile unterteilt werden muss. Jedes Teilelement wird dann mit Hilfe eine Induktivität mit dem Wert 24,74 nH und einer Kapazität mit dem Wert 9,89 pF modelliert. Da der Widerstandsbelag nur durch einen Widerstand mit festem Wert im Schaltungssimulator modelliert werden kann, muss dieser bspw. aus Diagramm 4.23 gemittelt werden.

4.3.3 RF-Messbox

Die RF-Messbox ist eigentlich nicht Bestandteil des Systems, wird jedoch zwangsweise für die Messung der RF-Ströme benötigt. Um Messung und Simulation vergleichbar zu machen, muss die RF-Messbox im Simulationsmodell berücksichtigt werden. Bei der RF-Messbox handelt es sich um ein Aluminiumgehäuse, in das gegenüberliegend Anschlussbuchsen für den RFG und das Verbindungskabel zum Triebwerk eingebracht sind. Die Pins der Anschlussbuchsen (für Hin- & Rückstrom) sind intern durch Drähte verbunden, um die Stromwandler als Sensoren montiert sind. Der Aufbau ist schematisch in Abb. 4.24 gezeigt. Auf die Messbox wird im Abschnitt 5.1.2 genauer eingegangen.

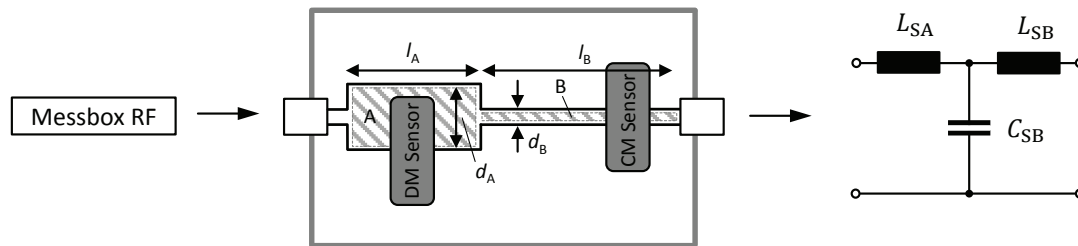


Abbildung 4.24: Verwendetes Ersatzschaltbild der RF-Messbox.

Der Aufbau der Box, sowie die verwendeten Stromwandler, werden als Ersatzschaltbild über eine Kapazität und zwei Induktivitäten abgebildet. Tabelle 4.7 listet die Werte der Elemente auf.

Tabelle 4.7: Größe der diskreten Bauelemente in der Schaltungssimulation.

L_{SA}	L_{SB}	C_A
50 nH	40 nH	12,5 pF

4.3.4 HF-Filter und Hochspannungsnetzteile

In Kapitel 5 werden Messungen zur Störkopplung vom Radiofrequenzgenerator auf den Hochspannungslastkreis durchgeführt. Hierbei werden HF-Filter eingesetzt, welche die von den Hochspannungsnetzteilen generierten Störströme von der Strommessung fernhalten, um das Messergebnis nicht zu beeinflussen. Sowohl die HF-Filter, als auch die Ausgangsbeschaltung der Netzteile bestimmen die Impedanz in den HV-Lastkreisen mit und beeinflussen damit das Kopplungsverhalten. Daher müssen HF-Filter und Netzteile in die Schaltungssimulation integriert werden. Abb. 4.25 zeigt das Modell.

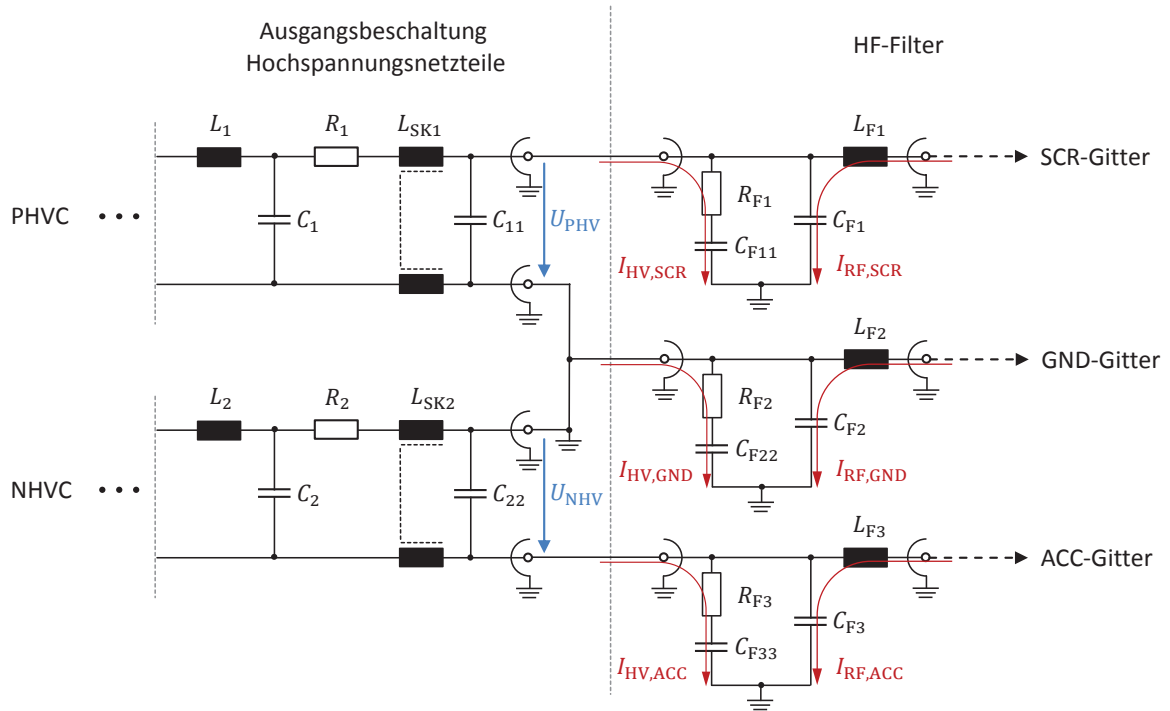


Abbildung 4.25: Schaltung und Verbindung von Hochspannungsnetzteilen und HF-Filtern. Die HF-Filter sind so ausgelegt, dass sie sowohl Störungen von den Netzteilen $I_{HV,xxx}$, als auch Störungen aus Richtung der Gitter $I_{RF,xxx}$ gegen Erdbezug ableiten.

Die HF-Filter sind so ausgelegt, dass sie sowohl die Störströme der Hochspannungsnetzteile $I_{HV,xxx}$, als auch die Störungen aus Richtung der Gitter $I_{RF,xxx}$ gegen Erdbezug ableiten. Die Hochspannungsnetzteile liefern eine potenzialfreie Ausgangsspannung, sind jedoch im Testaufbau aus Kapitel 5 am gemeinsamen GND-Potenzial mit Schutzerde verbunden. Der Positive High-Voltage Converter (PHVC) stellt die Beschleunigungsspannung zwischen SCR- und GND-Gitter zur Verfügung. Der Negative High-Voltage Converter (NHVC) ist umgekehrt gepolt zwischen GND- und ACC-Gitter geschaltet. Die Kombination von L_1 und C_1 bzw. L_2 und C_2 bilden die Gegentakt-Filter am Ausgang der Netzteile. L_{SK1} und L_{SK2} sind Gleichtakt-Filter. In den Tabellen 4.8 und 4.9 sind die Werte der Bauteile aufgelistet.

Tabelle 4.8: Bauteil-Werte der Ausgangsbeschaltung der Hochspannungsnetzteile.

L_1, L_2	C_1, C_2	R_1, R_2	C_{11}, C_{22}
450 μ H	4 x 250 nF par.	27 Ω	250 nF

Tabelle 4.9: Bauteil-Werte der HF-Filter.

R_{F1}, R_{F2}, R_{F3}	$C_{F11}, C_{F22}, C_{F33}$	C_{F1}, C_{F2}, C_{F3}	L_{F1}, L_{F2}, L_{F3}
100 Ω	47 nF	22 nF	220 μ F

5

Hochfrequenz-Eigenschaften des Systems

Für die Analyse des Systems, in Hinblick auf die Störung der Strommessung und des Emissionsverhaltens, sind Kenntnisse der im System vorhandenen HF-Ströme zwingend notwendig. Dies betrifft die Ströme im Lastkreis des Radiofrequenzgenerators, deren Kopplung über das Triebwerk auf den Lastkreis der Hochspannungsnetzteile sowie die von den Hochspannungsnetzteilen generierten HF-Ströme. In diesem Kapitel werden Messungen durchgeführt, die Aufschluss über die Hochfrequenzeigenschaften des Systems liefern. Dazu wird das Triebwerk in einem Vakuum-Teststand in unterschiedlichen Betriebspunkten betrieben, um die Auswirkung der Betriebsparameter auf die HF-Eigenschaften zu analysieren. Mit Hilfe der in Kapitel 4 beschriebenen Simulationsmodelle werden die Messergebnisse interpretiert.

5.1 Messaufbau- und Equipment

5.1.1 Teststand

Der Betrieb des Triebwerks ist generell nur unter (Hoch-) Vakuum-Bedingungen möglich. Daher wird ein spezieller Teststand verwendet, welcher aus einem Glaszylinder mit einem Durchmesser von 40 cm und einer Höhe von 120 cm besteht – dem sog. Rezipienten. Der Rezipient ist von einem unteren und einem oberen Flansch eingefasst, wobei am Unteren die Vakuum-Pumpen montiert sind, um die benötigten Druckverhältnisse zu erzeugen. Es wird eine Kombination aus Drehschieberpumpe und Turbomolekularpumpe eingesetzt. Die Drehschieberpumpe erzeugt den benötigten Vordruck von ca. 0,1 mbar für die Turbomolekularpumpe, die den Druck weiter bis auf $1 \cdot 10^{-7}$ mbar reduziert. Da im Betrieb Gas aus dem Triebwerk strömt, liegt der erreichbare Umgebungsdruck im Betrieb im Bereich $1 \cdot 10^{-6}$ mbar. Durch eine Durchführung des oberen Flansches kann die Triebwerksaufnahme in den Rezipienten eingelassen werden. Die Triebwerksaufnahme dient sowohl der Positionierung des Triebwerks, als auch der Durchführung der internen Verkabelung auf Steckverbinder im Außenbereich des Rezipienten. Hier erfolgt der elektrische Anschluss der benötigten Peripheriesysteme sowie die Gas-Zufuhr. Als Gas wird Xenon verwendet, dessen Fluss mit Hilfe des Massenfluss-Controllers reguliert wird. Der Radiofrequenzgenerator ist nahe der Durchführung im oberen Flansch positioniert, um die Kabellänge zum Triebwerk und

damit auch die Verluste im Kabel möglichst gering zu halten. Die Hochspannungsnetzteile und die Netzteile zur Versorgung des Radiofrequenzgenerators sind in einem 19"-Rack untergebracht. Die Länge der benötigten Kabel zwischen Rack und Triebwerksaufnahme beträgt etwa 2 m.

Zur Messung der Ströme im RF-Zweig und im HV-Zweig wurden eine "RF-Messbox" und eine "HV-Messbox" konstruiert, welche direkt hinter den RFG und die Triebwerksaufnahme bzw. zwischen Hochspannungsnetzteile und Triebwerksaufnahme geschaltet werden. Zur Messung der Ströme wird ein Oszilloskop verwendet, welches die Messwertaufnahme sowohl im Zeitbereich, als auch im Frequenzbereich erlaubt. Zwischen den Hochspannungsnetzteilen und der HV-Messbox wurde zudem ein HF-Filter geschaltet, der die von den Hochspannungsnetzteilen generierten hochfrequenten Störströme von der HV-Messbox fernhält. Durch Verwendung des Filters wird es möglich, die vom RFG generierten Störströme separiert zu messen. Der verwendete Teststand ist in Abb. 5.1 schematisch dargestellt.

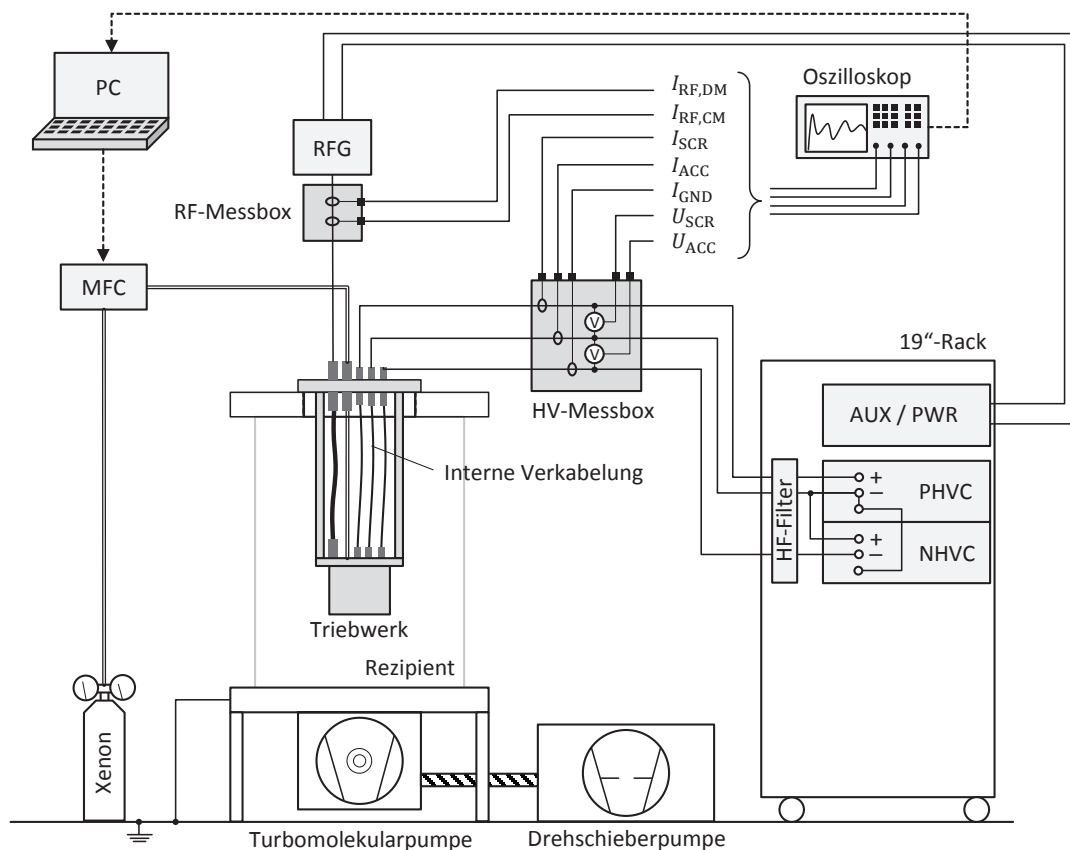


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des verwendeten Teststandes.

5.1.2 Messung der Ströme im Lastkreis des Radiofrequenzgenerators

Wie bereits in Abb. 5.1 gezeigt, wurde für die Messung der Ströme im RF-Zweig des Radiofrequenzgenerators eine "RF-Messbox" konstruiert. Diese enthält einen Stromwandler zur Messung der Gegentaktströme und einen Stromwandler zur Messung der Gleichtaktströme. Der Aufbau der Box und die Kalibrierung der Wandler sind im Folgenden beschrieben.

5.1.2.1 Aufbau der RF-Messbox

Im RF-Zweig können dort sowohl hochfrequente Gegentaktströme wie auch Gleichtaktströme vorhanden sein, deren Frequenzbereich und Amplituden noch weitestgehend unbekannt sind. In dem Messsystem muss daher jeweils ein Messwandler für DM- bzw. CM-Strom vorhanden sein.

Die Wandler müssen derart aufgebaut sein, dass sie die Ströme im RF-Zweig möglichst nicht beeinflussen. Trotzdem müssen sie eine ausreichende Sensitivität bieten, um auch kleine Amplituden erfassen zu können, da diese u.U. maßgeblich für die feldgebundene Emission verantwortlich sind (s. Kapitel 6).

Für die Messung der Gegentaktströme wurde ein kommerziell verfügbarer Stromwandler vom Typ 2878 der Fa. Pearson Electronics verwendet. Mit dem Wandler können Ströme bis zu einem Effektivwert von 10 A im Frequenzbereich 30 Hz bis 70 MHz gemessen werden. Der Wandler ist dementsprechend gut für die Messung des RF-Stromes bei der Betriebsfrequenz geeignet. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird eine Kalibriermessung durchgeführt, die zeigt, dass der Wandler auch für höhere Frequenzen einsetzbar ist.

Für die Messung der Gleichtaktströme war kein passender, kommerziell verfügbarer, Wandler verfügbar. Es wurde daher ein entsprechender Wandler aufgebaut. Dieser besteht im Wesentlichen aus einem Klappferrit der Fa. Würth Elektronik, um dessen einen Halbkern die Sekundärwicklungen gewickelt sind. Das Signal der Sekundärwicklung kann direkt über eine BNC-Buchse abgegriffen werden. Das Wicklungsverhältnis von Sekundärwicklungen zu Primärwicklungen beträgt $\frac{N_{\text{sec}}}{N_{\text{pri}}} = \frac{4}{1}$. Das Wicklungsverhältnis wurde so gewählt, um einerseits eine gewisse Sensitivität des Wandlers für die verhältnismäßig kleinen CM-Ströme zu gewährleisten und andererseits, um die Belastung für den Primärkreis zu reduzieren, welche bei einem 1:1-Wandler größer ausfällt. Eine größere Anzahl Sekundärwindungen würde zudem den Wert der Wicklungskapazität steigern, was zu einer schlechteren Linearität des Wandlers im hochfrequenten Bereich führen würde. Beide Wandler wurden in einem metallischen Gehäuse untergebracht, welches zum einen als Schirmung dient und zum anderen als Rückstromweg für die Gleichtaktströme zur Verfügung steht. Die "RF-Messbox" ist in Abb. 5.2 dargestellt.

Auf beiden Seiten befinden sich Triaxialbuchsen¹, an denen sowohl der verwendete RFG als auch das Kabel zur Verbindung des Triebwerks direkt angeschlossen werden können. Innen- und Mittelleiter der Buchsen (Hin- und Rückleiter des RF-Gegentaktstromes) sind über Drähte miteinander verbunden. Beide Leiter werden mittig durch den Gleichtakt-Stromwandler geführt. Durch den Gegentakt-Stromwandler wird hingegen nur der Innenleiter geführt. Die Ausgangssignale der Wandler können über BNC-Buchsen abgegriffen werden. Beim DM-Wandler mussten hierfür noch Adapter verbaut werden, um vom Stecker des Wandlers vom Typ SMA auf BNC zu kontaktieren.

Um das Öffnen des Gleichtaktwandlers mechanisch zu ermöglichen, wurde der Wandler um ca. 30° verkippt eingebaut. Der Aufbau des CM-Wandlers ist in Abb. 5.3 noch einmal detaillierter dargestellt.

¹ Bei sog. Triaxialbuchsen handelt es sich um einen Koaxial-Steckverbinder mit zusätzlichem Schirm.

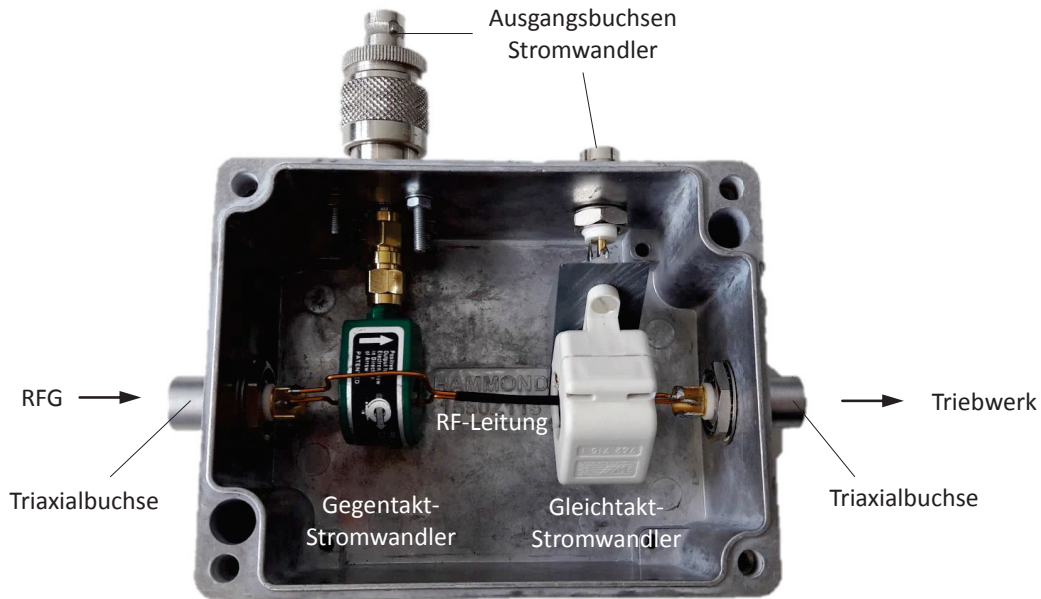


Abbildung 5.2: Mechanischer Aufbau der "RF-Messbox". Auf der linken Seite befindet sich die Triaxialbuchse für den Anschluss des RFG, rechts die Anschlussbuchse für das RF-Kabel zum Triebwerk. In der Messbox befinden sich sowohl Gegentakt-Stromwandler (DM-Wandler), als auch der Gleichtakt-Stromwandler (CM-Wandler).



Abbildung 5.3: Mechanischer Aufbau des Gleichtakt-Stromwandlers (Common Mode-Wandler) in der RF-Messbox.

5.1.2.2 Kalibriermessung

Die Stromwandler liefern ein vom Primärstrom abhängiges Ausgangssignal. Dessen Übertragungsfunktion muss im Frequenzbereich als nichtlinear angenommen werden, da der physische Aufbau der Stromwandler durch parasitäre Effekte, wie bspw. die Wicklungskapazität, Einfluss auf das Übertragungsverhalten hat. Um bei den späteren Messungen auf den wirklichen RF-Strom schließen zu können, bedarf es der frequenzabhängigen Korrekturfaktoren $k_{\text{RF,DM}}$ und $k_{\text{RF,CM}}$, welche mit Hilfe der Kalibriermessung ermittelt werden sollen.

Messaufbau

Für die Kalibriermessung wurde das folgende Verfahren angewendet. An den Eingang der RF-Messbox (Anschlussbuchse des RFG) wird ein Trackinggenerator angeschlossen, der ein

frequenzdiskretes Signal erzeugt, welches in dem zu vermessenen Bereich durchgewobbelt wird. Am Ausgang der RF-Messbox (Anschlussbuchse des Kabels) wird das System zunächst mit dem Eingang eines Spektrumanalysators verbunden, welcher einen Eingangswiderstand von $50\ \Omega$ aufweist. Das Signal des Trackinggenerators verursacht über die Impedanz des Systems einen Stromfluss im Primärkreis, welcher mit dem Spektrumanalysator gemessen werden kann. Dieser Strom dient als Referenzstrom I_{Ref} für die Bestimmung der Korrekturfaktoren der Wandler. Die Ausgänge der Stromwandler sind bei der Ermittlung des Referenzstromes mit $50\ \Omega$ abgeschlossen, um die selbe Belastung des Primärkreises zu erzeugen wie in den folgenden Messungen mit angeschlossenem Spektrumanalysator. Das Verfahren ist schematisch in Abb. 5.4(a) dargestellt.

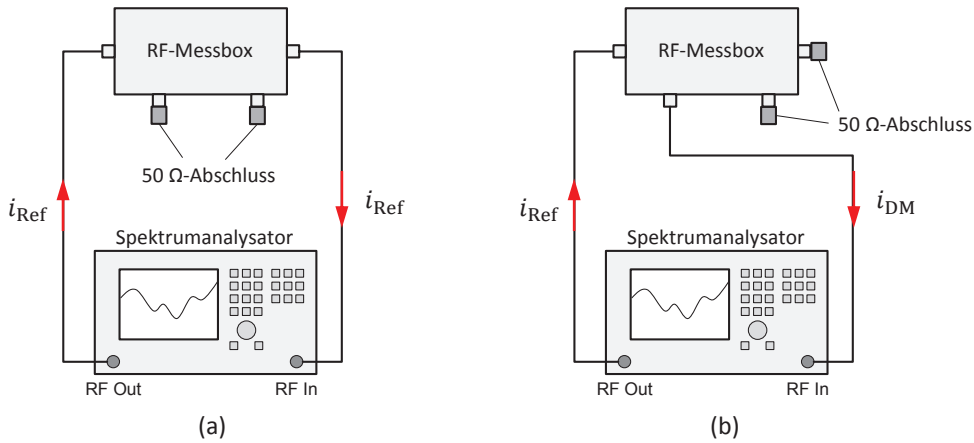


Abbildung 5.4: Schematischer Aufbau der Kalibriermessungen der RF-Messbox. Teilabbildung (a) zeigt die Ermittlung des Referenzstromes. Hierbei sind die Ausgänge von Gegentakt-Stromwandler und Gleichtakt-Stromwandler jeweils mit $50\ \Omega$ abgeschlossen. Teilabbildung (b) zeigt beispielhaft die Messung des Gegentaktstromes (I_{DM}). Der Ausgang der RF-Messbox wird hier wiederum mit $50\ \Omega$ abgeschlossen, um den selben Referenzstrom (I_{Ref}) zu erzeugen.

Nach Ermittlung des Referenzstromes, kann der Spektrumanalysator mit dem Ausgang eines Stromwandlers verbunden werden. Um den selben Referenzstrom zu erzeugen, muss die Belastung des Primärkreises am Ausgang der RF-Messbox gleich bleiben. Dies wird durch den Anschluss einer entsprechenden Messleitung und eines $50\ \Omega$ -Widerstandes erreicht (Abb. 5.4(b)). Wird nun der gemessene Strom am Ausgang des Stromwandlers (bspw. I_{DM}) auf den Referenzstrom I_{Ref} normiert und der Kehrwert gebildet, ergibt sich der gesuchte Korrekturfaktor $k_{\text{RF,DM}}$

$$k_{\text{RF,DM}} = \left(\frac{I_{\text{DM}}}{I_{\text{Ref}}} \right)^{-1}. \quad (5.1)$$

Mit Hilfe von $k_{\text{RF,DM}}$ kann bspw. der wirkliche Gegentaktstrom aus dem Messsignal des DM-Wandlers durch einfache Multiplikation ermittelt werden. Dasselbe Verfahren kann angewendet werden, um den Korrekturfaktor des Gleichtaktstromwandlers $k_{\text{RF,CM}}$ zu ermitteln.

In beiden Fällen ist jedoch zu beachten, dass der Anschluss des Generator und des Elementes am Ausgang der RF-Messbox in der Art zu erfolgen hat, dass der Generator für die Ermittlung des Gegentaktstromes bzw. Gleichtaktstromes jeweils einen (möglichst) reinen Gegentakt- bzw. Gleichtaktstrom generiert. Dies wird hier über unterschiedliche Kontaktierungen des Generators an die Messbox realisiert. Abb. 5.5 zeigt dies schematisch. In Teilabbildung (a)

ist der Anschluss für die Erzeugung des Gegentaktstromes zu sehen, in Teilabbildung (b) die für den Gleichtaktstrom.

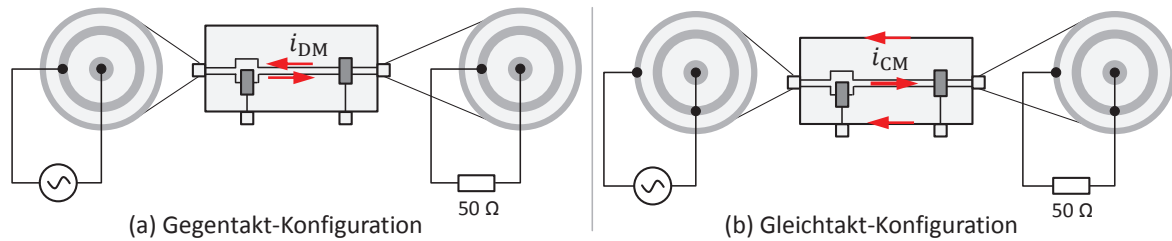


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung der Steckerbelegung für die Erzeugung der Referenzströme bei der Kalibriermessung.

Der reale Messaufbau ist bspw. für die Bestimmung der Gleichtakt-Korrekturfaktors ($k_{RF,CM}$) in Abbildung 5.6 gezeigt.

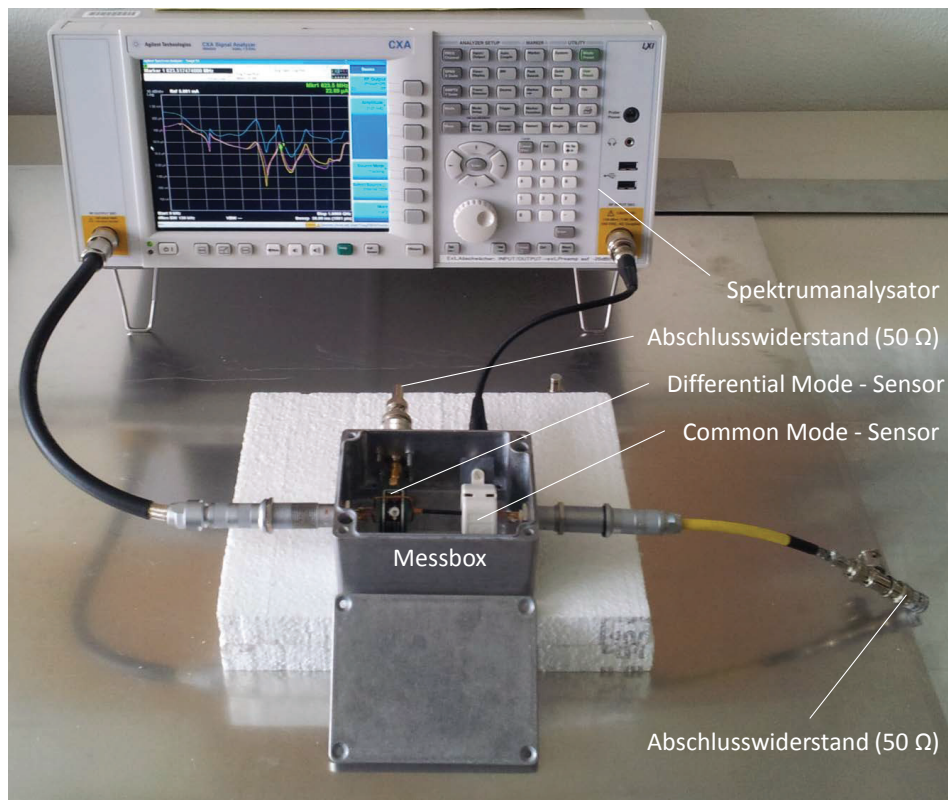


Abbildung 5.6: Aufbau zur Kalibriermessung des Common Mode-Sensors in der RF-Messbox. Die Kalibrierung erfolgte mit geschlossenem Deckel.

Messergebnisse

Die Ergebnisse der Kalibriermessung des Gegentakt-Stromwandlers sind in Abbildung 5.7 gezeigt. Im oberen Diagramm sind der gemessene Referenzstrom und der gemessene Strom am Ausgang des Wandlers im Frequenzbereich 1 MHz bis 500 MHz aufgetragen. Die Amplitude des Trackinggenerators ist auf 1 mA eingestellt. Es ist jedoch zu erkennen, dass dieser Wert bei höheren Frequenzen, aufgrund der Belastung für den Generator, bis auf ca. 500 μ A absinkt. Der Ausgangsstrom des Wandlers zeigt einen näherungsweise linearen

Verlauf, bis zu einer Frequenz von 100 MHz. Bei höheren Frequenzen verhält sich der Wandler nicht mehr linear. Es sind frequenzabhängige Resonanzen erkennbar, die sich vermutlich aus den parasitären Elementen des Wandlers ergeben. Zudem ist eine Resonanzstelle bei ca. 22 MHz zu erkennen, die sich durch das angeschlossene Messkabel ergibt.

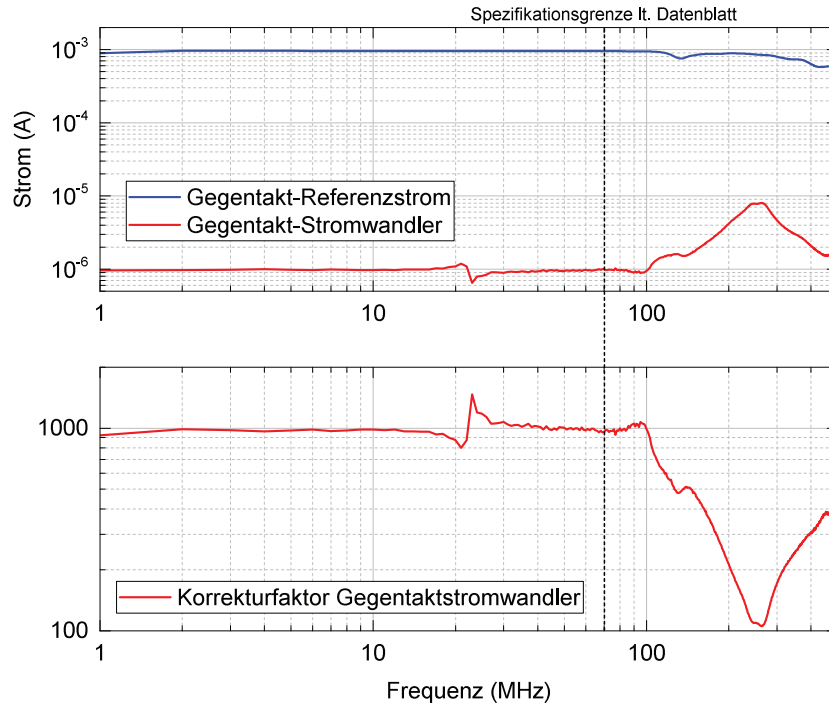


Abbildung 5.7: Ergebnis der Kalibrierung des Gegentakt-Stromwandlers der RF-Messbox.

Wird der Korrekturfaktor nach Formel 5.1 aus den Messwerten gebildet, ergibt sich der Verlauf des unteren Diagramms.

Im Datenblatt des Wandlers ist für den Frequenzbereich 30 Hz bis 70 MHz ein konstanter Strom-Spannungs-Konversionsfaktor von $k_{IU} = \frac{0,1V}{A}$ angegeben. Der Wandler verhält sich demnach wie eine, vom Primärstrom gesteuerte, Spannungsquelle mit der Spannung U_{SW} . Diese Angabe soll an dieser Stelle zur Überprüfung der Messergebnisse verwendet werden. Die Angabe von k_{IU} gilt für den Fall eines hochohmigen Abgriffs des Messsignals. In dem vorliegenden Fall wird das Signal jedoch an einem Messwiderstand (R_m) von 50Ω abgegriffen. Zusätzlich besitzt der Wandler einen Innenwiderstand von $R_i = 50 \Omega$. Der gemessene Strom I_{DM} durch den Messwiderstand R_m ergibt sich zunächst allgemein zu:

$$I_{DM} = \frac{U_m}{R_m} = \frac{U_{SW} \frac{R_m}{R_i + R_m}}{R_m} = \frac{k_{IU} \cdot I_{Ref}}{R_i + R_m}. \quad (5.2)$$

Für den vorliegenden Fall mit $R_i = R_m = 50 \Omega$ wird

$$I_{DM} = \frac{0,1 V I_{Ref}}{1 A \cdot 100 \Omega} = 0,001 I_{Ref}. \quad (5.3)$$

Das Messergebnis bestätigt dies für den angegebenen Frequenzbereich.

Analog zu dem Ergebnis der Kalibrierung des Gegentaktstromwandlers sind die Ergebnisse für den Gleichtaktstromwandler in Abbildung 5.8 dargestellt.

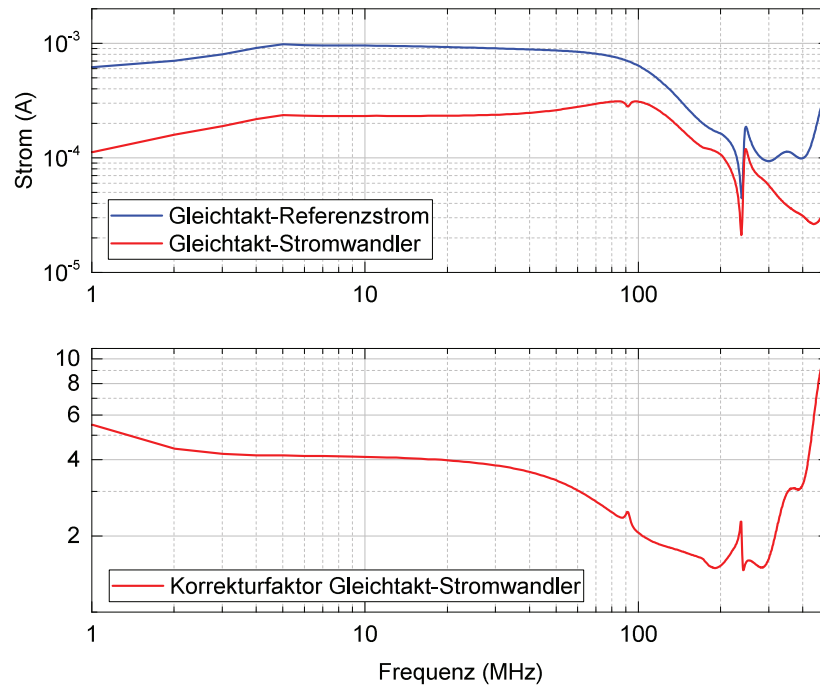


Abbildung 5.8: Ergebnis der Kalibriermessung des Gleichtakt-Stromwandlers der RF-Messbox.

5.1.3 Messung der Ströme im Lastkreis der Hochspannungsnetzteile

Um die Ströme auf den Verbindungskabeln zwischen Hochspannungsnetzteilen und Gittersystem untersuchen zu können, wurde eine Messbox konstruiert, welche sich zwischen besagte Komponenten schalten lässt. Analog zum bereits diskutierten Aufbau der RF-Messbox folgt nun die Beschreibung der konstruierten “HV²-Messbox”.

5.1.3.1 Aufbau der HV-Messbox

Für die Verbindung von Triebwerk und Hochspannungsnetzteilen werden im vorliegenden Fall drei Koaxial-Verbindungskabel verwendet. Zur Messung der hochfrequenten Anteile der Ströme auf den Kabeln werden die Innenleiter jeweils durch einen separaten Stromwandler geleitet. Um die Schirmung des Systems weiterhin zu gewährleisten, sind die Messwandler in einem Metallgehäuse verbaut, welches mit den Schirmen der Kabel verbunden ist. Bei den Messwandlern handelt es sich um Ferritkerne, die sekundärseitig eine Windungszahl von $N = 4$ besitzen. Die Sekundärwicklung kann über BNC-Buchsen abgegriffen werden. Um den Aufbau mechanisch stabil zu realisieren, wurden die Kerne in eine Halterung aus Plastik eingesetzt, welche mit Hilfe eines 3D-Druckers angefertigt wurde. Abbildung 5.9 zeigt den Aufbau mit geöffnetem Deckel.

²HighVoltage

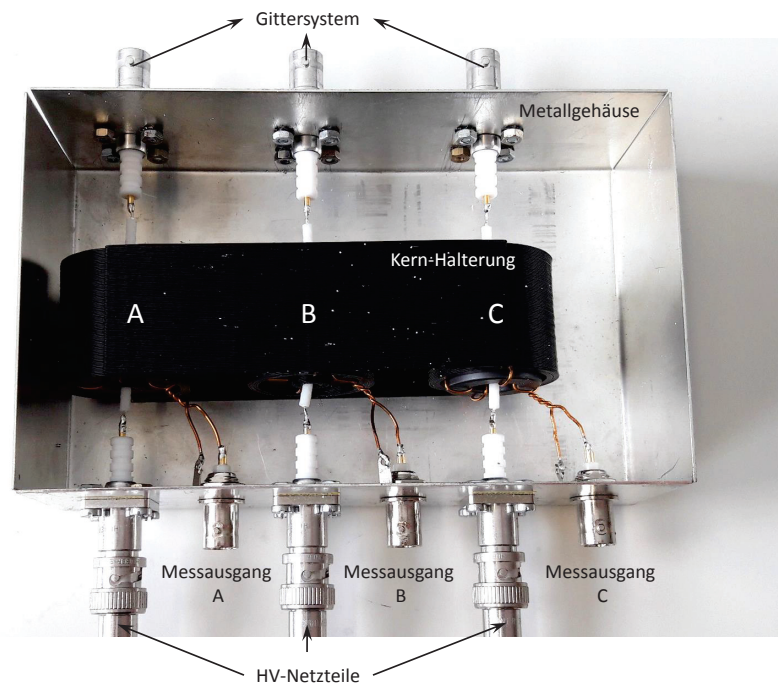
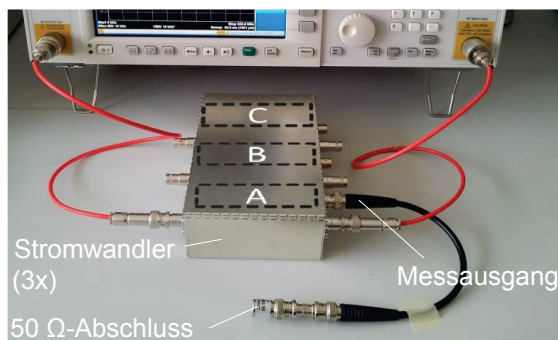


Abbildung 5.9: Aufbau der HV-Stromwandler (ohne Deckel).

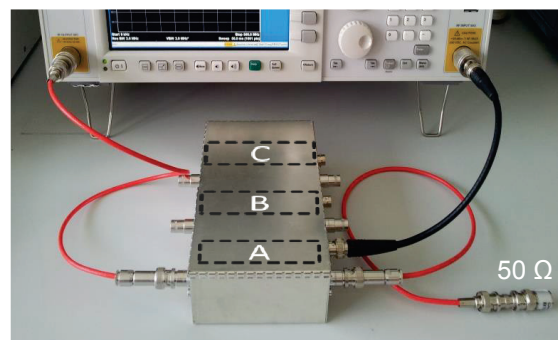
5.1.3.2 Kalibriermessung

Wie schon bei der Kalibriermessung der RF-Messbox erläutert, ist auch hier mit Nichtlinearitäten im Übertragungsverhalten der Wandler zu rechnen. Aus diesem Grund wird auch hier eine Kalibriermessung durchgeführt.

Wie schon zur Bestimmung des Korrekturfaktors bei der RF-Messbox, wird dieses Verfahren auch zur Charakterisierung der HV-Stromwandler angewendet. Wie in Abbildung 5.10(a) ersichtlich, wird der Referenzstrom mit dem Trackinggenerator des Spektrumanalysers N9000A erzeugt. Der Strom fließt durch die Messwandler mit den Bezeichnungen A, B und C. Zur Messung des Referenzstromes wird der Ausgang des HV-Zweiges mit dem Spektrumanalysator verbunden, der Ausgang des Wandlers ist mit $50\ \Omega$ abgeschlossen. In Teilabbildung 5.10(b) ist die Konfiguration für die Bestimmung des Ausgangsstromes des Wandlers A zu sehen.



(a)



(b)

Abbildung 5.10: Aufbau zur Kalibriermessung der HV-Stromwandler.

Zur Kalibrierung wurde ein Stromsignal mit einer Amplitude von 1 mA nacheinander in

jeden HV-Zweig eingespeist. Die Ergebnisse für die Ströme und die daraus errechneten Korrekturfaktoren $k_{HV,A}$, $k_{HV,B}$ und $k_{HV,C}$ sind in Abbildung 5.11 zu finden.

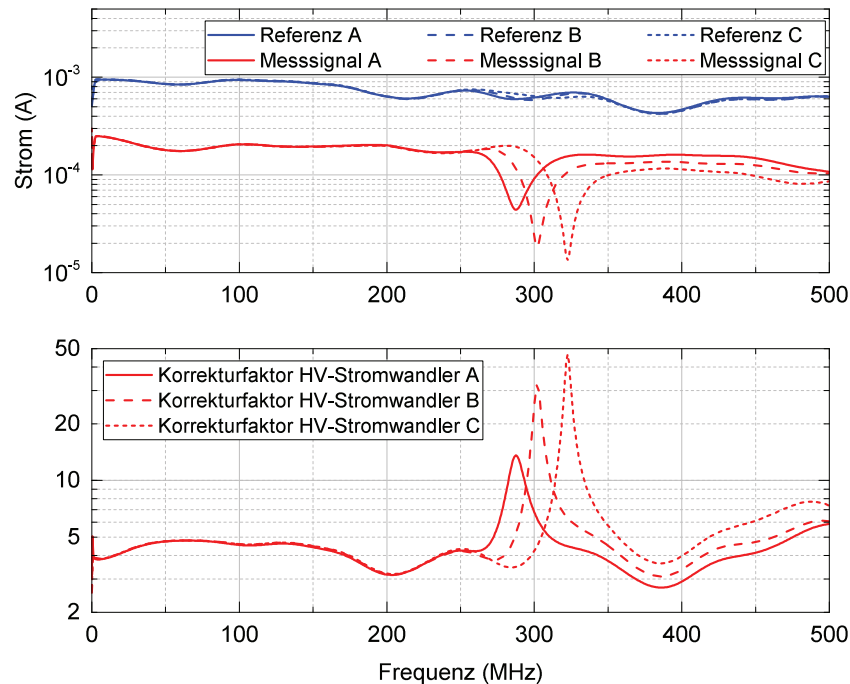


Abbildung 5.11: Ergebnis der Kalibrierung des Stromwandlers bei einem Referenzstrom von 1 mA.

Es ist gut zu erkennen, dass die Wandler jeweils eine Resonanzstelle im Bereich 300 MHz aufweisen. Im unteren Frequenzbereich entsprechen die Korrekturfaktoren in etwa dem Wicklungsverhältnis.

5.1.4 Betriebsparameter

Da der Radiofrequenzgenerator als Störquelle zu interpretieren ist, deren RF-Strom die Strommessung beeinflussen und zu feldgebundener Emission führen kann, interessiert die Abhängigkeit des RF-Stroms von den eingestellten Betriebsparametern des Systems. Dazu zählen im Wesentlichen:

- Massenfluss
- Eingangsstrom / Eingangsspannung des Radiofrequenzgenerators
- Extraktionsspannungen bzw. Strahlstrom

Es wurden Messreihen mit verschiedenen Einstellungen der Betriebsparameter durchlaufen und jeweils der RF-Strom und die Ausgangsströme an den HV-Anschlüssen gemessen. Als problematisch erwies sich die Einstellung der Betriebsparameter in der Art, dass vergleichbare Ergebnisse produziert werden konnten. Dies liegt darin begründet, dass die einzelnen Parameter sich gegenseitig beeinflussen. Bsp. führt eine Änderung des Massenflusses zu einer veränderten Lastsituation für den Radiofrequenzgenerator, was zu einer Änderung des Eingangsstromes am Generator führt. Sowohl Massenfluss, als auch geänderter Generatorstrom wirken sich wiederum bspw. auf den Strahlstrom aus. Hinzu kommt die Limitierung des RFG-Betriebsbereiches durch dessen minimale respektive maximale Ausgangsleistung. Bei kleiner Ausgangslast (ohne Plasma) muss dementsprechend eine RFG-Eingangsspannung

eingestellt werden, die wiederum einen Ausgangsstrom zur Folge hat, mit dem der Generator noch arbeitet. Bei höherer Last (mit Plasma) muss die Eingangsspannung entsprechend vergrößert werden, möchte man denselben Eingangsstrom des RFG erzwingen. Hierbei ist auf die maximale Leistung des Generators zu achten. Die Betriebsbereiche "kleine Last" und "große Last" überschneiden sich minimal, so dass die Betriebsparameter für die Messreihen entsprechend gewählt wurden.

Zur Darstellung der qualitativen Auswirkung der Änderung der Betriebsparameter werden an dieser Stelle die in Tab. 5.1 aufgelisteten Betriebspunkte gewählt.

Tabelle 5.1: Eingestellte Betriebsparameter zur Analyse der Triebwerkseigenschaften.

#	\dot{m}	$U_{DC,RFG}$	$I_{DC,RFG}$	U_{SCR}	U_{DEC}	I_{PHV}	I_{NHV}
1	0,0 sccm	11,5 V	2,3 A	700 V	-50 V	0,03 mA	0,00 mA
2	0,3 sccm	14,6 V	2,3 A	700 V	-50 V	8,32 mA	0,10 mA
3	0,5 sccm	17,4 V	2,3 A	700 V	-50 V	15,98 mA	0,26 mA
4	0,5 sccm	11,5 V	1,7 A	700 V	-50 V	6,75 mA	0,15 mA
5	0,5 sccm	21,4 V	2,3 A	0 V	0 V	0,02 mA	1,42 mA

Für die Messungen 1 - 3 wird zunächst der Massenfluss in zwei Schritten erhöht. Dabei wird der Eingangsstrom konstant gehalten, was je nach Massenfluss durch unterschiedliche Eingangsspannungen zu realisieren ist. In der Messung 4 wird dann der Eingangsstrom so weit abgesenkt, wie das Aufrechterhalten des Plasmas noch möglich ist. In der Messung 5 wird die Extraktion abgeschaltet. Die übrigen Parameter entsprechen denen der Messung 3, wobei die Eingangsspannung jedoch erhöht werden musste, um einen Strom von 2,3 A zu generieren. Die Extraktionsspannungen sind bei den Messungen 1 - 4 auf feste Werte eingestellt.

5.2 HF-Eigenschaften des RF-Lastkreises

Die in Abb. 5.12 gezeigten Verläufe stellen den RF-Strom im Zeitbereich dar. Der sinusförmige Verlauf des Schwingkreisstromes ist klar zu erkennen und ist in allen Betriebsmodi dominierend. Zusätzlich sind bereits einige Oberwellen erkennbar.

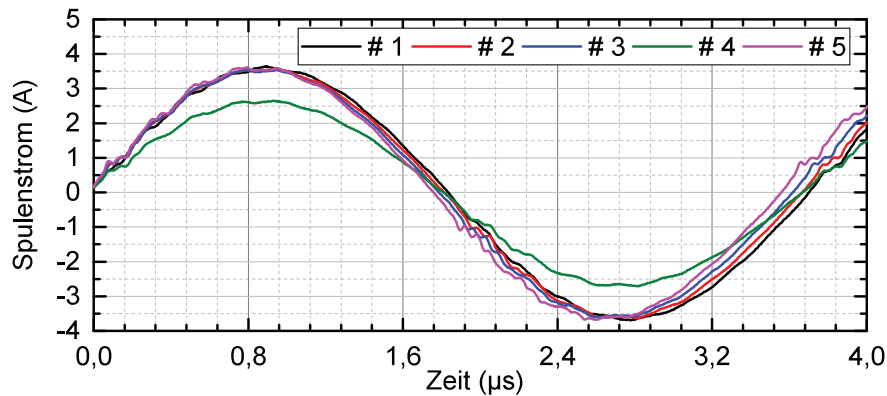


Abbildung 5.12: Messung des RF-Ausgangsstromes des Radiofrequenzgenerators mit und ohne Plasma im Zeitbereich.

Es ist anzumerken, dass die gezeigten Verläufe genaugenommen nicht ganz korrekt sind, da hier nur mit dem im Datenblatt angegebenen Spannungs/Strom-Konversionsfaktor gearbeitet wurde. Wie bei der Kalibrierung des Wandlers in Abschnitt 5.1 gezeigt, werden die hochfrequenten Anteile des Verlaufes zu stark bewertet. Für die Darstellungen im Frequenzbereich wurde mit den ermittelten Korrekturkennlinie gearbeitet.

Zur genaueren Betrachtung werden die Verläufe in Abb. 5.13 noch einmal im Frequenzbereich dargestellt. Bei der Resonanzfrequenz des Last-Schwingkreises (ca. 2,7 MHz) zeigt das Frequenzspektrum jeweils die höchste Amplitude. Diese liegen für die Messungen 1,2,3 und 5 zwischen 4 A und 5 A. Bei Messung 4 (mit reduziertem DC-Eingangsstrom) wird eine maximale Amplitude von ca. 3,8 A erreicht. Bis zu einer Frequenz von ca. 300 MHz zeigen alle Frequenzspektren Harmonische der RF-Grundfrequenz. Deren Ursache wurde bereits in Abschnitt 4.3.1 erläutert. Die Amplituden der Harmonischen zeigen Minima sowie Maxima und erstrecken sich über den Bereich einer Größenordnung. Die Ursache für die Schwankung der Amplituden liegt in Resonanzeffekten des RF-Lastkreises begründet und wird im nächsten Abschnitt genauer untersucht.

Die absoluten Werte der Harmonischen unterscheiden sich in Abhängigkeit der eingestellten Betriebsparameter geringfügig voneinander. Der qualitative Verlauf des Frequenzspektrums bleibt jedoch für alle Messungen gleich.

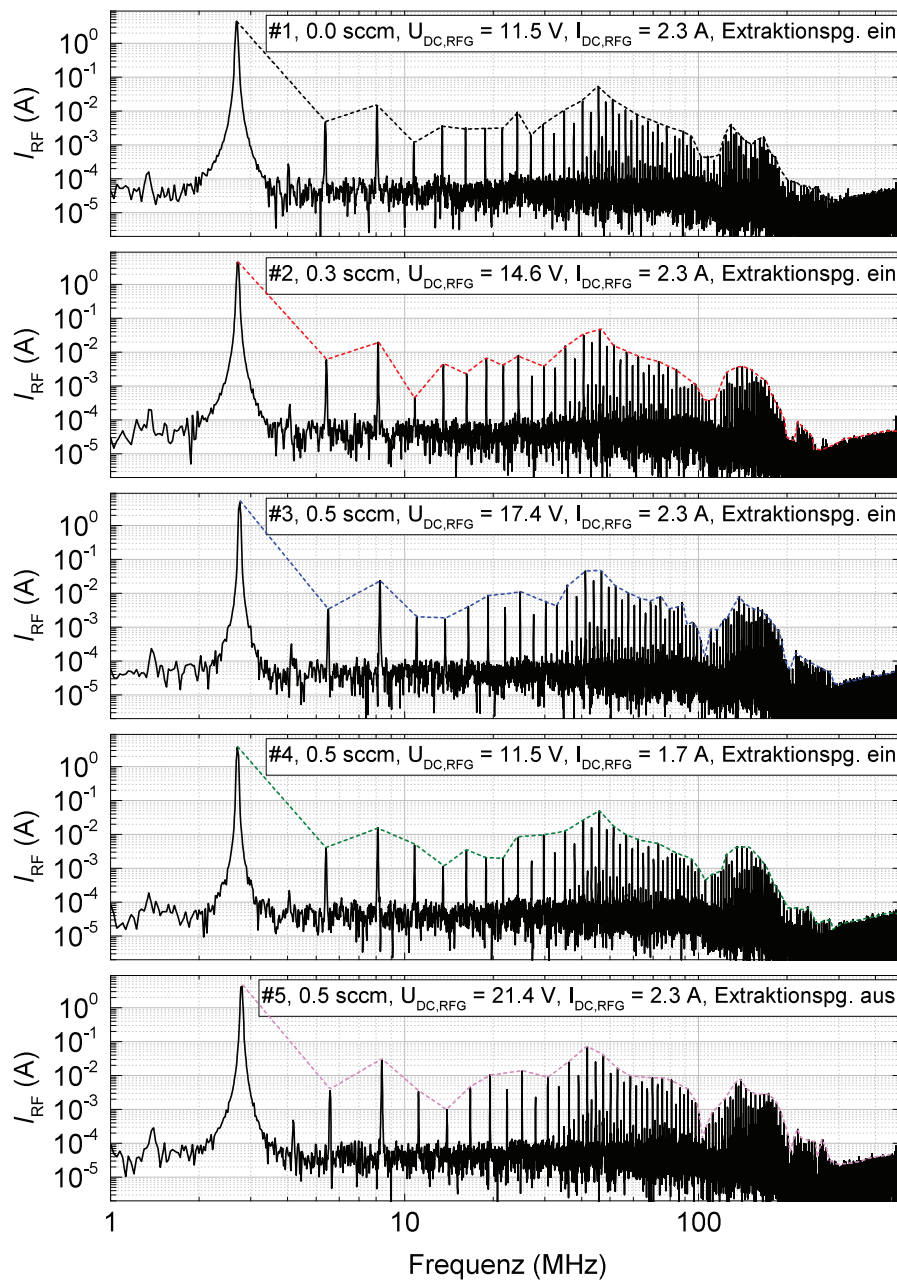


Abbildung 5.13: Messung des RF-Ausgangsstromes des Radiofrequenzgenerators in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich.

5.2.1 Analyse anhand der Simulationsmodelle

Vergleich Messung und Simulation

Um die gemessenen Ströme interpretieren zu können, werden an dieser Stelle die in Kapitel 4 beschriebenen Simulationsmodelle verwendet. Das Gesamt-Modell des RFG-Lastkreises besteht aus dem Zusammenschluss der Ersatzschaltbilder **Radiofrequenzgenerator** (s. Abb. 4.17), **RF-Messbox** (s. Abb. 4.24), **Verbindungskabel** und der **Eingangsimpedanzen des Triebwerks** (s. Abb. 4.13).

Um den realen Verhältnissen des Messaufbaus aus Abb. 5.1 Rechnung zu tragen, muss das Verbindungskabel zwischen RFG und Triebwerk in zwei Teile unterteilt werden. Der

erste Teil wird als 50 Ohm Koaxialkabel modelliert und stellt die Verbindung vom RFG (bzw. der RF-Messbox) zum oberen Flansch des Teststandes dar. Die Verbindung zwischen Kabel-Durchführung am Flansch und Triebwerk wurde in dem verwendeten Aufbau als Doppelleitung ausgeführt und dementsprechend modelliert (vgl. Abschnitt 4.3.2). Es ergibt sich das in Abb. 5.14 schematisch dargestellte Simulationsmodell.

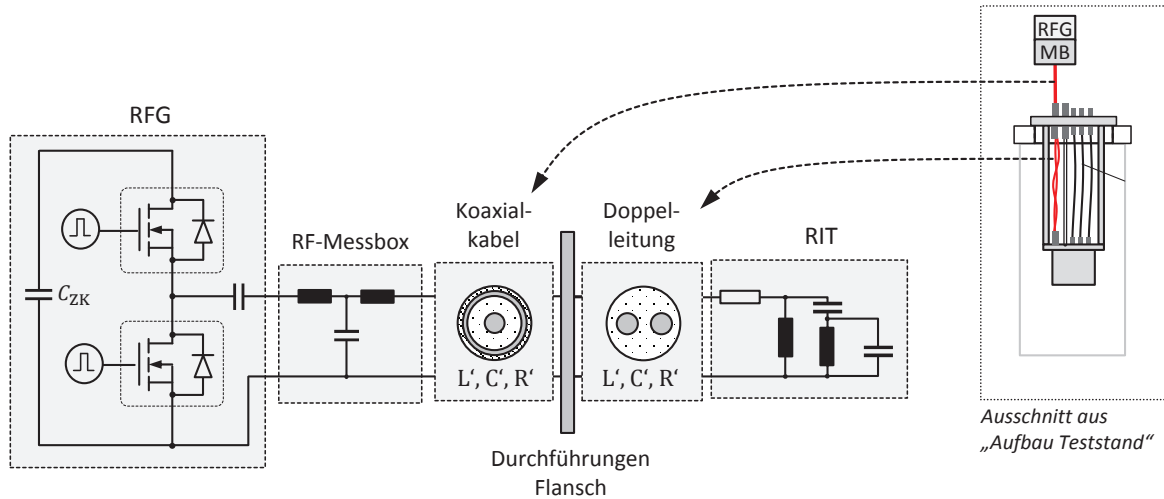


Abbildung 5.14: Simulationsmodell RFG-Lastkreis.

In Abb. 5.15 werden die Ergebnisse der Messung 1 (ohne Plasma) mit denen des Modells verglichen.

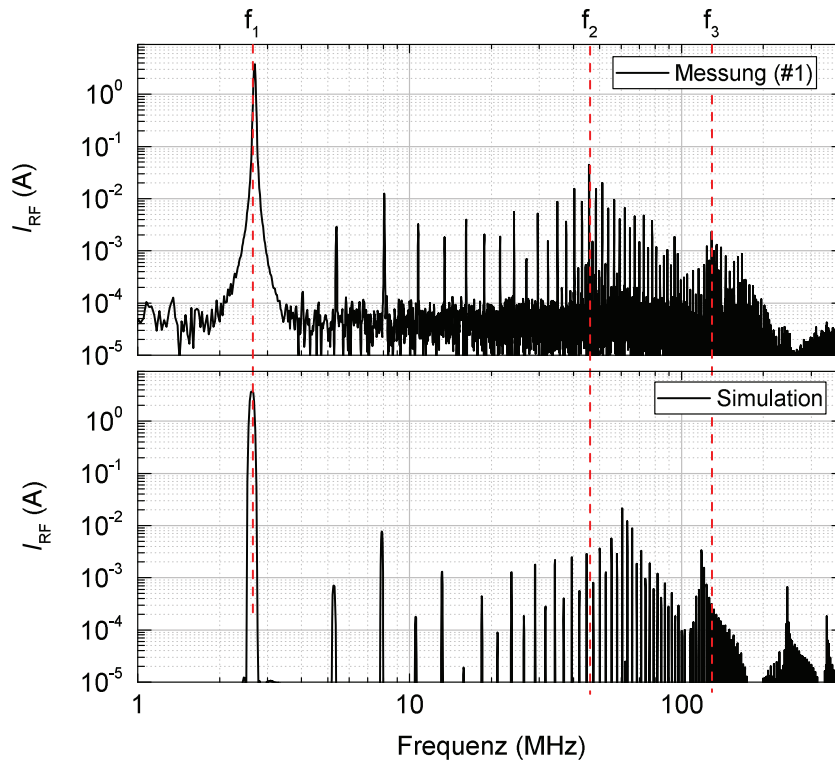


Abbildung 5.15: Vergleich des RF-Stromverlaufes von Messung und Simulation im Frequenzbereich.

Es ist zu erkennen, dass sowohl Messung als auch Simulation qualitativ ähnliche Ergebnisse

zeigen. Die Stromverläufe zeigen die Überhöhung der Stromamplitude bei der Resonanzfrequenz des Last-Schwingkreises (f_1 bei 2,7 MHz).

Die Amplituden nehmen im weiteren Verlauf zunächst ab, um dann bei ca. 46 MHz (f_2) eine weitere Resonanz zu bilden. In der Simulation ist diese Resonanz um etwa 15 MHz zu höheren Frequenzen verschoben. Die Amplituden dieser Resonanz liegen im Bereich 10 mA und damit weit unterhalb der Amplitude des Schwingkreisstromes. Es folgt noch eine weitere Resonanz (f_3) bei ca. 125 MHz.

Für Frequenzen oberhalb von 180 MHz liefert das Modell keine, mit der Messung übereinstimmenden Ergebnisse. Dies liegt zum einen an dem Testaufbau, der aufgrund der verwendeten Verkabelung nicht exakt nachgestellt werden konnte und zum anderen an dem verwendeten RFG-Modell, welches Restriktionen aufgrund der fehlenden Informationen zu den verwendeten Bauteilen und des Leiterplattenaufbaues unterliegt.

Wie im weiteren Verlauf der Arbeit gezeigt wird, tragen die Stromamplituden dieser Resonanzen zur Abstrahlung und zur Störeinkopplung in die Strommessung bei. Die Ursachen dieser Resonanzen werden im nächsten Abschnitt untersucht.

Einfluss der Einzelkomponenten auf den RF-Strom

Anhand des Simulationsmodells kann nun untersucht werden, welche Komponenten im RF-Lastkreis die in den Messungen auftretenden Resonanzen hervorrufen. Um den Einfluss der einzelnen Komponenten darzustellen, wurden insg. vier Simulationen (A. - D.) mit verschiedenen Kombinationen der Komponenten durchgeführt. Als Generator dient in jedem Fall der RFG. Als weitere Komponenten werden hier ein 40 cm langes 50 Ω -Koaxialkabel sowie das Ersatzschaltbild der RF-Messbox verwendet. Das Triebwerk wird einmal als Niederfrequenz-Ersatzschaltbild (NF-ESB) und einmal als Hochfrequenz-Ersatzschaltbild (HF-ESB) verwendet. Das HF-ESB entspricht dem in Abschnitt 4.2.4 ermittelten Ersatzschaltbild der Impedanz am RF-Anschluss des Triebwerks. Bei dem NF-ESB werden lediglich die Induktivität der Triebwerksspule und ein Serienwiderstand verwendet. Die in der Simulation verwendeten Kombinationen sind in Tab. 5.2 gezeigt.

Tabelle 5.2: Übersicht der verwendeten Kombinationen der Komponentenblöcken in der Frequenzbereichssimulation.

Bezeichnung	RFG	RF-Messbox	Kabel	RIT (NF-ESB)	RIT (HF-ESB)
A	x			x	
B	x				x
C	x		x	x	
D	x	x		x	

Wird das Modell des Radiofrequenzgenerators wie bisher verwendet, muss die Simulation im Zeitbereich durchgeführt und anschließend das Frequenzspektrum mit Hilfe einer FFT gebildet werden. Die Spannung an der Halbbrücke des RFG enthält dann die Harmonischen der Grundfrequenz, welche in ihrer Amplitude proportional zur Frequenz, bzw. proportional zum Quadrat der Frequenz abnehmen (vgl. Abschnitt 4.3.1).

Wird der Radiofrequenzgenerator als Spannungsquelle interpretiert, so ist der RF-Strom I_{RF} von der Impedanz des Lastkreises Z_{RF} sowie der Ausgangsspannung an der Halbbrücke des RFG abhängig. Je nach Wert der Lastkreis-Impedanz an dem betrachteten Frequenzpunkt erzeugt die entsprechende Harmonische der Ausgangsspannung den RF-Strom. Der Strom ergibt sich also zu

$$I_{\text{RF}}(f) = \frac{U_{\text{RFG,HB}}(f)}{Z_{\text{RF}}(f)}. \quad (5.4)$$

Wird die Simulation im Zeitbereich durchgeführt, wird der RF-Strom also nur an den Frequenzpunkten abgebildet, die einem Vielfachen der Grundfrequenz entsprechen. Zusätzlich haben die Parasitäten im RFG-Modell Einfluss auf den RF-Strom, da sie die Ausgangsspannung beeinflussen.

Um den Einfluss der Komponenten "RF-Messbox", "Kabel" und "RIT" isoliert betrachten zu können, wird der Radiofrequenzgenerator durch eine ideale Spannungsquelle ersetzt. Die Simulation kann so auch im Frequenzbereich durchgeführt werden, was die Verwendung der FFT überflüssig macht. In dem eingesetzten Simulationsprogramm "LTSpice" erfolgt die Anregung mit Hilfe einer Ersatzquelle, die für jeden zu simulierenden Frequenzpunkt eine Spannung von 1 V liefert. Dies führt dazu, dass hohe Frequenzen – im Vergleich zu niedrigen Frequenzen – höherer Ströme generieren, als es in der Realität (bzw. in der Simulation im Zeitbereich) der Fall wäre. Neben des geringeren Aufwandes, ist der Vorteil dieser Methode die einfache Interpretation der Ergebnisse.

Die Substitution des RFG-Modells durch die Ersatzquelle zeigt Abb. 5.16 noch einmal schematisch.

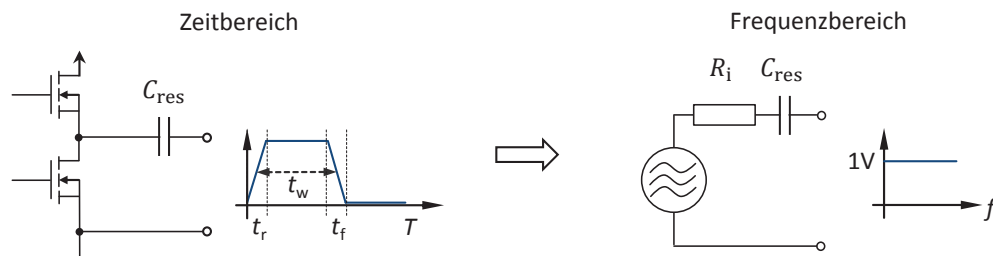


Abbildung 5.16: Simulationsmodell RFG-Lastkreis.

Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abb. 5.17 dargestellt.

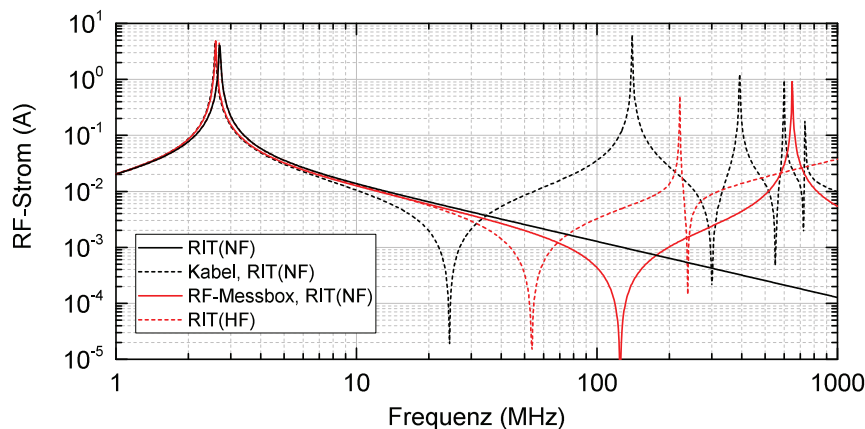


Abbildung 5.17: Simulierte Ströme bei verschiedenen Komponentenblöcken im Niederfrequenz-Ersatzschaltbild.

Kombination A - RFG und RIT (NF-ESB):

Für den einfachen Fall der Kombination des RFG mit dem Niederfrequenz-Ersatzschaltbild des Triebwerks ergibt sich ein Stromverlauf, bei dem der Einfluss des Schwingkreises klar zu erkennen ist. Bei der Resonanzfrequenz wird der Strom maximal und fällt bei höheren Frequenzen umgekehrt proportional zur Frequenz ab, was sich durch die proportional zur Frequenz steigende Impedanz der Triebwerksinduktivität erklärt. Diese Betrachtung deckt sich mit den in Abschnitt 3.2.2 angestellten Überlegungen zum Serienschwingkreis.

Kombination B - RFG und RIT (HF-ESB):

Die Kombination aus RFG und Hochfrequenz-Ersatzschaltbild des Triebwerks zeigt im unteren Frequenzbereich dasselbe Verhalten wie schon im Falle des Niederfrequenz-Ersatzschaltbildes gezeigt. Bei höheren Frequenzen (ab ca. 10 MHz) wird jedoch der Einfluss der zusätzlichen Bauelemente sichtbar. Der Strom verhält sich reziprok zu der Triebwerksimpedanz, wie sie in Abschnitt 4.2.4 ermittelt wurde. Dies führt zu weiteren Resonanzstellen. Der zuvor festgestellte umgekehrt proportionale Abfall des Stromes zur Frequenz ist nun nicht mehr vorhanden, da dieser von den Kapazitäten aufgehoben wird.

Kombinationen C & D - RFG, RF-Messbox, Kabel und RIT (NF-ESB):

Durch das Einfügen von RF-Messbox oder des Kabels kommt es zu weiteren Resonanzercheinungen im Bereich 0,1 GHz bis 1 GHz, die auf die Kombinationen der eingebrachten Reaktanzen zurückzuführen sind. Durch die Modellierung des Kabels mit mehreren Teilinduktivitäten und Teilkapazitäten erzeugt das Kabel mehrere Resonanzstellen.

In dem realen Aufbau sind alle betrachteten Komponentenblöcke zusammengeschaltet. Dies führt zu einer Beeinflussung der Blöcke untereinander, was letztendlich zu einer Verschiebung der Resonanzstellen führt. In Abb. 5.18 werden die Komponentenblöcke sukzessive zusammengeschaltet, um die Auswirkung darzustellen.

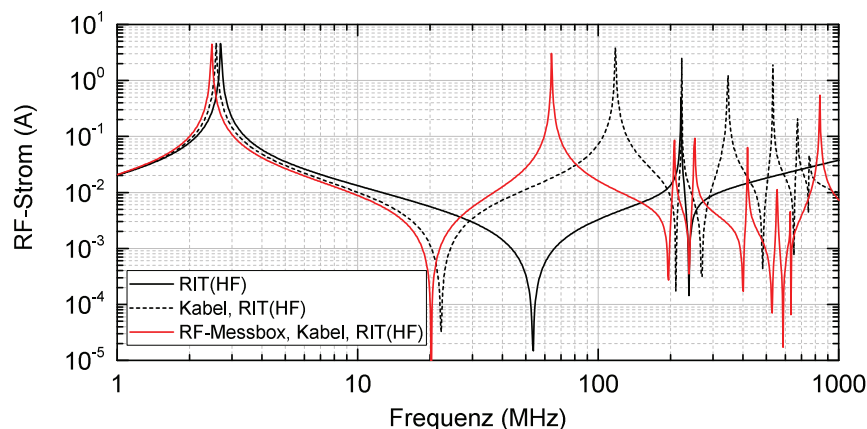


Abbildung 5.18: Simulierte Ströme unter Verwendung verschiedener Komponentenblöcke im Niederfrequenz-Ersatzschaltbild.

Die Kombination aus RFG und HF-ESB des Triebwerks (aus Abb. 5.16) ist hier noch einmal dargestellt. Wird nun noch das Verbindungskabel berücksichtigt, ist einerseits eine Verschiebung der Resonanzstelle bei ca. 220 MHz auf 110 MHz zu beobachten, andererseits verursacht das Kabel weitere Resonanzstellen. Das Einbringen der "RF-Messbox" hat eine weitere Verschiebung der Resonanzen zu tieferen Frequenzen hin zur Folge. Die genannte Kombination aller Elemente (mit der Bezeichnung "RF-Messbox, Kabel, RIT(HF)") war auch Grundlage der Zeitbereichssimulation, so dass in Abb. 5.15 und Abb. 5.18 dieselben Resonanzstellen auftreten.

5.3 Kopplung im Triebwerk

Neben dem Frequenzspektrum des RF-Stromes soll die Überkopplung des RF-Stromes auf die Strommessung untersucht werden. Hierbei ist – wie schon im vorhergehenden Abschnitt – der Einfluss des Plasmas und der Extraktion auf die Kopplung zu untersuchen. Für diese Untersuchung werden wieder die in Tab. 5.1 beschriebenen Betriebsparameter verwendet. Im Zeitbereich ergeben sich die in Abb. 5.19 gezeigten Verläufe.

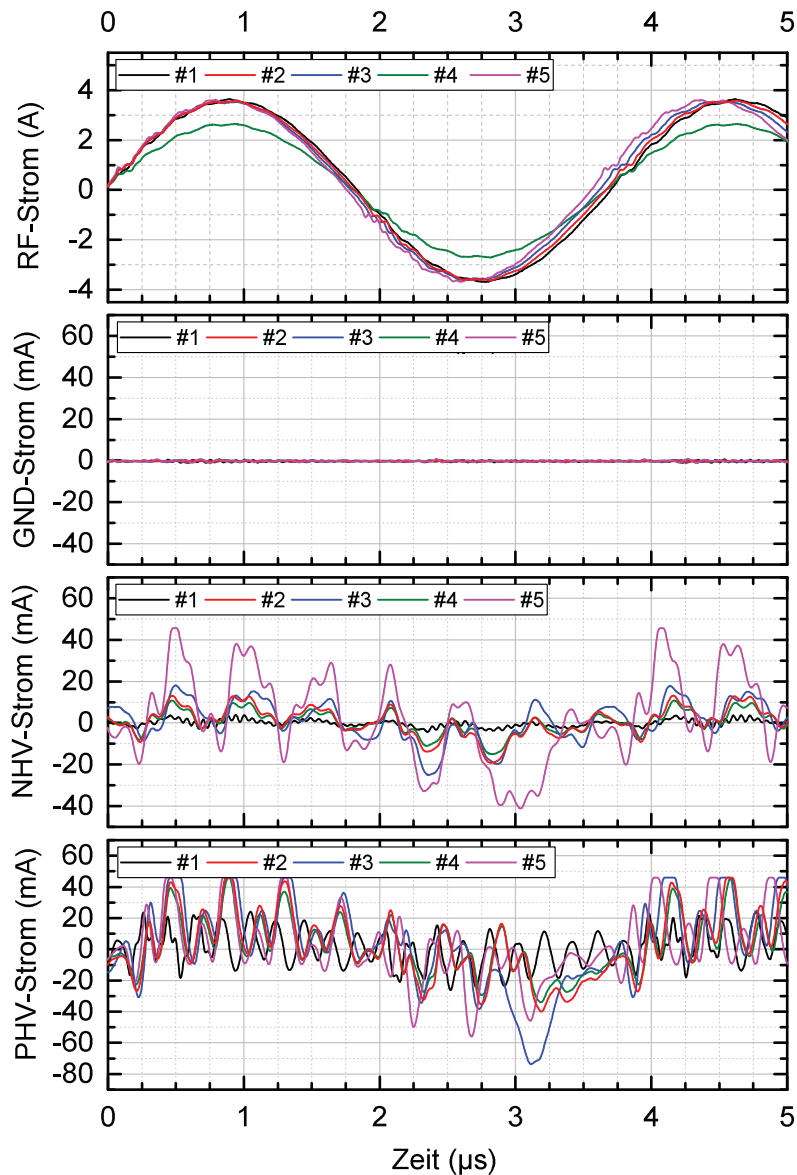


Abbildung 5.19: Messung der Gitterströme in verschiedenen Betriebsmodi im Zeitbereich.

Im oberen Diagramm ist der Verlauf des RF-Stromes dargestellt. Dieser bildet einen näherungsweise sinusförmigen Verlauf. Die im RF-Strom vorhandenen hochfrequenten Anteile sind ebenfalls zu erkennen. In den übrigen Diagrammen sind die Verläufe der Ströme in der HV-Messbox zu sehen. Es ist gut ersichtlich, dass die größten Störungen am PHV-Anschluss auftreten, gefolgt von den Strömen am NHV-Anschluss. Auf dem GND-Anschluss ist kaum Störung zu erkennen. Betrachtet man die Amplituden der einkoppelnden Störungen, so kann man bereits qualitativ erkennen, dass die Höhe der Störampplituden von den eingestellten

Betriebsparametern abhängig ist. Die Darstellung der Ergebnisse im Frequenzbereich lässt eine genauere Untersuchung zu. Die gemessenen Störströme sind in den Diagrammen 5.20, 5.21 und 5.22 dargestellt. Für einen besseren Vergleich ist das Frequenzspektrum des RF-Stromes in den Diagrammen noch einmal in grauer Farbe eingezeichnet. Als zusätzliche Orientierungshilfe ist die Hüllkurve der Maximalamplituden als gestrichelte Linie markiert.

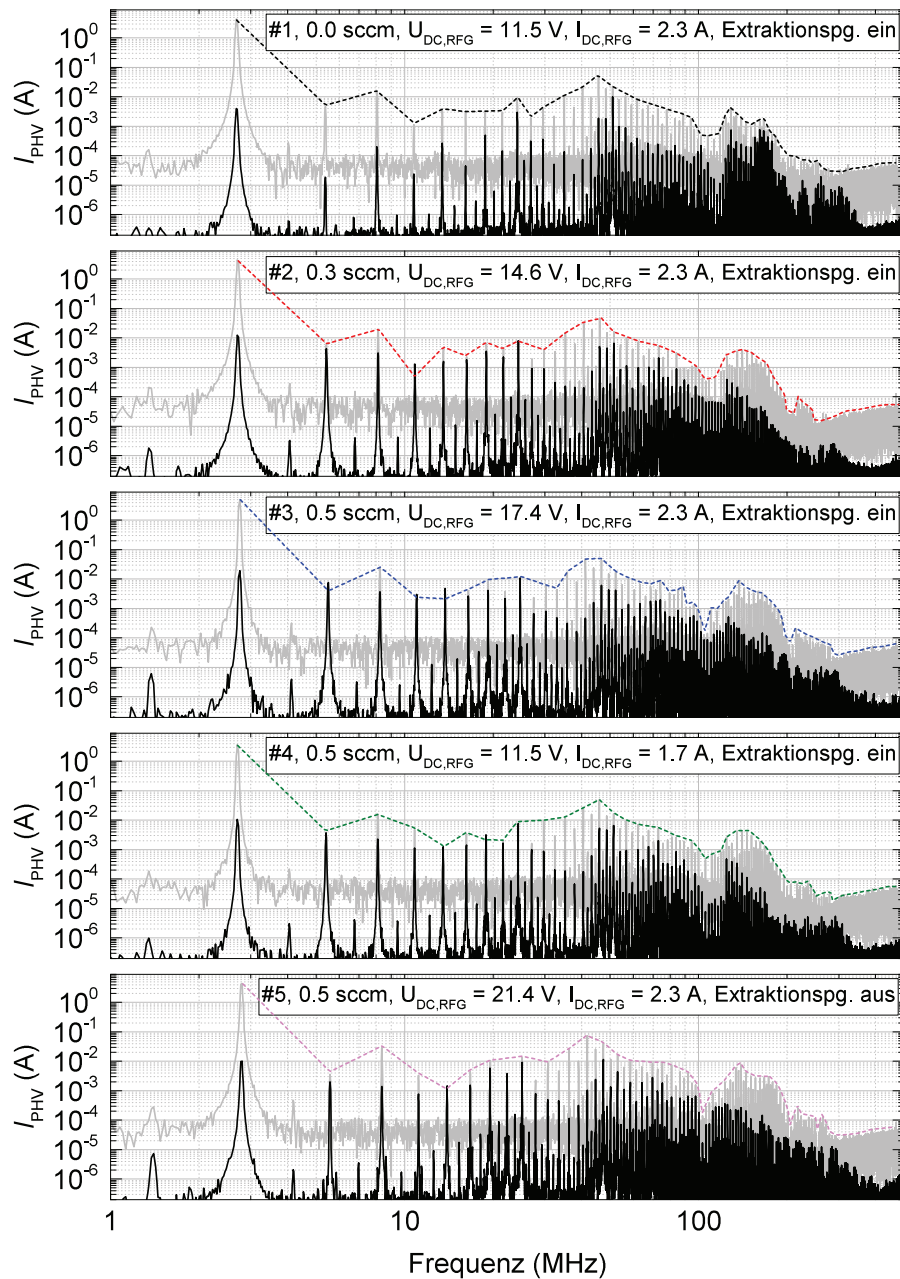


Abbildung 5.20: Messung des PHV-Stromes in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich.

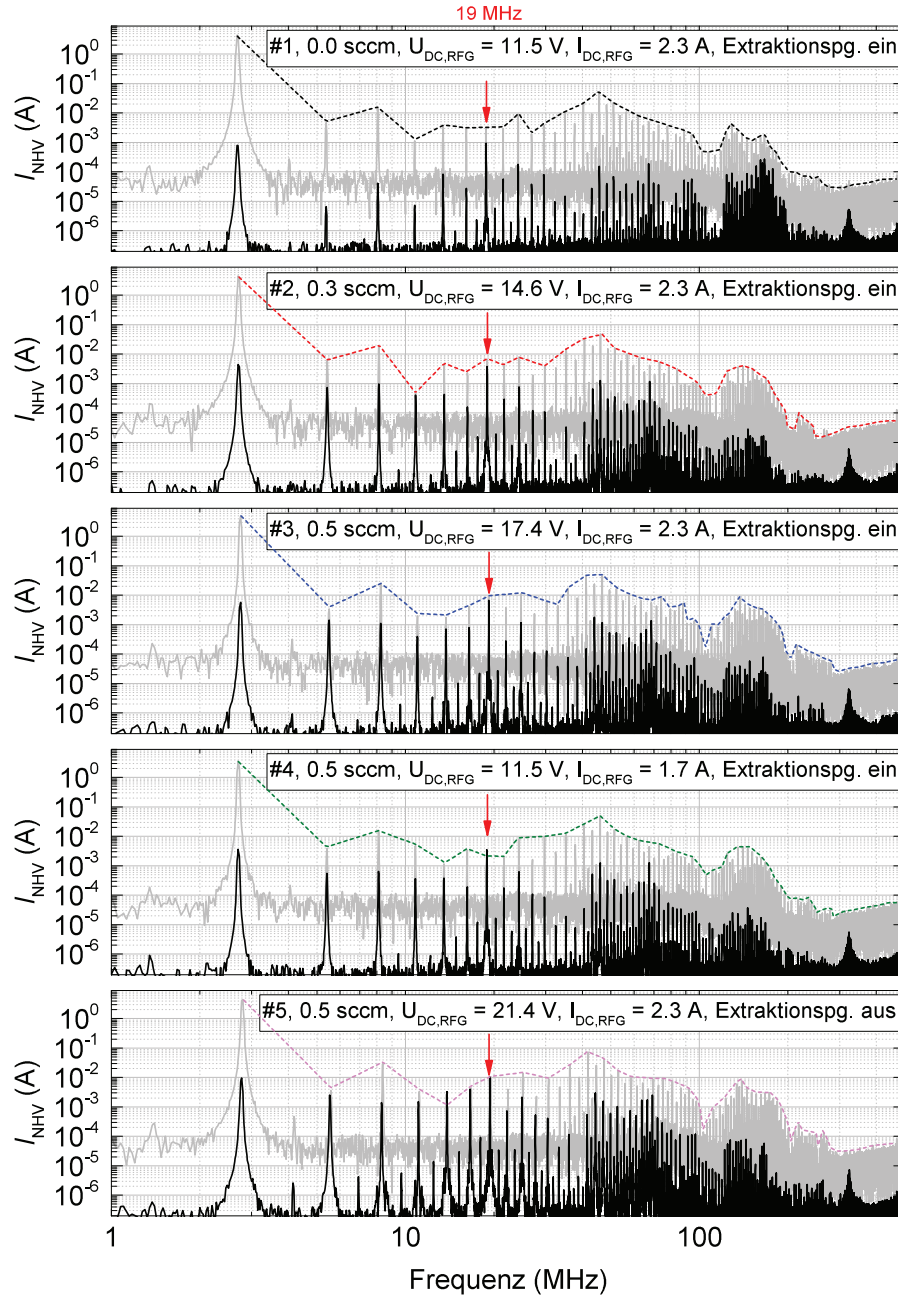


Abbildung 5.21: Messung des NHV-Stromes in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich.

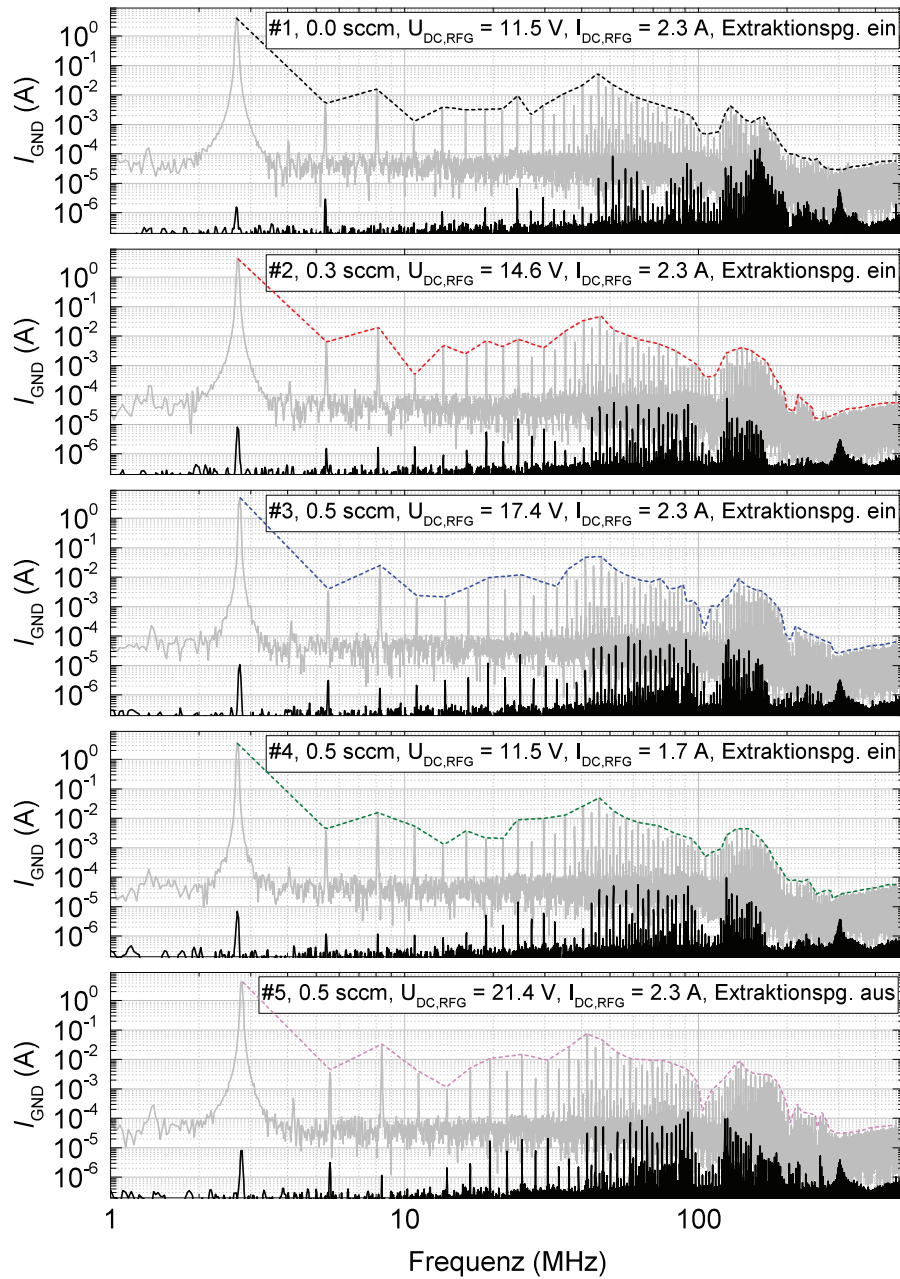


Abbildung 5.22: Messung des GND-Stromes in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich.

Schaut man sich die Ergebnisse der Messungen an, fällt zunächst auf, dass alle Frequenzanteile des RF-Stromes auch als Störung im HV-Lastkreis zu finden sind.

Wie auch anhand der Zeitverläufe der gemessenen Störströme zu erkennen ist, dominieren einige diskrete Frequenzanteile den Störstrom. Die Dominanz der Frequenzanteile ist bei linearer Skalierung der Ordinate in den o.g. Diagrammen noch ausgeprägter zu erkennen. Die Diagramme mit genannter Skalierung sind im Anhang A.1 zu finden.

Im Falle der Störeinkopplung auf den NHV-Zweig liegt die dominierende Störampplitude – zusätzlich zur Grundfrequenz des RFG – bei 19 MHz. Im Frequenzspektrum der Störeinkopplung auf den PHV-Zweig sind die Ströme in dem Frequenzbereich 2,7 MHz bis 24,3 MHz und im Bereich um 50 MHz dominierend.

Um die Störungen qualitativ zu beschreiben, können folgende Charakteristika aus den Messungen extrahiert werden:

- Der Störstrom im PHV-Zweig weist die höchsten Amplituden auf, gefolgt von NHV-Zweig und GND-Zweig.
- Alle Frequenzanteile des RF-Stromes sind in den Störströmen vorhanden.
- Störstromamplituden $> 100 \mu\text{A}$ treten im Bereich unterhalb 200 MHz auf.
- Bestimmte Frequenzen oder Frequenzbereiche dominieren das Frequenzspektrum der Störströme.
- Im Vergleich zum ungezündeten Fall wird die Störkopplung mit Plasma im Frequenzbereich $< 100 \text{ MHz}$ stärker und im Frequenzbereich $> 100 \text{ MHz}$ schwächer.

5.3.1 Analyse anhand der Simulationsmodelle

Zur Analyse der Kopplungscharakteristik werden an dieser Stelle das 3D-Simulationsmodell und das Schaltungsmodell herangezogen. Das Schaltungsmodell setzt sich in diesem Fall aus allen in Abb. 4.1 gezeigten Schaltungsteilen (RFG, RF-Messbox, Verbindungskabel RFG, Schaltungsmodell RIT, Verbindungskabel HV, HF-Filter, HVC) zusammen. Die Analyse bezieht sich auf die Ergebnisse der Messungen #1 (ohne Plasma) und #5 (mit Plasma, jedoch ohne Extraktion), da in dem verwendeten 3D-Modell keine Extraktion modelliert wurde.

Um weitere Erkenntnisse zum Verhalten der Kopplung im Triebwerk zu erlangen, bietet es sich an, die Stärke der Störkopplung anhand eines Koppelfaktors zu beschreiben. Dazu wurde jeweils der gemessene Störstrom auf den RF-Strom normiert. Um dabei keine Verfälschung der Ergebnisse durch das Rauschen zu verursachen, werden nur die Amplituden der Grundfrequenz und deren Harmonische berücksichtigt, insofern die jeweilige Amplitude des RF-Stromes einen Wert von 0,5 mA übersteigt. Die Ergebnisse der Normierung sind in Abb. 5.23 für den Strom zwischen SCR-Gitter und HF-Filter ($k_{\text{SCR,RF}}$) sowie zwischen ACC-Gitter und HF-Filter ($k_{\text{ACC,RF}}$) dargestellt. Die Bezeichnungen wurden in Anlehnung an die Notation der S-Parameter in dieser Art gewählt.

Die Darstellung als Koppelfaktor zeigt zunächst noch einmal das qualitative Verhalten bei gezündetem und ungezündetem Plasma. Bis auf einige Peaks ist die stärkste Kopplung im Fall ohne Plasma in einem Bereich $> 140 \text{ MHz}$ zu finden. Im Fall mit gezündetem Plasma findet die stärkste Kopplung im Bereich 5,4 MHz bis 30 MHz statt.

Wie im Abschnitt 4.2.2 dargestellt, lässt sich das elektrische Verhalten des Triebwerks aus der 3D-Simulation z.B. in Form von S-Parametern (vgl. Abschnitt 2.3.2) ermitteln. Der Parameter $S_{i,j}$ bezeichnet den Vorwärtstransmissionsfaktor von einem Anschluss j auf einen anderen Anschluss i . Anders ausgedrückt, beschreibt der Parameter $S_{i,j}$ das Kopplungsverhalten der

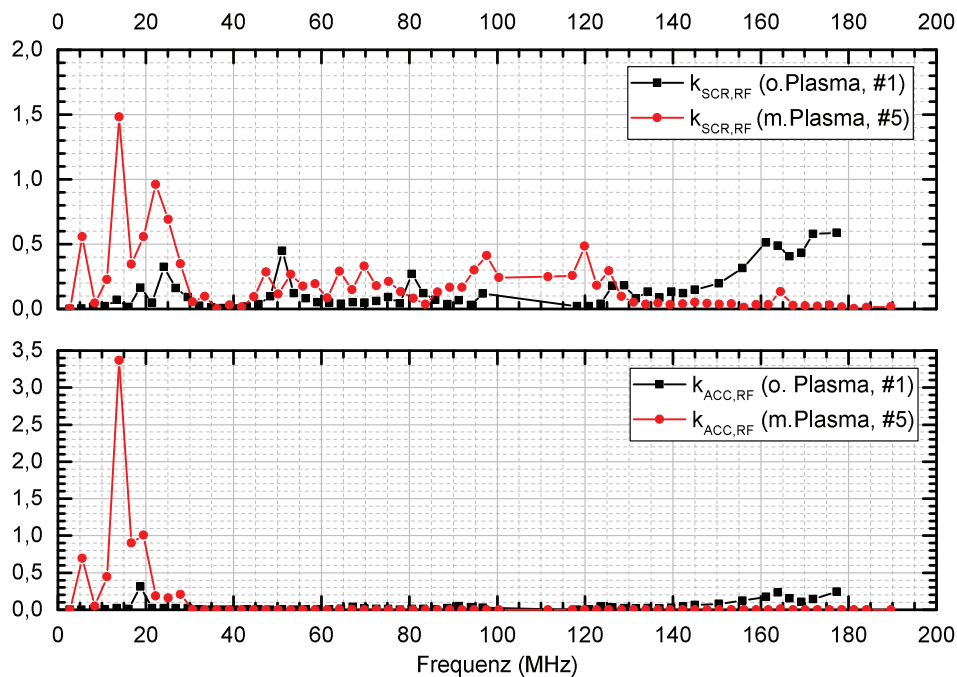


Abbildung 5.23: Darstellung der messtechnisch ermittelten Kopplungsfaktoren vom RF-Anschluss auf die HV-Anschlüsse.

Anschlüsse untereinander. Da zur Ausgabe der S-Parameter die Signale an den Ausgängen auf das Eingangssignal normiert werden, lässt sich $S_{i,j}$ auch als Koppelfaktor bezeichnen. Der Parameter wird für die Analyse der Kopplung im Triebwerk verwendet, indem das Kopplungsverhalten des RF-Anschlusses auf die Anschlüsse der Hochspannungsteile ermittelt wird. Abgeleitet von der Bezeichnung der Anschlussimpedanzen in Abb. 4.10 werden die S-Parameter wie folgt benannt:

- RF-Anschluss → Anschluss Abschirmgitter: $S_{SCR,RF}$
- RF-Anschluss → Anschluss Beschleunigungsgitter: $S_{ACC,RF}$
- RF-Anschluss → Anschluss Bremsgitter: $S_{GND,RF}$

Die mit dem 3D-Simulationsmodell ermittelten Verläufe der Kopplungsfaktoren für die Betriebsfälle “mit Plasma” und “ohne Plasma” sind in Abb. 5.24 dargestellt. Als Plasmamodell wurde das in Abschnitt 4.2.3 besprochene Modell genutzt.

Vergleicht man zunächst die ermittelten S-Parameter mit und ohne Plasma, wobei die S-Parameter mit den typischen Anschlussimpedanzen von $50\ \Omega$ ermittelt wurden, ist eine deutliche Vergrößerung der Kopplung im unteren Frequenzbereich bis ca. 105 MHz zu erkennen. Dies entspricht jedoch nicht dem Verhalten, wie es aus den Messungen extrahiert werden konnte (vgl. Abb. 5.23), bei dem Koppelfaktoren > 1 im Bereich 5,4 MHz bis 25 MHz festgestellt wurden. Dies liegt darin begründet, dass das Kopplungsverhalten nicht nur vom Triebwerk bestimmt wird, sondern in hohem Maße von dessen Anschlussbeschaltung (Kabel, HF-Filter, RFG, Netzteile).

Dies soll zunächst anhand weiterer S-Parameter aus der Simulation gezeigt werden, die mit Anschlussimpedanzen von $5\ \Omega$, anstatt der üblichen $50\ \Omega$ ermittelt wurden. Diese sind in Abb. 5.24 mit den Bezeichnungen $S_{SCR,RF(5\Omega)}$ und $S_{ACC,RF(5\Omega)}$ versehen. Im Frequenzbereich bis 45 MHz wird die Kopplung zunächst reduziert. Es entstehen jedoch weitere lokale Minima und Maxima in dem Verlauf, was auf eine “Entdämpfung” der parasitären Schwingkreise

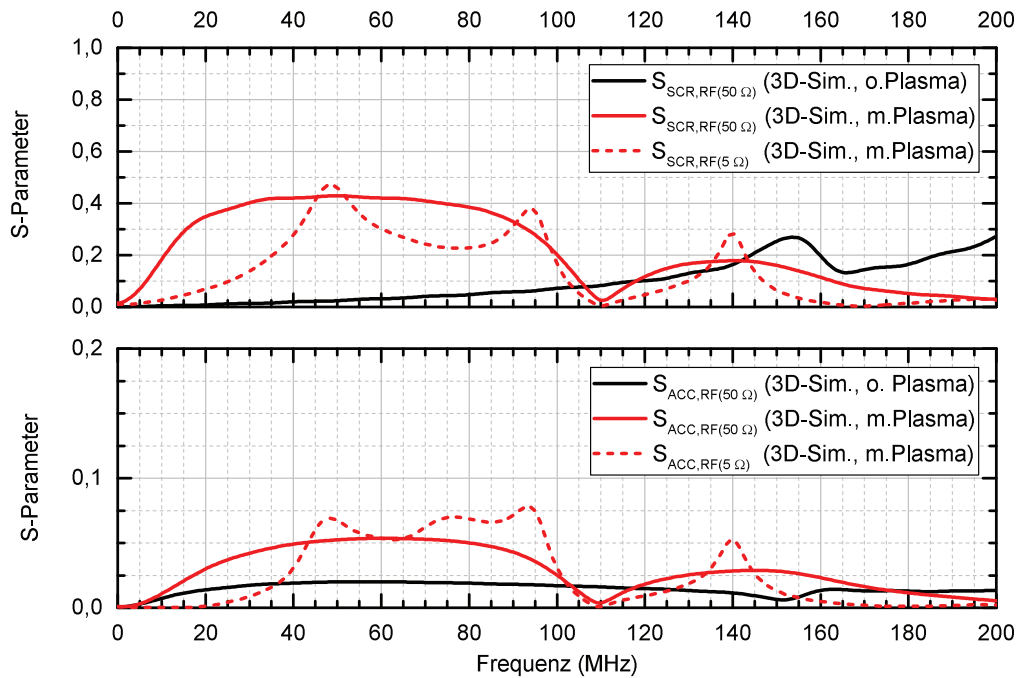


Abbildung 5.24: Darstellung der Kopplungsfaktoren aus der 3D-Simulation.

innerhalb des Triebwerks aufgrund des geringeren ohmschen Widerstandes zurückzuführen ist.

Um nun das aus der Messung extrahierte Koppelverhalten auch in der Simulation nachbilden zu können, wird das Schaltungsmodell verwendet, welches sich aus den Komponenten RF-Messbox, RF-Kabel, RIT, HV-Kabel, HF-Filter und Ausgangsbeschaltung der Hochspannungsnetzteile zusammensetzt. Der RFG wurde – wie bereits in Abschnitt 5.2.1 – durch eine Ersatzquelle für die Simulation im Frequenzbereich mit einer Amplitude von 1 V ersetzt. Die Koppelfaktoren $k_{SCR,RF}$ und $k_{ACC,RF}$ werden nun auch aus den Simulationsergebnissen gebildet und mit denen aus Abb. 5.23 für den Fall mit gezündetem Plasma verglichen (s. Abb. 5.25).

Es zeigt sich, dass die Beschaltung an den Triebwerkanschlüssen auch in der Simulation zu Resonanzerscheinungen führt, die das Koppelverhalten im Frequenzbereich bei ca. 20 MHz dominieren. Aufgrund der entstehenden Resonanzen nimmt der Koppelfaktor auch partiell Werte größer „1“ an. Die aus der Simulation gewonnenen Ergebnisse zeigen qualitativ dasselbe Verhalten wie die Messungen, jedoch werden die Resonanzstellen nicht exakt getroffen und auch die Werte der Koppelfaktoren unterscheiden sich. Hier zeigen sich die Grenzen der aufgebauten Simulationsmodelle. Die Modelle schließen keine parasitären Elemente mit ein, die sich aus dem Aufbau des Teststandes ergeben. Bspw. wird als Bezugspunkt für die Schaltungssimulation eine ideale Masse verwendet. Der Massebezug (bzw. der Bezug zu Schutzterde (PE)) in dem Testaufbau ist jedoch für hohe Frequenzen nicht klar definiert. Die geerdeten Teile des Testaufbaues sind über den verwendeten Metallrahmen oder „Drähte“ verbunden, wodurch sich parasitäre Kapazitäten und Induktivitäten ergeben. Diese können nur schwerlich in die Simulationsmodelle integriert werden. Hinzu kommt noch der Umstand, dass der genaue interne Aufbau der Hochspannungsnetzteile und des RFG nicht bekannt sind und das verwendete Plasmamodell nicht exakt zu den eingestellten Betriebsparametern der Messung passt.

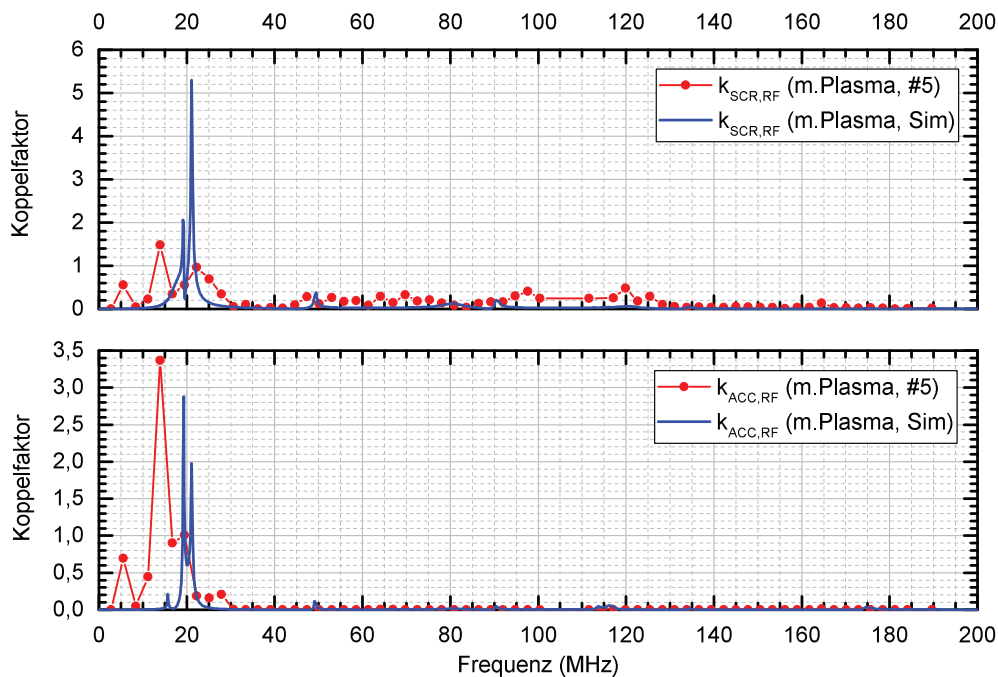


Abbildung 5.25: Vergleich der Kopplungsfaktoren aus Messung und Schaltungssimulation.

Durch die Anschlussbeschaltung entstehen also Resonanzen, die zu hohen Kopplfaktoren führen. Diese Resonanzkreise müssen jedoch angeregt werden. Dies geschieht, wenn eine Kopplung im Triebwerk stattfindet. Folgend sollen die Mechanismen untersucht werden, die innerhalb des Triebwerks zu Kopplung führen.

Betrachtet man noch einmal die S-Parameter aus Abb. 5.24, so stellt man fest, dass die Kopplung im Bereich der Betriebsfrequenz (2,7 MHz) sehr schwach ausgeprägt ist. Zudem stellt sich beim Betrieb mit Plasma, auch bei unterschiedlicher Beschaltung der Triebwerksanschlüsse, bei 110 MHz ein Kopplungsminimum ein (vgl. Abb. 5.24 und Abb. 5.23). Zwischen diesen Frequenzpunkten erreicht der Kopplfaktor deutlich höhere Werte. Die Kopplung im Triebwerk wird daher exemplarisch an den genannten Frequenzpunkten und zusätzlich bei einer Frequenz von 55 MHz untersucht. Als Anschlussbeschaltung werden wieder 50 Ω -Widerstände gewählt, da diese keine zusätzlichen Resonanzen erzeugen und die Vorgänge im Triebwerk am ehesten nachvollzogen werden können.

Der Draht der verwendeten Induktionsspule im Triebwerk hat eine Länge l_{coil} von ca. 1,1 m (inkl. Anschlussadapter). Um einen festen Sitz der Spule zu garantieren, ist diese in einer Nut im Ionisationsgefäß gewickelt. Dieses besteht aus Aluminiumoxid, welches eine Permittivitätswert von $\epsilon_r = 6$ besitzt. Da sich der größte Teil des Spulendrahtes in der Nut des Ionisationsgefäßes befindet, kann man die korrespondierende Wellenlänge der genannten Frequenzen in guter Näherung nach $\lambda = \frac{c}{f} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}}$ ermitteln.

Bei einer Frequenz von 2,7 MHz ergibt sich demnach eine Wellenlänge von $\lambda_{2,7\text{MHz}} \approx 45,36$ m. Setzt man als Grenze für quasistationäre Zustände die Bedingung $\lambda > 20 \cdot l_{coil}$ an, ergibt sich eine Wellenlänge von 22 m, was einer maximalen Frequenz von 5,57 MHz entspricht. Bei 2,7 MHz herrschen also noch quasistationäre Bedingungen.

Bei 55 MHz ergibt sich $\lambda_{55\text{MHz}} \approx 2,23$ m. Dies entspricht in etwa der doppelten Länge des Spulendrahtes ($\lambda_{55\text{MHz}} \approx 2 \cdot l_{coil}$). Bei der doppelten Frequenz (110 MHz) entspricht die Wellenlänge also in etwa der mechanischen Länge des Spulendrahtes ($\lambda_{110\text{MHz}} \approx l_{coil}$). Bei diesen Frequenzen herrschen dann keine quasistationären Bedingungen mehr, Spannung und Strom sind somit vom Ort auf der Spule abhängig. Die Wellenlänge hat offenbar Einfluss auf

das Koppelverhalten im Triebwerk. Um dies anschaulich nachvollziehen zu können, wird an dieser Stelle das 3D-Simulationsmodell des Triebwerks herangezogen.

Wie im Abschnitt 4.2.3 bereits gezeigt wurde, unterscheiden sich die qualitativen Verläufe des magnetischen Feldes in den Betriebszuständen “mit Plasma” und “ohne Plasma” nur minimal. Der Verlauf des elektrischen Feldes wird hingegen massiv beeinflusst. Aus diesem Grund kann die Kopplung im Triebwerk hauptsächlich dem E-Feld zugeschrieben werden.

Um eine weitere Analyse durchzuführen, muss der interne Aufbau des Triebwerks betrachtet werden. Dazu wird das Triebwerk in der xz-Ebene geschnitten (s. Abb. 5.26) und die Anschlussbeschaltung, sowie einige parasitäre Elemente eingezeichnet. Um die Mechanismen der Kopplung anschaulich darzustellen, werden dazu einige Vereinfachungen angenommen:

1. Die Elemente Ionenfänger-Kontaktierung, Plasma und SCR-Gitter können als ein Element aufgefasst werden, in dem sich ein elektrisches Potenzial $\Phi_{P,HF}$ einstellt.
2. In dem Triebwerksgehäuse³ stellt sich ebenfalls ein festes Potenzial $\Phi_{H,HF}$ ein.
3. Über der Triebwerksspule stellt sich eine Potentialdifferenz $\Phi_{diff,HF} = \Phi_{A,HF} - \Phi_{B,HF}$ ein.
4. Beschleunigungsgitter (ACC-Gitter) und Bremsgitter (GND-Gitter) inkl. der internen Anschlussdrähte nehmen die Potentiale $\Phi_{ACC,HF}$ bzw. $\Phi_{GND,HF}$ an.
5. Die dominierenden parasitären Elemente im Triebwerk stellen die Kapazitäten zwischen Spule und Gehäuse, zwischen Spule und Plasma und zwischen den Gittern dar.

Hinweis: Bei den genannten Potentialen handelt es sich nicht um Gleichspannungs-Potentiale, sondern um Hochfrequenz-Potentiale, die sich in Abhängigkeit der jeweiligen zu betrachten Frequenz und in Abhängigkeit der Phase einstellen. Die Potentiale der verschiedenen Frequenzen überlagern sich nach dem Superpositionsprinzip und sind im Index mit dem Zusatz “HF” bezeichnet.

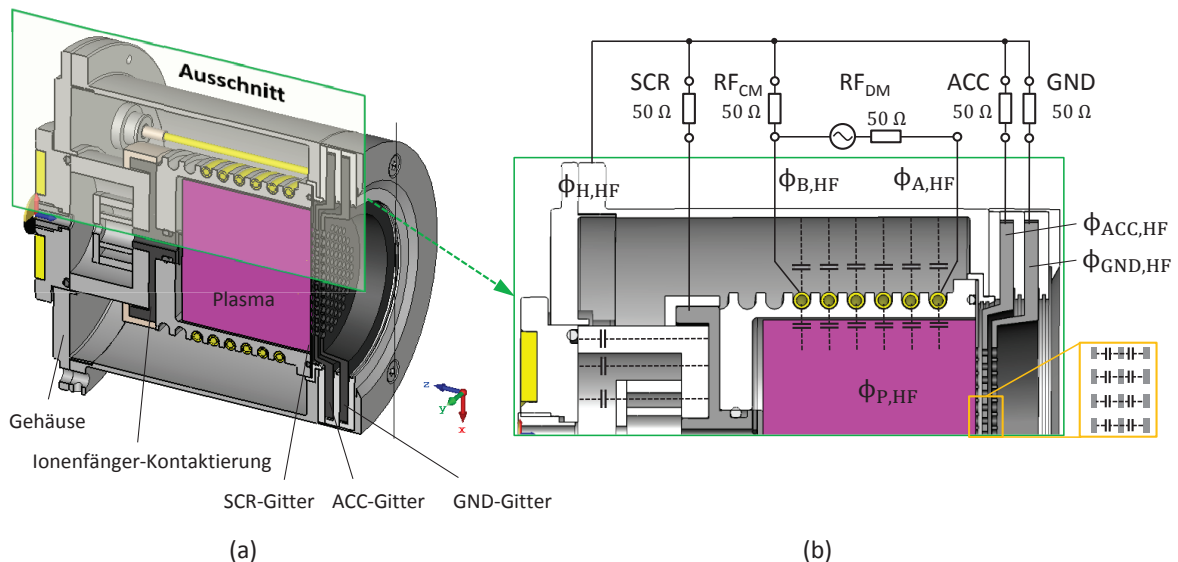


Abbildung 5.26: Anschlussbeschaltung und Potenzialdefinitionen zur Ermittlung des Koppelverhaltens im RIT4.

Da das Triebwerk näherungsweise rotationssymmetrisch aufgebaut ist, gilt der gezeigte Aufbau sinngemäß auch für andere Schnittebenen. Die Symmetrie wird allerdings durch die notwendigen Anschlüsselemente für Spule und Gitter beeinflusst.

³engl.: housing

Aus Abb. 5.26 geht hervor, dass die durch Kopplung entstehende Spannung am SCR-Anschluss direkt durch die Potenzialdifferenz $\Phi_{P,HF} - \Phi_{H,HF}$ gegeben ist. Die entstehenden Spannungen am ACC-Anschluss bzw. am GND-Anschluss ergeben sich sinngemäß als $\Phi_{ACC,HF} - \Phi_{H,HF}$ bzw. $\Phi_{GND,HF} - \Phi_{H,HF}$. Die Potentialdifferenz zwischen $\Phi_{P,HF}$ und $\Phi_{ACC,HF}$ ergibt sich wiederum durch die parasitären Kapazitäten zwischen den Gittern. Dies gilt ebenfalls für die Differenz zwischen $\Phi_{ACC,HF}$ und $\Phi_{GND,HF}$. Die beschriebenen Zusammenhänge lassen sich auch als Ersatzschaltbild darstellen (Abb. 5.27).

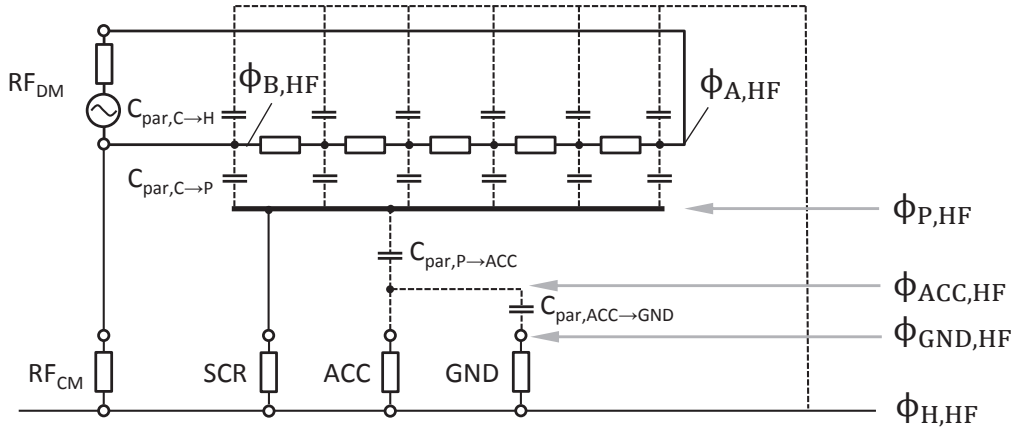


Abbildung 5.27: Ersatzschaltbild der Zusammenhänge aus Abb. 5.26.

Die Spule ist als eine Reihenschaltung von fünf Widerständen modelliert, die den Spannungsabfall über den einzelnen Windungen repräsentiert. Die Potentiale am Beginn und am Ende der Spule sind wieder mit $\Phi_{A,HF}$ und $\Phi_{B,HF}$ bezeichnet. Die parasitären Kapazitäten zwischen Spule und Gehäuse bzw. Spule und Plasma tragen die Bezeichnungen $C_{par,C \to H}$ und $C_{par,C \to P}$. Der RF-Anschluss ist am RIT4 als Triaxialbuchse ausgeführt. Die Verbindung von Innenleiter zum Mittelleiter ist mit RF_{DM} bezeichnet, die Verbindung von Mittelleiter zum Schirm mit RF_{CM} .

Nach dem ermittelten Ersatzschaltbild kann das HF-Plasmapotenzial $\Phi_{P,HF}$ als eine Art Quellen-Potenzial aufgefasst werden, welches die Ausgangsspannungen an den Gitteranschlüssen bedingt. Am ACC-Anschluss und GND-Anschluss entstehen frequenzabhängige Spannungsteiler durch $C_{par,P \to ACC}$, $C_{par,ACC \to GND}$ und den 50Ω -Anschlusswiderständen. Diese Spannungsteiler haben zur Folge, dass für die Amplituden der generierte Koppelspannungen gilt: $U_{SCR,HF} > U_{ACC,HF} > U_{GND,HF}$. Dieses Verhalten konnte auch in den Messungen festgestellt werden.

In den Verläufen der S-Parameter aus Abb. 5.24 ist im Bereich bis ca. 15 MHz ein kontinuierlicher Anstieg der Kopplung zu erkennen, wobei $S_{SCR,RF(50\Omega)}$ stärker ansteigt als $S_{ACC,RF(50\Omega)}$. Dieses Verhalten ergibt sich auch in dem Ersatzschaltbild, wenn man die Frequenzabhängigkeit der parasitären Kapazitäten $C_{par,C \to P}$, $C_{par,P \to ACC}$ und $C_{par,ACC \to GND}$ berücksichtigt. Der Widerstandwert der Kapazitäten verringert sich mit zunehmender Frequenz nach $X_C = 1/(2\pi f C)$, was wiederum zu einer Erhöhung der Ausgangsspannung an den Anschlüssen führt.

Das HF-Plasmapotential wird sich in Abhängigkeit der Anschlussbeschaltung und der frequenzabhängigen parasitären Kapazitäten einstellen. Nach dem gezeigten Ersatzschaltbild und den Verläufen aus Abb. 5.24 muss es bei 55 MHz einen größeren Wert annehmen als bei 2,7 MHz und 110 MHz. Im quasistationären Bereich bei 2,7 MHz ist dies noch leicht nachzuvollziehen. Aufgrund der vergleichsweise geringen Frequenz kann man annehmen, dass die Impedanz der parasitären Kapazitäten $C_{par,C \to P}$ im Vergleich zu den

50 Ω -Anschlusswiderständen an den SCR- und RF_{CM}-Anschlüssen ($X_{C_{par,C \rightarrow P}} \gg 50 \Omega$) groß ist. Die Potenzialdifferenz $\Phi_{P,HF} - \Phi_{H,HF}$ ist daher gering.

Im nicht-quasistationären Bereich sind die Verhältnisse schwieriger nachzuvollziehen. Mit dem 3D-Simulationsmodell können die Verläufe der elektrischen Feldstärke (und somit indirekt die Potenziale) bei den Frequenzen 55 MHz und 110 MHz jedoch dargestellt werden (Abb. 5.28).

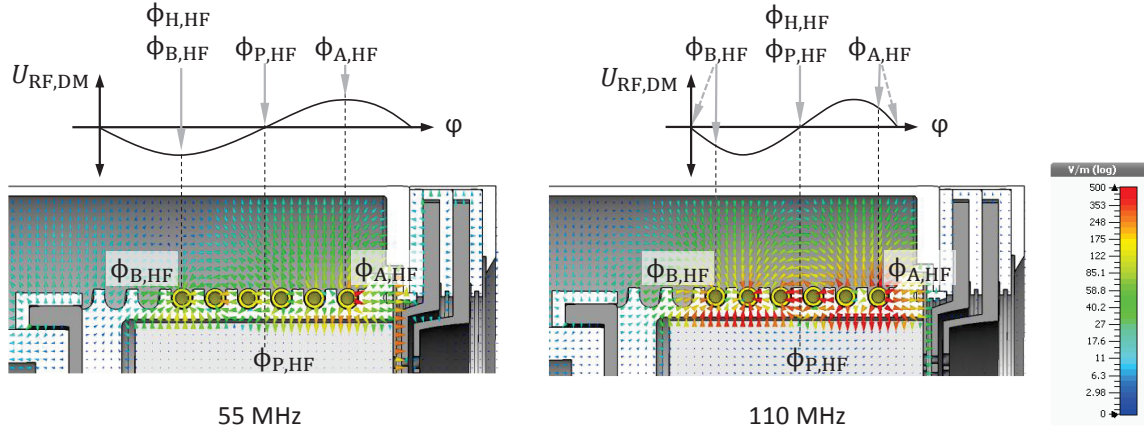


Abbildung 5.28: Verläufe des elektrischen Feldes im nicht-quasistationären Frequenzbereich bei 55 MHz und 110 MHz.

Bei einer Frequenz von 55 MHz ist die Potenzialdifferenz zwischen $\Phi_{A,HF}$ und $\Phi_{B,HF}$ maximal, da diese aus $\lambda_{55\text{MHz}}/2$ resultiert. Der Potenzialunterschied zwischen $\Phi_{P,HF}$ und $\Phi_{H,HF}$ ist dort gerade halb so groß.

Im Vergleich dazu ist die Potentialdifferenz bei 110 MHz $\Phi_{A,HF} - \Phi_{B,HF} \approx 0 \text{ V}$, da die Wellenlänge gerade der Spulenlänge entspricht. In der Darstellung ist dies nicht genau zu erkennen, da die Anschlüsselemente zwischen Spule und RF-Buchse nicht dargestellt werden können. Diese spielen jedoch bei 110 MHz eine Rolle. Definiert man Φ_A und Φ_B als die Potenziale an der RF-Buchse stellt sich dort eine Potenzialdifferenz von 0 V ein (s. gestrichelte graue Pfeile in Abb. 5.28). Das Gehäusepotential und das Plasmapotential nehmen ebenfalls das Potenzial $\Phi_{A,HF}$ bzw. $\Phi_{B,HF}$ an, wodurch die Spannung an den Anschlüssen gegen 0 V geht. Somit ist auch die Kopplung minimal.

Die beschriebenen Verhältnisse gelten so nur mit den angegebenen Vereinfachungen. In der Realität sind zusätzliche parasitäre Elemente im Triebwerk vorhanden, die bspw. auch bei 110 MHz eine geringe Kopplung verursachen. Parasitäre Kapazitäten sind bspw. auch zwischen der Spule und den Verbindungselementen der HV-Anschlüsse mit den Gittern vorhanden, sowie zwischen Spulenanschlüssen und Ionenfänger-Kontaktierung. Um dem Einfluss zu untersuchen, wurde der interne Aufbau des RIT im Simulationsmodell modifiziert und mit dem Originalaufbau verglichen. Abb. 5.29 zeigt die vorgenommenen Modifikationen. Minimale Unterschiede in dem Kopplungsverhalten zeigen sich dadurch erst bei Frequenzen $> 150 \text{ MHz}$. Die Annahme aus dem Ersatzschaltbild, dass die parasitären Kapazitäten zwischen Spule und Plasma bzw. Spule und Gehäuse dominieren kann hierdurch bestätigt werden.

Durch das Ersatzschaltbild kann die Abhängigkeit der Kopplung von der Anschlussbeschaltung noch einmal verdeutlicht werden. Werden anstatt der 50 Ω -Anschlusswiderstände nun 5 Ω -Anschlusswiderstände verwendet (vgl. Abb. 5.24), ändern sich die Spannungsteiler und die eingekoppelte Spannung nimmt kleinere Werte an. Werden anstatt der 50 Ω -Anschlusswiderstände weitere Reaktanzen angeschlossen (Kabel, Filter, Geräte), ergeben sich durch diese Reaktanzen in Kombination mit den parasitären Elementen im Triebwerk

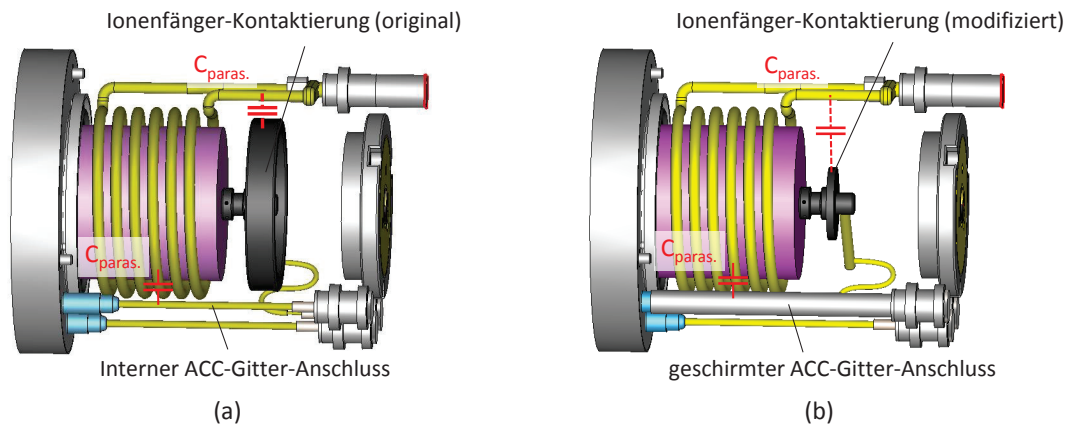


Abbildung 5.29: Originale Geometrie (a) und modifizierte Geometrie (b) des RIT4 zur Analyse der internen Kopplung. Zur besseren Ansicht wurden einige Teile entfernt.

Schwingkreise, die zu den bereits verdeutlichten Resonanzerscheinungen führen.

5.4 HF-Eigenschaften des HV-Lastkreises

Die Messung der von den Hochspannungsnetzteilen generierten Ströme im HV-Kreis konnte nicht an dem gezeigten Testaufbau durchgeführt werden, da die vom RFG generierten Störströme das Messergebnis dominieren. Um dennoch eine Aussage bzgl. der Störwirkung der verwendeten Hochspannungsnetzteile treffen zu können, wurde ein separater experimenteller Aufbau erstellt (s. Abb. 5.30). Dieser wird auch für die Messung der feldgebundenen Emission verwendet, so dass die Ergebnisse übertragbar sind.

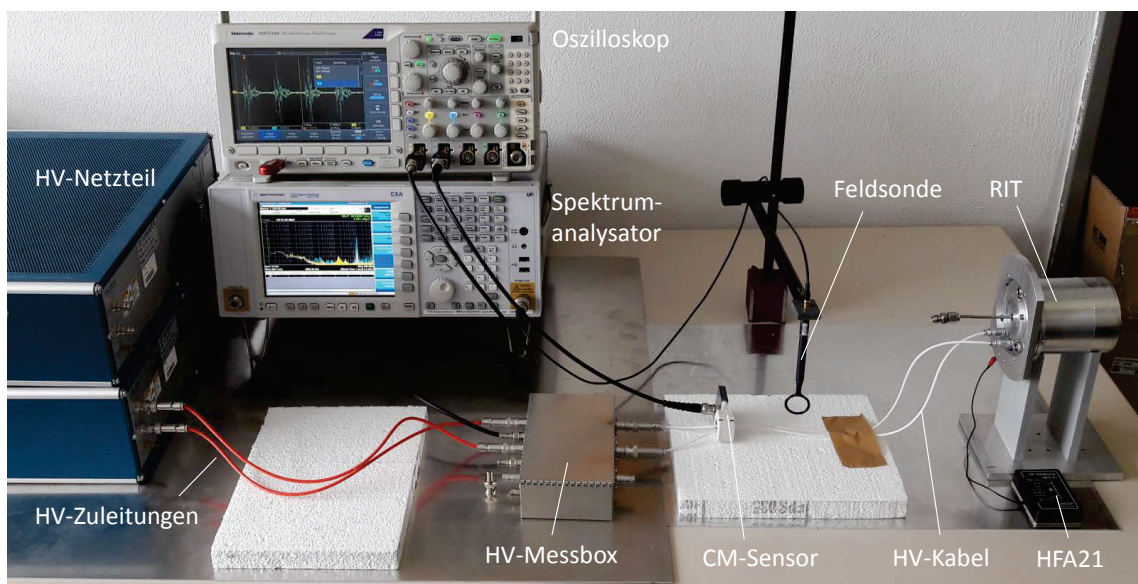


Abbildung 5.30: Aufbau zur Messung der Ströme im HighVoltage-System.

Der Aufbau besteht aus dem eingesetzten Hochspannungsnetzteil (FUG MCP 350-2000), welches eine potenzialfreie Ausgangsspannung von bis zu 2000 V bei einem Strom von max.

150 mA bereitstellen kann. An den Ausgangsbuchsen des Netzteils sind die HV-Zuleitungen angeschlossen, welche als geschirmte Koaxialleitungen das Netzteil mit der HV-Messbox verbinden. Die Verbindung zwischen HV-Messbox und Triebwerk erfolgt entweder über Einzelleitungen oder ebenfalls über Koaxialkabel. Das Triebwerk ist auf einem elektrisch isolierten Ständer positioniert. Das Gehäuse des Triebwerks kann mittels einer Hochfrequenzanbindung (HFA21) mit der Aluminiumgrundplatte verbunden werden, auf der der gesamte Aufbau positioniert ist. Die Anbindung erfolgt dabei über wählbare diskrete Bauteile, wie im Weiteren noch erläutert wird.

Neben der HV-Messbox ist noch ein Gleichtakt-Stromsensor (CM-Sensor) und eine Magnetfeldsonde in dem Aufbau vorhanden. Der CM-Sensor dient zur Identifikation der Gleichtaktströme, die Magnetfeldsonde wird erst für die Analyse der feldgebundenen Emission im nächsten Kapitel benötigt.

Als Messgeräte stehen ein Oszilloskop und ein Spektrumanalysator zur Verfügung.

Mit Hilfe der durchgeführten Messungen sollen im Wesentlichen zwei Aspekte geklärt werden. Zum einen ist der Weg des Stromes durch das System von Interesse, da dieser maßgeblich für das Emissionsverhalten ist (Gegentaktstrom u./o. Gleichtaktstrom). Zum anderen interessiert die Höhe der generierten Störstromamplituden. Die folgend dargestellten Messergebnisse beruhen auf einer eingestellten Ausgangsspannung von 100 V am Netzteil. Eine Variation der Spannung führte zu keinen qualitativen Unterschieden der Ergebnisse. Zunächst sollen die Messsignale der Stromwandler (o. Stromsensoren) im Zeitbereich betrachtet werden. Dafür werden die Messergebnisse der Stromwandler (in der HV-Messbox) im GND-Zweig und im NHV-Zweig in Abb. 5.31 (a) verglichen.

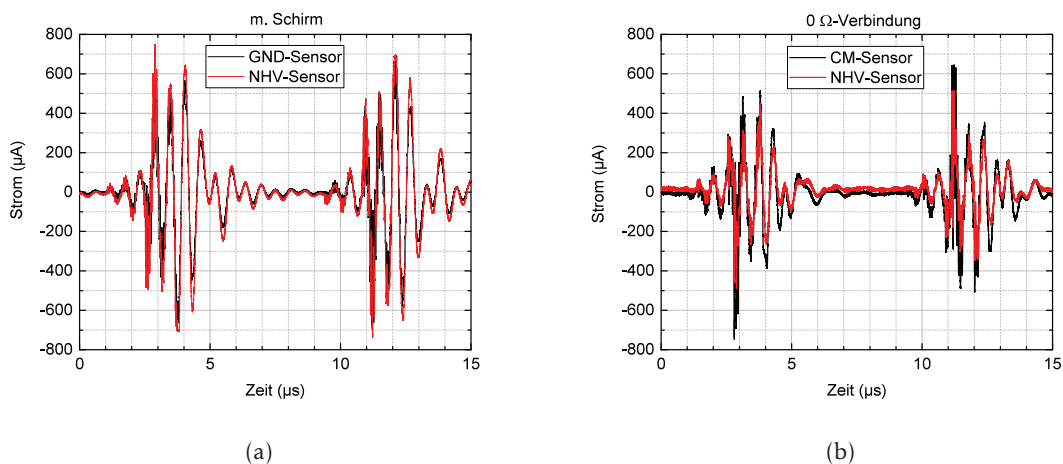


Abbildung 5.31: (a) Vergleich der Messergebnisse von GND-Sensor und NHV-Sensor. (b) Vergleich der Messergebnisse von NHV-Sensor und CM-Sensor.

Die Messung erfolgte mit geschirmten HV-Kabeln. Beide Sensoren messen qualitativ dieselben Verläufe und Amplituden. Es fällt zunächst auf, dass die Ausgangssignale der Wandler phasensynchron sind. Dies stellt das typische Verhalten einer Gleichtaktstörung dar. Um dies noch einmal zu bestätigen, wurde in Abb. 5.31 (b) das Signal des NHV-Sensors mit dem des CM-Sensors verglichen. Auch hier zeigen beide qualitativ dieselben Ergebnisse. Dies führt zu dem Schluss, dass im System ausschließlich HF-Gleichtaktströme vorhanden sind.

Dies kann durch ein weiteres Experiment bestätigt werden. Anstatt der geschirmten HV-Kabel, bei denen der Schirm einen Rückstromweg für die Gleichtaktströme darstellt, werden nun ungeschirmte Leitungen verwendet. Damit sich der CM-Stromkreis schließen kann,

muss der Gleichtaktstrom über die Hochfrequenzanbindung und die Grundplatte zurück zum Netzteil fließen. Die Höhe der Stromamplitude muss je nach Anbindungselement in der Hochfrequenzanbindung variieren. Zum Vergleich wurden vier Messungen mit unterschiedlichen Anbindungen vorgenommen, deren Verläufe in Abb. 5.32 gezeigt sind.

1. Anbindung mit Schirm
2. Anbindung mit 0 Ω -Verbindung in HFA21
3. Anbindung mit 100 pF-Verbindung in HFA21
4. Keine Anbindung des RIT an Grundplatte (RIT isoliert)

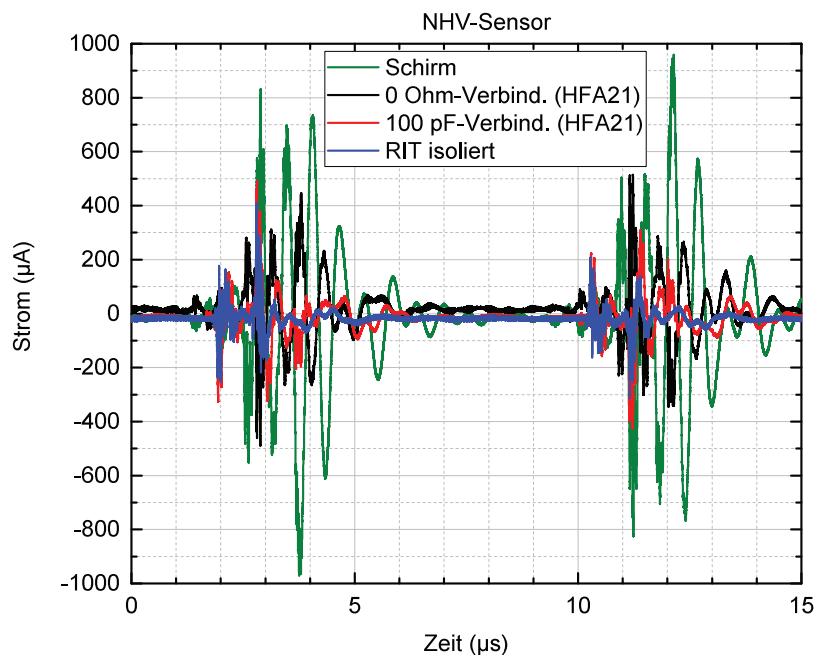


Abbildung 5.32: Ausgangssignale des NHV-Sensors bei verschiedenen Verbindungen von Triebwerksgehäuse zur Massefläche mit Hilfe der HFA21.

Es zeigt sich, dass sowohl der Verlauf, als auch die Amplituden von der Verbindung von Triebwerksgehäuse zur Massefläche abhängig sind. Die größten Amplituden ergeben sich bei dem Einsatz eines Kabelschirms, welcher Triebwerksgehäuse und Massefläche niederimpedant miteinander verbindet. Im umgekehrten Fall – mit isoliert aufgestelltem Triebwerk – ergeben sich die kleinsten Amplituden, da der Gleichtakt-Stromkreis jetzt über die parasitäre Kapazität zwischen Triebwerk und Grundplatte geschlossen wird.

Um den Frequenzbereich des Stromes und deren Amplituden zu bestimmen, wurde das Frequenzspektrum des Signales am NHV-Sensor für die beiden Fälle “RIT isoliert” und “mit Schirm” per FFT errechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 5.33 gezeigt.

Der Frequenzbereich der gemessenen Störströme erstreckt sich in beiden Fällen bis ca. 200 MHz. Im Verlauf des Stromes sind Resonanzen zu erkennen, die zu erhöhten Amplituden führen. Diese Amplituden liegen im μA -Bereich. Im Vergleich beider Messungen erkennt man, dass einige Resonanzstellen auch bei verändertem Aufbau erhalten bleiben (f_1 bis f_3). In anderen Frequenzbereichen (bspw. A, B, C und D bzw. A', B', C' und D') ergeben sich dagegen unterschiedliche Minima und Maxima. Dies kann bspw. durch die höheren Kapazitätsbeläge des Koaxialkabels, im Vergleich mit den Einzelleitungen, verursacht werden.

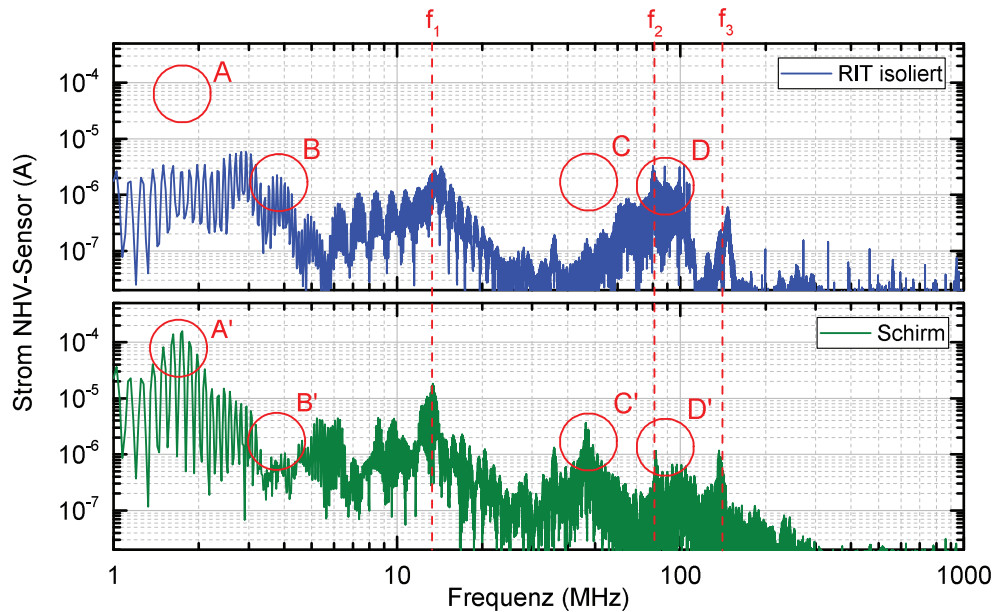


Abbildung 5.33: Frequenzspektrum des Signals am NHV-Sensor bei isoliertem Triebwerk und Verwendung eines Kabelschirmes.

Das verwendete Netzteil gehört zu der Klasse der primär getakteten Schaltnetzteilen. Hierbei wird die Netzspannung zunächst gleichgerichtet, um anschließend mit Hilfe einer Anordnung elektronischer Schalter (typ. MOSFET oder IGBT) “zerhackt” zu werden. Es entsteht ein hochfrequenter Strom (typ. im kHz-Bereich) der primärseitig einen Übertrager durchfließt. Sekundärseitig liefert der Übertrager eine – dem Wicklungsverhältniss des Übertragers entsprechende – Ausgangsspannung. Diese wird nun wieder gleichgerichtet und gefiltert, um eine konstante Ausgangsspannung bereitzustellen.

Die gemessenen HF-Ströme wurden als Gleichtaktströme identifiziert, jedoch keine Gegentaktströme gemessen. Dies wird verständlich, wenn man die Ausgangsbeschaltung des Netzteils in Verbindung mit der Impedanz des Triebwerks anschaut. Im Ausgangskreis des Netzteils befindet sich ein LC-Filter 2. Ordnung mit einer Grenzfrequenz von ca. 7,5 kHz. Dieser sorgt dafür, dass die Ausgangsspannung geglättet wird. Am Ausgang des Netzteils ist dann eine Gleichspannung vorhanden, die nur minimal von einer Komponente mit der Taktfrequenz überlagert ist. Das in Abschnitt 4.2.4 identifizierte Ersatzschaltbild der Triebwerks-Eingangsimpedanz besteht aus einer Reihenschaltung von Induktivität, ohmschen Widerstand und Kondensator. Für eine Gleichspannung stellt der Kondensator einen (idealerweise) unendlich großen Widerstand dar, so dass kein Stromfluss zustande kommt.

Die im vorherigen Abschnitt aufgezeigten Störströme treten in einem zeitlichen Abstand von ca. $7,7 \mu\text{s}$ auf. Dies entspricht einer Frequenz von ca. 130 kHz. Diese Frequenz ist auch im Spektrum vorhanden (s. bspw. Markierung A'). Die Betriebsfrequenz liegt bei dem verwendeten Schaltnetzteil bei ca. 65 kHz. Dies ist ein Indiz dafür, dass die primärseitige Taktung für die gemessenen Störströme verantwortlich ist, da durch das “Zerhacken” der Eingangsspannung bei jedem Schaltvorgang Oberwellen entstehen und durch die nicht zu vermeidene kapazitive Kopplung des Übertragers auf dessen Sekundärseite gelangen. Dort breiten sich diese als Gleichtaktströme aus [39].

Aus den Messungen und den angestellten Überlegungen lässt sich der Weg des Gleichtaktstromes, wie in Abb. 5.34 gezeigt, erschließen.

Um die Messungen anhand einer Simulation belegen zu können, wurde ein Schaltungsmodell

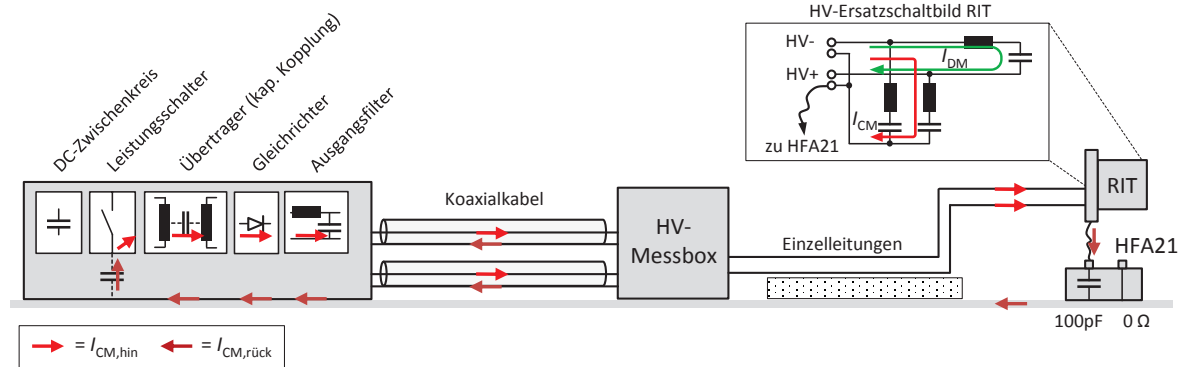


Abbildung 5.34: Schematische Darstellung des Gleichtaktstromes im HV-Lastkreis.

des gezeigten Messaufbaus erstellt. Der prinzipielle Weg des Stromes konnte damit bestätigt werden. Auch die in Abb. 5.33 mit gestrichelten Linien markierten Resonanzstellen konnten abgebildet werden. Andere Resonanzstellen ergeben sich sowohl aus den verwendeten Bauteilen im Ausgangskreis des Netzteils, der Verkabelung und der HV-Messbox sowie der Impedanzen des Triebwerks. Da die verwendeten Bauteile sowie der Aufbau des Gerätes (parasitäre Elemente) nicht exakt bekannt sind, können die einzelnen Resonanzstellen keinen Elementen des HV-Lastkreises zugeordnet werden.

5.5 Zusammenfassung

Die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen und Simulationen liefern zusammenfassend folgende Ergebnisse in Bezug auf das Frequenzspektrum des RF-Stromes:

1. Das Frequenzspektrum des RF-Stromes ergibt sich durch die Grundfrequenz und den Harmonischen der Ausgangsspannung des Radiofrequenzgenerators in Kombination mit der Impedanz des RF-Lastkreises.
2. Die Amplituden der Harmonischen der Ausgangsspannung der RFG-Halbbrücke nehmen zunächst proportional zur Frequenz ab. Bei der durch die Anstiegs- bzw. Abfallzeit der Schaltflanken in der Halbbrücke (t_r bzw. t_f) definierten Eckfrequenz (f_{G2}) ist der Abfall dann proportional zum Quadrat der Frequenz.
3. Die Impedanz des Lastkreises besitzt Minima und Maxima, die zu erhöhten Amplituden führen. Ursache für diese Extremstellen sind Resonanzeffekte durch die Reaktanzen aller Elemente im Lastkreis.
4. Durch den Resonanz-Schwingkreis im Lastkreis des RFG ergeben sich bei der Betriebsfrequenz Ströme im Ampère-Bereich. Die Amplituden der Oberwellen liegen für $f < 200$ MHz typischerweise im Milliampère-Bereich.

Zu der Kopplung des RF-Stromes lassen sich folgende qualitative Aussagen machen:

1. Alle Frequenzanteile im RFG-Lastkreis koppeln auf den HV-Lastkreis ein.
2. Im Vergleich zum ungezündeten Zustand, nimmt die Kopplung mit gezündetem Plasma im relevanten Frequenzbereich bis ca. 150 MHz stark zu.
3. Die Kopplung im Triebwerk ist hauptsächlich kapazitiv.

4. Die Kopplung im Triebwerk wird durch die Hochfrequenz-Potenzialdifferenz zwischen Plasma und Triebwerksgehäuse bestimmt. Diese Potenzialdifferenz stellt sich in Abhängigkeit der Anschlussbeschaltung am Triebwerk und der parasitären Kapazitäten zwischen Induktionsspule und Plasma bzw. Induktionsspule und Triebwerksgehäuse ein.
5. Bei der Grundfrequenz des RF-Stromes herrschen quasistationäre Bedingungen innerhalb des Triebwerks. Bereits ab ca. 5,7 MHz findet ein Übergang hin zu nicht-quasistationären Bedingungen statt. Die Kopplung innerhalb des Triebwerks ist dann sowohl von der Frequenz, als auch von der Phase abhängig.
6. Durch Reaktanzen der Anschlussbeschaltung am Triebwerk können Schwingkreise entstehen, die zu Koppelfaktoren > 1 führen.

Zu den Hochspannungsnetzteilen können folgende Aussagen gemacht werden:

1. Die primäre Taktung der Hochspannungsnetzteile generiert Gleichtaktströme, die kapazitiv in den Ausgangskreis einkoppeln und sich dort ausbreiten.
2. Die Amplituden der Gleichtaktströme liegen im Mikroampère-Bereich.
3. Reaktanzen im Lastkreis führen zu Resonanzeffekten.

Durch die Kombination von Messungen und Simulationen konnten die Hochfrequenz-Eigenschaften des RIT4-Systems bewertet und qualitative Aussagen zu den Frequenzspektren und Amplituden der auftretenden Ströme gemacht werden. Es wurde zudem ein Ersatzschaltbild entwickelt, welches die Kopplung im Triebwerk qualitativ beschreibt.

6

Feldgebundene Emission

Die im vorherigen Kapitel erlangten Erkenntnisse zur Charakteristik der HF-Ströme, stellen zunächst nur eine Eigenschaft des Systems dar. Aus Sicht der elektromagnetischen Verträglichkeit interessiert jedoch deren Wirkung auf andere Systeme. In diesem Kapitel wird daher untersucht, inwiefern die HF-Ströme im System zu feldgebundener Emission führen und welche Systemkomponenten daran beteiligt sind.

6.1 Emission des Triebwerks

6.1.1 Emissionscharakteristik

Zunächst soll untersucht werden, inwieweit der Aufbau des Triebwerks in Verbindung mit den eingespeisten Signalen zu erhöhten Feldstärken außerhalb des Triebwerks (Abstrahlung) führen kann. Anders ausgedrückt: es soll untersucht werden, ob sich durch den geometrischen Aufbau des RIT Strukturen ergeben, die Abstrahlung begünstigen – das Triebwerk also als eine Art Antenne wirkt. Hierzu ist es sinnvoll, die Eingangssignale an den Triebwerksanschlüssen so zu wählen, dass die Charakteristik der Emissionswerte nur von dem Aufbau des Triebwerks abhängig ist. Dies lässt sich am besten dadurch erreichen, dass an jedem Frequenzpunkt ein Eingangssignal mit gleicher Amplitude eingespeist wird. Erhöhte Emissionswerte müssen dann auf den Aufbau des Triebwerks zurückzuführen sein.

Hierzu muss auch sichergestellt sein, dass keine anderen Komponenten außer dem Triebwerk selbst die Emissionsergebnisse beeinflussen. Dies ist so nur mithilfe des 3D-Simulationsmodells durchführbar, da für Messungen auch Zuleitungskabel notwendig sind, die ebenfalls zu Emission führen. Die Ermittlung der Emissionswerte in der Simulation beruht auf dem in Abschnitt 4.2.6 gezeigten Prinzip.

Neben der Verwendung des Simulationsmodells werden in dieser Arbeit auch Vergleichsmessungen mithilfe der in Abschnitt 2.1.3 beschriebenen GTEM-Zelle durchgeführt. Dazu wurde die im EMV-Labor der Technischen Hochschule Mittelhessen vorhandene GTEM-Zelle vom Typ 750 der Firma ETS-Lindgreen verwendet. Die Zelle hat eine Länge von 3 m und bietet im Innenraum ein genügend großes Prüfvolumen, um das Triebwerk vermessen zu können. Zur Aufnahme der Spannungswerte am Einspeisepunkt wurde ein Netzwerkanalysator vom Typ N9000A der Firma Agilent genutzt. Dieser besitzt einen internen Trackinggenerator, der das Referenzsignal erzeugt. Dieses wird über Koaxialkabel und eine HF-taugliche Durchführung in der Wand der Zelle in das Triebwerk eingespeist.

Um Messung und Simulation vergleichbar zu machen, wird als Eingangssignal ein Leistungssignal mit einer konstanten Amplitude von 1 mW gewählt (im Weiteren "Referenzsignal" genannt), da dies der Anregung für die Ermittlung der S-Parameter entspricht und sowohl im Simulationsprogramm, als auch in der Messung einfach generiert werden kann. Abbildung 6.1 zeigt die Methoden schematisch.

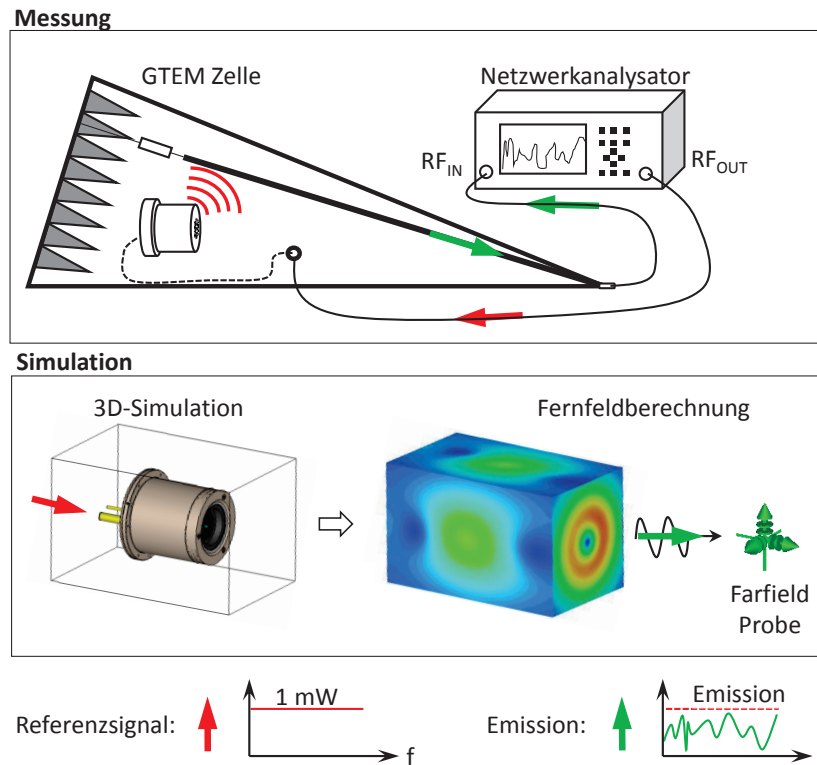


Abbildung 6.1: Vergleich von Messmethode und Simulationsmethode zur Ermittlung der Emissionscharakteristik.

In Abb. 6.2 sind die Werte der elektrischen Feldstärke von Messung und Simulation für die vier Anschlüsse des Triebwerks dargestellt. Die rot gefärbten Kurvenverläufe stellen die Ergebnisse der Simulation dar. Die durchgezogenen schwarzen Linien die Vergleichsmessungen mit dem Triebwerk in der GTEM-Zelle. Es fällt zunächst auf, dass die Messergebnisse deutlich mehr Resonanzstellen aufweisen. Dies ist auf den Einfluss der Zuleitungskabel innerhalb der Zelle zurückzuführen, was durch eine zusätzliche Emissionsmessung der Kabel ohne angeschlossenes Triebwerk gezeigt wird (schwarze, gestrichelt dargestellte Linien). Das Kabel wurde dazu einmal mit offenem Ende und mit $0\ \Omega$ -Abschluss vermessen.

Im Falle der Gitteranschlüsse (NHV, PHV, GND) zeigen Mess- und Simulationsergebnisse qualitativ dieselben Verläufe – blendet man die Resonanzen der Kabel einmal aus. Im Frequenzbereich bis ca. 500 MHz ist dann ein frequenzproportionaler Anstieg der Emissionswerte zu beobachten. Bei höheren Frequenzen ergeben sich zwei charakteristische Resonanzstellen bei 635 MHz und 940 MHz. Im Bereich ab 500 MHz wird die Emission nicht mehr von den Kabeln dominiert. Die genannten Resonanzstellen können daher dem Triebwerk zugeordnet werden.

Im Fall der Signaleinspeisung in den RF-Anschluss, ist die Kabelemission über den gesamten Frequenzbereich dominant. Die Simulationsergebnisse zeigen auch hier zunächst einen frequenzproportionalen Anstieg der Emission. Ab ca. 600 MHz zeigen Messung und Simulation eine recht gute Übereinstimmung der Werte. Es sind mehrere Resonanzen zu erkennen, wobei die höchste Amplitude von der Resonanz bei 635 MHz erzeugt wird.

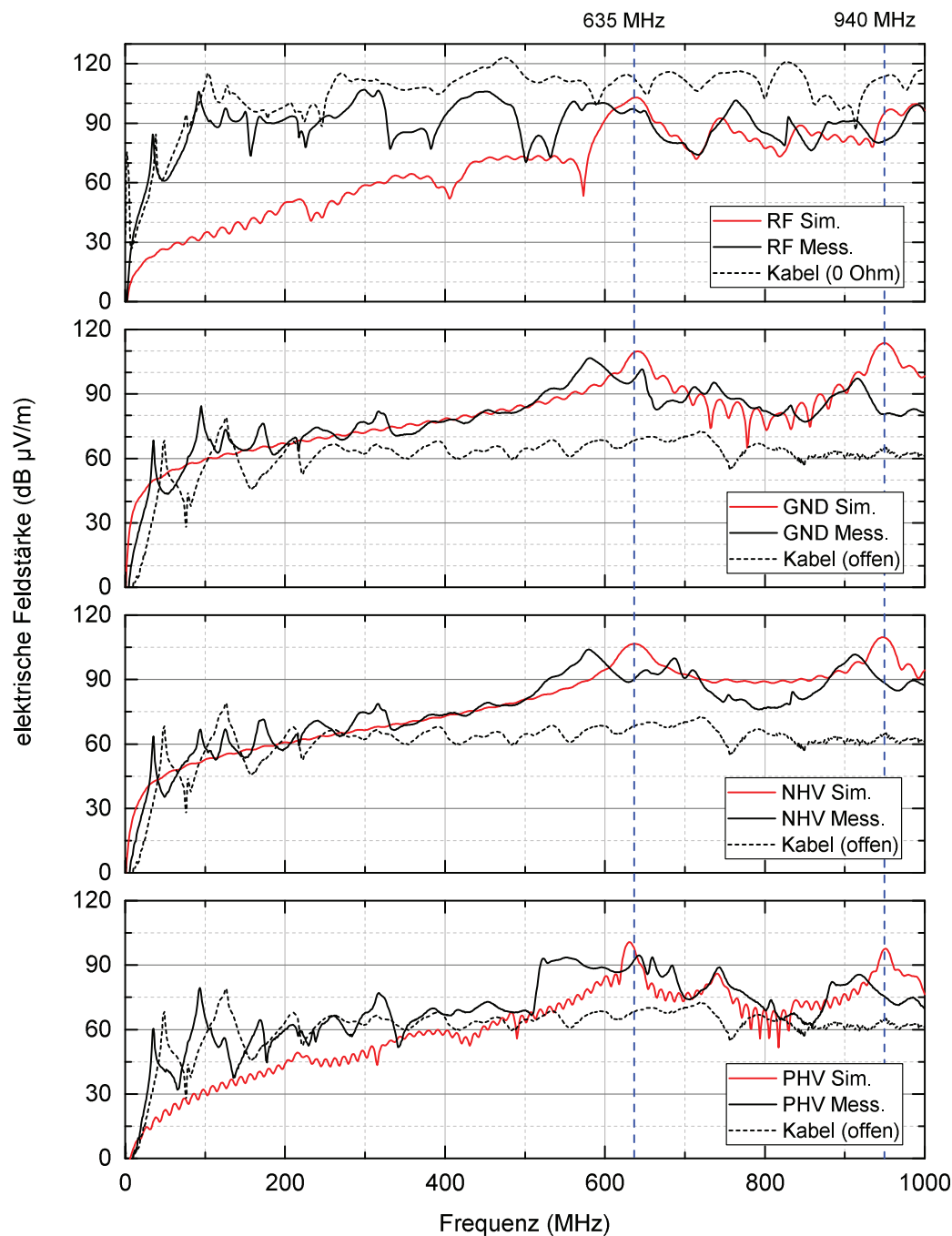


Abbildung 6.2: Vergleich der Ergebnisse von Messung und Simulation der Emission des RIT4.

Im Folgenden soll die Ursache für die erhöhte Emission an den genannten Frequenzstellen (635 MHz und 940 MHz) mit Hilfe des 3D-Simulationsmodells untersucht werden. Dazu kann in der 3D-Simulation die Darstellung der elektrischen Feldstärke in einer Ebene verwendet werden. Schaut man sich die Feldstärke im Bereich außerhalb des Triebwerks an, zeigen sich an den Resonanzstellen 635 MHz und 940 MHz erhöhte Werte im Bereich der Extraktionsgitter, im Vergleich zu bspw. der Betriebsfrequenz von 2,7 MHz. In Abb. 6.3 ist dies dargestellt. Teilabbildung (a) zeigt das Triebwerk und die Ebene zur Darstellung der

elektrischen Feldstärke außerhalb des Triebwerks. Die Position der Ebene ist so gewählt, dass sie das Triebwerk gerade noch berührt. Die Teilabbildungen (b)-(d) zeigen die Feldstärke auf der Ebene bei verschiedenen Frequenzen. Die erhöhten Werte bei 635 MHz und 940 MHz sind hier gut erkennbar. Zudem wird durch diese Darstellung das resonante Verhalten des Gittersystems ersichtlich. Die Feldverteilungen zeigen jeweils zwei sich gegenüberliegende Maxima. Dies ist charakteristisch für Antennenstrukturen und zeigt, warum an diesen Frequenzstellen erhöhte Emissionswerte auftreten. Zum Vergleich ist in Teilabbildung (e) das elektrische Feld um eine Dipolantenne dargestellt.

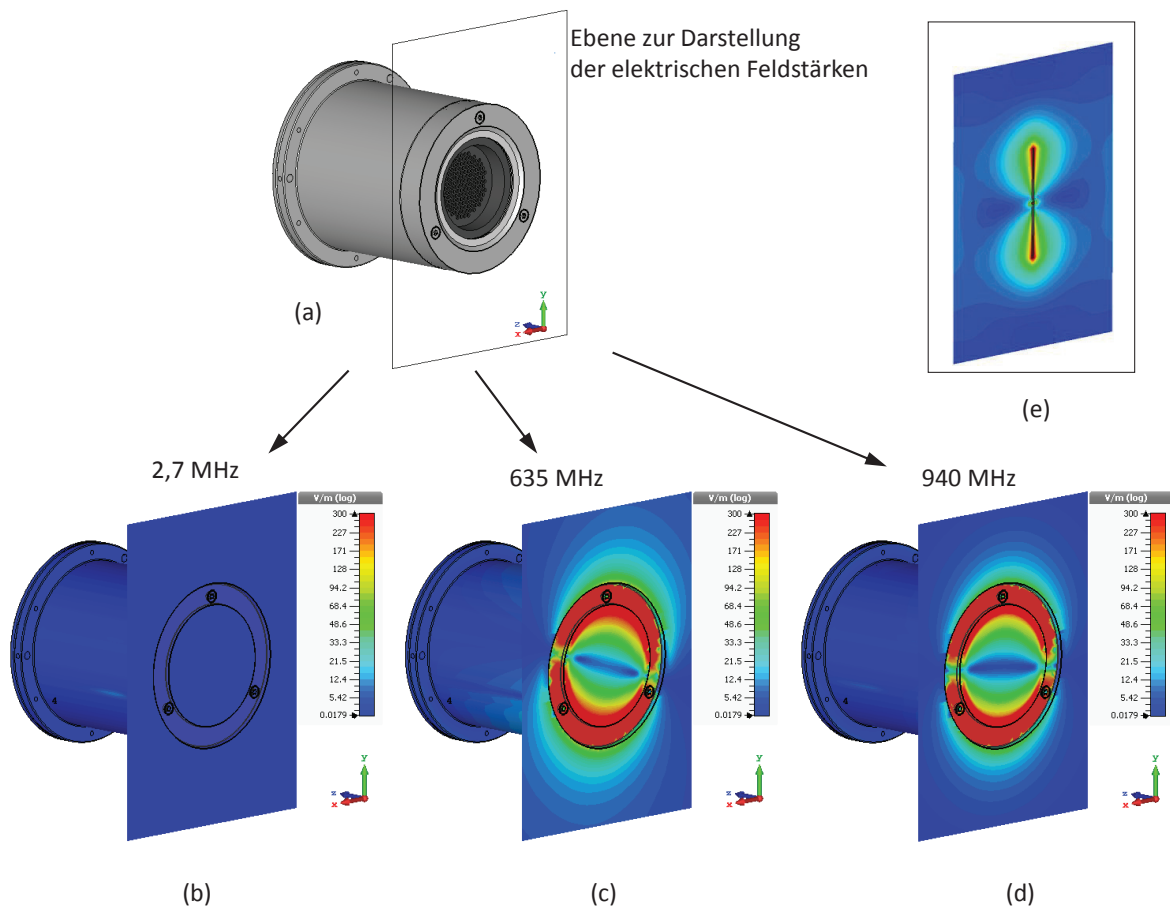


Abbildung 6.3: Veranschaulichung der elektrischen Feldstärken im Bereich des Gittersystems bei verschiedenen Frequenzen.

Interpretiert man das Gittersystem als eine Antenne stellt sich die Frage nach der Auswirkung dessen geometrischer Abmessungen auf das Emissionsverhalten. Antennen strahlen typischerweise bei Wellenlängen $\lambda/2$, $\lambda/4$ usw. besonders gut ab. Da die Gittersysteme größerer Triebwerke auch größere Abmessungen besitzen, ist eine Verschiebung der Resonanzfrequenz hin zu niedrigeren Frequenzen zu erwarten. Um dies zu demonstrieren, wird das Gittersystem des RIT4 in dem Simulationsprogramm um den Faktor 1,5 vergrößert und dessen Emissionswerte mit denen des Gittersystems in Originalgröße verglichen. Durch die einfache Skalierung aller Komponenten um denselben Faktor entlang aller kartesischen Raumachsen, werden natürlich funktionale Eigenschaften des Gittersystems geändert (wie bspw. die Ionoptik). Um den Effekt eines größeren Gittersystems auf die Emission zu zeigen, ist dieses Vorgehen jedoch anwendbar. In Abb. 6.4 sind beide Simulationsmodelle gegenübergestellt. Um lediglich die Auswirkung der Vergrößerung des Gittersystems beurteilen zu können, werden alle weiteren Komponenten des Triebwerks nicht in die Simulation einbezogen. Die

Anregung des Gittersystems erfolgt zwischen den Anschlussstegen von GND-Gitter und ACC-Gitter. Damit diese Stäbe nicht die Emissionswerte beeinflussen, ist der hintere Teil des Triebwerks noch zusätzlich geschirmt.

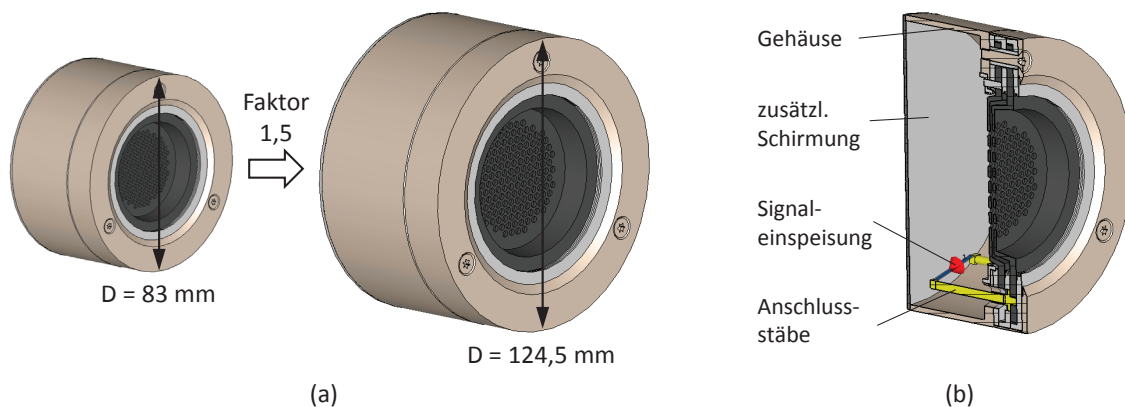


Abbildung 6.4: Skalierung des Triebwerks zur Veranschaulichung des Einflusses der Gittergröße auf die Emission.

Die Emissionswerte von originaler und skaliertem Gittergeometrie werden in Abb. 6.5 gezeigt.

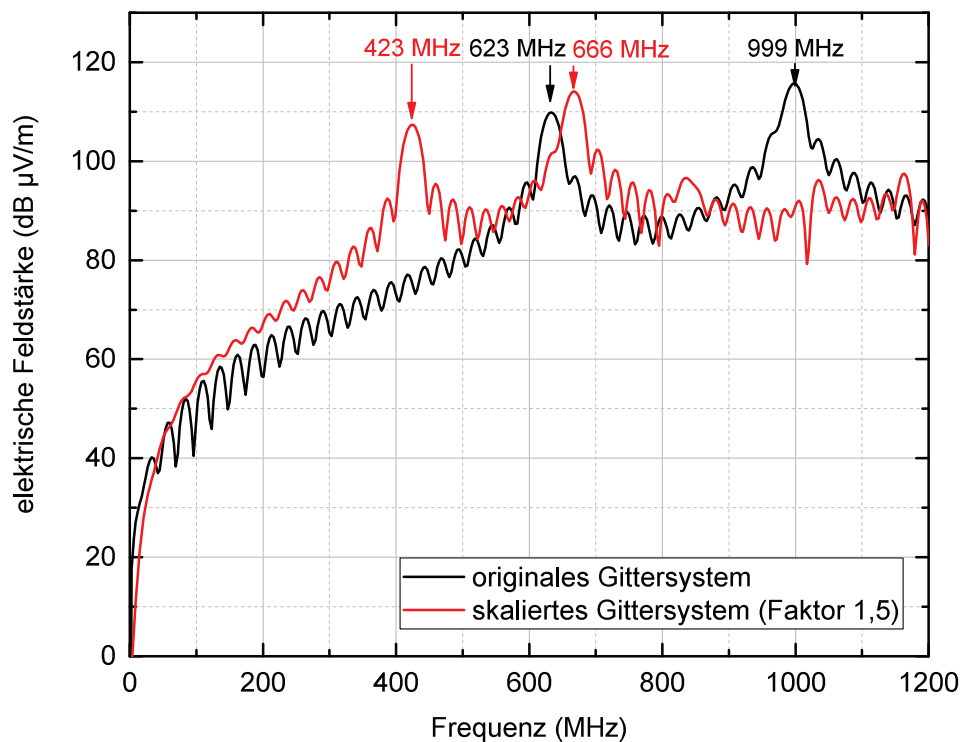


Abbildung 6.5: Simulierte Emissionswerte zur Veranschaulichung des Einflusses der Gittergröße auf die Emission.

Deutlich ist die Verschiebung der Resonanzstellen hin zu niedrigeren Frequenzen zu beobachten. Bildet man das Verhältnis der Frequenzwerte ergibt sich jeweils der verwendete Skalierungsfaktor von 1,5:

$$\frac{635 \text{ MHz}}{423 \text{ MHz}} \approx 1,5 \quad \text{und} \quad \frac{999 \text{ MHz}}{666 \text{ MHz}} = 1,5 \quad (6.1)$$

Dies bestätigt die Annahme, dass die Größe des Triebwerks, bedingt durch das größere Gittersystem, potentiell Einfluss auf die Emissionscharakteristik hat. Besondere Bedeutung kommt hierbei der niedrigsten Resonanzfrequenz zu, da bei dieser die Signalamplituden von RFG oder Hochspannungsnetzteilen potentiell die größten Werte aufweisen (vgl. Abschnitt 4.3.1) und damit auch entsprechend hohe Emissionswerte auftreten können. Diese Erkenntnis lässt sich sicher qualitativ auf andere RIT-Triebwerke übertragen. Unterscheidet sich der konstruktive Aufbau des Gittersystems jedoch von dem hier verwendeten RIT4 (z.B. durch andere Anschlüsse der Gitter oder veränderte Abstände der Gitter untereinander und zum Gehäuse), ergeben sich vermutlich andere Resonanzbedingungen und damit andere Frequenzstellen, an denen die Resonanz auftritt. Dies müsste im Zuge weiterer Forschungsarbeiten überprüft werden.

6.1.2 Emission mit Anregung durch das Schaltungsmodell

Die Untersuchungen zur Emissionscharakteristik des Triebwerks ergaben Aufschluss darüber, durch welche Mechanismen Emission durch das Triebwerk generiert wird und an welchen Frequenzstellen diese auftritt. Dazu wurde ein Eingangssignal mit (im gesamten Frequenzbereich) konstanter Amplitude verwendet. Dieses Signal entspricht jedoch nicht den tatsächlich auftretenden Spannungen und Strömen beim Betrieb des Triebwerks. Daher ist auch ein Vergleich mit Grenzwerten aus EMV-Normen (bspw. MIL-STD-461F) nicht sinnvoll. Um abschätzen zu können, ob das Triebwerk potentiell zu Grenzwertüberschreitungen führen kann, wird die Emission nun für den Fall des normalen Betriebszustandes auf Basis des Simulationsmodells ermittelt. Dazu wird das in Abb. 4.1 gezeigte Schaltungsmodell des RIT-Systems in Verbindung mit dem 3D-Modell verwendet.

In dem 3D-Modell sind die Emissionswerte durch eine vorherige Simulation mit einem definierten Eingangssignal (meist der Gauß-Impuls, vgl. Abschnitt 4.2.2) ermittelt worden. Anschaulich gesprochen, existiert eine Verknüpfung zwischen Eingangssignal und Emissionswerten, die einer Übertragungsfunktion entspricht.

Mit Hilfe dieser Übertragungsfunktion kann die Emission nun für ein beliebiges anderes Eingangssignal berechnet werden. Dieses Vorgehen ist in der verwendeten Software "CST Studio Suite" bspw. mithilfe eines sog. "AC-Task" anwendbar.

Das Eingangssignal zur Errechnung der Emissionswerte stammt hier von der Schaltungssimulation des gesamten Triebwerkssystems aus Abb. 4.1. Durch die Einbeziehung aller Komponenten (Kabel, Messeinrichtungen, RFG, usw.) werden auch Resonanzen berücksichtigt, die erst in Verbindung von Triebwerk und externen Komponenten auftreten.

Das Vorgehen ist in Abb. 6.6 noch einmal schematisch dargestellt.

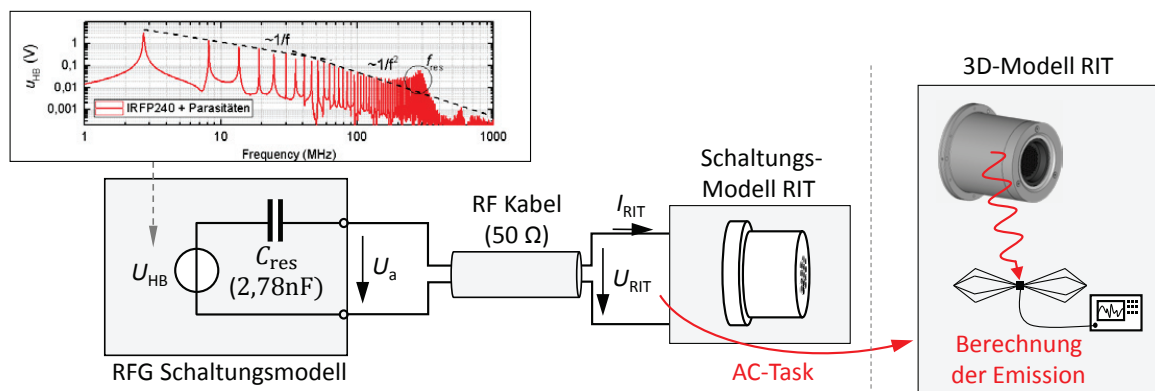


Abbildung 6.6: Darstellung des Vorgehens zur Ermittlung der Emissionswerte durch Verknüpfung von Schaltungssimulation und 3D-Simulation.

Für die folgende Simulation der Emissionswerte wurden die in Abb. 4.20 gezeigten Frequenzspektren der Spannung am Mittelabgriff der RFG-Halbbrücke verwendet. Die Anregung des Simulationsmodells erfolgt hier nicht durch eine Zeitbereichssimulation der gesamten Halbbrücke. Stattdessen werden die bereits im Abschnitt 4.3.1 berechneten Frequenzspektren der Ausgangsspannung der Halbbrücke zur Anregung des Modells verwendet.

Dem Modell des RFG muss dann nur noch der Resonanzkreiskondensator mit einer Kapazität von 2,78 nF hinzugefügt werden. Als RF-Kabel wurde ein 50 Ω -Koaxialkabel mit einer Länge von 35 cm verwendet. Die ermittelten Emissionswerte zeigt Abb. 6.7.

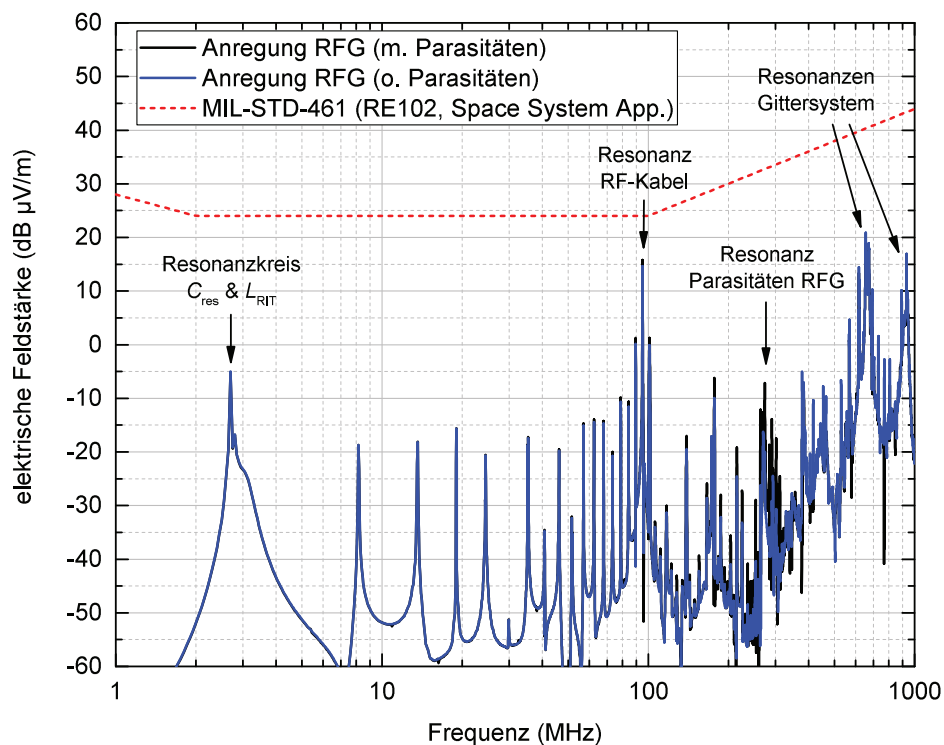


Abbildung 6.7: Simulatorisch ermittelte Emissionswerte des RIT4.

Mit Ausnahme einiger markierter Resonanzen liegen die Emissionswerte unterhalb 0 dB μ V/m, was generell als sehr geringe Emissionswerte aufzufassen ist. Zur Bewertung der Emission werden Grenzwerte herangezogen, die in Normen spezifiziert sind. Für diesen Fall wurde die Grenzwertlinie für gestrahlte Emission bei Raumfahrtssystemen aus der Norm "MIL-STD-461F" entnommen. Diese verlangt – im Vergleich zu anderen Normen – die Einhaltung sehr niedriger Grenzwerte. Die Emissionswerte zeigen deutlich höhere Pegel an den Frequenzstellen, an denen Resonanzen im System auftreten. Zu nennen sind hier vor allem die Resonanz bedingt durch die Topologie des RFG-Lastkreises (Resonanz C_{res} & L_{RIT}), die durch das angeschlossenen RF-Kabel bedingte Resonanz bei ca. 100 MHz (vgl. Abschnitt 5.2.1) und die Resonanzen des Gittersystems.

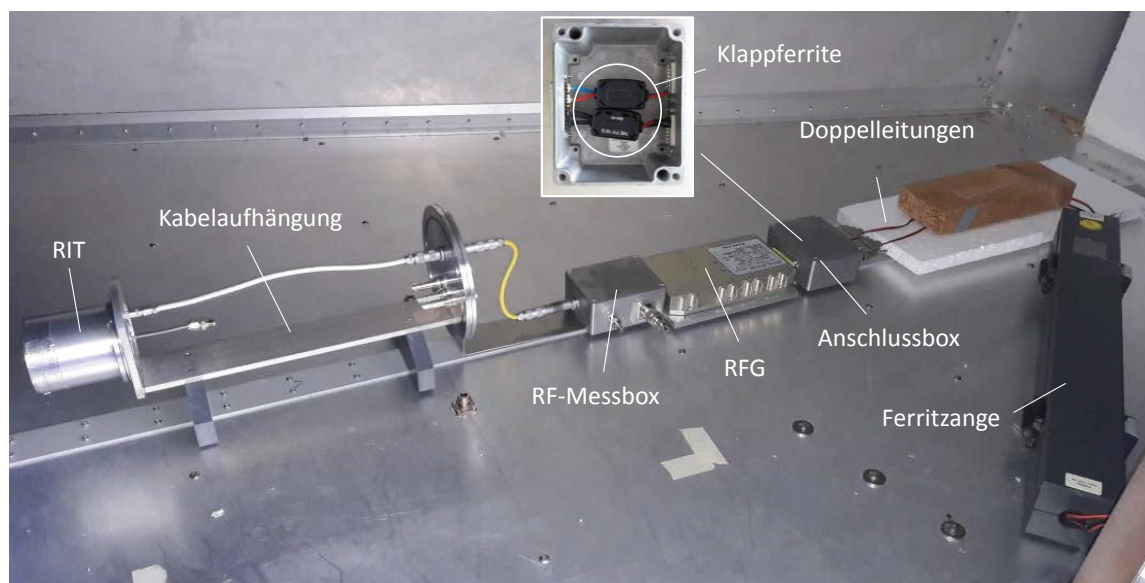
Die durch die parasitären Elemente im Radiofrequenzgenerator bedingte Resonanz bei ca. 280 MHz, zeigt hingegen kaum Auswirkung auf die Emissionswerte.

6.2 Emission des Teilsystems Radiofrequenzgenerierung

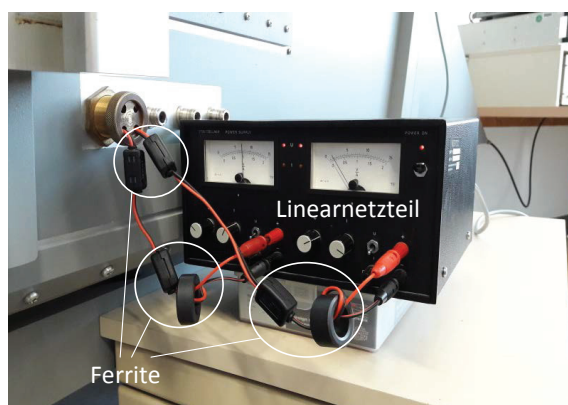
Wie die Emissionsmessung des Triebwerks in der GTEM-Zelle gezeigt hat, tragen die Kabel in hohem Maße zur Erhöhung der Emissionswerte bei. Im Folgenden wird daher das Teilsystem "Radiofrequenzgenerierung" auf dessen Emissionsverhalten untersucht. Das Teilsystem besteht aus den Komponenten Radiofrequenzgenerator, RF-Kabel, RFG-Zuleitungskabel und Triebwerk. Die durchgeführten Messungen mussten ohne gezündetes Plasma durchgeführt werden, da die Vermessung des Systems unter EMV-gerechten Bedingungen innerhalb des Vakuum-Teststandes (s. Abschnitt 5.1.1) nicht möglich war.

6.2.1 Messungen mit der GTEM-Zelle

Um eine Aussage über die Emissionswerte des Teilsystems machen zu können, wird an dieser Stelle wieder die GTEM-Zelle verwendet. In diesem Fall wird jedoch das gesamte Teilsystem in der Zelle vermessen, wie Abb. 6.8 zeigt.



Aufbau innen



Aufbau außen

Abbildung 6.8: Messaufbau zur Bestimmung der Emission des RFG-Systems in der GTEM-Zelle.

Dazu wird das Triebwerk an einer Kabelaufhängung montiert, welche die Möglichkeit bietet, verschiedene Kabeltypen zwischen Triebwerk und RFG zu testen. Die Kabelaufhängung ist über die RF-Messbox mit dem RFG verbunden. Auf der Eingangsseite des RFG befindet

sich die Anschlussbox, welche zur Anbindung der Zuleitungskabel des externen Netzteils an den Radiofrequenzgenerator dient. Bei den Zuleitungskabeln handelt es sich um Doppelleitungen, die durch eine Ferritzange nach außen geführt werden. Außerhalb der Zelle befindet sich dann das Linearnetzteil zur Versorgung des RFG. Mithilfe von Ferriten werden Einkopplungen aus der Umgebung über die Kabel ins Innere der Zelle gedämpft. Hier wurde bewusst ein Linearnetzteil verwendet, um keine störenden Einflüsse auf die Messergebnisse aus der Taktung eines Schaltnetzteils zu generieren. Für alle Emissionsmessungen wurde eine Betriebsspannung von 6 V für die Versorgung der Halbbrücke des RFG verwendet. Die Betriebsspannung für die Logik des RFG lag bei 12 V.

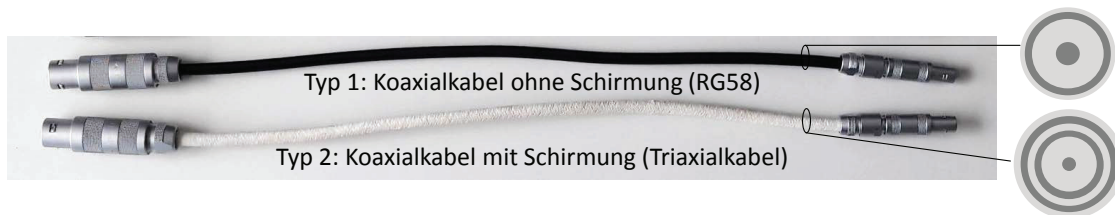


Abbildung 6.9: Verwendete Kabeltypen für die Emissionsmessung des RF-Zweiges.

Die folgende Abbildung 6.10 zeigt den Vergleich der Emissionswerte für zwei verschiedene Kabeltypen in der Kabelaufhängung. Es wurden ein Koaxialkabel und ein Triaxialkabel verwendet (s. Abbildung 6.9). Ziel des Vergleiches war, die Wirkung eines zusätzlichen Kabelschirmes zu untersuchen. Als Zuleitungskabel zur Versorgung des RFG wurden in beiden Fällen die Doppelleitungen verwendet.

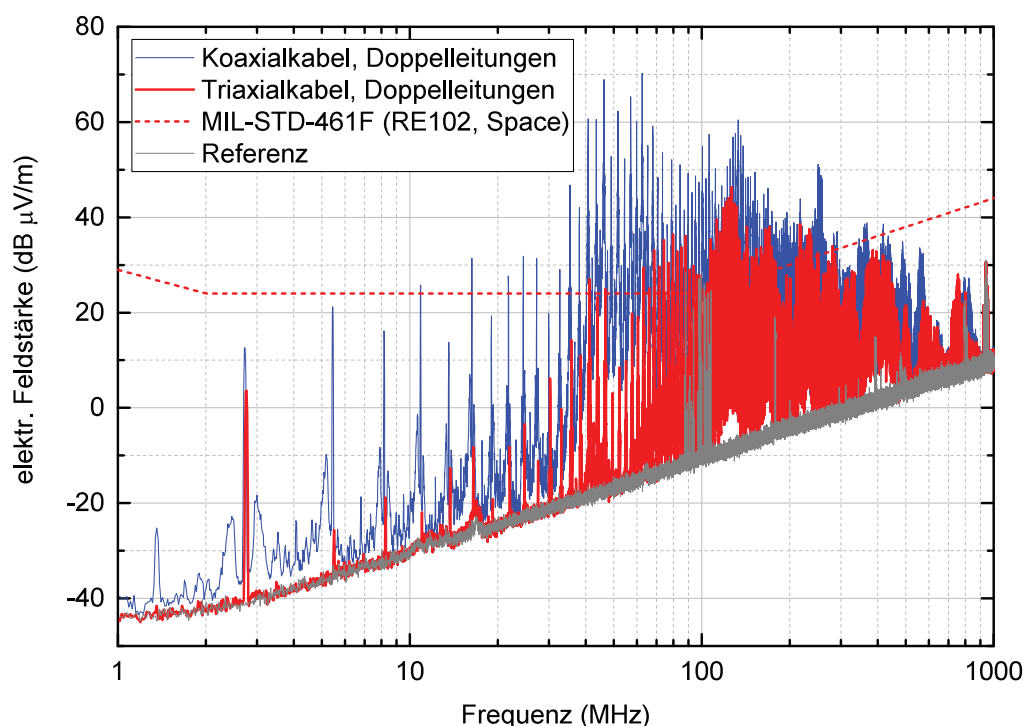


Abbildung 6.10: Ergebnisse der Emissionsmessung des RFG-Systems. Vergleich der Ergebnisse bei der Verwendung eines Koaxialkabels und eines Triaxialkabels.

Das Ergebnis zeigt, dass die Verwendung des Triaxialkabels generell zu einer Verringerung der Emission führt. Der Effekt ist im Bereich 3 MHz bis 100 MHz besonders gut sichtbar. Die Emissionswerte liegen jedoch auch bei Verwendung des Triaxialkabels in einem hohen

von der Quelle blockt. Dieses Filter sorgt im Umkehrschluss auch dafür, dass die Gleichtakt-Störungen des RFG nicht zu der Quelle gelangen. Der DC-Nutzstrom hingegen kann dieses Filter ungehindert passieren. Die beschriebenen Zusammenhänge sind noch einmal in Abb. 6.12(b) skizziert.

Die Ergebnisse der Messung mit dem CDN zeigt Abb. 6.13.

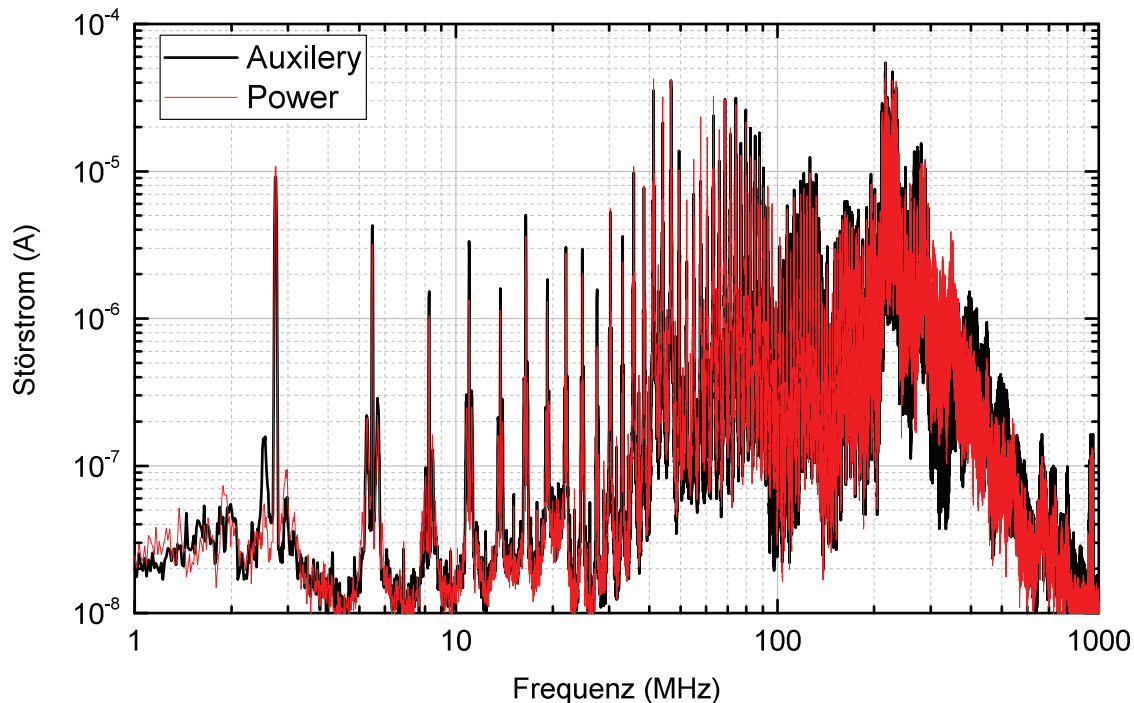


Abbildung 6.13: Leitungsgebundener (Gleichtakt-) Störstrom der RFG-Zuleitungen Hilfsspannung (Auxilery) und Leistungsquelle (Power), gemessen mit Coupling Decoupling Network (CDN).

Die Messung zeigt, dass auf den RFG-Zuleitungen Gleichtaktströme vorhanden sind, die alle Frequenzanteile beinhalten, die auch in der Emissionsmessung vorkommen (vgl. Abb. 6.10). Aufgrund der verwendeten Doppelleitungs-Topologie der Zuleitungskabel (ohne Schirmung) sind die Emissionswerte entsprechend hoch. Um diese Störungen zu minimieren, können bspw. geschirmte Kabel verwendet werden oder ein entsprechendes Filter direkt am RFG platziert werden. Um den Effekt eines Filters auf die Emission beispielhaft zu demonstrieren, wurden Klappferrite innerhalb der Anschlussbox (s. Abb. 6.8) verwendet. Das Ergebnis zeigt Abb. 6.14.

Die Wirkung der Klappferrite ist natürlich relativ schwach, eine Verringerung der Emission ist jedoch ersichtlich. Eine deutlich bessere Ergebnis ist durch den Einsatz anderer Filterelemente wie bspw. stromkompensierter Drosseln zu erwarten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein solches Filter jedoch nicht aufgebaut.

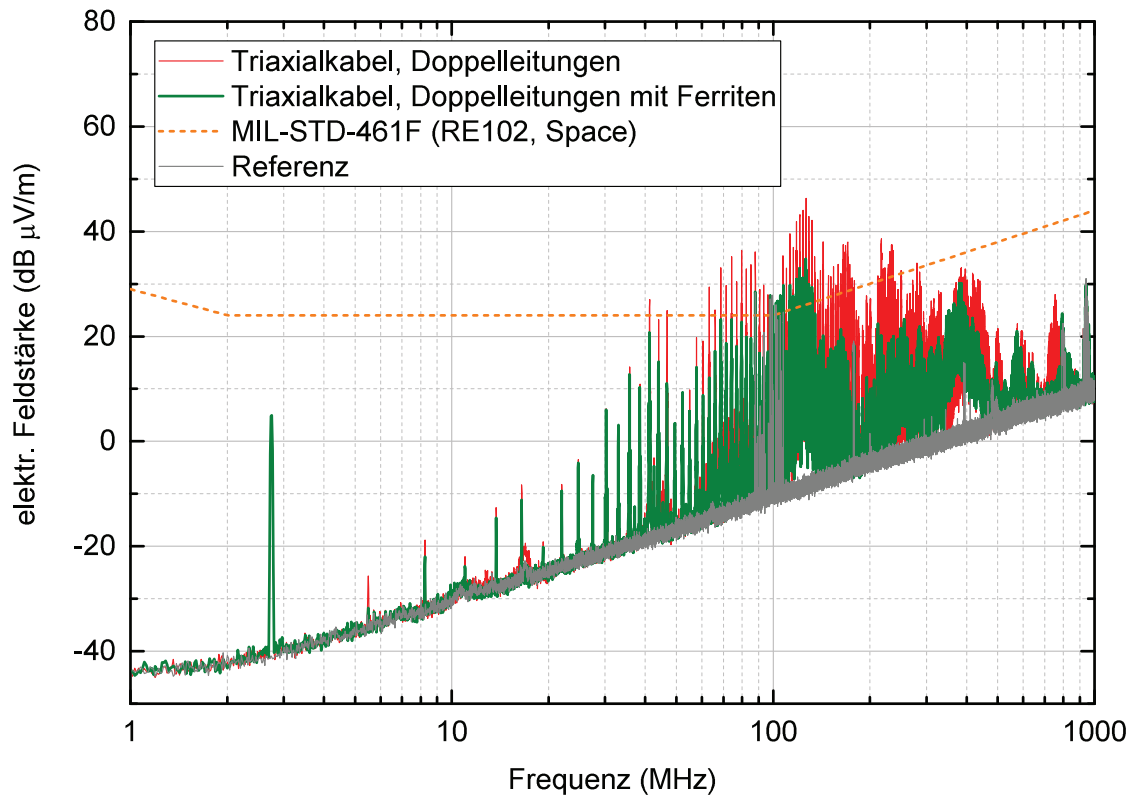


Abbildung 6.14: Ergebnisse der Emissionsmessung des RFG-Systems. Vergleich der Ergebnisse bei der Verwendung mit und ohne Ferrit-Filter in der Anschlussbox des RFG. Im RF-Zweig wurde das Triaxialkabel verwendet.

6.2.2 Analyse der Emission des RF-Kabels

Zur Messung der Emission der RF-Kabel wurde anstatt der GTEM-Zelle nun eine magnetische Feldsonde verwendet, die mittels einer Halterung bspw. über dem verwendeten Kabel in der Kabelaufnahme positioniert werden kann (s. Abb. 6.15). Diese Art der Emissionsmessung hat den Vorteil, dass die magnetische Feldstärke an einem bestimmten Punkt ermittelt werden kann. Durch die Verwendung einer Feldsonde kann somit der Einfluss einzelner Komponenten (wie bspw. des RF-Kabels) besser verdeutlicht werden. Hier unterscheidet sich die Messmethode von den Ergebnissen, die eine GTEM-Zelle liefert. Deren Ausgangsspannung wird durch die Emission aller Komponenten im System bestimmt. Der Nachteil der Feldsonde ist die Tatsache, dass die Messergebnisse nicht direkt für den Vergleich mit Grenzwerten herangezogen werden können, da eben nicht die Emission des gesamten Systems als elektrische Feldstärke, sondern die lokale magnetische Feldstärke gemessen wird.

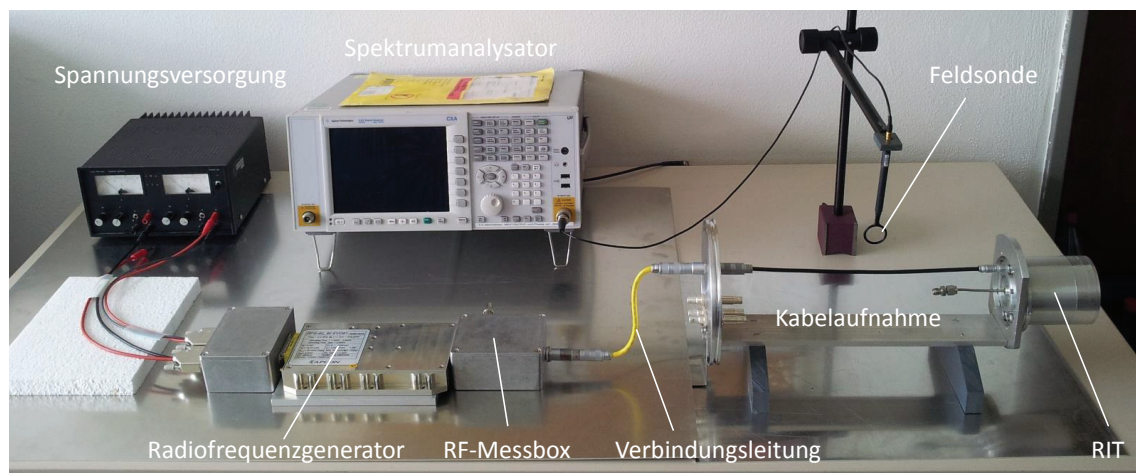


Abbildung 6.15: Aufbau zur Bestimmung der Kabelemission mittels einer magnetischen Feldsonde.

Neben der Feldsonde steht in dem verwendeten Messaufbau auch die RF-Messbox zur Verfügung. Deren Aufbau wurde in Abschnitt 5.1.2 beschrieben und enthält einen Stromsensor zur Messung des Gegentaktstromes und einen Sensor zur Messung des Gleichtaktstromes. Im Folgenden werden die Messergebnisse der beiden Stromsensoren und der Feldsonde dargestellt (s. Abb. 6.16). Die Feldsonde wird hierbei einmal 40 mm oberhalb und einmal 40 mm unterhalb des Kabels jeweils mittig zwischen Triebwerk und Flansch positioniert. Aus den Ergebnissen lässt sich entnehmen, dass die Signale der Feldsonde durch den Gleichtaktstrom generiert werden. Dies ist an der Charakteristik der Verläufe von Sonden signalen und Messergebnis der Gleichtaktströme ersichtlich. Zudem müssten die Amplituden der Signale der Feldsonde bei einem Gegentaktstrom durch das Kabel in beiden Messpositionen in etwa gleiche Werte annehmen, da das Magnetfeld um das Kabel symmetrisch abnehmen muss. Die Messergebnisse zeigen jedoch, dass die Amplituden der Sonden signale in Messposition B (–40 mm) größer sind. Geht man von einem Gleichtaktstrom aus, muss auch dieser zu seiner Quelle rückfließen (vorausgesetzt, es findet keine Wellenablösung statt). Als Pfad für den Gleichtakt-Rückstrom kommt in dem verwendeten Aufbau die Grundplatte der Kabelaufnahme in Frage. Es bildet sich also eine Stromschleife zwischen RF-Kabel, Triebwerk, Grundplatte der Kabelaufnahme sowie der Verbindung RFG, Triaxialkabel und Flansch. Innerhalb dieser Schleife ist die magnetische Feldstärke maximal, was mit den Messergebnissen der Sondenmessung übereinstimmt. Die geschilderten Zusammenhänge sind in Abb. 6.17 noch einmal schematisch dargestellt.

Für die Emission des RF-Kabels sind also zum einen die Höhe der Amplitude des Gleichtakt-

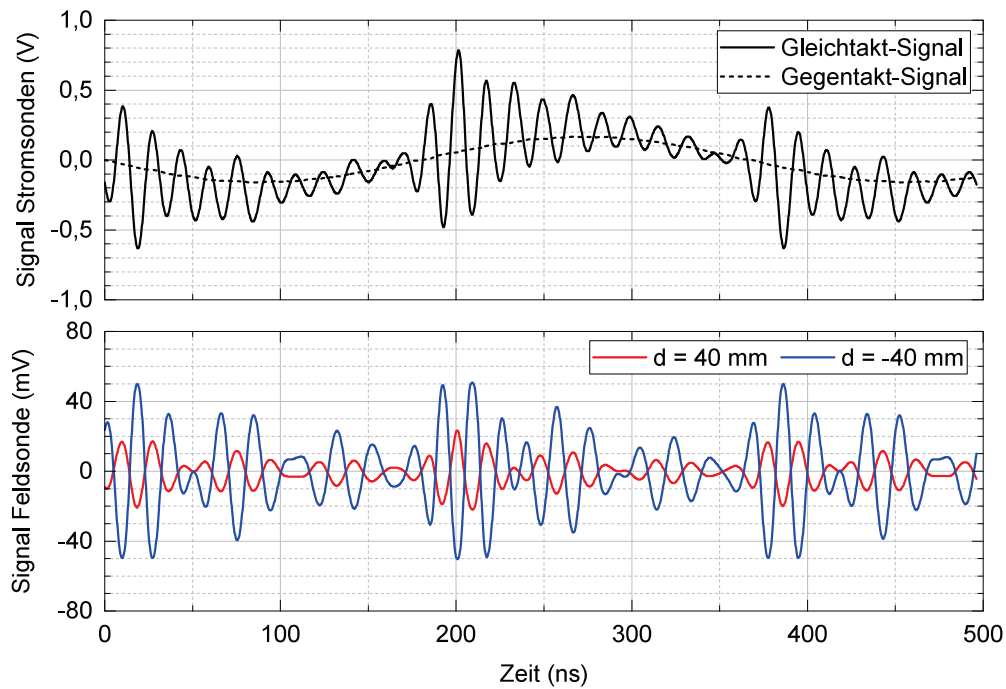


Abbildung 6.16: Ergebnisse der Messung mit der magn. Feldsonde an den Positionen A (40 mm oberhalb des RF-Kabels) und B (40 mm unterhalb des RF-Kabels) mit Vergleich zu den Signalen von Gleichtakt- & Gegentaktsensor.

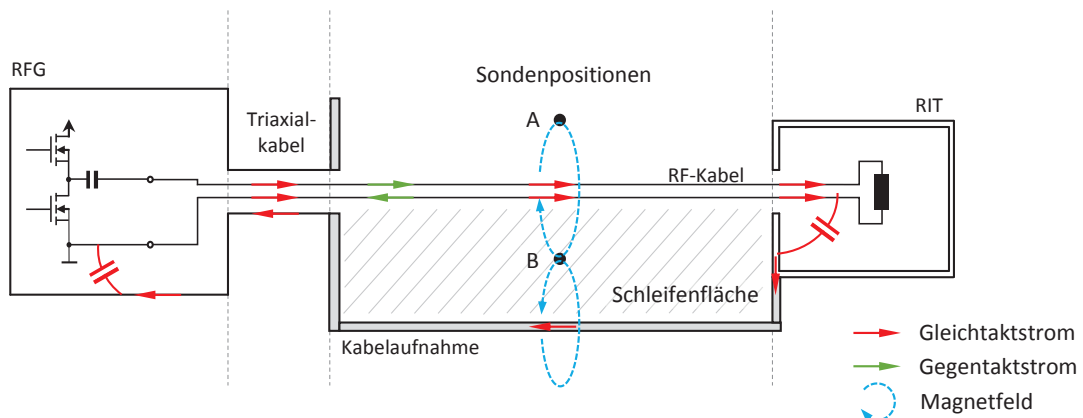


Abbildung 6.17: Weg des Gleichtaktstromes im Teilsystem Radiofrequenzgeneration. Es sind zudem die Positionen der Feldsonde und die durch den Gleichtaktstrom generierten Magnetfelder eingezeichnet.

stromes und zum anderen die aufgespannte Schleifenfläche zwischen RF-Kabel und Grundplatte verantwortlich. Der Gleichtaktstromkreis schließt sich innerhalb des Triebwerks über parasitäre Elemente zwischen RF-Spule und Triebwerksgehäuse und am RFG über parasitäre Kapazitäten zwischen RFG-Gehäuse und RFG-Platine. An dieser Stelle soll dazu auf das in Abschnitt 5.3 gezeigte Ersatzschaltbild (Abb. 5.27) verwiesen werden, welches im Rahmen der Analyse der internen Kopplung entwickelt wurde. Die dort eingezeichneten parasitären Kapazitäten $C_{\text{par}, C \rightarrow H}$ können als dominant für die interne Kopplung angesehen werden. Der Gleichtakt-Stromkreis würde sich darin über dem eingezeichneten Widerstand am RF_{CM} -Anschluss schließen. Bezogen auf den verwendeten Messaufbau wäre hier natürlich

kein $50\ \Omega$ -Widerstand vorhanden, sondern alle sich ergebenden parasitären Elemente der Kabelaufnahme, des Triaxialkabels und des RFG.

Durch eine weitere Messung mithilfe der Feldsonde kann nun auch der Einfluss des Triaxialkabels in der Kabelaufhängung auf die Emission gezeigt werden. Abb. 6.18 zeigt die Ergebnisse der Messung mit der Feldsonde jeweils in Messposition A (40 mm oberhalb des RF-Kabels).

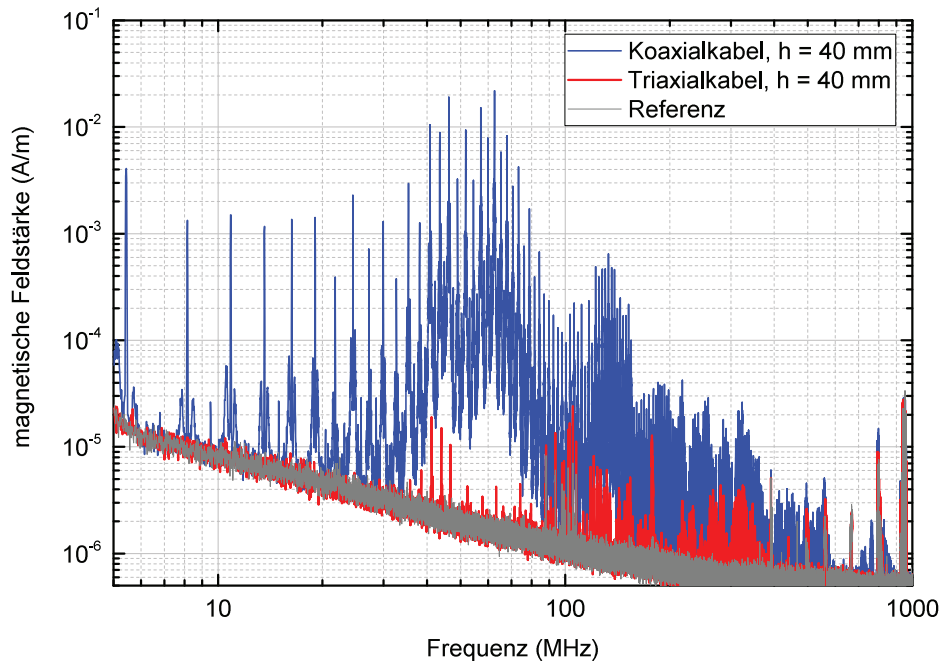


Abbildung 6.18: Emissionswerte der verwendeten Kabeltypen des RF-Zweiges. Gemessen mit Feldsonde.

Die Wirkung des zusätzlichen Schirmes des Triaxialkabels wird hier deutlich sichtbar. Bspw. wird die Emission im Frequenzbereich 40 MHz bis 50 MHz um den Faktor 1000 reduziert. Der Schirm schließt dabei jedoch nicht die gesamte Schleife (bestehend aus RF-Kabel und Grundplatte der Kabelaufhängung) ein, sondern nur das RF-Kabel. Mit dem zusätzlichem Schirm des Triaxialkabels, welcher letztendlich Triebwerksgehäuse und RFG-Gehäuse verbindet, wird dem Gleichtaktstrom ein niederimpedanterer Rückstromweg als die Grundplatte der Kabelaufhängung geboten. Der Gleichtaktstromkreis schließt sich also über den Schirm. Da der Rückstromweg über die Grundplatte der Kabelaufhängung jedoch nach wie vor vorhanden ist, wird auch hier ein geringer Teil des Gleichtaktstromes zurück zum RFG fließen. Dies ist ein Grund dafür, dass die Emission nicht gänzlich verschwindet.

6.3 Emission des Teilsystems Hochspannungsgeneration

In Abschnitt 5.4 wurde bereits gezeigt, dass durch die Hochspannungsnetzteile Gleichtaktströme generiert werden, die sich über die HV-Kabel, das Triebwerk und die Bodenplatte bzw. einen Kabelschirm schließen. Die entsprechenden Frequenzspektren der Ströme wurden in Abb. 5.33 gezeigt. Auch in diesem Teilsystem muss aufgrund der Gleichtaktströme mit Emission gerechnet werden. Die folgende Messung soll zeigen, mit welchen Emissionswerten gerechnet werden muss und welche Wirkung die Schirmung der Kabel entfalten kann. Dazu wird das Triebwerk und die HV-Messbox innerhalb der GTEM-Zelle positioniert (s. Abb. 6.19). Die Verbindung von HV-Messbox und Triebwerk kann mittels ungeschirmter oder geschirmter Kabel realisiert werden. Die Hochspannungsnetzteile befinden sich außerhalb der GTEM-Zelle, um eine Verfälschung der Messergebnisse zu vermeiden. Die Verbindung von Hochspannungsnetzteilen und HV-Messbox erfolgt über geschirmte Kabel.

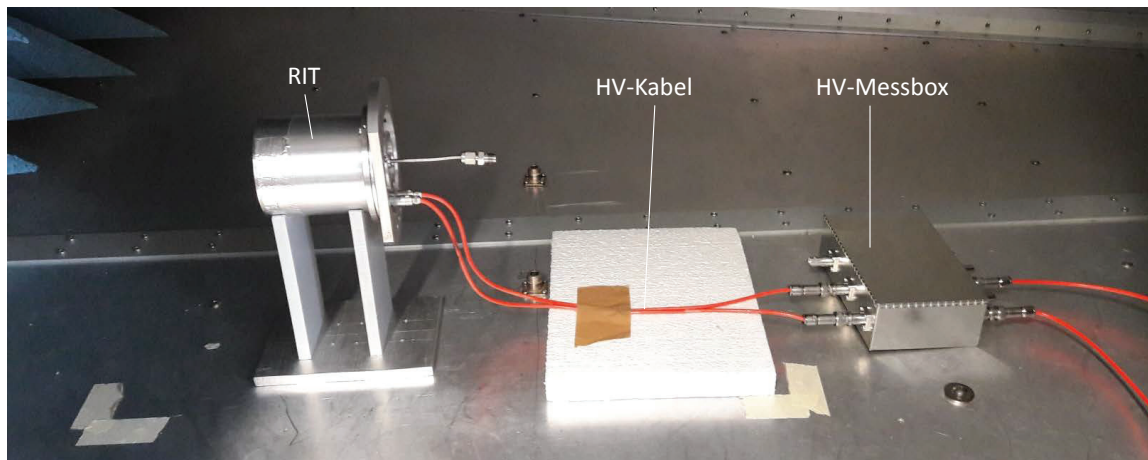


Abbildung 6.19: Messaufbau in der GTEM-Zelle zur Bestimmung der feldgebundenen Emission der HV-Kabel.

In Abb. 6.20 sind die Ergebnisse der Messung und der Vergleich von geschirmten und ungeschirmten Kabeln dargestellt. Als Bezugsgröße wird wieder die Grenzwertlinie der Norm "MIL-STD-461F" für Raumfahrssysteme verwendet.

Vergleicht man das Frequenzspektrum des Stromes aus Abb. 5.33, so ist erkennbar, dass alle Stromanteile zu Emission führen. Eine potentielle Grenzwertüberschreitung findet in diesem Fall bei ca. 105 MHz statt. Dieses Maximum ist Teil eines Frequenzbereiches mit erhöhten Emissionswerten (60 MHz bis 110 MHz). Dort ist eine Anhebung der Basislinie zu erkennen, was ein Anzeichen für resonante Kabelstrukturen ist. Im Vergleich dazu ist die Emission bei Verwendung eines Schirmes kaum mehr messbar. Lediglich im Bereich 1 MHz bis 2 MHz sind schwache Amplituden zu erkennen.

In beiden Messungen sind im Bereich 88 MHz bis 108 MHz sowie bei 178 MHz und 392 MHz einige diskrete Maxima zu erkennen. Diese sind auf Undichtigkeiten der GTEM-Zelle zurückzuführen und können Funksendern wie bspw. dem Rundfunk oder Polizeifunk zuzuordnen werden. Diese "Peaks" haben ihren Ursprung nicht im vermessenen System.

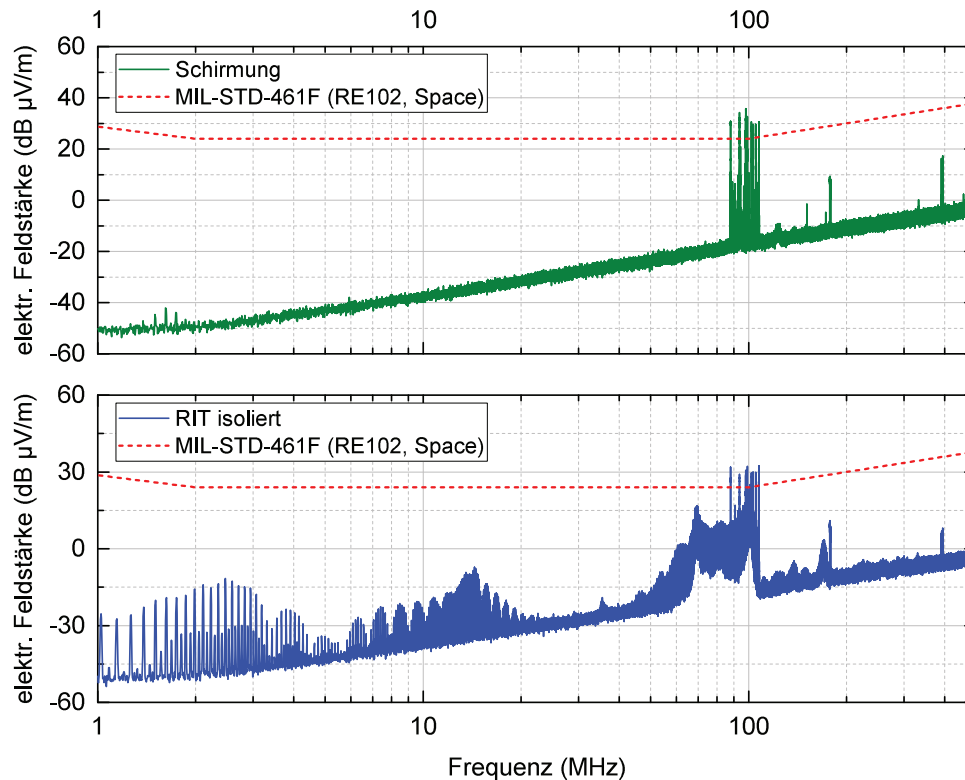


Abbildung 6.20: Ergebnisse der Emissionsmessung der HV-Kabel in der GTEM-Zelle.

6.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die feldgebundene Emission des Triebwerks und der Anschlusskabel untersucht. Zur Analyse der Emission des Triebwerks wurde das 3D-Simulationsmodell eingesetzt, wodurch eine Zuordnung der Emissionsmaxima zu Kabeln oder Triebwerk möglich war. Es wurde festgestellt, dass das Gittersystem des Triebwerks als Hauptursache der vom Triebwerk generierten Emission angesehen werden kann. Es wurde zudem gezeigt, dass die geometrischen Abmessungen des Gittersystems die Resonanzfrequenz – und damit die Emission – beeinflusst.

Mithilfe der Simulation konnte auch herausgestellt werden, dass die Emission vom Triebwerk allein als gering einzustufen ist. Mögliche Grenzwertüberschreitungen ergeben sich erst im Zusammenspiel mit den angeschlossenen Komponenten, wie RF-Kabel und RFG, die zu weiteren Resonanzen führen und als Antennen wirken.

Neben dem Triebwerk wurden auch die Teilsysteme “Radiofrequenzgeneration” und “Hochspannungsgeneration” untersucht. Es wurde festgestellt, dass durch Einsatz eines Triaxialkabels als Verbindung zwischen Radiofrequenzgenerator und Triebwerk die Emissionswerte stark reduziert werden können.

Ebenso zeigt der Einsatz von geschirmten Kabeln im Teilsystem “Hochspannungsgeneration” eine starke Reduktion der Emissionswerte.

Als weitere Quellen für feldgebundene Emissionen sind die Zuleitungskabel des Radiofrequenzgenerators identifiziert worden. Der RFG generiert hier hochfrequente Störungen, die über die Zuleitungskabel abgestrahlt werden. Es wurde gezeigt, dass die Emissionswerte durch Filter am Eingang des RFG zu dämpfen sind. Die Auslegung einer geeigneten Filterstruktur kann in folgenden Arbeiten vorgenommen werden.

7

Zusammenfassung und Diskussion

Ziel dieser Arbeit war es, ein Verständnis der EMV-Zusammenhänge in einem RIT-System zu entwickeln, um ein solches System bereits in der Design-Phase EMV-gerecht auslegen zu können. Dies verhindert die kosten- und zeitintensive Anpassung des Systems in einem fortgeschrittenen Stadium eines Projektes, die unvermeidbar wäre, um die notwendigen EMV-Prüfungen zu bestehen.

Der Fokus lag dabei auf den entsprechenden Themenstellungen im direkten Zusammenhang mit dem Triebwerk. Dazu musste zunächst der funktionale Zusammenhang aller Komponenten des Systems geklärt werden. Es wurde herausgestellt, dass die Regelung des Strahlstromes als kritischer Pfad innerhalb des RIT-Systems betrachtet werden kann. Im Zusammenhang mit dem Triebwerk stellte sich dabei die Frage, wie stark der Einfluss von Störströmen ist, die von dem Radiofrequenzgenerator über das Triebwerk auf die Messschaltung der Strahlstrommessung einkoppeln. Als weitere, wesentliche Problemstellung ist die feldgebundene Emission des Systems anzusehen, da diese die Funktion anderer Subsysteme des Satelliten beeinträchtigen kann. Da EMV-Probleme meist nur beim Zusammenwirken mehrerer Systemkomponenten auftreten, wurden neben dem Triebwerk auch der Radiofrequenzgenerator, die Hochspannungsnetzteile und deren Verbindungskabel zum Triebwerk in die Untersuchungen einbezogen.

Für die Analyse der genannten Themenstellungen wurden sowohl Messungen als auch Simulationen eingesetzt. Dies liegt vor allem darin begründet, dass die Durchführung von EMV-gerechten Messungen, aufgrund von Einflüssen des Vakuum-Teststandes, schwierig zu realisieren sind. Mithilfe der verwendeten Simulationen kann dieser Einfluss vermieden werden. Zudem bieten Simulationen die Möglichkeit, einen "Blick in das System" werfen zu können, was sehr hilfreich für das Verständnis der Vorgänge ist. Wie bereits erwähnt, treten EMV-Probleme meist nur im Zusammenspiel mehrerer Komponenten auf. Aus diesem Grund mussten alle in die Analyse einbezogenen Systemkomponenten auch in die Simulation einbezogen werden. Das erstellte Simulationsmodell unterteilt sich daher in eine Schaltungssimulation der Peripheriekomponenten und der Anschlusskabel und einer 3D-Simulation des Triebwerks.

Die Verifikation der Simulationsergebnisse bzgl. der Kopplung innerhalb des Triebwerks, wurde anhand von Messungen an einem Vakuum-Teststand durchgeführt. Dazu wurden entsprechende Stromwandler zur Analyse der fließenden Ströme konstruiert und aufge-

baut. Mithilfe der Simulationsmodelle wurde ein schaltungstechnisches Ersatzschaltbild der Koppelmechanismen innerhalb des Triebwerks erstellt, welches die Vorgänge qualitativ beschreibt. Dieses beruht auf der Definition verschiedener Potenziale, bzw. Potenzialdifferenzen an den Anschlüssen des Triebwerks, die sowohl durch die Anschlussbeschaltung als auch durch interne Parasitäten entstehen. Es wurde festgestellt, dass die Kopplung hauptsächlich kapazitiver Natur ist und zudem auf die Hochfrequenz-Potenzialdifferenz zwischen Plasma und Gehäuse zurückgeführt werden kann. Diese Potenzialdifferenz ist wiederum von der Frequenz und der Phase des RF-Stromes abhängig. Es wurde zudem festgestellt, dass durch die Anschlussbeschaltung an den Gitteranschlüssen Resonanzen entstehen, die zu hohen Störstromamplituden führen.

Für die messtechnische Untersuchung der feldgebundenen Emission wurden Messungen der Teilsysteme "Triebwerk", "Radiofrequenzgeneration" und "Hochspannungsgenerierung" in einer GTEM-Zelle durchgeführt. Dies jedoch mit der Einschränkung, dass aufgrund der nicht vorhandenen Hochvakuum-Bedingungen kein Plasma gezündet werden konnte. Die gewonnenen Erkenntnisse lassen sich dennoch auf den Betrieb des Triebwerks mit Plasma übertragen, da vor allem der Aufbau des jeweiligen Systems für die Emission verantwortlich ist und nicht das Plasma selbst.

Da die messtechnische Untersuchung aufgrund des dominierenden Einflusses der Kabel schwierig war, wurde das 3D-Simulationsmodell verwendet, um den Beitrag des Triebwerks zur gesamten Emission bewerten zu können. Es wurde festgestellt, dass das Gittersystem des Triebwerks bei bestimmten Frequenzen ein resonantes System bildet, welches vergleichbar mit einer Antenne ist und zu Abstrahlung führt. Zudem konnte gezeigt werden, dass die geometrischen Abmessungen des Gittersystems diese Resonanzfrequenzen beeinflussen.

Durch die messtechnische Untersuchung des Teilsystems "Radiofrequenzgenerierung" konnten Gleichtaktströme als Hauptursache für Emission ermittelt werden. Diese ergeben sich im Triebwerk durch die kapazitive Kopplung zwischen Induktionsspule und Triebwerksgehäuse. Um den Gleichtaktstromkreis zu schließen, fließen diese Ströme bspw. über die elektrisch leitfähigen Strukturen im Versuchsaufbau zurück zum Radiofrequenzgenerator. Die dabei aufgespannte Fläche und die Höhe der Stromamplituden sind entscheidend für die Höhe der Emissionswerte. Der Einsatz eines zusätzlichen Schirmes (mittels Triaxialkabeln) zeigte hier eine deutliche Reduktion der Emissionswerte.

Mithilfe der durchgeführten Messungen konnte zudem gezeigt werden, dass der Radiofrequenzgenerator auch eingangsseitig Störströme generiert. Diese können über die angeschlossenen Zuleitungskabel erheblich zur Emission beitragen.

Die Untersuchung des Teilsystems "Hochspannungsgeneration" bzgl. dessen Emissionspotenzials zeigte zwar geringere Emissionspegel als die des Teilsystems "Radiofrequenzgenerierung", jedoch ist auch hier mit Emission durch Gleichtaktströme zu rechnen.

Das Ziel dieser Arbeit, ein Verständnis für die Mechanismen bezogen auf die Kopplung im Triebwerk und die Emission zu erlangen, wurde erreicht. Die Verwendung der Simulationsmodelle erwies sich hierzu als ausgesprochen hilfreich, da so die separate Betrachtung einzelner Komponenten möglich war. Die genaue Vorhersage von Emissionswerten ist mit den bisher verwendeten Simulationsmodellen jedoch nicht möglich. Hierzu müssen weitere Details zum internen Aufbau der Peripheriegeräte bekannt sein.

Die messtechnische Verifikation wird durch den Aufbau des Teststandes erheblich erschwert. Um gerade im hochfrequenten Bereich exaktere Messergebnisse zu erhalten, müssen EMV-gerechte Messbedingungen geschaffen werden. Dies ist jedoch nur mit hohem Aufwand zu erreichen, da solche Messbedingungen nicht durch einfache Modifikation bisheriger Teststände zu erreichen sind. Vielmehr müsste ein entsprechender Teststand konzipiert und aufgebaut werden. Vergleichbare Einrichtungen sind bspw. am "Jet Propulsion Laboratory"

des California Institute of Technology in den USA zu finden.

Empfehlungen zur EMV-gerechten Auslegung zukünftiger RIT-Systeme

Anhand der gewonnenen Erkenntnisse können nun auch Aussagen zur EMV-technischen Optimierung eines RIT-Systems gemacht werden. Grundlage dieser Optimierungen ist die Tatsache, dass die rein funktionalen Aspekte weiter im Vordergrund stehen. Beispielsweise ist eine konstruktive Änderung des Triebwerks nicht sinnvoll, wenn dadurch dessen Leistungsdaten negativ beeinflusst werden. Die Optimierungen zielen daher auf EMV-Optimierung unter Beibehaltung der funktionalen Aspekte ab.

Der Radiofrequenzgenerator kann als eine wesentliche Störquelle aus Sicht der EMV aufgefasst werden. Dieser verursacht Störströme, welche über das Triebwerk in die Strommessung einkoppeln und zudem hohe Emissionswerte verursachen können. Der RFG muss aufgrund thermischer Aspekte auf minimale Verlustleistung und maximale Leistungseinkopplung in das Plasma zugeschnitten sein. Dies schließt die Verwendung einer Filterbeschaltung im Lastkreis des Generators nahezu aus. Um dennoch die Emissionswerte zu begrenzen, sollte ein Kabel verwendet werden, welches neben den stromführenden Leitern eine zusätzliche Schirmung bietet. Die Messergebnisse in dieser Arbeit zeigen durch diese Maßnahme eine deutliche Reduktion der Emissionswerte. Entscheidend ist hierbei, dass die Schirmung impedanzarm mit den Gehäusen des Triebwerks und der Power Supply and Control Unit verbunden ist. Hier empfiehlt sich der Einsatz qualitativ hochwertiger Steckverbinder. Zudem sollte die Schirmung eine geringe Transferimpedanz aufweisen.

Für die vom Radiofrequenzgenerator eingangsseitig generierten Gleichtaktstörungen muss ebenfalls ein entsprechendes Filter aufgebaut werden.

Die Kopplung des RF-Stromes auf den Lastkreis der Hochspannungsnetzteile und damit auf die Strahlstrommessung ist u.a. von der Konstruktion des Triebwerks abhängig. Da die Konstruktion aufgrund der angesprochenen Priorität funktionaler Aspekte nicht geändert werden soll und eine Filterbeschaltung im RF-Lastkreis ausgeschlossen wird, muss ein Filter zwischen Triebwerk und Strommessung platziert werden. Dieses Filter muss so ausgelegt sein, dass es Gleichströme passieren lässt – um die Messung des Strahlstromes weiterhin zu gewährleisten – jedoch die vom Radiofrequenzgenerator generierten Störströme filtert. Ein solcher Filter wurde bspw. in Abschnitt 4.3.4 beschrieben. Dieses Filter sollte dann direkt am Triebwerk platziert werden, um die Anschlusskabel zwischen Hochspannungsnetzteilen und Triebwerk als Antennenstruktur auszuschließen.

Die durch die Gleichtaktströme der Hochspannungsnetzteile generierten Emissionen können ebenfalls durch die Verwendung ausreichend geschirmter Kabel unterbunden werden, wie in den Messungen gezeigt wurde. Alternativ kann auch ein entsprechendes Filter am Ausgang der Netzteile verwendet werden. Dessen Wirkung im Vergleich zur Schirmung der Kabel muss noch untersucht werden. Die Verwendung eines Schirmes verhindert jedoch auch die Einkopplung von Störsignalen anderer Satellitensysteme auf die Strommessung und sollte daher bevorzugt verwendet werden.

Durch die genannten Maßnahmen ist eine deutliche Verbesserung der EMV-Eigenschaften zu erwarten. Deren Wirkung gilt es durch entsprechende Testaufbauten zu bestätigen.

Literatur

- [1] CST Computer Simulation Technology: *CST Studio Suite 2016 - help documentation*
- [2] CST Computer Simulation Technology: <http://www.cst.com>
- [3] DIN EN 61000-4-20 (VDE 0847-4-20):2011-7. Juli 2011. – Messung der Störaussendung und Störfestigkeit in transversal-elektromagnetischen (TEM-)Wellenleitern
- [4] European Cooperation for Space Standardization (ECSS): <http://www.ecss.nl/>. Dez 2014
- [5] I. Physikalische Institut der JLU-Gießen, AG RITSAT: *Die Giessener Radiofrequenz Ionen Triebwerke (RITs)*. Jan 2015. – <http://meyweb.physik.uni-giessen.de/EP-Antrieb/ionhome.html>
- [6] Fa. Apcon GmbH: <http://www.apcon.aero/>. Okt 2015
- [7] Linear Technology Corporation: *LTspice IV - Programmhandbuch*. V 4.23h. September 2015
- [8] ADOLF J. SCHWAB, Wolfgang K.: *Elektromagnetische Verträglichkeit*. 5. Aufl. Springer Berlin Heidelberg New York, 2007. – ISBN 978-3-540-42004-0
- [9] ALBACH, Manfred: *Grundlagen der Elektrotechnik 2*. 1. Aufl. Pearson Studium, 2005. – ISBN 978-3-8273-7108-9
- [10] BELLONI, F. ; GROSSI, R. ; MARANESI, P.G. ; RIVA, M.: HV Driver for Ion Thrusters. In: *European Conference on Power Electronics and Applications* 9 pp. - P.9 (2005), September
- [11] BENNER, Peter ; GUGERCIN, Serkan ; WILLCOX, Karen: *A Survey of Model Reduction Methods for Parametric Systems*. MPIMD/13-14. Max Planck Institute Magdeburg -Preprints, 2013. – www.mpi-magdeburg.mpg.de/preprints
- [12] CHABERT, Pascal ; BRAITHWAITE, Nicholas: *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. 1. Aufl. Cambridge University Press, 2011. – ISBN 978-0-521-76300-4
- [13] CLEMENS, M.: Discrete Elektromagnetism with the Finite Integration Technique. In: *Progress In Electromagnetics Research PIER* 32 (2001), S. 65–87
- [14] DEPARTMENT OF DEFENSE (Hrsg.): *MIL-STD-461F - Requirements for the Control of Electromagnetic Interference Characteristics of Subsystems and Equipment*. Department of Defense, Dez 2007. – <http://www.dtbtest.com/PDFs/MIL-STD-461F.pdf>
- [15] DiCARA, D. ; STRANDMOE, S. ; PEREZ, J. A. R. ; STAGNARO, L. ; LEITER, H. ; KILLINGER, R. ; FEILI, D. ; LOTZ, B. ; POLLI, A. ; CERUTI, L.: RIT MicroPropulsion System on Lisa Pathfinder. In: *32th International Electric Propulsion Conference IEPC-2011-325* (2011), September

- [16] DRUDE, Paul: Zur Elektronentheorie der Metalle. In: *Annalen der Physik* Band 306, Nr. 3 (1900), S. 566–613. – doi:10.1002/andp.19003060312
- [17] FRANZ, Joachim: *EMV - Störsicherer Aufbau elektronischer Schaltungen*. 3. Aufl. Vieweg und Teubner Verlag, 2008. – ISBN 978–3–8351–0236–1
- [18] GOEBEL, Dan M. ; KATZ, Ira: *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters*. 1. Aufl. Wiley, 2008. – ISBN 978–0–4704–2927–3
- [19] GOLLOR, Matthias: Grounding Aspects of Power Processing Units for Electric Propulsion onboard Spacecrafts. In: *10th International Energy Conversion Engineering Conference AIAA 2012-4219* (2012), July
- [20] GROH, Klaus: *Entwicklung eines Plasmabrückenneutralisators für Hochfrequenz-Ionentriebwerke unter Berücksichtigung der physikalischen Phänomäne einer Gasentladungs-Elektronenquelle*, Universität Gießen, Diss., 1973
- [21] GUDMUNDSSON, J.T. ; LIEBERMANN, M.A.: Magnetic induction and plasma impedance in a cylindrical inductive discharge. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 6 (1997), S. 540–550
- [22] HANSEN, Jan: Hebel und Randbedingungen der EMV in der Leistungselektronik. In: *Internationale Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit 1* (2016), März, S. 547–554
- [23] HAYASHI, M.: *Cross-section database..* – Abgerufen am: 22. Okt. 2016
- [24] HENKE, Heino: *Elektromagnetische Felder - Theorie und Anwendung*. 3. Aufl. Springer Berlin Heidelberg New York, 2007. – ISBN 978–3–540–71004–2
- [25] HEUERMANN, Holger: *Hochfrequenztechnik*. 2. Aufl. Vieweg + Teubner Verlag, 2009. – ISBN 978–3–8348–0769–4
- [26] KARK, Klaus W.: *Antennen und Strahlungsfelder*. 4. Aufl. Vieweg + Teubner Verlag, 2011. – ISBN 978–3–8348–1495–1
- [27] KLAUS EICHIN, Günter S.: *Signaldarstellung*. Jan 2015. – <http://www.lntwww.de>
- [28] KOCH, N. ; HARMANN, H.-P. ; KORNFELD, G.: Status of the THALES Tungsten/Osmium Mixed-Metal Hollow Cathode Neutralizer Development. In: *30th International Electric Propulsion Conference* (2007), September
- [29] KOST, Arnulf: *Numerische Methoden in der Berechnung elektromagnetischer Felder*. 1. Aufl. Springer Verlag, 1994. – ISBN 978–3–642–57910–3
- [30] LEITER, H. ; KILLINGER, R. u. a.: RIT-uX - The New Modular High Precision Micro Ion Propulsion System. In: *30th International Electric Propulsion Conference IEPC-2007-209* (2007), September
- [31] LIEBERMANN, M. A. ; LICHTENBERG, A. J.: *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. 2. Aufl. Wiley-Interscience, 2005. – ISBN 978–0–471–72001–0
- [32] LOEB, H.W. ; SCHATNER, K.-H. ; MEYER, B.K. ; FEILI, D. ; WEIS, St. ; KIRMSE, D.: Forty Years of Giessen EP-Activities and the Recent RIT-Microthruster Development. In: *29th International Electric Propulsion Conference* (2005), Oktober
- [33] MÜLLER, H. ; KUKIES, R. ; BASSNER, H.: EMC Tests on the RITA Ion Propulsion Assembly for the ARTEMIS Satellite. In: *AIAA/SAE/ASME/ASEE 28th Joint Propulsion Conference and Exhibition AIAA 92-3208* (1992), July

- [34] PAUL, Clayton R.: *Analysis of Linear Circuits*. McGraw-Hill, 1989. – ISBN 978–0071002639
- [35] PAUL, Clayton R.: *Introduction to Electromagnetic Compatibility*. 1. Aufl. John Wiley & Sons, Inc., 1992. – ISBN 0–471–54927–4
- [36] POZAR, David M.: *Microwave Engineering*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1990. – ISBN 0–201–50418–9
- [37] R. B. PIEJAK, V. A. G. ; ALEXANDROVICH, B. M.: A Simple Analysis Of an Inductive RF Discharge. In: *Plasma Sources Sci. Technology* 1, 179 (1992)
- [38] RENAULT, H. ; SILVI, M. ; BOHNHOFF, K. ; GRAY, H.: Electric Propulsion on ARTEMIS: A Development Status. In: *Second European Spacecraft Propulsion Conference Proceedings* p.115 (1997), May
- [39] ROBERTS, Steve: *DC/DC Book of Knowledge*. 1. Aufl. RECOM Engineering GmbH & Co KG, 2014
- [40] SIMON, J. ; PROBST, U. ; KLAR, P. J.: Development of a Radio-Frequency Generator for RF Ion Thrusters. In: *34th International Electric Propulsion Conference IEPC-2015-289 / ISTS-2015-b-289* (2015), July
- [41] STOTZ, Dieter: *Elektromagnetische Verträglichkeit in der Praxis*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013. – ISBN 978–3–642–34344–5
- [42] THÜRINGER, Rainer: Skript zur Vorlesung Elektromagnetische Verträglichkeit. (2016), Wintersemester
- [43] VOLKMAR, C. ; RICKLEFS, U.: Implementation and verification of a hybrid performance and impedance model of gridded radio-frequency ion thrusters. In: *The European Physical Journal D* 69: 227 (2015)
- [44] VOLKMAR, Chris: *Selbstkonsistente numerische 1D/3D Hybridmodellierung von Radiofrequenz-Ionentriebwerken*, Universität Gießen, Diss., 2015
- [45] WEILAND, Thomas: A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields. In: *Electronics and Communication* Vol. 31 (1977), S. 116–120
- [46] WILFRIED LEY, Willi H. Klaus Wittmann W. Klaus Wittmann: *Handbook of Space Technology*. John Wiley and Sons, Ltd, 2009. – ISBN 978–0–470–69739–9
- [47] WILSON, P.: On correlating TEM cell and OATS emission measurements. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* Bd. 37, Nr.1 (1995), Feb., S. 1–16
- [48] WINTRICH, Arendt ; NICOLAI, Ulrich ; TURSKY, Werner ; REIMANN, Tobias: *Applikationshandbuch Leistungshalbleiter*. 2. Aufl. ILSE Verlag, 2015. – ISBN 978–3–938843–85–7
- [49] ZIEGLER, Silvio u. a.: Current Sensing Techniques: A Review. In: *IEEE Sensors Journal* Vol.9, No.4 (2009), April, S. 354–376

Abbildungen

2.1	Darstellung der prinzipiellen EMV-Zusammenhänge.	6
2.2	Schematische Darstellung der Stromkreise für Gegentakt- und Gleichtaktströme.	7
2.3	Anordnung zweier parallel verlaufender Leiter zum Vergleich der Emission von Gegentakt- und Gleichtaktströmen.	8
2.4	Darstellung eines Rechteckpulses mit einem Tastgrad von $D = 0,5$	10
2.5	Darstellung eines Rechteckpulses mit einem Tastgrad von $D = 0,2$	11
2.6	Darstellung eines Trapezpulses mit einem Tastgrad von $D = 0,5$	12
2.7	Schematische Darstellung der GTEM-Zelle.	13
2.8	Anordnung der Dipole zur Korrelation in einer GTEM-Zelle.	13
2.9	Schematischer Aufbau einer Rogowskispule.	14
2.10	Schematischer Aufbau eines Stromwandlers.	15
2.11	Ersatzschaltbild der Transformation von Plasmawiderstand und Plasmainduktivität.	19
2.12	Ohmscher Widerstand und Induktivität eines RIM4.	21
2.13	Veranschaulichung der Berechnungsgitter mit der Finiten-Integrale-Theorie.	23
2.14	Schematische Darstellung eines Vierpols mit der Impedanzmatrix \mathbf{Z}	25
2.15	Schematische Darstellung eines Zweitores mit Streumatrix \mathbf{S}	25
3.1	Schematische Darstellung der Funktionsweise eines RIT im Schnittbild.	28
3.2	Schematische Darstellung des Gittersystems eines RIT.	29
3.3	Schematische Darstellung des Systems "Radiofrequenz-Ionenantrieb".	31
3.4	Schematischer Aufbau einer Hohlkathode.	32
3.5	Schematischer Aufbau des Radiofrequenzgenerators (RFG) als Schwingkreis-Wechselrichter in Unipolarer Halbbrückenkonfiguration.	33
3.6	Verläufe der Reaktanzen, der Impedanz und des Stromes in einem Serienschwingkreis.	34
3.7	Darstellung der Güte in einem Serienschwingkreis.	35
3.8	Darstellung der Regelschleife des Strahlstromes.	36
3.9	Schematische Darstellung der EMV-relevanten Themenstellungen im Bezug auf das RIT-System.	37
3.10	Schematische Darstellung der Themenstellungen.	39
4.1	Schematische Darstellung der einzelnen Simulationsmodelle und deren Verkopplung.	42
4.2	Modell des verwendeten Triebwerks vom Typ RIM4.	43
4.3	Schematische Darstellung der Simulationsmethode im 3D-Simulationsmodell.	44
4.4	Gegenüberstellung des Gaußimpulses im Zeit- und Frequenzbereich.	45
4.5	Verlauf der komplexen Plasmapermittivität über der Frequenz.	46

4.6	Modell des Plasmas als Materialzylinder mit der es umgebenden Induktionsspule des RIM4.	46
4.7	Verläufe der elektrischen und magnetischen Feldstärke im 3D-Simulationsmodell in der xy-Ebene und in der Mitte des Plasmamaterials.	47
4.8	Verlauf der elektrischen Feldstärke im Bereich der Induktionsspule in der xz-Ebene.	48
4.9	Darstellung der Leistungsdichte in dem verwendeten Plasmamodell als Schnittbild in der xy-Ebene.	49
4.10	Bezeichnung der Triebwerksimpedanzen.	50
4.11	(a) Messaufbau zur Impedanzmessung am RIM4. (b) Messergebnisse der Kombination aus Triebwerksimpedanzen und Kabelimpedanzen.	50
4.12	Vergleich von Messung und Simulation der Eingangsimpedanzen des RIM4.	51
4.13	Ersatzschaltbilder der Eingangsimpedanzen des RIM4.	52
4.14	Darstellung der "Model Order Reduction" (MOR)	53
4.15	Vergleich der Impedanzen von 3D-Simulationsblock und Ersatzschaltbildern.	54
4.16	Visualisierung des Prinzips der Fernfeldberechnung durch die Verwendung äquivalenter Quellen.	56
4.17	Verwendetes Simulationsmodell des Radiofrequenzgenerators.	57
4.18	Darstellung der Leitzustände in der RFG-Halbbrücke.	58
4.19	Verläufe der RFG-Simulation im Zeitbereich.	60
4.20	Verläufe RFG-Simulation im Frequenzbereich.	61
4.21	Ersatzschaltbild eines Leitungsstückes Δl mit dessen Leitungsbelägen.	62
4.22	Geometrie der verwendeten Kabeltypen.	63
4.23	Verlauf des Widerstandsbelages verschiedener Kabeltypen.	63
4.24	Verwendetes Ersatzschaltbild der RF-Messbox.	65
4.25	Schaltung und Verbindung von Hochspannungsnetzteilen und HF-Filtern.	66
5.1	Schematischer Aufbau des verwendeten Teststandes.	68
5.2	Mechanischer Aufbau der "RF-Messbox".	70
5.3	Mechanischer Aufbau des Gleichtakt-Stromwandlers in der RF-Messbox.	70
5.4	Schematischer Aufbau der Kalibriermessungen der RF-Messbox.	71
5.5	Schematische Darstellung der Steckerbelegung für die Erzeugung der Referenzströme bei der Kalibriermessung.	72
5.6	Aufbau zur Kalibriermessung des Gleichtakt-Stromwandlers in der RF-Messbox.	72
5.7	Ergebnis der Kalibriermessung des Gegentakt-Stromwandlers der RF-Messbox.	73
5.8	Ergebnis der Kalibriermessung des Gleichtakt-Stromwandlers der RF-Messbox.	74
5.9	Aufbau der HV-Stromwandler (ohne Deckel).	75
5.10	Aufbau zur Kalibriermessung der HV-Stromwandler.	75
5.11	Ergebnis der Kalibriermessung des Stromwandlers bei einem Referenzstrom von 1 mA.	76
5.12	Messung des RF-Ausgangsstromes des Radiofrequenzgenerators mit und ohne Plasma im Zeitbereich.	78
5.13	Messung des RF-Ausgangsstromes des Radiofrequenzgenerators in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich.	79
5.14	Simulationsmodell RFG-Lastkreis.	80
5.15	Vergleich des RF-Stromverlaufes von Messung und Simulation im Frequenzbereich.	80
5.16	Simulationsmodell RFG-Lastkreis.	82
5.17	Simulierte Ströme bei verschiedenen Komponentenblöcken im Niederfrequenz-Ersatzschaltbild.	82
5.18	Simulierte Ströme unter Verwendung verschiedener Komponentenblöcke im Niederfrequenz-Ersatzschaltbild.	83

5.19	Messung der Gitterströme in verschiedenen Betriebsmodi im Zeitbereich. . .	84
5.20	Messung des PHV-Stromes in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich.	85
5.21	Messung des NHV-Stromes in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich.	86
5.22	Messung des GND-Stromes in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich.	87
5.23	Darstellung der messtechnisch ermittelten Kopplungsfaktoren.	89
5.24	Darstellung der Kopplungsfaktoren aus der 3D-Simulation.	90
5.25	Vergleich der Kopplungsfaktoren aus Messung und Schaltungssimulation. .	91
5.26	Anschlussbeschaltung und Potenzialdefinitionen zur Ermittlung des Koppel- verhaltens im RIT4.	92
5.27	Ersatzschaltbild der Zusammenhänge aus Abb. 5.26.	93
5.28	Verläufe des elektrischen Feldes im nicht-quasistationären Frequenzbereich bei 55 MHz und 110 MHz.	94
5.29	Modifizierte Geometrie des RIT4 zur Analyse der internen Kopplung.	95
5.30	Aufbau zur Messung der Ströme im HighVoltage-System.	95
5.31	Vergleich der Messergebnisse verschiedener Sensoren.	96
5.32	Ausgangssignale des NHV-Sensors bei verschiedenen Verbindungen von Trieb- werksgehäuse zur Massefläche.	97
5.33	Frequenzspektrum des Signales am NHV-Sensor bei isoliertem Triebwerk und Verwendung eines Kabelschirmes.	98
5.34	Schematische Darstellung des Gleichtaktstromes im HV-Lastkreis.	99
6.1	Vergleich von Messmethode und Simulationsmethode zur Ermittlung der Emissionscharakteristik.	102
6.2	Vergleich der Ergebnisse von Messung und Simulation der Emission des RIT4.	103
6.3	Veranschaulichung der elektrischen Feldstärken im Bereich des Gittersystems bei verschiedenen Frequenzen.	104
6.4	Skalierung des Triebwerks zur Veranschaulichung des Einflusses der Gitter- größe auf die Emission.	105
6.5	Simulierte Emissionswerte zur Veranschaulichung des Einflusses der Gitter- größe auf die Emission.	105
6.6	Verknüpfung von Schaltungssimulation und 3D-Simulation.	106
6.7	Simulatorisch ermittelte Emissionswerte des RIT4.	107
6.8	Messaufbau zur Bestimmung der Emission des RFG-Systems in der GTEM-Zelle.	108
6.9	Verwendete Kabeltypen für die Emissionsmessung des RF-Zweiges.	109
6.10	Ergebnisse der Emissionsmessung des RFG-Systems. Vergleich der Ergebnisse bei der Verwendung eines Koaxialkabels und eines Triaxialkabels.	109
6.11	Messaufbau zur Bestimmung der leitungsgebundenen (Gleichtakt-) Störströ- men auf den RFG-Zuleitungen.	110
6.12	Coupling- / Decoupling Network (CDN) zur Messung der Gleichtaktströme.	110
6.13	Leitungsgebundener (Gleichtakt-) Störstrom der RFG-Zuleitungen.	111
6.14	Ergebnisse der Emissionsmessung des RFG-Systems.	112
6.15	Aufbau zur Bestimmung der Kabelemission mittels einer magnetischen Feld- sonde.	113
6.16	Ergebnisse der Messung mit der magn. Feldsonde an den Positionen A und B.	114
6.17	Weg des Gleichtaktstromes im Teilsystem Radiofrequenzgeneration.	114
6.18	Emissionswerte der verwendeten Kabeltypen des RF-Zweiges. Gemessen mit Feldsonde.	115
6.19	Messaufbau in der GTEM-Zelle zur Bestimmung der feldgebundenen Emission der HV-Kabel.	116
6.20	Ergebnisse der Emissionsmessung der HV-Kabel in der GTEM-Zelle.	117
A.1	Messung des RF-Stromes in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich.	II

- A.2 Messung des PHV-Stromes in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich. III
- A.3 Messung des NHV-Stromes in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich. IV
- A.4 Messung des GND-Stromes in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich. V

Danksagung

Ich möchte mich ganz herzlich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Peter J. Klar für die Unterstützung während dieser Arbeit bedanken. Er hat mich stets dazu motiviert den eingeschlagenen Weg weiterzugehen, auch wenn mir dieser zeitweise recht steinig vorkam.

Meinen ganz besonderen Dank möchte ich Prof. Dr. Rainer Thüringer aussprechen, der es durch seine engagierte und enthusiastische Art bereits während des Studiums geschafft hat mich für die EMV zu begeistern. Er hat mich dazu bewegt die Herausforderungen einer Promotion anzunehmen und stand mir in dieser Zeit stets mit Rat und Tat zur Seite. Sein disziplinübergreifendes Wissen und die Fähigkeit Dinge auf einfache Art zu veranschaulichen haben mir wesentliche Zusammenhänge verdeutlicht und mich sowohl fachlich als auch persönlich vorangebracht. Unsere Zusammenarbeit war stets durch ein freundschaftliches Verhältnis geprägt, welches die Durchführung der Forschungsarbeit und diverser gemeinsamer Lehrveranstaltungen äußerst angenehm gemacht hat.

Des Weiteren möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe recht herzlich bedanken. Zu nennen sind hier vor allem Niklas Wolf, Chris Volkmar und Jens Simon mit denen ich alle Höhen und Tiefen einer Promotion durchlebt habe. Ebenfalls möchte ich Prof. Dr. Uwe Probst und Prof. Dr. Ubbo Ricklefs für die vielen organisatorischen Dinge danken, welche die Entwicklung der Arbeitsgruppe entscheidend vorangetrieben haben.

Auf privater Seite möchte ich vor allem meiner Frau Jessica den größtmöglichen Dank aussprechen. Sie hat es immer geschafft aufmunternde Worte zu finden, mir den Rücken freizuhalten und mich immer wieder in der Fortführung dieser Arbeit zu bestärken. Auch meinen Eltern möchte ich sehr herzlich für jede Unterstützung in den letzten Jahren danken.

Eidesstattliche Erklärung

„Ich erkläre: Ich habe die vorgelegte Dissertation selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt, die ich in der Dissertation angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben, die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht. Ich stimme einer evtl. Überprüfung meiner Dissertation durch eine Antiplagiat-Software zu. Bei den von mir durchgeführten und in der Dissertation erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der „Satzung der Justus-Liebig-Universität Gießen zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis“ niedergelegt sind, eingehalten.“

Timo Baruth, 17. Februar 2017

A

Anhang

A.1 Kopplung im Triebwerk

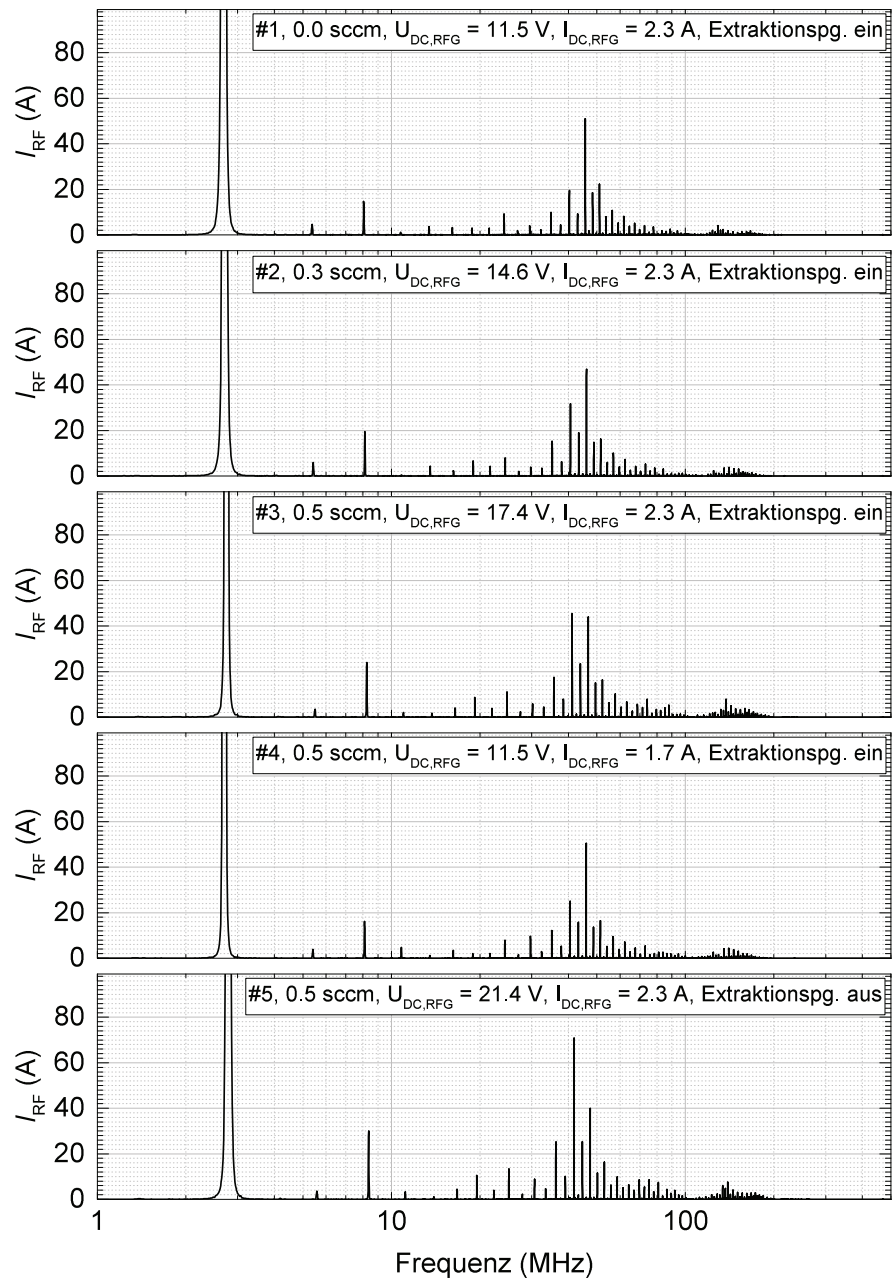


Abbildung A.1: Messung des RF-Stromes in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich.

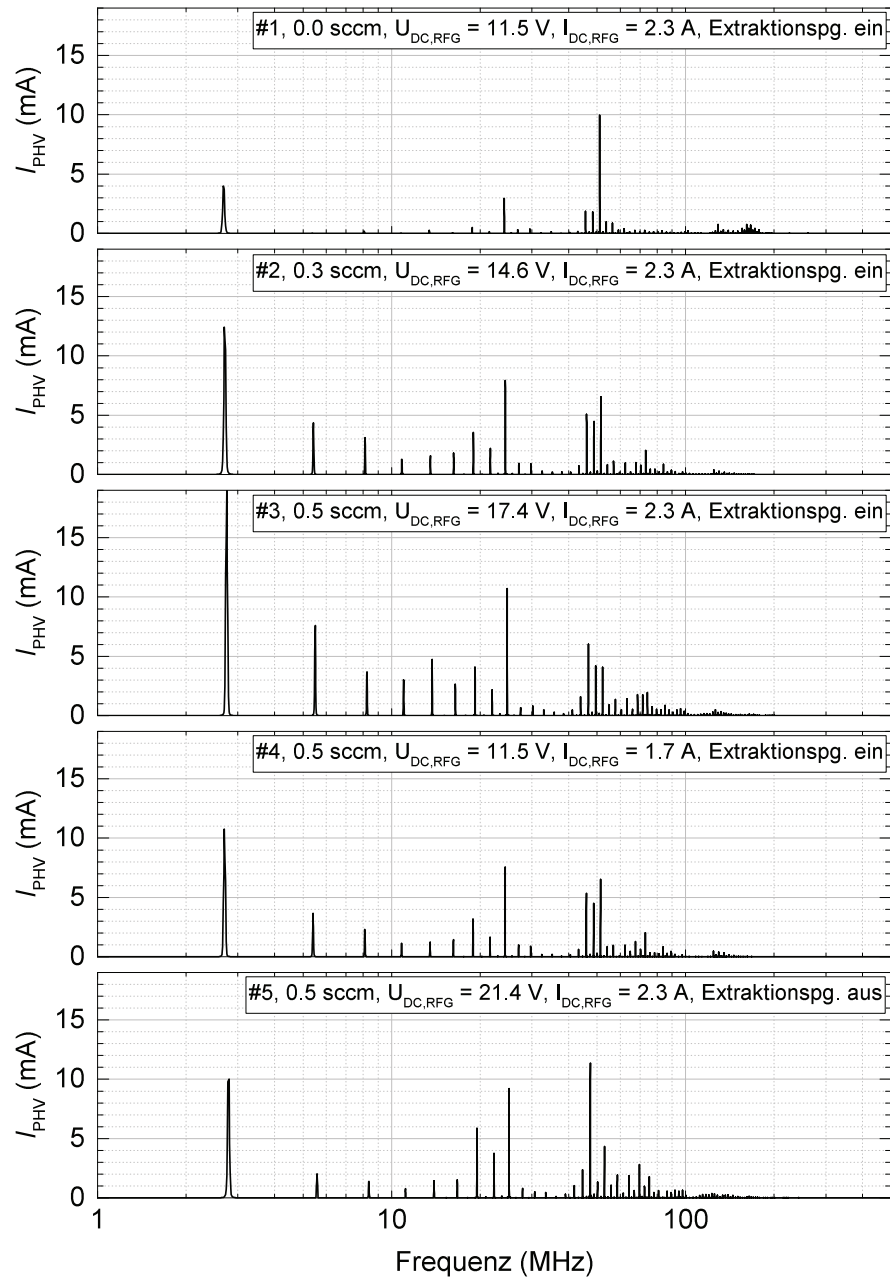


Abbildung A.2: Messung des PHV-Stromes in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich.

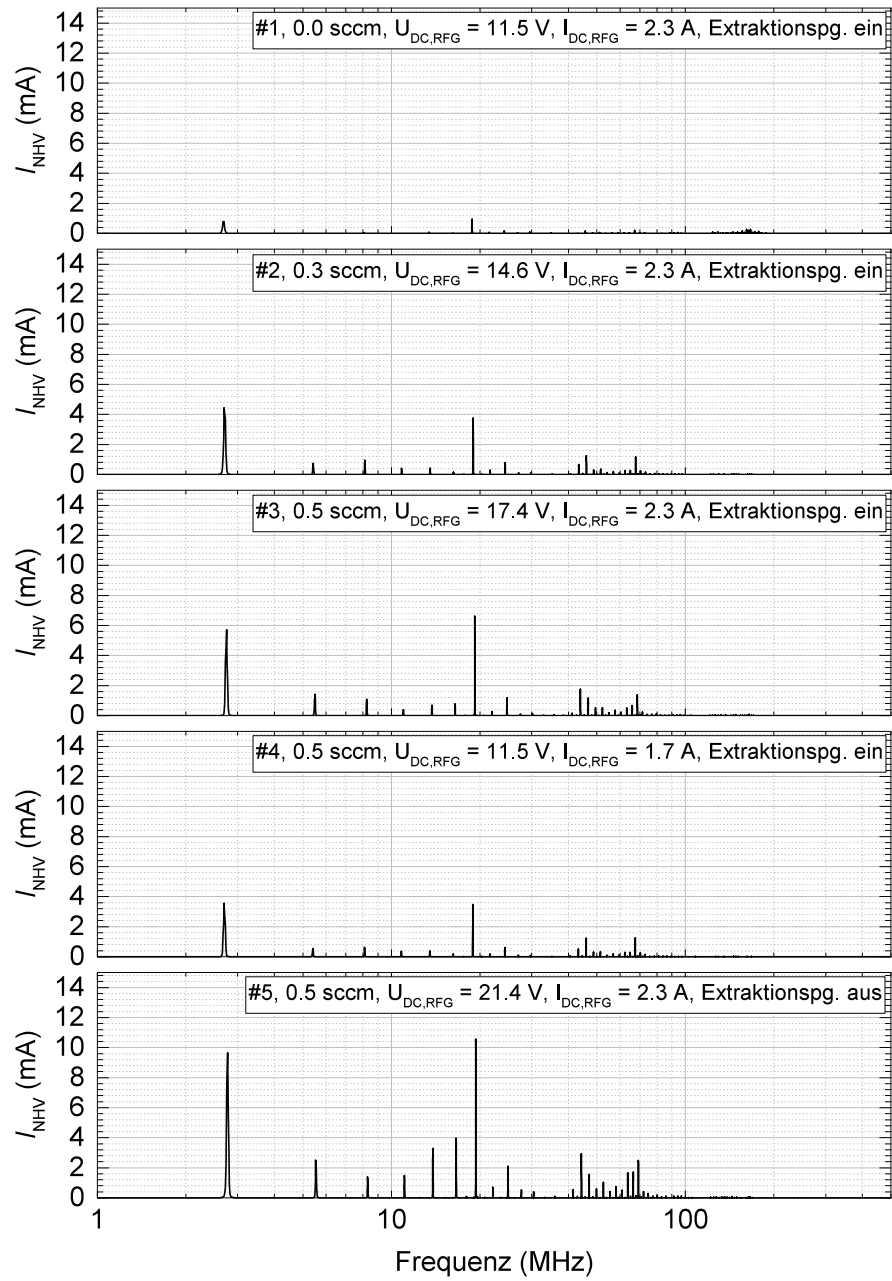


Abbildung A.3: Messung des NHV-Stromes in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich.

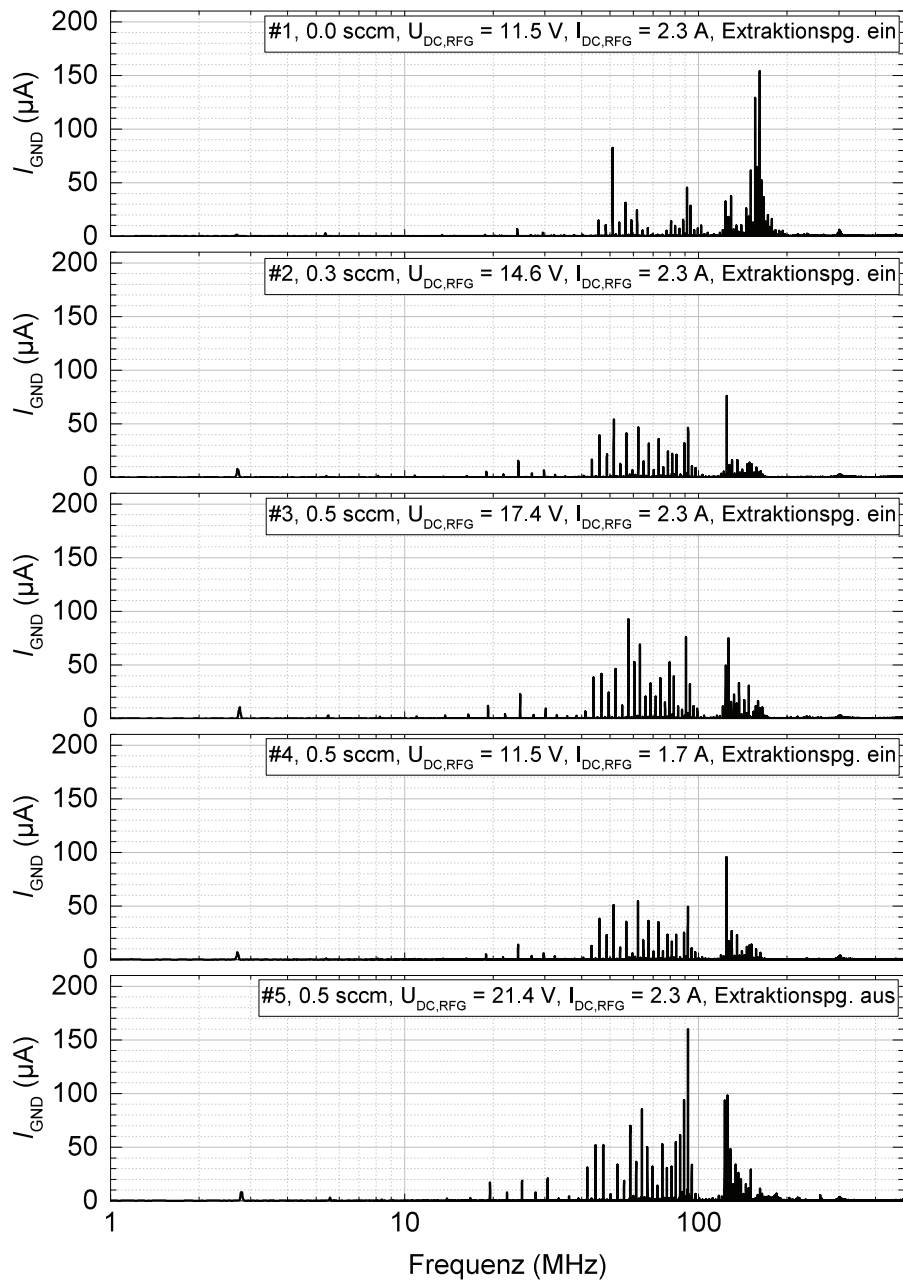


Abbildung A.4: Messung des GND-Stromes in verschiedenen Betriebsmodi im Frequenzbereich.

A.2 Normprüfungen nach MIL-STD-461F

Tabelle A.1: Übersicht der EMV-Prüfungen aus der Norm MIL-STD-461F.

Anforderung	Beschreibung
CE101	Conducted Emissions, Power Leads, 30 Hz to 10 kHz
CE102	Conducted Emissions, Power Leads, 10 kHz to 10 MHz
CE106	Conducted Emissions, Antenna Terminal, 10 kHz to 40 GHz
CS101	Conducted Susceptibility, Power Leads, 30 Hz to 150 kHz
CS103	Conducted Susceptibility, Antenna Port, Intermodulation, 15 kHz to 10 GHz
CS104	Conducted Susceptibility, Antenna Port, Rejection of Undesired Signals, 30 Hz to 20 GHz
CS105	Conducted Susceptibility, Antenna Port, Cross-Modulation, 30 Hz to 20 GHz
CS106	Conducted Susceptibility, Transients, Power Leads
CS109	Conducted Susceptibility, Structure Current, 60 Hz to 100 kHz
CS114	Conducted Susceptibility, Bulk Cable Injection, 10 kHz to 200 MHz
CS115	Conducted Susceptibility, Bulk Cable Injection, Impulse Excitation
CS116	Conducted Susceptibility, Damped Sinusoidal Transients, Cables and Power Leads, 10 kHz to 100 MHz
RE101	Radiated Emissions, Magnetic Field, 30 Hz to 100 kHz
RE102	Radiated Emissions, Electric Field, 10 kHz to 18 GHz
RE103	Radiated Emissions, Antenna Spurious and Harmonic Outputs, 10 kHz to 40 GHz
RS101	Radiated Susceptibility, Magnetic Field, 30 Hz to 100 kHz
RS103	Radiated Susceptibility, Electric Field, 2 MHz to 40 GHz
RS105	Radiated Susceptibility, Transient Electromagnetic Field

A.3 Korrelationsalgorithmus GTEM-Zelle

Die Korrelation der gemessenen Spannungen am Anschluss einer GTEM-Zelle in Feldstärke-werte soll hier detaillierter beschrieben werden. Die verwendete Softwareimplementation beruht auf dem in Ref. 3 beschriebenen Algorithmus, der wiederum die Arbeit von Wilson [47] zugrunde liegt.

Grundlage ist die Annahme, dass das Emissionsverhalten eines Prüflings annähernd durch das Verhalten von drei orthogonal zueinander stehenden Dipolen beschrieben werden kann. Jeder dieser Dipole wird dazu in seiner Hauptabstrahlrichtung vermessen (s. Abb. 2.8). Aus den daraus resultierenden Spannungswerten kann nach Ref. 47 die gesamte abgestrahlte Leistung P_0 mit:

$$P_0 = \frac{Z_0}{3\pi} \cdot \frac{k_0^2}{e_{0y}^2 Z_C} \cdot S^2 \quad (\text{A.1})$$

errechnet werden. Z_0 stellt dabei die Feldwellenimpedanz des freien Raumes ($120\pi\Omega \approx 377\Omega$) dar, k_0 die Wellenzahl ($2\pi/\lambda$), Z_C die Impedanz der GTEM-Zelle (hier 50Ω), S die Wurzel der Summe der Quadrate der Messspannungen und e_{0y}^2 den TEM-Moden-Feldfaktor. Der TEM-Moden-Feldfaktor bezeichnet hier die normalisierte y-Komponente des E-Feldes an der Position der EUT. Dieser kann entweder vom Hersteller bereitgestellt werden, experimentell mittels Feldsonden gemessen oder analytisch errechnet werden. In dem hier verwendeten Algorithmus wurde die analytische Näherung nach Ref. 47 verwendet:

$$e_{0y}^2 = \frac{4}{a} \sqrt{Z_C} \sum_{m=1,3,5,\dots}^{\infty} \left(\frac{\cosh(My)}{\sinh(Mh)} \cdot \cos(Mx) \cdot \sin\left(M\frac{a}{2}\right) \cdot J_0(Mg) \right) \quad (\text{A.2})$$

In Glg. A.2 ist a die Zellenbreite, h die Höhe des Septums bei z , g die Lückenbreite¹ bei z , x & y die Position der Prüflingsmitte und J_0 die Besselfunktion 0-ter Ordnung. Es gilt zudem $M = m\pi/a$ mit $m = 1, 3, 5, \dots, \infty$. Gültig ist diese Formel für TEM-Zellen mit rechteckigem Querschnitt.

Ist die gesamte abgestrahlte Leistung bekannt, kann unter Annahme der Tatsache, dass der Prüfling auch im Freifeld durch einen Dipol ersetzt werden kann, die Korrelation zum Freifeld nach:

$$E_{max} = 20 \cdot \log(g_{max}) + 10 \cdot \log(P_0) + 139,5 \quad (\text{A.3})$$

erfolgen. Die leitende Bodenplatte der Freifeldmessung wird dabei über einen an der Bodenplatte gespiegelten Dipol modelliert.

Der Geometriefaktor g_{max} stellt dabei den Zusammenhang mit der Freifeldmessung in der Art her, dass der maximale Signalpegel bei der Höhenverstellung der Antenne nach

$$g_{max} = \begin{cases} \left| \frac{1}{r_1 r_2} \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos k_0(r_2 - r_1)} \right|_{max} & \text{horizontale Polarisation} \\ \left| \frac{s^2}{r_1^3 r_2^3} \sqrt{r_1^6 + r_2^6 - 2r_1^3 r_2^3 \cos k_0(r_2 - r_1)} \right|_{max} & \text{vertikale Polarisation} \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

für horizontale und vertikale Polarisation ermittelt wird. r_1 stellt den Abstand des Prüflings von der Antenne dar, r_2 den Abstand des gespiegelten Prüflings zur Antenne. s ist der Abstand zwischen Antenne und Prüfling (hier: 3 Meter). Die Abstände lassen sich mit Kenntniss der Höhe des Prüflings über der Bodenplatte h_g und der Höhe der Antenne über dem Boden R_H (typ. 1-4 Meter) errechnen:

¹Horizontaler Abstand zwischen Septum und Außenwand.

$$r_1 = \sqrt{s^2 + (R_H - h_g)^2}, \quad r_2 = \sqrt{s^2 + (R_H + h_g)^2} \quad (\text{A.5})$$

Der Algorithmus ist im Bereich 30 MHz – 5 GHz gültig. Im Bereich 9 kHz – 30 MHz muss von einer Nahfeldmessung in der GTEM – Zelle ausgegangen werden, welche ebenfalls durch einen Algorithmus korreliert werden kann, dann aber 9 Messpositionen verwendet. Dieser Algorithmus wurde hier nicht implementiert, da der zu untersuchende Frequenzbereich zum größten Teil oberhalb von 30 MHz liegt.